

Untersuchung und Modellierung der Fluidodynamik in prismatischen Strahlschichtapparaten

Vom Promotionsausschuss der Technischen Universität Hamburg-Harburg
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur
Dr.-Ing.

vorgelegte Dissertation

von
Dipl.-Ing. Oliver Gryczka

aus
Bernburg/Saale

2009

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. habil. Stefan Heinrich (1. Gutachter)
Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h. c. Lothar Mörl (2. Gutachter)
Prof. Dr.-Ing. Rudolph Eggers (Vorsitzender Prüfungsausschuss)

Promotionskolloquium am 03. Juli 2009

Eidesstattliche Erklärung

Ich erkläre hiermit, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe. Die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht.

Insbesondere habe ich nicht die Hilfe einer kommerziellen Promotionsberatung in Anspruch genommen. Dritte haben von mir weder unmittelbar noch mittelbar geldwerte Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form als Dissertation eingereicht und ist als Ganzes auch noch nicht veröffentlicht.

Hamburg, den 03.07.2009

O. Gryczka

Unterschrift

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand in der Zeit als Stipendiat am Lehrstuhl für chemischen Apparatebau des Institutes für Apparate- und Umwelttechnik an der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg im Zeitraum von Januar 2006 bis Januar 2009.

Recht herzlichen Dank gilt meinem Betreuer, Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Stefan Heinrich, Lehrstuhlinhaber des Instituts für Feststoffverfahrenstechnik und Partikeltechnologie an der Technischen Universität Hamburg-Harburg, der in zahlreichen fachlichen Gesprächen immer wieder neue Anreize zur Forschungsthematik gegeben hat und durch sein Vertrauen in mein selbstständiges Handeln viele Möglichkeiten zur Realisierung neuer Ideen gegeben hat.

Weiterer großer Dank gilt dem Leiter des Lehrstuhls für Chemischen Apparatebau an der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h. c. Lothar Mörl, der in unzähligen fachlichen Diskussionen Anregungen für neue Forschungsschwerpunkte gegeben hat.

Großer Dank gilt auch der Deutschen Forschungsgemeinschaft ‘DFG’ für die Finanzierung im Rahmen des Graduiertenkollegs 828 ‘Mikro-Makro-Wechselwirkungen in strukturierten Medien und Partikelsystemen’.

Recht herzlich bedanke ich mich auch bei Dr. ir. Niels G. Deen, Dr. ir. Martin van Sint Annaland und Prof. Dr. ir. J.A.M. Kuipers vom ‘Institute of Science and Technology’ der Twente Universität im holländischen Enschede für hilfreiche Anregungen zur mathematischen Modellierung.

Herrn Jun.-Prof. Dr.-Ing. Mirko Peglow, Herrn Dr.-Ing. Günter Mohs, Herrn Dipl.-Ing. André Sommer sowie Herrn Dipl.-Ing. Robert Hampel danke ich für fachliche Diskussionen jeglicher Art, die sehr hilfreich beim Vorantreiben meiner Forschungen waren.

Weiterer Dank gilt dem Werkstattmeister Herrn Lutz Herbst, sowie seinem Mitarbeiter Steven Herbst, für den Bau der Versuchsanlagen und die Durchführung der erwünschten Modifikationen.

Ebenfalls danke ich den Studenten Alketa Merkaj, Vesela Pobornikova, Halime Adem und Gang Liang für die Unterstützung dieser Arbeit in Rahmen von Diplom- und Studienarbeiten.

Großer Dank gilt auch meiner Freundin Vera, meiner Familie und meinen Freunden für die Unterstützung.

Inhaltsverzeichnis

Eiderklärung	III
Vorwort	V
Nomenklatur	IX
Kurzzusammenfassung	XV
1 Einleitung	1
1.1 Allgemeines	1
1.2 Stand des Wissens	2
1.2.1 Die Strahlschichttechnologie und deren Anwendung	2
1.2.2 Modellierung von Mehrphasenströmungen	8
1.2.3 Methoden zur Bestimmung der Partikelposition	17
1.3 Motivation und Zielstellung	25
2 Fluiddynamische Untersuchungen	29
2.1 Die Strahlschichtversuchsanlage	29
2.1.1 Messtechnik und Versuchsmaterialien	31
2.1.2 Die Anströmeinrichtung mit regelbarer Gaszufuhr	34
2.1.3 Hydraulisches Verhalten der Anströmeinrichtung	38
2.1.4 Vergleich der Berechnungsmethoden mit Experimenten	41
2.2 Fluiddynamisches Verhalten der Strahlschicht	45
2.3 Mathematische Erfassung des Strahlschichtverhaltens	52
2.3.1 Der maximale Schichtdruckverlust	54
2.3.2 Die minimale Fluidisationsgeschwindigkeit	56
2.3.3 Der Schichtdruckverlust bei stabiler Fluidisation	58
2.3.4 Zusammenfassung zur mathematischen Erfassung des Strahlschicht- verhaltens	58
2.4 Experimentelle Untersuchungen zum stabilen Arbeitsbereich	60
2.4.1 Einflussfaktoren auf den Schichtdruckverlust	60
2.4.2 Ermittlung des stabilen Arbeitsbereiches durch Hochfrequenz- Druckmessungen	63
2.5 Überlegungen zur Verbesserung der Strömungsstabilität	74
3 CFD-Kontinuum-Modellierung	79

Inhaltsverzeichnis

3.1	Numerisches Simulations-Modell in FLUENT 6.2	79
3.1.1	Modellgleichungen	80
3.1.2	Anfangs- und Randbedingungen	93
3.1.3	Die numerischen Berechnungen	95
3.2	Ergebnisse der Simulationen	96
3.2.1	Simulation des Druckverlustes der Leeranlage	96
3.2.2	Variation des Gas-Partikel-Widerstandsmodells	97
3.2.3	Variation des Ansatzes für die granulare Temperatur Θ	107
3.2.4	Variation des Restitutionskoeffizienten e_{ss}	111
3.2.5	Vergleich mit PIV-Messungen	114
3.2.6	Zusammenfassung der 2-D Simulationen	118
3.2.7	Drei-dimensionale Simulationen der prismatischen Strahlschicht . .	120
4	Magnetisches Monitoring-Verfahren zur Bestimmung der Partikelposition	133
4.1	Theoretische Grundlagen	133
4.1.1	Messprinzip	134
4.1.2	Bedeutung physikalischer Größen am praktischen Beispiel	136
4.2	Die Messapparatur	139
4.3	Ergebnisse statischer Messungen	141
4.4	Ergebnisse dynamischer Messungen	146
4.5	Ergebnisse der Messungen in der Strahlschicht	147
4.5.1	Identifizierung der Messfehler	147
4.5.2	Ergebnisse mit einer Schichtmasse von 0.3kg	150
4.5.3	Vergleich bei unterschiedlichen Messzeiten (20sec und 120sec) . . .	158
4.5.4	Vergleich bei unterschiedlich starken Magneten	159
4.5.5	Partikelgeschwindigkeit und Partikelrotation	159
4.5.6	Vergleich bei verschiedenen Schichtmassen	162
4.5.7	Vergleich mit CFD-Kontinuum-Simulationen	162
5	Zusammenfassung	167
A	Mess- und Berechnungsergebnisse	171
A.1	Messergebnisse des Schichtdruckverlustes	171
A.1.1	Messergebnisse des Schichtdruckverlustes mit γ -Al ₂ -O ₃ (groß) . . .	171
A.1.2	Messergebnisse des Schichtdruckverlustes mit γ -Al ₂ -O ₃ (klein) . . .	173
A.1.3	Messergebnisse des Schichtdruckverlustes mit α -Al ₂ -O ₃	175
A.1.4	Messergebnisse des Schichtdruckverlustes mit dem organischen Gra- nulat	177
A.1.5	Messergebnisse des Schichtdruckverlustes mit Holzkugeln	179
A.2	Ergebnisse der Messungen der Druckpulsationen	180
B	Mathematischer Anhang	203
B.1	Mathematische Erfassung des Strahlschichtverhaltens	203

B.1.1	Ergebnisse zum maximalen Schichtdruckverlust Δp_{max}	203
B.1.2	Ergebnisse zur minimalen Sprudelgeschwindigkeit v_{mf}	205
B.1.3	Ergebnisse zum Schichtdruckverlust im stabilen Arbeitsbereich p_{st} .	207
B.2	Programmcodes der ‘User Defined Functions‘	209
C	Durchflussmessung mittels Blende	217
	Tabellenverzeichnis	221
	Abbildungsverzeichnis	230
	Literaturverzeichnis	231
	Publikationsliste	257
	Lebenslauf	260

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

Formelzeichen	Bezeichnung	Einheit
a	Beschleunigung	m/s^2
A	Fläche	m^2
A	Koeffizient	–
B	magnetische Flussdichte	T
B	Koeffizient	–
C_D	Widerstandskoeffizient	–
C_{fr}	Reibungskoeffizient	–
\vec{C}_S	Partikel-Schwankungsgeschwindigkeit	m/s
C_V	“added mass coefficient“	–
d_s	Partikeldurchmesser	m
$d_{50,3}$	mittlerer Partikeldurchmesser	m
D	Massen-Diffusions-Koeffizient	m^2/s
D	Verschiebungsdichte	As/m^2
e	Restitutionskoeffizient	–
E	elektrische Feldstärke	V/m
f	Widerstandsfunktion	–
$f(t)$	Eingabefunktion für die Fourier-Transformation	–
$F(\)$	Fourier-Transformation	–
$F_{0..3}$	dimensionslose Koeffizienten	–
\vec{F}	Kraft	N
g	Erdbeschleunigung	m/s^2
g_{0ss}	radiale Verteilungsfunktion	–
G	geometrischer Simplex	–
H	magnetische Feldstärke	A/m
H_0	Ruhschichthöhe	m
$I(\)$	imaginärer Teil der Fourier-Transformation	–
I_{2D}	zweite Invariante des Deviator-Spannungstensors	–

Inhaltsverzeichnis

j	diskreter Signaleingabewert	—
J	Trägheitsmoment	$kg \cdot m^2$
k	diskreter Frequenzwert	—
K	Übergangskoeffizient	—
L	Länge	m
m	Masse	kg
\dot{m}	Massenstrom	kg/s
N	Partikelanzahl	—
p	Druck	Pa
Q	Qualitätsfunktion	—
\vec{r}	Ortsvektor	—
$R(\)$	Realteil der Fourier-Transformation	—
Re	Reynoldszahl	—
Ro	Romankov Simplex	—
s	Verschiebung	m
t	Zeit	s
u	Frequenzvariable	$1/s$
\vec{u}	Partikelhauptgeschwindigkeit	m/s
\vec{U}	Freiströmgeschwindigkeit	m/s
v, v	Geschwindigkeit	m/s
\dot{V}	Volumenstrom	m^3/s
x	Koordinate	m
X_0	geometrischer Wert	m
z	Koordinate	m

Griechische Buchstaben

α	Winkelbeschleunigung	$^\circ/s^2$
γ	Winkel	$^\circ$
γ_{θ_s}	Energiedissipation durch Partikelkollisionen	$kg/(m s^3)$
ϵ	Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie	m^2/s^3
ϵ	Phasen-Volumenanteil	—
η_{sg}	Zeitverhältnis	—
θ	granulare Temperatur	m^2/s^2
θ	Winkel	$^\circ$
Θ	unspezifizierte Zahl in der Fourier-Transformation	—
λ	Kernviskosität der granularen Feststoffphase	$kg/(m s)$

NOMENKLATUR

μ	Scherviskosität	$kg/(m\ s)$
μ	magnetisches Moment	Am^2
μ_s	dynamische Viskosität	$kg/(m\ s)$
$\mu_{t,g}$	turbulente Viskosität	$kg/(m\ s)$
ν	kinematische Viskosität	m^2/s
$\nu_{r,s}$	Endgeschwindigkeitskorrelation der Feststoffphase	—
$\Pi_{kg}, \Pi_{\epsilon,g}$	Einfluss der granularen Feststoffphase auf die kontinuierliche Phase	—
ρ	Dichte	$kg/(m^3)$
σ	Standardabweichung	m
σ_{sg}	Dispersions-Prandtlzahl	—
$\overline{\tau}$	Spannungstensor	Pa
τ_s	Partikelrelaxationszeit	s
$\tau_{t,g}$	charakteristische Zeit der energetisch turbulenten Wirbel	s
$\tau_{t,sg}$	Zeitspanne des Lagrange Integrals	s
φ	Drehwinkel der Gasregelwalzen	$^\circ$
φ	Rotationswinkel	$^\circ$
Φ	innerer Reibungswinkel	$^\circ$
Ψ	Sphärizität	—
ω	Winkelgeschwindigkeit	$^\circ/s$

Tiefgestellte Indizes

Index	Bezeichnung
<i>ASF</i>	Anfang stabile Fluidisation
<i>aus</i>	Austrag
<i>col</i>	Kollision (engl.: collision)
<i>ch</i>	charakteristisch
<i>dr</i>	Drift (engl.: drift)
<i>ESF</i>	Ende stabile Fluidisation
<i>fr</i>	Reibung (engl.: friction)
<i>g</i>	Gas
<i>ges</i>	gesamt
<i>gs</i>	Gas-Feststoff (engl.: gas-solid)
<i>in</i>	Eintritt
<i>k</i>	turbulente kinetische Energie

Inhaltsverzeichnis

<i>kin</i>	kinetisch
<i>lift</i>	Auftrieb
<i>max</i>	maximal
<i>mf</i>	Minimalfluidisation
<i>p, q</i>	Phasenindex
<i>rot</i>	Rotation
<i>s</i>	Feststoff, Partikel (engl.: solid)
<i>ss</i>	Partikel-Partikel
<i>vm</i>	virtuelle Masse (engl.: virtual mass)
ϵ	Dissipation der turbulenten kinetischen Energie

Hochgestellte Indizes

\cdot	Rate/Strom	1/s
$-$	Mittelwert	
\rightarrow	Vektor	

Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
<i>avg</i>	gemittelt (engl.: average)
<i>CFD</i>	computational fluid dynamics
<i>CVM</i>	constant viscosity model
<i>engl</i>	auf englisch
<i>FFT</i>	fast Fourier-Transformation
<i>KTGS</i>	kinetische Theorie granularer Strömungen (engl.: Kinetic Theory of Granular Flow)
<i>PIV</i>	Particle Image Velocimetry
<i>rms</i>	engl.: root mean square = quadratische Mittelung
<i>RSM</i>	Reynolds-Spannungsmodell

Mathematische Symbole

Symbol	Bedeutung
Δ	delta, Unterschied
∇	Nabla Operator

Kennzahlen

Kennzahl	Bedeutung
$Ar = \frac{gd_s^3(\rho_s - \rho_g)}{\rho_g \nu_g^2}$	Archimedeszahl
$Re = \frac{v \cdot L_{ch}}{\nu_g}$	Reynoldszahl
$Cr = \frac{\bar{v} \cdot \Delta t}{\Delta L}$	Courantzahl

Inhaltsverzeichnis

Kurzzusammenfassung

Englisch:

Since the invention of the spouted bed technology by Mathur und Gishler (1955b), different kinds of apparatus designs were developed and a huge number of applications in nearly all branches of industry have emerged. Analogous to conventional fluidized beds, spouted beds are well known for their good mixing of the solid phase and also for their intensive heat and mass transfer characteristics between the fluid phase (gas) and the solid phase yielding nearly isothermal conditions. Particulate systems which are difficult to fluidize in conventional fluidized beds, e.g. which exhibit a broad particle size distribution, strongly non-spherical particles or particles with sticky and uneven surfaces, can be fluidized in a stable manner in a spouted bed. The knowledge of the stable fluid dynamic operation range of the spouted bed, which is smaller compared to conventional fluidized beds, is of crucial importance for operating the apparatus. One part of this work is the investigation of the fluid dynamic behavior of a novel spouted bed apparatus with two horizontal and adjustable slit-shaped gas inlets. By measured gas phase pressure fluctuations and Fourier analysis on these spectra, the fluid dynamic stable operation range will be identified and depicted in the dimensionless Re-G-Ar-diagram by Mitev (1979). The particle system, the gas throughput and the cross section area of the gas inlets will be varied. With the results of this work, a comparison will be made with stable operating ranges of other fluidized beds or spouted bed apparatuses, which already have been characterized by several authors (Kojouharov (2004), Olazar u. a. (1992), Piskova u. a. (2003)).

Having determined the stable operation domain, section 2 deals with CFD continuum simulations of the spouting process in the commercial software package FLUENT 6.2. Modern simulation tools like discrete particle models or continuum models have established as precious methods to gain insight into the complex processes in fluidized and spouted beds. Valuable information on influencing parameters on the hydrodynamics can be obtained directly from computer simulations. On the one hand, two dimensional simulations will be carried out amongst others under variation of the coefficient of restitution and under variation of the gas-particle drag model, which are considered as the most crucial factors for modeling realistic flow structures in literature. On the other hand, three dimensional simulations will be conducted to investigate the influence of the third dimension on the fluid dynamic behavior. The results of this work will reveal the potential of the applied continuum model to simulate the spouting process in the novel prismatic apparatus with adjustable gas inlets.

Another part of this work is the experimental investigation of a novel magnetic monitoring technique for tracing a single particle in the prismatic spouted bed. This system has originally been developed for medical purposes to measure retention times in the intesti-

nal tract of human beings. In this thesis, basic measurements in the investigated spouted bed under variation of the gas volume flow and the bed mass are carried out to examine its applicability in fluidized systems. The main goal is to gain insight into the complex processes in fluidized and spouted beds to improve the understanding of such multiphase flows. Eventually, the results can be used for modifications of apparatus designs to improve flow stability and thus to achieve higher product yields and a higher product quality in processes like granulation, agglomeration, drying or coating.

Deutsch:

Seit der Erfindung der Strahlschichttechnologie von Mathur und Gishler (1955b) wurden bis heute verschiedenste Apparatebauarten entwickelt und vielfältigste Anwendungsmöglichkeiten dieser Technologie in nahezu allen Industriezweigen haben sich herauskristallisiert. Analog zu konventionellen Wirbelschichten ermöglichen auch die Strahlschichtapparate eine hervorragende Durchmischung der Feststoffphase, sowie intensive Wärme- und Stoffübergänge zwischen der Gas- und Partikelphase. Disperse Stoffsysteme mit schwierigen Eigenschaften wie z.B. eine breite Partikelgrößenverteilung, stark nicht-sphärische Partikel oder Partikel mit unebenen und klebenden Oberflächen, die in konventionellen Wirbelschichten schwer zu fluidisieren sind, können in Strahlschichten unter stabilen Bedingungen fluidisiert werden. Die Kenntnis des fluiddynamisch stabilen Arbeitsbereiches ist von grundlegender Bedeutung für den Betrieb des Apparates. Ein Teil dieser Arbeit beinhaltet die Untersuchung des fluiddynamischen Verhaltens einer neuartigen prismatischen Strahlschicht mit zwei schlitzförmigen horizontalen und regelbaren Gaseingängen. Anhand von gemessenen Druckschwankungen der Gasphase und einer anschließenden Fourieranalyse wird der fluiddynamisch stabile Arbeitsbereich identifiziert und im dimensionslosen Re-G-Ar-Diagramm von Mitev (1979) dargestellt. Das Schichtmaterial, der Gasdurchsatz und die Gaseintrittsfläche werden in den Experimenten variiert. Mit den Resultaten dieser Arbeit werden Vergleiche mit stabilen Arbeitsbereichen anderer Wirbel- und Strahlschichten angestellt, die bereits durch diverse Autoren bestimmt wurden (Kojouharov (2004), Olazar u. a. (1992), Piskova u. a. (2003)).

Nachdem der stabile Arbeitsbereich bestimmt wurde, werden in Kapitel 2 CFD-Kontinuum-Simulationen des Strahlschichtprozesses im kommerziellen Software-Paket FLUENT 6.2 präsentiert. Die modernen Simulationswerkzeuge wie die diskreten Partikelmodelle oder die Kontinuummodelle haben sich als wertvolle Hilfsmittel zum Einblick in die komplexen Wechselwirkungen in Wirbel- und Strahlschichten etabliert. Wichtige Informationen zur Anhängigkeit des Strömungsverhaltens von verschiedensten Parametern können somit direkt durch Computersimulationen erhalten werden. In dieser Arbeit werden einerseits Simulationen unter Variation des Restitutionskoeffizienten und des Gas-Partikel-Widerstandsmodells, die gemäß Literaturangaben einen großen Einfluss auf das berechnete Strömungsmuster haben. Andererseits werden drei-dimensionale Simulationen durchgeführt, um den Einfluss der dritten Dimension auf das Strömungsverhalten zu untersuchen. Die Resultate dieser Arbeit werden das Potenzial des verwendeten Kontinuum-Modells zur Simulation der Fluidynamik in der neuartigen prismatischen

Strahlschicht mit regelbarer Gaszufuhr offen legen.

Ein weiterer Teil dieser Arbeit ist die experimentelle Untersuchung eines neuartigen magnetischen Monitoring-Verfahrens zur Verfolgung eines Einzelpartikels in der untersuchten Strahlschicht. Das Messsystem wurde ursprünglich für medizinische Einsatzzwecke entwickelt, um Retentionszeiten des menschlichen Verdauungstraktes zu messen. In dieser Arbeit werden nun grundlegende Messungen in der Strahlschicht unter Variation des Gasdurchsatzes und der Schichtmasse durchgeführt, um die Anwendbarkeit in fluidisierten Systemen herauszufinden. Das Hauptziel dieser Forschungstätigkeiten ist es, einen Einblick in die komplexen Prozesse in Wirbel- und Strahlschichten zu erhalten, um das Verständnis über solche Mehrphasenströmungen zu verbessern. Letztendlich können die Resultate verwendet werden, um die Strömungsstabilität durch Modifikationen der Apparategeometrie zu erhöhen, wodurch im Hinblick auf industrielle Anwendungen die Produktausbeute und die Produktqualität bei Prozessen wie Granulation, Agglomeration, Trocknung oder Coating erheblich gesteigert werden kann.

1 Einleitung

1.1 Allgemeines

Die Strahlschichttechnologie (engl.: Spouted Bed) ist eine Methodik zur intensiven Kontaktierung von Fluiden mit dispersen Feststoffen und wurde durch die Forschungsarbeiten von Mathur und Gishler (1954) am ‘National Research Council’ in Ottawa/Kanada entwickelt und im Jahre 1954 patentiert. Sie kann als Spezialform der klassischen Wirbelschicht angesehen werden und unterscheidet sich grundsätzlich von dieser in der Strömungsführung des Fluidisationsmediums und in der Apparatekonstruktion. Ursprünglich sollten feuchte Weizenkörner mit dieser Apparatetechnik getrocknet werden (Mathur und Gishler (1955a)), da keine stabile Fluidisation in einer konventionellen Wirbelschicht zu erreichen war. Sehr schnell wurde jedoch das Potenzial für vielfältigere Anwendungsmöglichkeiten der Strahlschichttechnik erkannt und mit ausgedehnten Forschungen des fluid-dynamischen Verhaltens begonnen (Mathur und Gishler (1955b)). In den darauf folgenden Jahrzehnten wurde neben der Trocknung (Kmiec u. a. (1994); Devahastin u. a. (1998); Kuts und Akulich (2002); Marreto u. a. (2006)) der Anwendungsbereich auf Prozesse wie z.B. Vermischung (Carassiti und Tata (1983); Huang und Hu (2007)), Verbrennung (Khoe (1983); Tia u. a. (1991); Ghorishi und Altwicker (1996)), Separation (Bamrim u. a. (1996); Waldie (1992)), chemische Reaktionen (Brereton und Grace (1984); Dudas u. a. (1993)) oder auch komplexe Mehrphasenreaktionen wie Granulation (Horio u. a. (1989); Scheuch u. a. (1996); Hatano u. a. (2004); Liu u. a. (2005)), Agglomeration (Kikuchi u. a. (1985); Vuthaluru und Zhang (2001); Jacob u. a. (2005)) oder Coating (Ando u. a. (2000); Kfuri und Freitas (2005); Paulo Filho u. a. (2006)) erweitert.

Der energiesparende Betrieb, sowie die Möglichkeit der stabilen Fluidisation von Partikelsystemen, die in konventionellen Wirbelschichten schwierig unter stabilen Bedingungen fluidisierbar sind, etablierten die Strahlschichttechnik in der Industrie. Disperse Feststoffsysteme z.B.

- mit einer breiten Partikelgrößenverteilung,
- mit sehr geringen (Geldart-Klasse C) oder sehr großen Partikeldurchmessern,
- mit extrem nicht-sphärischen Partikeln (Länge/Durchmesser-Verhältnis $\gg 1$) oder
- mit stark klebenden, unebenen und rauhen Oberflächen

können aufgrund der charakteristischen Strömungsführung in Strahlschichten stabil fluidisiert werden. Mittlerweile ist die Strahlschichttechnik in allen Industriezweigen zu finden,

1 Einleitung

wo fein- und polydisperse Feststoffe verarbeitet bzw. hergestellt werden (z.B. Lebensmittelindustrie, pharmazeutische Industrie, chemische Industrie, Biotechnologie, etc.). Analog zu klassischen Wirbelschichten zeichnen sich Strahlschichten durch eine gute Durchmischung der partikulären Feststoffphase und intensive Wärme- und Stofftransportvorgänge zwischen dem Fluid und dem Feststoff mit nahezu isothermen Bedingungen aus. Die spezielle Strömungsform der Strahlschicht ist dabei durch eine einfache apparative Gestaltung mit einem über der Höhe veränderlichem Querschnitt charakterisiert.

1.2 Stand des Wissens

1.2.1 Die Strahlschichttechnologie und deren Anwendung

Seit der Erfindung der traditionellen konischen Strahlschichtbauform von Mathur und Gishler (1954) (siehe Abb. 1.1), wurden in den letzten 50 Jahren verschiedene andere Bauformen von Strahlschichten entwickelt.

Grundsätzlich können Strahlschichtapparate geometrisch in zwei Gruppen eingeteilt werden:

- Strahlschichten mit kreisrundem Apparatequerschnitt (konisch, konisch-zylindrisch) und
- Strahlschichten mit rechteckigem Apparatequerschnitt (prismatisch).

In Abb. 1.2 sind verschiedene Bauarten von Strahlschichten dargestellt. In Abb. 1.2a ist eine konische Strahlschicht dargestellt (Romankov und Raschkovskaja (1968); Olazar u. a. (1992)), die zu den Strahlschichten mit kreisrundem Apparatequerschnitt gehört. Zu den prismatischen Strahlschichten zählen die Apparate in den Abb. 1.2b-f. Abb. 1.2b zeigt eine prismatische Strahlschicht mit einem Gaseingang (Mitev (1967)), Abb. 1.2c eine prismatische Strahlschicht mit zwei parallelen Gaseingängen (Iordanova u. a. (1998, 2000)), Abb. 1.2d eine prismatische Strahlschicht mit einer ‘symmetrischen’ Spaltanordnung (Donchev (1999); Mitev (1979)), Abb. 1.2e eine prismatische Strahlschicht mit ‘asymmetrischer’ Spaltanordnung (Mitev (1979)) und Abb. 1.2f eine prismatische Strahlschicht mit regelbarer Gaszufuhr (Mörl u. a. (2001); Iordanova u. a. (1998)). Die prismatische Bauform mit regelbarer Gaszufuhr wird in dieser Dissertation Gegenstand der fluiddynamischen Untersuchungen sein.

Weit verbreitete Anwendungsmöglichkeiten fanden auch die Strahlschichten mit vertikalem Steigrohr (siehe Abb. 1.3), wodurch, ähnlich wie beim ‘Wurster-Prinzip’ in konventionellen Wirbelschichten, eine stabilere Partikelzirkulation ohne Wechselwirkung mit der Rücklaufzone (Ringraum) erzielt wird. Viele Autoren beschäftigten sich sowohl mit dem grundlegenden fluiddynamischen Arbeitsverhalten als auch mit anwendungsspezifischen Prozessen wie Trocknung oder Coating in diesem Apparatetyp. Altzibar u. a. (2008) untersuchen das Trocknungsverhalten von Teilchen mit geringem Partikeldurchmesser unter Verwendung verschiedener Arten von vertikalen Steigrohren. Für eine stabile Fluidisation wird der geringste Gasvolumenstrom mit dem nichtporösen Steigrohr benötigt, jedoch

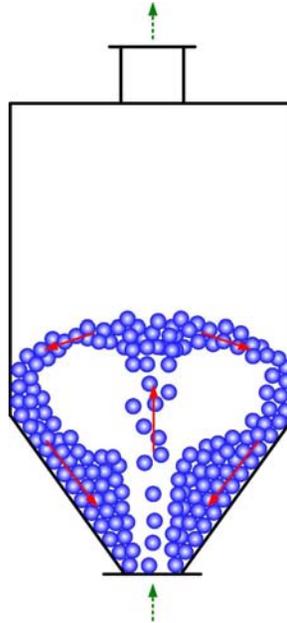


Abbildung 1.1: Klassische Strahlschichtbauart nach Mathur und Gishler (1954).

verläuft der Trocknungsprozess erheblich langsamer als mit einem porösen Steigrohr (siehe Abb. 1.3b) oder mit einem Steigrohr mit völlig offenen Seiten (siehe Abb. 1.3c). San Jose u. a. (2007b) untersuchen den Einfluss der Höhe eines nichtporösen Steigrohres über dem Gasverteiler als auch dessen Durchmesser auf das stabile Arbeitsverhalten der Strahlschicht und vergleichen die Ergebnisse mit Messungen in dieser Strahlschicht ohne jegliche Einbauten. Ando u. a. (2002) beschäftigen sich sowohl mit der Trocknung als auch mit der Granulation (Ando u. a. (2000)) von pharmazeutischen Gütern in solchen Strahlschichten mit vertikalem Steigrohr. Hattori u. a. (2004, 1998) stellen in ihren Veröffentlichungen ihre Ergebnisse zur Untersuchung der Partikelzirkulation in solchen Strahlschichtapparaten vor. Weiterhin wird das Trocknungsverhalten in verschiedenen Strahlschichten mit vertikalem Steigrohr untersucht, die sich in ihrer Bauart unterscheiden (Hattori u. a. (2001)).

Der noch im hohen Alter forschende Professor Norman Epstein (Geburtsjahr 1923!!) von der 'University of British Columbia' im kanadischen Vancouver ist aufgrund seiner langjährigen Forschungstätigkeiten weltweit führend auf dem Gebiet der Strahlschichttechnik. Zu Beginn seiner Forschungen in den 1960er Jahren arbeitet er zusammen mit Prof. Kishan B. Mathur, ein Mitbegründer der Strahlschichttechnologie. Es erscheinen Veröffentlichungen, die allgemeine Zusammenfassungen zur Strahlschichttechnologie selbst (Mathur und Epstein (1974c)), zu Entwicklungstendenzen dieser neuartigen Technologie (Mathur und Epstein (1974a)), sowie zum fluiddynamischen Verhalten (Mathur und Epstein (1974b)) und zu Wärme- und Stoffübergangsmechanismen in Strahlschichten (Epstein und Mathur (1971)) beinhalten. Ab Ende der 1970er Jahre bis Mitte der 1990er Jahre beschäftigt sich die Forschergruppe um Prof. Epstein, zu der nun auch der spätere Professor J.R.

1 Einleitung

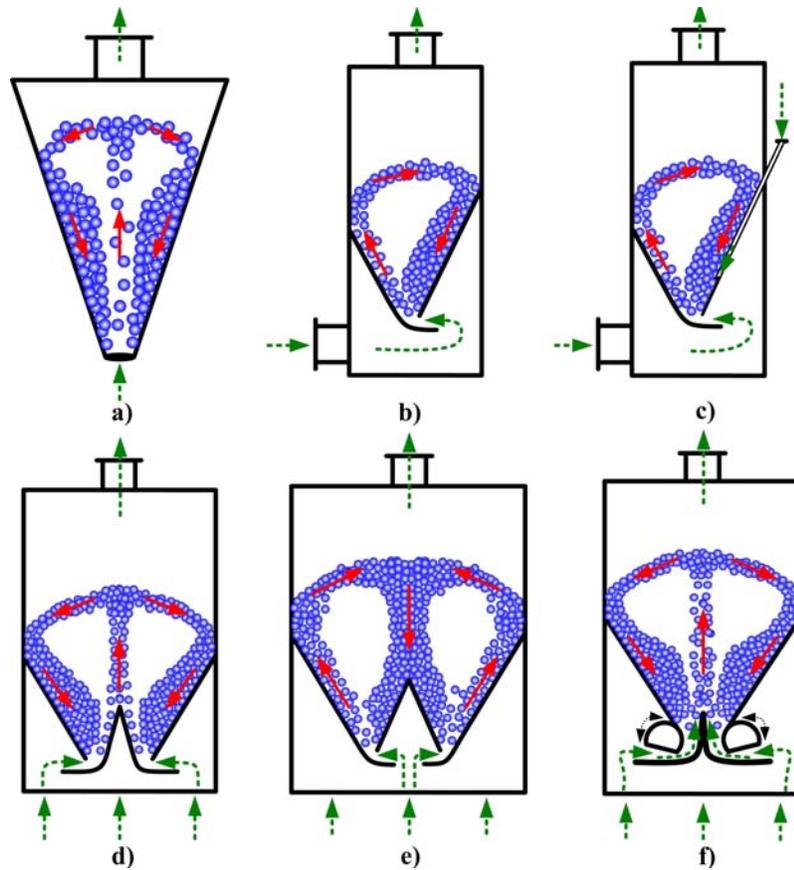


Abbildung 1.2: Bauarten von Strahlschichtapparaten.

Grace gehört, mit ausführlichen Untersuchungen zur Fluidodynamik von Strahlschichtapparaten, wobei verschiedene Arbeitsregime erkannt und dokumentiert werden (Sutanto u. a. (1985)). Der Einfluss der Prozesstemperatur auf die Fluidodynamik spielt ebenfalls eine große Rolle (Wu u. a. (1987); Li u. a. (1996)). Grundlegende Untersuchungen zur minimalen Sprudelgeschwindigkeit, dem maximalen Schichtdruckverlust, zur maximalen Sprudelhöhe und zum maximalen Sprudeldurchmesser (Epstein und Chandnani (1987); Chandnani und Epstein (1986); Krzywanski u. a. (1989, 1992)) als auch chemische Gas-Feststoff Reaktionen (Rovero und Piccinini (1983)) oder Verbrennungsprozesse (Lim u. a. (1988)) werden mittels Strahlschichttechnologie experimentell untersucht und mathematisch modelliert (Epstein und Levine (1977); Epstein u. a. (1978)). In den letzten 10 Jahren sind Veröffentlichungen von Prof. Epstein zu finden, die sich mit der Erforschung optimaler Apparategeometrien zur Realisierung maximaler Umsatzgrade bei chemischen Reaktionen (Breton u. a. (1996)), mit der Trocknung von Metalloxidschlämmen (Boizan u. a. (1996)) oder mit den Möglichkeiten der Verbesserung des Sprudelverhaltens von nicht hygroskopischen Partikeln (Partikeldurchmesser größer 3 mm) durch Eindüsung geringer Mengen an Flüssigkeiten beschäftigen (Nagahashi u. a. (2004, 2006)). Durch die

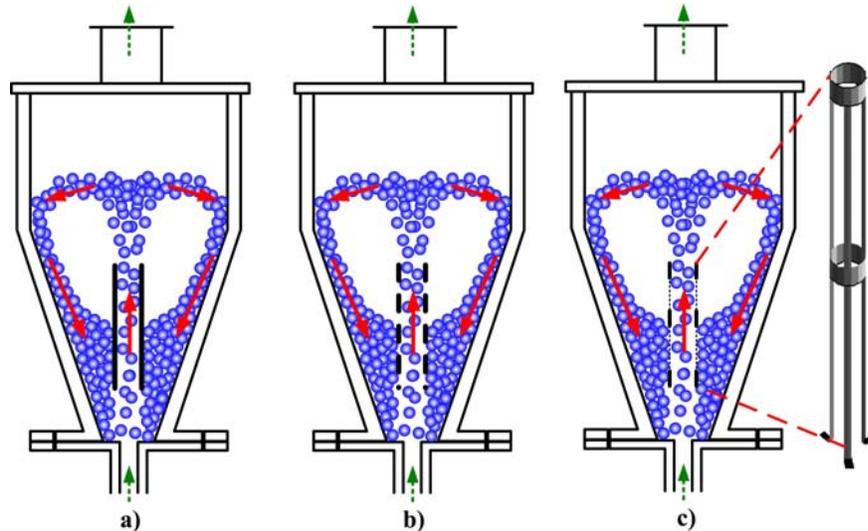


Abbildung 1.3: Konisch-zylindrische Strahlschicht mit vertikalem Steigrohr a) unporös, b) porös und c) mit offenen Seiten nach San Jose u. a. (2007a).

somit veränderten Partikel-Kollisionseigenschaften, wird der Übergangsbereich zwischen Strahlzone und Ringraum zu einer fast undurchdringbaren Schicht und eine Art nicht permeables Steigrohr gebildet, wodurch eine Verbesserung der Sprudelverhältnisse durch Vergrößerung der Gasgeschwindigkeit in der Strahlzone erreicht wird.

Die Forschergruppe um Prof. Olazar von der ‘University of the Basque Country‘ im spanischen Bilbao erforscht hauptsächlich konische und konisch-zylindrische Strahlschichtapparate. Im Vordergrund stehen hydrodynamische Untersuchungen, wie z.B. die Ermittlung der Minimalfluidisationsgeschwindigkeit Olazar u. a. (2006), die Messung von Partikelgeschwindigkeiten mit fiberoptischen Methoden San Jose u. a. (2004b); Olazar u. a. (1998), die Ermittlung des stabilen Arbeitsverhaltens der Strahlschicht in Abhängigkeit von der Apparategeometrie (Olazar u. a. (1992)), sowie von Produkteigenschaften San Jose u. a. (2005a, 2004a) oder auch Messungen der Geometrie der Stahl- und Fontainenzone (San Jose u. a. (2005b)). Ebenfalls gibt es Veröffentlichungen zu verschiedenen Apparatekonstruktionen (Olazar u. a. (1993)) und Anwendungen (Olazar u. a. (1996b)) von Strahlschichten. Ein weiterer Forschungsschwerpunkt von Olazar ist die Untersuchung von Pyrolysereaktionen (Olazar und Bilbao (2005); Aguado u. a. (2004); Olazar u. a. (2001, 2000)) und Polymerisationen in Strahlschichtanlagen (Olazar u. a. (1997); Bilbao u. a. (1987)). Modellierungen der Gasströmung (Aguado u. a. (2005)) und der Partikelbewegung (San Jose u. a. (1998); Olazar u. a. (1996a)) spielen ebenfalls eine Rolle in der Forschungsarbeit von Olazar.

Die Untersuchungen von Prof. Kmiec aus dem polnischen Wroclaw konzentrierten sich Mitte der 1970er Jahre auf grundlegende Erforschungen der Strahlschichttechnologie wie z.B. der Strömungshydrodynamik (Kmiec (1980)), des Wärme- und Stoffübergangs (Kmiec und Kucharski (1993)) oder der Verweilzeitverteilung der dispersen Phase (Kmiec

1 Einleitung

u. a. (1978)). Anfang der 1980er Jahre wurden ebenfalls Untersuchungen zur minimalen Sprudelgeschwindigkeit durchgeführt und Korrelationen zur Berechnung dieser aufgestellt (Kmiec (1983)). Ab Mitte der 1980er Jahre verschob sich der Schwerpunkt der Forschungsarbeiten auf die Untersuchung von Coatingprozessen in Strahlschichtapparaten. Im Vordergrund standen dabei experimentelle Erforschungen mit nicht-sphärischen Partikeln wie z.B. Tabletten (Kmiec und Kucharski (1993)) oder Katalysatorringen (Ludwig und Kmiec (1999)). Ebenfalls veröffentlichte die Forschergruppe um Kmiec Artikel über die Modellierung des kombinierten Trocknungs- und Coatingprozesses in Strahlschichtanlagen (Kucharski und Kmiec (1986)). In jüngster Zeit sind hauptsächlich Veröffentlichungen zur Thematik ‘CFD-Simulationen in Strahlschichtapparaten’ (Szafran und Kmiec (2004, 2005)) zu finden. Dabei wird mittels Euler-Euler Ansatz die Fluidodynamik des Strahlschichtprozesses simuliert. Durch Implementierung der so genannten ‘UDFs’ (User Defined Functions) in den kommerziellen Strömungssimulations-Code FLUENT konnten ebenfalls Wärme- und Stoffübergangsprozesse in die Simulationen mit einbezogen werden (Szafran und Kmiec (2004)).

Die Forschungsarbeiten von Prof. Mujumdar aus Singapur beginnen mit einem Überblick über die Strahlschichttechnologie (Mujumdar (1984)). Mitte bis Ende der 1980er Jahre werden Berichte über Grundlagenforschungen veröffentlicht. Dabei geht es beispielsweise um die Ermittlung der minimalen Sprudelgeschwindigkeit, des maximalen Schichtdruckverlustes oder um Partikelzirkulationsraten (Law-Kwet-Cheong u. a. (1986)). Untersuchungen zum Wärme- und Stofftransport in Abhängigkeit verschiedener Parameter werden ebenfalls durchgeführt (Kudra u. a. (1989)). Ab Beginn der 1990er Jahre sind mathematische Simulationen (Tulasidas u. a. (1993); Passos u. a. (1993)) und Scale-Up-Verfahren von Strahlschichttrocknern (Passos und Massarani (1994)) ein wichtiger Bestandteil der Forschung von Mujumdar. Von Mitte bis Ende der 1990er Jahre ist die Untersuchung eines Strahlschichtapparates mit rotierender Gaszufuhr Hauptbestandteil der Forschungsarbeiten. Untersuchungen zur Fluidodynamik (Devahastin u. a. (1999)) oder zur Trocknungskinetik (Devahastin u. a. (1998)) werden an dieser Apparatur durchgeführt. Anfang des neuen Jahrtausends gab es weiterhin Veröffentlichungen zum hydrodynamischen und Mixverhalten eines pulsierten Strahlschichtapparates (Devahastin und Mujumdar (2001)) und zum Einfluss von Kohäsionskräften auf das Wirbelverhalten feuchter und trockener Partikel in Wirbelschicht- und Strahlschichtapparaten (Passos und Mujumdar (2000)).

Erste Forschungsarbeiten von Prof. Zhang aus dem chinesischen Nanjing Mitte der 1990er Jahre beschäftigen sich hauptsächlich mit fluiddynamischen Untersuchungen einer konisch-zylindrischen Strahlschicht mit vertikalem Steigrohr, wobei Messungen von Partikelzirkulationsraten und des Anteils der Gas-Byepass-Strömung im Vordergrund stehen (Xiao u. a. (1998, 2001, 2002)). In jüngster Zeit wurde die Machbarkeit der Kohlevergasung in der Strahlschicht erst simulativ (Zhou u. a. (2002)) und später experimentell (Xiao u. a. (2005b, a)) erforscht. Weiterhin werden Untersuchungen zur Fluidodynamik von konisch-zylindrischen als auch von prismatischen Strahlschichten durchgeführt. Messungen der Druckschwankungen der Gasphase (Zhong und Zhang (2005b)) zur Charakterisierung verschiedener fluiddynamischer Arbeitsbereiche, die Messung der Penetrationstiefe

des Gasstrahles in der Strahlzone (Zhong und Zhang (2005c, a)), der maximalen Sprudelschichthöhe (Zhong und Zhang (2006a)) oder des Schichtdruckverlustes und der minimalen Sprudelgeschwindigkeit (Zhong und Zhang (2006b)) stehen dabei im Vordergrund. Zwei und drei-dimensionale Simulationen der Fluidodynamik in Strahlschichten (Zhong u. a. (2006b, a, 2005)) waren ebenfalls Forschungsschwerpunkte in den letzten 5 Jahren.

Die brasilianische Forscherin Rocha von der Campinas Universität in Sao Paulo beschäftigt sich seit Ende der 1990er Jahre hauptsächlich mit grundlegenden Untersuchungen zur Fluidodynamik von Strahlschichten sowie praktisch mit Coatingverfahren. Die Identifizierung verschiedener fluiddynamischer Arbeitsbereiche durch Messung der Druckschwankungen der Gasphase über der Schicht (Silva u. a. (1999)) sowie mathematische Vorausberechnungen zur Strahlgeometrie in verschiedenen Apparatekonstruktionen (Zanoelo und Rocha (2002)) sind ebenso Forschungsschwerpunkte wie die Untersuchung von Parametereinflüssen bei Coatingprozessen (Donida und Rocha (2002); Donida u. a. (2005)).

Die Forschungen von Prof. Littmann vom Rensselaer Polytechnic Institute in New York beginnen Mitte der 1970er Jahre mit Untersuchungen zum fluiddynamischen Verhalten von Strahlschichten wie z.B. der Untersuchung verschiedener Arbeitsbereiche (Vukovic u. a. (1984)), der Erfassung der Druckverlustcharakteristik und der Schichtexpansion (Vukovic u. a. (1974)), als auch der minimalen Sprudelgeschwindigkeit und deren mathematische Vorausberechnung (Littman und Morgan (1983)). Bis Ende der 1980er Jahre folgen Untersuchungen zum stabilen Arbeitsverhalten (Morgan u. a. (1985)), der Messung und Vorausberechnung von lokalen Porositäten und Partikelzirkulationsraten (Morgan u. a. (1985)), sowie der Penetrationstiefe des Gasstrahls bei trockenen und feuchten Bedingungen (Morgan u. a. (1988)). Ab Anfang der 1990er Jahre werden die Fluidodynamik sowie die Wärme- und Stoffübergänge in Strahlschichten mit vertikalem Steigrohr (Povrenovic u. a. (1991)) sowie praktische Anwendungen wie Coating (Littman u. a. (1997)) oder Vermischungsprozesse (Park u. a. (2006)) in Strahlschichten erforscht.

Der Forschungsschwerpunkt von Prof. Evans vom 'Department of Materials Science and Engineering' im kalifornischen Berkeley ist seit Ende der 1990er Jahre die Realisierbarkeit der elektrolytischen Metallgewinnung (engl.: Electrowinning) mittels Strahlschichttechnologie, um Metalle, die in der Natur nur in oxidiert oder Sulfidform vorkommen (z.B. Blei, Kupfer, Zink, Chrom, Mangan), in ihre reine Form zu reduzieren. Die Untersuchungen zeigen, dass Metalle wie Kupfer (Salas u. a. (1995); Jiricny u. a. (2002)) oder Zink (Salas-Morales u. a. (1997); Evans u. a. (2000)) im Gegensatz zur ursprünglichen elektrolytischen Metallgewinnung in konventionellen Wirbelschichten nun mit einem geringeren Energieverbrauch der Elektroden und mit einer höheren Ausbeute gewonnen werden können.

Prof. Horio von der Universität für Landwirtschaft und Technologie in Tokio beschäftigt sich seit den 1980er Jahren mit der Strahlschichttechnologie. Im Vordergrund stehen neuartigen Methoden zur Aufgranulierung von feinsten Metallpulvern zu kompakten und sphärischen Endprodukten (Tsukada u. a. (1995)), sowie die experimentelle und simulative Erforschung der Kohlevergasung zur Entwicklung eines kontinuierlichen Prozesses zur Diamanterzeugung aus feinsten Kohlepartikeln in einer Strahlschicht mit vertikalem Steigrohr (Horio u. a. (1996)).

1 Einleitung

Die Untersuchungen von Prof. Hatate vom ‘Department of Applied Chemistry and Chemical Engineering’ der japanischen Kagoshima-Universität konzentrieren sich Anfang der 1990er Jahre auf die Realisierung der katalytischen Kohlevergasung in einer Strahlschicht mit vertikalem Steigrohr (Uemura u. a. (1992)). Weiterhin werden an verschiedenen Strahlschichtapparaten mit vertikalem Steigrohr grundlegende fluiddynamische Untersuchungen, wie die Ermittlung von Partikelzirkulationsraten und Gasgeschwindigkeitsverteilungen (Ijichi u. a. (1998)) durchgeführt. Ebenfalls werden Coatingprozesse in diesem Strahlschichttyp erforscht, wobei es gelungen ist, eine gleichmäßige Monobedeckung mit Coatingmaterial auf den Primärpartikeln bei geeigneter Wahl von Prozessparametern zu erreichen (Ijichi u. a. (2000)). Ab Ende der 1990er Jahre steht die Realisierung eines neuartigen Recyclingprozesses für Plastikmaterialien mittels Strahlschicht-Pyrolyse im Vordergrund (Uemura u. a. (1999, 2003)). Die dispersen Plastikteilchen werden in einem ersten Strahlschichtreaktor zu Kohlenwasserstoffen geringerer Kettenlänge aufgespaltet, um dann in einem zweiten Reaktor zu weiterverwertbaren Kohlenstoff und Wasserstoff pyrolysiert zu werden. Als Katalysatoren werden Nickel-versetzte Aluminiumkugeln verwendet, die die Ausbeute an Kohlenstoff und Wasserstoff erhöhen.

1.2.2 Modellierung von Mehrphasenströmungen

Ein Teil dieser Arbeit ist die Simulation des fluiddynamischen Verhaltens einer prismatischen Strahlschicht mit einem CFD-Kontinuummodell im kommerziellen Strömungssimulationscode FLUENT 6.2. Generell wurde durch Computersimulationen die Möglichkeit geschaffen, in den Fluidisationsprozess ‘hineinzuschauen’, ohne diesen auf jegliche Art und Weise zu beeinflussen (Deen u. a. (2007)). Innerhalb der Gruppe der numerischen Simulationstechniken (englisch: CFD-Computational Fluid Dynamics) sind die diskreten Partikelmodelle (Euler-Lagrange-Ansatz) und die Kontinuummodelle (Euler-Euler-Ansatz) die am häufigsten angewandten Simulationsmethoden. Bei beiden Modellierungsarten wird die fluide Phase (Gase, Flüssigkeiten) als Kontinuum betrachtet. Beim Euler-Euler-Ansatz werden partikuläre Feststoffphasen ebenfalls als Kontinuum betrachtet, wobei sich alle beteiligten Phase vollkommen durchdringen können. Die Erhaltungsgleichungen im Euler-Euler-Ansatz (Masse, Impuls, Energie,...) können als Verallgemeinerung der grundlegenden Navier-Stokes-Gleichungen für wechselwirkende Kontinua angesehen werden. Aufgrund der Behandlung der partikulären Phase als Kontinuum in diesem Ansatz, sind zusätzliche mathematische Gesetzmäßigkeiten erforderlich, welche die rheologischen Eigenschaften der partikulären Feststoffphase (Partikel-Partikel oder Partikel-Wand-Wechselwirkungen) beschreiben. Im Speziellen sind dies die Gesetzmäßigkeiten für die in diesen Modellen definierte Feststoffviskosität μ_s und den Druckgradienten Δp_s der Feststoffphase, die das Verhalten der dispersen Feststoffphase im Fluidstrom charakterisieren. In den ersten Kontinuummodellen wurde der granulare Feststoffdruck Δp_s durch empirische Korrelationen nur als Funktion der lokalen Feststoffporosität ϵ_s berechnet und die dynamische Scherviskosität μ_s als konstant angenommen. Diese Modelle wurden als ‘Konstant-Viskositäts-Modelle’ (englisch: ‘CVM-Constant Viscosity Models’) bezeichnet (Kuipers (1990)). In modernen Kontinuummodellen sind grundlegende Gesetzmäßigkeiten

der ‘Kinetischen Theorie granularer Strömungen‘ (KTGS) integriert (Ding und Gidaspow (1990)). Diese Theorie ist eine Erweiterung der klassischen Theorie molekularer Gase nach Chapman und Cowling (1970) auf dichte Mehrphasenströmungen, wobei die Rheologie der granularen Feststoffphase (Partikel-Partikel-Wechselwirkungen) als auch die Kraftwirkung der fluiden Phase auf die Feststoffphase (Fluid-Partikel-Wechselwirkungen) berücksichtigt werden. Als Resultat der Scherung und der translatorischen Bewegung kommt es in Strahl- und Wirbelschichten zu mehrfachen Partikelkollisionen, wodurch eine zufällige Komponente der Partikelbewegung erzeugt wird. Diese Schwankungen der Partikelgeschwindigkeiten erzeugen einen effektiven Druck im Feststoffkollektiv, der zusammen mit einer effektiven Feststoffviskosität die Separation dieses Kollektivs verhindert. Weiterhin wird in der KTGS die Energiedissipation aufgrund nicht-idealer Partikelkollisionen durch den empirischen Restitutionskoeffizienten e_{ss} berücksichtigt. Die Reibung zwischen den Partikeln wird durch empirische Korrelationen aus der Bodenmechanik mitberücksichtigt (Patil u. a. (2004b)), die in Regionen hoher Partikelkonzentration den dominierenden Einfluss in der Impulserhaltung darstellt.

Diskrete Partikelmodelle benötigen keine zusätzlichen Korrelationen zur Beschreibung der Rheologie der granularen Feststoffphase, da bei dieser Modellierungsart die Bewegung jedes einzelnen Partikels separat unter Berücksichtigung von Partikelkollisionen und Einfluss externer Kräfte berechnet wird. Aufgrund dessen ist der Berechnungsaufwand enorm hoch und üblicherweise können nur bis zu ungefähr 10^6 Partikel simuliert werden.

Weltweit beschäftigen sich universitäre und industrielle Forschergruppen vor allem mit der Modellierung von Gas-Feststoff- Mehrphasenströmungen mittels unterschiedlichster mathematischer Herangehensweisen. Im niederländischen Enschede verfolgt das Team um Prof. Kuipers seit Ende der 1980er Jahre den so genannten ‘Modellierungsansatz in verschiedenen Maßstäben‘ (siehe Abb. 1.4). Die Idee hinter diesem Konzept ist, fundamentale Modelle, die sowohl Fluid-Partikel-Wechselwirkungen (Lattice-Boltzmann-Modelle) als auch Partikel-Partikel-Wechselwirkungen (Diskrete Partikelmodelle) auf exakte Weise beschreiben, zu verwenden, um Gesetzmäßigkeiten abzuleiten, die dann für Berechnungen großtechnischer Apparate in Kontinuum- und diskreten Blasenmodellen verwendet werden können.

Mit Hilfe der direkt-numerischen Lattice-Boltzmann Simulationen (siehe Abb. 1.4a) wird auf sehr dichten Berechnungsgittern die Strömung und die Kraftwirkung auf Partikelkollektive modelliert. Auf Grundlage dieser Modellierungen können dann Gas-Partikel-Widerstandskorrelationen abgeleitet werden. Die hohe Gitternetzdicke begrenzt jedoch die maximale Partikelanzahl auf etwa 10^3 . Die mit Lattice-Boltzmann-Simulationen erhaltenen Korrelationen für den Gas-Partikel-Widerstand werden dann in den Modellen größeren Maßstabes (diskrete und Kontinuummodelle) integriert. Diskrete Partikelmodelle eignen sich ausgezeichnet zur Erforschung von Partikel-Partikel- oder Partikel-Wand-Wechselwirkungen, da die Bewegung jedes einzelnen Teilchens individuell berechnet wird. Blasenbildung, der Einfluss von nicht-idealen Partikelkollisionen und der Reibung zwischen den Partikeln auf den Fluidisationsprozess oder Vermischungsprozesse können mit den diskreten Partikelmodellen hervorragend untersucht werden. Die Berechnung von Transportkoeffizienten wie die effektive Viskosität oder die Eigendiffusi-

1 Einleitung

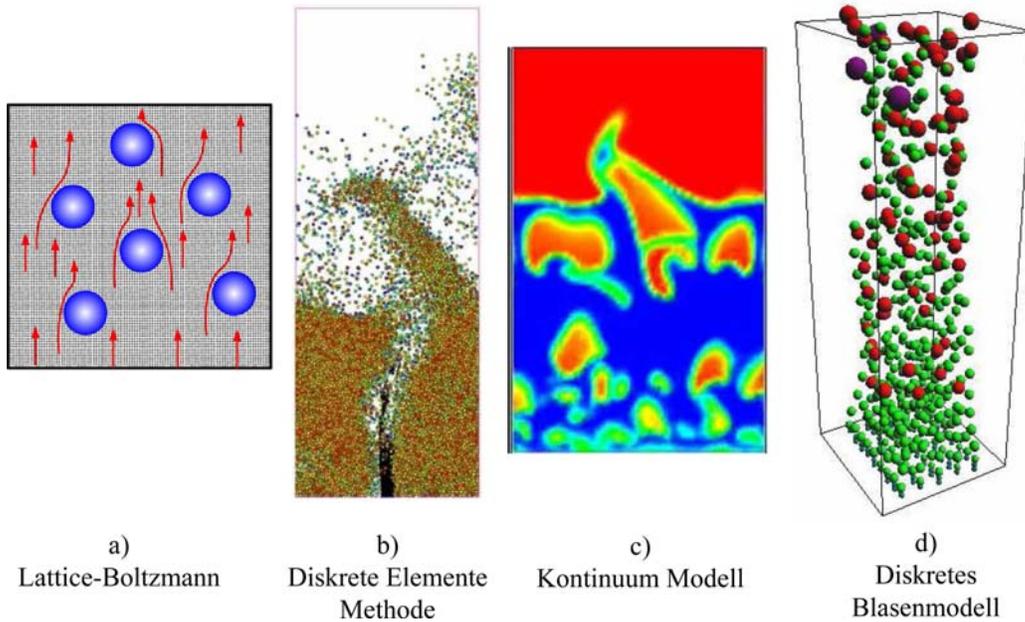


Abbildung 1.4: Modellierungsansatz in verschiedenen Maßstäben nach Kuipers u. a. (1998).

on sind mit dieser Simulationsart möglich. Link (2006) entwickelt und validiert in seiner Dissertation ein diskretes Partikelmodell für einen Strahlschichtgranulationsprozess und vergleicht simulierte Geschwindigkeits-Vektorfelder der granularen Feststoffphase mit PEPT- und PIV-Messungen. Ebenso stellt er gemessene und berechnete Druckschwankungen der Gasphase für verschiedene Arbeitsregimes gegenüber und analysiert die Periodizität der Signale durch Anwendung der Fast-Fourier-Transformation. Link (2006) resümiert, dass das diskrete Partikelmodell sowohl die Fluidodynamik als auch zeitlich gemittelte Geschwindigkeits-Vektorfelder der partikulären Phase gut wiedergibt. Jedoch werden Diskrepanzen zwischen der Simulation und dem Experiment in Zonen starker Heterogenität (Übergänge zwischen Regionen sehr geringer und sehr hoher Partikelkonzentration) beobachtet, die auf Unzulänglichkeiten des Gas-Partikel-Widerstandmodells zurückzuführen sind. Dennoch wird die Eignung dieses Modells zur Untersuchung von Strahlschichtprozessen bekräftigt und die Möglichkeit aufgezeigt, detaillierte Studien von Systemen durchzuführen, die nur schwer oder sogar unmöglich auf experimentellem Wege machbar wären (z.B. die Wachstumsrate eines Einzelpartikels als Funktion seines Aufenthaltsortes im Strahlschichtgranulator). Zhong u. a. (2006a), Zhao u. a. (2008) und Kawaguchi u. a. (2000) beschäftigen sich ebenfalls mit der DEM-Modellierung von konisch-zylindrischen als auch prismatischen Strahlschichtapparaten. Zhong u. a. (2006a) untersuchen die Abhängigkeit verschiedener Auftriebs- und Kontaktkräfte auf das fluiddynamische Strahlschichtverhalten (siehe Abb.1.5) und vergleichen den simulierten Schichtdruckverlust mit experimentellen Ergebnissen sowie Geschwindigkeits- und Konzentrationsverteilungen der

partikulären Feststoffphase in verschiedenen Apparatehöhen. Qualitativ und quantitativ können gute Übereinstimmungen mit Experimenten erzielt werden. Es wird jedoch auf die Notwendigkeit der Ausweitung von experimentellen Untersuchungen hingewiesen, um die Simulationsergebnisse besser zu verifizieren. Zhao u. a. (2008) modellieren das fluid-dynamische Verhalten einer konischen Strahlschicht mit vertikalem Steigrohr und stellen simulierte und durch PIV-Messungen erhaltene Geschwindigkeitsverteilungen der partikulären Phase in verschiedenen Apparatesektionen gegenüber (siehe Abb.1.6). Sie resümieren, dass mit der DEM gute Vorausberechnungen des Geschwindigkeits-Vektorfeldes möglich sind. Aber nicht nur Strahlschichten, sondern im noch größerem Maße sind konventionelle Wirbelschichten im Fokus der DEM-Modellierungen (Hoomans u. a. (1996), Müller u. a. (2008a), Bokkers u. a. (2004), Limtrakul u. a. (2004)).

Die nächst höhere Stufe im Mehrstufen-Modellierungsansatz nach Kuipers u. a. (1998) stellen die Kontinuummodelle dar. Aufgrund der rapiden Verbesserung der Computerleistung im letzten Jahrzehnt, sind vor allem in dieser Zeitspanne zahlreiche Veröffentlichungen über CFD-Kontinuum-Simulationen in Strahl- und Wirbelschichten in der Literatur zu finden. Sehr häufig sind konisch-zylindrische Strahlschichten im Fokus der CFD-Simulationen, wobei die Ergebnisse (zweidimensional und achsensymmetrisch) mit Experimenten von He u. a. (1994) validiert werden (Zhonghua und Mujumdar (2007), Du u. a. (2005, 2006a, b), Duarte u. a. (2005)). Du u. a. (2005) erforschen zunächst den Einfluss verschiedener Gas-Partikel-Widerstandsmodelle auf die Fluidodynamik des Strahlschichtprozesses. Weiterhin führen sie ausgedehnte Untersuchungen zur Fluidodynamik in Abhängigkeit vom Reibungsviskositätsmodell, der maximalen Packungsdichte der Partikel, sowie des Restitutionskoeffizienten durch (siehe Abb.1.7). Auch das Wirbelverhalten sehr feiner Partikel in dieser Strahlschicht (Du u. a. (2006b)) ist Bestandteil seiner Arbeit, wobei alle Simulationsergebnisse mit den Experimenten von He u. a. (1994) validiert werden. Du u. a. (2006b) finden heraus, dass das Gas-Partikel-Widerstandsmodell von Gidaspow u. a. (1992) sowohl bei groben ($d_s=1.4\text{mm}$) als auch bei feinen ($d_s=0.6\text{mm}$) Partikeln die besten Übereinstimmungen bezüglich Partikelkonzentrationsverteilungen und Partikelgeschwindigkeitsverteilungen mit den Experimenten liefert. Der Einfluss des Reibungsviskositätsmodell ist bei den feineren Partikeln größer als bei größeren Partikeln, wo mit konstanter Viskosität und bei Verwendung des Reibungsviskositätsmodell von Schaeffer (1987) fast identische fluid-dynamische Zustände simuliert werden. Auch der Einfluss des Restitutionskoeffizienten ist vergleichbar bei groben und feinen Partikeln. In beiden Fällen führt die Erhöhung des Restitutionskoeffizienten zu einer Verringerung der Schichtexpansion und zu einem stabileren hydrodynamischen Fluidisationszustand. Als Grund dafür nennen Du u. a. (2006a) den starken Einfluss des Restitutionskoeffizienten auf die Momentenerhaltung der granularen Temperatur θ_s (Maß für die Partikelschwangungsgeschwindigkeit) und damit den Eigenschaften der pseudo-fluiden Feststoffphase (Druck in der Feststoffphase p_s , Feststoffkernviskosität λ_s , Feststoffscherviskosität μ_s).

Zhonghua und Mujumdar (2007) modellieren die Fluidodynamik einer konisch-zylindrischen Strahlschicht im kommerziellen Strömungssimulationscode FLUENT 6.1 mittels Kontinuummodell und implementieren gleichzeitig ein Trocknungsmodell durch die UDF-Funktionen (engl.: User Defined Functions). Genau wie bei Du u. a. (2005) wird

1 Einleitung

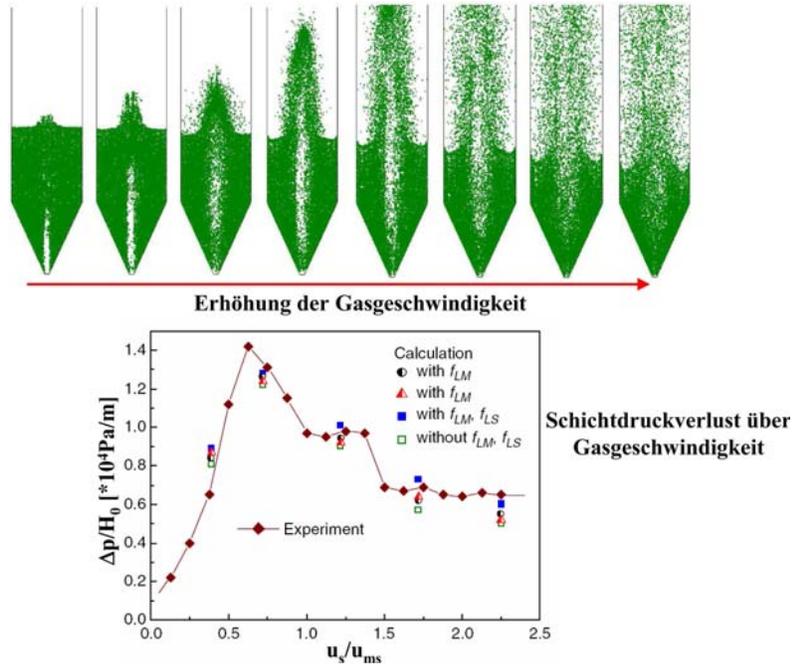


Abbildung 1.5: Fluidisationsmuster und Vergleich zwischen berechnetem und gemessenem Schichtdruckverlust nach Zhong u. a. (2006a).

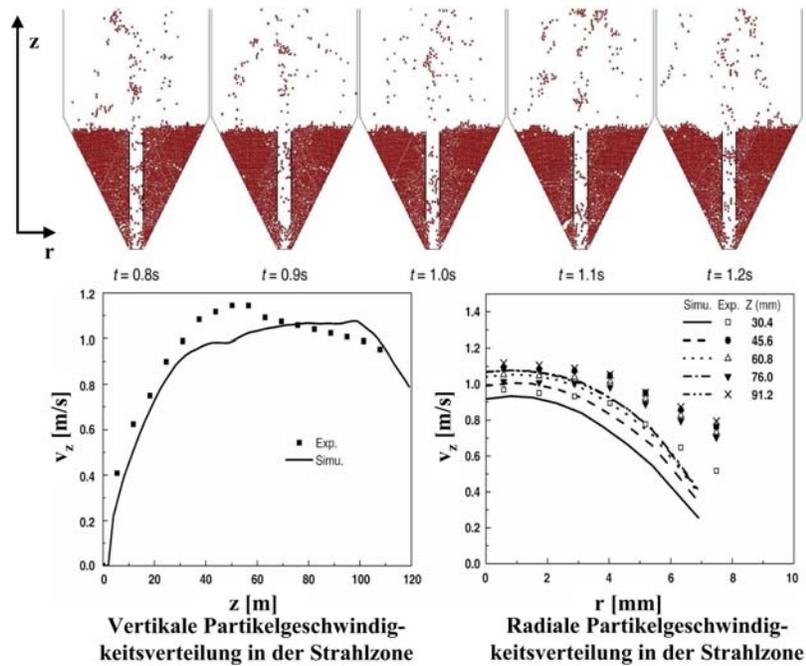


Abbildung 1.6: Fluidisationsmuster und Vergleich zwischen berechnetem und durch PIV gemessenen Partikelgeschwindigkeitsverteilungen nach Zhao u. a. (2008).

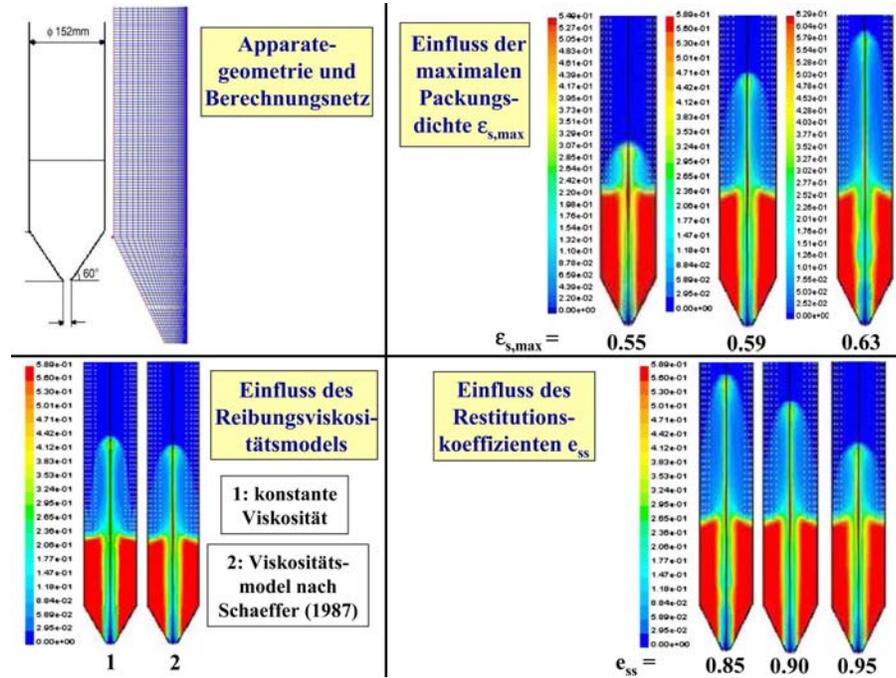


Abbildung 1.7: Einfluss verschiedener Faktoren auf das Fluidisationsmuster in Du u. a. (2006a).

auch hier nur eine Halbgeometrie erstellt und vernetzt und Achsensymmetrie in den Simulationen angenommen, wodurch ideal achsensymmetrische Geschwindigkeits- und Konzentrationsverteilungen der partikulären Feststoffphase berechnet werden. Diaz u. a. (2008) führen ebenfalls Kontinuum-Simulationen in einer konisch-zylindrischen Strahlschicht mit kleinen sphärischen Glaskugeln und nicht-sphärischen Sandpartikeln ($d_s=1\text{mm}$) durch und vergleichen gemessene und simulierte Werte der minimalen Sprudelgeschwindigkeit sowie Verläufe des Schichtdruckverlustes. Abweichungen unter 10% bei den sphärischen Glaskugeln und um 15% bei den nicht-sphärischen Sandpartikeln werden erreicht. Diaz u. a. (2008) resümieren, dass CFD-Kontinuummodelle ein geeignetes Simulationswerkzeug für Designstudien der untersuchten Strahlschichtbauform sind und somit Kosten für teure Prototypen und Experimente reduziert werden können. Szafran und Kmiec (2007) modellieren das hydrodynamische Verhalten von Rapssamen ($d_s=2\text{mm}$) in einer konisch-zylindrischen Strahlschicht mit vertikalem Steigrohr (siehe Abb.1.8) und stellen Ergebnisse der Schwankungsfrequenz des Massenstromes unterhalb des Steigrohres, sowie Partikelkonzentrationsverteilungen den Messergebnissen von Muir u. a. (1990) und Yang und Keairns (1978) gegenüber. Die Simulationen bestätigen die visuellen Beobachtungen zur Entstehung der Massenstromschwankungen durch periodische Bildung von Partikelanhäufungen unterhalb des Steigrohres. Die berechneten Frequenzen der Massenstromschwankungen (5-6 Hz) liegen im Bereich der experimentellen Werte von Yang und Keairns (1978) (7-10 Hz) und nahe denen von Muir u. a. (1990) (8-12 Hz).

1 Einleitung

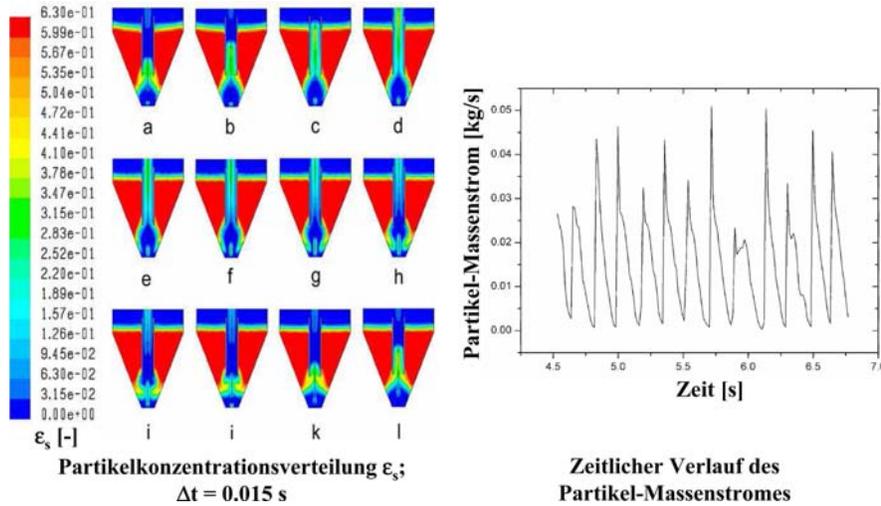


Abbildung 1.8: Partikelkonzentrationsverteilung (links) und Massenströmschwankungen (rechts) in Szafran und Kmiec (2007).

Wie oben erwähnt, wird ebenfalls das fluiddynamische Verhalten in konventionellen Wirbelschichten von mehreren Forschergruppen mittels CFD-Kontinuumsmodell simuliert. Patil u. a. (2004a) spezialisieren sich auf das fluiddynamische Verhalten von blasenbildenden Wirbelschichten, wobei zunächst das Wachstum einer einzelnen Blase durch Injektion in ein Partikelbett, das mit einer Gasgeschwindigkeit knapp oberhalb der minimalen Wirbelgeschwindigkeit fluidisiert wird, experimentell und durch ein CFD-Kontinuumsmodell untersucht wird. Einerseits werden die Berechnungen mit dem Konstant-Viskositäts-Modell (CVM - Kuipers (1990)) und andererseits mit einem Modell basierend auf der 'Kinetischen Theorie granularer Strömungen' durchgeführt (siehe Abb. 1.9 oben). In beiden Fällen werden ähnlich unbefriedigende Resultate erzielt, da Mehrfach- und Langzeit-Partikelkontakte nicht in den Modellen berücksichtigt werden. Weitere Simulationen mit dem KTGS-Modell unter Einbeziehung von Reibung zwischen den Partikeln führen zu erheblich besseren Übereinstimmungen mit den Experimenten (siehe Abb. 1.9 unten). In einer weiteren Veröffentlichung von Patil u. a. (2004b) wird das fluiddynamische Verhalten der blasenbildenden Wirbelschicht einerseits mittels Konstantviskositätsmodell und andererseits mittels eines KTGS-Modells simuliert und die Simulationsergebnisse mit Experimenten verglichen (siehe Abb. 1.10). Die Blasenauftiegs-geschwindigkeit, die Veränderung des Blasendurchmessers über der Schichthöhe sowie der Einfluss von Reibungseinflüssen innerhalb der partikulären Phase auf die Blasenentwicklung werden bei verschiedenen Anströmgeschwindigkeiten intensiv untersucht. Das KTGS-Modell erzielt eine bessere Übereinstimmung mit dem Experiment bezüglich der Blasengröße und der Blasenauftiegs-geschwindigkeit, da in diesem Modell die Energiedissipation aufgrund von nicht-idealen Partikelkollisionen berücksichtigt wird. Patil u. a. (2004b) verweisen am Ende darauf, dass die KTGS-Modelle jedoch dringend im Bezug auf die Einbeziehung von Reibungseinflüssen auf einer physikalisch fundamentalen Grundlage verbessert werden müssen.

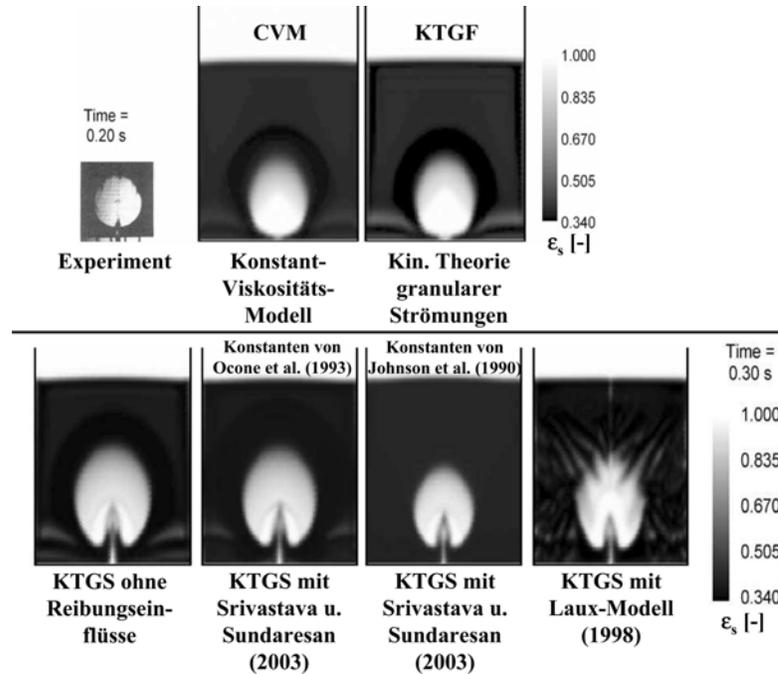


Abbildung 1.9: Vergleich der Partikelkonzentrationsverteilung bei den Simulationen mittels Kontinuummodell bei Injektion einer Gasblase in ein Wirbelbett nach Patil u. a. (2004a).

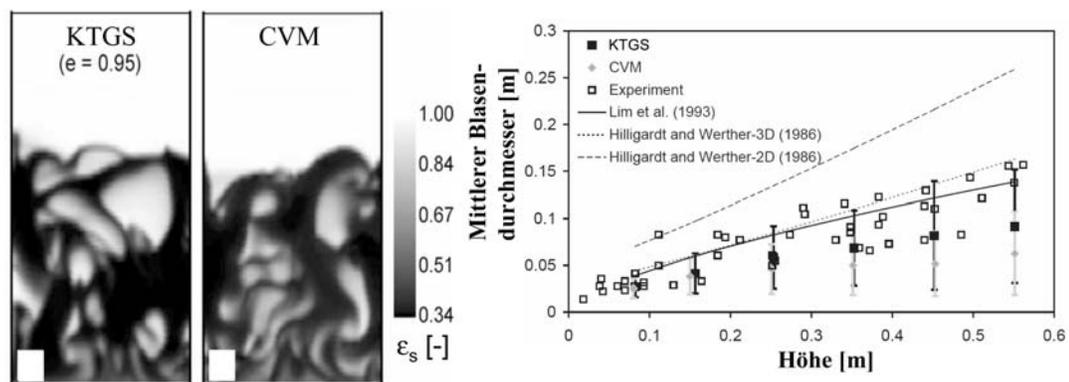


Abbildung 1.10: Vergleich der Partikelkonzentrationsverteilungen mit dem Konstantviskositätsmodell und dem KTGS-Modell (links) und Vergleich des höhenabhängigen Blasendurchmessers (rechts) in einer blasenbildenden Wirbelschicht nach Patil u. a. (2004b).

1 Einleitung

Die diskreten Blasenmodelle wurden entwickelt, um Mehrphasenströmungen in großtechnischen Industrieanlagen simulieren zu können. In diesem Euler-Lagrange-Modelltyp wird die kontinuierliche Emulsionsphase (Gas und Partikel) durch die Kontinuitäts- und die Volumen-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen auf einem Euler-Berechnungsgitter modelliert. Jede Blase wird individuell durch Integration der Newton'schen Bewegungsgleichungen berechnet (Bokkers u. a. (2006)). Ein detailliertes Kollisionsmodell berücksichtigt Blasen-Blasen und Blasen-Wand-Wechselwirkungen sowie die Koaleszenz von Blasen. Grundlegende Beziehungen für die Widerstandskraft auf die Blasen werden durch Ableitung von empirischen Korrelationen für die stationäre Aufstiegs geschwindigkeit einer Einzelblase in einer Wirbelschicht erhalten. Die Dichte und die Viskosität der Emulsionsphase, die durch Experimente bekannt sind, werden als konstant angenommen. Mit diesem Modell simuliert Bokkers u. a. (2006) die Fluidodynamik einer blasenbildenden, prismatischen Wirbelschicht ($1 \times 1 \times 3$ m) und untersucht den Einfluss der Anströmgeschwindigkeit sowie den Einfluss der Blasenkoaleszenz auf die Zirkulationsstruktur der Emulsionsphase und vergleicht qualitativ simulierte Querschnittsprofile der Blasenströmung mit den Experimenten von (Werther (1974)). Es wird herausgefunden, dass die Blasenkoaleszenz

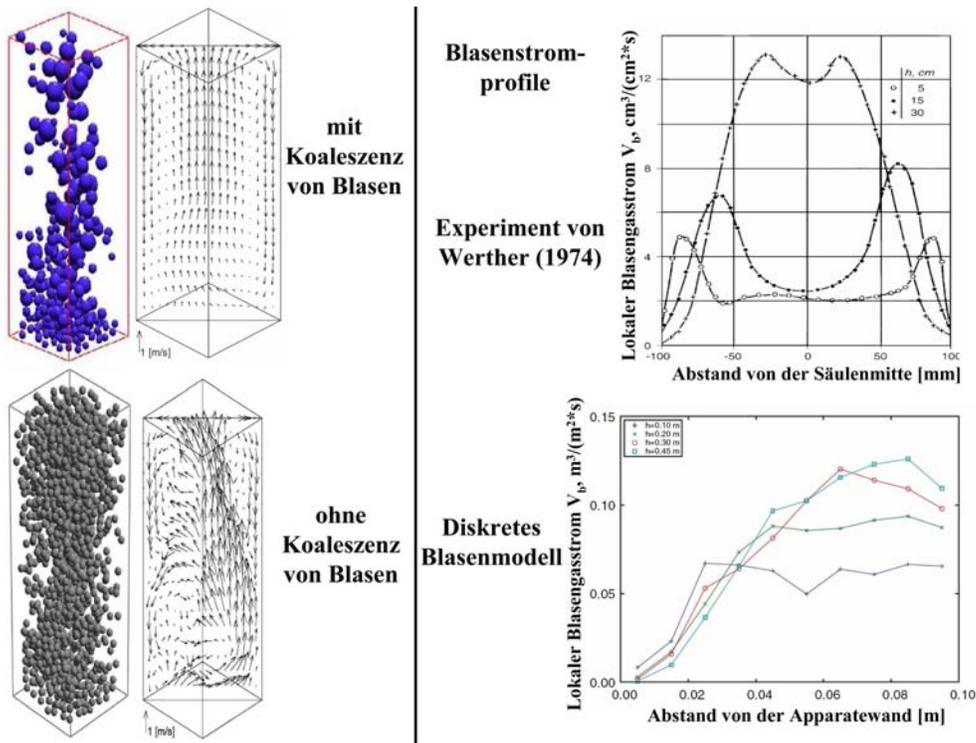


Abbildung 1.11: Vergleich der Blasenverteilung und Geschwindigkeits-Vektorfelder der Emulsionsphase (links) und von Querschnittsprofilen von Blasen gasströmen (rechts) nach Bokkers u. a. (2006).

einen erheblichen Einfluss auf das Zirkulationsprofil der Emulsionsphase, und besonders

auf die absoluten Geschwindigkeiten in der Apparatemitte und die Ausdehnung dieser in der Abwärtsströmung an den Apparatewänden hat. Der Vergleich der berechneten Blasenprofile mit experimentellen Ergebnissen von (Werther (1974)) zeigt, dass eine Zone erhöhter Blasenbildung im Experiment als auch in der Simulation sich in Richtung der Apparatemitte bewegt. Das diskrete Blasenmodell berechnet sehr ähnliche charakteristische Blasenverteilungen, wobei die Zone der bevorzugten Blasenströmung weniger ausgebildet simuliert wird. Die Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit führt nur zu einer marginalen Veränderung der Zirkulationsstruktur der Emulsionsphase. Durch die Blasenkoaleszenz werden etwas höhere Emulsionsphasengeschwindigkeiten in der Wirbelbettmitte simuliert. Weiterhin zeigt Bokkers u. a. (2006) in seiner Veröffentlichung, dass mit dem diskreten Blasenmodell auch das fluiddynamische Verhalten einer großtechnischen Anlage (z.B. ein Reaktor zur Olefin-Polymerisation) mit den Abmessungen $4 \times 4 \times 8$ m in akzeptablen Berechnungszeiten simuliert werden kann. Er macht aber deutlich, dass auch in naher Zukunft solch große Apparate nicht mit Kontinuummodellen mit akzeptablen Gitterweiten von ca. 5 mm modelliert werden können, da die Computerleistung nicht ausreichen wird, um ca. 10^9 Zellen zu berechnen.

1.2.3 Methoden zur Bestimmung der Partikelposition

In dieser Arbeit wird ein neuartiges, nichtinvasives Messverfahren zur dreidimensionalen Verfolgung eines magnetischen Partikels in der Strahlschicht durch Detektion dessen Magnetfeldes vorgestellt. Seit der Erfindung von Wirbel- oder Strahlschichten wird vehement am Verständnis über die komplexen Wechselwirkungen zwischen den beteiligten Phasen (Fluide, Feststoffe) geforscht. Gerne wäre man in der Lage, die Position, die Geschwindigkeit, die Rotation, die Beschleunigung und die Kollisionen mit anderen Partikeln vom gesamten Teilchenkollektiv zu jeden beliebigen Zeitpunkt im Apparat bestimmen zu können. Heutzutage ist man messtechnisch lediglich in der Lage, z.B. Trajektorien von Einzelpartikeln in einer Mehrphasenströmung zu messen oder Aussagen über Massenstromdichten oder Partikelkonzentrationsverteilungen mittels unterschiedlicher Messverfahren zu machen. Andererseits sind Simulationswerkzeuge wie CFD und DEM eine entscheidende Hilfe bei der Erforschung der ablaufenden Prozesse in Mehrphasenströmungen, wobei jedoch zur Validierung und Verifizierung von Simulationsberechnungen experimentelle Ergebnisse unverzichtbar sind. Bei industriellen Anwendungen der Wirbel- und Strahlschichttechnologie (z.B. Coating, Granulation, Agglomeration, chemische Reaktionen, usw.) ist die Kenntnis über Partikelzirkulationsraten, Partikelgeschwindigkeitsverteilungen und Partikelkollisionswahrscheinlichkeiten von entscheidender Bedeutung, um den spezifischen Prozess zu verstehen und kontrollieren zu können und dadurch das gewünschte Endprodukt mit optimaler Qualität und Ausbeute produzieren zu können. Außerdem kann auf Grundlage von exakten Simulations- und Messergebnissen der Energieverbrauch verringert werden, indem Prozessparameter, wie z.B. der Gasdurchsatz oder die Prozesstemperatur optimiert werden.

Grundsätzlich werden zwei Gruppen von Messtechniken von Partikelortungsmethoden unterschieden:

1 Einleitung

- invasive Messmethoden (z.B. Faseroptische Methoden, isokinetische Probenahme, usw.) oder
- nicht-invasive Messmethoden (z.B. Particle Image Velocimety - PIV, Verfolgung radioaktiver Partikel (Radioactive Particle Tracking RTD), Magnetresonanztomographie (MRT), Mikrowellentechnik, Messung von Positronenstrahlung eines Teilchens (Positron Emission Particle Tracking PEPT), Elektrokapazitive Tomographie, Verfolgung fluoreszierender oder phosphoreszierender Partikel, usw.).

Viele universitäre und industrielle Forschergruppen haben sich mit diesen unterschiedlichen Methoden zur Partikelortung beschäftigt. Folgend werden einige häufig angewandte Messmethoden vorgestellt und in kurzen Worten das Messprinzip anhand von speziellen Anwendungen erklärt.

San Jose u. a. (2004b, 2007a) und Olazar u. a. (1998) messen Partikelgeschwindigkeitsverteilungen in konisch-zylindrischen Strahlschichten mittels einer faseroptischen Sonde (Versuchsaufbau siehe Abb. 1.12) und variieren sowohl die Apparategeometrie (Durchmesser des zylindrischen Teils, Höhe und Winkel der konischen Sektion) als auch den Partikeldurchmesser (Glaskugeln von 2 - 5mm), um Erkenntnisse zur optimalen fluidynamischen Arbeitsweise der untersuchten Strahlschicht zu erlangen. Passiert ein Partikel

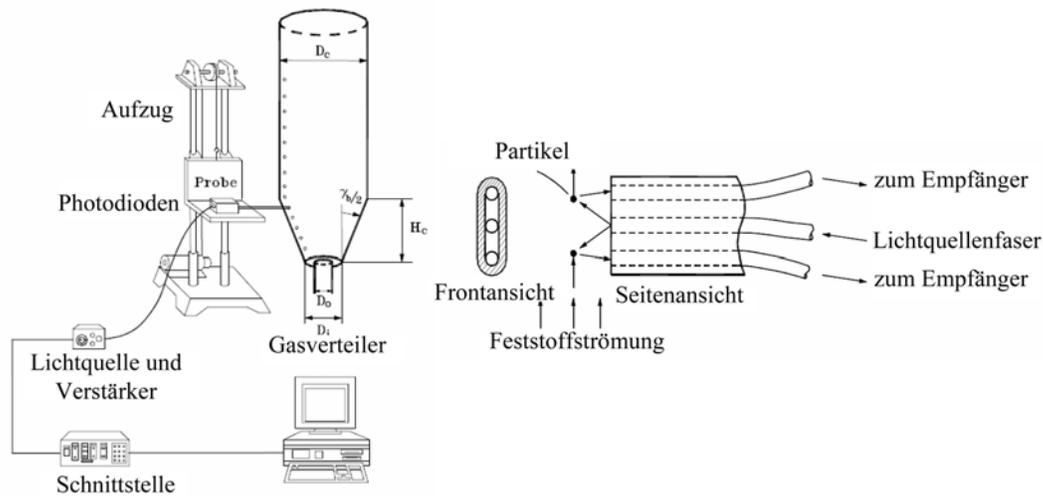


Abbildung 1.12: Versuchsaufbau (links) und faseroptische Sonde (rechts) nach San Jose u. a. (2007a).

die Faseroptik, so reflektiert es Licht, welches von der mittleren Faser emittiert wird. Da der Abstand zwischen den detektierenden äußeren Fasern (siehe Abb. 1.12 rechts) und die Verzögerungszeit (Ermittlung durch Kreuzkorrelation) zwischen zwei Signalen bekannt sind, kann festgestellt werden, ob die Partikelbewegung in vertikaler Richtung aufwärts oder abwärts stattfand und welche vertikale Geschwindigkeit dieses hatte. In verschiedenen Apparatehöhen werden Messungen in unterschiedlichen horizontalen Positionen durchgeführt, wodurch ein zweidimensionales Geschwindigkeitsvektorfeld der partikulären Phase

erhalten wird. Vorteile dieser fiberoptischen Methode sind die geringen Kosten sowie die einfache Handhabung des Messsystems. Nachteilig ist, dass direkt im Prozessraum (invasiv) gemessen werden muss, dass in jeder zu messenden Apparatehöhe ein Zugangsstutzen vorhanden sein muss und dass zu dichte Partikelströmungen nicht mehr gemessen werden können. Ebenfalls werden aufgrund der Größe der optischen Lichtfasern oft ganze Partikelkollektive gemessen, was zu verfälschten Ergebnissen führt. Zhang und Zhu (2000) verwenden fiberoptische Sonden zur Messung radialer Partikelgeschwindigkeitsprofile in der Rückführungssektion (englisch: Downer) einer zirkulierenden Wirbelschicht, um die Gas-Feststoff-Fluiddynamik besser verstehen zu können.

Eine weit verbreitete nicht-invasive Messmethode ist die Particle-Image-Velocimetry (PIV). Mittels einer CCD-Kamera werden Bilder von der vordersten Partikelebene im minimalen Zeitabstand Δt aufgenommen, d.h. die Bewegung der Teilchen wird ‘eingefroren’. Die zwei Bilder werden dann in kleine Rastersegmente unterteilt und durch Kreuzkorrelationsanalyse wird die Volumen-gemittelte Verschiebung der Partikel in den Rastersegmenten zwischen den Bilderpaaren ermittelt. Abb. 1.13 zeigt das Messverfahren in graphischer Form. Vorteil der PIV ist, dass berührungslos ein komplettes Geschwindigkeits-Vektorfeld

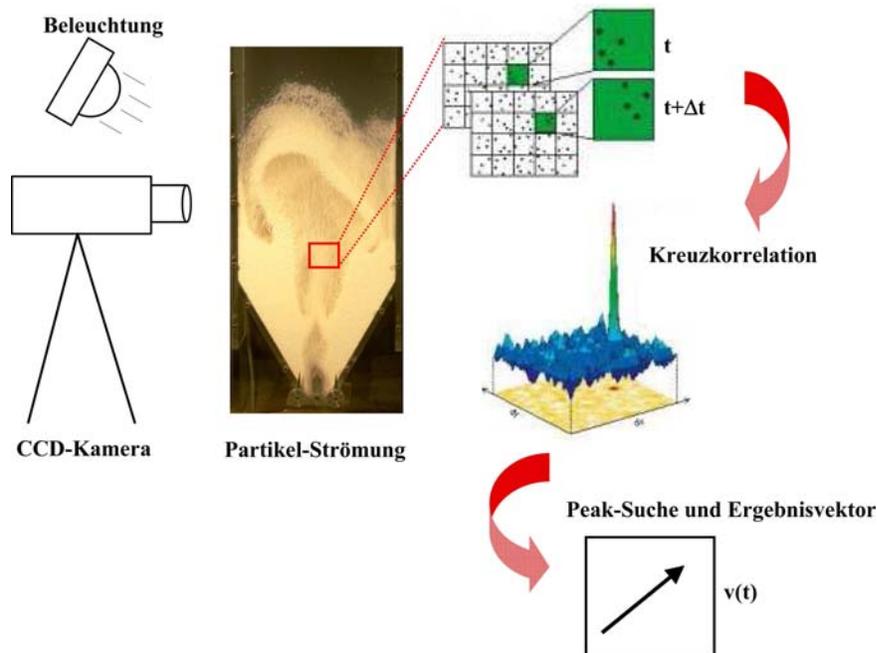


Abbildung 1.13: Messprinzip der Particle Image Velocimetry nach Bokkers (2005).

auch von sehr kleinen Partikeln in einer Ebene erhalten wird. Aus einer Vielzahl von aufeinander folgenden Messungen können auch zeitlich gemittelte Geschwindigkeitsfelder und Turbulenzgrößen der Strömung ermittelt werden. Ein weiterer Vorteil ist, dass sehr geringe als auch sehr hohe Partikelgeschwindigkeiten (Schallgeschwindigkeit) gemessen werden können. Der Nachteil der PIV ist, dass nur wandnahe Geschwindigkeitsvektorfelder ge-

1 Einleitung

messen werden können und somit Wandeffekte bei kleinen Apparaten in die Messung mit eingehen. Einzelpartikeltrajektorien können ebenfalls nicht gemessen werden, wodurch ein Einblick in die dritte Dimension somit nicht möglich ist. Bokkers u. a. (2004) und Link u. a. (2004) führen PIV-Messungen in pseudo-zweidimensionalen Wirbel- und Strahlschichten durch und vergleichen die experimentellen Geschwindigkeitsvektorfelder mit CFD- und DEM-Simulationen. Sie bestätigen, dass diese Messtechnik sehr realistische Ergebnisse liefert und dass Simulationsergebnisse anhand dieser gut validiert und verifiziert werden können. Liu u. a. (2008) verwenden ebenfalls die Particle-Image-Velocimetry in einer pseudo-zweidimensionalen Strahlschicht, um nicht nur instationäre Geschwindigkeitsvektorfelder zu erhalten, sondern auch, um Aussagen über spektrale Verteilungsdichten sowie über mittlere Partikelgeschwindigkeiten und über die Verteilung der granularen Temperatur θ_s machen zu können.

Godfroy u. a. (1997) verwenden die Radioaktive Partikelverfolgungsmethode (engl.: Radioactive Particle Tracking - RPT), um dreidimensionale Partikeltrajektorien in verschiedensten chemischen Reaktoren, in Wirbelschichten als auch in Strahlschichten (Larachi u. a. (2002)) zu detektieren. Bei diesem Messverfahren wird ein einzelnes radioaktives Teilchen, welches γ -Strahlen emittiert (z.B. ^{46}Sc , ^{99}Mo oder ^{198}Au), in den zu untersuchenden Mehrphasenprozess eingebracht. Idealerweise hat dieses annähernd die gleichen Eigenschaften wie die anderen Partikeln, so dass repräsentative Ergebnisse erhalten werden. Abb.1.14 zeigt das Messsystem von Godfroy u. a. (1997) am Beispiel eines chemischen Reaktors als Drauf- und Seitenansicht. Um das Messvolumen herum werden die aus Szin-

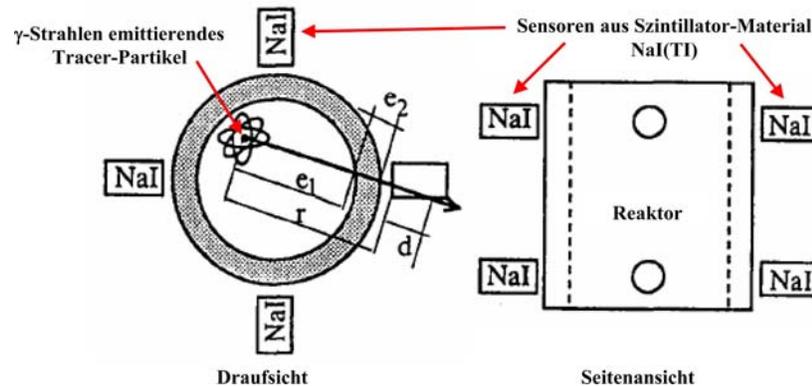


Abbildung 1.14: Reaktor und Anordnung des RPT-Systems nach Godfroy u. a. (1997).

tillatormaterial bestehenden Detektoren (hier 8 Sensoren aus NaI(Tl)) unausgerichtet positioniert. Beim Auftreffen der γ -Strahlen auf dieses Material wird Energie (UV- oder sichtbares Licht) frei. Die Menge dieser Energie kann z.B. durch einen Photoelektronenvervielfacher oder durch eine Photodiode gemessen werden. Weiterhin wird die Intensität dieser Energie aus der Anzahl der Szintillationen pro Zeiteinheit auf jeden einzelnen Sensor gemessen, woraus die Koordinaten des Partikels ermittelt werden. Godfroy u. a. (1997) führen diese Messungen über einen Zeitraum von mehreren Stunden durch, um Aussagen

über die Partikelbewegung und über das Geschwindigkeits-Vektorfeld in allen Reaktorzonen machen zu können. Ebenfalls Bhusarapu u. a. (2004) benutzen die RPT-Methode zur Bestimmung von Partikelzirkulationsraten in einer zirkulierenden Wirbelschicht, wodurch wertvolle Informationen über das Strömungsverhalten gewonnen werden.

Zur Familie der radioaktiven Messverfahren zählt auch die Partikel-Positronen-Verfolgungsmethode (engl.: Positron-Emission-Particle-Tracking - PEPT). Link (2006) wendet diese Methode an, um mit der DEM simulierte Geschwindigkeitsvektorfelder in einer Strahlschicht mit experimentellen Messergebnissen zu vergleichen (Versuchaufbau siehe Abb.1.15). Beim PEPT-Verfahren nutzt man bestimmte Radioisotope aus, die wäh-

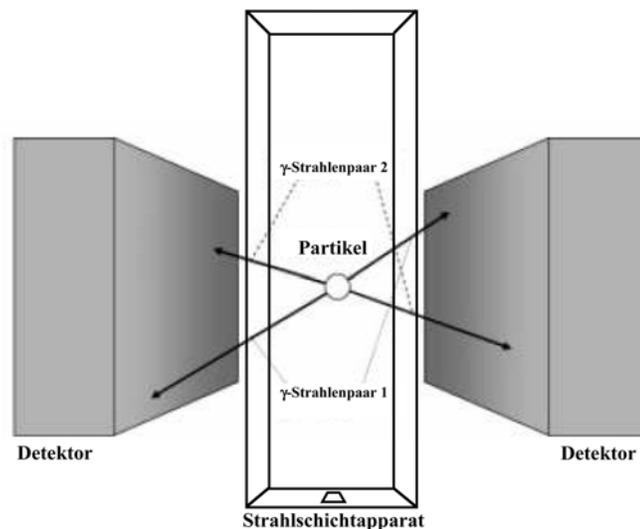


Abbildung 1.15: PEPT-Messsystem an einer dreidimensionalen Strahlschicht nach Link (2006).

rend ihres Zerfallsprozesses Positronen emittieren (mehr als 100.000 mal pro Sekunde). Das emittierte Positron kollidiert mit einem lokalen Elektron der Umgebung, wodurch zwei kollineare γ -Strahlen einer Stärke von 511 keV erzeugt werden (siehe Abb.1.15). Diese γ -Strahlen werden von den schräg zueinander angeordneten Sensoren außerhalb der Strahlschicht detektiert, wodurch eine Linie definiert werden kann, auf der die Positronenkollision stattfand. Dicht aufeinander folgend detektierte Linien können nun verwendet werden, um die Partikelposition im dreidimensionalen Raum durch Triangulation zu ermitteln. Diese Messtechnik benutzt Wong (2006), um die Blasenbewegung in einer pseudo-zweidimensionalen, prismatischen Wirbelschicht zu untersuchen. Sowohl Depypere u. a. (2005) als auch Fitzpatrick u. a. (2003) verwenden die PEPT-Technik, um dreidimensionale Partikeltrajektorien beim Coatingprozess zu erhalten und dadurch Aussagen zum Aufenthalt der Partikel in der Sprühzone der Düse machen zu können. Eine neue Entwicklung ist die Mehrfach-PEPT-Methode von Yang u. a. (2007), bei der die Partikelbahnen zweier radioaktiver Teilchen in einer Wirbelschicht gemessen werden. Der Vorteil der Radioaktiven Partikelverfolgungsmethoden (RPT und PEPT) ist die berührungslo-

1 Einleitung

se Messung von dreidimensionalen Partikeltrajektorien mit hoher räumlicher Auflösung und großen Teilchengeschwindigkeiten bis 20 m/s. Nachteil dieser Messmethodik ist, dass die Tracer-Partikel erst durch Bestrahlung aktiviert werden müssen und dann nur für ungefähr 75 Minuten für die Messung zur Verfügung stehen. Weiterhin müssen sicherheitstechnische Strahlenschutzvorkehrungen getroffen werden, was sich auch in den sehr hohen Anschaffungskosten dieses Messsystems niederschlägt.

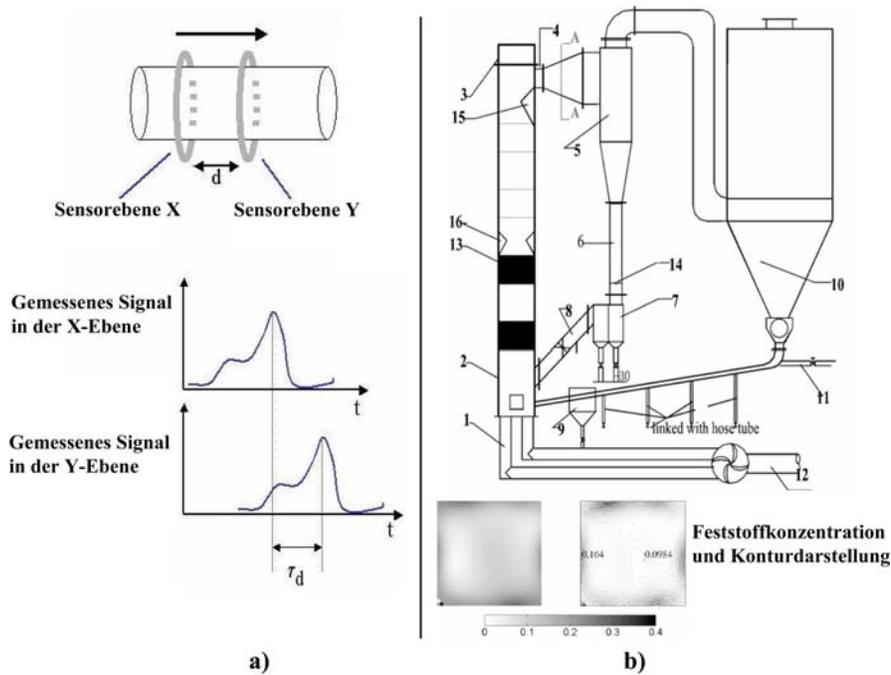


Abbildung 1.16: a) Messprinzip nach Mosorov u. a. (2002) und b) Anwendung in der zirkulierenden Wirbelschicht von Wang u. a. (2008).

Mosorov u. a. (2002) benutzen die Elektrokapazitätstomographie zur Ermittlung von lokalen Partikelkonzentrationen und Geschwindigkeiten in einem horizontalen Rohr und Wang u. a. (2008) wenden diese Methode in einer zirkulierenden Wirbelschicht an. Dieses Messverfahren basiert auf der Veränderung der dielektrischen Kapazität bei Veränderungen der Feststoffkonzentration im Messvolumen. Geschieht diese Messung an zwei dicht aufeinander folgenden Messpunkten in der Partikelhauptbewegungsrichtung, so kann die Partikelgeschwindigkeit durch Kreuzkorrelation zweier Signale ermittelt werden. Abb. 1.16 zeigt den Versuchsaufbau und Messergebnisse von Mosorov u. a. (2002) und Wang u. a. (2008). Eine einfache Sensoranordnung und Messtechnik mit geringen Kosten sind Vorteile dieses Messverfahrens. Lokale Partikelkonzentrationen und Geschwindigkeiten können durch ein berührungsloses Messverfahren erhalten werden. Nachteil dieser Methodik ist, dass dreidimensionale Partikeltrajektorien nicht gemessen werden können und dass elektrostatische Einflüsse die Messung beeinträchtigen können, was eine gute Erdung für repräsentative Ergebnisse notwendig macht. Außerdem müssen die Produkteigenschaften

(besonders die Produktfeuchte) während der gesamten Messung unverändert bleiben, da diese die Messergebnisse in starkem Maße beeinflussen. Damit kann diese Methode nicht z.B. bei Granulationen oder Coatingprozessen angewandt werden.

Eine weitere Gruppe zur Bestimmung der Partikelposition ist die Fluoreszenz-/Phosphoreszenz-Messmethodik. Hierbei wird ein oder mehrere Tracer-Partikel durch hochintensive Lichtpulse aktiviert, so dass diese fluoreszierende oder phosphoreszierende Strahlung aussenden, die z.B. durch eine UV-Lampe sichtbar gemacht wird und somit die Partikeltrajektorien mittels Hochgeschwindigkeitskamera aufgezeichnet werden können. Abb.1.17 zeigt den Versuchsaufbau von Karlsson u. a. (2006) zur Bestimmung von Partikeltrajektorien im Fontänenbereich einer konisch-zylindrischen Strahlschicht mit vertikalem Steigrohr (Wurster-Prinzip) durch Messung der durch UV-Licht sichtbar gemachten fluoreszierenden Strahlung. Durch Variation der Schichtmasse, des Gasdurchsatzes, so-

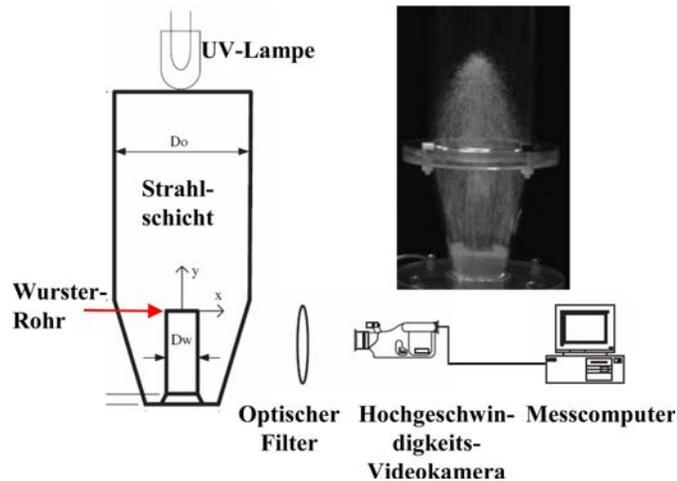


Abbildung 1.17: Versuchsaufbau zur Ermittlung der Partikelbewegung in der Fontänenzone durch Fluoreszenzmessung in einer konisch-zylindrischen Strahlschicht nach Karlsson u. a. (2006).

wie der Position des Wurster-Rohres können durch diese Messtechnik Unterschiede in der fluiddynamischen Arbeitsweise bei verschiedenen Prozessbedingungen charakterisiert werden. Harris u. a. (2002) detektieren phosphoreszierende Tracer-Partikel mittels eines lichtempfindlichen Photoelektronenvervielfachers, um Verweilzeitverteilungen in einer zirkulierenden Wirbelschicht messen zu können. Pallarès und Johnsson (2006) messen ebenfalls die phosphoreszierende Strahlung von Tracer-Partikeln in einer pseudo-zweidimensionalen Wirbelschicht mittels Hochgeschwindigkeitskamera und erhalten durch Bildauswertungsmethoden das Geschwindigkeitsvektorfeld, die Konzentrationsverteilung sowie das Dispersionsfeld der Tracer-Partikel. Vorteil dieser Fluoreszenz-/Phosphoreszenz-Messmethoden ist, dass berührungslos Partikelkonzentrations- und geschwindigkeitsverteilungen auch kleiner Partikel ($< 500\mu\text{m}$, Karlsson u. a. (2006)) gemessen werden können. Werden durchsichtige Partikel wie Glaskugeln verwendet, dann können sogar dreidimensionale Parti-

1 Einleitung

keltrajektorien und Partikelkonzentrationsverteilungen gemessen werden. Weiterhin sind die Messsysteme vergleichsweise billig und einfach in der Handhabung. Nachteil dieser Messmethoden ist, dass die Tracer-Partikel erst vorkonditioniert werden müssen, um fluoreszierende oder phosphoreszierende Strahlung auszusenden und dass die Apparatewände des Messreaktors zur Bildaufnahme immer durchsichtig sein müssen, was den Einsatz bei schon bestehenden Reaktoren nicht möglich macht.

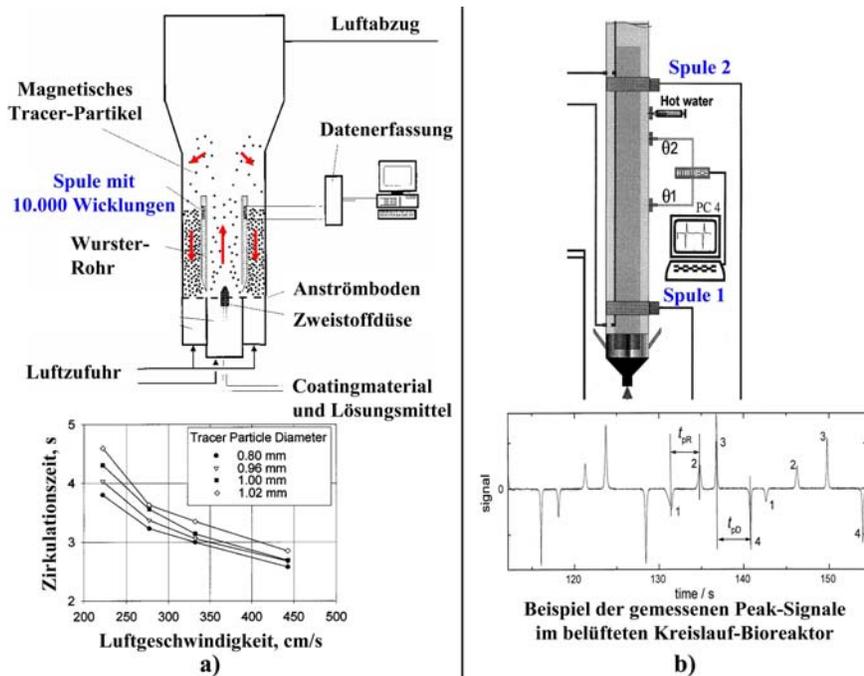


Abbildung 1.18: Versuchsaufbau zur Ermittlung der Partikelzirkulation a) mit einer Spule beim Wurster-Coating nach Cheng und Turton (2000) und b) im belüfteten Kreislauf-Bioreaktor mit zwei Spulen nach Klein u. a. (2000).

Die Familie der magnetischen Partikelmessmethoden gliedert sich in verschiedene Untergruppen. Cheng und Turton (2000) bringen ein einzelnes magnetisches Tracer-Partikel in einen Coatingprozess in einer konventionellen Wirbelschicht mit vertikalem Steigrohr (Wurster-Coating) ein (Versuchsaufbau siehe Abb.1.18a). Um den oberen Teil des Wurster-Rohres wird eine Spule mit ca. 10.000 Wicklungen gelegt, in der beim Durchgang des magnetischen Tracer-Partikels eine messbare Spannung induziert wird. Mit diesem Messprinzip kann somit die Partikelzirkulation während des Wurster-Coatings gemessen werden und wertvolle Aussagen zum Aufenthalt des Partikels in der Eindüsungszone gewonnen werden. Klein u. a. (2000) wenden die gleiche Methodik mit zwei im Abstand von 80,2 cm positionierten Spulen in einem belüfteten Flüssigkreislauf-Bioreaktor an (siehe Abb. 1.18b)), um nicht nur die Partikelzirkulationsrate zu erhalten, sondern auch die Partikelgeschwindigkeit und damit die Partikelverweilzeit im interessierenden Aufstiegssegment des Bioreaktors. Die Vorteile dieser magnetischen Messmethoden mit Spulen sind

die berührungslose Gewinnung von Partikelzirkulationsraten- und geschwindigkeiten, geringe Kosten sowie eine leichte Handhabung. Der Nachteil ist, dass keine dreidimensionalen Partikeltrajektorien messbar sind und somit keine exakten Aussagen über Wechselwirkungen mit anderen Partikeln sowie mit dem Fluid gemacht werden können.

Eine sehr genaue (Ortsauflösung ca. 0.1 mm), aber auch eine sehr teure Messmethode ist die Magnetresonanztomographie (MRT). Weitestgehend in der Medizin zum Einblick in den menschlichen Körper bekannt, sahen Forscher zu Beginn der 1990er Jahre das Potenzial für den Einsatz im Chemieingenieurwesen zur Messung von Partikelgeschwindigkeiten sowie Partikelkonzentrationen im dreidimensionalen Raum. Müller u. a. (2008b, 2007, 2006) beschäftigen sich intensiv mit dem Einsatz dieses Messverfahrens in Wirbelschichten. Voraussetzung für die MRT-Messung ist, dass die Partikel Wasserstoffkerne bzw. Protonen enthalten. Deshalb verwenden Müller u. a. (2008b) ölhaltige Samenkerne als Schichtmaterial, die diese Voraussetzung erfüllen. Der Eigendrehimpuls der Wasserstoffatomkerne (Kernspin) bewirkt, dass diese magnetisch sind. Um die Wirbelschicht herum wird nun eine Spule positioniert (Versuchsaufbau siehe Abb.1.19a), die ein starkes magnetisches Feld erzeugt, wodurch die Wasserstoffatomkerne ausgerichtet werden. Ein zusätzliches hochfrequentes Radiowellenfeld führt dazu, dass die Kerne aus ihrer momentanen Ausrichtung ausgelenkt werden und anfangen, eine taumelnde Bewegung zu vollführen. Diese so genannte ‘rotierende Quermagnetisierung’ ist ortsabhängig und kann nun durch den induzierten Strom in der Spule gemessen werden, wodurch die Partikelpositionen festgestellt werden können. Mit der MRT erhalten Müller u. a. (2008b) nun scharfe Bilder der Partikelkonzentrationsverteilungen in jeder beliebigen Ebene im Wirbelschichtapparat (siehe Abb.1.19b)) sowie instationäre (Abb.1.19c)) als auch zeitlich gemittelte Partikelgeschwindigkeitsverteilungen (Abb.1.19d)). Weiterhin werden Partikel-schwankungsbewegungen gemessen (Müller u. a. (2008a)) und zeitlich gemittelte Verteilungen der granularen Temperatur, welche ein Maß für diese Schwankungsbewegungen ist, mit DEM-Simulationen verglichen. Ren u. a. (2005) nutzen die MRT, um Aussagen über die Partikelkonzentrationsverteilung sowie über Strömungsverhältnisse in durchströmten Festbetten machen zu können, wobei Festbettschüttungen aus sphärischen als auch aus nicht-sphärischen Glaspartikeln erzeugt werden. Nachteil der MRT sind die sehr hohen Kosten, die Notwendigkeit der Anwesenheit von Wasserstoffatomen im zu untersuchenden Material, dass keine Einzelpartikeltrajektorien messbar sind und dass zur Zeit der maximal messbare Wirbelkammerdurchmesser lediglich 5 cm!! beträgt, wobei Müller u. a. (2008b) jedoch erwähnen, dass viel größere Apparatedimensionen in Zukunft mit dieser Messmethodik erforschbar sein werden.

Tab. 1.1 zeigt einen Überblick der Partikelortungsmethoden unter Angabe der örtlichen Auflösung (Daten von Chaouki u. a. (1997)).

1.3 Motivation und Zielstellung

Die Vielfältigkeit der im Punkt 1.2 erläuterten Anwendungsmöglichkeiten der Strahl-schichtapparate hat die Bedeutung dieser Technologie in den vergangenen Jahren enorm

1 Einleitung

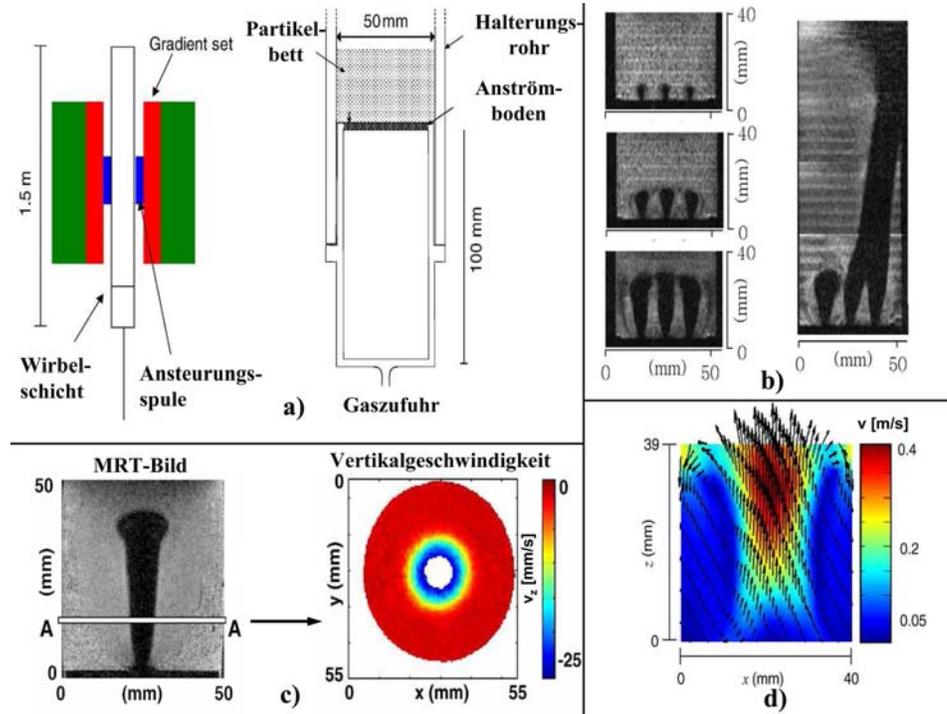


Abbildung 1.19: Beispiel des MRT-Systems beim Einsatz an einer Wirbelschicht nach Müller u. a. (2008b). a) Versuchsaufbau, b) MRT-Bilder, c) Partikelgeschwindigkeitsverteilung in einer bestimmten Höhe und d) zeitlich gemitteltes Geschwindigkeitsvektorfeld.

erhöht. Jedoch ist das Verständnis über die komplexen Wechselwirkungen innerhalb und zwischen den einzelnen Phasen noch sehr gering und es bedarf intensiver Forschungsarbeit, um die Mechanismen in Mehrphasenströmungen zu verstehen und auf physikalisch begründeter Basis zu modellieren. Gemäß Deen u. a. (2007) besteht das Problem in den großen Unterschieden zwischen den verschiedenen Maßstäben. Die größten Strömungsstrukturen können in der Größenordnung von mehreren Metern liegen, welche jedoch durch Partikel-Partikel-, als auch durch Gas-Partikel-Wechselwirkungen beeinflusst werden, die wiederum im Millimeter- oder sogar Mikrometermaßstab stattfinden.

Von fundamentaler Bedeutung für einen wirtschaftlichen Betrieb einer Strahlschicht ist die Kenntnis des fluiddynamisch stabilen Arbeitsbereiches. In der Literatur sind verschiedene Darstellungsvarianten des fluiddynamisch stabilen Arbeitsbereiches zu finden, wie z.B. $\Delta p = f(v_{gas})$ (Markovski und Kaminski (1983); Olazar u. a. (1992)), $H_0 = f(v_{gas})$ (Olazar u. a. (1992)), $v_{gas} = f(d_s)$ (Catipovic u. a. (1978); Kunii und Levenspiel (1991)) oder Re-G-Ar-Diagramme (Mitev (1979); Piskova (2002)). Üblicherweise wird der stabile Arbeitsbereich einer Strahlschicht durch Analyse von Druckschwankungen der Gasphase über der Schicht charakterisiert. In Kapitel 2 werden die Ergebnisse der fluiddynamischen Untersuchungen zur Ermittlung des stabilen Arbeitsbereiches einer neuartigen, prismati-

1.3 Motivation und Zielstellung

Tabelle 1.1: Partikelortungsmethoden und deren örtliche Auflösung.

Methode	örtliche Auflösung	Vor- und Nachteile
Nuclear Magnetic Resonance Tomography (NMRT)	0.1mm	+ hohe Ortsauflösung - sehr teuer
Elektrokapazitive Verfahren	$1 \times 2.54 \text{cm}^2$	+ einfaches Handling, billig - geringe Ortsauflösung
Ultraschall-Tomographie	$\approx 1 \text{mm}$	+ gute Ortsauflösung - langsam, teuer
Positron Emission Particle Tracking (PEPT)	1mm für $v_P=0.1 \text{m/s}$ 5mm für $v_P=1 \text{m/s}$	+ hohe Ortsauflösung - teuer, Strahlenbelastung - viele Ausreißerwerte - Vorkonditionierung
Particle Image Velocimetry (PIV)	0.2mm	+ gute Ortsauflösung - nur 2D
Radioactive Particle Tracking	5mm	- Strahlenbelastung, teuer
Fiberoptische Methode	7mm	+ billig, gute Ortsauflösung - invasive Methode
Fluoreszenz/Phosphoreszenz	6mm	+ billig, kleine Partikel messbar - Vorkonditionierung - durchsichtige Apparatewand

schen Strahlschicht mit regelbarer Gaszufuhr präsentiert. Anhand des Verlaufs der gemessenen Druckschwankungen der Gasphase und einer anschließenden Fast-Fourier-Analyse dieser Druckspektren werden unterschiedliche fluiddynamische Arbeitsbereiche definiert. Der fluiddynamisch stabile Arbeitsbereich wird durch diese Methode eingegrenzt und im Re-G-Ar-Diagramm nach Mitev (1979) dargestellt. Eine Gleichung zur Berechnung des Anfangs und des Endes der stabilen Arbeit wird vorgeschlagen. Die stabilen Arbeitsbereiche verschiedener anderer Apparatekonstruktionen, die in der Literatur zu finden sind, werden mit den Ergebnissen der untersuchten prismatischen Strahlschicht verglichen. Weiterhin werden Berechnungen fluiddynamischer Kenngrößen, wie z.B. des maximalen Schichtdruckverlustes, der minimalen Sprudelgeschwindigkeit oder der Gasgeschwindigkeit beim Beginn der stabilen Fluidisation, präsentiert und mit Messergebnissen verglichen. Es soll gezeigt werden, ob mit in der Literatur angegebenen Gleichungen, die für unterschiedliche Apparatekonstruktionen gültig sind, die fluiddynamischen Kenngrößen der untersuchten prismatischen Strahlschicht vorausberechenbar sind. Außerdem wird untersucht, ob durch PIV-Messungen erhaltene Geschwindigkeits-Vektorfelder der partikulären Feststoffphase und deren Schwankungskomponenten (quadratische Mittelung, engl.: root mean square - RMS) auf die fluiddynamische Arbeitsweise der Schicht geschlossen werden kann.

Um die Fluidodynamik der Gas- und Partikelphase in verschiedenen Maßstäben modellieren zu können, wurden die diskreten Partikelmodelle als auch die Kontinuummodelle

1 Einleitung

entwickelt. Das Fernziel dieser Modellierungen ist es, Apparate jeglicher Art nach fluid-dynamischen Gesichtspunkten durch physikalisch begründete Mehrphasen-Simulationen zu dimensionieren und die komplette Scale-Up-Prozedur am PC durchzuführen. Dadurch könnten hohe Kosten für einzelne Entwicklungsstufen wie Mini- oder Pilotanlagen eingespart werden und der Schritt von der Laboranlage zur großtechnischen Produktionsanlage wäre direkt möglich. In Kapitel 3 werden CFD-Kontinuum-Simulationen der Fluidodynamik des Fluidisationsprozesses in der untersuchten prismatischen Strahlschicht präsentiert. Grundlegendes Ziel ist es, den Fluidisationsprozess so realistisch wie möglich mit dem Kontinuummodell nachzubilden. Dazu wird zunächst in mehreren zweidimensionalen Berechnungsstudien die Abhängigkeit verschiedener Einflussfaktoren wie z.B. das Gas-Partikel-Widerstandsmodell, der Einfluss der Turbulenz in der Gasphase, der Einfluss der Energiedissipation bei nicht-idealen Partikelkollisionen, usw., auf die Ausbildung der Strömungsmusters untersucht. Simulierte Partikelkonzentrationsverteilungen und charakteristische Druckschwankungen der Gasphase über der Schicht werden mit Bilderserien und gemessenen Druckspektren verglichen. Weiterhin werden simulierte und experimentell durch PIV-Messungen erhaltene Geschwindigkeits-Vektorfelder der partikulären Feststoffphase, sowie Partikel-Geschwindigkeitsverteilungen in verschiedenen Apparatehöhen gegenübergestellt, um präzisere Vergleiche zwischen Modellierungen und Experimenten anstellen zu können. Anschließend wird eine Simulation der Fluidisation in einer dreidimensionalen Strahlschicht präsentiert. Durch diese Arbeit soll herausgefunden werden, wie genau der Fluidisationsprozess in der untersuchten Strahlschicht anhand eines Kontinuum-Modells simuliert werden kann. Es werden die Grenzen dieser Modellierungstechnik aufgezeigt und Anregungen für zukünftige Verbesserungen gegeben.

In Kapitel 4 wird eine neuartige, magnetische Partikelverfolgungsmethode vorgestellt, Vor- und Nachteile dieser Methodik offen gelegt, sowie mit anderen in Kapitel 1.2.3 präsentierten Messverfahren verglichen. Grundlegende statische, dynamische, sowie Messungen bei der Fluidisation in der Strahlschicht werden präsentiert und hinsichtlich der Genauigkeit analysiert. Durch diese nicht-invasive magnetische Partikelverfolgungsmethode sollen in Zukunft Simulationsergebnisse (Partikeltrajektorien, Partikelgeschwindigkeitsverteilungen, Blasenbewegung, usw.) anhand von experimentellen Messergebnissen auf noch genauere Weise verifiziert werden können. Erkenntnisse über die komplexen Wechselwirkungen innerhalb der partikulären Phase (mehrfache Partikelkollisionen, Partikelrotation, usw.) sowie zwischen den Partikeln und dem Fluidisationsmedium sollen durch Messungen in der Strahlschicht gewonnen werden. Dadurch wird eine Verbesserung des Prozessverständnisses erzielt und resultierende Optimierungen jeglicher Art (Strömungsführung, Apparategeometrie, Düsenposition, Einbauten, usw.) werden in industriellen Anwendungen zu einer höheren Produktqualität- und -quantität beitragen.

2 Fluiddynamische Untersuchungen

In diesem Kapitel wird der neuartige Strahlschichtapparat und dessen fluiddynamisches Arbeitsverhalten vorgestellt, sowie die experimentellen Ergebnisse der Ermittlung des stabilen Arbeitsbereiches durch Hochfrequenzdruckmessungen der Gasdruckpulsationen über der Schicht präsentiert. Der stabile Arbeitsbereich wird im Re-G-Ar-Diagramm nach Mitev (1979) dargestellt und mit denen anderer Apparatekonstruktionen verglichen. Eine Gleichung zur Berechnung des Anfangs und des Endes des stabilen Arbeitsbereiches dieser Strahlschicht wird vorgeschlagen. Weiterhin werden in diesem Kapitel Berechnungen charakteristischer hydrodynamischer Kenngrößen (z.B. die Minimalfluidisationsgeschwindigkeit oder der maximale Schichtdruckverlust) präsentiert und mit experimentellen Ergebnissen verglichen. Es wird gezeigt, dass mit den in der Literatur zu findenden Gleichungen keine guten Übereinstimmungen mit den Experimenten erzielt werden können. Deshalb werden modifizierte Gleichung vorgeschlagen, mit denen die Messwerte besser angenähert werden können.

2.1 Die Strahlschichtversuchsanlage

Verschiedenste Bauformen von Strahlschichten wurden seit deren Erfindung entwickelt, um disperse Produkte jeglicher Art stabil fluidisieren zu können und dadurch die gewünschten Produkteigenschaften zu erhalten. Das Besondere an der in dieser Arbeit untersuchten prismatischen Strahlschicht ist die Anströmeinrichtung mit spaltförmigem Gas Eintritt und zwei um ihre Achse drehbaren Gasregelwalzen (Mörl u. a. (2001); Piskova (2002)). Abb. 2.1 zeigt ein Foto (links) sowie ein Fließbild der Strahlschichtversuchsanlage (rechts). In Abb. 2.2 sind schematische Darstellungen der Strahlschicht mit Angabe der Dimensionen als Frontansicht (links) und Seitenansicht (rechts) gezeigt. Die Strahlschichtversuchsanlage ist etwa 1m hoch, 0.25m breit, 0.1m tief und wurde aus Plexiglas gefertigt, um den Fluidisationsprozess visuell verfolgen zu können. Die sehr geringe Apparattiefe (10cm) wurde gewählt, um den Fluidisationsprozess nur im ‘pseudo-zweidimensionalen’ Raum zu untersuchen, so dass der Einfluss der dritten Dimension vorerst vernachlässigt wird. Dadurch sind Vergleiche zwischen Experimenten und zwei-dimensionalen Simulationen (Kapitel 3) gerechtfertigt, wobei dem Autor die Unzulänglichkeiten und mögliche Fehler bewusst sind. In den Experimenten hat sich gezeigt, dass fast keine Unterschiede im Fluidisationsmuster über die Apparattiefe zu beobachten waren.

2 Fluidynamische Untersuchungen

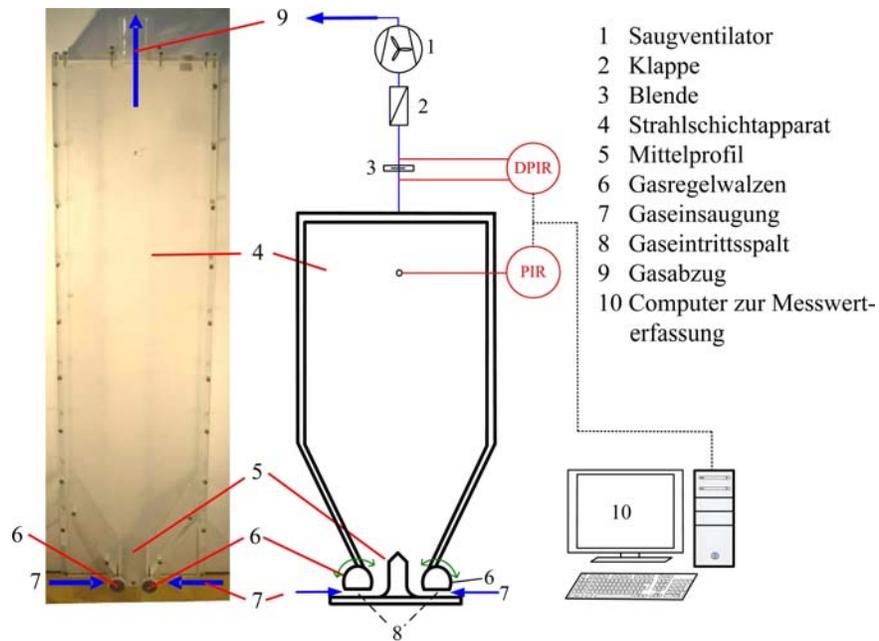


Abbildung 2.1: Foto und Fließbild der untersuchten prismatischen Strahlschicht.

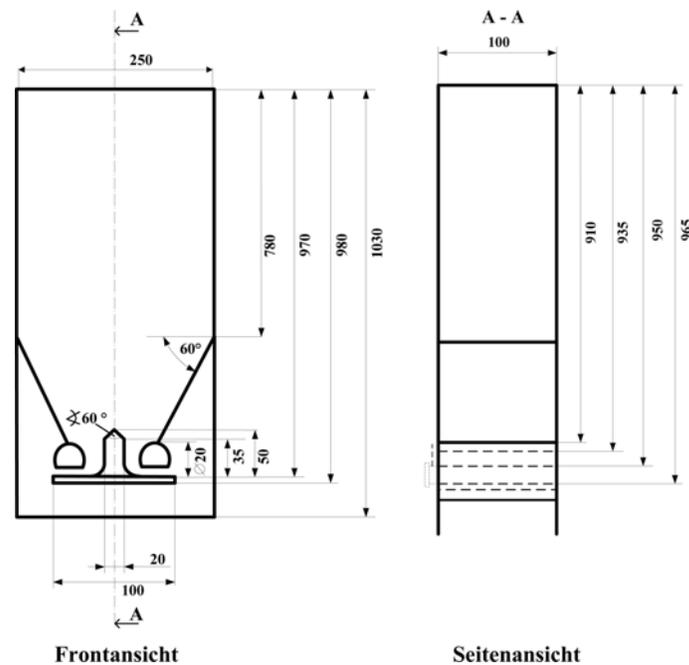


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der Strahlschicht mit Angabe der Dimensionen in der Frontansicht (links) und Seitenansicht (rechts).

2.1.1 Messtechnik und Versuchsmaterialien

Messtechnik

Abb. 2.3 zeigt einen schematischen Versuchsaufbau mit Detailfotos der Anlagenkomponenten, sowie der verwendeten Messgeräte. In Tabelle 2.1 sind die einzelnen Positionen aus Abb. 2.3 aufgelistet. Der zur Fluidisierung benötigte Luftvolumenstrom wurde durch

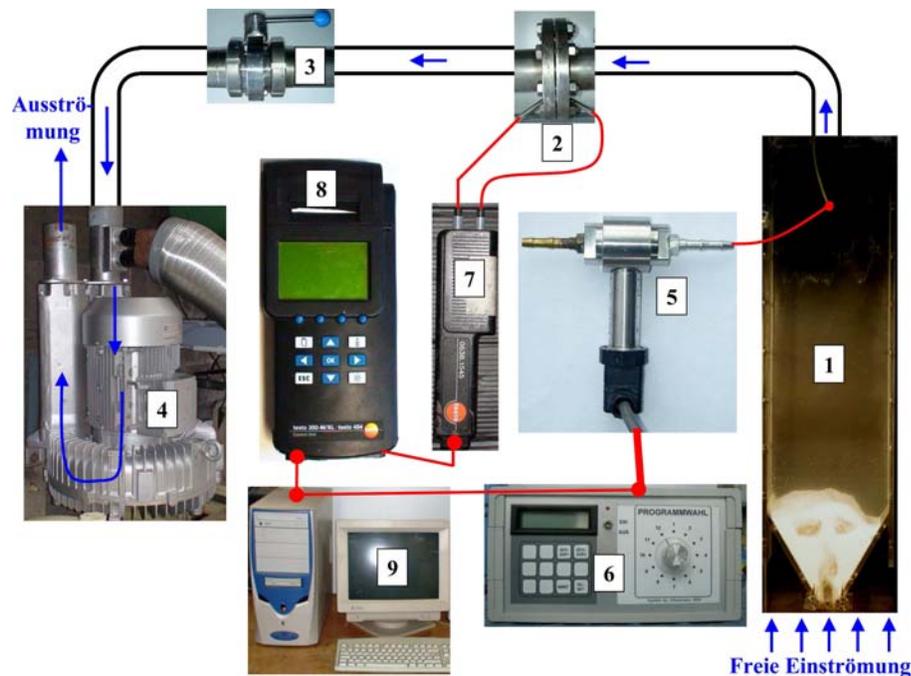


Abbildung 2.3: Demonstration der verwendeten Messtechnik.

ein Gebläse der Firma ‘Ribo’ (Position 4 in Abb. 2.3) erzeugt. Dieses saugt die Prozessluft aus der Umgebung durch die Strahlschicht und durch das Abzugsrohr. Durch eine Klappe (Pos. 3) konnte die durchgesetzte Luftmenge und damit die Strömungsgeschwindigkeit verändert werden. Der Luftvolumenstrom wurde durch eine Differenzdruckmessung über einer Messblende ($d_{Blende}=55\text{mm}$) (Pos. 2, Flansch-Druckentnahme) im Abzugsrohr ($d_{Abz}=80\text{mm}$) ermittelt. Der Druckverlust über dieser Blende wurde mit einem Differenzdrucksensor der Firma ‘Testo’ (Pos. 7) gemessen. Die Daten wurden von der Kontrolleinheit (Pos. 8) der selben Firma erfasst und an den Messcomputer gesendet. Einen Überblick zur Ermittlung des Gasvolumenstromes aus den Messwerten des Druckverlustes über der Blende nach der europäischen Norm ENISO5167-2 ist im Anhang C dargestellt. Der Überdruck in der Strahlschicht (Pos. 1) wurde mit einem Hochfrequenz-Differenzdrucksensor der Firma ‘Keller Druckmesstechnik’ (Typ: PD-23/8666.1, Position 5 in Abb. 2.3) detektiert, um Aussagen zum fluiddynamischen Arbeitsverhalten der Strahlschicht machen zu können. Dieser Sensor kann Messwerte mit einer maximalen Messfrequenz von 1,000 Hz detektieren. Durch einen A/D-Wandler (Pos. 6) wurden die analogen Signale digitalisiert.

2 Fluiddynamische Untersuchungen

Tabelle 2.1: Übersicht der in Abb. 2.3 aufgeführten Positionen.

Nummer	Bezeichnung
1	Strahlschichtapparat
2	Blende
3	Klappe
4	Saugventilator
5	Hochfrequenz-Differenzdrucksensor
6	A/D-Wandler für Hochfrequenz-Drucksensor
7	Differenzdrucksensor Fa. 'Testo'
8	Kontrolleinheit
9	Computer

siert und an den Messcomputer (Pos. 9) gesendet. In einer speziellen Software wurden die Messwerte empfangen und konnten anschließend in einer Text- oder Ascii-Datei abgelegt werden.

Weiterhin wurde die 'Particle Image Velocimetry' (PIV) angewendet, um instationäre Geschwindigkeitsfelder der partikulären Feststoffphase zu messen. Die PIV wurde bereits im Abschnitt 1.2.3 erläutert. Abb. 2.4 zeigt noch einmal die Versuchsanordnung mit der Lichtquelle, der CCD-Kamera und einer Strahlschichtanlage. Die vorderste Ebene der

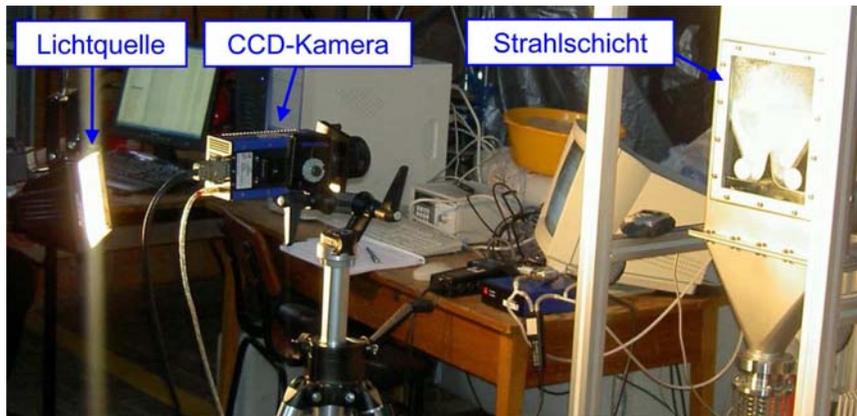


Abbildung 2.4: PIV-System bei der Messung an einer Strahlschicht.

partikelbeladenen Strömung in der Strahlschicht wird durch die Halogenlampe beleuchtet. Die CCD-Kamera nimmt nun zwei Bilder in einem vorher festgelegten und ausreichend kleinen Zeitintervall Δt auf (2 ms bei den Experimenten). Diese zwei Bilder werden anschließend in kleine Rastersegmente unterteilt und durch Kreuzkorrelationsanalyse wird die Volumen-gemittelte Verschiebung $s_p(x,t)$ der Partikel in den Rastersegmenten zwischen beiden Bildern ermittelt. Die Partikelgeschwindigkeit v_p in den Rastersegmenten wird folgend erhalten, indem die Partikelverschiebung $s_p(x,t)$ durch den Bildmaßstab M

und das Zeitintervall Δt dividiert wird.

$$v_p(x, t) = \frac{s_p(x, t)}{M \cdot \Delta t} \quad (2.1)$$

Die Form des Verschiebungs-Korrelationspeaks (siehe Abb. 1.13) kann durch folgende Gleichung beschrieben werden (Westerweel (1997)):

$$R_D(s) \sim N_I F_I F_0 F_T * F_\theta \quad (2.2)$$

Darin ist N_I die Anzahl der Partikel im Rastersegment und F_I und F_0 sind Korrekturfaktoren, die das Hinzukommen von Partikel in ein Rastersegment und das Herauswandern aus diesem berücksichtigen. F_T stellt eine Funktion dar, die die Form des Peaks aufgrund der Intensitätsverteilung jedes aufgenommenen Bildes beschreibt. Weiterhin ist F_θ eine Funktion, die die Form des Peaks durch die Partikelgeschwindigkeitsverteilung beschreibt und somit ein Maß für die granulare Temperatur θ ist. Vorausgesetzt, dass die Anzahl der Partikel in den Rastersegmenten ausreichend hoch ist und die Bilder eine ausreichend hohe Auflösung haben, so kann die granulare Temperatur durch Anpassung einer Gauß'schen Kurve an die Messsignale bestimmt werden. Detaillierte Ausführungen zu dieser Analyse können in der Arbeit von Dijkhuizen u. a. (2007) gefunden werden.

Versuchsmaterialien

Um den stabilen Arbeitsbereich der prismatischen Strahlschicht in einem weiten Bereich der Archimedeszahl zu ermitteln, wurden in den Experimenten fünf verschiedene Versuchsmaterialien verwendet. Diese unterscheiden sich unter anderem in der mittleren Partikelgröße und in der Partikeldichte. Tabelle 2.2 enthält eine Übersicht der Eigenschaften der verwendeten Versuchsprodukte und Abb. 2.5 zeigt Fotos dieser. Weiterhin sind in Abb. 2.6 die massebezogenen Partikelgrößenverteilungen q_3 sowie die kumulativen Verteilungen Q_3 (Summendurchgangskurven) der Versuchsgüter dargestellt. Diese wurden mittels optischen Messprinzips durch den 'Camsizer' der Firma 'Retsch-Technology' gemessen. Es wurden für die experimentellen Untersuchungen einerseits sehr sphärische Modellpartikel (γ - Al_2O_3 (groß und klein), Holzkugeln) verwendet. Andererseits wurden disperse Systeme fluidisiert, deren Partikelformen stärker von der Kugelform abweichen (α - Al_2O_3 , organisches Granulat). Weiterhin ist zu erkennen, dass sich die verwendeten Versuchsmaterialien auch in der Partikelgrößenverteilung unterscheiden. Somit kann in den Experimenten sowohl der Einfluss der Partikelgrößenverteilung, der Polydispersität, als auch der Einfluss der Sphärizität auf das Fluidisationsverhalten untersucht werden.

2 Fluiddynamische Untersuchungen

Tabelle 2.2: Verwendete Versuchsmaterialien und deren Eigenschaften.

Bezeichnung	$d_{50,3}$ [mm]	ρ_s [kg/m ³]	Ar [-]	Sphärizität [-]	Geldart-Gruppe [-]
γ -Al ₂ O ₃ (groß)	1.75	1040	$1.72 \cdot 10^5$	0.98	D
γ -Al ₂ O ₃ (klein)	1.0	1040	$3.21 \cdot 10^4$	0.97	D
α -Al ₂ O ₃	0.31	3980	$3.66 \cdot 10^3$	0.79	B
organisches Granulat	0.33	1200	$1.82 \cdot 10^3$	0.83	B
Holzkugeln	10	700	$2.58 \cdot 10^7$	0.95	D

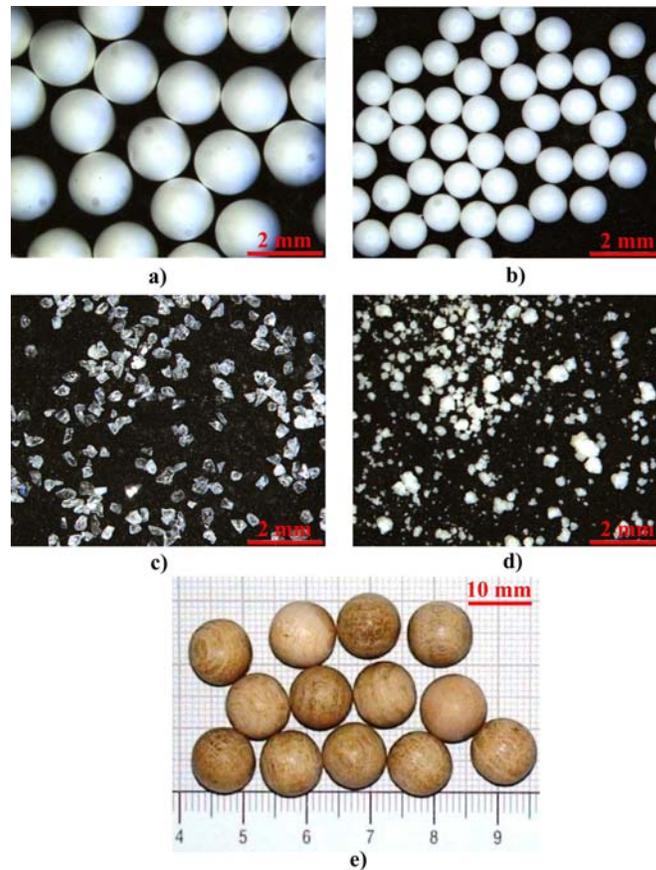


Abbildung 2.5: Fotos der verwendeten Versuchsmaterialien. a) γ -Al₂O₃ (groß), b) γ -Al₂O₃ (klein), c) α -Al₂O₃, d) organisches Granulat und e) Holzkugeln.

2.1.2 Die Anströmeinrichtung mit regelbarer Gaszufuhr

Die untere Strahlschichtsektion mitsamt Mittelprofil und den Gasregelwalzen ist schematisch mit Angabe der Dimensionen als Frontansicht in Abb. 2.7 gesondert dargestellt. Weiterhin wird in dieser Abbildung das Prinzip der Walzendrehung verdeutlicht. Durch

2.1 Die Strahlschichtversuchsanlage

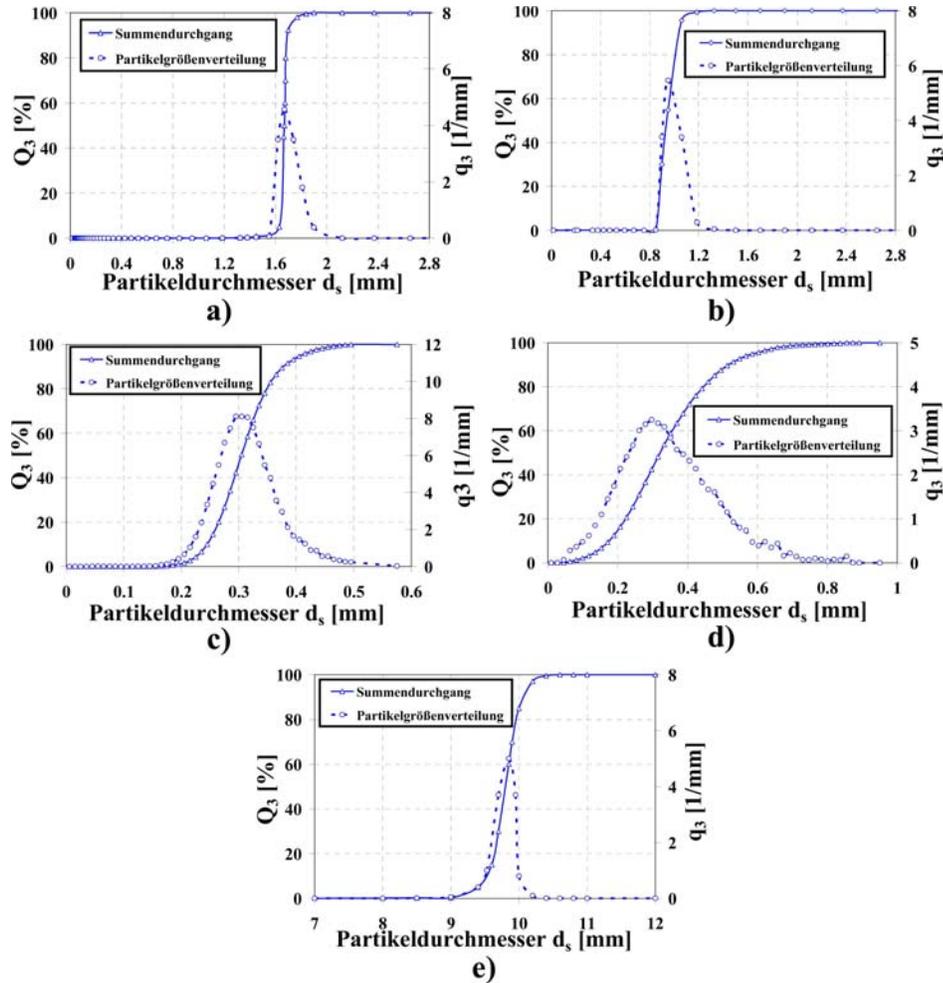


Abbildung 2.6: Summendurchgangskurven Q_3 und Partikelgrößenverteilungen q_3 der verwendeten Versuchsprodukte. a) γ - Al_2O_3 (groß), b) γ - Al_2O_3 (klein), c) α - Al_2O_3 , d) organisches Granulat und e) Holzkugeln.

Drehung an den Gasregelwalzen kann die freie Gaseintrittsfläche verändert werden (siehe Abb. 2.7 rechts). Diese Veränderung der Gaseintrittsfläche bewirkt bei gleich bleibendem Gasvolumenstrom eine Veränderung der Gasgeschwindigkeit in den Gaseintrittsspalten (Position 7 in Abb. 2.1), wodurch die Fluidodynamik (Reynoldszahl $Re_{g,in}$ am Gaseintritt) und dadurch die Wärme- und Stoffübergänge, aber auch die Kraftwirkung des Fluidisationsmediums auf die partikuläre Phase verändert werden können. Bei Granulations-, Coating- oder Agglomerationsprozessen kann somit Einfluss auf die Produkteigenschaften genommen werden, da diese abhängig von den Einströmverhältnissen des Fluidisationsmediums sind. Ein weiterer Vorteil dieser Verstellmöglichkeit ist, dass bei Verstopfung der Anströmeinrichtung durch periodisches Öffnen und Schließen der Walzen Druckimpulse erzeugt werden können, die die Verstopfung beseitigen und eine erneute Fluidisation ohne

2 Fluidodynamische Untersuchungen

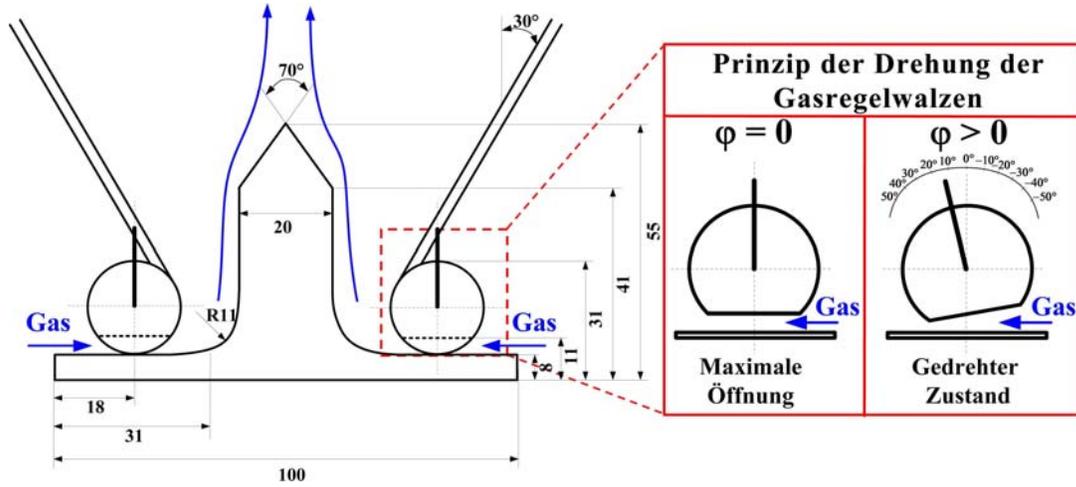


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der unteren Sektion der Strahlschicht mit Angabe der Dimensionen in der Frontansicht (links) und Prinzip der Drehung der Gasregelwalzen (rechts).

Prozessunterbrechung ermöglichen.

Um Aussagen zum Einströmverhalten des Fluidisationsgases (z.B. Reynoldszahl $Re_{g,in}$) machen zu können, entwickelt Kojouharov (2004) in seiner Doktorarbeit anhand geometrischer Betrachtungen an einer prismatischen Strahlschicht mit regelbarer Gaszufuhr eine Gleichung zur Berechnung der Abhängigkeit der freien Gaseintrittsfläche $A_{g,in}$ vom Drehwinkel φ der Gasregelwalzen. Die Herleitung dieser Gleichung ist folgend dargestellt. Abb. 2.8 zeigt ein Schema der Walzen mit Kennzeichnung charakteristischer Maße bei verschiedenen Walzenstellungen und in Tabelle 2.3 sind die Zahlenwerte für die untersuchte Strahlschicht aufgelistet. Die Walzen erstrecken sich über die gesamte Apparattiefe, wodurch der Wert k in Abb. 2.8 und Tabelle 2.3 dieser gleicht.

Tabelle 2.3: Bezeichnung und Werte aus Abb. 2.8.

Bezeichnung	Symbol	Wert	Einheit
Walzenradius	R	29	mm
Spalthöhe bei voller Öffnung	x_0	8.7	mm
Spalttiefe	y_0	46	mm
Verbindungsstrecke	s	29	mm
Apparattiefe	k	100	mm
Winkel	δ	45.4	°

Aus den geometrischen Betrachtungen leitet Kojouharov (2004) folgende Gleichung zur Berechnung der Spalthöhe x in Abhängigkeit vom Drehwinkel φ her:

$$x = R(1 - \cos(\delta - \varphi)) \quad (2.3)$$

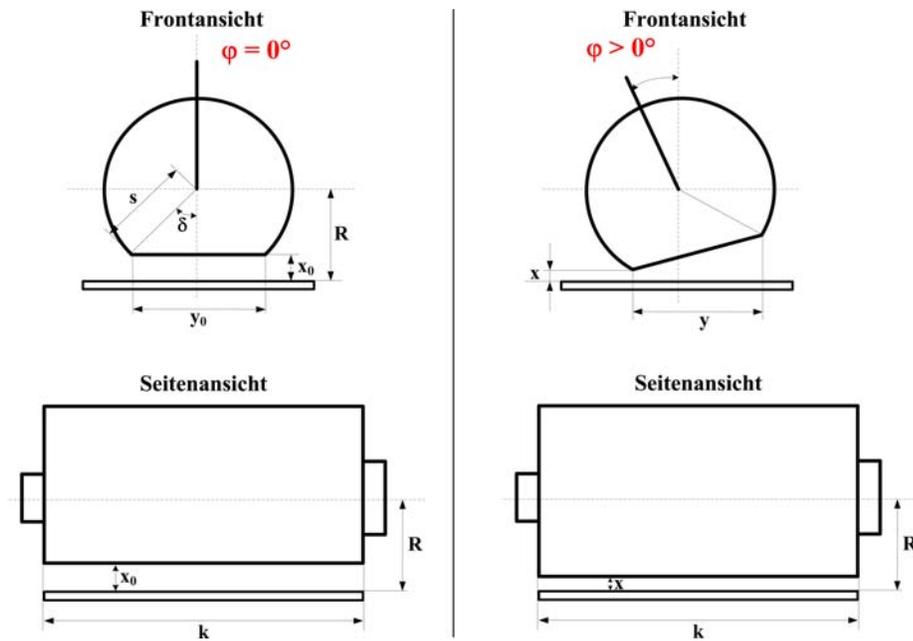


Abbildung 2.8: Schema der Drehung der Walzen bei vollständiger Öffnung ($\varphi=0^\circ$, links) und in gedrehter Stellung ($\varphi>0^\circ$, rechts).

Die freie Gaseintrittsfläche $A_{g,in}(\varphi)$ **beider** Spalten ergibt sich dann zu:

$$A_{g,in}(\varphi) = 2 \cdot k \cdot R (1 - \cos(\delta - \varphi)) \quad (2.4)$$

Abb. 2.9 zeigt nun die Abhängigkeit der berechneten freien Gaseintrittsfläche $A_{g,in}$ vom Drehwinkel φ der Gasregelwalzen. Es ist zu sehen, dass die Gasregelwalzen bei einem Winkel $\varphi=0^\circ$ maximal geöffnet sind und die freie Gaseintrittsfläche am größten ist (ca. 560mm^2). Die Walzen können in beide Richtungen gedreht werden (siehe Abb. 2.7 rechts), wodurch die freie Gaseintrittsfläche verringert wird.

2 Fluiddynamische Untersuchungen

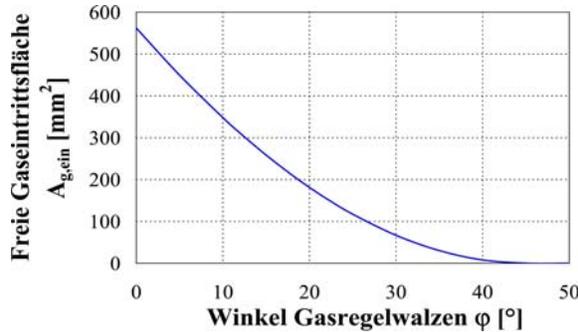


Abbildung 2.9: Freie Gaseintrittsfläche in Abhängigkeit vom Drehwinkel φ der Gasregelwalzen.

Aus Abb. 2.9 ist weiterhin zu erkennen, dass die Gaseintrittsspalten bei einem Winkel von knapp über 40° komplett geschlossen sind und kein Gas in die Anlage gesaugt werden kann. In dieser Arbeit wird immer nur der Fall betrachtet, dass sich die kleinere Öffnung in Richtung des Mittelprofils befindet (siehe Abb. 2.7 rechts). Mit dieser Abhängigkeit der freien Gaseintrittsfläche vom Drehwinkel φ der Gasregelwalzen kann die Gaseintrittsgeschwindigkeit $v_{g,in}$ in den Spalten bei jedem beliebigen Gasvolumenstrom \dot{V}_g wie folgt berechnet werden:

rechnet werden:

$$v_{g,in}(\varphi) = \frac{\dot{V}_g}{A_{g,in}} \quad (2.5)$$

Abb. 2.10 zeigt grafisch die Abhängigkeit der Gaseintrittsgeschwindigkeit $v_{g,in}$ vom Drehwinkel φ bei verschiedenen Gasdurchsätzen \dot{V}_g .

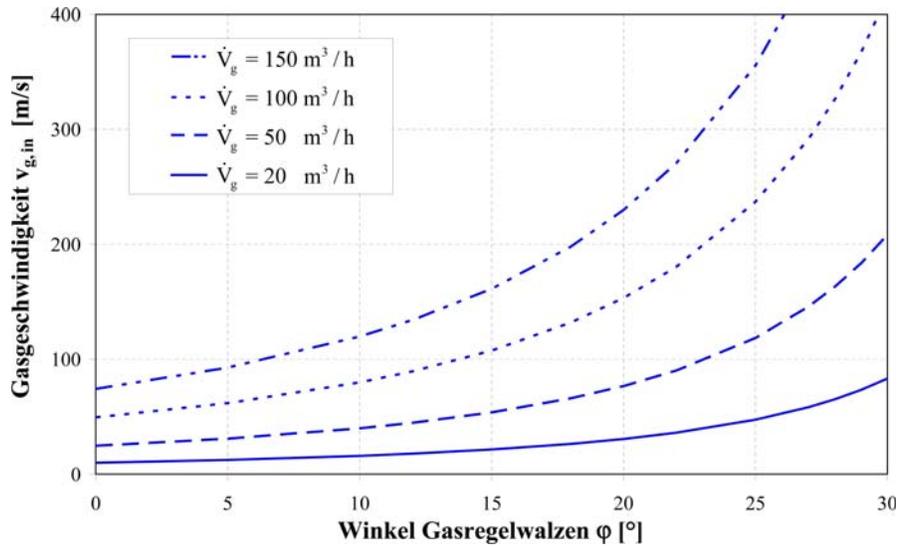


Abbildung 2.10: Abhängigkeit der Gaseintrittsgeschwindigkeit $v_{g,in}$ in den Spalten bei verschiedenen Gasdurchsätzen \dot{V}_g .

2.1.3 Hydraulisches Verhalten der Anströmeinrichtung

Von großem Interesse bei der Auslegung von Strahlschichtapparaten ist die Kenntnis des Druckverlustes der Anströmeinrichtung. Das Gebläse muss einen ausreichenden Förderdruck bei jeder Stellung der Walzen und bei jedem beliebigen Gasvolumenstrom für

2.1 Die Strahlschichtversuchsanlage

eine stabile Fluidisation liefern. Deshalb wird im Folgenden gemäß der Vorgehensweise von Kojouharov (2004) versucht, den Druckverlust der Anströmeinrichtung mittels der Betrachtung des Druckverlustes in einem ‘äquivalenten Strömungsrohr‘ und nach der Methode der Betrachtung des ‘Druckverlustes eines Lochsiebbodens‘ nach Hunt u. a. (1955) und Mc Allister (1958) nachzuberechnen. Ebenfalls wird die von Kojouharov (2004) in seiner Arbeit vorgeschlagene Druckverlustgleichung verwendet und mit experimentellen Werten verglichen.

Methode ‘Äquivalentes Strömungsrohr‘

Bei dieser Modellvorstellung betrachtet Kojouharov (2004) den Spalt als ein Strömungsrohr mit einer Länge äquivalent der Spaltdurchströmtiefe. Der Druckverlust der Anströmeinrichtung Δp_{ges} setzt sich additiv aus einem Reibungsanteil Δp_R und einem Anteil aus lokalen Einzelwiderständen Δp_ξ zusammen:

$$\Delta p_{ges} = \Delta p_R + \Delta p_\xi \quad (2.6)$$

Der Reibungsanteil Δp_R ergibt sich zu

$$\Delta p_R = \lambda \frac{L}{d_{equ}} \frac{\rho_g}{2} v_g^2 \quad (2.7)$$

und der Anteil durch Einzelwiderstände Δp_ξ zu

$$\Delta p_\xi = \sum \xi \cdot \frac{\rho_g}{2} v_g^2 \quad (2.8)$$

In Tab. 2.4 sind die in den Gleichungen aufgeführten Symbole mit Einheiten dargestellt.

Tabelle 2.4: Symbole und deren Erklärung aus den Gl. 2.6 bis 2.8.

Bezeichnung	Symbol	Einheit
äquivalenter Rohrdurchmesser	d_{equ}	m
Gasgeschwindigkeit	v_g	m/s
Gasdichte	ρ_g	kg/m ³
Widerstandsbeiwert	ξ	-
Rohrlänge	L	m
Reibungskoeffizient	λ	-

Bei Drehung der Walzen ändert sich die Rohrlänge L (=Spaltdurchströmtiefe) und die Gasgeschwindigkeit ist nicht mehr gleichmäßig über diese verteilt (siehe Abb. 2.11). Deshalb müssen die Rohrlänge und die Gasgeschwindigkeit in gedrehter Walzenstellung modifiziert werden, woraus sich folgende Gleichung zur Berechnung des Druckverlustes durch Reibung ergibt:

$$\Delta p_R = \lambda \frac{y_0 \cos(\varphi)}{d_{equ,kl}} \frac{\rho_g}{2} (v_{g,gr}^2 - v_{g,kl}^2) \quad (2.9)$$

2 Fluiddynamische Untersuchungen

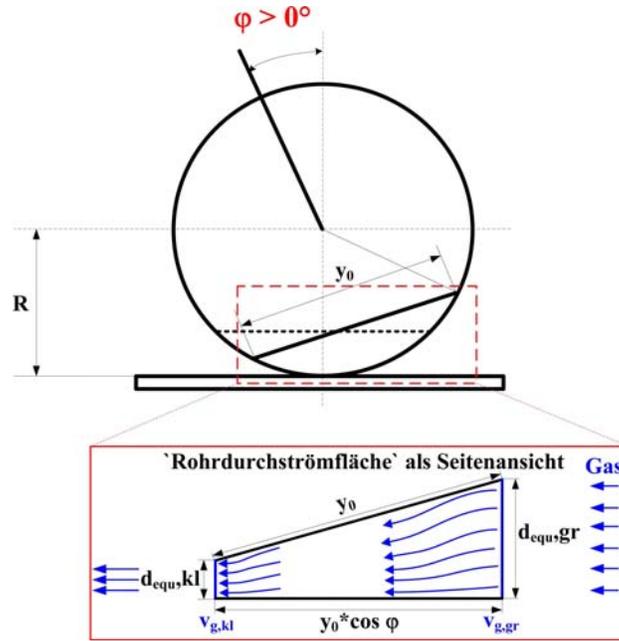


Abbildung 2.11: Grafische Darstellung der durchströmten 'Rohrfläche'.

Hier sind $d_{equ,kl}$ und $d_{equ,gr}$ die Durchmesser von flächengleichen Kreisen der eigentlich rechteckigen Gaseintrittsflächen. $v_{g,gr}$ und $v_{g,kl}$ sind die Gasgeschwindigkeiten im größten und kleinsten Gaseintrittsquerschnitt (siehe Abb. 2.11). Für den Druckverlust durch lokale Einzelwiderstände wird der Druckverlust im Eintritts- und Austrittsquerschnitt berücksichtigt:

$$\Delta p_{\xi} = \frac{\rho}{2} (\xi_{gr} v_{g,gr}^2 + \xi_{kl} v_{g,kl}^2) \quad (2.10)$$

Der Reibungskoeffizient λ wurde bei turbulenter Einströmung nach Literaturangaben wie folgt berechnet:

$$\lambda = \frac{0.316}{Re^{1/4}} \quad \text{mit} \quad Re = \frac{\rho_g \cdot d_{equ,kl} \cdot v_{g,kl}}{\mu_g} \quad (2.11)$$

Abb. 2.12 zeigt die Berechnung des Druckverlustes der Anströmeinrichtung für verschiedene Gasvolumenströme \dot{V}_g in Abhängigkeit vom Drehwinkel φ der Gasregelwalzen nach der Betrachtungsmethode 'Äquivalentes Strömungsrohr'.

Methode 'Druckverlust eines Lochsiebbodens'

Bei dieser Methode wird die Anströmeinrichtung modellhaft als gelochter Siebboden angesehen und die Druckverlustgleichung von Hunt u. a. (1955) und Mc Allister (1958) wird auf geeignete Art modifiziert, um die Veränderung der Gaseintrittsfläche auch bei Drehung der Gasregelwalzen zu berücksichtigen. Folgend wird eine kurze Herleitung nach Kojouharov (2004) gezeigt. Nach Hunt u. a. (1955) und Mc Allister (1958) kann der Druckverlust

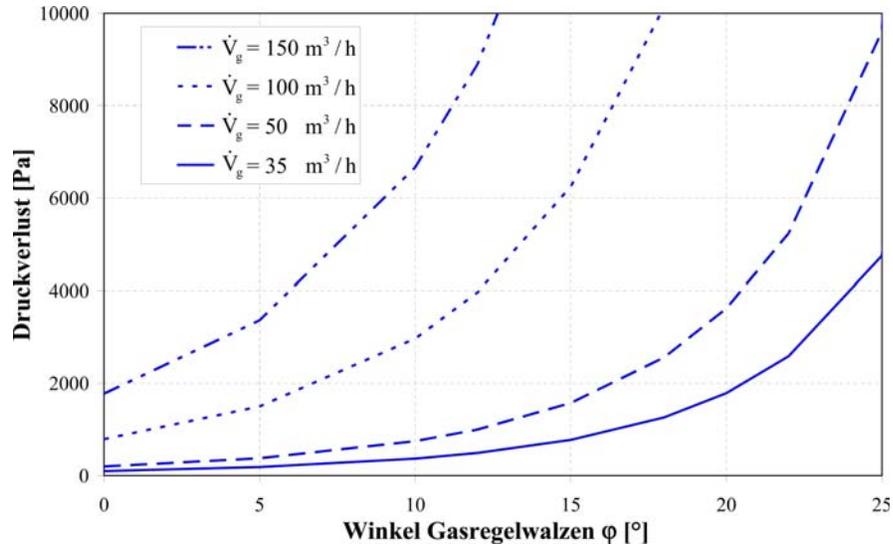


Abbildung 2.12: Druckverlust der Anströmeinrichtung nach der Methode ‘Äquivalentes Strömungsrohr‘.

eines Lochsiebbodens nach folgender Formel berechnet werden:

$$\Delta p = K \frac{\rho_g}{2} \left(\frac{v_Q}{\psi} \right)^2 [0.4 (1.25 - \psi) + (1 - \psi)^2] \quad (2.12)$$

In dieser Gleichung sind:

Bezeichnung	Symbol	Einheit
Öffnungsverhältnis des Siebbodens	ψ	-
Gasgeschwindigkeit im ges. Bodenquerschnitt	v_Q	m/s
Gasdichte	ρ_g	kg/m ³
Lochdurchmesser	d	m
Ausströmoeffizient	K	-
Bodendicke	f	m
Druckverlust Anströmeinrichtung	Δp	Pa

Für eine detaillierte Herleitung wird auf die Arbeit von Kojouharov (2004) verwiesen. In Abb. 2.13 ist nun der Druckverlust der Anströmeinrichtung bei verschiedenen Gasvolumenströmen \dot{V}_g in Abhängigkeit vom Drehwinkel φ der Gasregelwalzen nach der Betrachtungsmethode ‘Druckverlust eines Lochsiebbodens‘ dargestellt.

2.1.4 Vergleich der Berechnungsmethoden mit Experimenten

Folgend werden die beiden vorgestellten Berechnungsmethoden für den Druckverlust der Anströmeinrichtung mit experimentellen Werten verglichen. Da Kojouharov (2004) keine

2 Fluiddynamische Untersuchungen

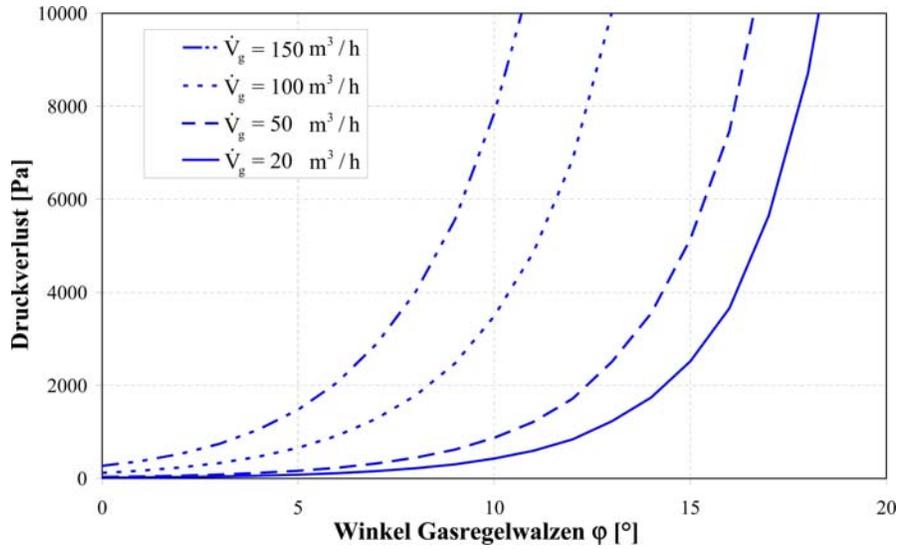


Abbildung 2.13: Druckverlust der Anströmeinrichtung nach der Methode ‘Druckverlust eines Lochsiebbodens‘.

zufrieden stellenden Übereinstimmungen zwischen den Modellierungen und den Messungen erzielt, leitet er eine halbempirische Gleichung durch einen Anpassungsalgorithmus der Messwerte her. Die allgemeine Druckverlustgleichung eines Rohres wird als Ausgangsgleichung verwendet:

$$\Delta p = \xi \cdot \frac{\rho_g}{2} v_g^2 \quad (2.13)$$

Durch Anpassung seiner Messwerte wird eine lineare Beziehung für ξ in Abhängigkeit vom Drehwinkel φ der Gasregelwalzen hergeleitet.

$$\xi = 1.1191 - 0.031 \cdot \varphi \quad (2.14)$$

Damit ergibt sich der Druckverlust der Anströmeinrichtung Δp zu:

$$\Delta p = (1.1191 - 0.031 \cdot \varphi) \cdot \frac{\rho_g}{2} v_g^2 \quad (2.15)$$

Bei den Experimenten zur Ermittlung des Druckverlustes der Anströmeinrichtung der in dieser Arbeit untersuchten Strahlschicht wurde der Drehwinkel φ der Gasregelwalzen sowie der Gasvolumenstrom \dot{V}_g variiert. In Abb. 2.14 sind die experimentellen Ergebnisse grafisch dargestellt. Repräsentativität wurde durch Mehrfachmessungen sichergestellt. Die Fehlerschranken in x- und y-Richtung indizieren die Standardabweichung der Messergebnisse. An dieser Stelle soll weiterhin gezeigt werden, dass der Verlauf des Druckverlustes der Anströmeinrichtung in Abhängigkeit des Gasdurchsatzes gemäß den theoretischen Vorstellung durch quadratische Gleichungen wiedergegeben werden kann. In Bild 2.15 sind die quadratischen Gleichungen der Regressionskurven für die Messungen des Druckverlustes der Anströmeinrichtung für die vier untersuchten Stellungen der Gasregelwalzen

2.1 Die Strahlschichtversuchsanlage

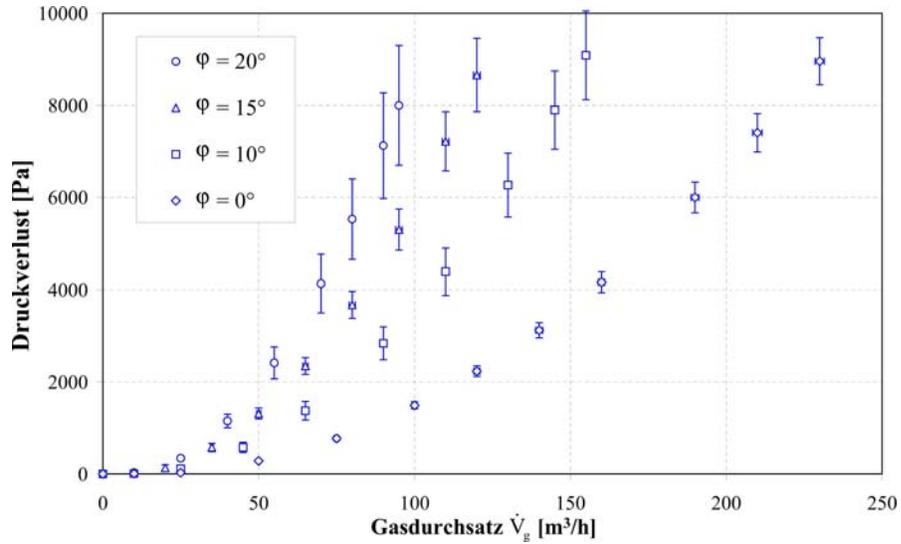


Abbildung 2.14: Messergebnisse des Druckverlustes Δp der Anströmeinrichtung in Abhängigkeit vom Drehwinkel φ .

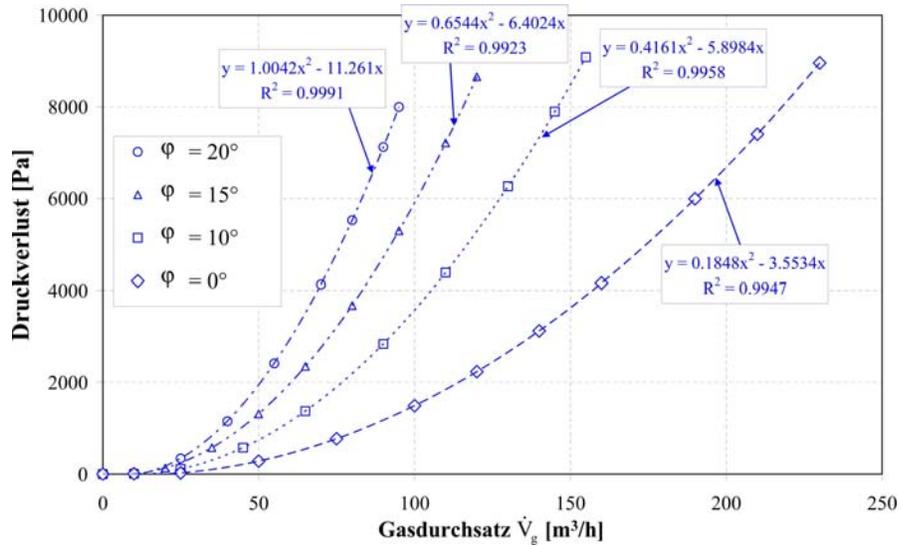


Abbildung 2.15: Darstellung von Regressionskurven an den Messwerten des Druckverlustes der Anströmeinrichtung.

($\varphi=0^\circ, 10^\circ, 15^\circ$ und 20°) dargestellt. Durch das Bestimmtheitsmaß R^2 kann der Grad der Übereinstimmung der Messwerte mit einer idealen quadratischen Kurve festgestellt werden. Es ist zu erkennen, dass dieser Wert bei allen Messungen über 0.99 liegt, was einer nahezu perfekten Wiedergabe durch eine quadratische Gleichung entspricht. Abb. 2.16 zeigt nun den Vergleich zwischen den gemessenen Werten des Druckverlustes der An-

2 Fluiddynamische Untersuchungen

strömeinrichtung mit den Berechnungen nach den Methoden ‘Druckverlust in Rohren’ und ‘Druckverlust eines Lochsiebbodens’ und der Gleichung von Kojouharov (2004) bei vier verschiedenen Gasdurchsätzen. Die Fehlerschranken in den Einzelabbildungen kennzeichnen ein Abweichung von $\pm 20\%$ von den gemessenen Werten. Aus Abb. 2.16 ist zu

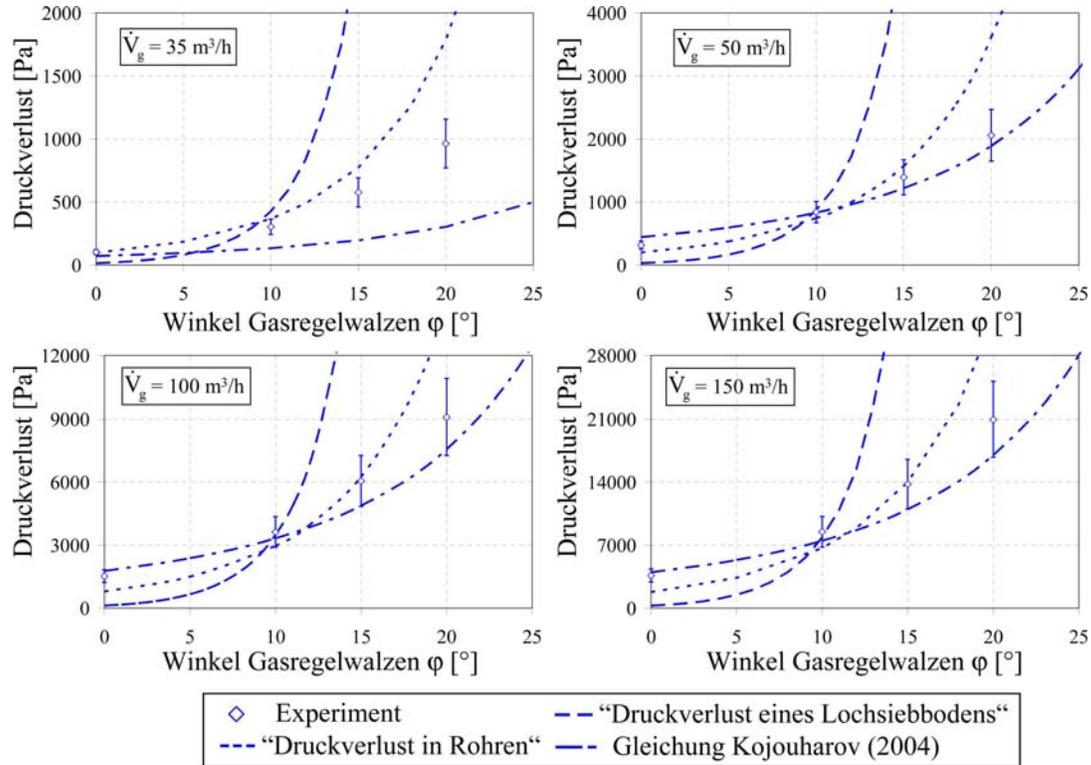


Abbildung 2.16: Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Werten des Druckverlustes der Anströmeinrichtung.

erkennen, dass keine guten Übereinstimmungen der gemessenen Werte mit den Berechnungen bei allen vier Gasdurchsätzen erzielt wurden, wie dies bereits bei Kojouharov (2004) der Fall war. Aufgrund der Ähnlichkeit der Apparategeometrien wurde vermutet, dass Kojouharovs Gleichung den Verlauf der Messungen des Druckverlustes der Anströmeinrichtung der hier untersuchten Strahlschicht wiedergeben könnte. Jedoch scheinen kleinste Unterschiede in der Apparatekonstruktion eine Veränderung der Druckverlustcharakteristik hervorzurufen. Deshalb wurde gemäß der Vorgehensweise von Kojouharov (2004) eine halbempirische Druckverlustgleichung durch Regression der Messwerte aufgestellt. Es wurde eine funktionale Abhängigkeit des Widerstandsbeiwertes ξ vom Öffnungswinkel φ der Gasregelwalzen ermittelt.

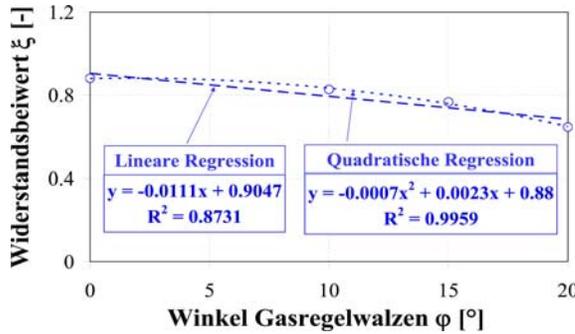


Abbildung 2.17: Widerstandsbeiwert ξ als Funktion vom Öffnungswinkel φ der Gasregelwalzen.

Die Fehlerstrahlen in den Abbildungen kennzeichnen wiederum eine Abweichung von +/- 20 % von den Messwerten.

$$\Delta p = (-0.0007\varphi^2 + 0.0023\varphi + 0.88) \frac{\rho}{2} v_g^2 \quad (2.16)$$

Es ist zu erkennen, dass die Messergebnisse nun mit Abweichungen innerhalb von +/- 20 % wiederspiegelt werden können.

2.2 Fluiddynamisches Verhalten der Strahlschicht

In dieser Arbeit wird das fluiddynamische Verhalten der neuartigen prismatischen Strahlschicht mit regelbarer Gaszufuhr sowohl experimentell als auch simulativ untersucht. Im Folgenden werden die charakteristischen Strömungsverhältnisse bei der Fluidisation von Holzkugeln ($d_s=10\text{mm}$) in diesem Strahlschichtapparat demonstriert (siehe Abb. 2.19). Die Fluidisation in einer Strahlschicht ist durch eine Partikelzirkulation auf Kreisbahnen gekennzeichnet. Das Fluidisationsgas gelangt horizontal durch die Gaseintrittsspalten, welche sich über die gesamte Apparattiefe erstrecken, in den Strahlschichtapparat. Nachdem die Spalten passiert wurden, wird das Gas beidseitig durch das Mittelprofil in vertikale Richtung entgegen des Erdschwerefeldes umgelenkt. An der Spitze des Mittelprofils vereinigen sich beide Teilgasströme und bilden einen schmalen Strahl hoher Strömungsgeschwindigkeit, der den Strahlschichtapparat von unten nach oben durchströmt (Strahlzone). Es entsteht eine definierte Strömungsstruktur, die durch eine ungleichmäßige Gasgeschwindigkeitsverteilung über der Apparatequerschnittsfläche und über der Apparatehöhe gekennzeichnet ist. Disperse Feststoffe werden aufgrund der hohen Strömungsgeschwindigkeiten in der Strahlzone (siehe Abb. 2.19), die über der Sinkgeschwindigkeit der Einzelpartikel liegt, nach oben mitgerissen. Die Feststoffvolumenkonzentration in der Strahlzone ist aufgrund des Aufreißens des Partikelkollektivs gering ($\epsilon_g = 20...30 \text{ Vol.}\%$). Im oberen Bereich der Prozesskammer separieren sich die mitgerissenen Partikeln in der so genannten 'Fontänenzone' in Richtung der Apparatewände. Die Feststoff-Volumenkonzentration ($\epsilon_g = 40...50 \text{ Vol.}\%$) ist hier höher als in der Strahlzone. In der 'Rücklaufzone' gleiten die

2 Fluiddynamische Untersuchungen

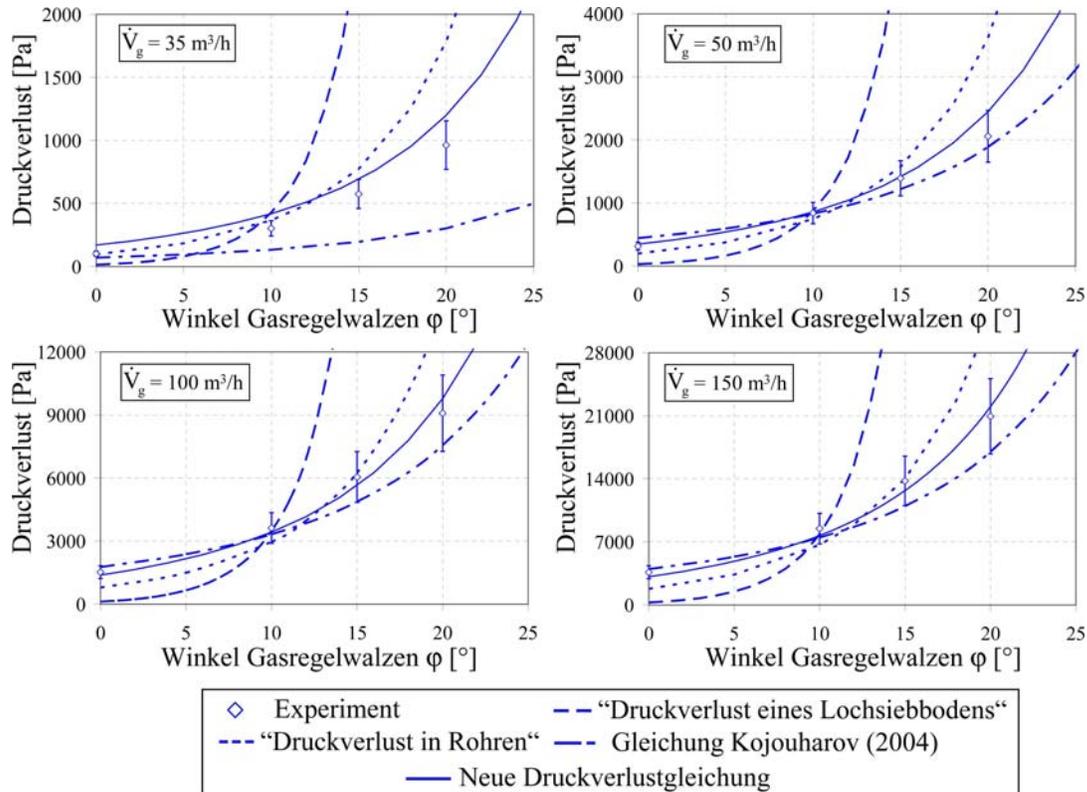


Abbildung 2.18: Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Werten des Druckverlustes der Anströmeinrichtung unter Einbeziehung der neu entwickelten Korrelation.

Partikel aufgrund der Erdanziehungskraft auf den Schrägen des Strahlschichtapparates zurück in die Einsaugzone, wo sie wiederum durch das Fluidisationsmedium nach oben mitgerissen werden. Dadurch wird eine gleichmäßige und sehr definierte Partikelzirkulation im Apparat erreicht. Im Gegensatz zu dieser 'kontrollierten' Partikelbewegung in Strahlschichten, woraus sich anwendungsspezifische Vorteile ergeben, ist die Partikelbewegung in konventionellen Wirbelschichten rein stochastisch. Grundsätzlich können folgende Unterschiede und die daraus resultierenden Einsatzmöglichkeiten zwischen dieser Strahlschicht und einer konventionellen Wirbelschicht aufgeführt werden:

- Der Gasdurchsatz in Strahlschichten bei stabiler Fluidisation ist geringer.
- Der Systemdruckverlust ist niedriger als bei Wirbelschichten.
- Die Strömungsgeschwindigkeit des Fluidisationsmediums verringert sich sukzessive über der Apparatehöhe, wodurch die Möglichkeit der stabilen Fluidisation auch polydisperser Stoffsysteme besteht.
- Die Anströmgeschwindigkeit des Fluidisationsgases ist ausreichend hoch, so dass

2.2 Fluiddynamisches Verhalten der Strahlschicht

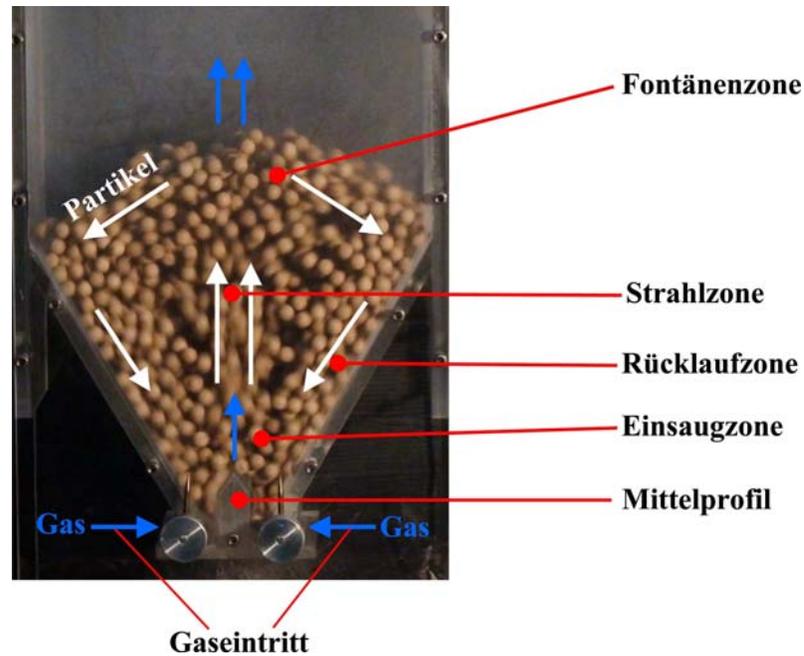


Abbildung 2.19: Strömungsstruktur der untersuchten prismatischen Strahlschicht mit symmetrischem Spalt.

Materialien verarbeitet werden können, die nicht mit dem Gasverteiler in Berührung kommen dürfen (keine Gefahr der Verstopfung).

- Höhere Gaseintrittstemperaturen im Vergleich zu Wirbelschichten sind in dieser Strahlschicht möglich, da sich die Partikel nur für eine sehr kurze Zeit im Kernstrahl des Fluidisationsgases befinden, wodurch eine hohe thermische Effizienz und hohe Verdampfungsraten ermöglicht werden. Ebenso können temperaturempfindliche Stoffe schonend behandelt werden, da die Temperaturen außerhalb der Strahlzone gering sind.
- Es gibt keinen Anströmboden, wodurch der Kontakt mit heißen Oberflächen minimiert wird und Anbackungen im Apparat verringert werden.
- Die Strahlschicht ist durch eine einfache Apparategeometrie gekennzeichnet, die leicht zu reinigen ist und dadurch ein hohes Maß an Hygiene ermöglicht.

Die Fluiddynamik der Strahlschicht kann durch einen spezifischen Verlauf des Schichtdruckverlustes in Abhängigkeit von der Anströmgeschwindigkeit v_g charakterisiert werden. Von besonderem Interesse sind die Grenzen zwischen verschiedenen fluiddynamischen Arbeitsbereichen (Festbett, instabile Fluidisation, stabile Fluidisation, stoßende Strahlschicht). In Abb. 2.20 ist schematisch eine typische Schichtdruckverlustkurve ($\Delta p_{Schicht}$) über der Anströmgeschwindigkeit v_g dargestellt. Kleine Bilder oberhalb des Diagramms

2 Fluiddynamische Untersuchungen

zeigen den Fluidisationsprozess der Holzkugeln in den verschiedenen fluiddynamischen Arbeitsbereichen bei unterschiedlichen Fluidisationsgeschwindigkeiten v_g des Gases.

In Abb. 2.20 ist der für Strahlschichten charakteristische hohe Anfangsschichtdruckverlust Δp_{max} zu erkennen, der im Vergleich zu konventionellen Wirbelschichten größer ist (ca. 20% höher). Dieser stellt die Grenze zwischen dem Festbett und der teilfluidisierten Strahlschicht dar. Die Kenntnis dieses hohen Anfangsschichtdruckverlustes, sowie der Gasgeschwindigkeiten v_{ASF} bei Beginn und v_{ESF} am Ende der stabilen Fluidisation ist wichtig für die Dimensionierung des Gebläses. Einerseits muss dieses einen ausreichend hohen Förderdruck bereitstellen, um den Anfangsschichtdruckverlust zu überwinden und andererseits muss ein ausreichend hoher Gasdurchsatz gefördert werden, um die Fluidisation auch am Ende des stabilen Arbeitsbereiches zu ermöglichen. Folgende Phänomene können in Abhängigkeit von der Gasgeschwindigkeit v_g beobachtet werden (siehe Abb. 2.20):

- Bei Gasgeschwindigkeiten unterhalb der Minimalfluidisationsgeschwindigkeit $v_g < v_{mf}$ (von Punkt A bis Punkt B in Abb. 2.20) befindet sich die Teilchenschüttung in Ruhe (Festbett). Der Schichtdruckverlust steigt nahezu linear mit der Gasgeschwindigkeit an und kann in guter Näherung mit der Ergun-Gleichung (Ergun (1952)) berechnet werden.
- Der Schichtdruckverlust erreicht im Punkt B seinen Maximalwert. Die Erfinder der Strahlschichttechnologie selbst, Mathur und Gishler (1955a, b), waren die Ersten, die die Existenz des hohen Anfangsschichtdruckverlustes nachgewiesen haben.
- Eine minimale Steigerung der Gasgeschwindigkeit führt dann zum schlagartigen Durchbrechen des Gasstrahls durch das Schichtmaterial und eine instabile Fluidisation wird ab dem Punkt C bei der Minimalfluidisationsgeschwindigkeit v_{mf} erzielt. Der Schichtdruckverlust sinkt stark ab, da die Feststoffkonzentration ϵ_s in der Strahlzone abnimmt und somit weniger Teilchen einen Widerstand auf die Gasströmung ausüben.
- Der Bereich von Punkt C bis Punkt D beschreibt die instabile Fluidisation, die durch Blasen- und Kanalbildung sowie durch das Auftreten von Totzonen bei annähernd gleich bleibendem Schichtdruckverlust gekennzeichnet ist. Die Partikelbewegung ist in diesem Bereich stochastisch.
- Zwischen den Punkten D und E befindet sich der fluiddynamisch stabile Arbeitsbereich der Strahlschicht. Dieser ist durch eine vollständige Durchmischung der dispersen Feststoffphase im Apparat ohne Totzonen und Partikelaustrag gekennzeichnet. Die Partikel bewegen sich auf ‘relativ’ regelmäßigen Bahnen (‘stabile Walze’), wodurch im Gegensatz zur instabilen, stochastischen Partikelbewegung, eine gewisse Periodizität im Bewegungsablauf erreicht wird. Der Schichtdruckverlust ist weiterhin nahezu konstant und die Schichthöhe vergrößert sich mit zunehmender Gasgeschwindigkeit.

2.2 Fluiddynamisches Verhalten der Strahlschicht

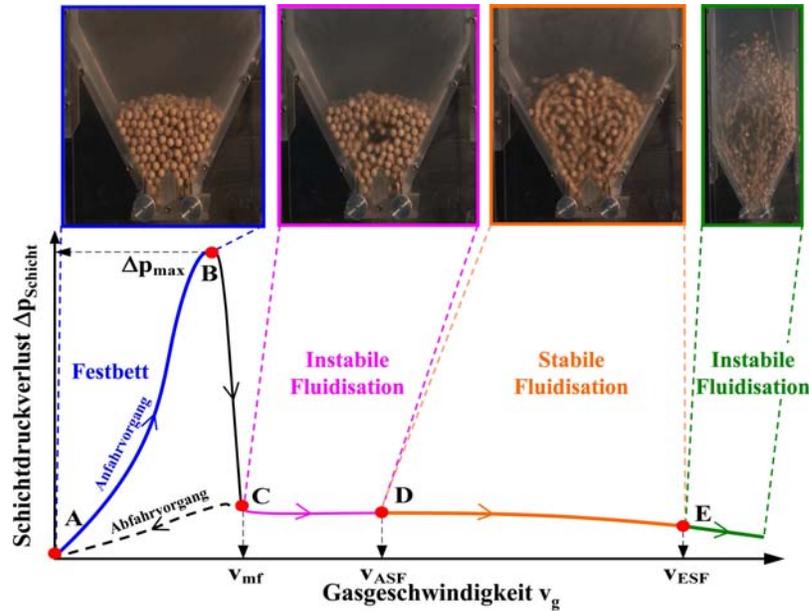


Abbildung 2.20: Typische Schichtdruckverlustkurve der untersuchten Strahlschichtbauart.

- Im Punkt E wird das Ende der stabilen Fluidisation erreicht. Die Gasgeschwindigkeit ist nun so groß, dass die Strahlschicht in einen instabilen Zustand ähnlich der Wirbelschicht übergeht. Die Partikelbewegung ist wieder stochastisch, die Schichthöhe hat sich weiter vergrößert und der Schichtdruckverlust zeigt bei Erhöhung der Gasgeschwindigkeit eine leicht abfallende Tendenz.
- Wird die Gasgeschwindigkeit nun wieder verringert, so kann eine Hysterese im Druckverlauf festgestellt werden. Beim Übergang von der fluidisierten Schicht zum Festbett gibt es nun keinen hohen 'Anfangsschichtdruckverlust' mehr, da sich das Schichtmaterial bereits in Bewegung befindet und keine Reibungskräfte zwischen Teilchen überwunden werden müssen.

Gemäß den Forschungsarbeiten von Mitev (1979) sind auch bei dieser Strahlschicht charakteristische Verläufe der Druckschwankungen der Gasphase in den unterschiedlichen fluiddynamischen Arbeitsbereichen zu beobachten. Diese Druckschwankungen entstehen durch an der Schichtoberfläche zerplatzende Gasblasen. Abb. 2.21 zeigt anhand von Bilderserien beispielhaft das Entstehen der Druckschwankungen in verschiedenen fluiddynamischen Arbeitsbereichen und in Abb. 2.22 sind typische Verläufe dieser Druckschwankungen dargestellt (jeweils obere Diagrammsektion), die durch einen Hochfrequenz-Drucksensor detektiert wurden. Weiterhin zeigt Abb. 2.22 das Ergebnis von Fast-Fourier-Transformationen an diesen Druckschwankungen (jeweils untere Diagrammsektion), die Auskunft über die Periodizität des gemessenen Drucksignals und damit über das blasenbildende Verhalten des Fluidisationsprozesses geben. Letztendlich können dadurch Aus-

2 Fluiddynamische Untersuchungen

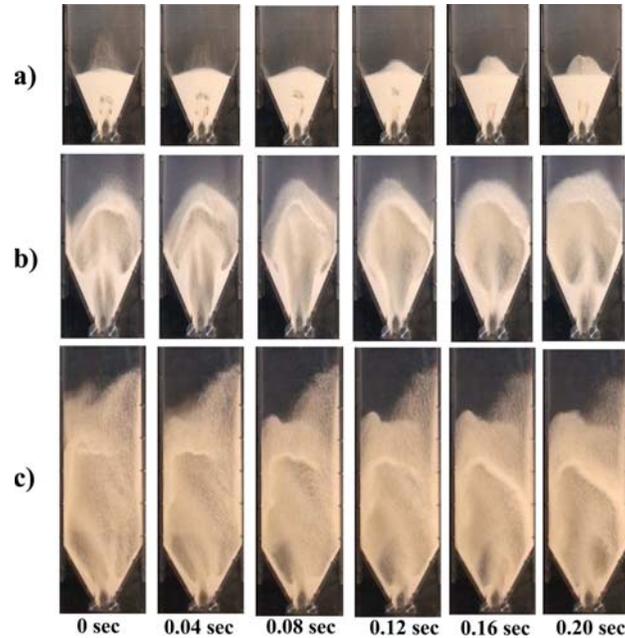


Abbildung 2.21: Demonstration der Entstehung der Druckschwankungen der Gasphase über der Schicht a) im instabilen Arbeitsbereich ($\dot{V}_g = 79.6\text{m}^3/\text{h}$), b) im stabilen Arbeitsbereich $\dot{V}_g = 91.1\text{m}^3/\text{h}$ und c) erneut im instabilen Arbeitsbereich ($\dot{V}_g = 152.6\text{m}^3/\text{h}$).

sagen zum stabilen oder instabilen Arbeitsverhalten der Strahlschicht gemacht werden. Die Fast-Fourier-Analyse wird unter Punkt 2.4.2 genauer erklärt. In diesem Beispiel ist das Schichtmaterial monodisperses $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ mit einem mittleren Partikeldurchmesser von $d_s=1.75\text{mm}$ und einer Schichtmasse von $m_{\text{Schicht}}=1.0\text{kg}$.

- **Festbett:** In Abb. 2.22 oben ist der Fall des durchströmten Festbettes dargestellt (Bereich von Punkt A bis Punkt B in Abb. 2.20). Das Schichtmaterial bewegt sich nicht und da keine Gasblasen an der Schichtoberfläche zerplatzen, werden keine Druckschwankungen detektiert, sondern nur das Sensorrauschen (siehe Abb. 2.22 ‘Verlauf Schichtdruckverlust‘). In der Fourier-Analyse stellt sich dies als ein Spektrum dar, das alle Frequenzen beinhaltet, wobei die maximalen Amplituden Werte bis $5 \cdot 10^4$ erreichen.
- **Instabile Fluidisation:** Aus der Bilderserie in Abb. 2.21 a) ist bei einem Gasvolumenstrom von $\dot{V}_g = 75\text{m}^3/\text{h}$ zu erkennen, dass verschieden große Gasblasen in der Strahlzone von unten nach oben aufsteigen, dass sich das Schichtmaterial in der Rücklaufzone fast gar nicht bewegt (Totzone), und dass die Schichtexpansion des Festbettes gleicht. Dieses Strömungsbild ist charakteristisch für den instabilen, blasenbildenden Arbeitsbereich (Bereich von Punkt B bis Punkt C in Abb. 2.20). Das Schichtmaterial wird fast gar nicht durchmischt und eine geordnete, regelmäßige

2.2 Fluiddynamisches Verhalten der Strahlschicht

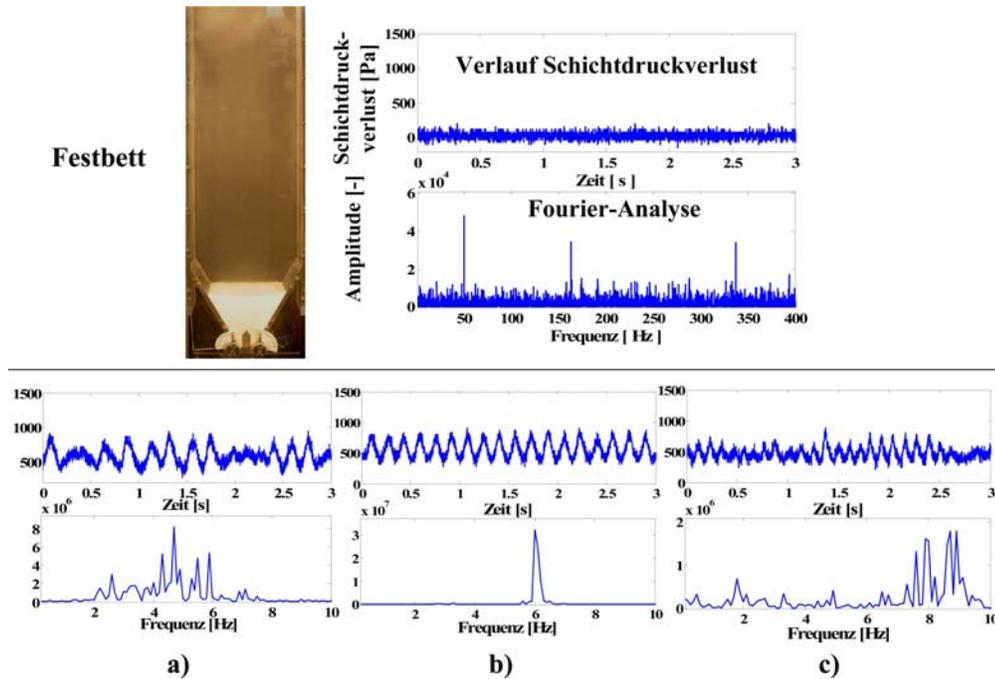


Abbildung 2.22: Beispiel von gemessenen Druckschwankungen der Gasphase (jeweils Diagramm oben) und der Fourieranalyse an diesen Druckspektren (jeweils Diagramm unten) für das Festbett und die Fälle a), b) und c) aus Abb. 2.21.

ge Partikelbewegung ist nicht erkennbar. Durch das unregelmäßige Zerplatzen der unterschiedlich großen Gasblasen an der Schichtoberfläche entsteht ein unperiodisches Schichtdruckverlustspektrum (siehe Abb. 2.22 a) oben) mit unterschiedlichen Amplituden und Zykluszeiten. In der Fourieranalyse (siehe Abb. 2.22 a) unten) ist dadurch keine dominierende Frequenz erkennbar.

- Stabile Fluidisation:** Die Bilderserie in Abb. 2.21b) zeigt die stabile Fluidisation bei einem Gasvolumenstrom von $\dot{V}_g = 100\text{m}^3/\text{h}$. Es ist gut zu erkennen, wie sich eine einzelne, große Gasblase vom ersten (0 sec) bis zum letzten Bild (0.2 sec) entwickelt, zerplatzt und wie im Anschluss sofort eine neue Gasblase entsteht. Dies geschieht sehr gleichmäßig ca. 5 - 6 mal innerhalb einer Sekunde. Das bedeutet, dass 5 - 6 gleich große Gasblasen innerhalb dieser einen Sekunde mit immer gleicher Intensität an der Schichtoberfläche zerplatzen, wodurch ein periodisches Druckverlustsignal (siehe Abb. 2.22 b) mit einheitlichen Amplituden und Zykluszeiten detektiert wird. In der Fourieranalyse entsteht ein sauberer Peak, dessen Position auf der x-Achse die Frequenz der Hauptschwingung (also ca. 6 Hz) widerspiegelt. Diese Frequenz von 6 Hz bestätigt nicht nur das Ergebnis der Bildanalyse, sondern rechtfertigt somit auch die Anwendbarkeit der Hochfrequenzdruckmessung zur Bestimmung des stabilen Arbeitsbereiches der untersuchten Strahlschichtbauart geringer Apparattiefe. Der

2 Fluiddynamische Untersuchungen

stabile Arbeitsbereich ist durch eine gute Vermischung des Schichtmaterials ohne Totzonen gekennzeichnet und die Partikeln bewegen sich auf regelmäßigen Bahnen. Die Schichtexpansion ist etwa doppelt so groß wie im Festbettbereich.

- **Instabile Fluidisation:** Die Fluidisation im instabilen Arbeitsbereich bei hohen Gasvolumenströmen ist in der Bilderserie in Abb. 2.21 c) dargestellt. Das Fluidisationsgas bewirkt eine starke Schichtexpansion, wodurch fast keine Rücklaufzone mehr erkennbar ist und diese Fluidisation eher einem wirbelschichtartigen Zustand ähnelt. Im Druckverlustsignal sind die Amplituden dadurch geringer als im stabilen Arbeitsbereich und sehr unregelmäßig. Auch in der Fourieranalyse ist keine dominierende Frequenz erkennbar. Der gesamte Fluidisationsprozess verläuft somit sehr ungeordnet und deshalb instabil.
- **Pneumatische Förderung:** Bei weiterer Erhöhung der Gasgeschwindigkeit wird der Bereich der pneumatischen Förderung erreicht und die Partikel werden aus dem Apparat ausgetragen.

Durch die Hochfrequenzdruckmessung und einer anschließenden Fast-Fourier-Analyse an diesen Druckspektren wird in Kap. 2.4.2 der stabile Arbeitsbereich der untersuchten prismatischen Strahlschicht experimentell ermittelt und im so genannten Re-G-Ar-Diagramm von Mitev (1979) dargestellt. Bei den Experimenten werden das Schichtmaterial (Archimedeszahl), die Schichtmasse (m_{Schicht}), der Gasdurchsatz (\dot{V}_g) und die Gaseintrittsfläche ($A_{g,in}$) durch Drehung der Gasregelwalzen verändert.

2.3 Mathematische Erfassung des Strahlschichtverhaltens

Die Kenntnis über charakteristische Größen des Strahlschichtverhaltens (maximaler Schichtdruckverlust Δp_{max} , Fluidgeschwindigkeit beim maximalen Schichtdruckverlust oder Minimalfluidisationsgeschwindigkeit v_{mf} , Schichtdruckverlust im stabilen Arbeitsbereich Δp_{st}) ist von großem Interesse bei der Auslegung eines solchen Apparates. Verschiedene Autoren haben unterschiedlichste Bauarten und Größen von Strahlschichten untersucht und eine Vielzahl von halbempirischen und empirischen Gleichungen aufgestellt, um die charakteristischen Kenngrößen vorausberechnen zu können. Einige Gleichungen ähneln sich derart, dass geometrische Abmessungen (z.B. die Gaseintrittsfläche, der Durchmesser des konischen Apparateils, die Ruheschichthöhe, usw.) des jeweiligen Apparates ins Verhältnis zueinander gesetzt werden und Anpassungsparameter (Vorfaktoren, Potenzen) eingefügt werden, um die experimentellen Ergebnisse wiederzuspiegeln. Jedoch gelten die jeweiligen Gleichungen nur genau für den untersuchten Strahlschichtapparat. Universelle Gleichungen für Strahlschichten unterschiedlichster Geometrie und Größe existieren nicht.

In diesem Kapitel werden die Berechnungsergebnisse der charakteristischen Kenngrößen mit in der Literatur zu findenden Gleichung vorgestellt. Es soll herausgefunden werden,

2.3 Mathematische Erfassung des Strahlschichtverhaltens

ob experimentelle Ergebnisse mit bestehenden Gleichungen nachgerechnet werden können. Da die meisten dieser Gleichungen für konische Strahlschichten gelten und diese deshalb typischerweise Kreisdurchmesser (z.B. Durchmesser des konischen oder zylindrischen Apparateteils D_c oder Durchmesser der Gaseintrittsöffnung D_0) enthalten, war es erforderlich, die Rechteckflächen der hier untersuchten prismatischen Strahlschicht modellhaft als flächengleiche Kreise zu betrachten und einen äquivalenten Durchmesser zu bilden. Abb. 2.23 zeigt zunächst eine konische Strahlschicht nach Diaz u. a. (2008) mit Kennzeichnung der in den Berechnungsgleichungen auftretenden Apparateabmessungen. In Abb. 2.24 ist schematisch dargestellt, wie ausgehend von den Rechteckflächen der prismatischen Strahlschicht, Kreisflächen und Kreisdurchmesser gebildet wurden. Im Fol-

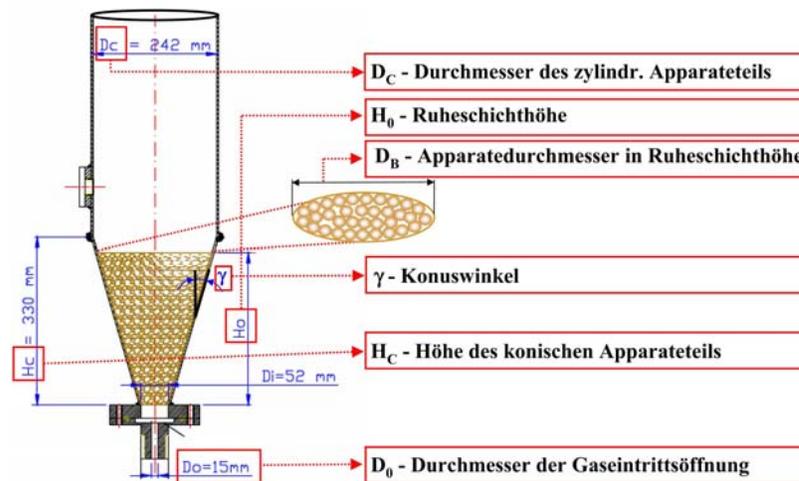


Abbildung 2.23: Konische Strahlschicht nach Diaz u. a. (2008) mit Kennzeichnung der Dimensionen.

genden werden die Gleichungen für

- den maximalen Schichtdruckverlust Δp_{max} ,
- die Minimalfluidisationsgeschwindigkeit v_{mf} , sowie
- den Schichtdruckverlust bei stabiler Fluidisation Δp_{st}

nach verschiedenen Autoren aufgezeigt und die Berechnungsergebnisse mit experimentellen Daten verglichen. Weiterhin ist in Tabelle 2.5 eine Übersicht der in den Gleichungen auftretenden Größen mit Angabe der für die untersuchte Strahlschicht geltenden Werte und deren Einheit dargestellt. Beispielhaft werden die Messergebnisse bei den Versuchen mit dem Schichtmaterial $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ ($d_s=1.75\text{mm}$) gezeigt. Die Vergleiche zwischen den Experimenten und den Berechnungen für die Schichtmaterialien $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ ($d_s=1.0\text{mm}$), $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ ($d_s=0.31\text{mm}$), das organische Granulat ($d_s=0.33\text{mm}$) und für die Holzkugeln ($d_s=10\text{mm}$) sind im Anhang B.1 dargestellt.

2 Fluiddynamische Untersuchungen

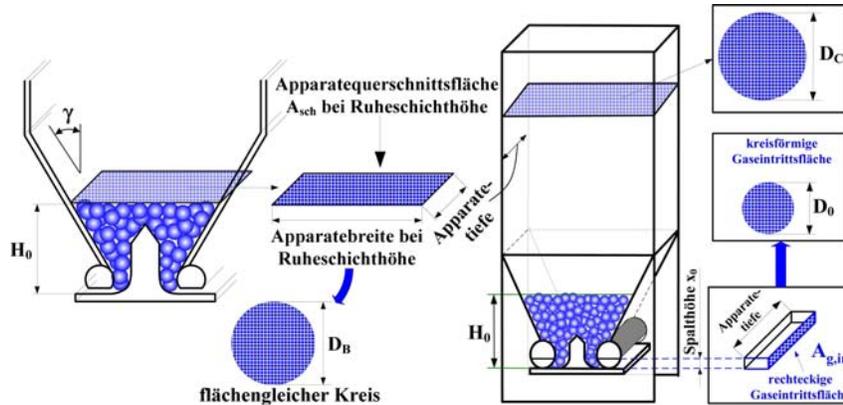


Abbildung 2.24: Modellhafte Umwandlung der Rechteckflächen in Kreisflächen.

Tabelle 2.5: Bezeichnung der Größen mit Angabe von Zahlenwerten und Einheiten.

Bezeichnung	Symbol	Wert	Einheit
Durchmesser der Gaseintrittsöffnung	D_0	0.0109	m
Durchmesser des 'zylindrischen' Apparatebaus	D_C	0.178	m
Festbettschichthöhe	H_0	variabel	m
Apparatedurchmesser in Festbetthöhe	D_B	$f(H_0)$	m
Konuswinkel	γ	30	°
Partikeldurchmesser	d_s	0.00175	m
Partikel-Reynoldszahl am Austragspunkt	Re_A	635	-
Partikeldichte	ρ_s	1040	kg/m ³
Gasdichte	ρ_g	1.29	kg/m ³
kinematische Gasviskosität	ν_g	0.0000157	m ² /s
Archimedeszahl	Ar	172650	-
Schichtporosität bei Minimalfluidgeschwindigkeit	ϵ_{mf}	0.39	-
Schüttdichte	ρ_{Sch}	600	kg/m ³

2.3.1 Der maximale Schichtdruckverlust

Der maximale Schichtdruckverlust stellt den Übergang zwischen dem ruhenden Festbett und der teilfluidisierten Schicht dar. Dieser setzt sich quantitativ aus dem Druckverlust zur Fluidisation des Schichtmaterials und dem Druckverlust zum Überwinden der Reibungskräfte zwischen den ruhenden Partikeln zusammen. In folgender Tabelle 2.6 sind die zur Berechnung verwendeten Gleichungen für den maximalen Schichtdruckverlust Δp_{max} aufgelistet. Abb. 2.25 zeigt den Vergleich zwischen den Berechnungen und den gemessenen Werten, wobei die Fehlerschranken eine Abweichung von +/- 10% von den Messwerten indizieren. Mehrfachmessungen des maximalen Schichtdruckverlustes gewährleisteten die Repräsentativität der Messergebnisse. Wie zu erkennen ist, kann keine der verwendeten Gleichungen den experimentellen Verlauf innerhalb von +/-10% widerspiegeln. Die beste

2.3 Mathematische Erfassung des Strahlschichtverhaltens

Tabelle 2.6: Übersicht der verwendeten Gleichungen zur Berechnung des maximalen Schichtdruckverlustes Δp_{max} .

Autor	Gleichung	App.-konstr.
Asenjo u. a. (1977)	$\Delta p_{max} = \Delta p_f \left[1 + 2.8 \cdot e^{\left(-0.156 \cdot \frac{2 \cdot H_0}{D_C}\right)} \right]$	zyl.
	$\Delta p_f = g(1 - \varepsilon_{mf})(\rho_s - \rho_g) H_0$	
Kmiec (1980)	$\Delta p_{max} = \Delta p_f \left[1 + 0.206 \cdot e^{0.62 \cdot \frac{2 \cdot H_0}{D_C}} \right]$	kon.-zyl.
Mitev (1979)	$\Delta p_{max} = K \cdot H_0 (1 - \varepsilon_{mf}) \rho_s g$	prism.
	$K = 1.2 \text{ for } H_0 \leq 180 \text{ mm}$ $K = 0.72 \cdot 10^{1.26 H_0} \text{ for } H_0 > 180 \text{ mm}$	
Malek und Lu (1964)	$\Delta p_{max} = \rho_s g H_0 (1 - \varepsilon_{mf})$	kon.-zyl.
Muchlenov u. a. (1972)-1	$\frac{\Delta p_{max}}{\Delta p_{st}} = 1 + 0.06 \left(\frac{H_0}{D_0} \right)^{0.6} (\tan \frac{\gamma}{2})^{0.6} Ar^{0.1}$	kon.
Muchlenov u. a. (1972)-2	$\frac{\Delta p_{max}}{\Delta p_{st}} = 1 + 0.1 \left(\frac{H_0}{D_0} \right)^{1.3} (\tan \frac{\gamma}{2})^{1.2} Ar^{0.13}$ $\Delta p_{st} = \rho_{Sch} g H_0 \frac{7.68 (\tan \gamma / 2)^{0.2}}{Re^{0.2} (H/D_0)^{0.33}}$	kon.

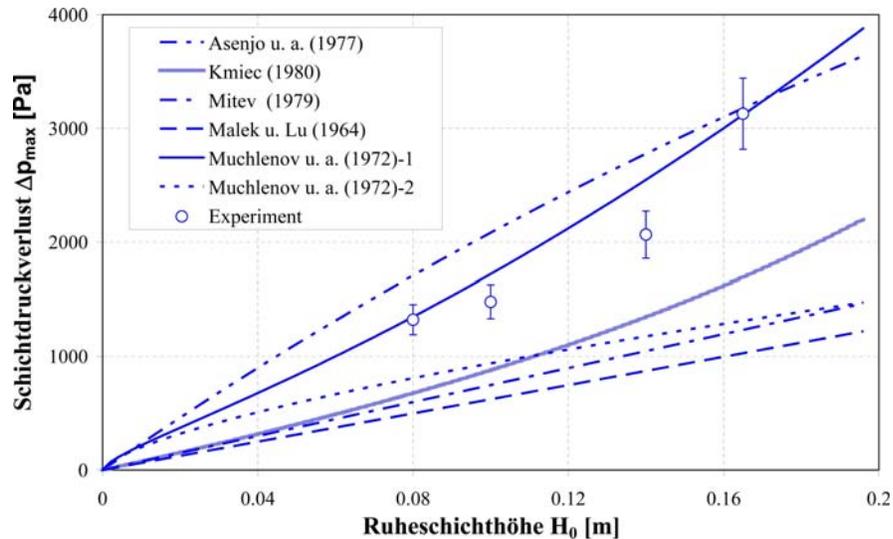


Abbildung 2.25: Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Werten des maximalen Anfangsschichtdruckverlustes Δp_{max} in Abhängigkeit von der Ruheschichthöhe H_0 .

Übereinstimmung wird mit der Gleichung von Muchlenov u. a. (1972) erzielt, die ihre Untersuchungen an einer konischen Strahlschicht durchführten. Kojouharov (2004), der eine prismatische Strahlschicht ähnlicher Bauform untersuchte, fand eine gute Übereinstim-

2 Fluiddynamische Untersuchungen

mung seiner Messwerte des maximalen Schichtdruckverlustes Δp_{max} mit der Gleichung von Mitev (1979), der ebenfalls seine Forschungen an einer prismatischen Strahlschicht durchführte. Es scheint sich hier zu bestätigen, dass schon kleinere Unterschiede in der Apparatekonstruktion (z.B. Gestaltung des Mittelprofils oder der Gaseintrittsspalten, usw.) zu einer Veränderung des Strahlschichtverhaltens führen und die Gleichungen keine gute Reproduzierbarkeit der Messwerte liefern.

2.3.2 Die minimale Fluidisationsgeschwindigkeit

Als minimale Fluidisationsgeschwindigkeit v_{mf} wird die Gaseintrittsgeschwindigkeit beim Übergang vom Festbett zur teilfluidisierten Strahlschicht bezeichnet (siehe Abb. 2.20). In der Literatur sind einerseits halbempirische Gleichungen zur direkten Berechnung der Minimalfluidisationsgeschwindigkeit v_{mf} zu finden, die auf der Beziehung der Absetzgeschwindigkeit eines Einzelpartikels in einem ruhendem Fluid beruhen ($v_{mf} = K \cdot f \left(\sqrt{2gH_0 \frac{\rho_s - \rho_g}{\rho_g}} \right)$). Im Korrekturfaktor K sind wiederum Verhältnisse von Apparategeometrien mit Zusatz von empirischen Vorfaktoren und Potenzen zusammengefasst. Andererseits gibt es Kriteriale Gleichungen zur Berechnung der Reynoldszahl Re_{mf} am Gaseintritt beim Übergang vom Festbett zur Strahlschicht. Diese enthalten ebenfalls Verhältnisse von konstruktiven Apparateabmessungen sowie die Archimedeszahl, um eine Abhängigkeit von der Apparategeometrie und von den Partikeleigenschaften zu integrieren. In folgender Tabelle 2.7 sind die verwendeten Berechnungsgleichungen für die Minimalfluidisationsgeschwindigkeit v_{mf} (bzw. Re_{mf}) aufgelistet und Abb. 2.26 zeigt den Vergleich zwischen den Berechnungen und den gemessenen Werten. Die Fehlerschranken indizieren wiederum eine Abweichung von +/- 10% von den Messwerten. Mehrfachmessungen der minimalen Fluidisationsgeschwindigkeit gewährleisten die Repräsentativität der Messergebnisse.

Wie aus Abb. 2.26 zu erkennen ist, kann keine der verwendeten Gleichung die experimentellen Werte mit einer Genauigkeit von +/-10% widerspiegeln. Die Gleichung von Olazar u. a. (1992)-original beschreibt die Abhängigkeit der Minimalfluidisationsgeschwindigkeit v_{mf} von der Ruheschichthöhe H_0 qualitativ gut. Jedoch beträgt die durchschnittliche Abweichung zum Experiment etwas mehr als 10%. Um eine bessere Übereinstimmung mit den Messwerten zu erreichen, wurde die Gleichung von Olazar u. a. (1992) modifiziert, indem der Vorfaktor (0.126 in der Originalgleichung) so verändert wurde, dass die Messwerte mit geringsten Abweichungen wiedergegeben werden können. Als Ergebnis (siehe Abb. 2.26, Olazar u. a. (1992)-modifiziert) wurde der Vorfaktor auf den Wert von 0.145 gesetzt, wodurch nun eine sehr gute Annäherung an die experimentellen Werte erzielt wird. Die Vergleiche zwischen den Experimenten und den Berechnungen für die Schichtmaterialien γ - Al_2O_3 ($d_s=1.0mm$), α - Al_2O_3 ($d_s=0.31mm$), für das organische Granulat ($d_s=0.33mm$) und für die Holzkugeln ($d_s=10mm$) sind im Anhang B.1.2 dargestellt.

2.3 Mathematische Erfassung des Strahlschichtverhaltens

Tabelle 2.7: Übersicht der verwendeten Gleichungen zur Berechnung der Minimalfluidisationsgeschwindigkeit v_{mf} .

Autor	Gleichung	App.-konstr.
Mathur und Gishler (1955b)	$v_{mf} = \left(\frac{d_s}{D_C}\right) \left(\frac{D_0}{D_C}\right)^{1/3} \sqrt{2gH_0 \frac{\rho_s - \rho_g}{\rho_g}}$	kon.-zyl.
Thorley u. a. (1959)	$v_{mf} = \left(\frac{d_s}{D_C}\right) \left(\frac{D_0}{D_C}\right)^n \sqrt{2gH_0 \frac{\rho_s - \rho_g}{\rho_g}}$ wobei $n = 0.265$ für $\gamma = 30^\circ$	kon.-zyl.
Chen (1985)	$v_{mf} = \frac{1}{K} \sqrt{\frac{2}{3C_W}} \left(\frac{d_s}{D_0}\right)^{1/2} \left(\frac{D_0}{D_C}\right)^{1/2} \cdot \sqrt{2gH_0 \frac{\rho_s - \rho_g}{\rho_g}}$ $K = \sqrt{\frac{2}{3C_W}} \left(\frac{D_0}{d_s}\right)^{1/2} \left(\frac{D_0}{D_C}\right)^{2/3}$ C_W - Widerstandsbeiwert	zyl.
Markovski und Kaminski (1983)	$Re_{mf} = 0.028 \cdot Ar^{0.57} \left(\frac{H_0}{D_0}\right)^{0.48} \left(\frac{D_C}{D_0}\right)^{1.27}$	kon.-zyl.
Olazar u. a. (1992)	$Re_{mf} = 0.126 \cdot Ar^{0.5} \left(\frac{D_B}{D_0}\right)^{1.68} \cdot [\tan(\frac{\gamma}{2})]^{-0.57}$	kon.-zyl.

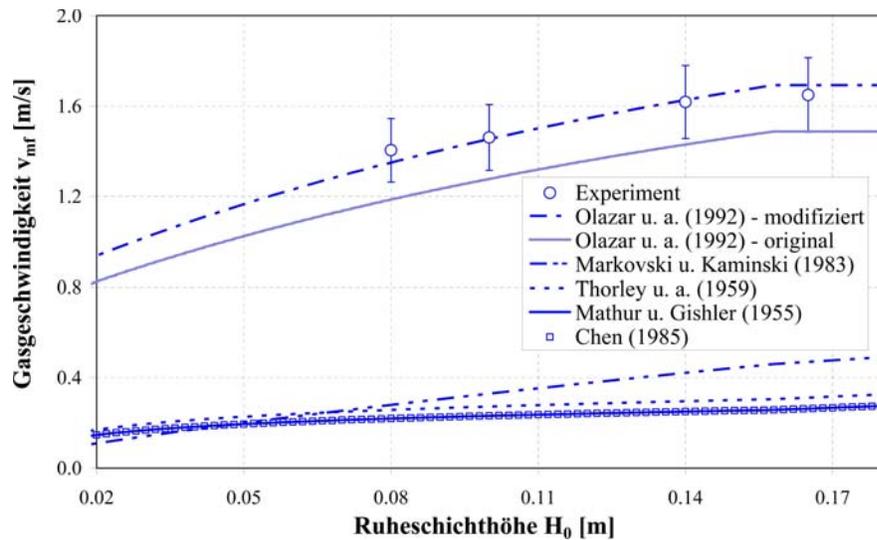


Abbildung 2.26: Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Werten der Minimalfluidisationsgeschwindigkeit v_{mf} in Abhängigkeit von der Ruheschichthöhe H_0 .

2.3.3 Der Schichtdruckverlust bei stabiler Fluidisation

Ab einer gewissen Anströmgeschwindigkeit des Fluidisationsgases geht die Strahlschicht in den stabilen Arbeitsbereich über (Punkt D in Abb. 2.20). Im stabilen Arbeitsbereich ist das gesamte Schichtmaterial im Apparat gut durchmischt ohne das Auftreten von Effekten wie Kanalbildung und Totzonen.

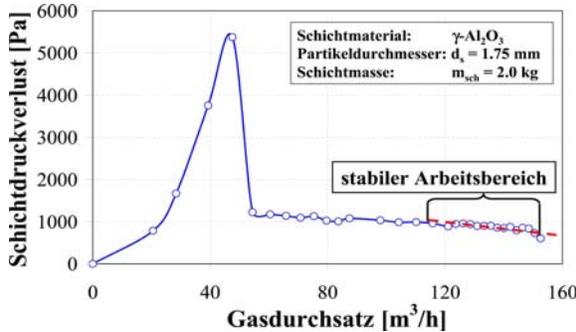


Abbildung 2.27: Gemessener Verlauf des Schichtdruckverlustes Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g .

Abhängig von der Archimedeszahl ist der stabile Arbeitsbereich durch eine kontinuierliche, stabile Partikelzirkulation ohne Entstehung von Gasblasen (Verhältnis Partikeldurchmesser d_s zu Apparatedurchmesser D_C klein) oder durch ein periodisches Zerplatzen von Gasblasen an der Schichtoberfläche (Verhältnis Partikeldurchmesser d_s zu Apparatedurchmesser D_C groß) gekennzeichnet. Der Schichtdruckverlust im stabilen Arbeitsbereich Δp_{st} wird von einigen Autoren als konstant betrachtet, wogegen dieser bei anderen Autoren eine leicht abfallende Tendenz aufweist. Die Experimente in der hier untersuchten Strahlschicht legen ebenfalls offen, dass der Schichtdruckverlust bei stabiler Arbeit eine leicht abfallende Tendenz bei Erhöhung des Gasdurchsatzes zeigt (Beispiel siehe Abb. 2.27). In Tabelle 2.8 sind die verwendeten Gleichungen zur Berechnung des Schichtdruckverlustes bei stabiler Arbeit aufgelistet. Abb. 2.28 zeigt den Vergleich zwischen den Berechnungen und den Messwerten des Schichtdruckverlustes im stabilen Arbeitsbereich. Die Messwerte wurden durch Mittelwertbildung über den gesamten stabilen Arbeitsbereich erhalten. Die Fehlerschranken indizieren wiederum eine Abweichung von $\pm 10\%$ von den experimentellen Werten.

Aus Abb. 2.28 ist zu erkennen, dass die Messwerte mit der Gleichung von Dolidowic u. a. (1971) mit einer durchschnittlichen Abweichung von 10% gut wiedergegeben werden können. Die Vergleiche zwischen den Berechnungen und den Messwerten des Schichtdruckverlustes bei stabiler Arbeit für die Versuchsprodukte $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ ($d_s=1.0\text{mm}$), $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ ($d_s=0.31\text{mm}$), für das organische Granulat ($d_s=0.33\text{mm}$) und für die Holzkugeln ($d_s=10\text{mm}$) sind im Anhang B.1.3 gezeigt.

2.3.4 Zusammenfassung zur mathematischen Erfassung des Strahlschichtverhaltens

In den vorangegangenen Abschnitten wurden Vergleiche zwischen Berechnungen und Messergebnissen des maximalen Schichtdruckverlustes Δp_{max} , der Minimalfluidisationsgeschwindigkeit v_{mf} und des Schichtdruckverlustes im stabilen Arbeitsbereich Δp_{st} für die untersuchte prismatische Strahlschicht präsentiert. Es hat sich gezeigt, dass die in der Literatur vorhandenen Gleichungen die experimentellen Werte nicht widerspiegeln können.

2.3 Mathematische Erfassung des Strahlschichtverhaltens

Tabelle 2.8: Übersicht der verwendeten Gleichungen zur Berechnung des Schichtdruckverlustes Δp_{st} im stabilen Arbeitsbereich.

Autor	Gleichung	App.-konstr.
Flisjuk u. a. (1984)	$\Delta p_{st} = K \rho_{Sch} g H_0$ $K = 1 - 0.053 A r^{0.13}$	prismatisch
Dolidowic u. a. (1971)	$\Delta p_{st} = 0.8 \rho_{Sch} g H_0$	kon.-zyl.
Mitev (1979)	$\Delta p_{st} = K \cdot (1 - \varepsilon_{mf}) \rho_{Sch} g H_0$ $K = 0.8 (0.92 H_0 + 0.5)$	prismatisch
Raschkowskaja (1969)	$\Delta p_{st} = 0.45 \rho_{Sch} g H_0 \cdot$ $\left[1 + \left(\frac{D_B}{D_0} \right)^{-1} + \left(\frac{D_B}{D_0} \right)^{-2} \right]$	konisch
Mathur und Epstein (1974c)	$\Delta p_{st} = K \rho_{Sch} g H_0 \cdot$ $\left[1 + \left(\frac{0.81 (\tan \gamma)^{3/2}}{\phi} \right) \left(\frac{D_C d_s}{D_0^2} \right)^{0.78} \left(\frac{D_C}{H_0} \right) \right]^{-1}$	kon.-zyl.

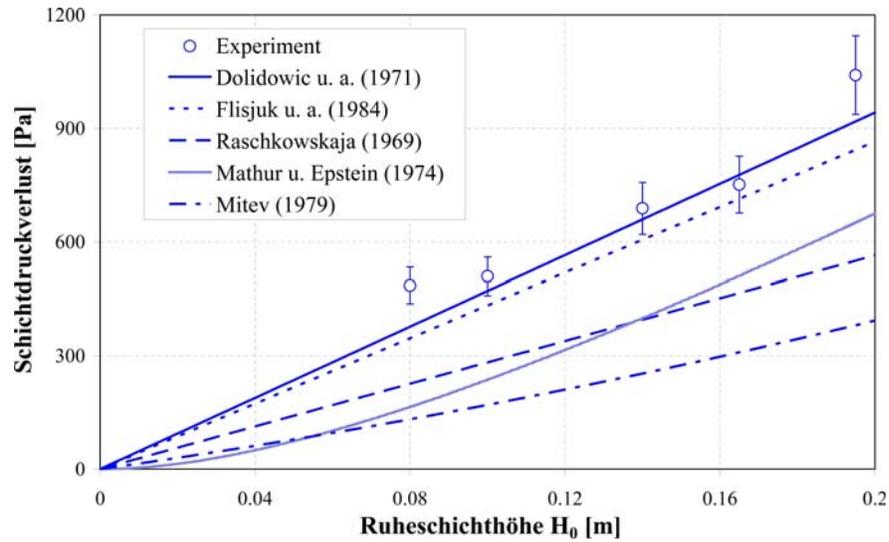


Abbildung 2.28: Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Werten des Schichtdruckverlustes Δp_{st} im stabilen Arbeitsbereich in Abhängigkeit von der Ruheschichthöhe H_0 .

Durchschnittliche Abweichungen über 10 % wurden berechnet. Eine gute Übereinstimmung z.B. der berechneten und gemessenen Werte der Minimalfluidisationsgeschwindigkeit

keit konnte erst nach Modifikation der Gleichung von Olazar u. a. (1992) erzielt werden. Es stellte sich heraus, dass die Anwendbarkeit der Gleichungen verschiedener Autoren wohl nur auf den jeweilig untersuchten Apparatetyp begrenzt ist. Die Abweichungen zwischen den Berechnungen und Experimenten begründen sich ebenfalls auf der modellhaften Betrachtung der rechteckigen Flächen des prismatischen Strahlschichtapparates als flächengleiche Kreise mit einem äquivalenten Durchmesser. Die daraus resultierenden vereinfachenden Annahmen, z.B. dass die Strömungsverhältnisse in einer konischen und prismatischen Strahlschicht vergleichbar sind, sind nach physikalischen Gesichtspunkten nicht gerechtfertigt. An dieser Stelle wird deshalb geschlussfolgert, dass die hier gezeigten Berechnungen qualitativ sinnvolle Ergebnisse liefern, jedoch quantitative Übereinstimmungen in akzeptablen Grenzen nicht erreichbar sind.

2.4 Experimentelle Untersuchungen zum Schichtdruckverlust und Ermittlung des stabilen Arbeitsbereiches

In diesem Kapitel werden experimentelle Ergebnisse zur Abhängigkeit verschiedener Einflussfaktoren auf den Schichtdruckverlust präsentiert. Weiterhin werden die Resultate der Hochfrequenz-Messungen des Schichtdruckverlustes und die an diesen gemessenen Druckspektren durchgeführten Fast-Fourier-Analysen zur Bestimmung des fluiddynamisch stabilen Arbeitsbereiches der Strahlschicht aufgezeigt. Am Ende dieses Kapitels wird der stabile Arbeitsbereich im Re-G-Ar-Diagramm nach Mitev (1979) dargestellt und mit anderen Apparatkonstruktionen verglichen. Eine Gleichung zur Berechnung der Grenzen des stabilen Arbeitsbereiches wird vorgeschlagen.

2.4.1 Einflussfaktoren auf den Schichtdruckverlust

In den Experimenten zur Ermittlung des stabilen Arbeitsbereiches wurde der Schichtdruckverlust in Abhängigkeit von

- dem Gasdurchsatz \dot{V}_g (Variation der Reynoldszahl Re_{in} am Gaseintritt),
- der Schichtmasse m_{Sch} (Variation der Apparatequerschnittsfläche A_{Sch} bei Ruheschichthöhe, siehe Abb. 2.24),
- dem Öffnungswinkel φ der Gasregelwalzen (Variation der Gaseintrittsfläche $A_{g,in}$, siehe Abb. 2.24) und
- dem Versuchsmaterial (Variation der Archimedeszahl Ar)

gemessen.

Da die Luft zur Fluidisation aus der Umgebung in die Strahlschicht gesaugt wurde, konnte der Schichtdruckverlust nicht direkt gemessen werden. Es wurde stets der Überdruck Δp_{ges} in der Anlage oberhalb der fluidisierten Schicht (siehe Abb. 2.3) gemessen.

2.4 Experimentelle Untersuchungen zum stabilen Arbeitsbereich

Dieser setzt sich aus dem Druckverlust der Anströmeinrichtung Δp_{Anstr} und dem zur Fluidisation der Teilchen benötigten Druckverlust (=Schichtdruckverlust Δp_{Sch}) zusammen. Um nun aus den gemessenen Überdruckwerten Δp_{ges} die reinen Schichtdruckverlustwerte Δp_{Sch} zu erhalten, muss lediglich vom Überdruckmesswert der Druckverlustwert der Anströmeinrichtung subtrahiert werden. Abb. 2.29 zeigt diese Prozedur in grafischer Form. Der Druckverlust der der Anströmeinrichtung bei verschiedenen Winkeln der Gasregelwalzen wurde vor den Versuchen ohne Schichtmaterial gemessen. Wie schon in Abb. 2.15 demonstriert wurde, kann der Verlauf des Druckverlustes der Anströmeinrichtung in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz durch eine quadratische Korrelation mit hoher Genauigkeit approximiert werden. Durch diese quadratischen Gleichungen war es möglich, den Druckverlust der Anströmeinrichtung für jeden beliebigen Wert des Gasdurchsatzes vorauszuberechnen und somit den Schichtdruckverlust durch Subtraktion dieses berechneten Wertes vom Gesamtdruckverlust zu erhalten.

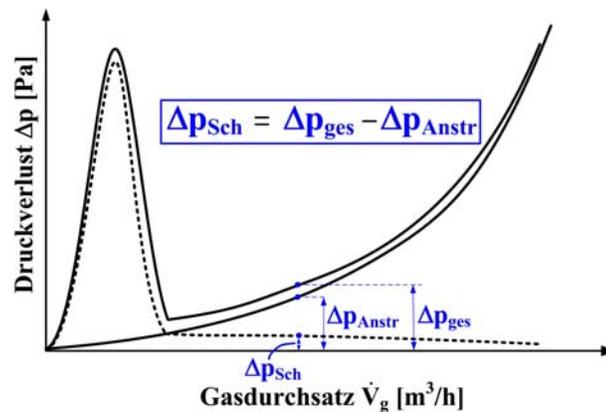


Abbildung 2.29: Demonstration der Ermittlung der Werte des Schichtdruckverlustes Δp_{Sch} .

Die prinzipielle Abhängigkeit des Schichtdruckverlustes Δp_{Sch} vom Gasdurchsatz \dot{V}_g bzw. der Gasgeschwindigkeit v_g wurde bereits in Abb. 2.20 demonstriert. Die folgende Abb. 2.30 zeigt nun den gemessenen Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g beispielhaft für die Experimente mit γ -Al₂O₃ a) groß und b) klein bei einem Öffnungswinkel φ der Gasregelwalzen von 0°.

Es ist aus den Diagrammen ersichtlich, dass der gemessene Verlauf des Schichtdruckverlustes mit den theoretischen Überlegungen übereinstimmt. Ein nahezu linearer Anstieg des Schichtdruckverlustes im Festbettbereich (Punkt 1 bis 2), ein abrupter Abfall nach Erreichen der Minimalfluidisationsgeschwindigkeit (Punkt 2 bis 3), sowie ein leicht sinkender Schichtdruckverlust im fluidisierten Arbeitsbereich (Punkt 3 bis 4) sind aus Abb. 2.30 zu erkennen.

In Abbildung 2.31 ist die Abhängigkeit des Schichtdruckverlustes Δp_{Sch} von der Schichtmasse m_{Sch} am Beispiel der Experimente mit γ -Al₂O₃ a) groß und b) klein bei einem Öffnungswinkel φ der Gasregelwalzen von 0° gezeigt. Es ist aus beiden Diagrammen zu

2 Fluiddynamische Untersuchungen

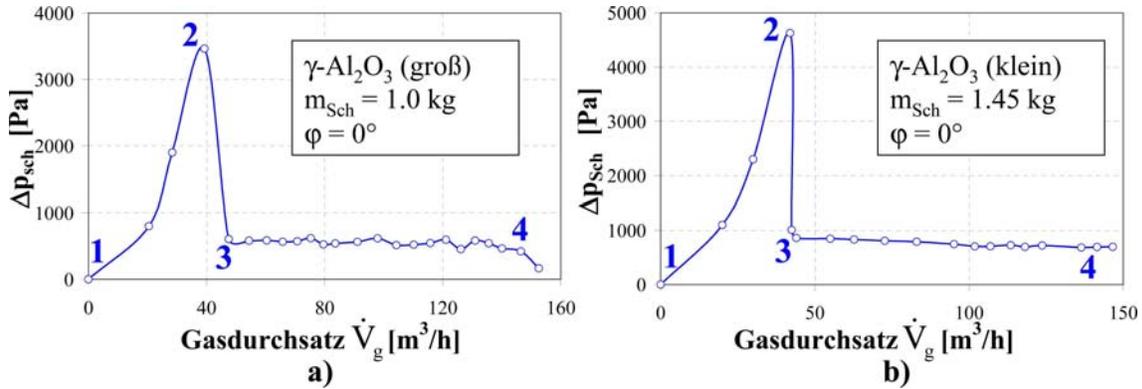


Abbildung 2.30: Gemessener Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g . a) $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ (groß), b) $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ (klein).

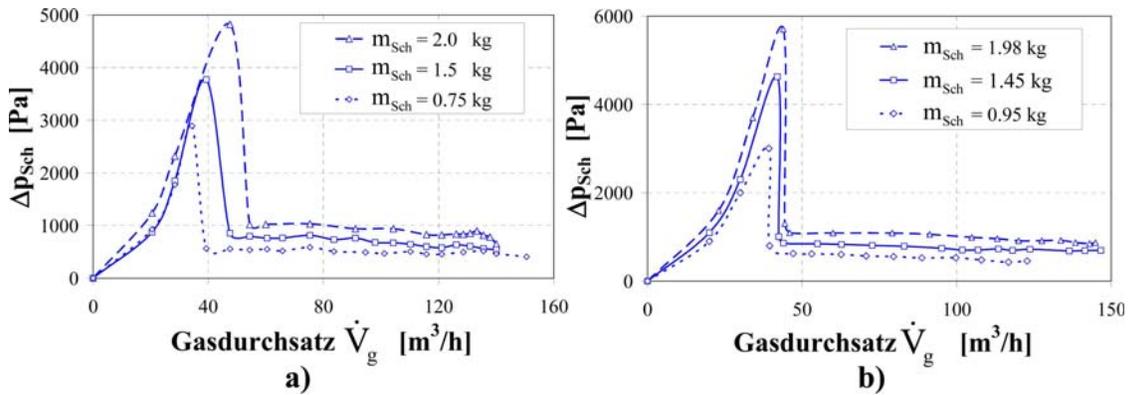


Abbildung 2.31: Gemessener Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit von der Schichtmasse m_{Sch} . a) $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ (groß), b) $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ (klein), Winkel Gasregelwalzen $\varphi = 0^\circ$.

erkennen, dass eine Erhöhung der Schichtmasse m_{Sch} zu höheren Werten des maximalen Schichtdruckverlustes, sowie zu höheren Werten des Schichtdruckverlustes bei fluidisierter Schicht führen. Grund dafür ist, dass das Fluidisiergas mehr Kraft aufbringen muss, um eine größere Partikelanzahl mit folglich höherer Masse in einen fluidisierten Zustand zu versetzen. Ebenfalls wird aus Abb. 2.31 deutlich, dass sich der maximale Schichtdruckverlust bei Vergrößerung der Schichtmasse zu höheren Werten des Gasdurchsatzes verschiebt, was ebenfalls den höheren Energiebedarf zur Fluidisation größerer Schichtmassen erklärt. Es kann geschlussfolgert werden, dass eine Erhöhung der eingesetzten Schichtmasse zu generell höheren Werten des Schichtdruckverlustes in der untersuchten Strahlschichtanlage führt.

Folgend werden die experimentellen Ergebnisse zum Einfluss des Winkels φ der Gasregelwalzen (Veränderung der Gaseintrittsfläche $A_{g,in}$) auf den Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abb. 2.32 beispielhaft für die Versuchsprodukte $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ a) groß und b) klein gezeigt. Wie bereits Kojouharov (2004) und Piskova (2002) in ihren Arbeiten herausfanden, ist

2.4 Experimentelle Untersuchungen zum stabilen Arbeitsbereich

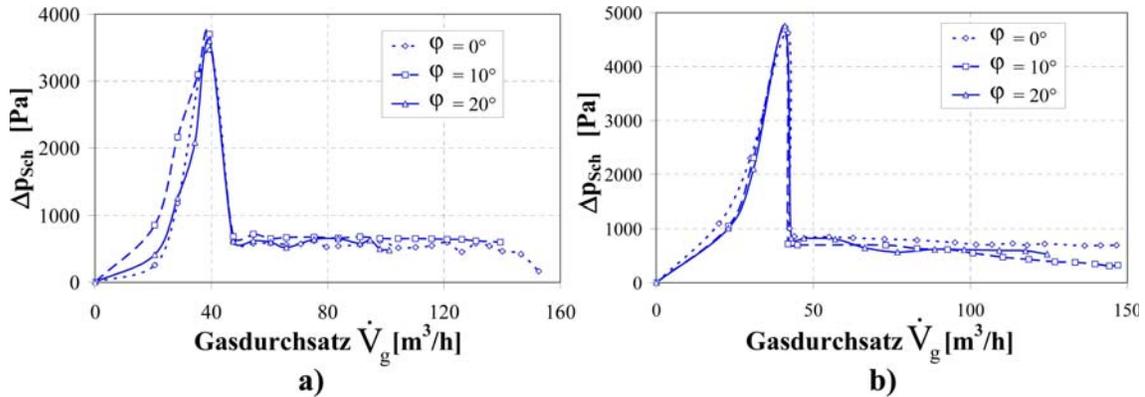


Abbildung 2.32: Gemessener Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Drehwinkel φ der Gasregelwalzen. a) $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ (groß), $m_{Sch}=1.0$ kg, b) $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ (klein), $m_{Sch}=1.45$ kg.

auch anhand der hier präsentierten Messergebnisse ersichtlich, dass der Drehwinkel φ der Gasregelwalzen keinen wesentlichen Einfluss auf den Schichtdruckverlust hat.

Zum Abschluss dieses Abschnittes wird in Abb. 2.33 der Einfluss des Stoffsystems auf den Schichtdruckverlust gezeigt. Die Ruheschichthöhe wurde dabei konstant gehalten und betrug 0.132 m. Es ist zu erkennen, dass sich die Schichtdruckverlustkurven der verschiedenen Versuchsgüter unterscheiden. Grund dafür sind die unterschiedlichen Eigenschaften der verwendeten Schüttgüter, wodurch unterschiedliche Fluidisationsmuster beobachtet werden konnten. Auffällig ist der hohe Schichtdruckverlust bei der fluidisierten Schicht mit $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ -Partikeln. Dies kann damit erklärt werden, dass die feinen, dicht gepackten Partikeln dem Gasstrom in der Strahlzone einen größeren Widerstand entgegensetzen als die größeren $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ -Partikeln, die in geringerer Konzentration in der Strahlzone beschleunigt werden.

Es kann hier geschlussfolgert werden, dass die Eigenschaften der zu fluidisierenden Stoffsysteme, wie z.B. die Partikeldichte ρ_s , der Partikeldurchmesser d_s , die Partikelsphärizität, die Partikelelastizität oder auch die Rauigkeit der Partikeloberfläche einen Einfluss auf den Schichtdruckverlust und damit auf die Fluidodynamik der Strahlschicht haben.

2.4.2 Ermittlung des stabilen Arbeitsbereiches durch Hochfrequenz-Druckmessungen

Fast-Fourieranalyse

Die fluidodynamischen Arbeitsbereiche (stabil oder instabil) unterscheiden sich in der Verteilung der verschiedenen Phasen im Strahlschichtapparat. Wie bereits in 2.2 dargestellt wurde, können diese unterschiedlichen Arbeitsbereiche anhand von Druckpulsationen der Gasphase oberhalb der Strahlschicht durch Hochfrequenz-Druckmessungen und anschließender Fast-Fouriertransformation (FFT) dieser Druckspektren charakteri-

2 Fluidodynamische Untersuchungen

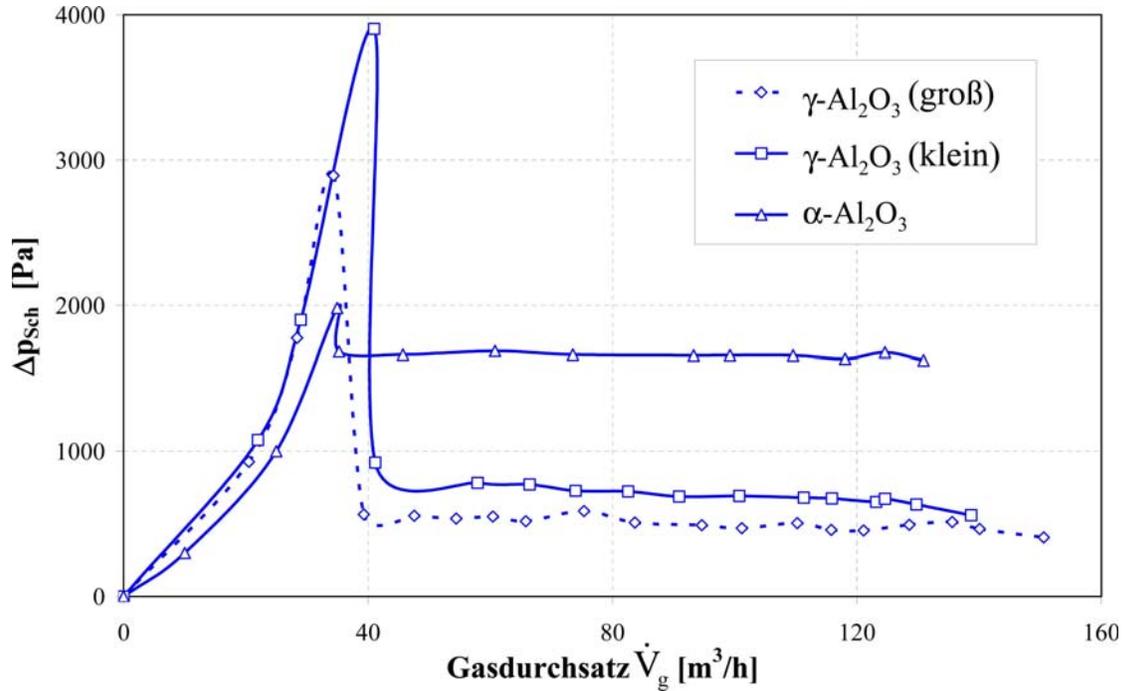


Abbildung 2.33: Gemessener Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Stoffsystem.

sirt werden. Bei einer allgemeinen Fourieranalyse wird ein kontinuierliches, periodisches Signal in Sinusanteile unterschiedlicher Frequenzen zerlegt, die sich im Originalsignal aufsummieren. Durch die Fourieranalyse werden die Sinusanteile der verschiedenen Frequenzen sowie deren entsprechende Amplituden identifiziert. Die Koeffizienten in der Fourieranalyse werden wie folgt definiert (Link (2006)):

$$F(u) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \cdot e^{-i \cdot 2 \cdot \pi \cdot t \cdot u} \quad (2.17)$$

Hier ist $i = \sqrt{-1}$, t ist die Zeit und u ist die Frequenzvariable. Die Fouriertransformation kann mit $e^{i\theta} = \cos \theta + i \cdot \sin \theta$ in Sinusform umgeschrieben werden:

$$F(u) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) [\cos(2\pi ut) - i \cdot \sin(2\pi ut)] dt \quad (2.18)$$

$F(u)$ vergrößert sich mit zunehmendem Auftreten der entsprechenden Frequenz u im Signal und mit deren Amplitude. $F(u)$ repräsentiert somit den Beitrag der Funktion mit der Frequenz u am Originalsignal. In den hier durchgeführten Experimenten kann jedoch kein kontinuierliches Signal wie $f(t)$ detektiert werden, sondern es kann nur in regelmäßigen

2.4 Experimentelle Untersuchungen zum stabilen Arbeitsbereich

Zeitabständen an N diskreten Zeitpunkten Werte j aufgenommen werden. Somit können nur N Frequenzen wahrgenommen werden, die im Folgenden mit k bezeichnet werden. Deshalb wurde an den in diesen Experimenten aufgenommen Druckspektren die diskrete oder Fast-Fouriertransformation in MATLAB 7.1 angewendet, um Aussagen zur Periodizität sowie der Intensität der an der Schichtoberfläche zerplatzenden Gasblasen machen zu können:

$$F(k) = \sum_{j=1}^N f(j) \cdot e^{\left(\frac{-i2\pi}{N}\right)(j-1)(k-1)} \quad (2.19)$$

Re-G-Ar-Diagramm

In den Experimenten zur Ermittlung des stabilen Arbeitsbereiches wurden das Stoffsystem, die Schichtmasse m_{Sch} , der Gasdurchsatz \dot{V}_g und die Gaseintrittsfläche $A_{g,in}$ variiert. Der fluiddynamisch stabile Arbeitsbereich kann somit durch ein geometrisches Gebiet von Arbeitspunkten dargestellt werden, die durch unterschiedliche Archimedeszahlen, Schichtmassen, Gaseintrittsgeschwindigkeiten und Gaseintrittsflächen charakterisiert sind (Kojouharov (2004)). Zur grafischen Darstellung des stabilen Arbeitsbereiches von Wirbel- und Strahlschichten schlagen Mitev (1979) und Piskova (2002) das dimensionslose $Re_{in,ASF}$ -G-Ar-Diagramm vor. Dabei ist $Re_{in,ASF}$ die Reynoldszahl am Gaseintritt bei Beginn der stabilen Fluidisation (ASF=Anfang stabile Fluidisation) und wird nach folgender Gleichung berechnet:

$$Re_{in,ASF} = \frac{v_g d_{g,in}}{\nu_g} \quad (2.20)$$

Ar ist die Archimedeszahl

$$Ar = \frac{g \cdot d_s^3 (\rho_s - \rho_g)}{v_g^2 \cdot \rho_g} \quad (2.21)$$

und G stellt einen geometrischen Faktor dar, der das Verhältnis von Gaseintrittsfläche $A_{g,in}$ zur Apparatequerschnittsfläche A_{Sch} bei Ruheschichthöhe beschreibt.

$$G = \frac{A_{g,in}}{A_{Sch}} \quad (2.22)$$

Dieser verändert sich also bei Drehung der Gasregelwalzen und bei Veränderung der Schichtmasse. In Abb. 2.34 ist gezeigt, wie der geometrische Faktor G bestimmt wird. Verschiedene Autoren haben bereits den stabilen Arbeitsbereich verschiedener Wirbel- und Strahlschichten im $Re_{in,ASF}$ -G-Ar-Diagramm dargestellt. Abb. 2.35 zeigt beispielhaft ein experimentelles $Re_{in,ASF}$ -G-Ar-Diagramm unter Einbeziehung der stabilen Arbeitsbereiche verschiedener Apparatekonstruktionen nach unterschiedlichen Autoren. Die Linien 1-10 in Abb. 2.35 sind die Linien konstanter Archimedeszahl und die Kurven a bis h grenzen die stabilen Arbeitsbereiche der verschiedenen Apparatekonstruktionen ein. Die folgenden Bereiche können im Diagramm unterschieden werden:

- Die Regionen links der Kurven a, c, e und g sind die Regionen der instabilen Fluidisation mit Kanalbildung und Totzonen und unregelmäßigem Zerplatzen von Gasblasen an der Schichtoberfläche.

2 Fluiddynamische Untersuchungen

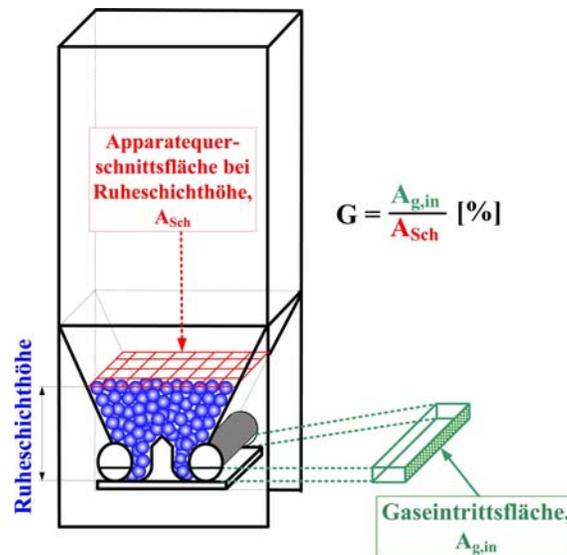


Abbildung 2.34: Demonstration der Ermittlung des geometrischen Faktors G .

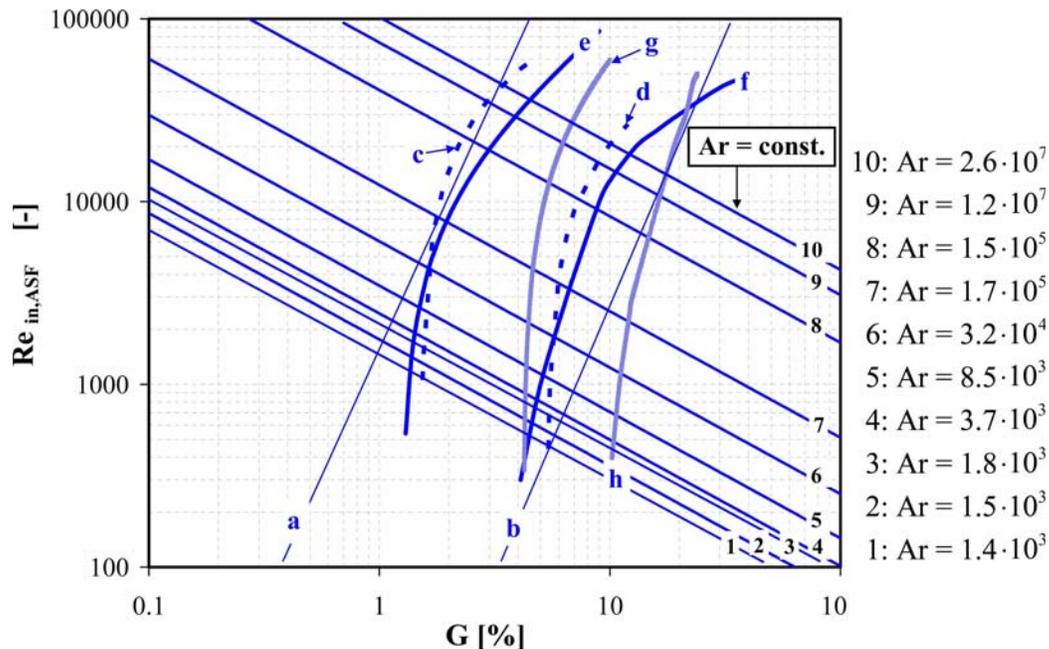


Abbildung 2.35: Beispiel eines $Re_{in,ASF}$ - G - Ar -Diagramms (Erläuterung siehe Text).

- Die Regionen zwischen den Kurven a und b , c und d , e und f sowie g und h kennzeichnen den fluiddynamisch stabilen Arbeitsbereich von verschiedenen Apparatekonstruktionen, die im Folgenden beschrieben werden. Das Schichtmaterial ist gleichmäßig im Apparat ohne das Auftreten von Totzonen verteilt und Gasblasen

2.4 Experimentelle Untersuchungen zum stabilen Arbeitsbereich

zerplatzen in einheitlichen Zeitabständen und mit gleicher Intensität an der Schichtoberfläche.

- Das Gebiet rechts der Kurven b, d, f und h kennzeichnet erneut die Region der instabilen ‘schlagenden‘ Fluidisation.

Die Kurven a bis h in Abb. 2.35 wurden nach der Vorgehensweise von Mitev (1979) und Piskova (2002) wie folgt berechnet:

- Die Kurven a und b begrenzen den stabilen Arbeitsbereich einer konventionellen Wirbelschicht:

$$\begin{aligned} \text{Re}_{in,ASF} &= X_0 \cdot \text{Re}_A [G(1 + Ro)]^{-1} \\ G &= \frac{X_0}{1+Ro} \frac{1}{\sqrt{C_D \cdot N}} \end{aligned} \quad (2.23)$$

Darin sind Re_A die Reynoldszahl bei der Austragsgeschwindigkeit der Einzelpartikel, N die Partikelanzahl, Ro der Romankv-Simplex sowie X_0 eine dimensionslose Kennzahl im Modell von Mitev (1979, 1984) und C_D der Widerstandskoeffizient.

- Die Grenzen der stabilen Fluidisation für einen prismatischen Strahlschichtapparat mit zwei parallelen Gaseintritten nach Piskova (2002) (siehe Abb. 1.2c) stellen die Kurven c und d dar. Diese wurden folgendermaßen berechnet:

$$\begin{aligned} \text{Re}_{in,ASF} &= 42.3 \cdot \text{Re}_A \cdot G^{-1.979} \\ G &= 6 \cdot 10^{-8} \cdot Ar + 1.8094 \text{ bis } G = 2 \cdot 10^{-7} \cdot Ar + 6.0852 \end{aligned} \quad (2.24)$$

- Für einen konischen Strahlschichtapparat nach Olazar u. a. (1993) (siehe Abb. 2.23) liegen die Grenzen zwischen den Kurven e und f.

$$\begin{aligned} \text{Re}_{in,ASF} &= 12.2 \cdot \text{Re}_A \cdot G^{-0.8} \\ G &= 3 \cdot 10^{-3} \cdot Ar^{0.507} \text{ bis } G = 1.09 \cdot 10^{-3} \cdot Ar^{0.507} + 4.1 \end{aligned} \quad (2.25)$$

- Die Kurven g und h begrenzen den stabilen Arbeitsbereich einer prismatischen Strahlschicht mit einem Gaseingang nach Mitev (1967) (siehe Abb. 1.2b).

$$\begin{aligned} \text{Re}_{in,ASF} &= 12.2 \cdot \text{Re}_A \cdot G^{-0.8} \\ G &= 0.7 \cdot 10^{-3} \cdot Ar^{0.443} + 1.1 \text{ bis } G = 3.9 \cdot 10^{-3} \cdot Ar^{0.443} \end{aligned} \quad (2.26)$$

In Tabelle 2.9 sind die Gültigkeitsbereiche der aufgeführten Gleichungen dargestellt. Die Ermittlung des stabilen Arbeitsbereiches ermöglicht die Durchführung ein und desselben Prozesses jedoch in verschiedenen Apparatekonstruktionen und ist von Vorteil bei der Auswahl des optimalen Apparates für den jeweiligen Prozess. Die Ergebnisse der experimentellen Bestimmung des stabilen Arbeitsbereiches der hier untersuchten Strahlschicht werden in das oben gezeigte $\text{Re}_{in,ASF}$ -G-Ar-Diagramm integriert, wodurch direkte Vergleiche mit anderen Apparatekonstruktionen angestellt werden können.

2 Fluiddynamische Untersuchungen

Tabelle 2.9: Gültigkeitsbereiche der Gleichungen 2.24, 2.25 und 2.26.

Bezeichnung	Einheit	Gl. 2.24	Gl. 2.25	Gl. 2.26
Partikeldurchmesser d_s	mm	0.47...10	0.36...9	0.36...9
Partikeldichte ρ_s	kg/m ³	794...2469	1200...2700	1200...2700
Archimedeszahl Ar	-	$8.5 \cdot 10^3 \dots 2.6 \cdot 10^7$	$2.2 \cdot 10^3 \dots 6.6 \cdot 10^7$	$2.2 \cdot 10^3 \dots 6.6 \cdot 10^7$
Ruheschichthöhe H_0	mm	-	105...390	105...390
Gasdichte ρ_g	kg/m ³	1.2	1.2	1.2
kin. Gasviskosität ν_g	m ² /s	$15.7 \cdot 10^{-6}$	$15.7 \cdot 10^{-6}$	$15.7 \cdot 10^{-6}$
Gaseintrittsfläche $A_{g,in}$	mm ²	$2.4 \cdot 10^{-4} \dots 18 \cdot 10^{-4}$	$2.4 \cdot 10^{-4} \dots 18 \cdot 10^{-4}$	-
Gaseintrittsdurchmesser D_0	mm	-	-	120

Experimentelle Ergebnisse

Die charakteristischen Druckpulsationen der Gasphase wurden mit dem Hochfrequenz-Sensor über ein Zeitintervall von 10 Sekunden mit einer Frequenz von 1,000Hz detektiert. In Abb. 2.36 ist ein schematischer Überblick über das durchgeführte Versuchsspektrum aufgezeigt. Es ist daraus zu erkennen, dass mehr als 800 Druckspektren aufgenommen und durch Anwendung der Fourieranalyse auf Periodizität untersucht wurden. Folgend

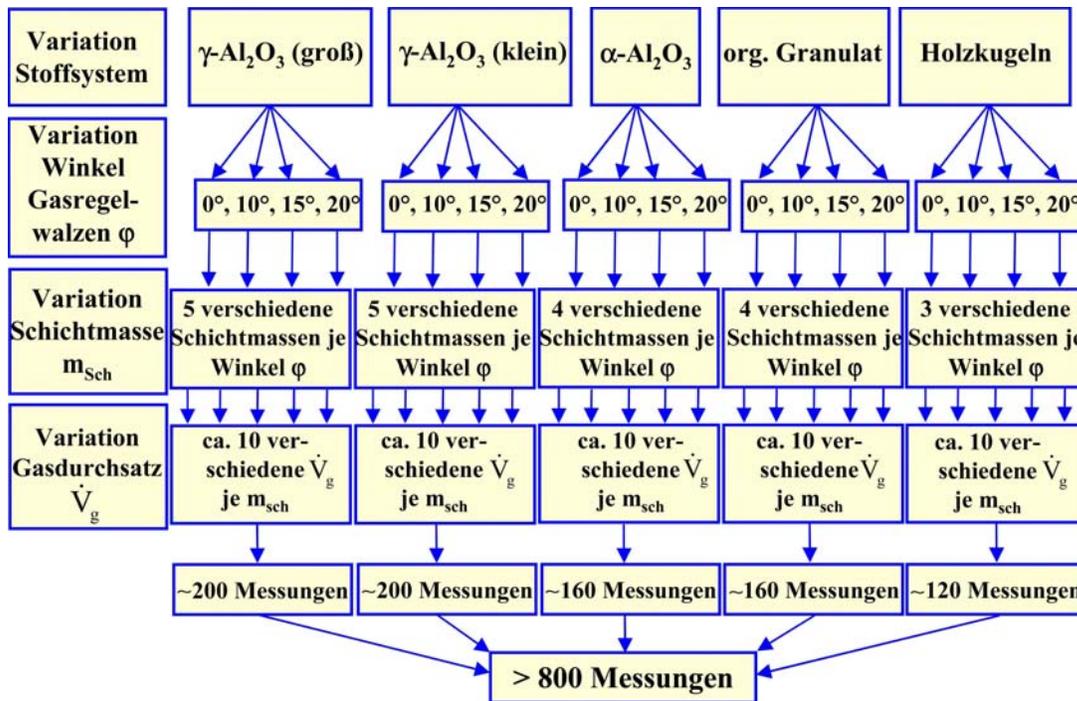


Abbildung 2.36: Kompletter Versuchsüberblick.

wird die Vorgehensweise zur Bestimmung des stabilen Arbeitsbereiches am Beispiel von

2.4 Experimentelle Untersuchungen zum stabilen Arbeitsbereich

1.0 kg großes γ -Al₂O₃ mit einem Drehwinkel φ von 0° ($A_{g,in}=562\text{mm}^2$) erläutert. In Abb. 2.37 ist der Verlauf des Schichtdruckverlustes bei den genannten Versuchsparametern dargestellt. Die Punkte 1 bis 12 stehen für die Gasdurchsätze, bei denen ein Druckspektrum aufgezeichnet und der Fourieranalyse unterzogen wurde. Abb. 2.38 und Abb. 2.39 zeigen

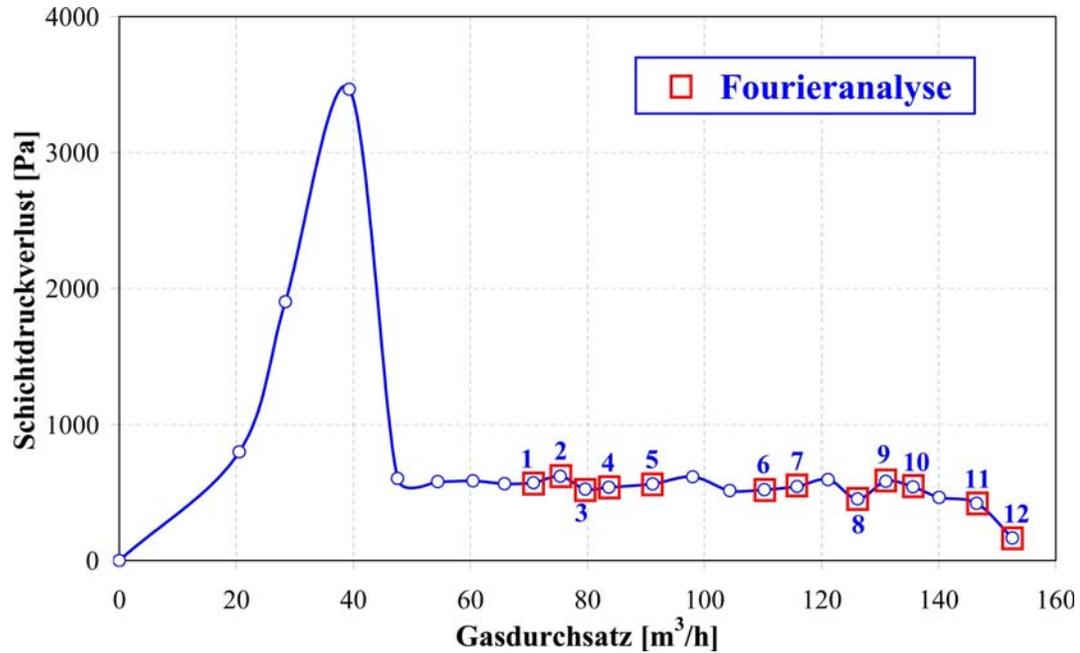


Abbildung 2.37: Verlauf des Schichtdruckverlustes. 1.0 kg γ -Al₂O₃ (groß), $\varphi=0^\circ$.

jeweils den detektierten Schichtdruckverlust (oberer Teil der Diagramme) für drei von insgesamt zehn gemessenen Sekunden, da charakteristische Schwankungen so deutlicher erkannt werden können. In den unteren Teilen der Diagramme sind die Ergebnisse der Fourieranalyse an den Druckspektren gezeigt.

Aus Abb. 2.38a bis d ist zu erkennen, dass die Druckschwankungen nicht regelmäßig sind und unterschiedliche Amplituden aufweisen. Die Bilderserie in Abb. 2.21a) zeigte bereits den Fluidisationsprozess beim Gasdurchsatz $\dot{V}_g=79.6\text{m}^3/\text{h}$. Es ist zu erkennen, dass die Schichtexpansion sehr gering ist und unterschiedlich große Gasblasen das Schichtmaterial von unten nach oben durchströmen. Beim Zerplatzen an der Schichtoberfläche werden dadurch mehr oder weniger starke Druckschwankungen in unregelmäßigen Zeitabständen erzeugt, die vom Hochfrequenz-Drucksensor detektiert werden. In der Fourieranalyse spiegelt sich dies in einem breiten Frequenzspektrum wider, in dem Frequenzen zwischen 2 bis 7 Hz zu erkennen sind. Aufgrund dieser Unregelmäßigkeit kann gemäß Piskova (2002) festgelegt werden, dass der Fluidisationsprozess in diesem untersuchten Intervall von $\dot{V}_g=70.8\text{m}^3/\text{h}\dots 83.7\text{m}^3/\text{h}$ instabil verläuft.

Bei Erhöhung des Gasdurchsatzes auf $91.1\text{m}^3/\text{h}$ (Abb. 2.38e) tritt eine qualitative Veränderung des Druckverlaufes auf. Die Druckschwankungen sind nun sehr regelmäßig und

2 Fluidynamische Untersuchungen

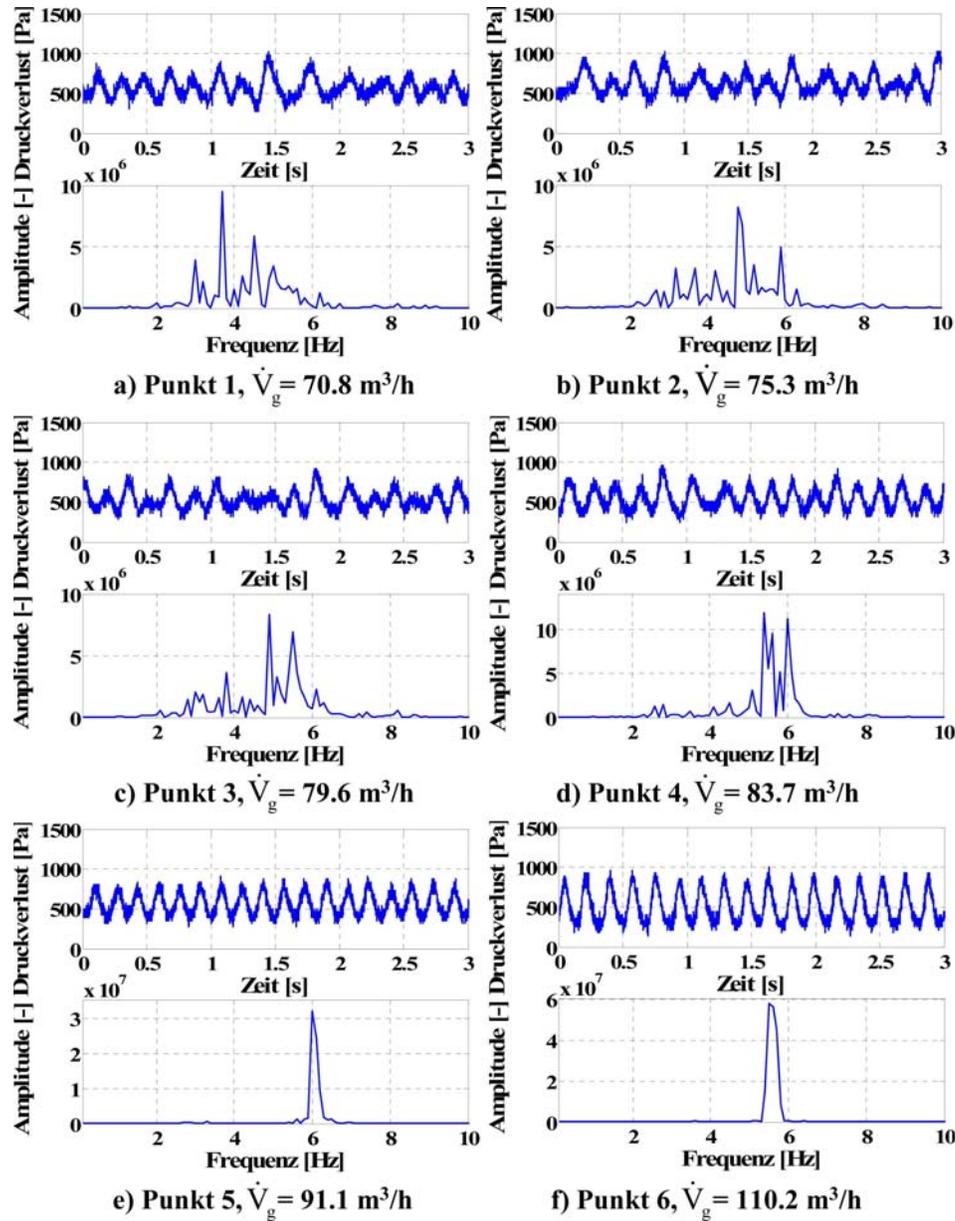


Abbildung 2.38: Gemessener Schichtdruckverlust (oben) und Fourier-Transformation (unten) bei verschiedenen Gasdurchsätzen \dot{V}_g in den Punkten 1 bis 6.

besitzen gleiche Amplituden. In der Fourieranalyse schlägt sich dies in einem klaren und sauberen Peak nieder, dessen Position auf der x-Achse die Hauptfrequenz der platzenden Gasblasen widerspiegelt (6Hz). Abb. 2.21b) zeigte bereits eine Bilderserie bei diesem Gasdurchsatz. Es ist zu erkennen, wie sich eine große Gasblase in einer Zeit knapp unter 0.2 Sekunden entwickelt und an der Schichtoberfläche zerplatzt. Hochgerechnet auf eine Se-

2.4 Experimentelle Untersuchungen zum stabilen Arbeitsbereich

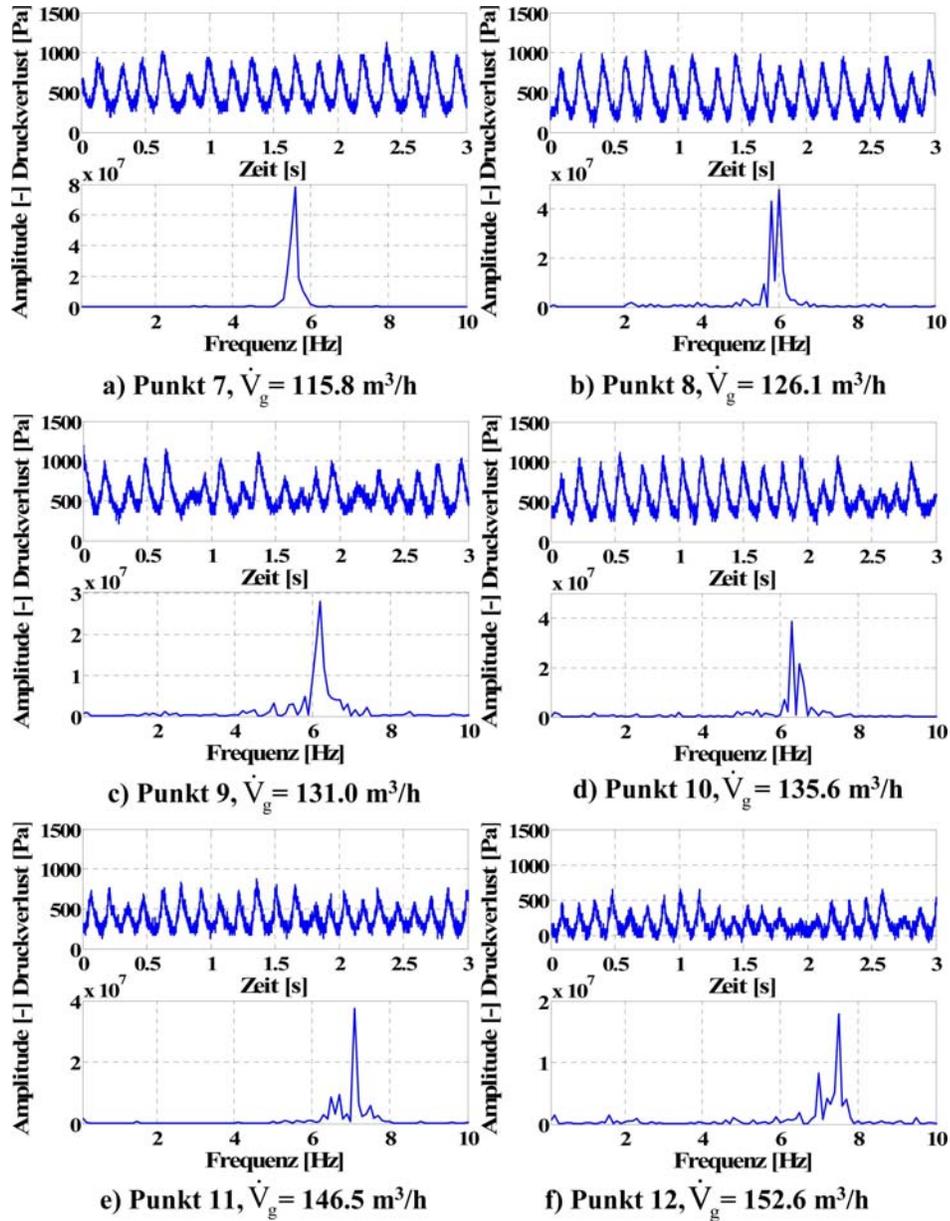


Abbildung 2.39: Gemessener Schichtdruckverlust (oben) und Fourier-Transformation (unten) bei verschiedenen Gasdurchsätzen \dot{V}_g in den Punkten 7 bis 12.

kunde ergibt dies den Wert von 6Hz. Die gleichen Amplituden im Druckspektrum zeigen ebenfalls, dass die 6 Gasblasen pro Sekunde mit gleicher Intensität zerplatzen. Aufgrund dieser Regelmäßigkeit im Fluidisationsmuster kann gemäß Piskova (2002) festgelegt werden, dass der Fluidisationsprozess stabil verläuft. Der Anfang der stabilen Fluidisation liegt also zwischen den Gasdurchsätzen $\dot{V}_g = 83.7 \text{ m}^3/\text{h}$ und $91.1 \text{ m}^3/\text{h}$.

2 Fluidynamische Untersuchungen

Bei weiterer Steigerung des Gasdurchsatzes bleibt der Fluidisationsprozess stabil. Die Druckschwankungen sind regelmäßig und weisen gleiche Amplituden auf. Ab einem Gasdurchsatz von ca. $150\text{m}^3/\text{h}$ (siehe Abb. 2.39e und f) werden erneut unregelmäßige Druckschwankungen detektiert, die wiederum verschiedene Amplituden aufweisen. Im Vergleich zur stabilen Arbeit sind die Amplituden nun geringer. Abb. 2.21c) zeigte den Fluidisationsprozess bei $152.6\text{m}^3/\text{h}$. Es ist zu erkennen, dass die Schicht extrem in die Höhe expandiert ist und das Strömungsbild fast einer stoßenden Wirbelschicht ähnelt. In der Fourieranalyse nimmt der Anteil der Nebenschwingungen zu und es entsteht ein verbreitertes Frequenzspektrum. Aufgrund dessen kann hier festgelegt werden, dass der Umschlagpunkt zwischen der stabilen und instabilen Fluidisation zwischen den Gasdurchsätzen $\dot{V}_g=146.5\text{m}^3/\text{h}$ und $152.6\text{m}^3/\text{h}$ liegt.

Anhand dieser Vorgehensweise wurde der Anfang der stabilen Fluidisation somit bei einem Gasdurchsatz von ca. $85\text{m}^3/\text{h}$ gefunden. Dies entspricht einer Gaseintrittsgeschwindigkeit $v_{g,in}$ von 42m/s in den Gaseintrittsspalten ($A_{g,in}=562\text{mm}^2$), wodurch die Reynoldszahl bei Beginn der stabilen Fluidisation nach Gl. 2.20 zu 4683 berechnet wurde. Die Archimedeszahl wurde bereits nach Gl. 2.21 ermittelt und beträgt für das große $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ 172000 (siehe 2.2). Mit der bekannten Gaseintrittsfläche von $A_{g,in}=562\text{mm}^2$ und der Ap-

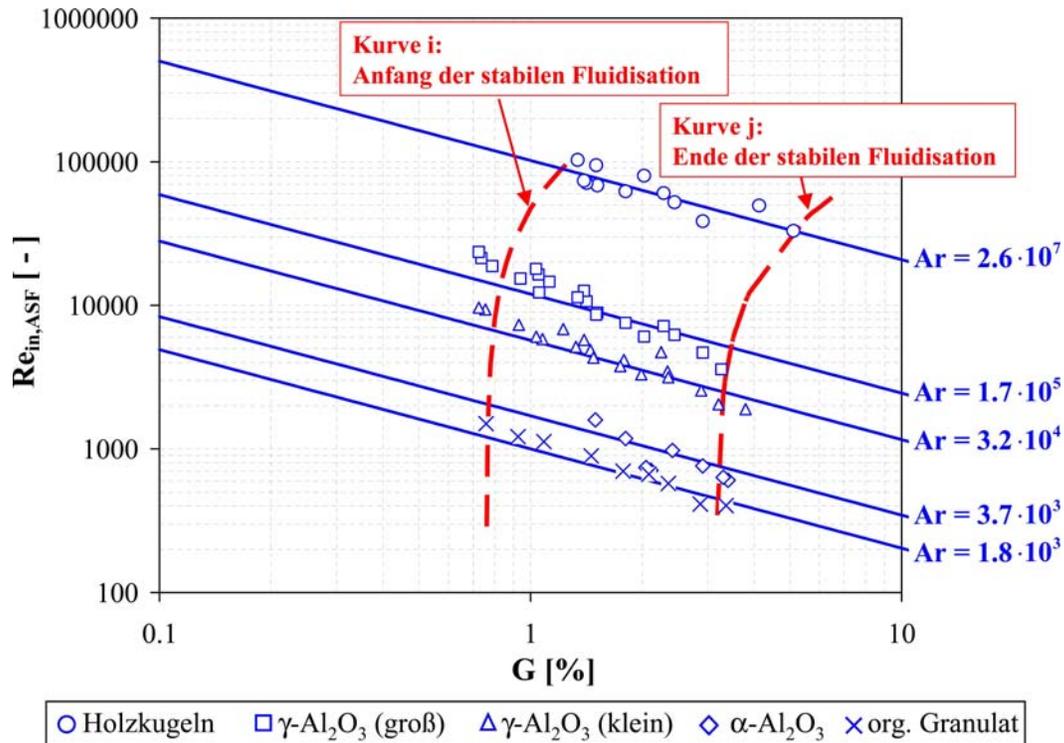


Abbildung 2.40: Experimentelles $Re_{in,ASF}$ -G-Ar-Diagramm der untersuchten Strahlschicht.

paratequerschnittsfläche bei Ruheschichthöhe $A_{Sch}=19300\text{mm}^2$ (erhalten durch Messung

2.4 Experimentelle Untersuchungen zum stabilen Arbeitsbereich

der Apparatebreite, Apparatetiefe ist konstant) ergibt sich der geometrische Faktor G zu 2.91%. Somit kann im $Re_{in,ASF}$ - G - Ar -Diagramm genau ein Betriebspunkt eingetragen werden. Für jede Schichtmasse und jeden Winkel φ der Gasregelwalzen für die fünf untersuchten Materialien wird folglich ein solcher Betriebspunkt erhalten. Als Resultat der Ermittlung des stabilen Arbeitsbereiches der untersuchten Strahlschicht steht das experimentelle $Re_{in,ASF}$ - G - Ar -Diagramm in Abb. 2.40. Die Linien konstanter Archimedeszahlen wurden gemäß der Vorgehensweise von Piskova (2002) durch Interpolation der Messdaten erhalten und die Kurven i und j stellen die Grenzen des stabilen Arbeitsbereiches der untersuchten Strahlschicht dar. Der Prozedur von Piskova (2002) folgend wurden folgende Korrelationen zur Berechnung der Grenzen des stabilen Arbeitsbereiches hergeleitet:

$$\begin{aligned} Re_{in,ASF} &= 190.82 \cdot Re_A \cdot G^{1.0486} \\ \text{mit } 0.81 \cdot Ar^{0.0089} &\leq G \leq 3.7 \cdot Ar^{0.0089} \end{aligned} \quad (2.27)$$

Vergleich mit anderen Apparatekonstruktionen im Re - G - Ar -Diagramm

Der stabile Arbeitsbereich der in dieser Arbeit untersuchten prismatischen Strahlschicht wird folgend im $Re_{in,ASF}$ - G - Ar -Diagramm mit anderen Apparatekonstruktionen verglichen. Dazu wurden die experimentellen Ergebnisse aus Abb. 2.40 in das $Re_{in,ASF}$ - G - Ar -Diagramm in Abb. 2.35 übertragen. Abb. 2.41 zeigt nun diesen Vergleich zwischen den stabilen Arbeitsbereichen der in Abb. 2.35 aufgeführten Apparatekonstruktionen. Die Kurven a , c , e , g und i kennzeichnen den Beginn und die Kurven b , d , f , h und j das Ende der stabilen Fluidisation der jeweiligen Apparatekonstruktion. Es ist zu erkennen, dass sich die stabilen Arbeitsbereiche der verschiedenen Apparatekonstruktionen teilweise mit der hier untersuchten Strahlschicht überschneiden. Ebenfalls zeigt Abb. 2.41, dass der stabile Arbeitsbereich der untersuchten Strahlschicht bei sehr geringen Werten des geometrischen Faktors G liegt. Der Grund dafür ist die geringe Gaseintrittsfläche, die durch Drehung an den Gasregelwalzen einstellbar war. Im Vergleich zu der Arbeit von Piskova (2002) konnten bei dieser Strahlschicht um 25% geringere Werte der Gaseintrittsfläche bei stabiler Fluidisation eingestellt werden, was sich in den niedrigen Werten des Faktors G niederschlägt.

An dieser Stelle kann somit geschlussfolgert werden, dass aufgrund der Möglichkeit der stabilen Fluidisation bei geringen Gaseintrittsflächen und damit hohen Gaseintrittsgeschwindigkeiten, exzellente Wärme- und Stoffübergangsmechanismen vorliegen, die bei praktischen Anwendungen wie z.B. Trocknung, Granulation oder Coating von Vorteil bezüglich der Thermodynamik und Kinetik sind.

Mit Hilfe des Re - G - Ar -Diagramms in Abb. 2.41 kann die Auswahl einer gewünschten Apparatekonstruktion zur Durchführung eines speziellen Fluidisationsprozesses unterstützt werden. Soll ein disperses Stoffsystem unter stabilen Bedingungen fluidisiert werden, so kann mit der bekannten Archimedeszahl der stabile Arbeitsbereich einer vorher festgelegten Apparatekonstruktion (z.B. eine Strahlschicht für polydisperse, nicht-sphärische Partikel) auf geometrische Voraussetzungen (G -Faktor) spezifiziert werden. Es ist somit bekannt, welche geometrischen Abmessungen (Gaseintrittsfläche $A_{g,in}$) die Anlage haben

2 Fluiddynamische Untersuchungen

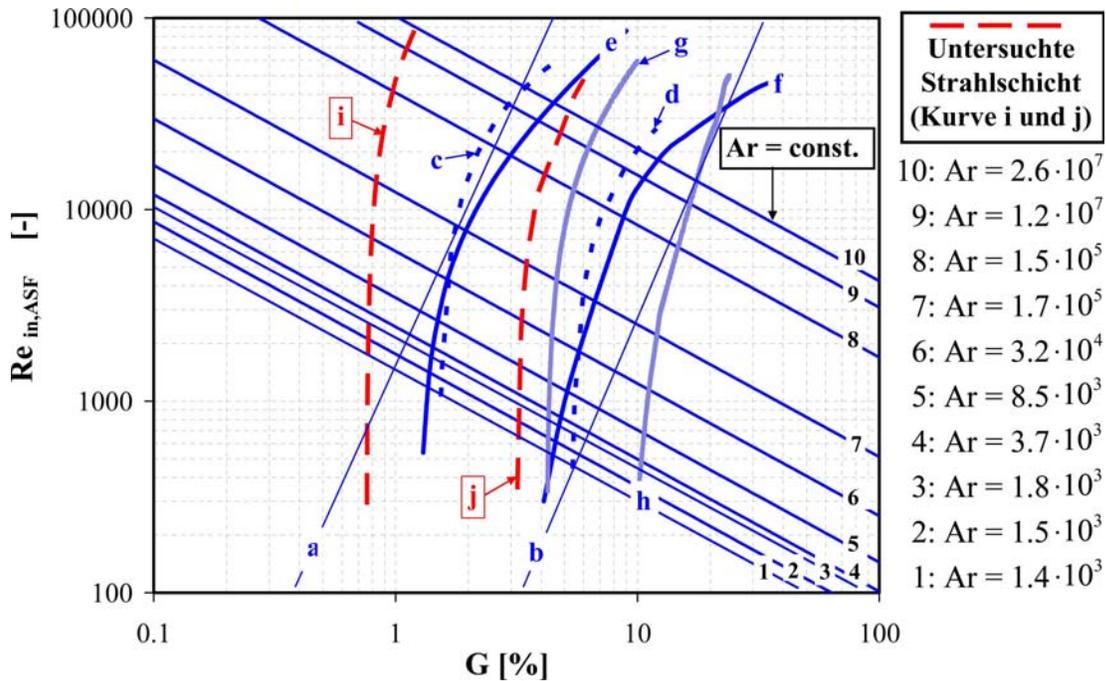


Abbildung 2.41: Vergleich der fluiddynamisch stabilen Arbeitsbereiche verschiedener Apparatekonstruktionen.

muss und welcher Gasvolumenstrom \dot{V}_g ($Re_{in,ASF}$) bereitzustellen ist, um die gewünschte Menge des Materials stabil zu fluidisieren. Das Re - G - Ar -Diagramm zeigt weiterhin, dass die Grenzen der stabilen Fluidisation für ein und dasselbe Material von der Apparatekonstruktion und der Ruheschichthöhe H_0 abhängt. Somit sind direkte Vergleiche zwischen den verschiedenen Apparatekonstruktionen nur bei konstanter Ruheschichthöhe H_0 zulässig.

2.5 Überlegungen zur Verbesserung der Strömungsstabilität

In den Experimenten zur Untersuchung des stabilen Arbeitsbereiches wurde beobachtet, dass der Gasstrahl während der Fluidisation bei höheren Gasdurchsätzen heftig nach rechts und links abgelenkt wurde. Grund dafür sind neben den nicht-idealen Partikelkollisionen die durch die Apparategeometrie (besonders die Gestaltung der Anströmeinrichtung) hervorgerufenen Gasphasenturbulenzen. Abb. 2.42 zeigt, wie beide Gasstrahlen an der Spitze des kantigen Mittelprofils aufeinander treffen und es aufgrund dieser scharfen Abrisskanten zu Verwirbelungen und zu starken Turbulenzen kommt. Diese verursachen das Hin- und Herschwanen des Gasstrahles, was eine Instabilität des Fluidisationsprozesses bedeutet und zu unerwünschten Effekten wie einer zu intensiven Krafteinwirkungen

2.5 Überlegungen zur Verbesserung der Strömungsstabilität

auf die Partikel und einer zu chaotischen Partikelverwirbelung führt. Weiterhin kommt es zu unerwünschten Wechselwirkungen zwischen der Strahl- und Rücklaufzone. Das Mittelprofil der untersuchten Strahlschicht wurde aus rein fertigungstechnischen Gründen in dieser kantigen Art und Weise entworfen, wodurch im Hinblick auf eine großtechnische Lösung Kosten eingespart werden könnten.

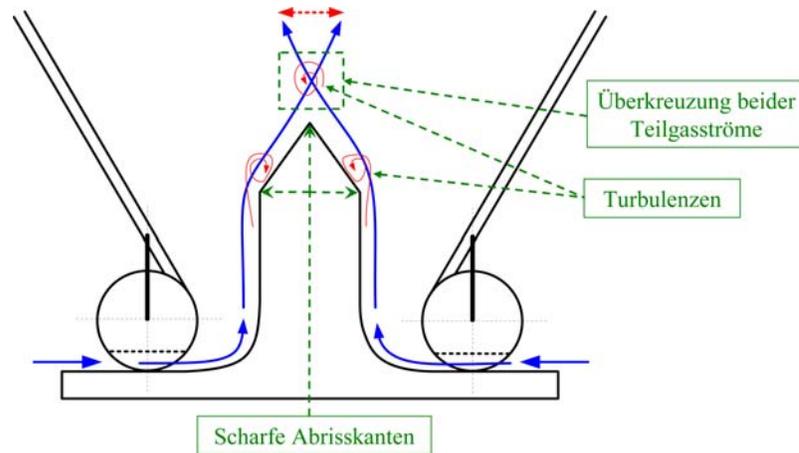


Abbildung 2.42: Entstehung der Turbulenzen im Strahlschichtapparat.

Wie sich jedoch herausstellte, kommt es bei dieser Geometrie der Anströmeinrichtung zu unerwünschten Instabilitäten. Es ist deshalb erstrebenswert, die Gasströmung in der Strahlzone ohne die beobachteten Ablenkungen zu realisieren. Dazu müssen die scharfen Abrisskanten durch weiche, runde Übergänge ersetzt werden und der Winkel an der Spitze des Mittelprofils spitzer gestaltet werden. Die Firma *Glatt* aus Weimar, die Kooperationspartner dieses Projektes ist, schlägt dazu unterschiedliche Konstruktionsweisen der Anströmeinrichtung vor. In Abb. 2.43 sind drei Varianten dargestellt, die zur Verbesserung der Strömungsbedingungen führen könnten. Bei allen Varianten wurden die Gasregelwalzen vorerst durch starre Zylinder ersetzt. Der Neigungswinkel der Prozesskammer zur Vertikalen wurde mit 30° beibehalten.

Abb. 2.43a) oben zeigt eine Zeichnung einer Variante mit einem aus Metall gebogenen Mittelprofil, die bereits realisiert wurde. Weiche Rundungen und ein ziemlich spitzer Spreizwinkel des Mittelprofils (30°) sorgen dafür, dass das Fluidisationsgas nicht mehr beidseitig 'zusammenstößt', sondern gleichmäßig und nahezu parallel zusammengeführt wird. Dadurch bilden sich schwächere Verwirbelungen aus. Die experimentellen Untersuchungen ergaben dann auch eine viel stabilere Fluidisation mit nur sehr leichten Schwankungen des Gasstrahles in horizontaler Richtung (siehe Abb. 2.43a unten). Weitere Untersuchungen der Firma *Glatt* ergaben, dass bei einem Spreizwinkel des Mittelprofils von 15° eine maximale Stabilität des Fluidisationsprozesses fast ohne Ablenkungen des Gasstrahls erreichbar ist. Abb. 2.43b) und c) zeigen Gestaltungsvarianten mit diesem spitzen Spreizwinkel. Aus fertigungstechnischer Sicht ist die kantige Variante in Abb. 2.43c) einfacher zu produzieren, da die Einzelkomponenten einfach nur zusammengeschweißt werden müs-

2 Fluidynamische Untersuchungen

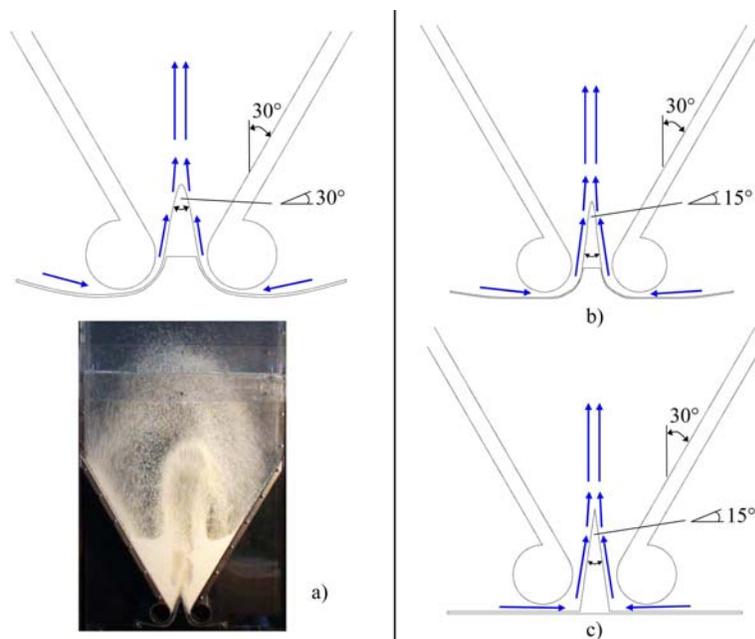


Abbildung 2.43: Varianten der Gestaltung der Anströmeinrichtung zur Verbesserung der Prozessstabilität.

sten. Bei der Variante in Abb. 2.43b) besteht die Schwierigkeit bei der Herstellung darin, das als Einzelkomponente vorliegende Ausgangsblech unter Einhaltung der zugelassenen Toleranzen biegetechnisch in die gewünschte Form zu bringen. Experimente werden offen legen, ob die leichter zu produzierende, kantige Variante in Abb. 2.43c) sich durchsetzen wird.

Mit den Varianten in Abb. 2.43b) und c) wurden im Rahmen dieser Dissertation keine experimentellen und simulativen Untersuchungen durchgeführt. Jedoch wurden bereits die Berechnungsgitter für zukünftige CFD-Simulationen im kommerziellen Software-Paket FLUENT 6.2 erstellt. In Abb. 2.44 sind diese dargestellt. Ausführliche Informationen über CFD-Simulationen solcher prismatischen Strahlschichten werden im folgenden Kapitel 3 präsentiert.

2.5 Überlegungen zur Verbesserung der Strömungsstabilität

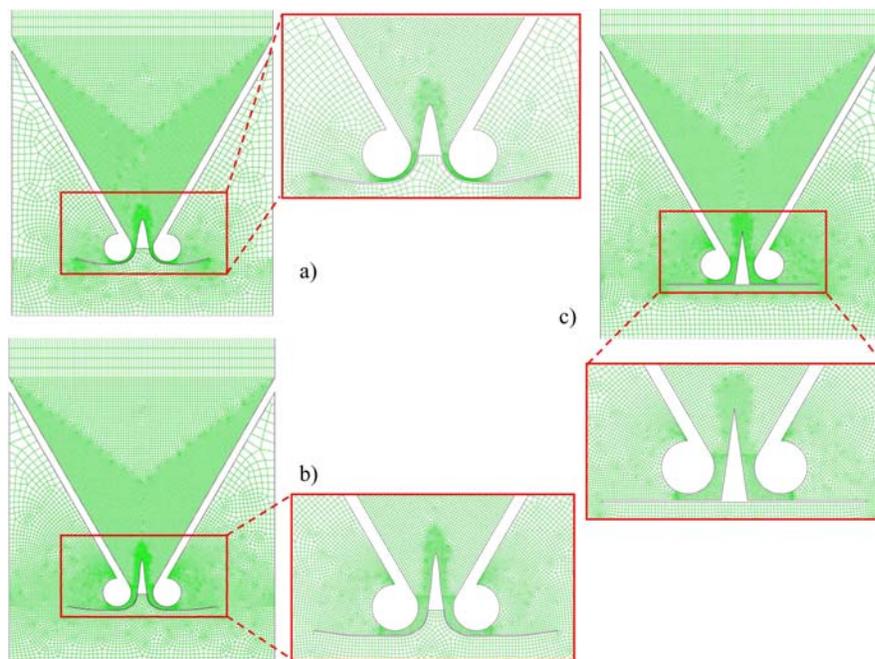


Abbildung 2.44: Vernetzung der neuen Strahlschichtgeometrien gemäß Abb. 2.43.

2 *Fluiddynamische Untersuchungen*

3 CFD-Kontinuum-Modellierung

Polydisperse Systeme spielen bei sehr vielen verfahrenstechnischen Prozessen eine enorm wichtige Rolle. Dazu zählen Prozesse wie z.B. Trocknung, Agglomeration, Coating oder auch komplexe chemische Reaktionen. Für eine exakte Beschreibung solcher Mehrphasenprozesse, die z.B. in Wirbel- oder Strahlschichten durchgeführt werden, ist es von fundamentaler Bedeutung, die ablaufenden Vorgänge (z.B. Gas-Partikel-Wechselwirkungen, Partikel-Partikel-Wechselwirkungen, usw.) zu verstehen. Leider sind die Kenntnisse über die sehr komplexen Wechselwirkungen in den dispersen Feststoffsystemen noch gering und es bedarf viel Forschungsarbeit, um diese zu verstehen und letztendlich auf physikalischer Grundlage exakt modellieren zu können. Wie in Kapitel 1.2.2 bereits erwähnt wurde, werden zur Modellierung von Mehrphasenströmungen verbreitet diskrete und Kontinuum-Modelle angewandt. In diesem Kapitel werden nun CFD-Kontinuum-Modellierungen in der untersuchten prismatischen Strahlschicht im kommerziellen Software-Paket 'FLUENT 6.2' präsentiert. Grundlegendes Ziel dieser Arbeit ist es, den Fluidisationsprozess bei einem konstanten Gasdurchsatz so realistisch wie möglich nachzubilden. Dazu werden Einflussfaktoren wie z.B. die Abhängigkeit der Turbulenz in der Gasphase, das Gas-Partikel-Widerstandsmodell, der Einfluss des Restitutionskoeffizienten e_{ss} oder auch der Einfluss des Ansatzes der granularen Temperatur θ (algebraisch oder partiell differenziell) auf die Ausbildung des Fluidisationsmuster untersucht. Simulierte Partikelkonzentrationsverteilungen und charakteristische Druckschwankung der Gasphase über der Schicht, welche bereits Gegenstand der experimentellen Untersuchungen zum stabilen Arbeitsverhalten in Kapitel 2.4.2 waren, werden mit Bilderserien und gemessenen Druckspektren verglichen. Weiterhin werden berechnete Geschwindigkeitsverteilungen der dispersen Feststoffphase in verschiedenen Apparatehöhen mit Ergebnissen von PIV-Messungen verglichen. Am Ende dieses Kapitels werden Ergebnisse einer dreidimensionalen Simulation der untersuchten prismatischen Strahlschichtkonstruktion präsentiert, um den Einfluss der dritten Dimension auf das Fluidisationsmuster zu untersuchen.

3.1 Numerisches Simulations-Modell in FLUENT 6.2

In den Simulationen werden zwei Phasen betrachtet:

- eine Gasphase (hier Umgebungsluft) und
- eine disperse Feststoffphase (γ - Al_2O_3 -Partikel (groß)).

Die Partikel werden in den Berechnungen als ideal sphärisch und monodispers betrachtet ($d_s=d_{50,3}=1.75\text{mm}$). Ein Foto der Modellschicht ist in Abb. 2.5a) gezeigt. Der Euler-

3 CFD-Kontinuum-Modellierung

Ansatz wird auf beide Phase angewandt. Wärme- und Stoffübergänge innerhalb und zwischen den beteiligten Phase werden in den hier durchgeführten Simulationen nicht berücksichtigt. In Table 3.1 sind Eigenschaften des Fluidisationsgases und der Modellpartikel zusammengefasst.

Tabelle 3.1: Eigenschaften der Modellpartikel und des Fluidisationsgases.

Bezeichnung	Einheit	Wert
Schichtmasse m_{Sch}	kg	1.0
Ruhschichthöhe H_0	mm	150
Partikeldurchmesser d_s	mm	1.75
Partikeldichte ρ_s	kg/m ³	1040
Standardabweichung von d_s	mm	0.048
Partikelsphärizität ψ	-	0.98
Restitutionskoeffizient e_{ss} (Antonyuk u. a. (2008))	[-]	0.6...0.75
Archimedeszahl Ar	[-]	$1.72 \cdot 10^5$
Geldart-Klassifikation	-	D
innerer Reibungswinkel ϕ	°	30
Fluidisationsmedium	-	Luft
Gasdurchsatz \dot{V}_g	m ³ /h	142
Gastemperatur θ_g	°C	25
Gasdichte ρ_g	kg/m ³	1.18
kin. Gasviskosität ν_g	m ² /s	$15.7 \cdot 10^{-6}$

3.1.1 Modellgleichungen

Die Beschreibung von Mehrphasenströmungen als sich völlig durchdringende Kontinua beinhaltet die Anwendung des Konzeptes der Phasenvolumenanteile ϵ . Dies bedeutet, dass die Summe aller Phasen in einem betrachteten Element immer gleich 1 (oder 100%) betragen muss.

$$\sum_{q=1}^n \epsilon_q = 1 \quad (3.1)$$

In Gleichung 3.1 ist q das Phasenindize (q=s für den Feststoff und q=g für die Gasphase). Im Kontinuumsansatz in FLUENT 6.2 werden nun die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie gelöst. Diese Erhaltungsgleichungen können als Verallgemeinerung der Volumen-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen für wechselwirkende Kontinua angesehen werden. Da bei den hier durchgeführten Simulationen Wärme- und Stoffübergänge vernachlässigt werden, fällt die Energieerhaltungsgleichung heraus. Die allgemeine Massenerhaltungsgleichung (Kontinuitätsgleichung) für eine beliebige Phase q lautet:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_q \rho_q) + \nabla \cdot (\epsilon_q \rho_q \vec{v}_q) = 0 \quad (3.2)$$

Hierin ist ρ_q die Dichte und v_q die Geschwindigkeit der Phase q. Bei Berücksichtigung von Stoffübergängen würde auf der rechten Seite dieser Gleichung ein Massenaustauschterm \dot{m}_{pq} stehen, der den Massenübergang zwischen den beteiligten Phasen p und q beinhaltet.

Die Impulserhaltungsgleichung für die Phase q lautet:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_q \rho_q \bar{v}_q) + \nabla \cdot (\varepsilon_q \rho_q \vec{v}_q \vec{v}_q) = -\varepsilon_q \nabla p + \nabla \cdot \bar{\tau}_q + \sum_{p=1}^n \vec{R}_{pq} + \varepsilon_q \rho_q \left(\vec{F}_q + \vec{F}_{lift,q} + \vec{F}_{vm,q} \right) \quad (3.3)$$

In dieser Gleichung sind F_q externe Kräfte (z.B. die Erdanziehungskraft F_g), $F_{lift,q}$ Auftriebskräfte und $F_{vm,q}$ virtuelle Massenkräfte. Diese Auftriebs- und virtuellen Massenkräfte sind Optionen in FLUENT, die bei den hier durchgeführten Modellierungen jedoch keine Rolle spielen. R_{pq} ist eine Phasen-Wechselwirkungskraft und wird im Folgenden noch erklärt. Weiterhin ist p der Druck aller beteiligten Phasen und $\bar{\tau}_q$ der Spannungstensor der Phase q, der wie folgt berechnet wird:

$$\bar{\tau}_q = \varepsilon_q \mu_q (\nabla \vec{v}_q + \nabla \vec{v}_q^T) + \varepsilon_q \left(\lambda_q - \frac{2}{3} \mu_q \right) \nabla \cdot \vec{v}_q \bar{I} \quad (3.4)$$

Darin sind μ_q die Scher- und λ_q die Kernviskosität der Phase q. Die Impulserhaltungsgleichung 3.3 muss nun mit geeigneten Formulierungen für die Phasen-Wechselwirkungskraft \vec{R}_{pq} gelöst werden. Diese hängt von Faktoren wie der Reibung, dem Druck oder der Kohäsion ab. FLUENT berechnet diese Wechselwirkungskraft durch einen einfachen Wechselwirkungsterm:

$$\sum_{p=1}^n \vec{R}_{pq} = \sum_{p=1}^n K_{pq} (\vec{v}_p - \vec{v}_q) \quad (3.5)$$

In dieser Gleichung stellt K_{pq} den Impulsaustauschkoeffizienten dar und $(v_p - v_q)$ ist die Schlupfgeschwindigkeit zwischen den Phasen.

Formulierung der Austauschkoefizienten K_{pq}

Für die Simulation realistischer Fluidisationsstrukturen ist es von fundamentaler Bedeutung, die Wechselwirkungen (Impulsaustauschkoeffizienten K_{pq}) sowohl innerhalb der beteiligten Phasen, als auch zwischen diesen mit geeigneten Korrelationen zu beschreiben. Bei der Modellierung der Fluidodynamik der hier untersuchten Strahlschicht ist es einerseits von großer Wichtigkeit, ein passendes Gas-Partikel-Widerstandsmodell zur Beschreibung des Gas-Feststoff-Austauschkoeffizienten K_{gs} zu finden, da die Fluidisation in der Strahlzone durch die Kraftwirkung des Gases auf die Partikel in deren Zwischenräumen bewirkt wird. Andererseits ist eine geeignete Beschreibung des Partikel-Partikel-Austauschkoeffizienten von großer Bedeutung. In der Strahlschicht sind einerseits Regionen mit geringer Partikelkonzentration zu finden (Strahlzone), in denen mehrfache und kurze Partikelkollisionen vorherrschen. Andererseits gibt es Regionen mit maximaler Packungsdichte (Rücklaufzone), in denen die Partikel aufeinander reiben und sich über einen längeren Zeitraum in Kontakt befinden. Im Folgenden werden die verwendeten Korrelationen für die Berechnung des Gas-Partikel-Austauschkoeffizienten und des Partikel-Partikel-Austauschkoeffizienten erläutert.

Gas-Partikel-Widerstandsmodelle

Eine Vielzahl von Forschern haben sich in der Vergangenheit mit der Erforschung der Wechselwirkungen zwischen einem Fluid und einem Feststoffkörper beschäftigt und verschiedenste Korrelationen für den Gas-Partikel-Impulsaustauschkoeffizienten K_{gs} formuliert. Folgend werden sieben Widerstandsmodelle nacheinander vorgestellt, die zur Simulation eines realistischen Fluidisationsmuster in der hier untersuchten Strahlschicht zur Anwendung kamen.

- Das Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodell ist das älteste Modell und wurde auf Grundlage der Untersuchungen der Strömungsstruktur um eine Einzelkugel aufgestellt. Der Gas-Partikel-Austauschkoeffizient K_{gs} wird wie folgt berechnet:

$$K_{gs} = \frac{\varepsilon_s \rho_s f}{\tau_s} \quad (3.6)$$

In dieser Gleichung ist f die Widerstandsfunktion, die nach folgender Formel berechnet wird:

$$f = \frac{C_D \text{Re}}{24} \quad (3.7)$$

C_D ist der Widerstandskoeffizient und ist in Abhängigkeit von der Reynoldszahl wie folgt definiert:

$$C_D = \begin{cases} 24 (1 + 0.15 \text{Re}^{0.687}) / \text{Re} & \text{Re} \leq 1000 \\ 0.44 & \text{Re} > 1000 \end{cases} \quad (3.8)$$

Die Reynoldszahl Re wird wie folgt berechnet:

$$\text{Re} = \frac{\rho_g d_s |\vec{v}_s - \vec{v}_g|}{\mu_g} \quad (3.9)$$

τ_s in Gl. 3.6 stellt die so genannte ‘Partikel-Relaxationszeit’ dar und wird durch folgende Korrelation berechnet:

$$\tau_s = \frac{\rho_s d_s^2}{18 \mu_g} \quad (3.10)$$

- Das Wen und Yu (1966)-Widerstandsmodell wird für partikelbeladene Strömungen niedriger Feststoffkonzentration empfohlen, wie diese zum Teil in der Strahlzone zu finden sind. Der Gas-Partikel-Austauschkoeffizient K_{gs} wird wie folgt berechnet:

$$K_{gs} = \frac{3}{4} C_D \frac{\varepsilon_s \varepsilon_g \rho_g |\vec{v}_s - \vec{v}_g|}{d_s} \quad (3.11)$$

wobei C_D wie folgt definiert ist:

$$C_D = \frac{24}{\varepsilon_g \text{Re}_s} [1 + 0.15 (\varepsilon_g \text{Re}_s)^{0.687}] \quad (3.12)$$

3.1 Numerisches Simulations-Modell in FLUENT 6.2

- Das Gidaspow u. a. (1992)-Widerstandsmodell hat sich als das beliebteste Gas-Partikel-Widerstandsmodell in der chemischen Prozessverfahrenstechnik herauskristallisiert. Es ist eine Kombination des Wen und Yu (1966)-Widerstandsmodells und der Ergun (1952)-Gleichung. Für geringe Werte des Partikel-Volumenanteils ($\varepsilon_s < 0.2$) wird der Gas-Partikel-Austauschkoeffizient nach dem Wen und Yu (1966)-Modell berechnet:

$$K_{gs} = \frac{3}{4} C_D \frac{\varepsilon_s \varepsilon_g \rho_g |\vec{v}_s - \vec{v}_g|}{d_s} \varepsilon_g^{-2.65} \quad (3.13)$$

Der Widerstandskoeffizient C_D im Wen und Yu (1966)-Modell ist gemäß Gl. 3.12 definiert. Für hohe Werte des Partikel-Volumenanteils ($\varepsilon_s > 0.2$) wird die Ergun (1952)-Gleichung zur Berechnung des Gas-Partikel-Austauschkoeffizienten verwendet:

$$K_{gs} = 150 \frac{\varepsilon_s^2 \mu_g}{(1 - \varepsilon_s) d_s^2} + 1.75 \frac{\varepsilon_s \rho_g |\vec{v}_s - \vec{v}_g|}{d_s} \quad (3.14)$$

Die Ergun (1952)-Gleichung basiert auf experimentellen Daten des Druckverlustes über dicht gepackten Festbetten bestehend aus monodispersen Partikeln.

Diese 3 aufgeführten Gas-Partikel-Widerstandsmodelle sind in FLUENT bereits vorprogrammiert. Die nun folgenden Modelle wurden durch Anwendung der so genannten ‘User Defined Functions’ (UDF) durch eine spezifische C-Programmierung in FLUENT transferiert. Die Codes sind im Anhang B.2 aufgeführt.

- Der Gas-Partikel-Austauschkoeffizient K_{gs} und die Widerstandsfunktion f im Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodell werden genau wie im Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodell berechnet. Zur Berechnung des Widerstandskoeffizienten C_D werden jedoch im Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodell zehn verschiedene Korrelationen in Abhängigkeit von der Reynoldszahl Re verwendet.

$C_D = 3/16 + 24/Re$	$Re \leq 0.01$
$C_D = 24/Re [1 + 0.1315Re^{0.82-0.05w}]$	$0.01 < Re \leq 20$
$C_D = 24/Re [1 + 0.1935Re^{0.6305}]$	$20 < Re \leq 260$
$\log_{10} C_D = 1.6435 - 1.242w + 0.1558w^2$	$260 < Re \leq 1,500$
$\log_{10} C_D = -2.4571 + 2.558w - 0.929w^2 + 0.1049w^3$	$1,500 < Re \leq 12,000$
$\log_{10} C_D = -1.9181 + 0.6370w + 0.063w^2$	$12,000 < Re \leq 44,000$
$\log_{10} C_D = -4.3390 + 1.5809w - 0.1546w^2$	$44,000 < Re \leq 338,000$
$C_D = 29.78 - 5.3w$	$338,000 < Re \leq 400,000$
$C_D = -0.49 + 0.1w$	$400,000 < Re \leq 1000,000$
$C_D = 0.19 - 8 \cdot 10^4/Re$	$Re > 1000,000$
$wobei w = \log_{10} Re$	

(3.15)

Die ‘Partikel-Relaxationszeit’ und die Reynoldszahl werden ebenfalls wie im Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodell berechnet.

3 CFD-Kontinuum-Modellierung

- Das Koch und Hill (2001)-Widerstandsmodell wurde auf Grundlage von Lattice-Boltzmann-Simulationen erstellt. Diese direkt-numerische Simulationstechnik hat den Vorteil, dass die Strömungsbedingungen und das Material selbst perfekt kontrolliert werden können, was in Experimenten nicht der Fall ist. So benutzten Koch und Hill (2001) diese Technik, um exaktere Werte der Widerstandskraft zu erhalten, woraus neue ‘empirische’ Korrelationen für genau definierte Systeme abgeleitet werden. Das Koch und Hill (2001)-Widerstandsmodell benutzt zwei Gleichungen zur Berechnung des Gas-Partikel-Widerstandskoeffizienten K_{gs} in Abhängigkeit von der Reynoldszahl:

$$\begin{aligned} K_{gs} &= \frac{18\mu_g \varepsilon_g^2 (1-\varepsilon_g)}{d_s^2} \left(F_0(\varepsilon_s) + \frac{1}{4} F_1(\varepsilon_s) \text{Re}_s^2 \right) & \text{Re} < 40 \\ K_{gs} &= \frac{18\mu_g \varepsilon_g^2 (1-\varepsilon_g)}{d_s^2} \left(F_0(\varepsilon_s) + \frac{1}{2} F_3(\varepsilon_s) \text{Re}_s \right) & \text{Re} > 40 \end{aligned} \quad (3.16)$$

Die dimensionslosen Koeffizienten F_0 , F_1 und F_3 werden wie folgt berechnet:

$$\begin{aligned} F_0(\varepsilon_s) &= \begin{cases} \frac{1+3(0.5\varepsilon_s)^{0.5} + \frac{135}{64}\varepsilon_s \ln(\varepsilon_s) + 17.14\varepsilon_s}{1+0.681\varepsilon_s - 8.48\varepsilon_s^2 + 8.16\varepsilon_s^3} & \varepsilon_s < 0.4 \\ \frac{10\varepsilon_s}{(1-\varepsilon_s)^3} & \varepsilon_s \geq 0.4 \end{cases} \\ F_1(\varepsilon_s) &= 0.110 + 0.00051e^{11.6\varepsilon_s} \\ F_3(\varepsilon_s) &= 0.0673 + 0.212\varepsilon_s + \frac{0.0232}{(1-\varepsilon_s)^5} \end{aligned} \quad (3.17)$$

Der Nachteil dieses Gas-Partikel-Widerstandsmodells ist eine starke Diskontinuität bei Reynoldszahlen um den Wert 40. Weiterhin ist der Gültigkeitsbereich auf Reynoldszahlen bis maximal 100 begrenzt, was zu unrealistischen Simulationsergebnissen führen könnte.

- Der Gas-Partikel-Austauschkoeffizient K_{gs} wird im van der Hoef u. a. (2005)-Widerstandsmodell wie folgt berechnet:

$$K_{gs} = \frac{18\mu_g \varepsilon_g^2 (1-\varepsilon_g)}{d_s^2} (F_0(\varepsilon_s) + F_1(\varepsilon_s) \text{Re}_s) \quad (3.18)$$

wobei die dimensionslosen Koeffizienten F_0 und F_1 wie folgt definiert sind:

$$\begin{aligned} F_0(\varepsilon_s) &= 10 \frac{\varepsilon_s}{(1-\varepsilon_s)^2} + (1-\varepsilon_s)^2 (1 + 1.5\sqrt{\varepsilon_s}) \\ F_1(\varepsilon_s) &= \frac{0.48 + 1.9\varepsilon_s}{18(1-\varepsilon_s)^2} \end{aligned} \quad (3.19)$$

Dieses Gas-Partikel-Widerstandsmodell ist gültig über den gesamten Reynoldszahlenbereich bis $\text{Re}=1000$ ohne die Diskontinuität im Koch und Hill (2001)-Modell. Das van der Hoef u. a. (2005)-Widerstandsmodell wurde für den Fall eines statischen Feldes von Partikeln unter stationärem Zustand für geringe Reynoldszahlen abgeleitet. Dies könnte zu unrealistischen Berechnungsergebnissen führen, da die partikelbeladene Gasströmung in der hier untersuchten Strahlschicht instationär ist. Weiterhin werden die Partikeln in der Strahlzone durch das Fluidisationsgas beschleunigt und erfahren somit starke, instationäre Krafteinwirkungen bei sehr hohen Reynoldszahlen.

3.1 Numerisches Simulations-Modell in FLUENT 6.2

- Beetstra u. a. (2007) leiten ein Gas-Partikel-Widerstandsmodell auf Grundlage von Lattice-Boltzmann-Simulationen her, welches genauer als das Koch und Hill (2001)-Modell ist, da dieses auf einer breiteren Basis von Daten beruht. Somit ist es auch für einen größeren Bereich von Reynoldszahlen gültig. Im Gegensatz zum van der Hoef u. a. (2005)-Widerstandsmodell, wo sich die Partikeln in Ruhe befanden, wurde den Partikeln in diesem Fall eine konstante Geschwindigkeit in eine willkürliche Richtung gegeben, so dass sich das Partikelfeld als eine statische Konfiguration durch das betrachtete System bewegte. Folgende Korrelation für den Gas-Partikel-Austauschkoeffizienten K_{gs} wurde hergeleitet:

$$K_{gs} = \frac{18\mu_g \varepsilon_g^2 (1 - \varepsilon_g)}{d_s^2} F_0 \quad (3.20)$$

wobei F_0 folgende Form hat:

$$F_0 = 10 \frac{\varepsilon_s}{(1 - \varepsilon_s)^2} + (1 - \varepsilon_s)^2 (1 + 1.5\sqrt{\varepsilon_s}) + \frac{0.413\text{Re}_s}{24(1 - \varepsilon_s)^2} \cdot \left[\frac{(1 - \varepsilon_s)^{-1} + 3\varepsilon_s(1 - \varepsilon_s) + 8.4\text{Re}_s^{-0.343}}{1 + 10^{3\varepsilon_s}\text{Re}^{-(1+4\varepsilon_s)/2}} \right] \quad (3.21)$$

Um die Unterschiede zwischen den aufgeführten Gas-Partikel-Widerstandsmodellen zu demonstrieren, ist in Abb. 3.1 der Verlauf des Widerstandskoeffizienten und in Abb. 3.2 der Verlauf des Gas-Partikel-Austauschkoeffizienten K_{gs} jeweils in Abhängigkeit von der Reynoldszahl für einen konstanten Partikel-Volumenanteil $\varepsilon_s=0.2$ aufgetragen. In Abb. 3.1 ist ebenfalls die ‘Standard-Widerstandskurve’, welche von Lapple und Shepherd (1940) aus Messdaten des Gas-Partikelwiderstandes auf eine Kugel in stationärer Bewegung von 16 verschiedenen Forschergruppen zusammengestellt wurde. Aus Abb. 3.1 geht hervor, dass die Unterschiede im Widerstandskoeffizienten der verschiedenen Widerstandsmodelle eher gering sind. Das Gidaspow u. a. (1992) und das Schiller und Naumann (1935)-Modell nehmen für Reynoldszahlen größer 1000 einen konstanten Wert von 0.44 für den Widerstandskoeffizienten an. Dies scheint im Vergleich zur Standard-Widerstandskurve von Lapple und Shepherd (1940) bis zu Reynoldszahlen von 100,000 eine gute Annäherung, jedoch treten im hochturbulenten Bereich ($\text{Re}>100,000$) große Abweichungen auf. Das Clift u. a. (1978)-Modell zeigt eine nahezu perfekte Übereinstimmung mit der Standard-Widerstandskurve über den gesamten Bereich der Reynoldszahl, wogegen beim Syamlal und O’Brien (1989)-Modell größere Abweichungen zu beobachten sind.

Auch bei Betrachtung des Verlaufs des Gas-Partikel-Austauschkoeffizienten K_{gs} in Abhängigkeit von der Reynoldszahl Re (siehe Abb. 3.2) sind deutliche Unterschiede zwischen den einzelnen Widerstandsmodellen zu erkennen. Es wird somit erwartet, dass sehr unterschiedliche Fluidisationsmuster in Abhängigkeit vom Gas-Partikel-Widerstandsmodell simuliert werden.

3 CFD-Kontinuum-Modellierung

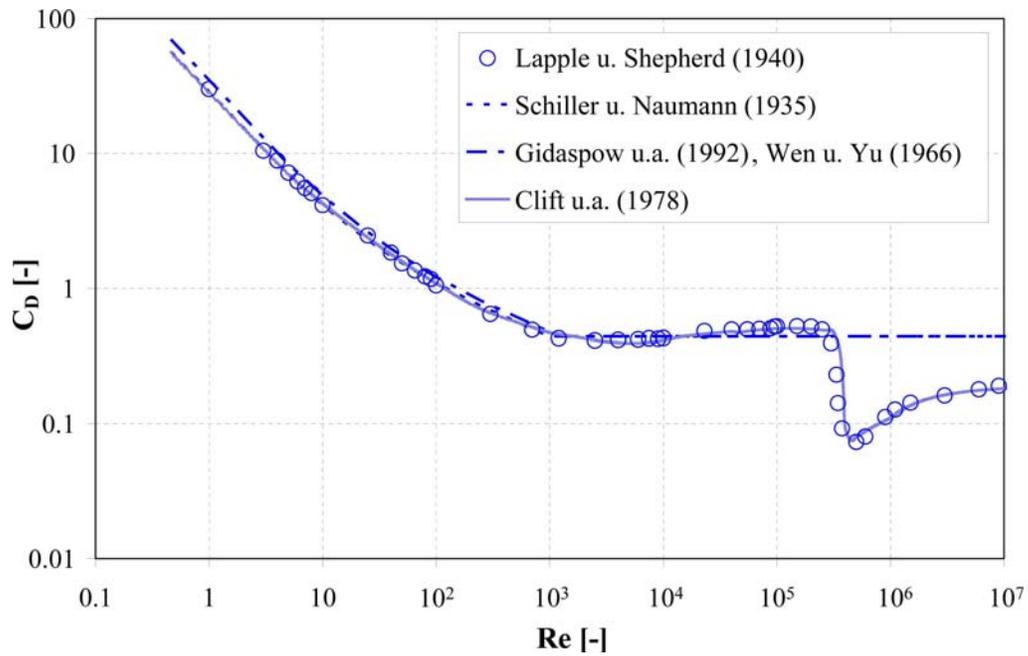


Abbildung 3.1: Abhängigkeit des Widerstandskoeffizienten C_D von der Reynoldszahl Re .

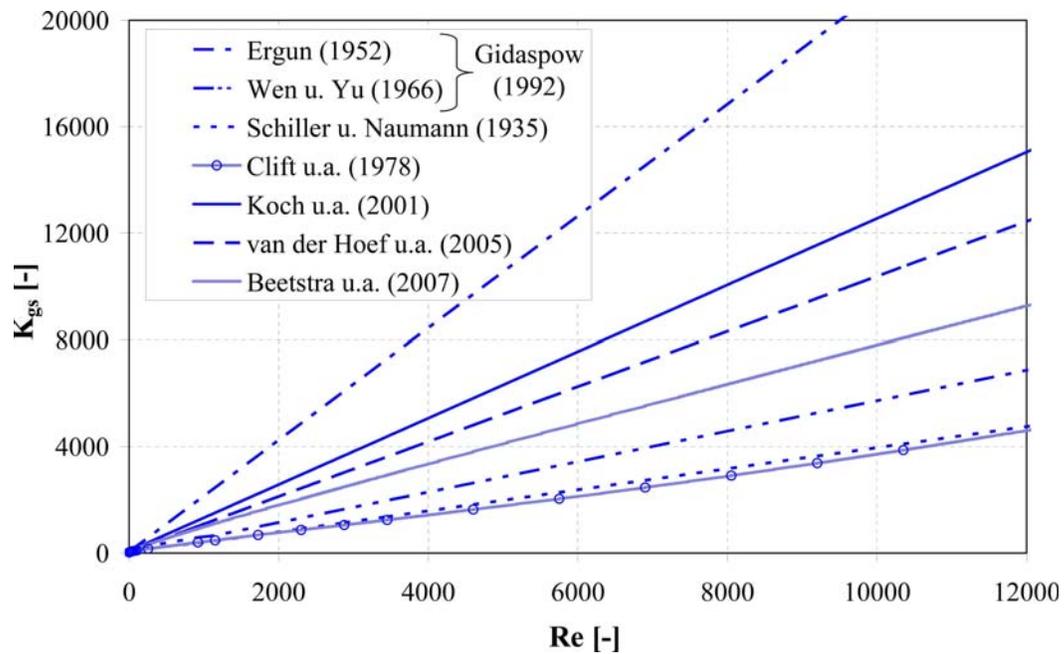


Abbildung 3.2: Abhängigkeit des Gas-Partikelaustauschkoeffizienten K_{gs} von der Reynoldszahl Re .

Partikel-Partikel-Wechselwirkungen

Der Partikel-Partikel-Austauschkoeffizient K_{ss} wird in den hier durchgeführten Simulationen durch die Formulierung von Syamlal (1987) beschrieben:

$$K_{ss} = \frac{3(1 + e_{ss}) \left(\frac{\pi}{2} + C_{fr,ss} \frac{\pi^2}{8} \right) \varepsilon_s \rho_s \varepsilon_g \rho_g (2d_s)^2 g_{0,ss}}{2\pi (\rho_g d_s^3 + \rho_s d_s^3)} |\vec{v}_g - \vec{v}_s| \quad (3.22)$$

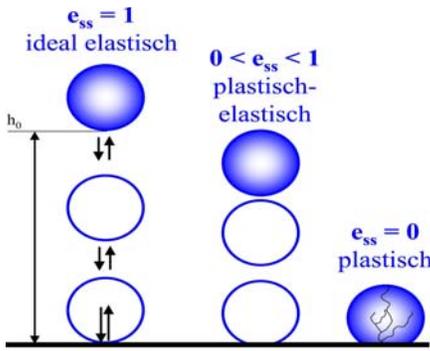


Abbildung 3.3:
Veranschaulichung des Restitutionskoeffizienten e_{ss} in Normalen-Stoßrichtung.

In dieser Gleichung sind e_{ss} der Restitutionskoeffizient, der die Energiedissipation bei nicht-idealen Partikelzusammenstößen berücksichtigt und $C_{fr,ss}$ der Reibungskoeffizient zwischen den Partikeln. Im Modell wird lediglich der Restitutionskoeffizient in Normalen-Stoßrichtung berücksichtigt. Der tangentielle Restitutionskoeffizient wird nicht berücksichtigt (siehe Abb. 3.3). $g_{0,ss}$ ist die so genannte ‘Radiale Verteilungsfunktion’ und stellt einen Korrekturfaktor dar, der die Wahrscheinlichkeit von Partikelkollisionen modifiziert, wenn sich die Feststoffphase verdichtet. In der Literatur sind verschiedene Formulierungen für diese zu finden, wobei in den hier durchgeführten Simulationen die Gleichung von Ogawa u. a. (1980) verwendet wird:

$$g_{0,ss} = \left[1 - \left(\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_{s,max}} \right)^{\frac{1}{3}} \right]^{-1} \quad (3.23)$$

Hier sei schon erwähnt, dass die maximale Packungsdichte $\varepsilon_{s,max}$ in den Berechnungen immer 0.63 betrug.

Die Kinetische Theorie granularer Strömungen

In Regionen hoher Partikelkonzentration (z.B. Rücklaufzone) wird der Impulsaustausch innerhalb der dispersen Feststoffphase durch Mehrfach- und Langzeitpartikelkollisionen dominiert. Es ist deshalb von großer Bedeutung, die Rheologie der partikulären Phase in den Berechnungen zu berücksichtigen. In FLUENT sind deshalb grundlegende Gleichungen der Kinetischen Theorie granularer Strömungen (KTGS) integriert. Diese Theorie ist eine Analogie zur klassischen Theorie molekularer Gase nach Chapman und Cowling (1970) und beschreibt die Abhängigkeit der lokalen Partikelkonzentration und der Partikelfluktuationsgeschwindigkeit von den rheologischen Materialeigenschaften. Der Unterschied zwischen der klassischen Gastheorie und der KTGS ist, dass in der KTGS die Dissipation von kinetischer Fluktuationsenergie aufgrund von nicht-idealen Partikelkollisionen

3 CFD-Kontinuum-Modellierung

durch unelastische Verformungen mitberücksichtigt wird. Die wirkliche Partikelgeschwindigkeit \vec{v}_s wird in einen lokalen Hauptgeschwindigkeitsanteil \vec{u}_s und in einen zufälligen Schwankungsgeschwindigkeitsanteil \vec{C}_s zerlegt:

$$\vec{v}_s = \vec{u}_s + \vec{C}_s \quad (3.24)$$

In Verbindung mit der zufälligen Partikelbewegung und analog zur Definition der thermodynamischen Temperatur in einem Gas in der klassischen Gastheorie wird in der KTGS eine pseudo-Temperatur θ definiert, die als ‘granulare Temperatur‘ bezeichnet wird:

$$\theta = \frac{1}{3} \left\{ \vec{C}_s \cdot \vec{C}_s \right\} \quad (3.25)$$

Diese ist ein Maß für die Schwankungsgeschwindigkeit der Partikeln, wobei die Klammern in Gl. 3.25 die Mittelung des Ausdruckes bedeuten.

In dieser Theorie können Partikeleigenschaftsgrößen (Masse m , Impuls der zufälligen Bewegung $m\vec{C}_s$ und kinetische Energie der zufälligen Bewegung $1/2m\vec{C}_s^2$) von den Partikeln durch zwei Mechanismen transportiert werden:

- Einerseits können die Partikel diese Eigenschaften durch ihre freie Bewegung transportieren. Die Modellierung dieses Transportmechanismus erfordert die Geschwindigkeitsverteilung f der individuellen Partikel. Die wahrscheinliche Anzahl von Partikel zum Zeitpunkt t im Volumen dr an der Position r mit einer Geschwindigkeit zwischen c und dc wird durch den Term $f(c, r; t)drdc$ ausgedrückt. Somit sind die Anzahl der Partikel im Volumen und die gemittelte Partikeleigenschaft $\bar{\phi}$ gegeben durch:

$$n = \int (c, r; t) dc \quad (3.26)$$

$$\bar{\phi} = \frac{1}{n} \int \phi(c, r; t) dc \quad (3.27)$$

- Andererseits können die Partikeleigenschaften durch Partikelkollisionen weitertransportiert werden. Dieser Transportmechanismus wird durch Verwendung der so genannten Paarverteilungsfunktion beschrieben. Hier wird die Wahrscheinlichkeit berechnet, dass zwei Partikel zum Zeitpunkt t in den Volumenelementen dr_1 und dr_2 zentriert in den Punkten r_1 und r_2 mit den Geschwindigkeiten zwischen c_1 und $c_1 + dc_1$ und c_2 und $c_2 + dc_2$ kollidieren. Als Ergebnis wird die bekannte ‘Boltzmann-Integral-Differential-Gleichung‘ erhalten. Für detailliertere Ausführungen wird auf Nieuwland u. a. (1996) verwiesen.

Wird die Boltzmann-Integral-Differential-Gleichung mit einer Partikeleigenschaftsgröße ϕ multipliziert und über alle möglichen Geschwindigkeiten integriert, so ist das Ergebnis die allgemeine Maxwell’sche Transportgleichung. Diese beschreibt den Transport einer gemittelten Partikeleigenschaftsgröße $\bar{\phi}$ durch Kinetik- und Kollisionstransportmechanismen. Wie durch Ding und Gidaspow (1990) demonstriert wurde, erhält man durch Substitution von $\phi=m$ in der Maxwell’schen Transportgleichung die Massenkontinuitätsgleichung

3.1 Numerisches Simulations-Modell in FLUENT 6.2

und entsprechend durch $\phi=mc$ die Impulserhaltungsgleichung. Ebenso kann durch Substitution der kinetischen Energie der zufälligen Partikelbewegung $\phi=1/2mC^2$ eine Erhaltungsgleichung für die granulare Temperatur θ hergeleitet werden:

$$\frac{3}{2} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\rho_s \varepsilon_s \theta_s) + \nabla \cdot (\rho_s \varepsilon_s \vec{v}_s \theta_s) \right] = \left(-p_s \bar{I} + \bar{\tau}_s \right) : \nabla \vec{v}_s + \nabla \cdot (k_{\theta_s} \nabla \theta_s) - \gamma_{\theta_s} + \phi_{gs} \quad (3.28)$$

Die zwei Terme auf der linken Seite der Gleichung repräsentieren die Akkumulation sowie die Konvektion von kinetischer Fluktuationsenergie. $\left(-p_s \bar{I} + \bar{\tau}_s \right) : \nabla \vec{v}_s$ beschreibt die Produktion von kinetischer Fluktuationsenergie durch irreversible Deformationen des Geschwindigkeitsfeldes und $k_{\theta_s} \nabla \theta_s$ steht für die Diffusion kinetischer Energie. γ_{θ_s} beschreibt die Dissipation von kinetischer Fluktuationsenergie aufgrund von Partikelkollisionen und ϕ_{gs} beschreibt den Energieaustausch zwischen der Gas- und Partikelphase. Die Konduktivität der Fluktuationsenergie der partikulären Phase k_{θ_s} wird in den hier durchgeführten Simulationen durch die Formel von Gidaspow u. a. (1992) beschrieben:

$$k_{\theta_s} = \frac{150 \rho_s d_s \sqrt{\theta_s \pi}}{384 (1 + e_{ss})} \left[1 + \frac{6}{5} \varepsilon_s g_{0,ss} (1 + e_{ss}) \right]^2 + 2 \rho_s \varepsilon_s^2 d_s (1 + e_{ss}) g_{0,ss} \sqrt{\frac{\theta_s}{\pi}} \quad (3.29)$$

Die Energiedissipation γ_{θ_s} aufgrund von Partikelkollisionen wird durch den Ausdruck von Lun u. a. (1984) repräsentiert:

$$\gamma_{\theta_s} = \frac{12 (1 - e_{ss}^2) g_{0,ss}}{d_s \sqrt{\pi}} \rho_s \varepsilon_s^2 \theta_s^{3/2} \quad (3.30)$$

und der Transfer von kinetischer Energie der zufälligen Schwankungen der Partikelbewegung von der Feststoffphase s zur Gasphase g wird durch folgende Gleichung beschrieben:

$$\phi_{gs} = -3K_{gs}\theta_s \quad (3.31)$$

Um Berechnungskapazitäten einzusparen, war es in früheren Versionen von FLUENT lediglich möglich, einen algebraischen Ansatz für die granulare Temperatur θ unter Vernachlässigung von Konvektion und Diffusion anzuwenden. Patil u. a. (2004b) fanden jedoch bei ihren Untersuchungen einer blasenbildenden Wirbelschicht unter Anwendung eines Konstant-Viskositäts-Modells und eines KTGS-Modells heraus, dass die Vernachlässigung von Akkumulation, Diffusion und Konvektion von granularer Energie zu einem unrealistischen blasenbildenden Wirbelverhalten führt. In der hier verwendeten FLUENT-Version 6.2 ist sowohl der algebraische als auch der komplette partielle Differentialgleichungsansatz verfügbar. Eine Studie unter Variation dieses Ansatzes wird in dieser Arbeit präsentiert, um den Einfluss des diffusiven und konvektiven Energietransfers auf die Ausbildung des Fluidisationsmuster in der Strahlschicht zu untersuchen.

Druck in der dispersen Feststoffphase

In granularen Strömungen, wo der Feststoffvolumenanteil unterhalb des maximal möglichen Wertes liegt, wird ein so genannter Feststoffdruck p_s berechnet und für den Druckgradienten ∇p_s in der Feststoffimpulserhaltungsgleichung verwendet. Dieser Feststoffdruck

3 CFD-Kontinuum-Modellierung

setzt sich aus einem ersten kinetischen Anteil und einem zweiten Anteil zusammen, der die Partikelkollisionen berücksichtigt.

$$p_s = \varepsilon_s \rho_s \theta_s + 2\rho_s (1 + e_{ss}) \varepsilon_s^2 g_{0,ss} \theta_s \quad (3.32)$$

Wie weiter oben bereits erwähnt wurde, ist θ proportional der zufälligen Schwankungsbewegung der Partikel.

Scherspannungen der Feststoffphase

Der Feststoff-Scherspannungstensor enthält die Scher- und Kernviskositäten, die aus den interpartikulären Impulsaustausch durch Translation ($\mu_{s,kin}$) und Kollision ($\mu_{s,col}$) hervorgehen. Weiterhin beinhaltet dieser einen Reibungsanteil ($\mu_{s,fr}$), der visko-plastische Übergänge berücksichtigt, die beim Erreichen des maximalen Packungslimits der dispersen Feststoffphase auftreten. Alle drei Anteile werden additiv betrachtet:

$$\mu_s = \mu_{s,col} + \mu_{s,kin} + \mu_{s,fr} \quad (3.33)$$

Der Kollisionsanteil ($\mu_{s,col}$) wird nach folgender Formel berechnet:

$$\mu_{s,col} = \frac{4}{5} \varepsilon_s \rho_s d_s g_{0,ss} (1 + e_{ss}) \left(\frac{\theta_s}{\pi} \right)^{1/2} \quad (3.34)$$

und der kinetische Anteil wird durch den Ausdruck von Gidaspow u. a. (1992) beschrieben:

$$\mu_{s,kin} = \frac{10\rho_s d_s \sqrt{\theta_s \pi}}{96\varepsilon_s (1 + e_{ss}) g_{0,ss}} \left[1 + \frac{5}{4} g_{0,ss} \varepsilon_s (1 + e_{ss}) \right]^2 \quad (3.35)$$

Der Reibungsanteil $\mu_{s,fr}$ (Reibungviskositätsmodell) wird in den hier durchgeführten Simulationen durch die Gleichung von Schaeffer (1987) berechnet:

$$\mu_{s,fr} = \frac{p_s \sin \phi}{2\sqrt{I_{2D}}} \quad (3.36)$$

In dieser Gleichung ist ϕ der innere Reibungswinkel und I_{2D} die zweite Invariante des veränderlichen Teils des Spannungstensors.

Die granulare Kernviskosität λ_s berücksichtigt die Widerstandsfähigkeit der dispersen Phase gegenüber Kompression und Entspannung. In den Simulationen wurde die Gleichung von Lun u. a. (1984) zur Berechnung der granularen Kernviskosität verwendet:

$$\lambda_s = \frac{4}{3} \varepsilon_s \rho_s d_s g_{0,ss} (1 + e_{ss}) \left(\frac{\theta_s}{\pi} \right)^{1/2} \quad (3.37)$$

In all den unter Punkt 3.1.1 aufgeführten Gleichungen ist entweder der Restitutionskoeffizient e_{ss} oder der innere Reibungswinkel ϕ enthalten. Beides sind empirische Koeffizienten und müssen auf experimentellem Wege bestimmt werden. Aus der Literatur ist bekannt, dass eine Veränderung dieser Werte zu unterschiedlichen Fluidisationsstrukturen bei Kontinuum-Modellierungen von Wirbel- und Strahlschicht geführt hat. Deshalb wird in dieser Arbeit eine Studie unter Variation des Restitutionskoeffizienten e_{ss} präsentiert, um den Einfluss dessen auf die Fluidodynamik des Strahlschichtprozesses zu untersuchen.

Modellierung der Turbulenz

Um die Effekte der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen und der skalaren Eigenschaftsgrößen in einer Einzelphase zu beschreiben, können verschiedene Turbulenzmodelle in FLUENT verwendet werden. Zur Modellierung des Druckverlustes der leeren Strahlschicht wurden in dieser Arbeit zwei unterschiedliche Turbulenzmodelle angewandt.

- Einerseits war dies das Standard-k- ϵ -Modell, welches ein sehr einfaches Turbulenzmodell ist, bei dem zwei zusätzliche Transportgleichungen für die turbulente kinetische Energie k und für die Dissipation der turbulenten kinetischen Energie ϵ berechnet werden. Die turbulente Wirbelviskosität μ_t wird letztendlich als Funktion dieser beiden Größen bestimmt.
- Andererseits wurde das sehr detaillierte Reynolds-Spannungsmodell (RSM) verwendet, bei dem fünf zusätzliche Transportgleichungen gelöst werden.

Da das Reynolds-Spannungsmodell Effekte wie Stromlinienkrümmungen, Verwirbelungen, Rotation und schnelle Änderungen in der Strömungsrate auf eine genauere Art und Weise als Ein- und Zwei-Gleichungsmodelle (z.B. Spallart-Allamares oder k- ϵ -Modell) berücksichtigt, besitzt dieses ein größeres Potenzial für genauere Berechnungen komplexer Strömungen.

Im Vergleich zu Einphasenströmungen ist die Anzahl der zu modellierenden Terme bei Mehrphasenströmungen enorm groß, wodurch die Turbulenzberechnungen bei Mehrphasenmodellierungen sehr komplex sind. In dieser Arbeit wird die Turbulenz durch das so genannte ‘Disperse Turbulenzmodell’ repräsentiert, wobei die turbulenten Berechnungen durch Anwendung des Standard-k- ϵ -Modells unter Einbeziehung zusätzlicher Terme für den Impulsaustausch zwischen den Phasen durchgeführt werden. Die Berechnung der Turbulenz der dispersen Phase erfolgt durch Anwendung von Tchen (1947)‘s Theorie über Dispersionen diskreter Partikel durch homogene Turbulenz.

Turbulenz in der kontinuierlichen Phase

Das Wirbel-Viskositätsmodell wird verwendet, um die gemittelten Schwankungsgrößen zu bestimmen. Der Reynolds-Spannungstensor der kontinuierlichen Gasphase g ist wie folgt definiert:

$$\overline{\overline{\tau}}_q'' = -\frac{2}{3} \left(\epsilon_{turb} k_g + \rho_g \mu_{t,g} \nabla \cdot \vec{U}_q \right) \overline{\overline{I}} + \rho_g \mu_{t,g} \left(\nabla \vec{U}_q + \nabla \vec{U}_q^T \right) \quad (3.38)$$

In dieser Gleichung steht \vec{U}_q für die phasengewichtete Geschwindigkeit. Die turbulente Viskosität $\mu_{t,g}$ wird durch die turbulente kinetische Energie ausgedrückt:

$$\mu_{t,g} = \rho_g C_\mu \frac{k_g^2}{\epsilon_{turb}} \quad (3.39)$$

Weiterhin wird eine charakteristische Zeit der energetisch turbulenten Wirbel wie folgt berechnet:

$$\tau_{t,g} = \frac{3}{2} C_\mu \frac{k_g}{\epsilon_{turb}} \quad (3.40)$$

3 CFD-Kontinuum-Modellierung

Hierin sind k die turbulente kinetische Energie, ε_{turb} die Dissipationsrate der turbulenten kinetischen Energie und C_μ ist 0.09. Die turbulenten Berechnungen werden durch das modifizierte k - ε -Modell erhalten, wobei die folgenden Transportgleichungen für k und ε_{turb} gelöst werden:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_g \rho_g k_g) + \nabla \cdot (\varepsilon_g \rho_g \vec{U}_g k_g) = \nabla \cdot \left(\varepsilon_g \frac{\mu_{t,g}}{\sigma_k} \nabla k_g \right) + \varepsilon_g G_{k,g} - \varepsilon_g \rho_g \varepsilon_{turb} + \varepsilon_g \rho_g \Pi_{k_g} \quad (3.41)$$

und

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_g \rho_g \varepsilon_{turb}) + \nabla \cdot (\varepsilon_g \rho_g \vec{U}_g \varepsilon_{turb}) = \nabla \cdot \left(\varepsilon_g \frac{\mu_{t,g}}{\sigma_\varepsilon} \nabla \varepsilon_{turb} \right) + \varepsilon_g \frac{\varepsilon_{turb}}{k_g} (C_{1\varepsilon} G_{k,g} - C_{2\varepsilon} \rho_g \varepsilon_g) \\ + \varepsilon_g \rho_g \Pi_{\varepsilon_{turb}} \end{aligned} \quad (3.42)$$

Hier repräsentieren Π_{k_g} und $\Pi_{\varepsilon_{turb}}$ den Einfluss der dispersen Phase auf die kontinuierliche Phase und werden wie folgt berechnet:

$$\Pi_{k_g} = \sum_{p=1}^M \frac{K_{sg}}{\varepsilon_g \rho_g} (k_{gs} - 2k_g + \vec{v}_{gs} \cdot \vec{v}_{dr}) \quad (3.43)$$

und $\Pi_{\varepsilon_{turb}}$ durch die Gleichung von Elgobashi und Abou-Arab (1983):

$$\Pi_{\varepsilon_{turb}} = C_{3\varepsilon} \frac{\varepsilon_{turb}}{k_g} \Pi_{k_g} \quad (3.44)$$

wobei $C_{3\varepsilon}$ den Wert von 1.2 annimmt.

Turbulenz in der dispersen Phase

Die die Bewegung charakterisierenden Zeit- und Längenmaßstäbe werden verwendet, um Dispersionskoeffizienten, Korrelationsfunktionen und die turbulente kinetische Energie der dispersen Phase zu bewerten. Die charakteristische Partikel-Relaxationszeit, die mit dem Widerstandseffekt auf eine disperse Phase verknüpft ist, wird folgendermaßen berechnet:

$$\tau_{F,sg} = \varepsilon_s \rho_s K_{sg}^{-1} \left(\frac{\rho_s}{\rho_g} + C_V \right) \quad (3.45)$$

Das Lagrange Zeitintegral, welches entlang der Partikeltrajektorien berechnet wird, ist wie folgt definiert:

$$\tau_{t,sg} = \frac{\tau_{t,g}}{\sqrt{(1 + C_\beta \xi^2)}} \quad (3.46)$$

wobei

$$\xi = \frac{|\vec{v}_{sg}| \tau_{t,g}}{L_{t,g}} \quad (3.47)$$

und $C_\beta = 1.8 - 1.35 \cos^2 \gamma$. Dabei ist γ der Winkel zwischen der Partikelhauptgeschwindigkeit und der Partikelrelativgeschwindigkeit. Gemäß Simoni und Viollet (1990) werden die turbulenten Größen der dispersen Phase wie folgt definiert:

$$k_s = k_g \left(\frac{b^2 + \eta_{sg}}{s + \eta_{sg}} \right) \quad (3.48)$$

3.1 Numerisches Simulations-Modell in FLUENT 6.2

$$k_{sg} = 2k_g \left(\frac{b + \eta_{sg}}{s + \eta_{sg}} \right) \quad (3.49)$$

$$D_{t,sg} = \frac{1}{3} k_{sg} \tau_{t,sg} \quad (3.50)$$

$$D_s = D_{t,sg} + \left(\frac{2}{3} k_s - b \frac{1}{3} k_{sg} \right) \tau_{F,sg} \quad (3.51)$$

$$b = (1 + C_V) \left(\frac{\rho_s}{\rho_g} + C_V \right) \quad (3.52)$$

Dabei hat der ‘added mass’-Koeffizient C_V den Wert 0.5.

Turbulenter Impulsaustausch zwischen den Phasen

Der turbulente Widerstandsterm $K_{pq}(v_p - v_q)$ in Gl. 3.5 wird für die disperse Phase s und die kontinuierliche Phase g wie folgt modelliert:

$$K_{sg}(\vec{v}_s - \vec{v}_g) = \left(\vec{U}_s - \vec{U}_g \right) - K_{sg} \vec{v}_{dr} \quad (3.53)$$

Die Schlupfgeschwindigkeit in Gl. 3.43 und Gl. 3.53 wird folgendermaßen berechnet:

$$\vec{v}_{dr} = - \left(\frac{D_s}{\sigma_{sg} \varepsilon_s} \nabla \varepsilon_s - \frac{D_g}{\sigma_{sg} \varepsilon_g} \nabla \varepsilon_g \right) \quad (3.54)$$

wobei D_s und D_g Diffusionsterme sind, die bei Anwendung von Tchen (1947)‘s Theorie gleichgesetzt werden. σ_{sg} ist die Dispersions-Prandtlzahl. Die Schlupfgeschwindigkeit resultiert aus den turbulenten Fluktuationen in den Volumenanteilen. Wird die Schlupfgeschwindigkeit mit dem Gas-Partikelaustauschkoeffizienten K_{gs} multipliziert, so entsteht ein Korrekturfaktor für den Impulsaustauschterm in der turbulenten Strömung.

3.1.2 Anfangs- und Randbedingungen

In Abb. 3.4a) ist die im Pre-Prozessor GAMBIT (**G**eometry **A**nd **M**esh **B**uilding **I**ntelligent **T**oolkit) erstellte Geometrie der gesamten Strahlschichtanlage dargestellt und Abb. 3.4b) zeigt das für die Simulationen verwendete Berechnungsgitter, welches aus ca. 20000 vier-eckigen Gitterelementen besteht. Die Netzunabhängigkeit der Berechnungen wurde durch Variation der Anzahl der Gitterelemente und Anwendung der Netxadaptionsfunktion sichergestellt. Dabei werden nach einigen Berechnungszeitschritten automatisch Gitterelemente hinzugefügt (oder entfernt), wenn es zu numerischen Instabilitäten gekommen ist (z.B. Druck- oder Geschwindigkeitsgradienten sind für die gegebene Gittergröße zu hoch - deshalb Netzverfeinerung). Ebenso wurde die Zeitschrittweite Δt_{sim} in den Simulationen so gewählt ($5 \cdot 10^{-4}$), dass die Anforderungen der Courantzahl (Courant u. a. (1967)) eingehalten werden. Diese ist durch folgende Gleichung definiert und stellt allgemein eine Konvergenzbedingung für die Lösung von partiellen Differentialgleichungen dar:

$$Cr = \frac{v_g \cdot \Delta t_{sim}}{\Delta x_{zelle}} \quad (3.55)$$

3 CFD-Kontinuum-Modellierung

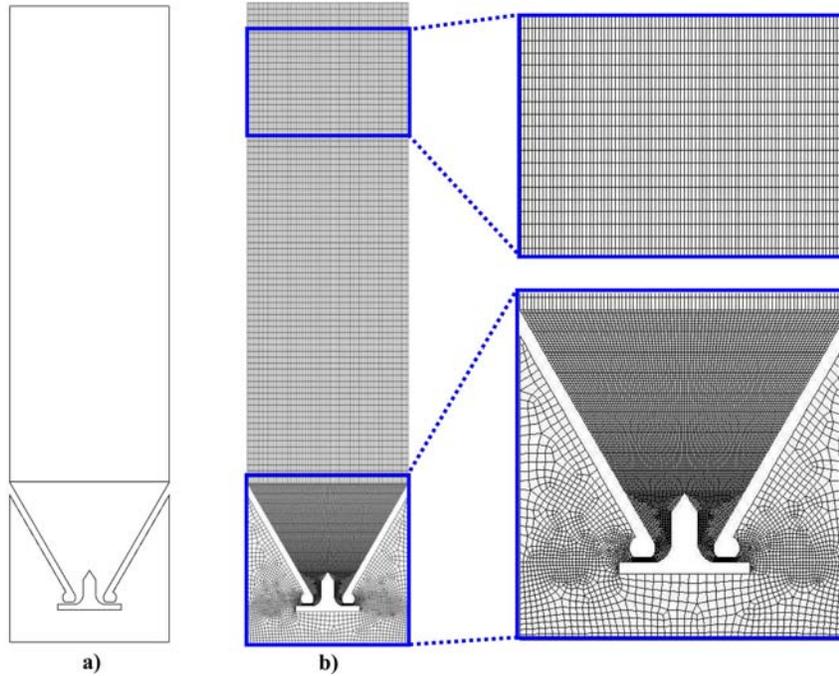


Abbildung 3.4: a) In GAMBIT erstellte Geometrie und b) Berechnungsgitter.

wobei v die Geschwindigkeit im betrachteten Element und Δx_{Zelle} die Gitterelementgröße repräsentiert. Diese lag gemäß Literaturangaben immer unterhalb des Wertes 2 (FLUENT).

In Abb. 3.5 sind die Anfangs- und Randbedingungen der Simulationen schematisch dargestellt. Das Fluidisationsgas tritt im unteren Bereich in die Strahlschicht ein (siehe 3.5a), wo ein Geschwindigkeitseintritt definiert wird (d.h. eine Gaseintrittsgeschwindigkeit wird hier vorgegeben) und verlässt diese an der oberen Kante, wo ein Druckauslass definiert wird (d.h. hier wird ein Druck vorgegeben). Diese Kombination von Randbedingungen führte zu den realistischsten Berechnungsergebnissen. Aufgrund turbulenter Rückströmungen am Gasein- und Gasausgang wird hier jeweils die turbulente Intensität I_T mit 5% und der hydraulische Durchmesser ($d_{hydr}=134\text{mm}$) angegeben. Bei Versuchsbeginn liegt das Schichtmaterial (große $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ -Partikel) mit maximaler Packungsdichte in der Prozesskammer. Wie aus Abb. 3.5b) und c) zu erkennen ist, stimmen die Ruhschichthöhen vom Experiment und der Simulation überein, womit sichergestellt ist, dass in beiden Fällen die gleiche Schichtmasse vorliegt. Weiterhin wurde durch geometrische Betrachtungen genau der Füllungsgrad bei der untersuchten Schichtmasse von 1.0kg ausgerechnet, der dann in FLUENT verwendet werden konnte. Die Gaseintrittsgeschwindigkeit bei der Randbedingung wurde auf 1.75m/s ($142\text{m}^3/\text{h}$) gesetzt, was gemäß den experimentellen Untersuchungen der Fluidisation im stabilen Arbeitsbereich entspricht. Die Partikel-Wand-Wechselwirkungen wurden durch die 'Standard-Wall-Treatment'-Funktion realisiert.

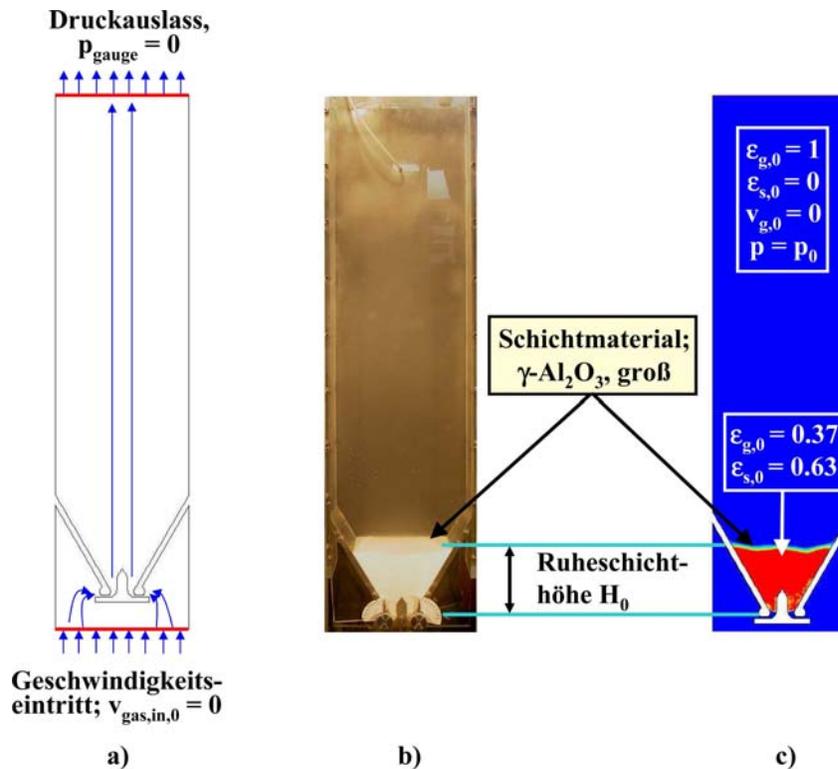


Abbildung 3.5: Rand- und Anfangsbedingungen. a) Kennzeichnung des Geschwindigkeitseintrittes und des Druckauslasses, b) Foto des Festbettes und c) Feststoffvolumenkonzentration vor Simulationsbeginn (Anfangsbedingungen).

3.1.3 Die numerischen Berechnungen

Die Gleichungen des Mehrphasen-Kontinuum-Modells wurden durch Anwendung der Finiten-Volumen-Methode in FLUENT gelöst. Dabei wird das Lösungsgebiet in eine endliche Anzahl von Kontrollvolumen diskretisiert. Die allgemeinen Transportgleichungen für Masse, Impuls, etc. werden in jedem Volumen unter Anwendung des ‘implicit segregated solver’ gelöst.

Die Druck-Geschwindigkeitskopplung wurde durch den SIMPLE-Algorithmus (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations) realisiert. Bei diesem Algorithmus wird zunächst das Geschwindigkeitsfeld durch Lösung der Impulserhaltungsgleichung approximiert. Der Druckgradient wird aus der Druckverteilung der letzten Iteration berechnet oder nimmt den Anfangswert an. Danach wird die Druckgleichung formuliert und gelöst, um die neue Druckverteilung zu erhalten. Die Geschwindigkeiten werden daraufhin korrigiert und die neuen Konvektionsströme werden berechnet. Weiterhin wurde die ‘First Order Upwind Method’ (Vorwärtsberechnungsmethode ersten Grades) verwendet, um die berechneten Werte in den Zellenmitten an die Zellenwände zu interpolieren. Konvergenz der Lösungen wurde bei einem Wert der Residuen von 10^{-3} angenommen.

3.2 Ergebnisse der Simulationen

In den folgenden Abschnitten werden die Ergebnisse der Mehrphasen-Simulationen präsentiert und mit Experimenten verglichen. Unter Punkt 3.2.1 wird zunächst auf die Simulationsergebnisse des Druckverlustes der Leeranlage eingegangen. Darauf folgend werden in Punkt 3.2.2 Ergebnisse unter Variation des Gas-Partikel-Widerstandsmodells gezeigt. Es soll zu Beginn herausgefunden werden, welches der unter Punkt 3.1.1 aufgeführten Widerstandsmodelle die realistischsten Ergebnisse erzielt. Ist ein solches Modell mit annehmbaren Abweichungen gefunden, wird unter Punkt 3.2.3 der Einfluss des Ansatzes der granularen Temperatur θ (algebraisch oder partiell-differentiell) untersucht. Anschließend wird die Anhängigkeit des Restitutionskoeffizienten e_{ss} (Punkt 3.2.4) auf die Ausbildung des Fluidisationsmusters untersucht.

Die simulierten, zeitabhängigen Verteilungen der dispersen Feststoffphase im Apparat werden in den Auswertungen mit Fotoserien vom Experiment verglichen. Weiterhin werden simulierte Druckschwankungen der Gasphase über der Schicht (einschließlich der Fourieranalyse) den gemessenen Druckspektren gegenübergestellt, um Vergleiche mit der realen Fluidodynamik anstellen zu können. Um noch genauere Vergleiche zwischen den Berechnungen und den Experimenten anstellen zu können, werden durch PIV-Messungen erhaltene Partikel-Geschwindigkeitsverteilungen in drei verschiedenen Apparatehöhen den berechneten Verteilungen gegenübergestellt.

An dieser Stelle sei vermerkt, dass nur allgemeine Vergleiche zwischen zwei-dimensionalen Simulationen und Experimenten in einer drei-dimensionalen Anlage angestellt werden können. Die Apparatetiefe der Versuchsanlage wurde jedoch so gering gewählt (Apparatetiefe 100mm), dass der Einfluss der dritten Dimension vernachlässigbar klein ist. Die experimentellen Beobachtungen bestätigen diese Aussage, so dass allgemeine Vergleiche mit Kenntnis über kleinere Unzulänglichkeiten gerechtfertigt sind.

3.2.1 Simulation des Druckverlustes der Leeranlage

Der Druckverlust der Leeranlage Δp_{leer} wurde in zwei Dimensionen mit dem Standard- $k-\epsilon$ -Turbulenzmodell und dem Reynolds-Spannungs-Turbulenzmodell bei verschiedenen Gasdurchsätzen simuliert. Der Winkel der Gasregelwalzen betrug 0° , was einer Gaseintrittsfläche von 562mm^2 entspricht. Die Simulationen wurden bis zum Erreichen einer stationären Lösung durchgeführt. Abb. 3.6 zeigt den Vergleich des berechneten Druckverlustes der Leeranlage mit den zwei unterschiedlichen Turbulenzmodellen. Die Fehlerstrahlen kennzeichnen eine Abweichung von $\pm 10\%$ von den Messwerten. Wie aus Abb. 3.6 zu erkennen ist, können die Messwerte sowohl mit dem Reynolds-Spannungsmodell, als auch mit dem Standard- $k-\epsilon$ -Turbulenzmodell mit Abweichungen unter $\pm 10\%$ wiedergegeben werden. Da beim Standard- $k-\epsilon$ -Turbulenzmodell nur zwei Transportgleichungen zusätzlich gelöst werden und der Berechnungsaufwand dadurch geringer ist als beim Reynolds-Spannungsmodell, bei dem fünf zusätzliche Transportgleichungen gelöst werden, kann auf Grundlage der hier gewonnenen Ergebnisse geschlossen werden, dass die Berechnung des Druckverlustes von prismatischen Strahlschichten mit horizontaler Gaszu-

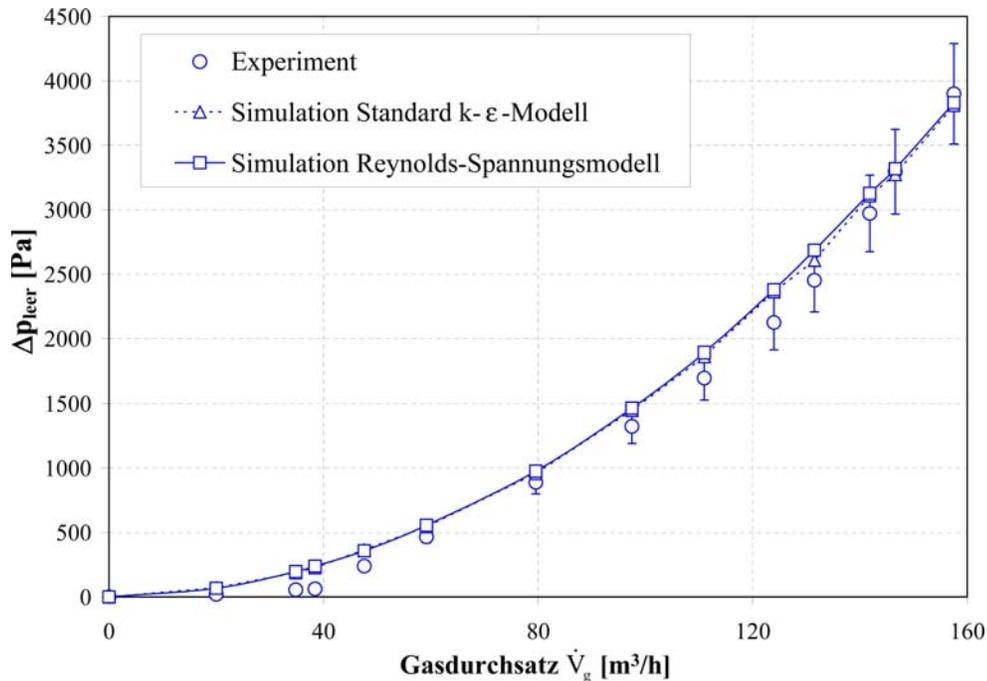


Abbildung 3.6: Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Werten des Druckverlustes Δp_{leer} der Leeranlage.

fuhr hinreichend genau durch Anwendung des einfachen Standard-k- ϵ -Turbulenzmodells möglich ist.

Daraufhin wurden diese Simulationen unter Anwendung des Standard-k- ϵ -Turbulenzmodell auch in der kompletten drei-dimensionalen Strahlschicht durchgeführt (Apparatetiefe 100mm), um zu klären, ob die experimentellen Werte mit einem höheren Berechnungsaufwand besser als im zwei-dimensionalen Fall angenähert werden können. Abb. 3.7 zeigt diesen Vergleich zwischen den zwei- und drei-dimensionalen Simulationen. Aus dieser Abbildung geht hervor, dass es so gut wie keine Unterschiede zwischen den zwei- und drei-dimensionalen Berechnungsergebnissen gibt. Es ist somit ausreichend, den Druckverlust solcher Strahlschichtbauarten durch zwei-dimensionale Berechnungen zu simulieren. Weiterhin ist diese Erkenntnis für die Scale-Up Prozedur von Vorteil, da der Druckverlust der Anlage bei Vergrößerung der Apparatetiefe gleich bleibt. Durch CFD-Simulationen ist es also möglich, die Druckverlustcharakteristik von prismatischen Strahlschichten mit horizontaler Gaszufuhr mit Abweichungen innerhalb von +/- 10% vorzuberechnen.

3.2.2 Variation des Gas-Partikel-Widerstandsmodells

Die Wahl eines geeigneten Gas-Partikel-Widerstandsmodells ist neben der Rheologie der dispersen Phase von größter Bedeutung für die Simulation eines realistischen Fluidisati-

3 CFD-Kontinuum-Modellierung

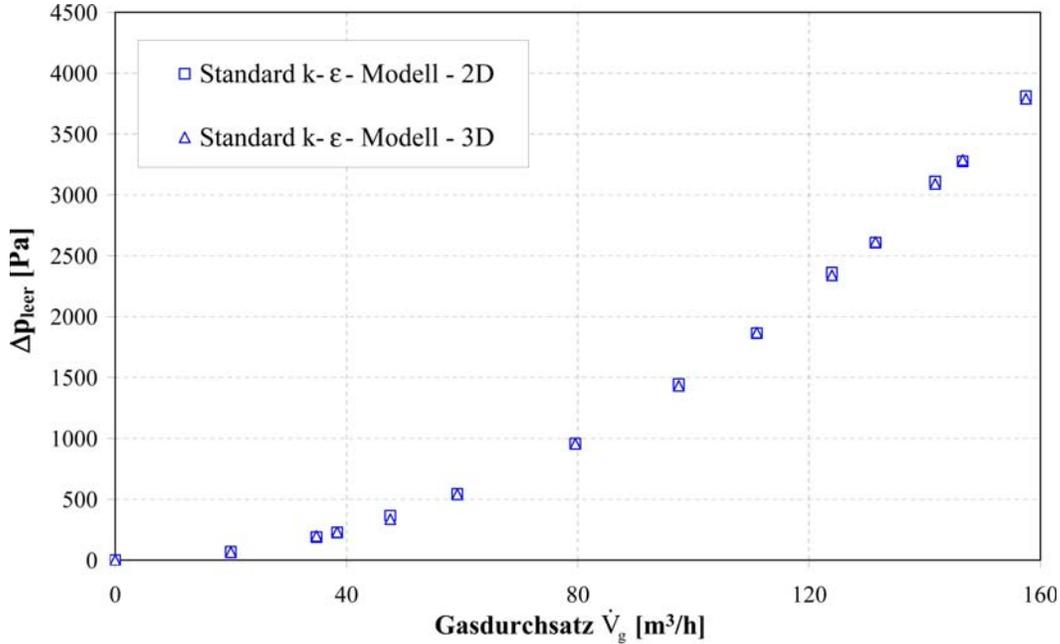


Abbildung 3.7: Vergleich zwischen zwei- und drei-dimensionalen Simulationsergebnissen des Druckverlustes Δp_{leer} der Leeranlage.

onsmuster in Strahlschichten, da die Fluidisation durch die Kraftwirkung des Gases auf die Partikeln in der Strahlzone bewirkt wird (Du u. a. (2005, 2006b), Link u. a. (2005)).

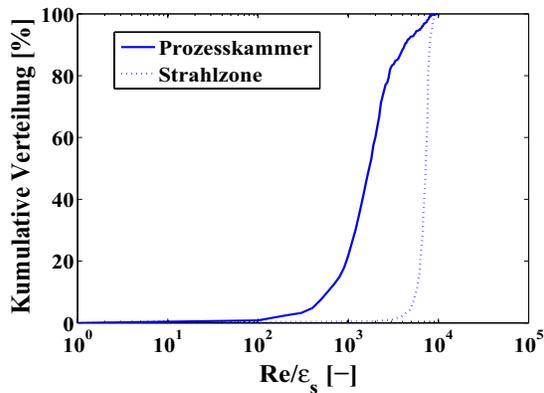


Abbildung 3.8: Kumulative Verteilung der Reynoldszahl Re .

nun einen Eindruck zu bekommen, in welcher Größenordnung die Reynoldszahlen in der untersuchten Strahlschicht liegen, wurden diese bei der Simulation mit dem Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodell für eine Sekunde Berechnungszeit aufgenommen. Abb. 3.8 zeigt die kumulative Verteilung der Reynoldszahl in der Prozesskammer und speziell in der Strahlzone. Es ist zu erkennen, dass die Spanne von Reynoldszahlen in der

Folgend werden die Simulationsergebnisse mit den sieben unter Punkt 3.1.1 vorgestellten Widerstandsmodellen und den Gas- und Partikeleigenschaften in Tab. 3.1 präsentiert. Der Restitutionskoeffizient wurde in diesen ersten Berechnungen konstant bei 0.75 gehalten und der Partial-Differentialansatz für die granulare Temperatur θ wurde angewandt. Der Gasdurchsatz blieb ebenfalls konstant bei 142m³/h. Die Unterschiede zwischen den Gas-Partikel-Widerstandsmodellen in Abhängigkeit von der Reynoldszahl wurden bereits in Abb. 3.1 und 3.2 gezeigt. Um

3.2 Ergebnisse der Simulationen

Strahlzone zwischen 1000 und 10000 liegt. Weiterhin geht aus dieser Abbildung hervor, dass über 80% der Reynoldszahlen über den Wert von 1000 liegen. Diese Erkenntnisse können nun gemeinsam mit den Darstellungen in Abb. 3.1 und 3.2 genutzt werden, um den Einfluss der verschiedenen Gas-Partikel-Widerstandsmodelle auf das berechnete Fluidisationsmuster zu untersuchen.

In den folgenden Abbildungen werden die simulierten Verteilungen ϵ_s der dispersen Feststoffphase im Apparat mit Bilderserien vom Experiment verglichen. Abb. 3.9a) zeigt die Bilderserie vom Experiment und in den Abbildungen 3.9b) bis 3.10h) sind die Bilderserien der Simulationen der Feststoffkonzentration unter Verwendung der verschiedenen Gas-Partikel-Widerstandsmodelle dargestellt.

Der reale Fluidisationsprozess kann durch die Bilderserie in Abb. 3.9a) gut nachvollzogen werden. Die Partikel werden im unteren Bereich der Prozesskammer in die Strahlzone eingesaugt und vom Fluidisationsgas in vertikale Richtung entgegen des Erdschwerefeldes beschleunigt. In der Fontänenzone separieren sich diese dann in Richtung der Apparatewände und gleiten auf den Apparateschrägen in der Rücklaufzone aufgrund der Erdanziehungskraft zurück in den unteren Bereich der Prozesskammer. Dort werden sie erneut vom Gasstrahl erfasst und nach oben beschleunigt. Somit wird in dieser Strahlschicht eine definiert zirkulierende Partikelbewegung erreicht. Ebenfalls kann aus Abb. 3.9a) erkannt werden, dass der Gasstrahl das Schichtmaterial nicht geradlinig durchströmt, sondern aufgrund von Gasphasenturbulenzen und nicht-idealen Partikelkollisionen nach rechts und links abgelenkt wird. Diese Ablenkung ist eine negative Charakteristik der untersuchten Strahlschicht (leichte Instabilität der Fluidisation) und wird unter anderem durch die geometrische Gestaltung der Mittelkontur hervorgerufen. Veränderungen an dieser könnten diese Probleme beheben. Dazu wurde unter Punkt 2.5 bereits genauer eingegangen.

Weiterhin kommt es zum Aufsteigen von Gasblasen, die an der Schichtoberfläche zerplatzen und die unter Punkt 2.4.2 ausführlich untersuchten Druckschwankungen der Gasphase verursachen. Simultan zu den Auswertungen der simulierten Verteilungen der Feststoffkonzentration werden die berechneten Druckschwankungen und die an diesen Spektren durchgeführten Fourier-Analysen verglichen. Abb. 3.11a) zeigt die beim Gasdurchsatz von $142\text{m}^3/\text{h}$ gemessenen Druckpulsationen (oberer Diagrammteil) sowie die Fourier-Analysen (unterer Diagrammteil). Die Abbildungen 3.11b) bis 3.12h) zeigen die simulierten Druckschwankungen und die an diesen Druckspektren durchgeführten Fourier-Analysen.

Am Verlauf der gemessenen Druckschwankungen (Abb. 3.11a) oben) ist zu erkennen, dass sehr einheitliche Druckimpulse mit gleichen Amplituden detektiert werden. In der Fourier-Analyse (Abb. 3.11a) unten) schlägt sich dies in einem sauberen Peak nieder, dessen Position auf der Abszisse die Hauptfrequenz der aufsteigenden Gasblasen widerspiegelt (ca. 6-7Hz). Das bedeutet, dass 6-7 Gasblasen innerhalb einer Sekunde regelmäßig und mit gleicher Intensität an der Schichtoberfläche zerplatzen.

Abb. 3.9b) zeigt die Simulation des Feststoffvolumenanteils ϵ_s mit dem Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodell. Die Strahlzone mit einer geringen Feststoffkonzentration ($0.15 < \epsilon_s < 0.3$), die Fontänenzone mit einer höheren Partikelkonzentration ($0.3 < \epsilon_s < 0.4$), sowie die Rücklaufzonen mit Feststoffvolumenkonzentrationen nahe und

3 CFD-Kontinuum-Modellierung

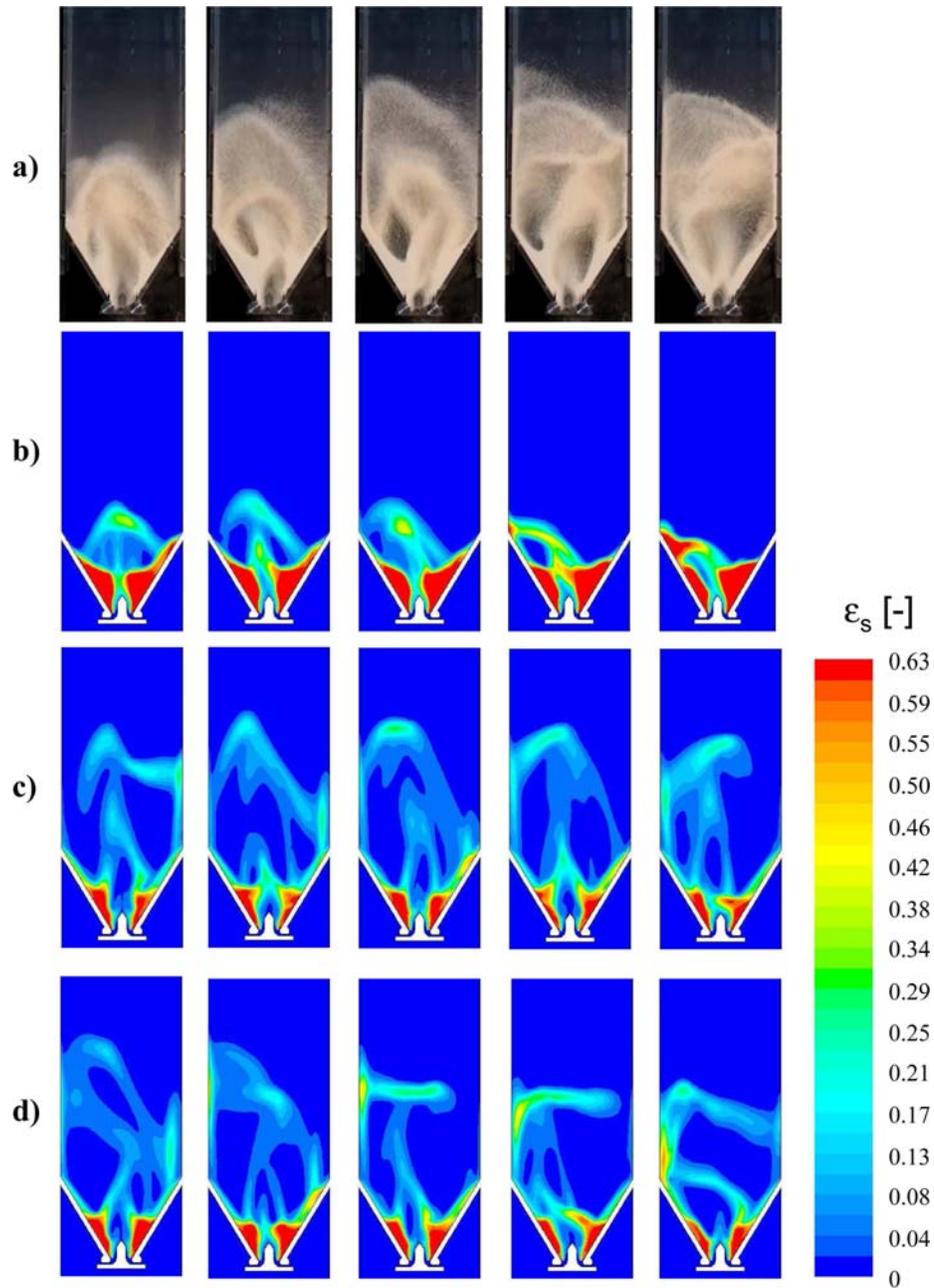


Abbildung 3.9: Simulierte Konzentration ϵ_s der dispersen Feststoffphase (Zeit zwischen den Einzelbildern 0.1 Sekunden, Gasdurchsatz $\dot{V}_g=142\text{m}^3/\text{h}$, $e_{ss}=0.75$, Partial-Differentialansatz für θ). a) Experiment, b) Schiller und Naumann (1935), c) Wen und Yu (1966), d) Gidaspow u. a. (1992).

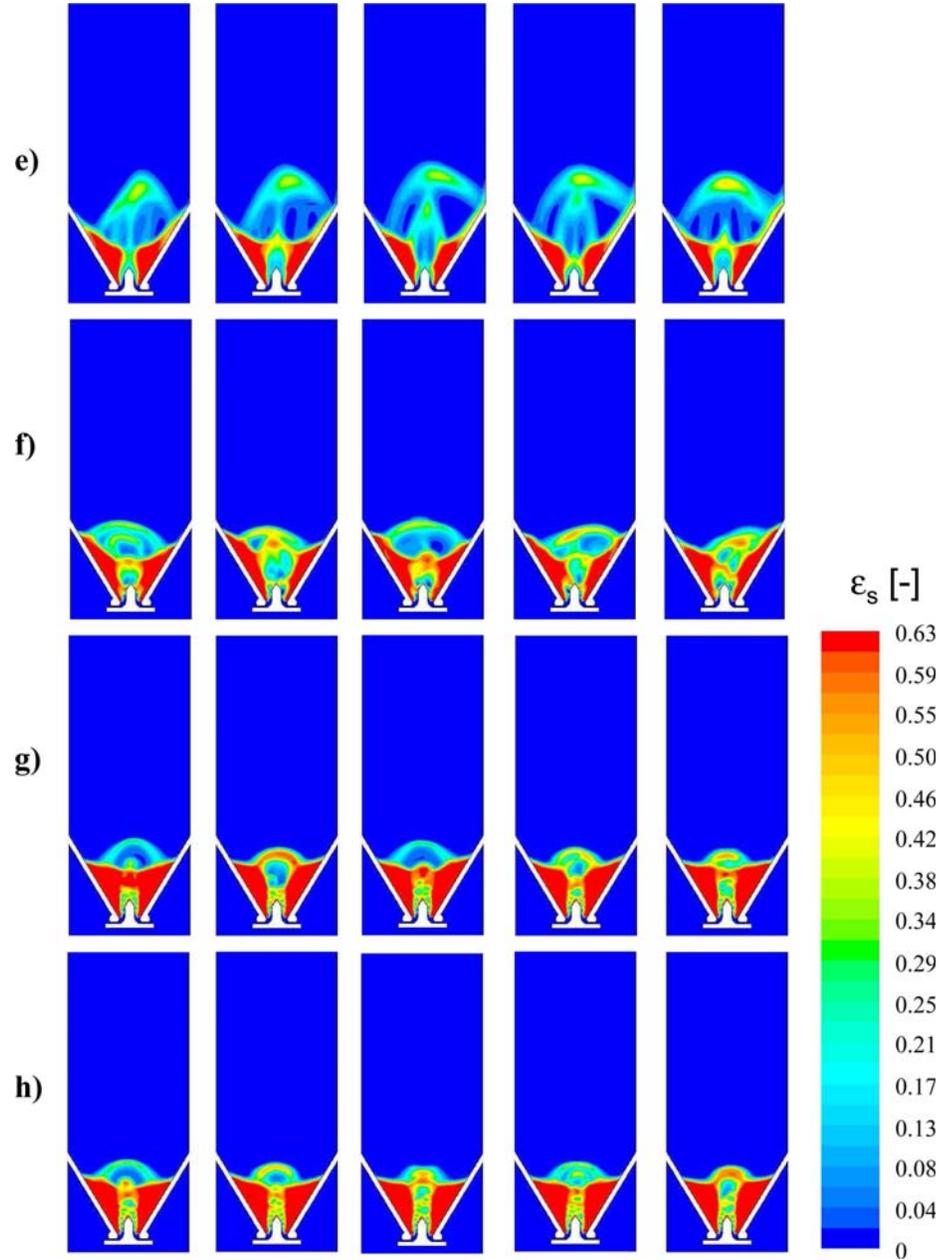


Abbildung 3.10: Fortsetzung Abb. 3.9. e) Clift u. a. (1978), f) Koch und Hill (2001), g) van der Hoef u. a. (2005) und h) Beetstra u. a. (2007)

gleich der maximalen Packungsdichte ($0.55 < \epsilon_s < 0.63$) können einwandfrei erkannt werden. Ebenso werden die Ablenkungen des Gasstrahls nach rechts und links aufgrund von nicht-idealen Partikelzusammenstößen ($e_{ss} = 0.75$) und Gasphasenturbulenzen gut wiedergegeben. Im Vergleich zum Experiment ist die Anhäufung von Partikeln in der Rücklaufzone

3 CFD-Kontinuum-Modellierung

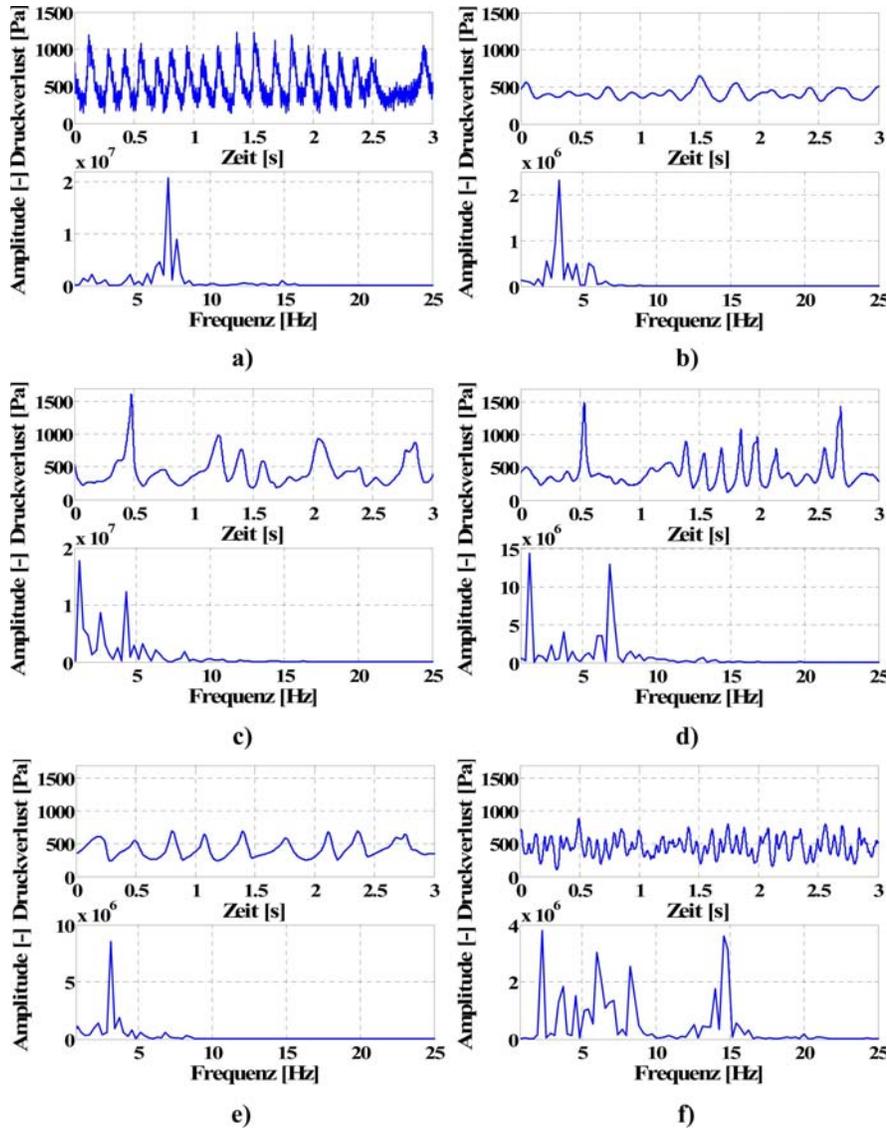


Abbildung 3.11: Druckschwankungen der Gasphase (oben) und Fourier-Analysen an den Spektren (unten); (Gasdurchsatz $\dot{V}_g=142\text{m}^3/\text{h}$, $e_{ss}=0.75$, Partial-Differentialansatz für θ). a) Experiment, b) Schiller und Naumann (1935), c) Wen und Yu (1966), d) Gidaspow u. a. (1992), e) Clift u. a. (1978), f) Koch und Hill (2001).

stärker ausgeprägt und die Schichtexpansion wird zu niedrig berechnet. Gründe dafür können in den Abb. 3.1 und 3.2 gefunden werden. Einerseits werden im Vergleich zu anderen Widerstandsmodellen sehr geringe Werte des Gas-Partikel-Impulsaustauschkoeffizienten K_{gs} in Abhängigkeit von der Reynoldszahl berechnet und andererseits wird für Reynoldszahlen größer als 1000 beim Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodell ein kon-

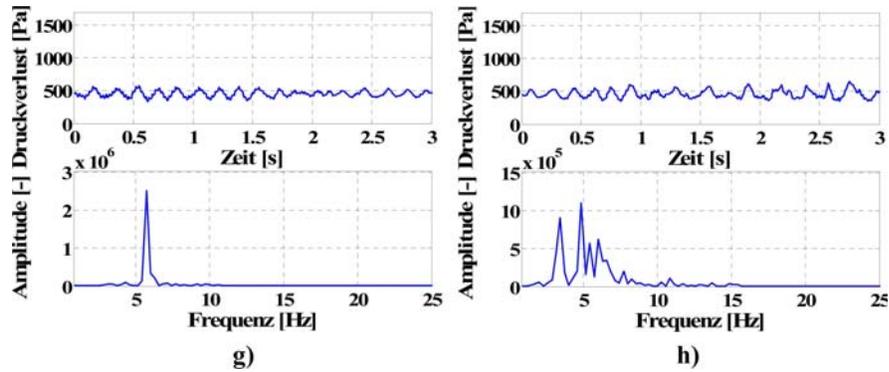


Abbildung 3.12: Fortsetzung Abb. 3.11. g) van der Hoef u. a. (2005) und h) Beetstra u. a. (2007).

stanter Wert des Widerstandskoeffizienten C_D verwendet (0.44), was nicht ganz mit der Standard-Widerstandskurve von Lapple und Shepard (1940) übereinstimmt. Dazu ist in Abb. 3.13 der Bereich von $10^3 < Re < 10^7$ vergrößert. Deutliche Abweichungen von der er-

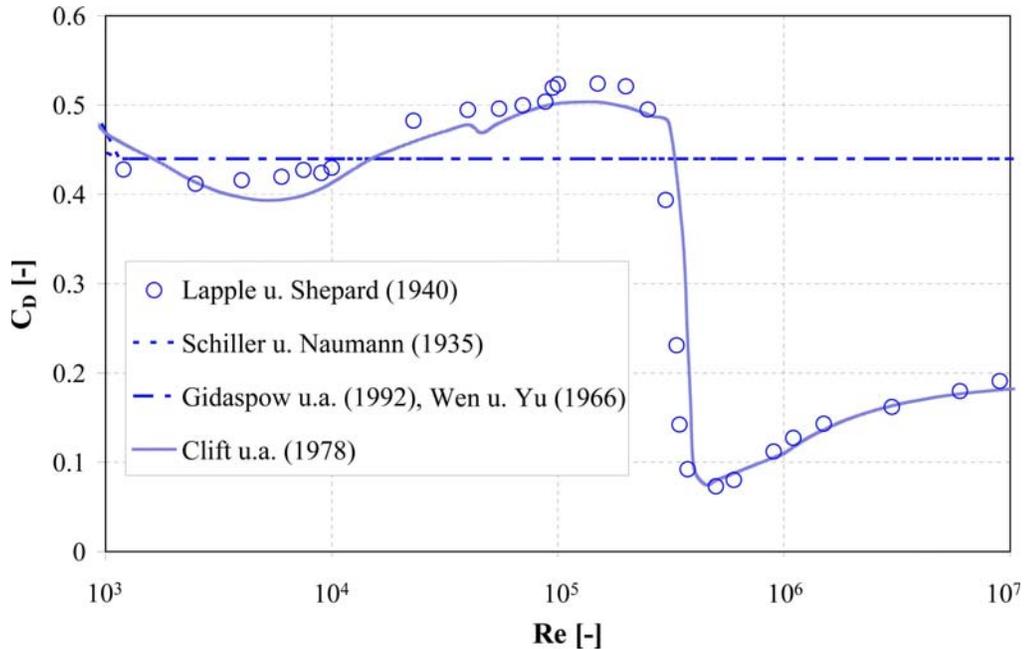


Abbildung 3.13: Widerstandskoeffizient C_D im Bereich $10^3 < Re < 10^7$.

wähnten Standard-Widerstandskurve sind erkennbar. Weiterhin geht aus Abb. 3.11b) hervor, dass bei Verwendung des Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodells relativ gleichmäßige Druckschwankungen simuliert werden, was sich in der Fourier-Analyse in einem Peak mit einer klar erkennbaren Hauptfrequenz von 3-4Hz niederschlägt. Im Vergleich

3 CFD-Kontinuum-Modellierung

zum Experiment (ca. 6-7Hz) liegt diese bei einem geringeren Wert. Ebenfalls ist die Amplitude des Peaks in der Fourier-Analyse der Berechnung niedriger (ca. $2 \cdot 10^6$) als die vom Experiment (ca. $2 \cdot 10^7$). Der Grund dafür ist die zu gering berechnete Schichtexpansion, wodurch kleinere Gasblasen simuliert werden, die mit geringerer Intensität an der Schichtoberfläche zerplatzen. An dieser Stelle kann geschlussfolgert werden, dass das Fluidisationsmuster der Strahlschicht mit dem Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodell qualitativ gut wiedergegeben wird, jedoch deutliche quantitative Abweichungen im Vergleich zum Experiment zu erkennen sind.

In Abb. 3.9c) ist die Bilderserie der Simulation der Feststoffkonzentration ϵ_s mit dem Wen und Yu (1966)-Widerstandsmodell dargestellt. Die Strahl-, Fontänen- und Rücklaufzone sind auch bei Verwendung dieses Widerstandsmodells erkennbar. Im Gegensatz zum Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodell wird die maximale Partikelsteigehöhe in der Strahlzone höher berechnet, womit die Schichtexpansion in etwa mit der experimentellen Schichtexpansion übereinstimmt. Der Grund dafür liegt in den höher berechneten Werten des Gas-Partikel-Impulsaustauschkoeffizienten K_{gs} (siehe Abb. 3.2), wodurch die Ansammlung von Partikeln in der Rücklaufzone geringer ist. Werden jedoch die gemessenen und simulierten Druckschwankungen der Gasphase, die die Dynamik des Fluidisationsprozesses widerspiegeln, miteinander verglichen (siehe Abb. 3.11a) und 3.11c), so sind deutliche Unterschiede zu erkennen. Das berechnete Druckspektrum weist unregelmäßige Fluktuationen unterschiedlicher Stärke auf, wodurch in der Fourier-Analyse kein dominierender Peak wie im Experiment erkennbar ist. Mit dem Wen und Yu (1966)-Widerstandsmodell wird die Schichtexpansion gut reflektiert, jedoch werden die Druckschwankungen der Gasphase und damit die Fluidodynamik des Strahlschichtprozesses unrealistisch wiedergegeben. Eine Ursache dafür kann wiederum in der Annahme eines konstanten Widerstandskoeffizienten C_D für Reynoldszahlen größer als 1000 sein. Möglicherweise wird ein realistischeres Fluidisationsregime bei Anwendung des Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodells erzielt, da bei diesem eine nahezu perfekte Übereinstimmung mit der Standard-Widerstandskurve von Lapple und Shepherd (1940) gegeben ist (siehe Abb. 3.1).

Zunächst werden jedoch die Ergebnisse der Simulation mit dem Gidaspow u. a. (1992)-Widerstandsmodell präsentiert. Abb. 3.9d) zeigt den zeitlichen Verlauf des Feststoffvolumenanteils ϵ_s bei Verwendung dieses Gas-Partikel-Widerstandsmodells. Im Vergleich zum Experiment wird die Schichtexpansion etwas zu hoch berechnet und das Fluidisationsmuster zeigt wenig Ähnlichkeit mit der realen Struktur. Auch die simulierten Druckschwankungen der Gasphase (siehe Abb. 3.11d)) reflektieren nicht den gemessenen Verlauf. Sehr unperiodische und teilweise zu intensive Druckpulsationen werden simuliert, womit geschlussfolgert werden kann, dass die Fluidodynamik bei Anwendung des Gidaspow u. a. (1992)-Widerstandsmodells unrealistisch wiedergegeben wird. Der Grund für die schlechte Übereinstimmung mit dem Experiment ist höchstwahrscheinlich der Sprung zwischen zwei verschiedenen Widerstandsmodellen bei $\epsilon_s=0.2$. Kürzlich wurde durch Lattice-Boltzmann-Simulationen herausgefunden, dass die Beschreibung des Gas-Partikel-Impulsaustauschkoeffizienten K_{gs} in Regionen mittlerer Partikelkonzentration beim Gidaspow u. a. (1992)-Widerstandsmodell mangelhaft ist. In der Strahlzone gibt es Regionen

3.2 Ergebnisse der Simulationen

solch mittlerer Feststoffvolumenkonzentrationen von $0.2 < \epsilon_s < 0.3$, wo zur Berechnung des Gas-Partikel-Impulsaustauschkoeffizienten K_{gs} teilweise die Ergungleichung angewandt wird. Bei dieser nimmt der Impulsaustauschkoeffizient K_{gs} sehr hohe Werte an, was zur Überbewertung der Schichtexpansion führt. Ein weiterer Grund der unrealistischen Wiedergabe des Fluidisationsmusters ist auch hier die Annahme eines konstanten Wertes des Widerstandskoeffizienten C_D für Reynoldszahlen über 1000.

Wie oben schon erwähnt, wird beim Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodell eine nahezu ideale Übereinstimmung mit der Standard-Widerstandskurve von Lapple und Shepherd (1940) erzielt (Abb. 3.1). Die Werte des Impulsaustauschkoeffizienten K_{gs} in Abhängigkeit von der Reynoldszahl sind mit denen des Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodells vergleichbar. Es kann hier somit geklärt werden, wie wichtig eine gute Anpassung des Widerstandskoeffizienten C_D an die Standard-Widerstandskurve zur Berechnung realistischer Strömungsstrukturen in der untersuchten Strahlschicht ist. Abb. 3.10e) zeigt die Bilderserie der Simulation mit dem Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodell. Es ist zu erkennen, dass die Schichtexpansion im Vergleich zum Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodell höher berechnet wird. Im Vergleich zum Experiment wird diese nun nur noch geringfügig unterrepräsentiert. Weiterhin kann bei der Simulation mit dem Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodell das periodische Öffnen und Schließen des ‘Schichtmaterialdaches’ deutlich erkannt werden, das zur Bildung der Druckschwankungen der Gasphase führt. Auch die Ablenkung des Gasstrahls nach rechts und links aufgrund von nicht-idealen Partikelkollisionen und Gasphasenturbulenzen wird durch die Simulation wiedergegeben. Unterschiede sind beim Vergleich der gemessenen (3.11a) und simulierten (3.11e) Druckpulsationen der Gasphase und Fourieranalysen an diesen Spektren erkennbar. Ein ziemlich periodisches Druckspektrum wird berechnet, was sich in einem klaren und sauberen Peak in der Fourier-Analyse widerspiegelt. Jedoch sind die Amplituden aufgrund der etwas zu gering berechneten Schichtexpansion niedriger als im Experiment. Auch die Hauptfrequenz der platzenden Gasblasen an der Schichtoberfläche liegt dadurch bei der Simulation bei einem geringeren Wert (ca. 3-4Hz) als beim Experiment (ca. 6-7Hz). An dieser Stelle kann geschlussfolgert werden, dass das Fluidisationsmuster bei Anwendung des Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodells qualitativ gut wiedergegeben wird, jedoch immer noch kleinere Unterschiede in der Fluidodynamik im Vergleich zur Realität existieren.

Wie weiter oben bereits erwähnt, wurden in jüngster Zeit Korrelationen für die Gas-Partikel-Wechselwirkungen durch die direkt-numerischen Lattice-Boltzmann-Simulationen hergeleitet. Die Anwendung des Koch und Hill (2001)-Widerstandsmodells, welches auf Grundlage dieser Lattice-Boltzmann-Simulationen aufgestellt wurde, verbesserte die Simulationsergebnisse von Link (2006), der die Fluidodynamik eines Strahlschichtgranulators mit einem diskreten Partikelmodell simulierte. Auch in der Arbeit von Bokkers u. a. (2005), der sich mit dem blasenbildenden Verhalten einer konventionellen Wirbelschicht mit einem diskreten Partikelmodell bei Minimalfluidisationsgeschwindigkeit beschäftigt hat, konnten bessere Übereinstimmungen mit dem Experiment bei Anwendung des van der Hoef u. a. (2005)-Widerstandsmodells erzielt werden. Beetstra u. a. (2007) führten noch umfangreichere Untersuchungen zu den Gas-Partikel-Wechselwirkungen mit

3 CFD-Kontinuum-Modellierung

Lattice-Boltzmann-Simulationen durch und leiteten ein Widerstandsgesetz her, das für einen größeren Bereich von Reynoldszahlen als das Koch und Hill (2001)- und das van der Hoef u. a. (2005)-Widerstandsmodell gültig ist. Somit besitzt das Beetstra u. a. (2007)-Widerstandsmodell wahrscheinlich das größte Potenzial, den Fluidisationsprozess am realistischsten wiederzugeben. Die drei genannten Widerstandsmodelle wurden durch die ‘User Defined Functions‘ in FLUENT programmiert.

Abb. 3.10f) zeigt die Bilderserie der mit dem Koch und Hill (2001)-Widerstandsmodell simulierten Verteilung der dispersen Feststoffphase ϵ_s . Es ist zu erkennen, dass trotz hoher Impulsaustauschkoeffizienten (siehe Abb. 3.2) die Schichtexpansion viel zu gering berechnet wird. Auch die simulierten Druckschwankungen der Gasphase (Abb. 3.11f) sind weder einheitlich noch periodisch und die Frequenz der Hauptschwingungen weicht erheblich von den experimentellen Werten ab. Ein Grund für die zu gering berechnete Schichtexpansion ist einerseits, dass das Koch und Hill (2001)-Widerstandsmodell für eine statische Partikelanordnung für Reynoldszahlen nur bis 10^2 hergeleitet wurde und die Reynoldszahlen in der untersuchten Strahlschicht deutlich höher sind (siehe Abb. 3.8). Andererseits könnte das verwendete und sehr einfache Reibungsviskositätsmodell von Schaeffer (1987) in Kombination mit dem Koch und Hill (2001)-Widerstandsmodell eine weitere Ursache für die Abweichungen der Berechnungsergebnisse von den Experimenten sein. Bei der Modellierung von dichten Gas-Feststoff-Wirbelschichten mit einem drei-dimensionalen diskreten Partikelmodell fanden Goldschmidt u. a. (2004) eine bessere Übereinstimmung der Simulationsergebnisse mit den Messungen bei Anwendung des Koch und Hill (2001)-Widerstandsmodells in Kombination mit dem Reibungsviskositätsmodell von Laux (1998). Goldschmidt u. a. (2004) resümieren, dass die Wahl eines geeigneten Gas-Partikel-Widerstandsmodells allein für die Modellierung realistischer Strömungsstrukturen nicht ausreichend ist. Der Einfluss anderer Faktoren, wie z.B. die Rheologie der dispersen Phase, sollten ebenfalls in Betracht gezogen werden. Unter Punkt 3.2.4 wird deshalb eine Studie unter Variation des Restitutionskoeffizienten präsentiert.

Das van der Hoef u. a. (2005)-Widerstandsmodell berechnet Impulsaustauschkoeffizienten K_{gs} zwischen Koch und Hill (2001) und Schiller und Naumann (1935). Es wurde vor Simulationsbeginn erwartet, dass ein realistisches Fluidisationsmuster berechnet wird. Die Bilderserie der Simulation des Feststoffvolumenanteils ϵ_s in Abb. 3.10g) macht jedoch deutlich, dass auch dieses Widerstandsmodell nicht in der Lage ist, ein realistisches Strömungsmuster wiederzugeben. Die Schichtexpansion wird erneut erheblich unterrepräsentiert. Die Druckschwankungen der Gasphase sind jedoch sehr einheitlich und periodisch, was auf das regelmäßige Zerplatzen von gleichgroßen Gasblasen an der Schichtoberfläche hindeutet (siehe Abb. 3.12g). Auch die Frequenz der Hauptschwingungen (ca. 6Hz) stimmt ungefähr mit der des Experimentes überein. Jedoch sind die berechneten Amplituden der Gasschwingungen viel geringer und der Peak in der Fourier-Analyse (ca. $3 \cdot 10^6$) ist im Vergleich zum Experiment (ca. $2 \cdot 10^7$) um eine Größenordnung kleiner. Das bedeutet, dass viel kleinere Gasblasen als im Experiment simuliert werden, womit geschlussfolgert werden kann, dass die Fluidodynamik unbefriedigend mit dem van der Hoef u. a. (2005)-Widerstandsmodell wiedergegeben wird. Die Ursache dafür könnte im Ursprung dieses Widerstandsmodells liegen. Es wurde für eine

statische Partikelanordnung unter stationären Bedingungen und niedrigen Reynoldszahlen aufgestellt. Jedoch liegen die Reynoldszahlen in der untersuchten Strahlschicht in größeren Dimensionen (bis 10^4) und die Strömungsbedingungen sind stark instationär. Dies führt zu der unrealistischen Berechnung der Gas-Partikel-Strömungsstruktur.

Innerhalb der Gruppe der durch Lattice-Boltzmann-Simulationen hergeleiteten Widerstandsmodellen wurden die realistischsten Ergebnisse bei Anwendung des Beetstra u. a. (2007)-Modells erwartet, da dieses für einen breiteren Bereich von Reynoldszahlen als das van der Hoef u. a. (2005)-Modell Gültigkeit besitzt. Bei Betrachtung der Simulation des Feststoffvolumenanteils ϵ_s (siehe Abb. 3.10h) mit dem Beetstra u. a. (2007)-Widerstandsmodell sind jedoch wiederum große Unterschiede im Vergleich zum Experiment erkennbar. Die berechnete Strömungsstruktur ist der vom van der Hoef u. a. (2005)-Modell sehr ähnlich, da die Unterschiede zwischen den Impuls-Austauschkoeffizienten K_{gs} (Abb. 3.2) nicht sehr groß sind. Die Schichtexpansion wird stark unterrepräsentiert und die berechneten Druckschwankungen und die Ergebnisse der Fourier-Transformation (siehe Abb. 3.12h) stimmen nicht mit den experimentellen Werten überein. Ein Grund für die schlechten Übereinstimmungen ist möglicherweise auch hier der begrenzte Gültigkeitsbereich bis Reynoldszahlen von 10^3 . Wie weiter oben gezeigt, liegen die Reynoldszahlen jedoch bei Werten bis 10^4 .

Durch die Untersuchungen des Einflusses des Gas-Partikel-Widerstandsmodells auf die Fluidodynamik der Strahlschicht kann zusammengefasst werden, dass die besten Übereinstimmungen mit dem Experiment bei Anwendung des Clift u. a. (1978)-Modells erzielt wurden. Die Schichtexpansion wird nur leicht unterrepräsentiert und es werden, in Übereinstimmung mit dem Experiment, sehr periodische Druckschwankungen der Gasphase berechnet. Qualitativ gute Ergebnisse wurden auch mit dem Schiller und Naumann (1935)-Modell erzielt, wobei die Schichtexpansion jedoch extrem zu niedrig berechnet wurde. Auch die Anwendung des in der chemischen Verfahrenstechnik ‘populären‘ Widerstandsmodells von Gidaspow u. a. (1992) oder der neuartigen, durch Lattice-Boltzmann aufgestellten Widerstandsmodelle von Koch und Hill (2001), van der Hoef u. a. (2005) und Beetstra u. a. (2007), erzielten keine besseren Übereinstimmungen mit dem Experiment. Wie weiter oben bereits erwähnt wurde, ist die Suche nach einem geeigneten Gas-Partikel-Widerstandsmodell allein nicht ausreichend, um realistischere Simulationsergebnisse zu erhalten (Goldschmidt u. a. (2004)). Andere Einflüsse wie z.B. das Reibungsviskositätsmodell, Langzeit-Partikelkontakte oder Partikelrotation, die im Kontinuummodell unterrepräsentiert oder sogar vernachlässigt werden, sollten eher als Ursachen für nicht zufrieden stellende Simulationsergebnisse in Betracht gezogen werden.

3.2.3 Variation des Ansatzes für die granulare Temperatur Θ

Alle Simulationen unter Abschnitt 3.2.2 wurden mit dem kompletten Partial-Differentialansatz für die granulare Temperatur θ durchgeführt. Aufgrund der damit verbundenen komplexen Lösungsprozeduren, war die Rechenzeit für eine Sekunde Simulation viel höher als bei Anwendung des einfachen algebraischen Ansatzes. Abb. 3.14 zeigt den prozentualen Mehraufwand für eine Sekunde Simulation bei verschiedenen Gas-Partikel-

3 CFD-Kontinuum-Modellierung

Widerstandsmodellen und dem Partial-Differentialansatz für die granulare Temperatur θ .

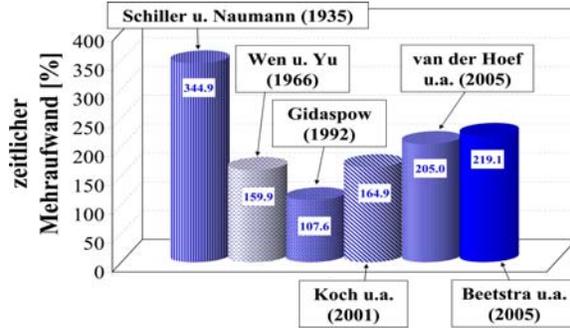


Abbildung 3.14: Prozentualer Mehraufwand für eine Sekunde Simulation.

Es ist zu erkennen, dass erheblich mehr Rechenzeit und damit mehr Prozessorleistung beim Partial-Differentialansatz benötigt wird. Im Schnitt wird die doppelte Zeit für eine Sekunde Simulation benötigt und es sollte aufgrund dessen vor allem für industrielle Anwendungen herausgefunden werden, welchen Einfluss der Ansatz der granularen Temperatur auf das Fluidisationsmuster in Strahlschichten hat, und ob der zeitliche Mehraufwand in Kauf genommen werden muss, oder ob der Zeit- und

Rechenleistung sparende algebraische Ansatz ausreichend ist.

Gemäß van Wachem u. a. (1998) ist die Anwendung des algebraischen Ansatzes der granularen Temperatur nur für hochkonzentrierte Partikelströmungen mit niedrigen Partikelgeschwindigkeiten zulässig. Jedoch sind in Strahlschichten Regionen sehr geringer (Strahlzone), als auch mittlerer (Fontänenzone) Partikelkonzentration zu finden. Gomez u. a. (2006) resümieren nach CFD-Kontinuum-Simulationen einer zirkulierenden Wirbelschicht, in der die Strömungsstrukturen (pneumatischer Transport) vergleichbar mit denen in der Strahlzone sind, dass die Lösung des kompletten Partial-Differentialansatzes für die granulare Temperatur trotz enorm höherer Rechneranforderungen absolut erforderlich ist, um realistische Strömungsstrukturen zu modellieren. Ebenfalls benutzen Gomez u. a. (2006) einen algebraischen Ansatz für die gleichen Simulationen und erhalten kohärente Ergebnisse. Unter diesem Punkt wird eine Studie unter Variation des Ansatzes der granularen Temperatur präsentiert, um deren Einfluss auf die simulierte Strömungsstruktur zu untersuchen.

In Abb. 3.15 sind Bilderserien der Simulationen der Volumenkonzentration der dispersen Feststoffphase ϵ_s mit den Gas-Partikel-Widerstandsmodellen von Schiller und Naumann (1935), Koch und Hill (2001) und Clift u. a. (1978) unter Verwendung des algebraischen Ansatzes der granularen Temperatur θ gezeigt. Weiterhin sind in Abb. 3.16 die simulierten Druckschwankungen sowie die an diesen Druckspektren durchgeführten Fourier-Analysen dargestellt.

Abb. 3.15a) zeigt die Bilderserie der Simulation mit dem Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodell und dem algebraischen Ansatz für die granulare Temperatur θ . Im Vergleich zu den Ergebnissen mit dem Partial-Differentialansatz (siehe Abb. 3.9b) sind die Übergänge zwischen Regionen hoher und niedriger Partikelkonzentrationen viel schärfer, was nicht mit den experimentellen Beobachtungen übereinstimmt, wo die Übergänge eher fließend sind. Daraus wird die Erkenntnis gewonnen, dass der konvektive und diffusive Transport granulärer Energie, der beim algebraischen Ansatz vernachlässigt wird, eine wichtige Rolle für die Modellierung einer realistischen Strömungsstruktur spielt. Die Schichtexpansion stimmt in etwa mit der beim Partial-Differentialansatz überein, jedoch

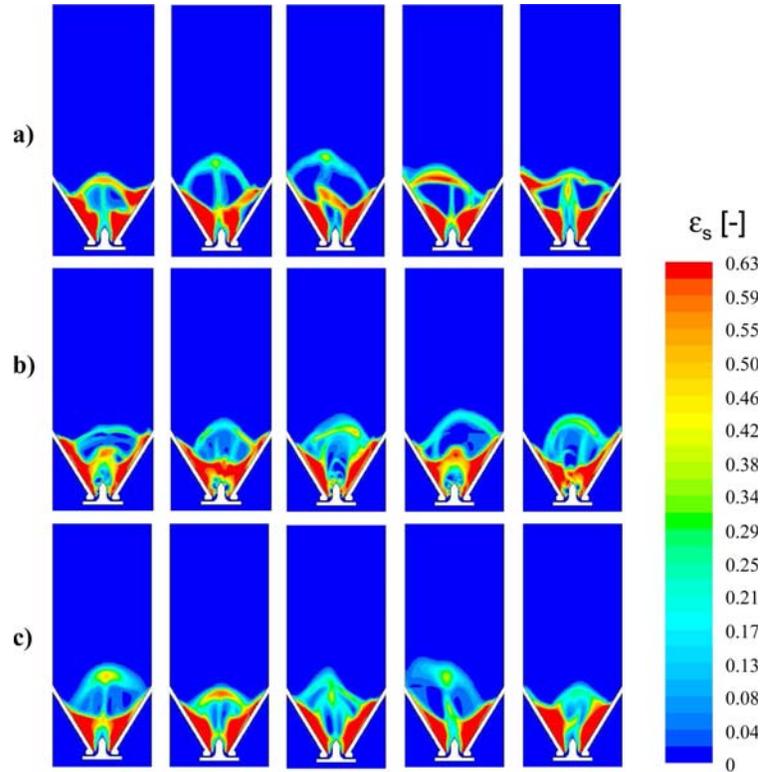


Abbildung 3.15: Simulierte Konzentration ϵ_s der dispersen Feststoffphase unter Verwendung des algebraischen Ansatzes für θ (Zeit zwischen den Einzelbildern 0.1 Sekunden, Gasdurchsatz $\dot{V}_g=142\text{m}^3/\text{h}$, $e_{ss}=0.75$). a) Schiller und Naumann (1935), b) Koch und Hill (2001), Clift u. a. (1978).

können bei Analyse der Druckschwankungen der Gasphase zwischen beiden Ansätzen Unterschiede festgestellt werden. Beide Druckspektren sind ziemlich periodisch, jedoch werden beim algebraischen Ansatz mehr Druckimpulse innerhalb einer Sekunde berechnet, so dass der Peak in der Fourier-Analyse sich zu einem höheren Wert verschiebt (3-4Hz in Abb. 3.11a und ca. 5Hz in Abb. 3.16a). Die Fluidodynamik ändert sich demzufolge nicht erheblich bei Verwendung des algebraischen Ansatzes für die granulare Temperatur θ und des Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodells.

Diese Erkenntnisse werden bestätigt, wenn die Ergebnisse der Simulationen mit dem Koch und Hill (2001)- und dem Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodell (Abb. 3.15b und 3.15c) unter Anwendung des algebraischen Ansatzes für die granulare Temperatur ausgewertet werden. Im Vergleich zum Partial-Differentialansatz (Abb. 3.10f und 3.10e) sind die Übergänge beim algebraischen Ansatz wiederum zwischen partikel-freien Zonen und partikel-beladenen Zonen sehr scharf, wodurch ein verändertes Strömungsbild entsteht. Auch anhand der Druckschwankungen der Gasphase kann besonders beim Clift u. a. (1978)-Modell (Abb. 3.16c) eine vom Partial-Differentialansatz abweichende Fluiddyna-

3 CFD-Kontinuum-Modellierung

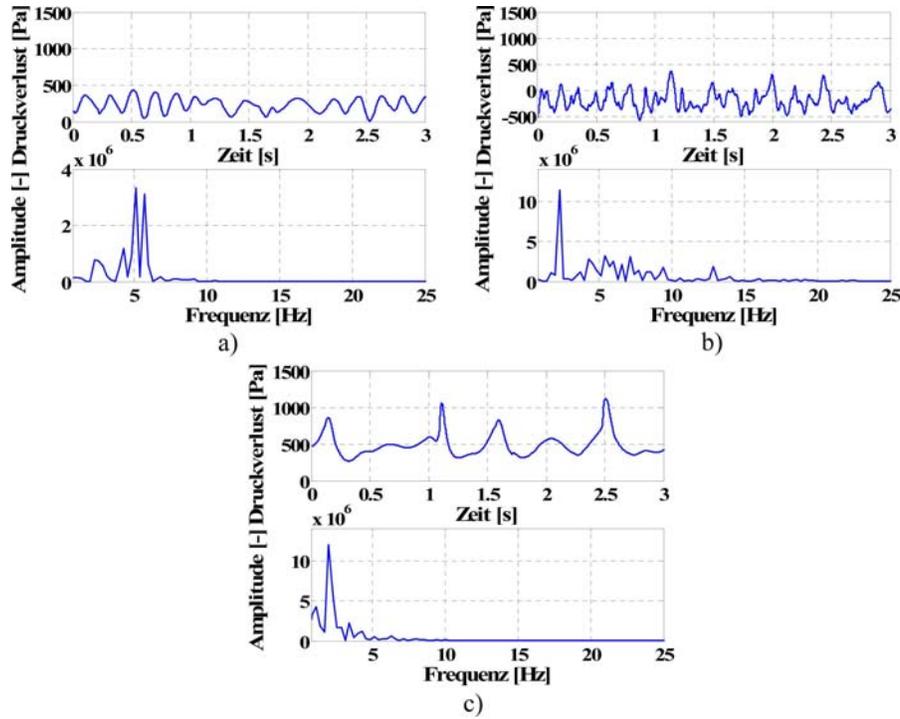


Abbildung 3.16: Druckschwankungen der Gasphase (oben) und Fourieranalyse an den Spektren (unten) unter Verwendung des algebraischen Ansatzes für θ (Gasdurchsatz $\dot{V}_g=142\text{m}^3/\text{h}$, $e_{ss}=0.75$). a) Schiller und Naumann (1935), b) Koch und Hill (2001) und c) Clift u. a. (1978).

mik festgestellt werden. Bei Anwendung des algebraischen Ansatzes werden sehr unrealistische und sehr vereinzelt auftretende Druckpulsationen berechnet, was nicht mit den experimentellen Erkenntnissen übereinstimmt (siehe Abb. 3.11a). Die Hauptfrequenz dieser Impulse liegt nur noch bei ca. 2Hz im Gegensatz zu 3-4Hz beim Partial-Differentialansatz.

Es kann zusammengefasst werden, dass es für die Berechnung realistischer Strömungsstrukturen in Strahlschichten notwendig ist, den kompletten Partial-Differentialansatz für die granulare Temperatur anzuwenden. In solch hohturbulenten Gas-Partikelströmungen kommt es zu komplexen Mehrfach-Partikelkollisionen, wodurch die Partikelgeschwindigkeiten extremen Schwankungen unterliegen. Wie bereits erwähnt wurde, ist die granulare Temperatur θ proportional der in den numerischen Berechnungen definierten Schwankungsgeschwindigkeit der Partikel ($\theta=1/3(\vec{C}_s \cdot \vec{C}_s)$). Aus den hier gewonnen Erkenntnissen geht hervor, dass ein algebraischer Ansatz unter Vernachlässigung von konvektiven und diffusiven Transport dieser ‘Partikelschwankungsenergie‘ zu unrealistischen Resultaten in der untersuchten Strahlschicht führt. Nur bei Anwendung der kompletten Erhaltungsgleichung der granularen Temperatur θ werden die komplexen Partikelwechselwirkungen untereinander und mit der Gasphase korrekt wiedergegeben.

3.2.4 Variation des Restitutionskoeffizienten e_{ss}

In der Literatur können viele Publikationen gefunden werden, die sich mit dem Einfluss des Restitutionskoeffizienten e_{ss} auf die Strömungsstruktur in Wirbel- und Strahlschichten (Goldschmidt u. a. (2001), Du u. a. (2006a)) beschäftigen. Beide genannten Forschergruppen kommen nach intensiven simulativen und experimentellen Untersuchungen zum Ergebnis, dass eine korrekte Beschreibung der nicht-idealen Partikelkollisionen von großer Bedeutung ist, um realistische Fluidisationsmuster zu simulieren. Im Folgenden wird eine Studie unter Variation des Restitutionskoeffizienten e_{ss} am Beispiel des Schiller und Numan (1935)-Widerstandsmodells präsentiert. Dabei wird dieser die Werte 0.6, 0.7, 0.8 und 0.9 annehmen. Der Partial-Differentialansatz für die granulare Temperatur θ wird verwendet und der Gasdurchsatz \dot{V}_g beträgt wiederum $142\text{m}^3/\text{h}$.

Abb. 3.17 zeigt die Bilderserie der Simulationen mit unterschiedlichen Restitutionskoeffizienten und in Abb. 3.18 sind die entsprechenden berechneten Druckschwankungen der Gasphase und die an diesen Spektren durchgeführten Fourier-Analysen dargestellt.

Aus beiden Abbildungen geht hervor, dass unterschiedliche Strömungsstrukturen und Druckschwankungen der Gasphase in Abhängigkeit des Restitutionskoeffizienten e_{ss} simuliert werden. Die Ursache dafür ist die Abhängigkeit der Eigenschaften der ‘pseudo-fluiden‘ Feststoffphase vom Restitutionskoeffizienten (z.B. Druck in der dispersen Feststoffphase p_s (Gl. 3.32), granulare Kernviskosität λ_s (Gl. 3.37), Scherspannungen der Feststoffphase μ_s (Gl. 3.33 bis 3.36)). Die Berechnung mit dem hohen Restitutionskoeffizienten von 0.9 (siehe Abb. 3.17a) zeigt, dass der Gasstrahl nicht nach rechts und links abgelenkt wird, sondern das Schichtmaterial geradlinig von unten nach oben durchströmt. Der Grund dafür ist ein geringerer Impulsverlust bei hohen Werten des Restitutionskoeffizienten in Regionen niedriger und mittlerer Partikelkonzentration (Strahl- und Fontänenzone), da es hier überwiegend zu komplexen Mehrfach-Partikelkollisionen kommt. Aufgrund des geringen Impulsverlustes werden die Partikel geradlinig nach oben beschleunigt. Im Gegensatz dazu bedeutet ein hoher Restitutionskoeffizient in Regionen hoher Partikelkonzentration (Rücklaufzone), in denen der Einfluss der Partikelkollisionen auf die Gesamtbewegung des Partikelkollektivs vernachlässigbar ist, einen größeren Impulsverlust durch die Vergrößerung der Turbulenz in der Feststoffphase, die wiederum durch eine höher berechnete granulare Temperatur θ verursacht wird. Aufgrund des hohen Impulsverlustes werden in diesen Regionen geringere Partikelgeschwindigkeiten und geringere Partikelporositätswerte berechnet. Dies hat zur Folge, dass sich eine scharfe Grenze zwischen Gebieten geringer Partikelkonzentration (Strahlzone) und hoher Partikelkonzentration (Rücklaufzone) ausbildet, die aufgrund der Impulsunterschiede sehr stabil bestehen bleibt. Aufgrund dessen kommt es auch nicht zur Ablenkung des Gasstrahls nach rechts und links, was jedoch nicht mit den experimentellen Erkenntnissen übereinstimmt. Ebenfalls kommt es nicht zur Bildung von Gasblasen, was durch Abb. 3.18 deutlich wird. Es werden nahezu keine Druckschwankungen simuliert, wodurch in der Fourier-Analyse auch kein Peak zu erkennen ist. Es kann an dieser Stelle geschlossen werden, dass die Berechnungen mit dem hohen Restitutionskoeffizienten von 0.9 zu einer sehr stabilen, jedoch unrealistischen Modellierung der Fluidodynamik des Fluidisationsprozesses in der untersuchten Strahlschicht

3 CFD-Kontinuum-Modellierung

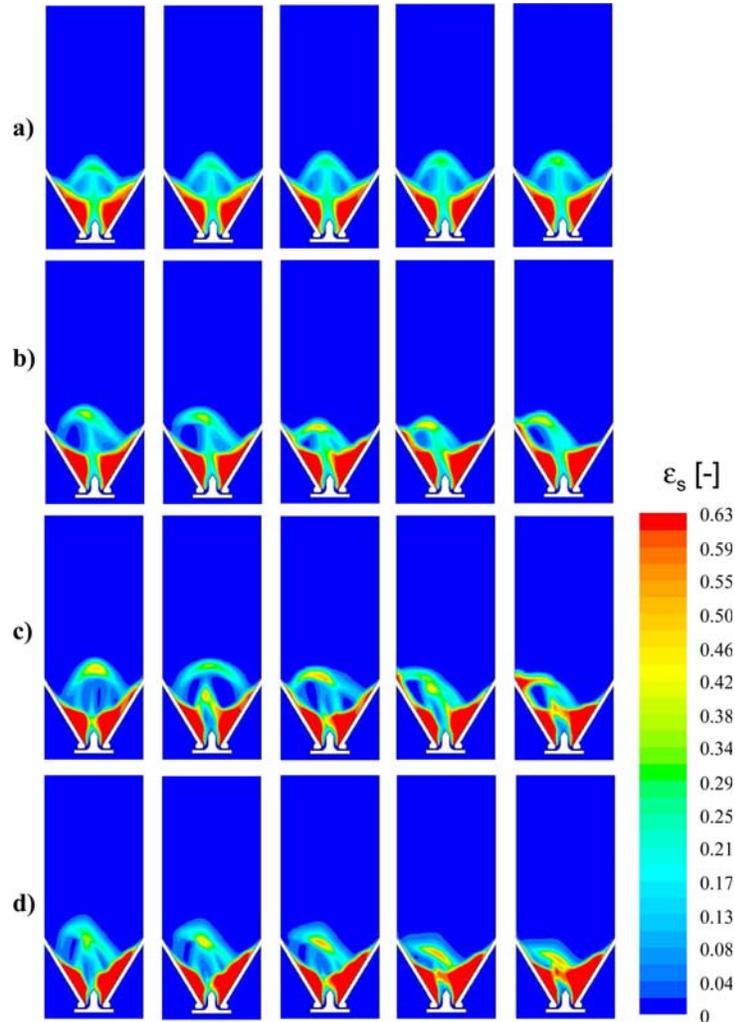


Abbildung 3.17: Simulierte Konzentration ϵ_s der dispersen Feststoffphase unter Variation des Restitutionskoeffizienten e_{ss} (Zeit zwischen den Einzelbildern 0.1 Sekunden, Gasdurchsatz $\dot{V}_g=142\text{m}^3/\text{h}$, Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodell). a) $e_{ss}=0.9$, b) $e_{ss}=0.8$, c) $e_{ss}=0.7$ und d) $e_{ss}=0.6$.

führen.

Bei Verringerung des Restitutionskoeffizienten (siehe Abb. 3.17b bis d) geht die Stabilität des Fluidisationsprozesses verloren und der Gasstrahl wird aufgrund von nicht-idealen Partikelkollisionen nach rechts und links abgelenkt. Durch die verstärkte Formierung von Partikelkollektiven kommt es nun auch zur Bildung von Gasblasen, die an der Schichtoberfläche zerplatzen. Die besten Übereinstimmungen mit dem Experiment werden unter Verwendung des Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodells bei einem Restitutionskoeffizienten e_{ss} von 0.7 erzielt (siehe Abb. 3.17c und 3.18d). Sehr periodische

3.2 Ergebnisse der Simulationen

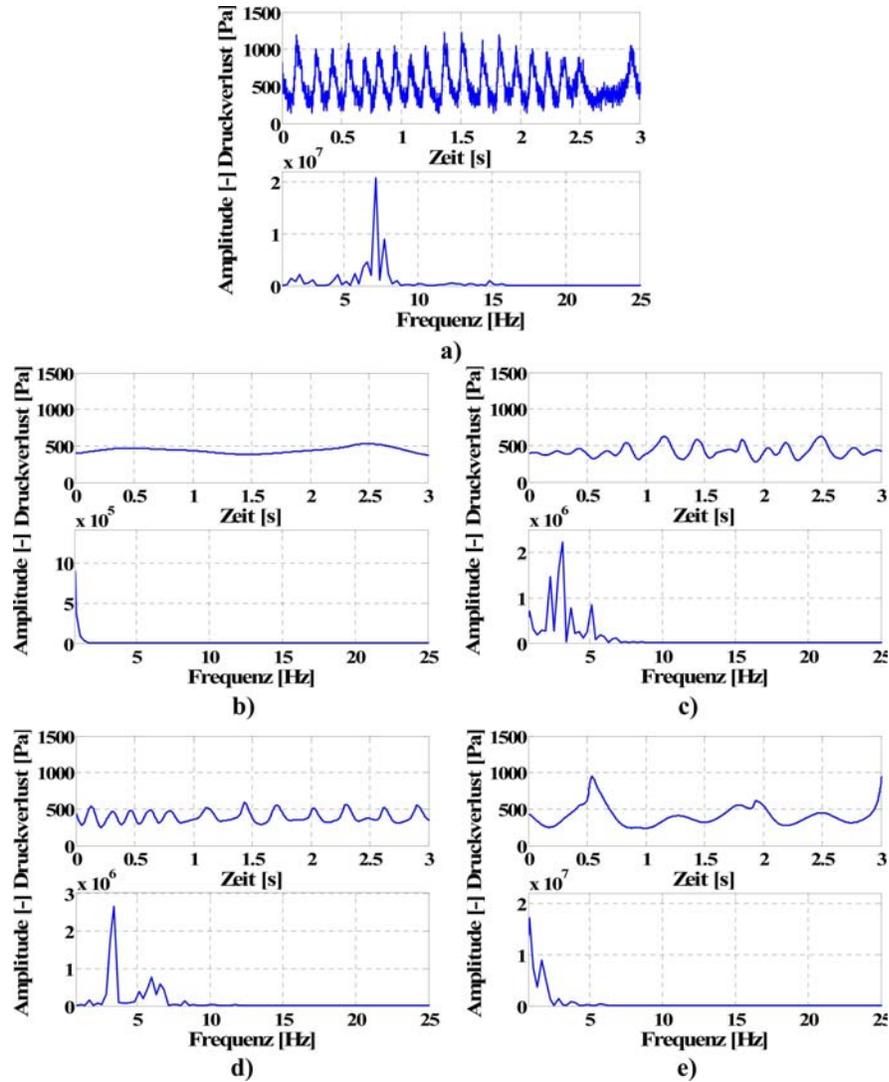


Abbildung 3.18: Druckschwankungen der Gasphase (oben) und Fourier-Analyse an den Spektren (unten) unter Variation des Restitutionskoeffizienten e_{ss} (Gasdurchsatz $\dot{V}_g=142\text{m}^3/\text{h}$, Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodell). a) Experiment, b) $e_{ss}=0.9$, c) $e_{ss}=0.8$, d) $e_{ss}=0.7$ und e) $e_{ss}=0.6$.

Druckschwankungen werden in Übereinstimmung mit dem Experiment berechnet und die Ablenkung des Gasstrahls wird ebenfalls gut wiedergegeben. Bei einem Restitutionskoeffizienten e_{ss} von 0.8 wird die Energiedissipation bei den Partikelkollisionen zu gering und bei einem Restitutionskoeffizienten e_{ss} von 0.6 zu hoch berechnet. Die Strömungsstrukturen und Druckschwankungen der Gasphase spiegeln die experimentellen Erkenntnisse dann nicht wieder. Etwas bessere Übereinstimmungen mit dem Experiment unter Anwendung des Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodells wurden bereits unter Punkt

3 CFD-Kontinuum-Modellierung

3.2.2 mit einem Restitutionskoeffizienten e_{ss} von 0.75 erzielt. Dieser Wert stellt einen sehr realistischen Wert für das verwendete Versuchsmaterial (keramische γ - Al_2O_3 -Partikel) dar, was durch umfangreiche experimentelle Untersuchungen von Antonyuk u. a. (2008) herausgefunden wurde.

An dieser Stelle kann resümiert werden, dass der Restitutionskoeffizient e_{ss} und damit die rheologischen Eigenschaften der dispersen Feststoffphase einen großen Einfluss auf die Strömungsstruktur in Strahlschichten haben. In der hier durchgeführten Studie hat sich gezeigt, dass die Verwendung eines realistischen Restitutionskoeffizienten auch zu den realistischsten Simulationsergebnissen geführt hat. Es wird hier angemerkt, dass jeweils ein konstanter Wert des Restitutionskoeffizienten angenommen wurde. In Realität und besonders bei industriellen Anwendungen (Granulation, Coating, etc.), wo sich die Feuchtigkeit der Partikel örtlich und zeitlich ändert, ist es von großem Interesse, diesen als Funktion der Partikelfeuchtigkeit darzustellen. Experimentelle Untersuchungen laufen bereits in der Forschergruppe um Prof. Heinrich von der Technischen Universität Hamburg-Harburg. Die Modellierung solcher Mehrphasenströmungen mit diskreten und Kontinuum-Modellen unter Berücksichtigung der Feuchteabhängigkeit des Restitutionskoeffizienten wird bei zukünftigen Aufgaben eine große Herausforderung darstellen.

3.2.5 Vergleich mit PIV-Messungen

Um die Simulationsergebnisse noch besser mit dem Experiment vergleichen zu können, werden folgend die berechneten Partikelgeschwindigkeitsverteilungen in drei verschiedenen Apparatehöhen mit Resultaten von PIV-Messungen verglichen. Da die besten Übereinstimmungen bezüglich der Fluidodynamik mit dem Schiller und Naumann (1935)- und Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodell erzielt wurden, werden diese neben dem Gidaspow u. a. (1992)-Widerstandsmodell in der folgenden Studie verwendet. Der komplette Partial-Differentialansatz der granularen Temperatur θ wird verwendet, der Gasdurchsatz beträgt wie gehabt $142\text{m}^3/\text{h}$ und der Restitutionskoeffizient e_{ss} nimmt den Wert von 0.75 an. In Abb. 3.19 ist dargestellt, in welchen Höhen über der Grundplatte die Partikelgeschwindigkeitsverteilungen gezeigt werden. In den Abbildungen 3.20 bis 3.22 sind nun die zeitlich gemittelten Partikelgeschwindigkeitsverteilungen in den Apparatehöhen $H_1=0.07\text{m}$, $H_2=0.133\text{m}$ und $H_3=0.195\text{m}$ dargestellt.

In der Höhe $H_1=0.07\text{m}$ wird mit dem Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodell eine nahezu ideale Übereinstimmung des gemessenen und simulierten Geschwindigkeitsprofils der dispersen Feststoffphase erzielt (Abb. 3.20c). Dagegen wird die maximale Vertikalgeschwindigkeit in der Strahlzone (z-Komponente in Abb. 3.20b) bei Verwendung des Gidaspow u. a. (1992)-Widerstandsmodells zu hoch berechnet. Weiterhin wird auch die Breite der Geschwindigkeitsverteilung mit diesem Modell zu groß berechnet. Beim Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodell wird im Vergleich zum Experiment in der Höhe H_1 eine um ca. 1/3 geringere maximale Vertikalgeschwindigkeit berechnet ($v_{s,z,max}=0.8\text{ m/s}$ gegenüber $v_{s,z,max}=1.2\text{ m/s}$ in Abb. 3.20a), was bereits auf eine geringere Schichtexpansion hindeutet. In einer Höhe von 0.133m über der Grundplatte (H_2 in Abb. 3.21) wird die maximale Vertikalgeschwindigkeit in der Strahlzone von allen drei Widerstandsmod-

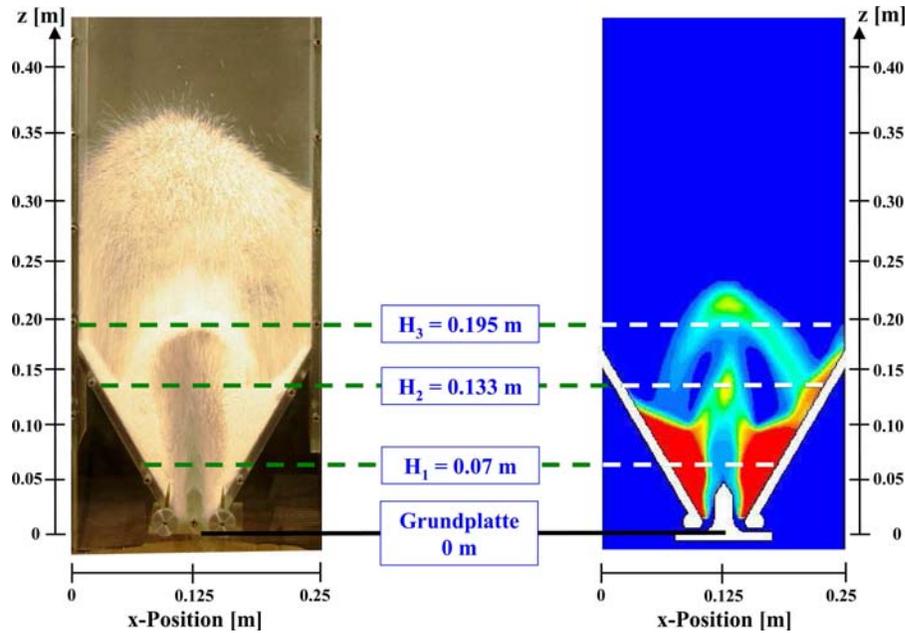


Abbildung 3.19: Apparatehöhen für die Darstellung der Partikelgeschwindigkeitsverteilungen.

dellen zu gering berechnet. Die Abweichungen in der Geschwindigkeitsverteilung mit dem Clift u. a. (1978)-Modell (Abb. 3.21c) sind im Vergleich zur experimentellen Verteilung gering und auch die Form beider Verteilungskurven sind sehr ähnlich. Die Abweichungen der Vertikalkomponente der zeitlich gemittelten Partikelgeschwindigkeiten sind in der Höhe $H_3=0.195\text{m}$ (Abb. 3.22c) im Vergleich zum Experiment nun größer. Sehr geringe aufwärts gerichtete Partikelgeschwindigkeiten in der Strahlzone und abwärts gerichtete Partikelgeschwindigkeiten in der Nähe der Apparatewände sind charakteristisch für die Fontänenzone. Im Experiment sind diese Geschwindigkeitskomponenten stärker ausgeprägt, wobei die Formen der simulierten und gemessenen Verteilungen sehr ähnlich sind. Diese exakten Untersuchungen der Partikelgeschwindigkeitsverteilung in der Strahlschicht bei Verwendung des Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodells bestätigen die Erkenntnisse aus den vorangegangenen Abschnitten. Mit diesem Widerstandsmodell können sehr gute qualitative Übereinstimmungen mit dem Experiment erzielt werden. Kleinere Unterschiede bezüglich der zu geringen Schichtexpansion aufgrund der zu niedrig berechneten Partikelgeschwindigkeiten bestehen jedoch und stellen zurzeit wohl die Grenzen des verwendeten Kontinuum-Modells dar.

Die Partikelgeschwindigkeitsverteilungen bei Verwendung des Schiller und Naumann (1935)- und Gidaspow u. a. (1992)-Widerstandsmodells in den Apparatehöhen $H_2=0.133\text{m}$ und $H_3=0.195\text{m}$ (Abb. 3.20a,b und 3.22a,b) reflektieren nicht den experimentellen Verlauf. Beim Gidaspow u. a. (1992)-Widerstandsmodell werden in beiden Höhen zu hohe Werte der Partikelgeschwindigkeit in horizontaler x-Richtung berechnet, was bedeutet, dass die

3 CFD-Kontinuum-Modellierung

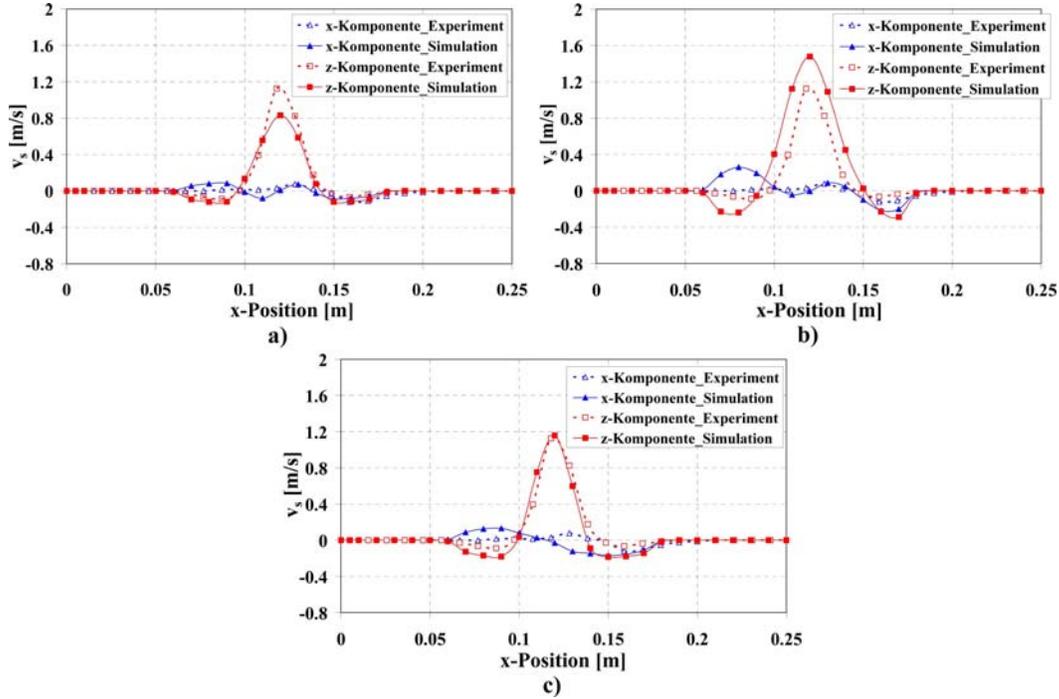


Abbildung 3.20: Zeitlich gemittelte Partikelgeschwindigkeitsverteilungen in der Apparatehöhe $H_1=0.07\text{m}$. a) Schiller und Naumann (1935), b) Gidaspow u. a. (1992) und c) Clift u. a. (1978).

Dynamik der Ablenkung des Gasstrahls nach rechts und links zu energisch geschieht und nicht mit der realen Fluidodynamik der untersuchten Strahlschicht übereinstimmt. Ebenfalls wird die horizontale Ausdehnung der Strahlzone zu groß berechnet. Beim Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodell wird in einer Apparatehöhe von 0.133m fast keine Partikel-Aufwärtsbewegung simuliert ($v_{s,z,max} \approx 0.2\text{m/s}$), wobei die ausgeprägten Zonen negativer Partikelgeschwindigkeit in der Nähe der Apparatewand auf die Existenz der Fontänenzone schließen lässt. Im Experiment ist jedoch noch eine deutliche Aufwärtsbewegung erkennbar ($v_{s,z,max} \approx 1.6\text{m/s}$). Daraus resultiert die viel zu gering berechnete Schichtexpansion. Auch die Form der Geschwindigkeitsverteilungen in beiden Apparatehöhen entspricht nicht den Messergebnissen, womit geschlussfolgert wird, dass die Fluidodynamik unzufrieden stellend mit dem Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodell modelliert wird.

Als letztes unter diesem Punkt wird das zeitlich-gemittelte Geschwindigkeits-Vektorfeld der PIV-Messungen (Abb. 3.23) dem simulierten Feld bei Anwendung des Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodells (Abb. 3.24) beim Gasdurchsatz von $142\text{m}^3/\text{h}$ gegenübergestellt.

Damit die Vektoren in Abb. 3.24 besser erkannt werden können, sind Vergrößerungen der relevanten Regionen mit dargestellt. Sowohl das gemessene (durch PIV), als auch das

3.2 Ergebnisse der Simulationen

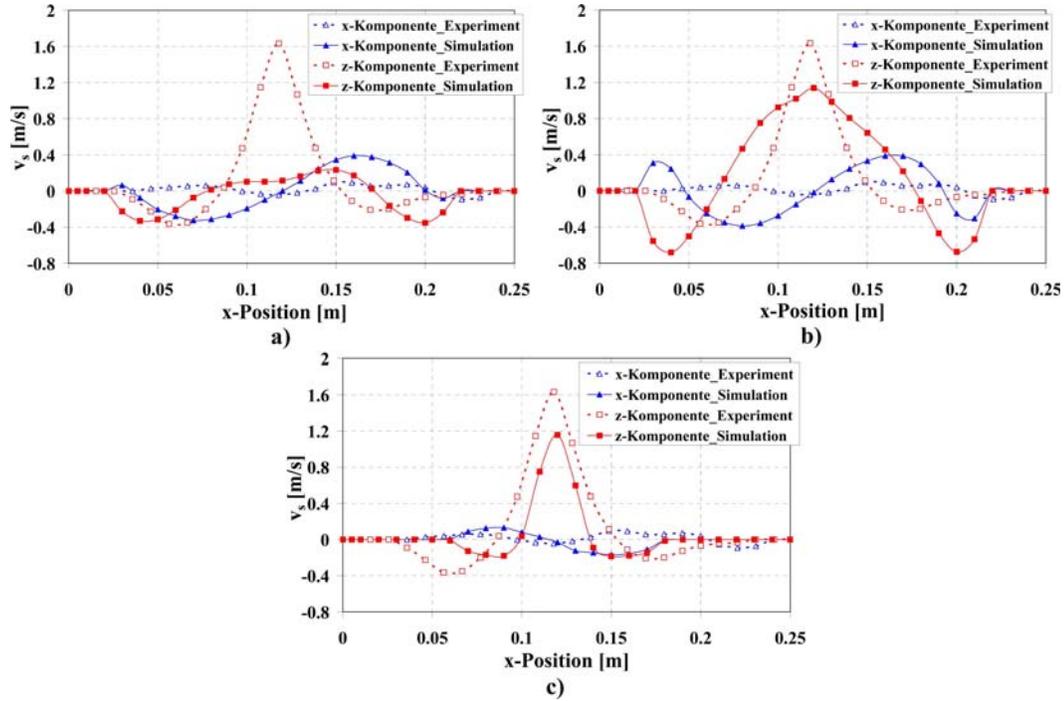


Abbildung 3.21: Zeitlich gemittelte Partikelgeschwindigkeitsverteilungen in der Apparatehöhe $H_2=0.133\text{m}$. a) Schiller und Naumann (1935), b) Gidaspow u. a. (1992) und c) Clift u. a. (1978).

simulierte Geschwindigkeits-Vektorfeld zeigen die für die untersuchte Strahlschicht typischen Regionen mit unterschiedlichen Strömungscharakteristiken. Die Strahlzone mit den höchsten und vertikal aufwärts gerichteten Partikelgeschwindigkeiten, die Fontänenzone mit etwas geringeren und zu den Apparatewänden gerichteten Partikelgeschwindigkeiten, sowie die Rücklaufzone mit sehr niedrigen Geschwindigkeiten können einwandfrei anhand der Geschwindigkeits-Vektorfelder identifiziert werden. Daraus wird die Erkenntnis gewonnen, dass mit dem Mehrphasen-Kontinuum-Modell in FLUENT unter Verwendung des Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodells das Strömungsmuster in der untersuchten prismatischen Strahlschicht mit horizontaler, schlitzförmiger Gaszufuhr qualitativ gut nachgebildet werden kann. Anhand der zeitlich gemittelten Geschwindigkeits-Vektorfelder der dispersen Feststoffphase können jedoch die quantitativen Unterschiede zwischen der Realität und der Simulation deutlich erkannt werden. Die vertikalen Partikelgeschwindigkeiten in der Strahlschicht werden im Vergleich zum Experiment etwas zu gering berechnet, wodurch die Schichtexpansion unterrepräsentiert wird. Diese kann im zeitlichen Mittel beim Experiment auf ca. 0.28m (siehe Abb. 3.23) und bei der Simulation auf ca. 0.22m (siehe Abb. 3.24) festgelegt werden.

3 CFD-Kontinuum-Modellierung

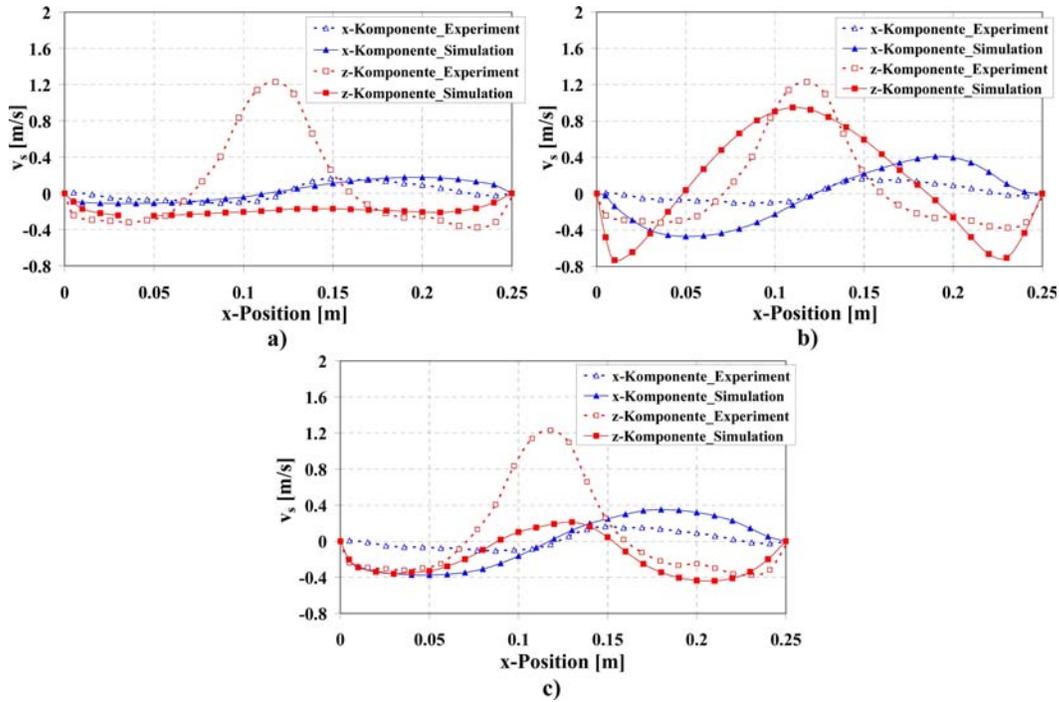


Abbildung 3.22: Zeitlich gemittelte Partikelgeschwindigkeitsverteilungen in der Apparatehöhe $H_3=0.195\text{ m}$. a) Schiller und Naumann (1935), b) Gidaspow u. a. (1992) und c) Clift u. a. (1978).

3.2.6 Zusammenfassung der 2-D Simulationen

Zusammenfassend zu den zwei-dimensionalen Kontinuum-Simulationen wird die Erkenntnis gewonnen, dass realistische Strömungsstrukturen modelliert werden können. Voraussetzung dafür ist die Verwendung eines geeigneten Gas-Partikel-Widerstandsmodells sowie realistische Werte der rheologischen Eigenschaften der dispersen Feststoffphase. Die quantitativen Unterschiede in den simulierten Partikelgeschwindigkeitsverteilungen und die daraus resultierende Unterrepräsentation der Schichtexpansion können nicht allein der Wahl eines ungeeigneten Gas-Partikel-Widerstandsmodells zugeschrieben werden. Andere Faktoren, wie z.B. die Partikelrotation (vernachlässigt in FLUENT), das Reibungsviskositätsmodell (beinhaltet empirische Konstanten) oder Langzeit-Partikelwechselwirkungen (vernachlässigt in FLUENT) sollten ebenfalls als Ursachen für die mangelnde Übereinstimmung mit dem Experiment in Betracht gezogen werden (Goldschmidt u. a. (2001)). Bereits Patil u. a. (2004a) resümierte nach ausgedehnten Kontinuum-Simulationen einer Gas-Feststoff-Wirbelschicht mit vertikalem Steigrohr, dass eine korrekte Berechnung der Reibungsviskosität μ_s im KTGS-Modell von fundamentaler Bedeutung ist, um eine realistische Schichtexpansion zu erhalten. Patil u. a. (2004a) stellen sogar die Glaubwürdigkeit des KTGS-Modells aufgrund der empirischen Beschreibung der Reibungsspannungen der dispersen Feststoffphase in Frage und verdeutlichen, dass zur Berechnung realistischer

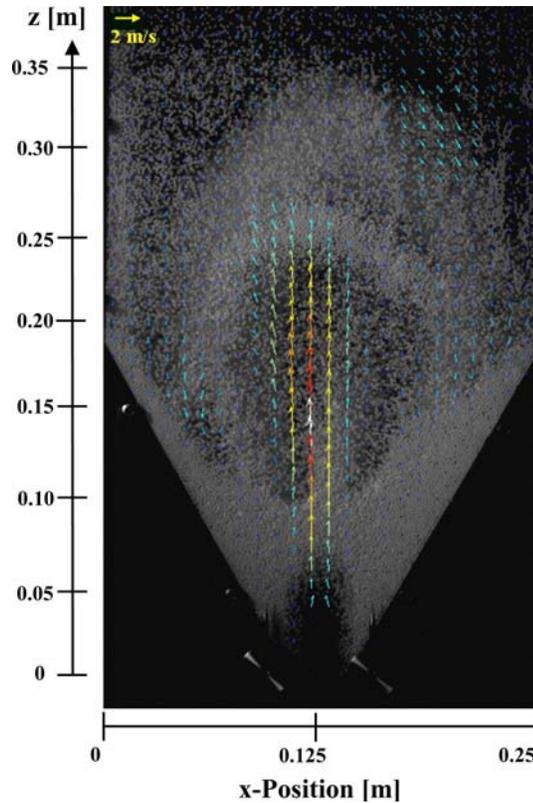


Abbildung 3.23: Durch PIV erhaltenes zeitlich gemittelt Geschwindigkeits-Vektorfeld der dispersen Feststoffphase.

Strömungsstrukturen fundamentalere Modelle zur Beschreibung dieser Reibungsspannungen aufgestellt und verwendet werden müssen. Weiterhin fanden Wang u. a. (2008) eine bessere Übereinstimmung der berechneten Schichtexpansion und des Schichtdruckverlustes einer konischen Strahlschicht durch Einführung eines Quellterms in die axiale Impulserhaltungsgleichung der Feststoffphase in der Strahl- und Rücklaufzone, was eine Veränderung des Gravitationsterms bedeutet. Goldschmidt u. a. (2001) machen ebenfalls klar, dass in Bezug auf die Herleitung der kinetischen Theorie granularer Strömungen beachtet werden sollte, dass die Anwendung dieser Theorie ursprünglich für leicht inelastische Partikelsysteme mit Restitutionskoeffizienten größer als 0.9 empfohlen wurde und man sich einigen Unzulänglichkeiten bei Anwendung dieser Theorie für kleinere Restitutionskoeffizienten (wie in den hier gezeigten Simulationen) bewusst sein sollte. All die genannten Sachverhalte sind Ursachen für die bestehenden Abweichungen der berechneten Fluidynamik im Vergleich zur Realität. Deshalb ist es von großer Bedeutung, weitere Forschungsarbeit in die Kontinuum-Modelle zu investieren, um bei der Simulation großtechnischer Apparate mit geringem Berechnungsaufwand realistischere Ergebnisse zu erzielen.

3 CFD-Kontinuum-Modellierung

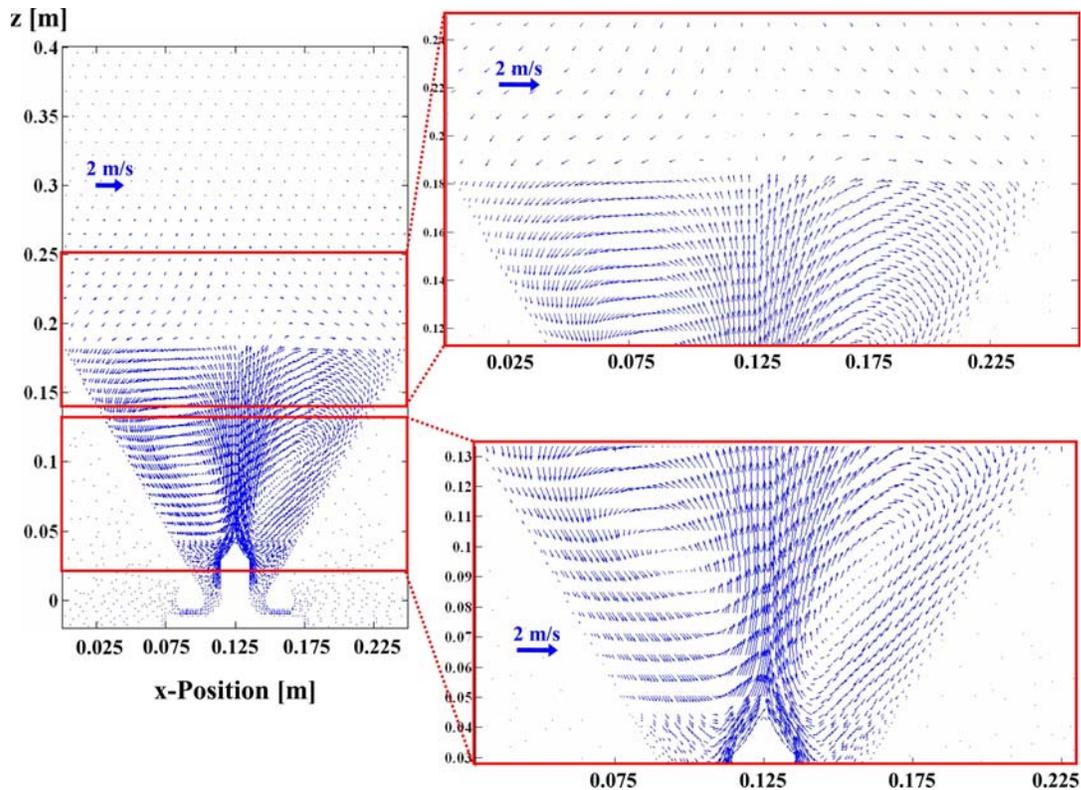


Abbildung 3.24: Simuliertes zeitlich gemittelt Geschwindigkeits-Vektorfeld der dispersen Feststoffphase (Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodell).

3.2.7 Drei-dimensionale Simulationen der prismatischen Strahlschicht

In der Literatur gibt es eine Vielzahl von Publikationen, die sich aufgrund des geringeren Berechnungsaufwandes mit der zwei-dimensionalen Modellierung mittels diskreten und Kontinuum-Modellen von Wirbel- und Strahlschichten beschäftigen. Es sollte dabei jedoch bedacht werden, dass das Fluidisationsgas in der Realität um die kompletten, drei-dimensionalen Partikel herumströmen kann und die Widerstandskraft auf diese ausüben kann und sogar Partikelrotation bewirkt. Deshalb sollte man sich einigen Unzulänglichkeiten beim Vergleich von drei-dimensionalen Experimenten und zwei-dimensionalen Simulationen bewusst sein.

Zhong u. a. (2006a) führten drei-dimensionale DEM-Simulationen in einer prismatischen Strahlschicht durch und untersuchten dabei die Abhängigkeit der Fluiddynamik von der Wirkung verschiedener Auftriebs- und Kontaktkräfte. Simulierte Schichtdruckverlustkurven zeigen eine gute Übereinstimmung mit Experimenten, wobei Zhong u. a. (2006a) die Notwendigkeit einer ausgedehnteren experimentellen Modellvalidierung deutlich machen. Zhonghua und Mujumdar (2008) wenden ein Kontinuum-Modell zur Simulation einer drei-

dimensionalen prismatischen Strahlschicht sehr geringer Apparatetiefe an und vergleichen ihre Resultate mit den Experimenten von Link u. a. (2004). Die typischen Strömungsstrukturen werden in guter Übereinstimmung mit den Experimenten durch die Simulation erhalten. Deng u. a. (2008) verwenden ein drei-dimensionales Kontinuum-Modell zur Simulation der Kohlevergasung in einer druckbeaufschlagten konischen Strahlschicht. Der Vergleich zwischen den Simulationen und den Experimenten zeigt, dass Abweichungen z.B. in der Temperaturverteilung oder der Konzentrationsverteilung der Einzelkomponenten innerhalb von 10% liegen. Die durchschnittliche Abweichung wird mit 6.3% angegeben. Deng u. a. (2008) resümieren, dass aufgrund der guten Übereinstimmungen mit den Messungen die CFD Kontinuum-Modelle ein leistungsfähiges Werkzeug zum Einblick in die komplexen Mechanismen von Kohlevergasern darstellen.

Alle bereits präsentierten Resultate der zwei-dimensionalen Simulationen wurden mit Experimenten in einer ‘pseudo-zwei-dimensionalen’ Strahlschicht geringer Apparatetiefe verglichen.

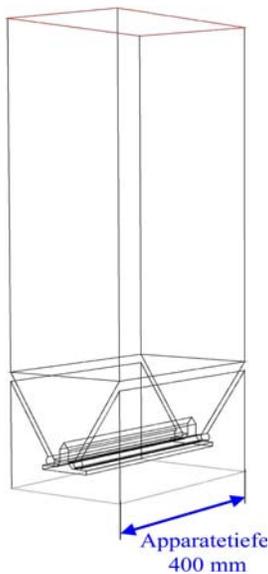


Abbildung 3.25:
Drei-dimensionale
Geometrie.

Durch visuelle Beobachtungen konnte erkannt werden, dass die Strömungsstruktur im Experiment keine wesentlichen Unterschiede in Abhängigkeit von der Apparatetiefe aufwies. Jedoch muss hier angemerkt werden, dass sich die Partikel beim Experiment in Richtung der dritten Dimension bewegen konnten, was nicht in den Simulationen möglich war. Deshalb soll als nächstes der Einfluss der dritten Dimension auf das simulierte Strömungsmuster untersucht werden. Dazu wird eine drei-dimensionale, prismatische Strahlschichtgeometrie erstellt, indem die zwei-dimensionale Grundgeometrie um 400mm in die dritte Dimension verlängert wird (siehe Abb. 3.25). Es werden instationäre Verteilungen der dispersen Feststoffphase (γ - Al_2O_3 -Partikel, groß) in verschiedenen Ebenen präsentiert und mit zwei-dimensionalen Simulationen und dem Experiment in der prismatischen Strahlschicht der Apparatetiefe von 100mm verglichen. Dabei werden zwei Simulationen unter Verwendung des Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodells und des Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodells durchgeführt, wobei der Restitutionskoeffizient e_{ss} wiederum mit 0.75 angenommen wird. Abb. 3.26a) zeigt das Berechnungsgitter und Abb. 3.26b) die Gasein- und Gasaustrittsflächen, in denen die Randbedingungen

definiert werden. Der Gaseintritt wird wiederum als Geschwindigkeitseintritt und der Gasaustritt als Druckaustritt definiert. Um eine Vergleichbarkeit mit den zwei-dimensionalen Simulationen und dem Experiment zu gewährleisten, wurde der Gasdurchsatz (Gaseintrittsgeschwindigkeit) so gewählt, dass die Gasgeschwindigkeit in den Gaseintrittsspalten in allen Fällen gleich ist. In Abb. 3.27a) sind vier verschiedene Ebenen entlang der Apparatetiefe dargestellt, in denen die Simulationsergebnisse verglichen werden und Abb. 3.27b) beinhaltet die Anfangsbedingungen für eine beliebige Ebene.

Die Ebenen sind in einem Abstand von 100mm angeordnet, wobei sich die Ebenen 1

3 CFD-Kontinuum-Modellierung

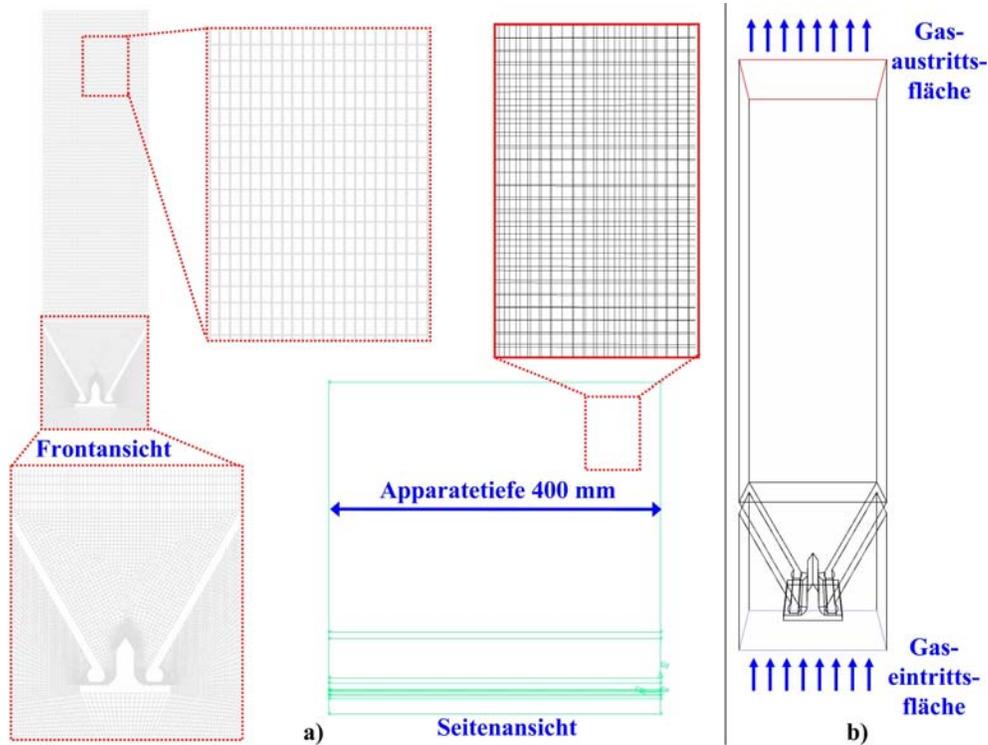


Abbildung 3.26: a) Berechnungsgitter aus unterschiedlichen Ansichten und b) Kennzeichnung der Gasein- und Gasaustrittsflächen.

und 4 in einem Abstand von 50mm von der Apparatewand befinden. Die Zeitschrittweite beträgt 10^{-4} Sekunden und eine konvergente Lösung wird beim Erreichen eines Wertes der Residuen von 10^{-3} angenommen. In den Abbildungen 3.28 und 3.29 sind die Volumenanteile ϵ_s der dispersen Feststoffphase mit den zwei unterschiedlichen Gas-Partikel-Widerstandsmodellen in den vier verschiedenen Ebenen zu vier verschiedenen Zeitpunkten dargestellt. Um genauere Vergleiche zwischen den Ebenen anstellen zu können, zeigen die Abbildungen 3.30 und 3.31 die zu den vier Zeitpunkten simulierten Geschwindigkeits-Vektorfelder der dispersen Feststoffphase in den unterschiedlichen Ebenen.

Nach einer Sekunde Simulation (Abb. 3.29a und 3.29a) sind kaum Unterschiede in den Volumenverteilungen ϵ_s der Feststoffphase in den vier verschiedenen Apparattiefen bei Anwendung der beiden Gas-Partikel-Widerstandsmodelle erkennbar. Auch die Geschwindigkeits-Vektorfelder (Abb. 3.30a und 3.31a) stimmen jeweils überein. Der Grund dafür ist, dass die Vermischung der dispersen Phase im Apparat zu diesen frühen Simulationszeitpunkt noch sehr gering ist und ein homogenes Strömungsmuster entlang der Apparattiefe berechnet wird.

Nach 2 Sekunden Simulation sind sehr geringe Unterschiede im Fluidisationsmuster in Abhängigkeit von der Apparattiefe bei Anwendung des Schiller und Naumann (1935)-Modells (siehe Abb. 3.28b und Abb. 3.30b) zu erkennen. Aufgrund von nicht-idealen

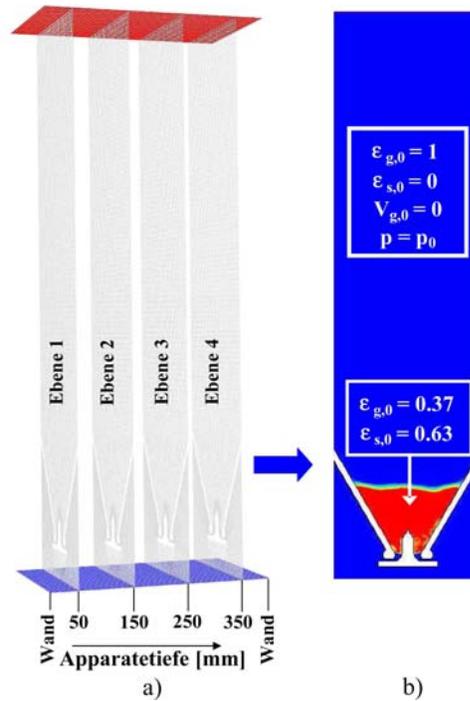


Abbildung 3.27: a) Ebenen für Vergleiche und b) Anfangsbedingungen am Beispiel einer beliebigen Ebene.

Partikelkollisionen und Gasphasenturbulenzen kommt es zur Bildung partikelreicher und partikelarmer Regionen, was zu einer leichten Inhomogenität in der Strömungsstruktur führt. Auch anhand der Geschwindigkeits-Vektorfelder wird deutlich, dass es kleinere Unterschiede zwischen den mittleren (Ebenen 2 und 3) und wandnahen (Ebenen 1 und 4) Regionen der Strahlschicht gibt. In den wandnahen Regionen (Ebenen 1 und 4) werden nach 2 Sekunden Simulation im Vergleich zu den inneren Regionen etwas höhere Partikelgeschwindigkeiten in der Strahlzone berechnet. Diese Unterschiede sind jedoch nicht sehr groß und das Strömungsbild zeigt im Allgemeinen keine große Abhängigkeit von der Apparatetiefe.

Die Volumenverteilungen der dispersen Feststoffphase (Abb. 3.29b) sowie die Geschwindigkeits-Vektorfelder (Abb. 3.31b) entlang der Apparatetiefe nach 2 Sekunden Simulation mit dem Clift u. a. (1978)-Modell stimmen nahezu ideal überein. Lediglich ist in Ebene 1 die Schichtexpansion etwas geringer im Vergleich zu den anderen Ebenen.

Nach 5 Sekunden Simulation mit dem Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodell sind wiederum geringe Unterschiede in der berechneten Strömungsstruktur in Abhängigkeit von der Apparatetiefe erkennbar (siehe Abb. 3.28c und Abb. 3.30c). Durch den Einfluss der Apparatwände wird in der Nähe dieser (Ebenen 1 und 4) die Schichtexpansion geringer berechnet als im Inneren des Apparates (Ebenen 2 und 3). Ebenfalls wird die Partikelgeschwindigkeit in der Strahlzone in den mittleren Apparaterregionen etwas höher

3 CFD-Kontinuum-Modellierung

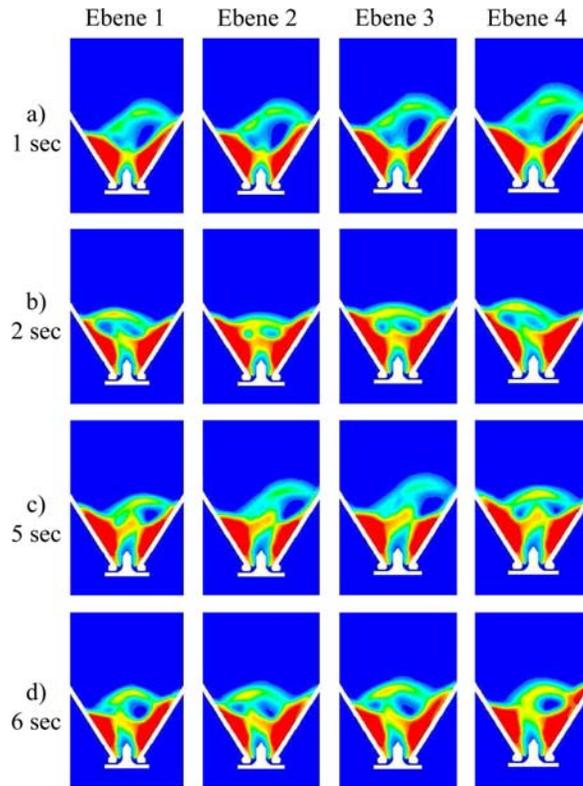


Abbildung 3.28: Vergleich der zeitabhängigen Verteilung der dispersen Feststoffphase in den verschiedenen Ebenen unter Anwendung des Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodells.

als am Rand berechnet (siehe Abb. 3.30c). Das gleiche gilt für die Simulation mit dem Clift u. a. (1978)-Modell (Abb. 3.29c und 3.31c). Auch hier können etwas höhere Partikelauftiegseschwindigkeiten in der Strahlzone im Inneren des Apparates beobachtet werden.

Auch nach 6 Sekunden Simulation können nur minimalen Unterschiede in den berechneten Strömungsstrukturen bei Anwendung beider Gas-Partikel-Widerstandsmodelle erkannt werden (Abb. 3.28d und Abb. 3.30d für Schiller und Naumann (1935) und Abb. 3.29d und 3.31d für Clift u. a. (1978)). Es kann daraus geschlussfolgert werden, dass es lediglich einen geringen Einfluss der dritten Dimension auf die Strömungsstruktur gibt. Die geringen Inhomogenitäten werden aufgrund von Gasphasenturbulenzen und nicht-idealen Kollisionen von Partikeln hervorgerufen, die sich im Gegensatz zu den zwei-dimensionalen Simulationen in der drei-dimensionalen Anlage nun in jede beliebige Raumrichtung bewegen können. Möglicherweise werden Phänomene wie die Bildung von Einzelblasen, die sich nicht über die gesamte Apparatetiefe erstrecken, erst bei größeren Apparatetiefen zu beobachten sein. Bei der Maßstabsübertragung wäre eine über die Apparatetiefe unveränderte Fluidynamik von Vorteil, da der Scale-Up einfach durch Vergrößerung der Apparatetiefe

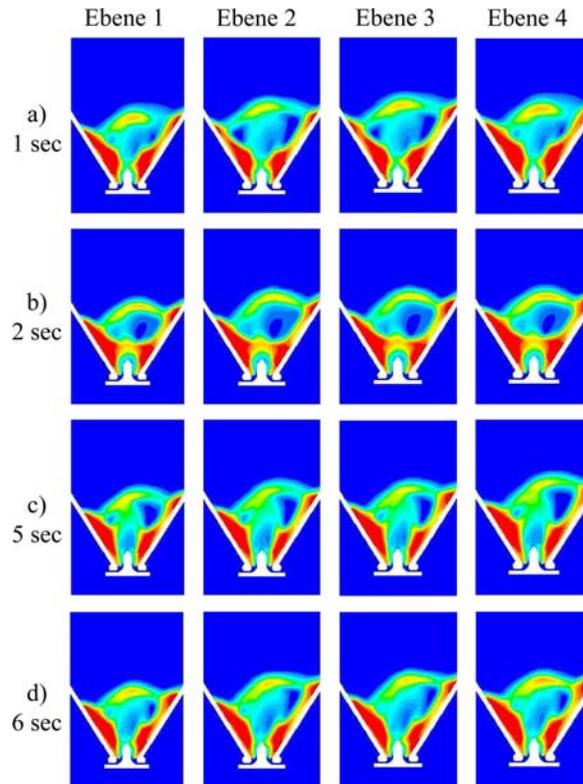


Abbildung 3.29: Vergleich der zeitabhängigen Verteilung der dispersen Feststoffphase in den verschiedenen Ebenen unter Anwendung des Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodells.

bei gleichbleibenden Strömungsverhältnissen möglich wäre. Dies muss jedoch in Zukunft durch Simulationen und Experimente in den so genannten ‘Strahlschichtinnen’ erforscht werden.

Um noch genauere Aussagen zur Abhängigkeit der Fluidodynamik von der dritten Dimension machen zu können, werden im Folgenden die mit dem Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodell simulierten Druckschwankungen der Gasphase in den vier unterschiedlichen Ebenen miteinander verglichen. Abb. 3.32a) zeigt die Druckabnahmestellen in den vier Ebenen, Abb. 3.32b) den zeitlichen Verlauf des Druckverlustes in den vier verschiedenen Punkten, sowie Abb. 3.32c) die prozentuale Abweichung des aktuellen Druckwertes in jedem Punkt vom Mittelwert der Druckwerte aller vier Punkte.

In Abb. 3.32b) sind fast keine Unterschiede zwischen den Drucksignalen in den vier verschiedenen Ebenen erkennbar. Dass es minimale Unterschiede der Fluidodynamik in Abhängigkeit von der Apparatelänge gibt, geht aus den Abweichungen der Drucksignale untereinander aus Abb. 3.32c) hervor. Die Druckwerte schwanken jedoch lediglich um $\pm 0.2\%$ vom Mittelwert aller, was als vernachlässigbar angesehen werden kann. Auch bei Anwendung des Clift u. a. (1978)-Modells liegen die Abweichungen unter $\pm 0.2\%$. Diese Erkenntnisse untermauern die bisher erhaltenen Resultate. Es gibt geringe Unterschiede

3 CFD-Kontinuum-Modellierung

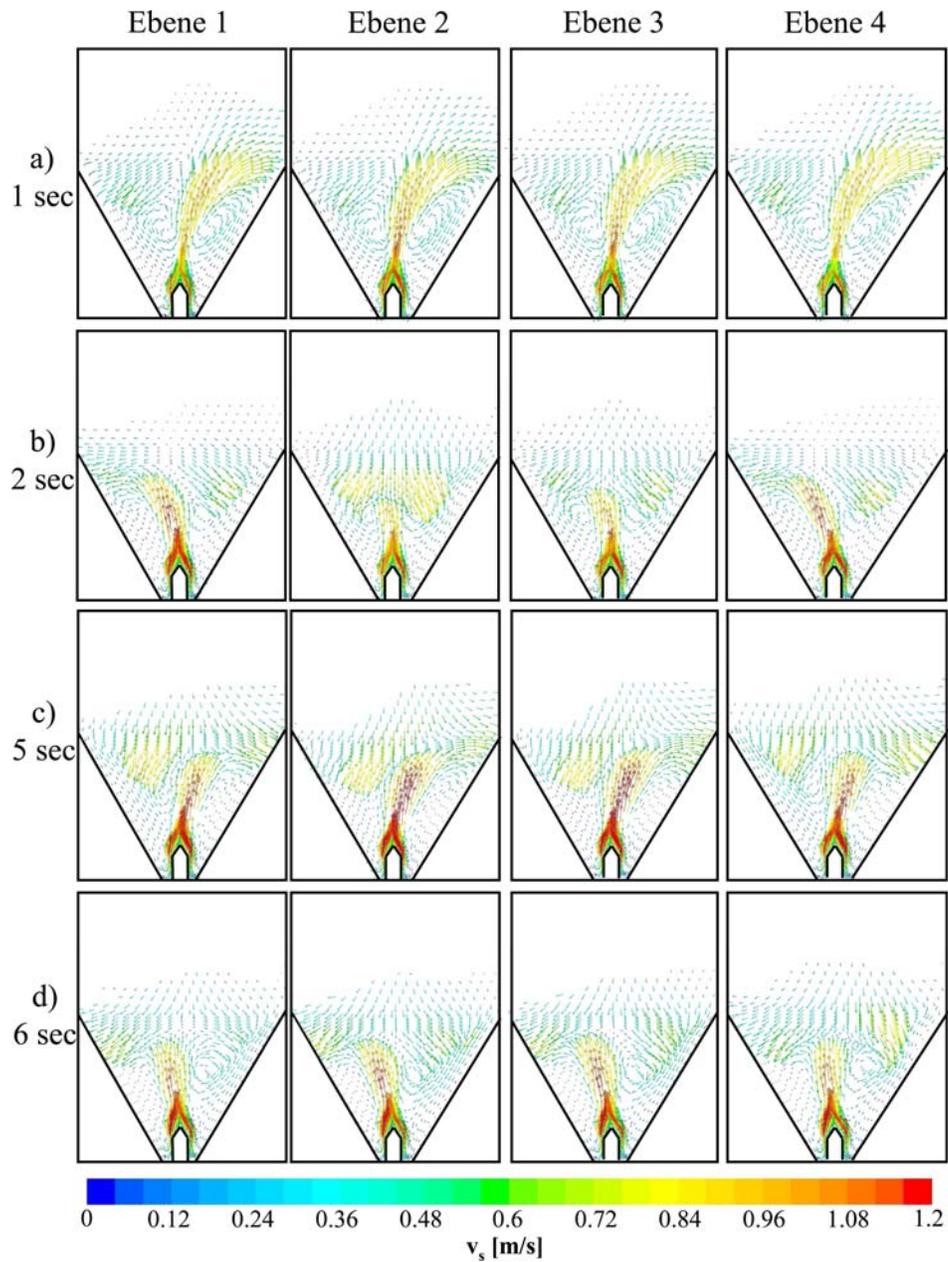


Abbildung 3.30: Geschwindigkeits-Vektorfelder der dispersen Feststoffphase in den verschiedenen Ebenen unter Anwendung des Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodells.

in der Fluidodynamik in Abhängigkeit von der Apparattiefe, jedoch bleibt die generelle Strömungsstruktur entlang der dritten Dimension unverändert.

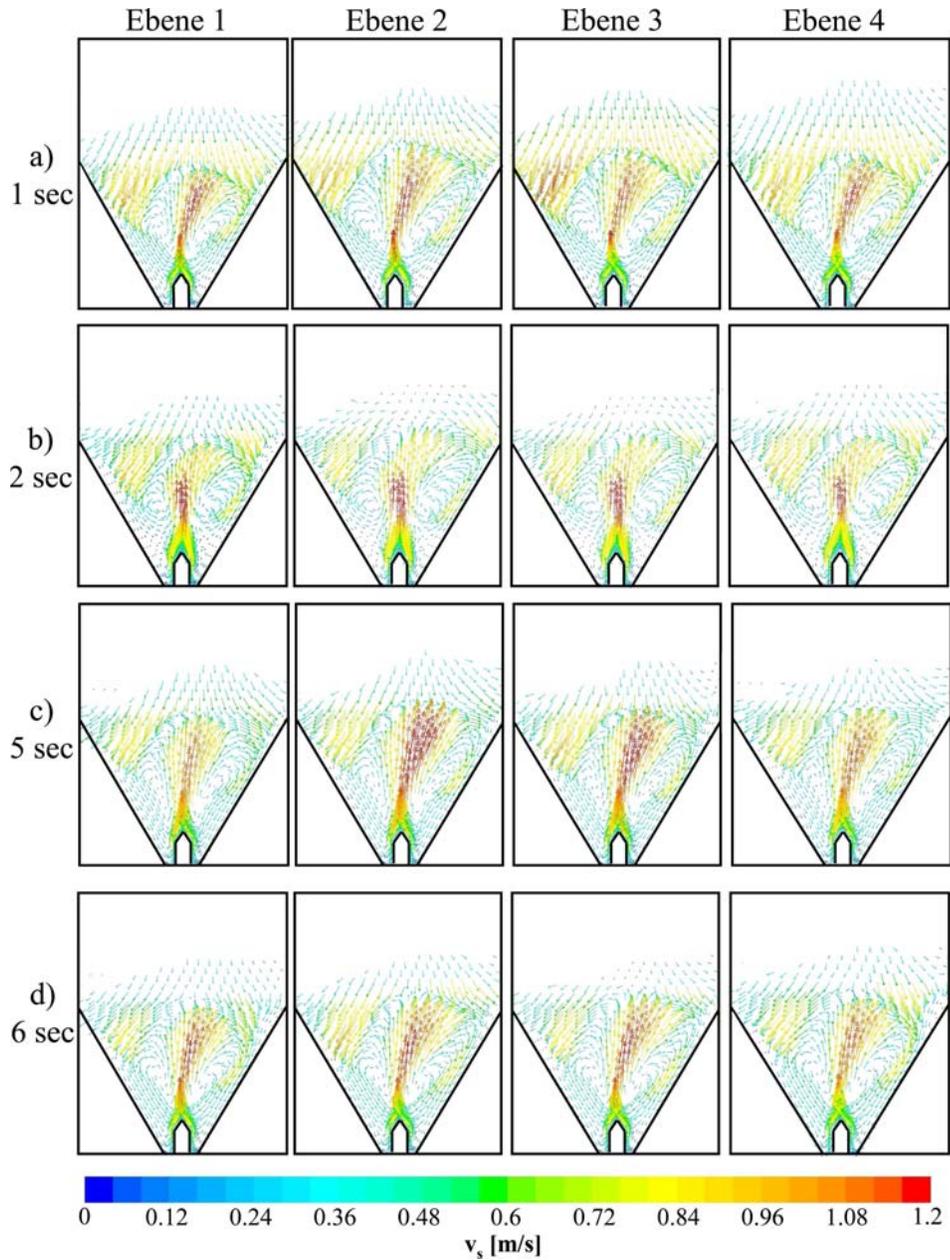


Abbildung 3.31: Geschwindigkeits-Vektorfelder der dispersen Feststoffphase in den verschiedenen Ebenen unter Anwendung des Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodells.

Vergleich mit dem Experiment und 2-D-Simulationen

In Abb. 3.33 sind Fotoserien des Experimentes sowie von Feststoffvolumenkonzentrationen ϵ_s der zwei-dimensionalen Simulationen mit dem Schiller und Naumann (1935)- und dem

3 CFD-Kontinuum-Modellierung

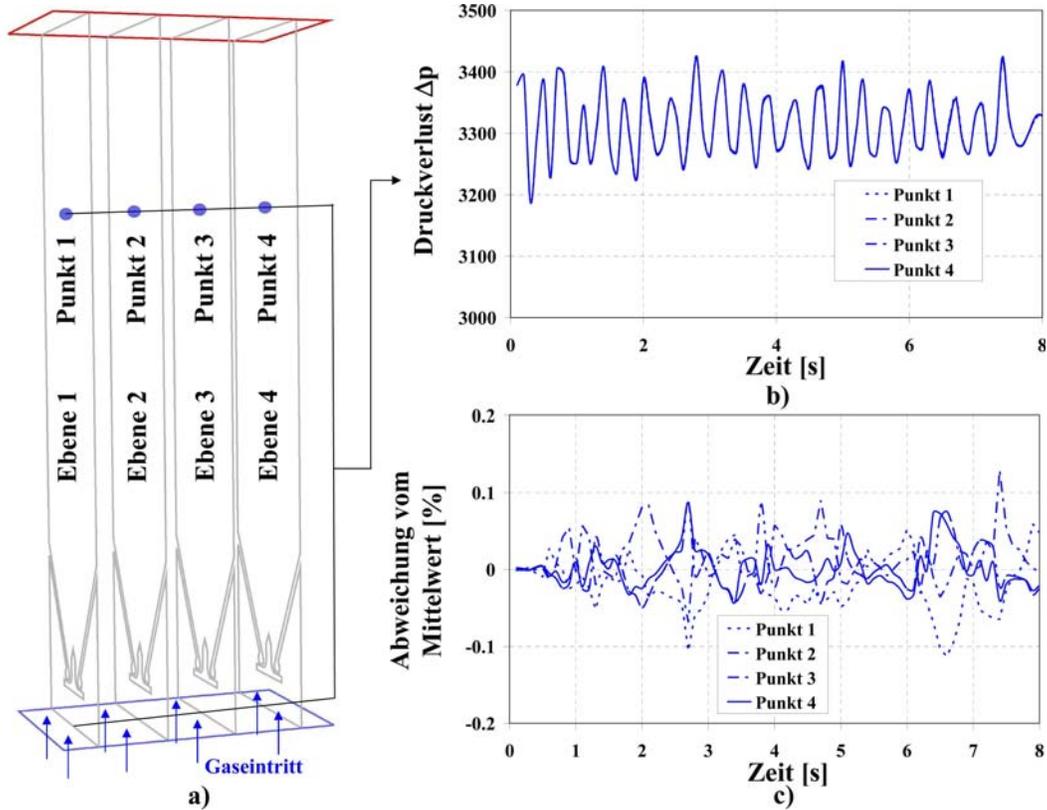


Abbildung 3.32: a) Demonstration der Druckaufnahmestellen, b) zeitliche Druckschwankungen der Gasphase in den vier Ebenen und c) prozentuale Abweichung des in einer Ebene berechneten Druckwertes vom momentanen Mittelwert aller vier Ebenen.

Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodell dargestellt. Die zwei- und drei-dimensionalen Fluidisationsmuster unter Verwendung des Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodells sind qualitativ gleich. Die Schichtexpansion bei der Simulation mit dem Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodell ist im zwei-dimensionalen Fall etwas höher als im drei-dimensionalen Fall. Der Grund dafür liegt in der erhöhten Mobilität der Partikel im drei-dimensionalen Raum, wo sie sich auch in Richtung der Apparattiefe bewegen können und mit anderen Partikeln in ihrer Umgebung kollidieren. Aufgrund dieser mehrdimensionalen, nicht-idealen Partikelzusammenstöße, die in solch komplexer Art und Weise in den zwei-dimensionalen Simulationen nicht möglich sind, resultiert ein größerer Impulsverlust in vertikaler Richtung.

Da die Druckschwankungen der Gasphase keine wesentliche Abhängigkeit von der Apparattiefe aufweisen, werden die in zwei und drei Dimensionen simulierten Druckschwankungen (über die Gasaustrittsfläche gemittelte Werte) und die Ergebnisse der Fourier-Analyse an diesen Druckspektren im Folgenden präsentiert. Daraus können genauere

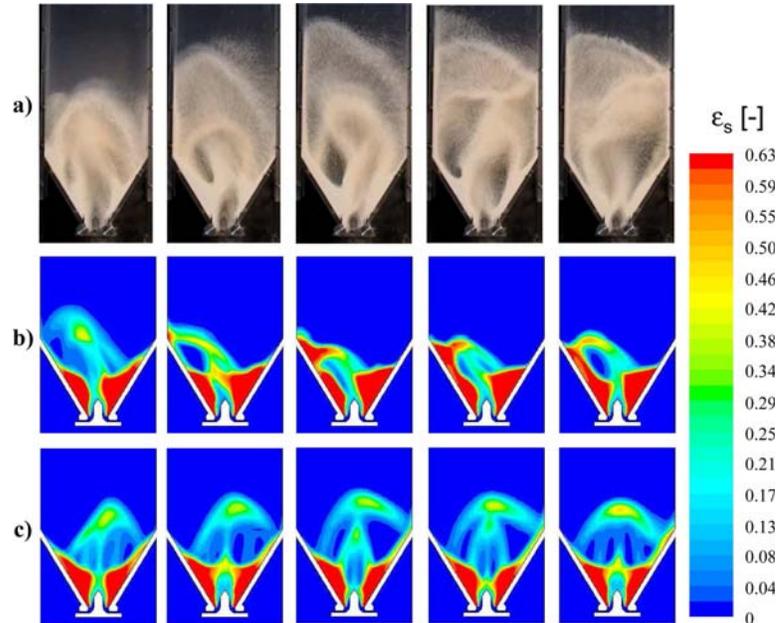


Abbildung 3.33: Volumenkonzentration der dispersen Feststoffphase. a) Experiment, b) 2-D-Simulation mit Schiller und Naumann (1935) und c) 2-D-Simulation mit Clift u. a. (1978). Zeit zwischen den Einzelbildern: 0.1 Sekunden.

Schlussfolgerungen zum Einfluss der dritten Dimension auf die Fluidodynamik der Strahlschicht gezogen werden.

Es ist offensichtlich, dass die gemessenen Druckfluktuationen (siehe Abb. 3.34) viel intensiver als die berechneten Druckfluktuationen im zwei- und drei-dimensionalen Fall sind. Ebenfalls ist zu erkennen, dass die mit dem Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodell simulierten Druckschwankungen (Abb. 3.34d und e) intensiver als die mit dem Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodell (Abb. 3.34b und c) sind und es Unterschiede in der berechneten Hauptfrequenz in der Fourier-Analyse zwischen dem Experiment und beiden Simulationen gibt. Die Position des Peaks auf der x-Achse kann beim Experiment um 6-7Hz und bei ca. 3Hz bei den zwei-dimensionalen Simulationen gefunden werden. Die Hauptfrequenz ist im zwei- und drei-dimensionalen Fall bei der Simulation mit dem Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodell gleich, verschiebt sich jedoch beim Clift u. a. (1978)-Modell auf 4-5Hz (siehe Abb. 3.34e), was eine bessere Übereinstimmung mit dem Experiment bedeutet. Die berechneten Peakhöhen der Simulation mit Schiller und Naumann (1935) sind etwa um eine Größenordnung und die Peakhöhen bei Clift u. a. (1978) nur etwa um 50% geringer im Vergleich zum Experiment. Aus diesen Erkenntnissen kann geschlussfolgert werden, dass eine etwas bessere Übereinstimmung der Fluidodynamik mit der Realität bei der drei-dimensionalen Modellierung erzielt werden kann.

Ein genereller Vergleich zwischen den zwei- und drei-dimensionalen Modellierungen (Abb. 3.34b,c und 3.34d,e) macht deutlich, dass absolut gleiche Fluidisationsmuster be-

3 CFD-Kontinuum-Modellierung

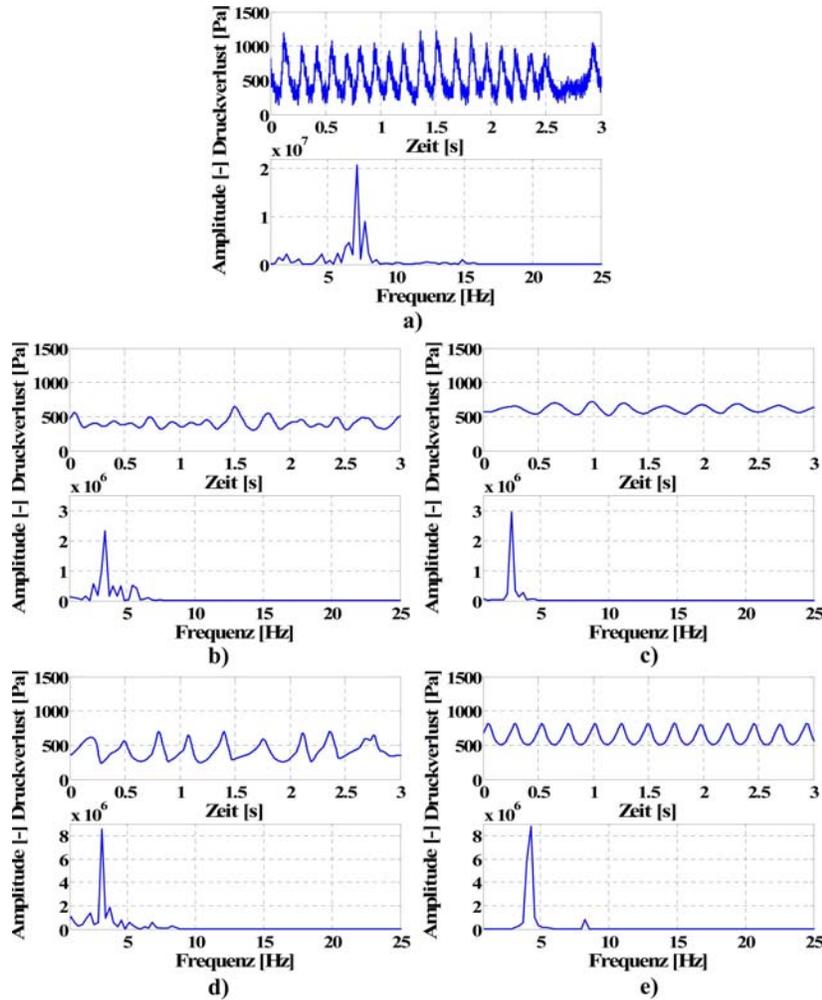


Abbildung 3.34: Druckschwankungen der Gasphase (oben) und Fourier-Analyse (unten).

a) Experiment, b) 2-D Schiller und Naumann (1935), c) 3-D Schiller und Naumann (1935), d) 2-D Clift u. a. (1978) und e) 3-D Clift u. a. (1978).

rechnet werden. Einheitliche und periodische Druckschwankungen der Gasphase und nahezu gleiche Frequenzen der Hauptschwingungen in den Fourier-Analysen werden in zwei und drei Dimensionen gleichermaßen berechnet. Das bedeutet, dass das Blasenbildungsverhalten im zwei-dimensionalen Fall in dieser prismatischen Strahlschichtbauart vergleichbar mit dem drei-dimensionalen Fall ist und der Einfluss der dritten Dimension auf die fluid-dynamischen Eigenschaften gering ist.

Ausblick

In dieser Arbeit wurde herausgefunden, dass es im Vergleich zu zwei-dimensionalen Simulationen keine wesentlichen Unterschiede der Fluidynamik in einer 400mm tiefen,

3.2 Ergebnisse der Simulationen

prismatischen Strahlschicht gibt. In Zukunft sollten Kontinuum-Simulationen in noch längeren Strahlschichttrinnen ($>1\text{m}$) durchgeführt werden, um Aussagen zum Einfluss der dritten Dimension auf die Fluidodynamik des Strahlschichtprozesses machen zu können. Vorausgesetzt, dass das fluiddynamische Verhalten wiederum vergleichbar mit dem zwei-dimensionalen Fall ist, so könnte ein Scale-Up einer solchen Anlage einfach durch Vergrößerung der Apparatetiefe als zulässig betrachtet werden. Es wäre in Zukunft dann ausreichend, zwei-dimensionale Simulationen in der gewünschten Grundgeometrie durchzuführen und den Scale-Up einfach durch Erweiterung dieser Grundgeometrie in Richtung der Apparatetiefe mit Kenntnis einer gleich bleibenden Fluidodynamik zu realisieren. Die experimentelle Modellvalidation wird jedoch aufdecken, ob die geäußerten Aussagen zutreffen.

3 *CFD-Kontinuum-Modellierung*

4 Magnetisches Monitoring-Verfahren zur Bestimmung der Partikelposition

In diesem Kapitel wird ein neuartiges, nicht-invasives Messverfahren zur dreidimensionalen, kontinuierlichen Verfolgung eines einzelnen magnetisch markierten Partikels in der untersuchten Strahlschicht durch Detektion dessen magnetischen Streufeldes vorgestellt.

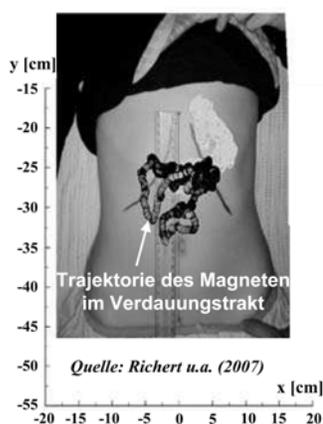


Abbildung 4.1:
Messsystem in der
medizinischen
Anwendung.

Das ursprünglich für die Medizinbranche von der Industrieforschungseinrichtung *Innovent* in Jena/Thüringen entwickelte Messgerät zur Ermittlung von Retentionszeiten des Verdauungsvorganges (siehe Abb. 4.1) wird in dieser Arbeit auf die Anwendbarkeit in der Strahlschicht untersucht. Ergebnisse statischer Messungen in normaler Umgebung, sowie in einem magnetisch abgeschirmten Raum werden präsentiert, wodurch die Genauigkeit des Messverfahrens erhalten und der Einfluss äußerer Störfelder erkannt wird. Bei dynamischen Messungen in der Strahlschicht wird der magnetische Marker in ein Partikel des Schichtmaterials integriert. Variiert wird der Gasdurchsatz und die Schichtmasse. Als Ergebnis werden Partikeltrajektorien samt Fehleranalyse präsentiert. Ebenfalls wird die Ausrichtung des Magneten gemessen, wodurch die Partikelrotation messbar ist. Durch extrem lange Messzeiten werden Geschwindigkeitsfelder der dispersen Feststoffphase erhalten, die am Ende dieses Kapitels mit einer zwei-dimensionalen

Kontinuum-Simulation verglichen werden.

4.1 Theoretische Grundlagen

Unter diesem Punkt wird das physikalische Messprinzip erklärt, sowie physikalische Größen wie z.B. translatorische Geschwindigkeit, Rotation, etc. direkt am Beispiel des magnetischen Messverfahrens in der Strahlschicht erläutert.

4.1.1 Messprinzip

Das dem Gerät zugrunde liegende Messverfahren beruht auf der Auswertung des quasistatischen Magnetfeldes, welches sich um den dauermagnetisierten Marker ausbildet. Diese Magnetfelder können in erster Näherung als die Felder eines magnetischen Dipols betrachtet werden (Richert u. a. (2007)). Das System hat dabei folgende sechs Freiheitsgrade (mit Abb. 4.2):

- die kartesischen x-, y- und z-Koordinaten
- die Winkel φ und θ , sowie
- das magnetische Moment μ

Das magnetische Moment μ ist für gewöhnlich konstant, wodurch sich das Problem auf fünf Freiheitsgrade reduzieren lässt. Das bedeutet, dass mindestens fünf Sensoren notwendig sind, um die Position des Magneten eindeutig zu ermitteln. Da von den Sensoren Magnetfelder sehr geringer Feldstärke (geringer als das Erdmagnetfeld von ca. $50\mu\text{T}$ in Europa) detektiert werden, ist eine Vielzahl an Sensoren erforderlich, um den Einfluss magnetischer Störfelder zu minimieren, die Messgenauigkeit zu erhöhen und ein großes Messvolumen abzudecken.

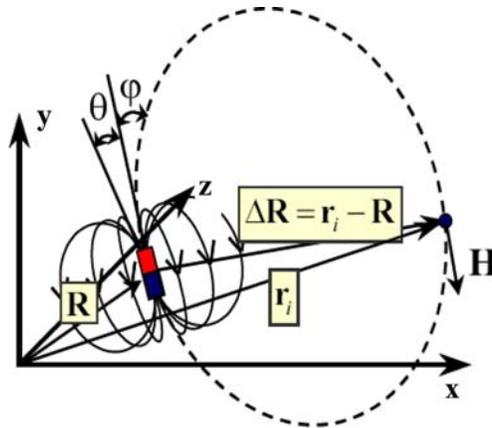


Abbildung 4.2: Feldverteilung für einen beliebigen Dipolmagneten im Koordinatensystem.

Die makroskopischen Eigenschaften von Magnetfeldern können mit den Maxwell (1865)'schen Gleichungen beschrieben werden, welche in differentieller Form mit den Erklärungen in Tab. 4.1 wie folgt lauten:

$$\text{rot}H = \frac{\delta D}{\delta t} + j \quad (4.1)$$

$$\text{rot}E = -\frac{\delta B}{\delta t} \quad (4.2)$$

$$\operatorname{div} D = \rho \quad (4.3)$$

$$\operatorname{div} B = 0 \quad (4.4)$$

Tabelle 4.1: Erläuterung der Symbole in den Gleichungen.

Symbol	Einheit	Bedeutung
H	A/m	magnetische Feldstärke
D	(A·s)/m ²	Verschiebungsdichte
j	A/m ²	Stromdichte
E	V/m	elektrische Feldstärke
B	T	magnetische Flussdichte

Ausgehend von diesen Gleichungen lässt sich die Beschreibung für das Feld eines magnetischen Dipols herleiten (Richert u. a. (2007)):

$$H(r_i, \mu) = \frac{1}{4\pi} \left(-\frac{\mu}{r^3} + \frac{3 \cdot (\mu \cdot (r_i - R)) \cdot (r_i - R)}{r^5} \right) \quad (4.5)$$

Bei Kenntnis des magnetischen Dipolmomentes μ und der Position R des Dipols ist auch das gesamte magnetische Feld in jedem umgebenden Punkt r_i bekannt und berechenbar. Wie weiter oben schon erwähnt, kann die Position des Markers nur genau berechnet werden, wenn die Werte der sechs Freiheitsgrade bekannt sind. Die Position des Markers kann nicht direkt aus der Konfiguration des magnetischen Feldes um diesen berechnet werden. Dieses inverse Problem wird durch Anwendung eines nicht-linearen Optimierungsalgorithmus gelöst (Press u. a. (1988)). Für alle verwendeten Sensoren muss das induzierte Magnetfeld einer simulierten Markerposition berechnet und mit den gemessenen magnetischen Feldeigenschaften verglichen werden. Alle quadrierten Abweichungen der Simulierten und Messung der magnetischen Feldstärken werden zur so genannten ‘Qualitätsfunktion‘ Q zusammengefasst (siehe Gl. 4.6). Bei einer Optimierungsstrategie (z.B. Gradientenverfahren, unscharfe Methode, etc.) wird die Markerposition und dessen Orientierung so lange verändert, bis die Differenz zwischen dem Sensorsignal und dem simulierten Feldwert ein Minimum ergibt ($Q \rightarrow \min$). Das Problem der Ermittlung der Position des Markers wird durch Anwendung der Methode der kleinsten Fehlerquadrate gelöst, wobei die Qualitätsfunktion Q die Güte der Lösung repräsentiert.

$$Q = \sum_{i=1}^n \left[H(r, \mu)_i^{\text{Messung}} - H(r, \mu)_i^{\text{Simulation}} \right]^2 = \min \quad (4.6)$$

In dieser Gleichung steht n für die Anzahl der Sensoren. Um eine höhere Genauigkeit und eine höhere Abdeckung des Messvolumens zu erzielen, wird auf eine geeignete räumliche Anordnung möglichst vieler AMR-Sensoren zurückgegriffen, wobei eine Vergrößerung der Anzahl der Sensoren zu einer Erhöhung der Messgenauigkeit und Volumenabdeckung

4 Magnetisches Monitoring-Verfahren zur Bestimmung der Partikelposition

führt. Um den Einfluss äußerer Störungen minimal zu halten, können verschiedene Abwandlungen der Qualitätsfunktion gebildet werden, um z.B. Sensoren in Bezug auf ihre Empfindlichkeit zu bewerten:

$$Q = \sum_{i=1}^n \frac{\left[H(r, \mu)_i^{\text{Messung}} - H(r, \mu)_i^{\text{Simulation}} \right]^2}{\Delta H_i^2} \quad (4.7)$$

wobei ΔH_i^2 den einzelnen Sensorsignalen zugeordnet sind.

Weiterhin kann eine Erhöhung der Messgenauigkeit durch Anwendung des ‘Gradiometerprinzips’ erreicht werden, bei dem natürlich oder technisch erzeugte magnetische Störungen ausgeblendet werden. Die Qualitätsfunktion eines Gradiometers 1. Ordnung lautet dann:

$$Q = \sum_{i=1}^n \left[\left(H(r, \mu)_i^{\text{Messung}} - H(r, \mu)_{\text{Gradio}}^{\text{Messung}} \right) - \left(H(r, \mu)_i^{\text{Simulation}} - H(r, \mu)_{\text{Gradio}}^{\text{Simulation}} \right) \right]^2 \quad (4.8)$$

4.1.2 Bedeutung physikalischer Größen am praktischen Beispiel

Translationsgeschwindigkeit

Als Resultat der Messungen werden kartesische Koordinaten (x,y,z) zu jedem Messzeitpunkt t_i erhalten. Die Differenz zweier Ortsvektoren $r_1(t)$ und $r_2(t)$ zu den Zeiten t_1 und t_2 stellt die Verschiebung Δr eines Massepunktes in diesem Zeitintervall dar:

$$\Delta r = r(t_2) - r(t_1) \quad (4.9)$$

In vektorieller Form lautet diese:

$$\begin{aligned} \Delta \vec{r} &= [x(t + \Delta t) - x(t)] \vec{i} + [y(t + \Delta t) - y(t)] \vec{j} + [z(t + \Delta t) - z(t)] \vec{k} \\ &= \Delta x \cdot \vec{i} + \Delta y \cdot \vec{j} + \Delta z \cdot \vec{k} = \Delta \vec{x} + \Delta \vec{y} + \Delta \vec{z} \end{aligned} \quad (4.10)$$

Die Verschiebungen Δx , Δy und Δz werden aus den Positionsdaten im Nachhinein von einer Software berechnet und können ein positives oder negatives Vorzeichen besitzen oder bei Ruhelage gleich Null sein. Durch Division mit der Messzeit Δt wird eine mittlere translatorische Geschwindigkeit \bar{v} erhalten:

$$\bar{v} = \frac{r(t_2) - r(t_1)}{t_2 - t_1} \quad (4.11)$$

Die mittlere Geschwindigkeit \bar{v} sagt lediglich etwas über das mittlere Gesamtgeschehen im betrachteten Zeitintervall Δt aus. Veränderungen der Momentangeschwindigkeit durch Partikelkollisionen werden in dieser nicht repräsentiert. Möchte man die Momentangeschwindigkeit t_1 erhalten, so muss der Abstand zwischen t_2 und t_1 (Messintervall) so klein

gewählt werden, dass die Wahrscheinlichkeit für Geschwindigkeitsänderungen im betrachteten System (hier Fluidisation von Partikeln in der Strahlschicht) im Zeitintervall Δt sehr gering ist. Der Grenzwert für den Fall, dass $t_2 \rightarrow t_1$ stellt die Momentangeschwindigkeit $v(t_1)$ dar:

$$v(t_1) = \lim_{t_2 \rightarrow t_1} \frac{r(t_2) - r(t_1)}{t_2 - t_1} = \frac{dr}{dt} = \dot{r} \quad (4.12)$$

Wurden aus den Differenzen der Positionswerte Δx , Δy und Δz (Gl. 4.11) mit dem Messintervall Δt die Geschwindigkeitskomponenten v_x , v_y und v_z gebildet, so kann die absolute Partikelgeschwindigkeit wie folgt berechnet werden:

$$|\vec{v}(t)| = \sqrt{v_x(t)^2 + v_y(t)^2 + v_z(t)^2} \quad (4.13)$$

Partikelbeschleunigung

Die mittlere Beschleunigung des Partikels wird durch Division der Geschwindigkeitsdifferenz durch das Zeitintervall erhalten:

$$\bar{a} = \frac{v(t_2) - v(t_1)}{t_2 - t_1} \quad (4.14)$$

Für den Fall, dass $t_2 \rightarrow t_1$ wird die Momentanbeschleunigung erhalten werden:

$$a = \lim_{t_2 \rightarrow t_1} \frac{v(t_2) - v(t_1)}{t_2 - t_1} = \frac{dv}{dt} = \frac{d^2 r}{dt^2} = \ddot{r} \quad (4.15)$$

Eigenrotation des Partikels und Rotationsenergie

Aus den gemessenen Magnetfeldeigenschaften kann die Orientierung des Magneten (Markerkugel) und damit die Eigenrotation des Partikels erhalten werden.

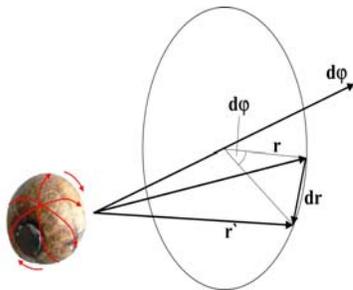


Abbildung 4.3: Verschiebung eines Punktes bei der Rotation um $d\varphi$.

Ganz allgemein kann bei der Drehung eines starren Körpers (siehe Abb. 4.3) um einen sehr kleinen Winkel $d\varphi$ um eine gegebene Achse die Richtung und der Betrag der Drehung durch den Vektor $d\varphi$ gekennzeichnet werden. Ein Punkt, dessen Lage durch den Ortsvektor \vec{r}' mit dem Ursprung auf der Drehachse gegeben ist, verschiebt sich nach Abb. 4.3 um:

$$dr = d\varphi \times r \quad (4.16)$$

Die Geschwindigkeit v eines Punktes auf der Körperoberfläche wird durch Division mit dem Zeitinkrement dt erhalten:

$$\frac{dr}{dt} = v = \frac{d\varphi}{dt} \times r = \omega \times r \quad (4.17)$$

wobei $\omega = \frac{d\varphi}{dt} = \dot{\varphi}$ die Winkelgeschwindigkeit ist. Die Winkelbeschleunigung α ergibt sich dann zu:

$$\alpha = \frac{d\omega}{dt} = \dot{\omega} = \ddot{\varphi} \quad (4.18)$$

4 Magnetisches Monitoring-Verfahren zur Bestimmung der Partikelposition

Die Rotationsenergie der rotierenden Markerkugel ergibt sich nach folgender Formel:

$$E_{rot} = \frac{1}{2} J_{Partikel} \omega^2 \quad (4.19)$$

Darin ist $J_{Partikel}$ das Trägheitsmoment des Partikels, welches als Annäherung einer idealen Kugel wie folgt definiert ist:

$$J_{Partikel} = \frac{2}{5} m_{Partikel} r^2 \quad (4.20)$$

wobei $m_{Partikel}$ die Masse des rotierenden Partikels darstellt.

Folgend wird die Vorgehensweise zur Bestimmung der Werte der Winkelgeschwindigkeit, Winkelbeschleunigung, sowie der Rotationsenergie beim hier verwendeten Messverfahren dargestellt.

Das magnetische Moment des in der Markerkugel positionierten Magneten bildet zum Zeitpunkt t_1 eine bestimmte Feldstärkeverteilung aus. Auf der Kugeloberfläche wird ein beliebiger Punkt P definiert (siehe Abb. 4.4a), der durch Orientierungswerte E_x , E_y und E_z , die das Messsystem zu jedem Zeitpunkt t_i ausgibt, definiert ist. Nach einer bestimmten Zeit t_2 ($t_2 - t_1 = \Delta t = \text{Messintervall} = \text{konst.}$) hat sich die Lage des Punktes auf der Kugeloberfläche verändert (Abb. 4.4b). Die Kugel mit den beiden Punkten P und P' kann sich

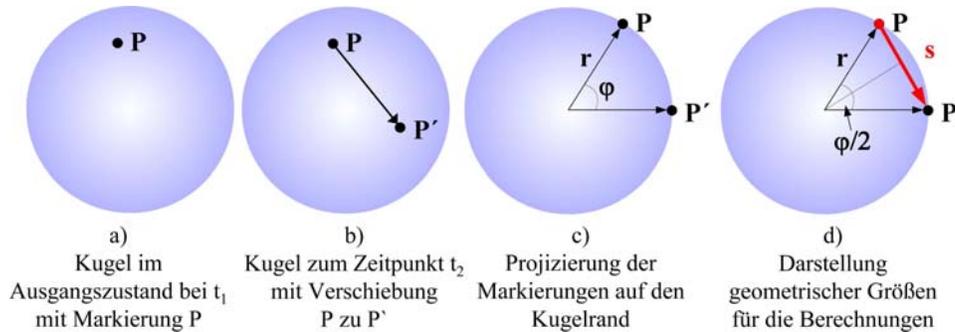


Abbildung 4.4: Darstellung der Vorgehensweise zur Ermittlung der Partikelrotation.

nun der Betrachter bildlich so drehen, dass beide am rechten Rand auf der Kugeloberfläche liegen, wie dies in Abb. 4.4c) dargestellt ist. Aus Abb. 4.4d) geht schließlich hervor, dass der Drehwinkel φ durch folgende Gleichung berechnet werden kann:

$$\sin\left(\frac{\varphi}{2}\right) = \frac{1}{r} \cdot \frac{s}{2} \quad (4.21)$$

wobei der Radius r der Kugel bekannt ist und der vereinfacht angenommene Drehweg s aus den Messwerten des Monitoringsystems E_x , E_y und E_z erhalten wird:

$$s = \sqrt{(E_{x_2} - E_{x_1})^2 + (E_{y_2} - E_{y_1})^2 + (E_{z_2} - E_{z_1})^2} \quad (4.22)$$

Nun kann mit dem bekannten Messintervall ($t_2 - t_1 = \Delta t$) und der zu jedem Messzeitpunkt berechneten Wert des Drehwinkels φ die Winkelgeschwindigkeit ω des Partikels berechnet werden:

$$\omega = \left| \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{t_2 - t_1} \right| \quad (4.23)$$

Mit dieser kann anschließend durch Gl. 4.18 die Winkelbeschleunigung α und aus Gl. 4.19 die Rotationsenergie E_{rot} berechnet werden.

4.2 Die Messapparatur

In Abb. 4.5 ist die Messapparatur mit vergrößerten Detailansichten dargestellt und Tab. 4.2 beinhaltet die darin gezeigten Bezeichnungen der einzelnen Positionen. Kernstück des Messgerätes sind die 3 Messmodule, die jeweils 9 AMR-Sensoren (Anisotrop-Magneto-Resistiv) enthalten. 3 AMR-Sensoren sind jeweils zu einem Messtripel zusammengefasst (siehe Abb. 4.5 rechts), wobei jeder einzelne in eine Raumrichtung (x, y und z) ausgerichtet ist. Die detektierten Signale werden vom Empfangsgerät aufgenommen und über eine USB-Schnittstelle an den Messcomputer gesendet. Zwei Software-Programme gehören zum Messsystem:

- **MagDat** zur Online-Visualisierung, Datenerfassung und Speicherung, sowie
- **MagCalc** zur Berechnung der wahren Positionen aus den Rohdaten von MagDat.

Abb. 4.6a) zeigt das magnetische Monitoringsystem bei der Messungen an der prismatischen Strahlschicht und in Abb. 4.6b) ist das Fenster zur Online-Visualisierung in der Software *MagDat* gezeigt. Weiterhin beinhaltet Abb. 4.6c) ein Foto der in den Versuchen verwendeten magnetischen Markerkugel, die durch Integration eines zylindrischen Magneten in eine Holzkugel (Eigenschaften siehe Tab. 2.2) hergestellt wurde. Eine Holzkugel hat ein Volumen von 523mm^3 und der Magnet von 75mm^3 , was bedeutet, dass 14,34% vom Magneten besetzt sind. An dieser Stelle sei vermerkt, dass dem Autor die veränderten Eigenschaften der markierten Kugel (Masse, mittlere Dichte, Archimedeszahl) im Vergleich zu den anderen Holzkugeln bewusst sind. Bei den dynamischen Fluidisationsversuchen hat sich jedoch gezeigt, dass aufgrund der hohen Partikelkonzentration, die markierte Kugel das gleiche Bewegungsmuster wie alle anderen Holzkugeln aufwies und somit repräsentative Messergebnisse erhalten werden.

Im Folgenden sind einige Vor- und Nachteile des magnetischen Monitoringverfahrens aufgelistet:

- + 3-D Positionserfassung in geschlossenen Systemen
- + keine externe Energieversorgung nötig
- + Echtzeitlokalisierung
- + Resistenz gegenüber Störungen; in freier Umgebung anwendbar

4 Magnetisches Monitoring-Verfahren zur Bestimmung der Partikelposition

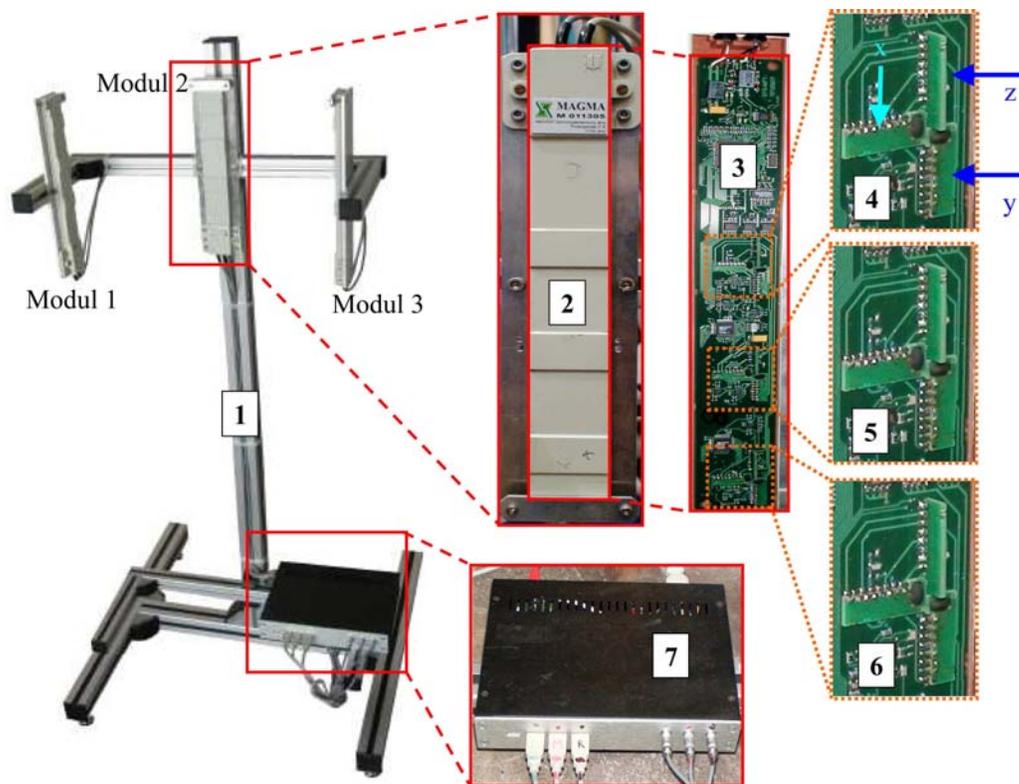


Abbildung 4.5: Magnetisches Monitoringsystem mit Detailansichten.

Tabelle 4.2: Erklärung der Nummerierungen in Abb. 4.5

Position	Bezeichnung
1	Gerätegestell
2	Modul
3	Elektronik im Modul
4-6	Vergrößerung der AMR-Sensoren
7	Empfängergerät zur Messwerterfassung und Weiterleitung zum PC

- + Langzeitstabilität (über 4h), wodurch langandauernde Prozesse verfolgt werden können
- + veränderbare Umgebungsbedingungen (Temperatur, quasistationäres Magnetfeld)
- + Unempfindlichkeit gegenüber Verschmutzungen
- + geringer Rechenaufwand

4.3 Ergebnisse statischer Messungen

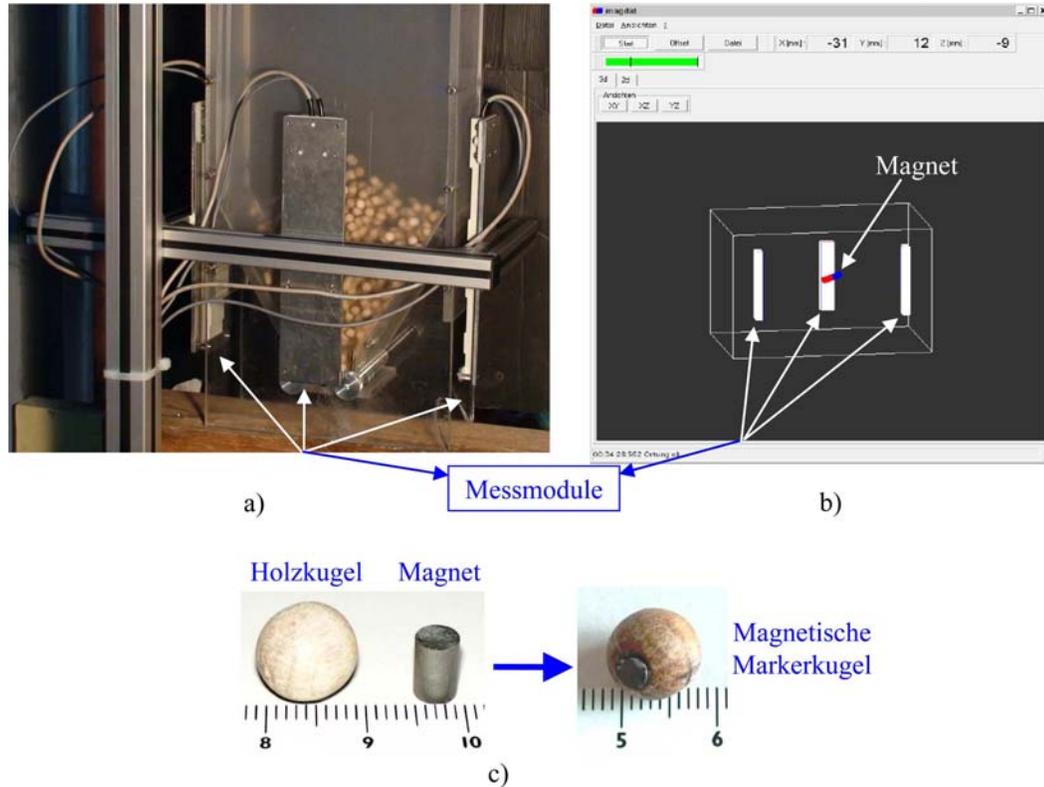


Abbildung 4.6: a) Magnetisches Monitoringsystem an der Strahlschicht, b) Online-Visualisierung in *MagDat* und c) Magnetische Markerkugel.

- - nur quasistationäre Fremdfelder zugelassen
- - Verfolgung nur **eines** Teilchens möglich
- - sehr großer Magnet zur Zeit erforderlich (mm-Bereich).

4.3 Ergebnisse statischer Messungen

Unter diesem Punkt werden Messergebnisse des magnetischen Monitoringsystems präsentiert, bei denen sich der magnetische Marker in Ruhe befindet. Durch Veränderung der Position des Markers innerhalb des Messbereiches können die Genauigkeit und die Fehler des Messsystems erhalten werden. Abb. 4.7 zeigt erneut die statische Anordnung der 3 Messmodule, die während der kompletten statischen und dynamischen Messungen, sowie bei den Messungen in der Strahlschicht nicht verändert wurde. Weiterhin ist in dieser Abbildung schematisch eine Lochplatte gezeigt, die fest innerhalb des Messbereiches angebracht wurde und deren Position in z-Richtung verändert werden konnte. Die Löcher sind nur minimal größer als der Durchmesser der zylindrischen Grundfläche des Magnete-

4 Magnetisches Monitoring-Verfahren zur Bestimmung der Partikelposition

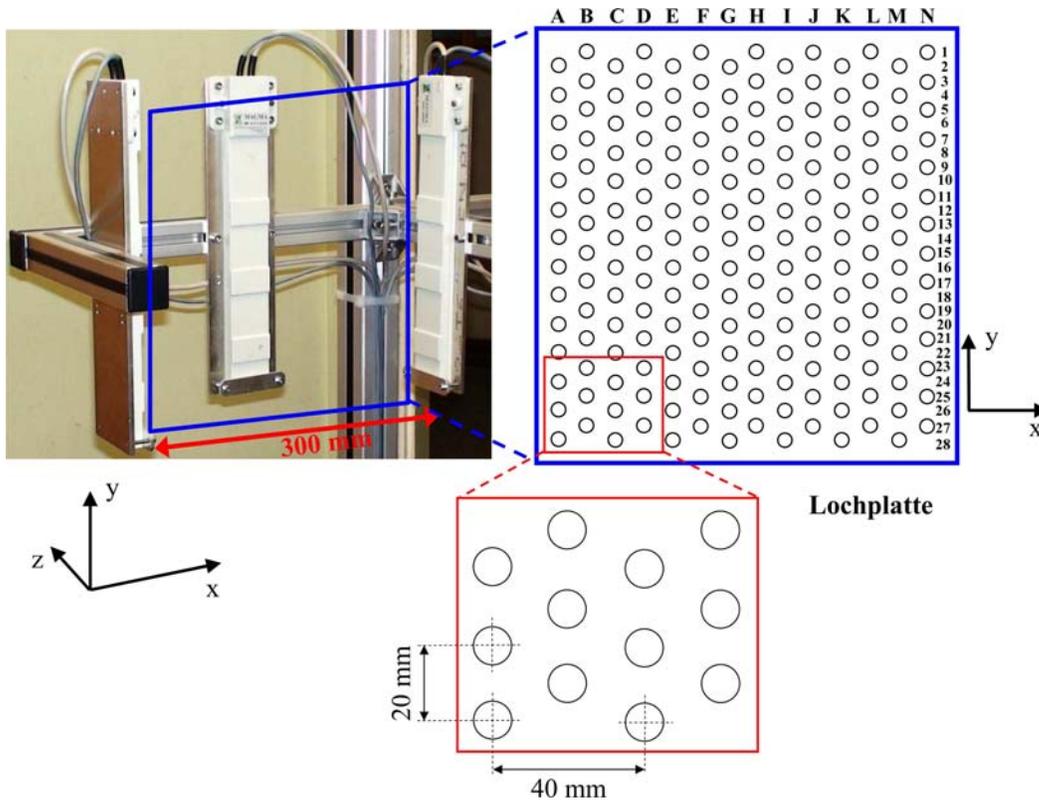


Abbildung 4.7: Demonstration der Anordnung der Messmodule und der Lochplatte.

ten, so dass dieser problemlos in den Löchern positioniert werden konnte. Die Lochplatte hat 14 Spalten (A-N) und 28 Reihen mit den in Abb. 4.7 unten gezeigten Lochabständen. Während der Versuche wurden Messungen in jedem Loch bei konstanter z-Position der Platte und unter Variation der Messzeit durchgeführt. Anschließend wurde auch die z-Position der Lochplatte verändert. Da sehr geringe Magnetfeldstärken vom Messsystem detektiert werden müssen, wurden ebenfalls statische Referenzmessungen mit der Lochplatte in einem magnetisch abgeschirmten Raum durchgeführt, um den Einfluss äußerer Störfelder zu erkennen. Der Messtakt ist konstant und beträgt 62 Hz.

Abb. 4.8 zeigt verschiedene Ebenen, in denen die Lochplatte positioniert wurde und in Abb. 4.9 sind die Messergebnisse in normaler Umgebung exemplarisch für die Ebene 1 (50mm vor hinterem Sensor) in verschiedenen Ansichten dargestellt.

Aus Abb. 4.9 geht hervor, dass die gemessenen Daten generell die realen Positionen gut widerspiegeln. Lediglich im oberen Bereich sind kleinere Abweichungen festzustellen. Für eine genauere Analyse der Messwerte sind in Abb. 4.10 die Abweichungen in x, y und z-Richtung von den tatsächlichen Positionen für verschiedene Spalten und Zeilen (A...N, 1...28, siehe Abb. 4.7) dargestellt. Es ist ersichtlich, dass die größten Abweichungen in allen Koordinatenrichtungen in der Nähe des linken Sensors auftreten. Dies hat keine physikalischen Gründe, sondern kommt durch kleine Ungenauigkeiten bei der Grundkalibrierung

4.3 Ergebnisse statischer Messungen

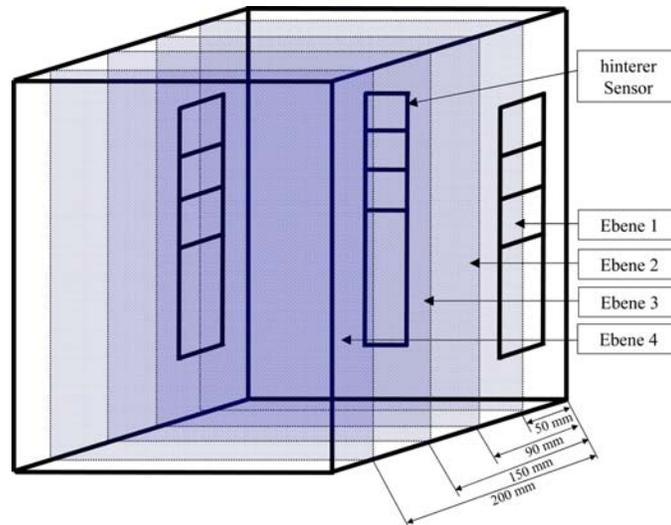


Abbildung 4.8: Ebenen für die statischen Messungen mit der Lochplatte.

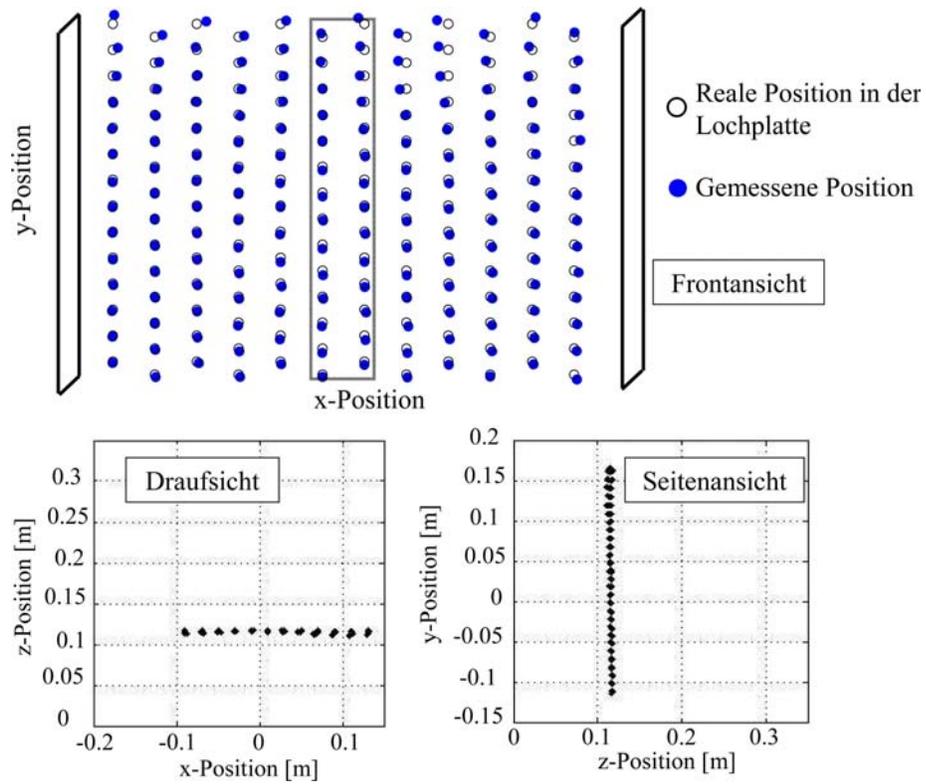


Abbildung 4.9: Messergebnisse der statischen Positionsbestimmung in Ebene 1 (50 mm vor hinterem Sensor).

4 Magnetisches Monitoring-Verfahren zur Bestimmung der Partikelposition

(Ausrichtung der Sensoren, etc.) zustande. Diese größeren Abweichungen am linken Rand können in Zukunft durch eine erneute, genauere Kalibrierung stark vermindert werden. Innerhalb des Messvolumens (Zeile 5 bis 28, Abb. 4.10) kann die Position des Magneten in dieser Messebene mit einer Genauigkeit von $\pm 3\text{mm}$ reflektiert werden (siehe Abb. 4.9d).

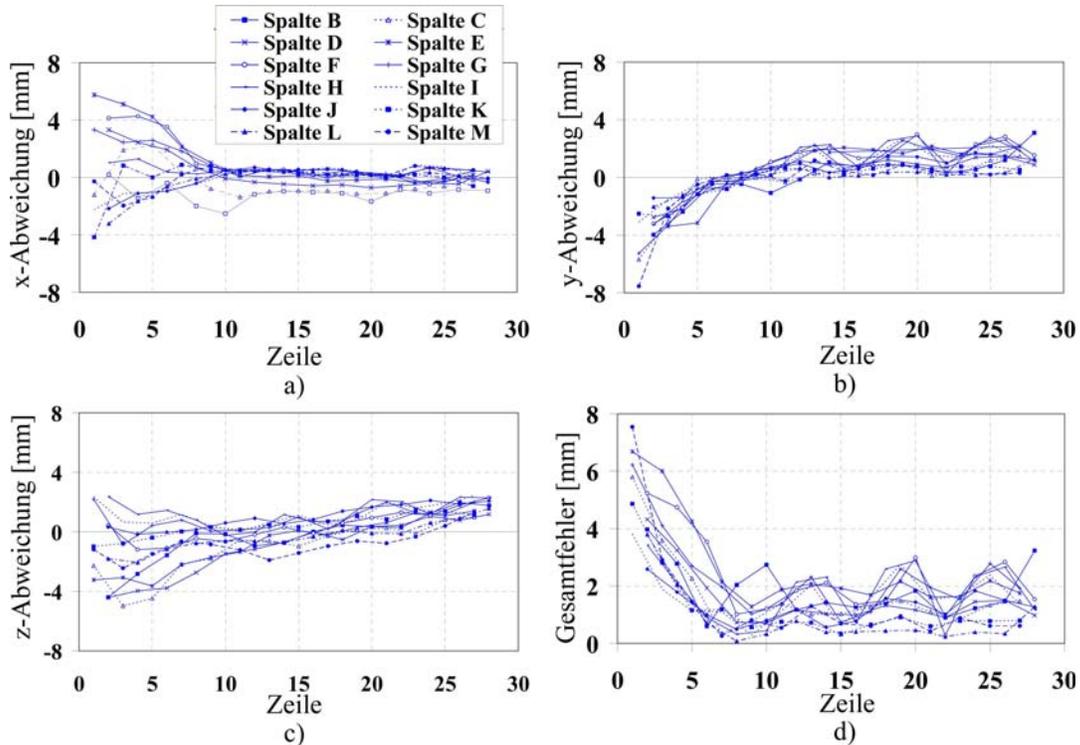


Abbildung 4.10: Abweichungen der Messdaten von der realen Position. a) in x-Richtung, b) in y-Richtung, c) in z-Richtung und d) Gesamtabweichung.

Abb. 4.11 zeigt nun Konturdarstellungen von drei verschiedenen Messebenen mit Indizierung der Abweichungen von der realen Position. Eine einheitlich grüne Farbe (Legendenwert '0') einer Ebene würde eine 100%-ige Übereinstimmung der Messwerte mit den realen Positionen bedeuten. Der hintere Sensor befindet sich in dieser Darstellung in der y-Ebene bei $z=0$. Es ist sehr gut zu erkennen, dass bei der Messung in Ebene 1 (50mm vor dem hinteren Sensor) die Position des Magneten mit den geringsten Abweichungen wiedergegeben wird. In Ebene 2 (90mm) und besonders in Ebene 4 (200mm) sind die Fehler zur realen Position deutlich höher.

Wie schon weiter oben erwähnt, wurden auch Messungen in einem magnetisch abgeschirmten Raum durchgeführt, um den Einfluss äußerer Störfelder auf die Messergebnisse zu untersuchen. In Abb. 4.12 ist beispielhaft die Verteilungsdichte eines Messergebnisses der y-Koordinate im abgeschirmten Raum dargestellt (Balken). Weiterhin zeigt diese Abbildung eine an dieser Verteilung erstellte Normalverteilung (rote Kurve) und zusätzlich

4.3 Ergebnisse statischer Messungen

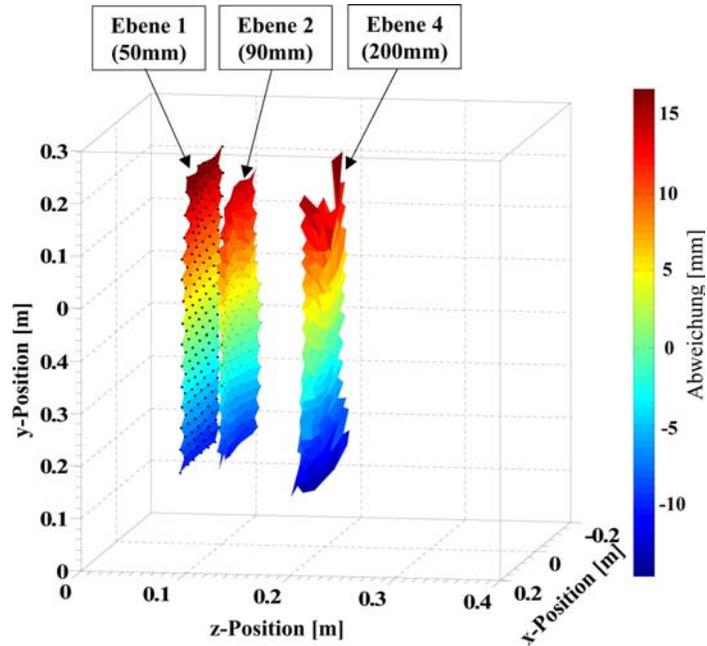


Abbildung 4.11: Messergebnisse für drei verschiedene Ebenen mit Fehlerindizierung.

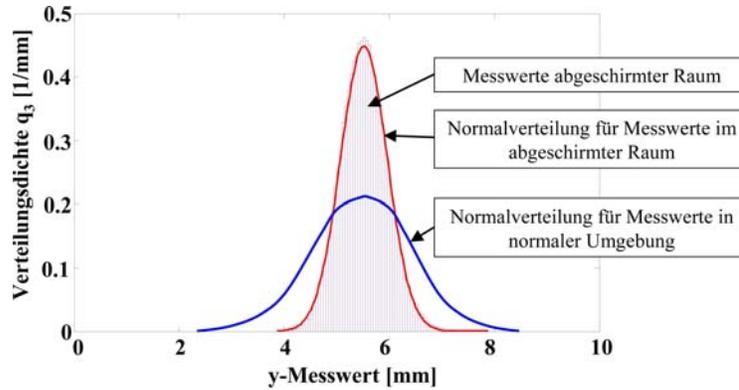


Abbildung 4.12: Vergleich der Verteilungsdichte des y-Messwertes im abgeschirmten Raum und in normaler Umgebung.

die Normalverteilung der y-Messwerte desselben Punktes in normaler Umgebung. Es ist zu erkennen, dass letztendlich der gleiche y-Absolutwert sowohl im abgeschirmten Raum, als auch in normaler Umgebung erhalten wird. Der einzige Unterschied besteht in der Breite der Verteilung. Durch die äußeren Störfelder ist die Streuung der Messwerte um den realen Wert größer, was gleichermaßen in allen Auswertungen zu beobachten war.

Als Ergebnis der statischen Messungen mit der momentanen Systemkalibrierung und den Eigenschaften des verwendeten Magneten kann gesagt werden, dass die Position des dessen im Messvolumen ($300 \times 300 \times 300 \text{ mm}$) mit einem durchschnittlichen Fehler von rund

4 Magnetisches Monitoring-Verfahren zur Bestimmung der Partikelposition

2% wiedergegeben werden kann. Aufgrund von Ungenauigkeiten in der Kalibrierung ist der Fehler an den Rändern in unmittelbarer Sensornähe etwas größer (bis zu 5%). Dieses Problem kann durch Neukalibrierung behoben werden und wurde bereits bei der Herstellerfirma in Auftrag gegeben, so dass bei zukünftigen Messungen keine ‘Randfehler‘ mehr auftreten.

4.4 Ergebnisse dynamischer Messungen

Unter diesem Punkt werden Messergebnisse präsentiert, bei denen sich der Magnet in Bewegung befindet. Es sollte herausgefunden werden, welche Positionsdaten vom Messsystem bei einer rein translatorischen Bewegung ausgegeben werden.

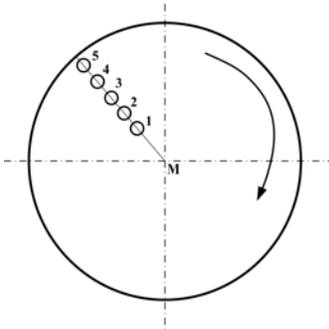


Abbildung 4.13:
Schematische Darstellung
der Lochscheibe.

der Drehzahl n .

Dazu wurde eine Kreisscheibe hergestellt, in die fünf Löcher in verschiedenen Entfernungen zum Mittelpunkt gebohrt wurden (siehe Abb. 4.13), worin der Messmagnet fest fixiert werden konnte. Durch einen Motor konnten unterschiedliche Drehzahlen und damit unterschiedliche Winkelgeschwindigkeiten des Magneten eingestellt werden. In Tabelle 4.3 sind die Entfernungen der einzelnen Punkte zum Mittelpunkt M aufgelistet. Folgend werden die Messergebnisse bei einer Messdauer von 20 Sekunden in fünf verschiedenen Abständen vom hinteren Sensor (60, 82, 110, 132 und 150mm) bei zwei verschiedenen Drehzahlen n ($n_1=12$ und $n_2=48$ U/min) aufgezeigt. Tab. 4.4 beinhaltet die theoretisch berechneten Bahngeschwindigkeiten in den fünf Punkten in Abhängigkeit von

Tabelle 4.3: Entfernung der Löcher 1-5 zum Scheibenmittelpunkt.

Lochnummer	Entfernung zum Mittelpunkt [mm]
1	50
2	70
3	90
4	110
5	130

Aus Abb. 4.14 und den Standardabweichungen in Abb. 4.15 können folgende Erkenntnisse gewonnen werden:

- Generell weisen die Messergebnisse bei der höheren Drehzahl viel größere Abweichungen zur realen Kreisbahn auf.
- Je weiter der magnetische Marker vom hinteren Sensor entfernt wird, desto größer

4.5 Ergebnisse der Messungen in der Strahlschicht

Tabelle 4.4: Bahngeschwindigkeit v_B in den Löchern 1-5 in Anhängigkeit von der Drehzahl n .

Lochnummer	v_B bei $n_1=12 \frac{U}{\text{min}}$ [m/s]	v_B bei $n_2=48 \frac{U}{\text{min}}$ [m/s]
1	0.6	2.4
2	0.84	3.36
3	1.08	4.32
4	1.32	5.28
5	1.56	6.24

ist die Standardabweichung von der realen Kreisbahn, womit die Messgenauigkeit geringer wird.

- Außerdem ist aus Abb. 4.14 ersichtlich, dass die Messfehler auf der äußeren Bahn (Loch 5) am größten sind. Speziell in der Nähe der seitlichen Sensoren sind wiederum die ‘Randfehler’ zu erkennen, die durch eine fehlerhafte Systemkalibrierung zustande kommen.

An dieser Stelle kann zusammengefasst werden, dass der magnetische Marker bis ca. 1.5m/s mit geringen Abweichungen verfolgt werden kann. Bei Erhöhung der Markergeschwindigkeit auf der Kreisbahn kommt es aufgrund des Berechnungsalgorithmus zu ungenaueren Positionsergebnissen. Bemerkenswert ist, dass es (die Randwerte vernachlässigt) so gut wie keine ‘Ausreißerwerte’ auch bei sehr hohen Bahngeschwindigkeiten gibt. Der Grund dafür ist wohl die konstante Kreisbewegung ohne Rotationsbewegung des Markers, die keinerlei Schwierigkeiten für den Berechnungsalgorithmus darstellt. Es wird sich später zeigen, dass bei der Fluidisation in der Strahlschicht, wo es zu einer teilweise chaotischen translatorischen und rotatorischen Partikelbewegung kommt, viele Ausreißerwerte vom Messsystem speziell bei hohen Gasdurchsätzen detektiert und berechnet werden. Dazu wird unter folgendem Punkt 4.5 detailliert eingegangen.

4.5 Ergebnisse der Messungen in der Strahlschicht

Unter diesem Punkt werden Ergebnisse der Messungen in der prismatischen Strahlschicht präsentiert. Dabei wurde mit dem Schichtmaterial Holzkugeln (Eigenschaften siehe Tab. 2.2) der Gasdurchsatz \dot{V}_g , die Schichtmasse m_{Sch} (0.3, 0.44, 0.55, 0.7 und 0.9kg), das magnetische Moment μ (zwei unterschiedliche Magnete mit $\mu=0.08A \cdot m^2$ und $\mu=0.1A \cdot m^2$), sowie die Messdauer (20sec, 120sec) variiert.

4.5.1 Identifizierung der Messfehler

Die magnetisch markierte Holzkugel steht bei der Fluidisation in der Strahlschicht unter unterschiedlichsten Krafteinwirkungen, wodurch simultan heftigste Rotations- und Translationsbewegungen überlagert werden. Da das Messsystem jeweils die Markerposition des

4 Magnetisches Monitoring-Verfahren zur Bestimmung der Partikelposition

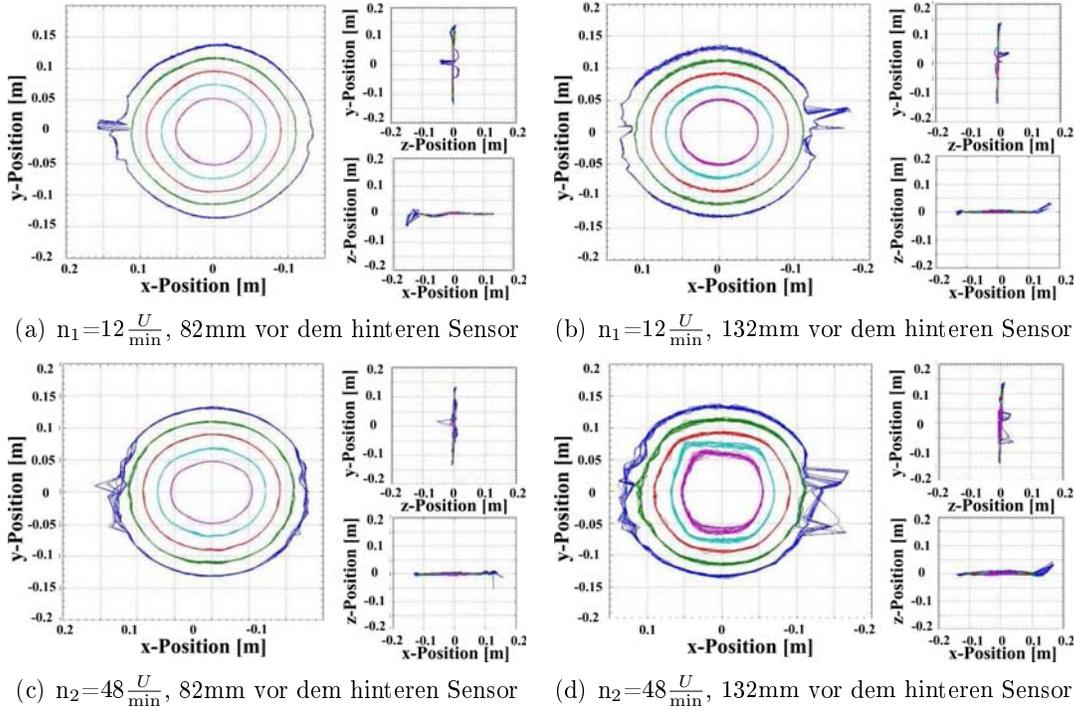


Abbildung 4.14: Messergebnisse mit der rotierenden Scheibe bei zwei verschiedenen Drehzahlen.

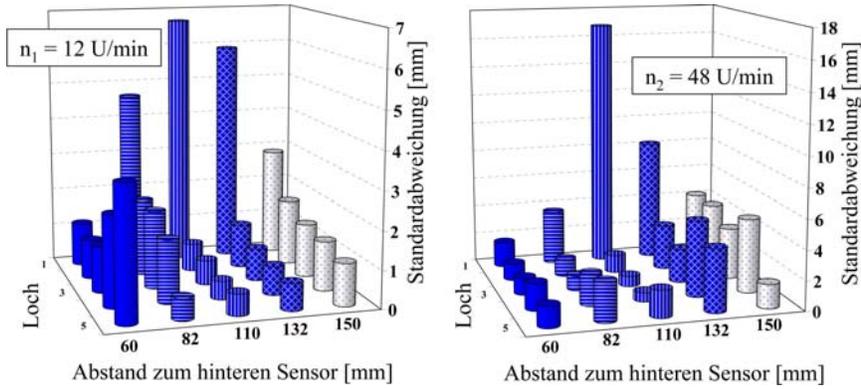


Abbildung 4.15: Standardabweichung σ bei den Messungen mit der rotierenden Scheibe bei zwei verschiedenen Drehzahlen.

folgenden Zeitschrittes vorausberechnet, kommt es bei 'kritischen' Konstellationen zu Fehlerergebnissen.

- Dies ist beispielsweise der Fall, wenn der Magnet zum Messzeitpunkt etwa 90.00001° vertikal zu den Sensoren ausgerichtet ist (siehe Abb. 4.16a). Aufgrund der chaotischen Bewegung kann es nun vorkommen, dass das Messgerät für den nächsten

4.5 Ergebnisse der Messungen in der Strahlschicht

Zeitpunkt einen Winkel von 89.9999° berechnet. Da ebenfalls mit Winkelbeziehungen (\sin , \cos) gerechnet wird, bedeutet dieser minimale Unterschied sofort einen Vorzeichenwechsel und damit ein von der realen Position abweichendes Ergebnis.

- Weiterhin kann es zwischen zwei Messpunkten ($\Delta t=15\text{ms}$) zu Kollisionen des markierten Magneten mit anderen Teilchen kommen, wodurch aufgrund des Berechnungsalgorithmus eine falsche Position vorausberechnet wird (siehe Abb. 4.16b).
- Auch die Messfrequenz von 62 Hz hat sich in den Experimenten ebenfalls als zu langsam für eine exakte Verfolgung des Markers in der Strahlschicht erwiesen.

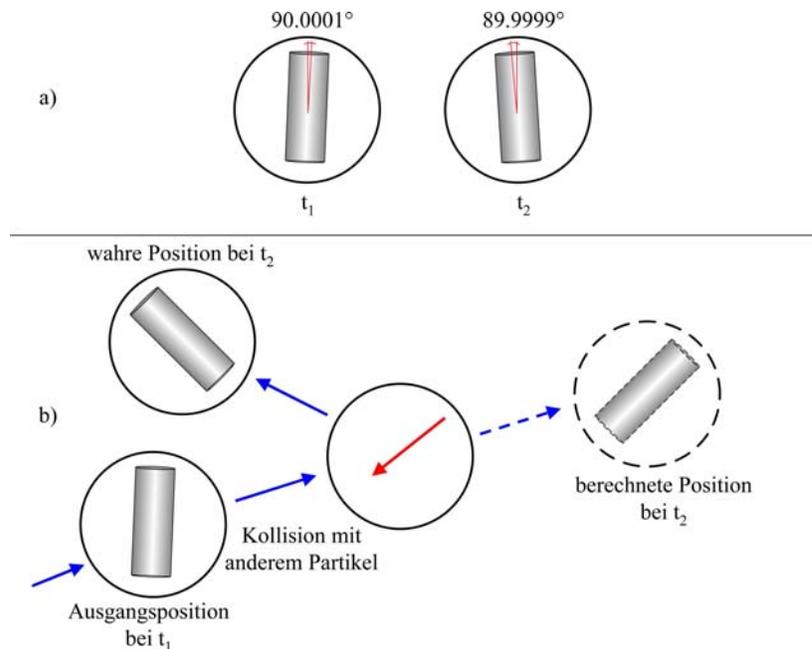


Abbildung 4.16: Demonstration der Entstehung der Ausreißerwerte.

All diese Punkte führen bei den Messungen in der Strahlschicht zu ‘Ausreißerwerten’, die identifiziert und für weiterführende Auswertungen entfernt werden müssen. Abb. 4.17 zeigt beispielhaft die Messpunkte bei einer Schichtmasse von 0.3kg und einem Gasdurchsatz von $\dot{V}_g=210\text{m}^3/\text{h}$. Die Messdauer betrug 20.66 Sekunden, wobei 1273 Positionswerte detektiert wurden. Die Apparatekontur ist durch die schwarzen Linien gekennzeichnet, wodurch die außerhalb dieser Konturen liegenden Ausreißerwerte in den unterschiedlichen Perspektiven gut zu erkennen sind. Die Konturen der Strahlschicht wurden mathematisch als Grenzen definiert und durch einen Auswertalgorithmus wurden die Positionsdaten identifiziert, die außerhalb dieser Grenzen lagen und somit als Messfehler (‘Ausreißer’) betrachtet werden. Das Diagramm unten rechts in Abb. 4.17 zeigt die Gesamtanzahl der Ausreißer, sowie aufgeschlüsselt die Anzahl der Ausreißer in den drei verschiedenen Achsenrichtungen.

4 Magnetisches Monitoring-Verfahren zur Bestimmung der Partikelposition

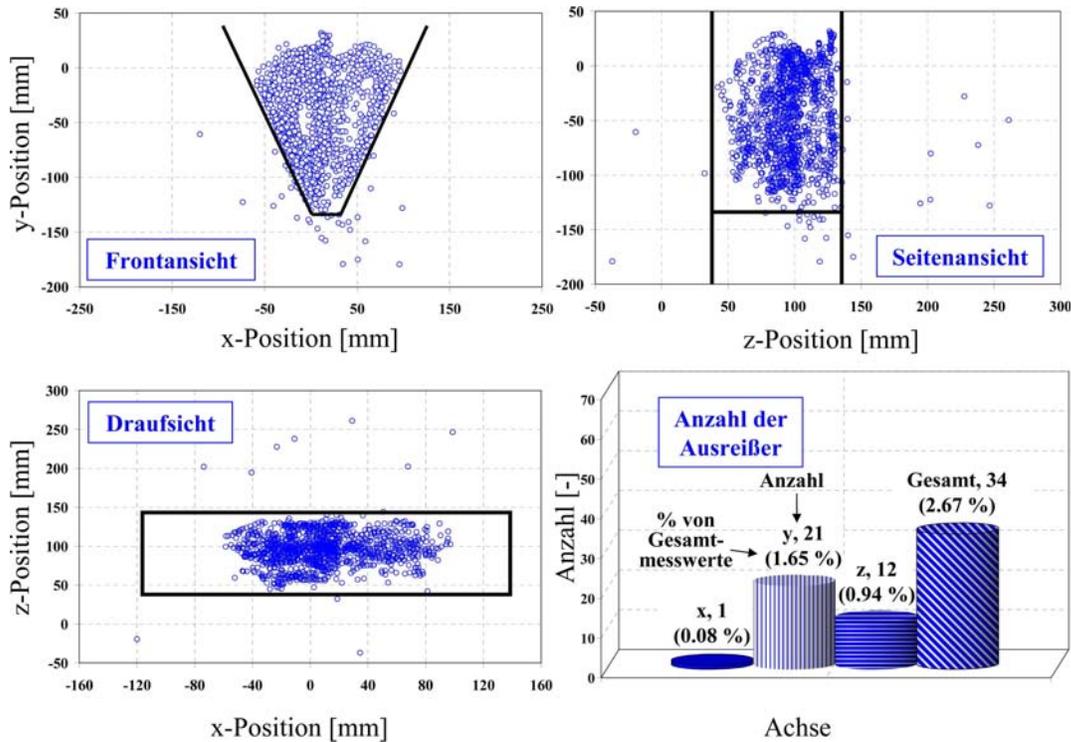


Abbildung 4.17: Messergebnis des Monitoring-Systems aus verschiedenen Perspektiven und Identifizierung der Ausreißerwerte (1273 Messwerte).

4.5.2 Ergebnisse mit einer Schichtmasse von 0.3kg

Exemplarisch werden folgend die Ergebnisse der Bestimmung der Partikelposition bei einer Schichtmasse von 0.3kg präsentiert. Analog zu Abb. 4.17 werden die Messpunkte samt Ausreißerwerte als Front-, Seiten- und Draufsicht bei unterschiedlichen Gasdurchsätzen \dot{V}_g dargestellt. Für weitergehende Auswertungen (Partikelgeschwindigkeit, Beschleunigung, Rotation) wurden die Ausreißer identifiziert und in erster Näherung als Mittelwert des Vorgänger- und Nachfolgewertes angenommen. Das magnetische Moment μ des Markers betrug $0.08\text{A}\cdot\text{m}^2$ und die Messdauer 20 Sekunden.

Aus den Abbildungen 4.18 bis 4.23 sind die detektierten Partikelpositionen im Strahl-schichtapparat gut zu erkennen. Bei einem Gasdurchsatz von $\dot{V}_g=79.5\text{m}^3/\text{h}$ (siehe Abb. 4.18 und 4.24a) gleicht das Strömungsbild eher einem Festbett. Oberhalb des Mittelprofils hat sich ein kleiner Hohlraum ausgebildet, in dem einige Holzkugeln zirkulieren, jedoch ist der Gasstrahl noch nicht durch die Schicht durchgebrochen. Aus den Messergebnissen geht hervor, dass sich die magnetische Markerkugel während der Messung genau in diesem Hohlraum befand, woraus die leicht gestreuten Messwerte resultieren. Aufgrund der geringen Gas- und Partikelgeschwindigkeiten werden nur wenige Ausreißer in x- und y-Richtung gemessen (siehe Diagramm rechts unten in Abb. 4.18). Die hohe Anzahl der Ausreißer in z-Richtung resultiert aus der intensiven Teilchenrotation im Hohlraum, wo-

4.5 Ergebnisse der Messungen in der Strahlschicht

durch es gemäß Abb. 4.16 zu kritischen Winkelkonstellationen kommt und somit von der realen Position abweichende Lokationen berechnet werden.

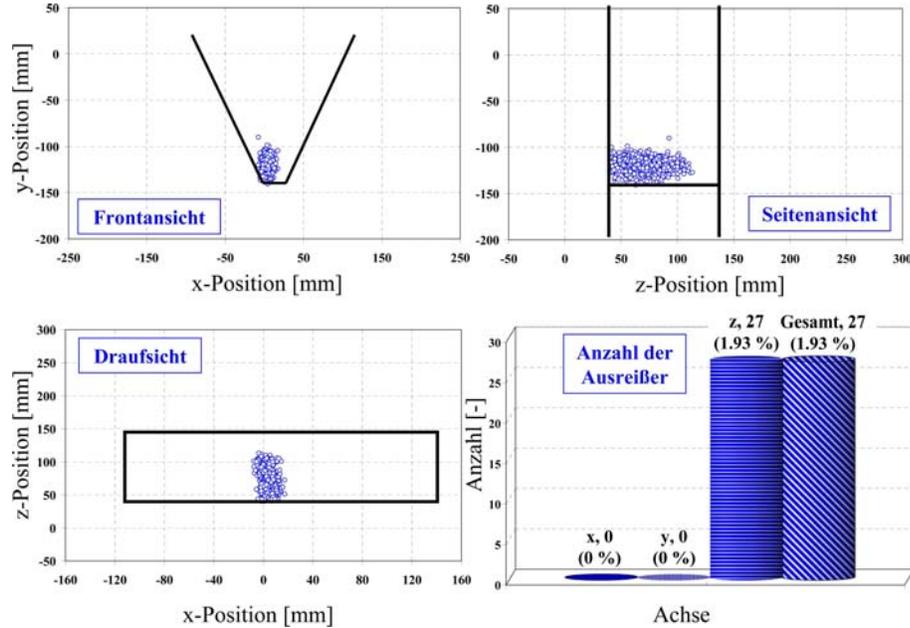


Abbildung 4.18: Gemessene Partikelpositionen in verschiedenen Ansichten bei einem Gasdurchsatz von $\dot{V}_g=79.5\text{m}^3/\text{h}$.

Bei Erhöhung des Gasdurchsatzes durchbricht der Gasstrahl die Schicht und die Holzku-geln beginnen, ausgedehntere Translations- und Rotationsbewegungen zu vollführen. Bei einem Gasdurchsatz von $\dot{V}_g=126.9\text{m}^3/\text{h}$ (Abb. 4.19 und 4.24b) bewegt sich die Markerku-gel in einem weiteren Bereich in der Strahlschicht. In der Front-, Seiten-, und Draufsicht ist zu erkennen, dass die Kugel ausschließlich in der rechten Apparatehälfte fluidisiert wurde. Aufgrund der noch sehr geringen Teilchenbewegung wurden so gut wie keine Aus-reißer detektiert. Bei diesen geringen Gasdurchsätzen ist das Messintervall $\Delta t=15\text{ms}$ völ-lig ausreichend. Größere Probleme werden bei höheren Gasdurchsätzen erwartet, wo die Partikelbewegung schneller und durch mehrfache Partikelkollisionen chaotischer wird.

Beim Gasdurchsatz von $\dot{V}_g=182.0\text{m}^3/\text{h}$ (Abb. 4.20 und 4.24c) hat sich eine für diese Strahlschicht typische (jedoch noch instabile) Partikelzirkulation eingestellt, die aus den Messwerten und dem Foto einwandfrei erkannt werden können. Die Markerku-gel befindet sich während der rund 20 Sekunden Messzeit in den unterschiedlichsten Positionen im Apparat. Aufgrund der intensiven Translations- und Rotationsbewegungen der Marker-kugel werden nun etwas mehr Ausreißer detektiert (siehe Diagramm rechts unten in Abb. 4.20), jedoch stellen diese lediglich einen (zu vernachlässigenden) Anteil von 1.45% von den Gesamtmesswerten dar.

Beim Gasdurchsatz von $\dot{V}_g=210.0\text{m}^3/\text{h}$ hat sich eine stabile Partikelzirkulation ausgebil-det (Abb. 4.21 und 4.24d). Besonders in der Frontansicht sind die beidseitigen Walzenbah-

4 Magnetisches Monitoring-Verfahren zur Bestimmung der Partikelposition

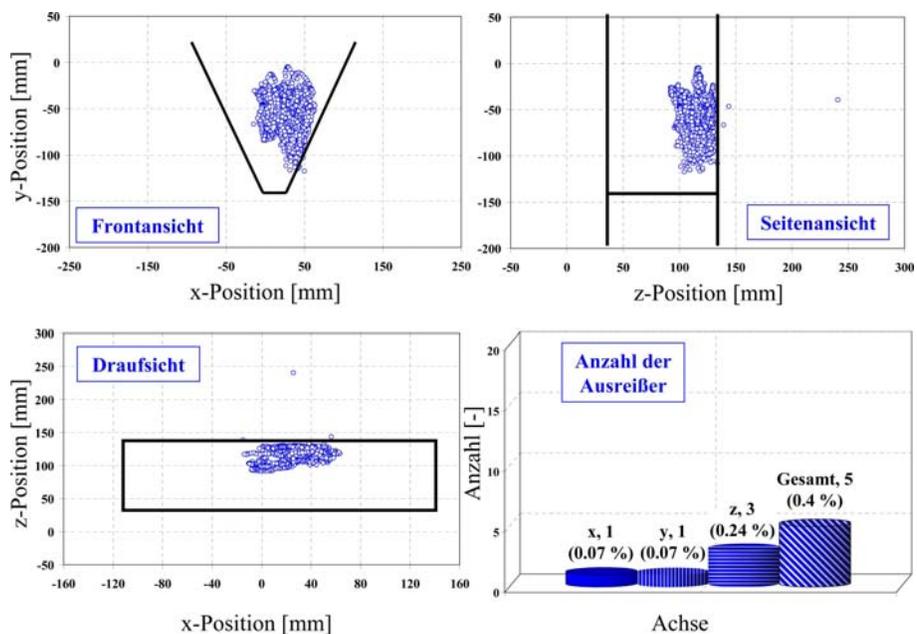


Abbildung 4.19: Gemessene Partikelpositionen in verschiedenen Ansichten bei einem Gasdurchsatz von $\dot{V}_g = 126.9 \text{ m}^3/\text{h}$.

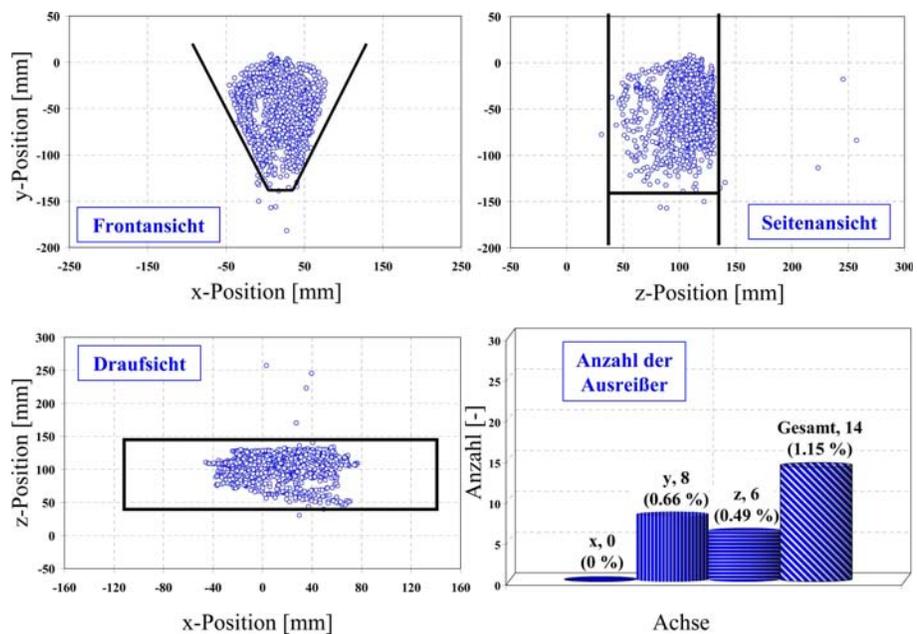


Abbildung 4.20: Gemessene Partikelpositionen in verschiedenen Ansichten bei einem Gasdurchsatz von $\dot{V}_g = 182.0 \text{ m}^3/\text{h}$.

4.5 Ergebnisse der Messungen in der Strahlschicht

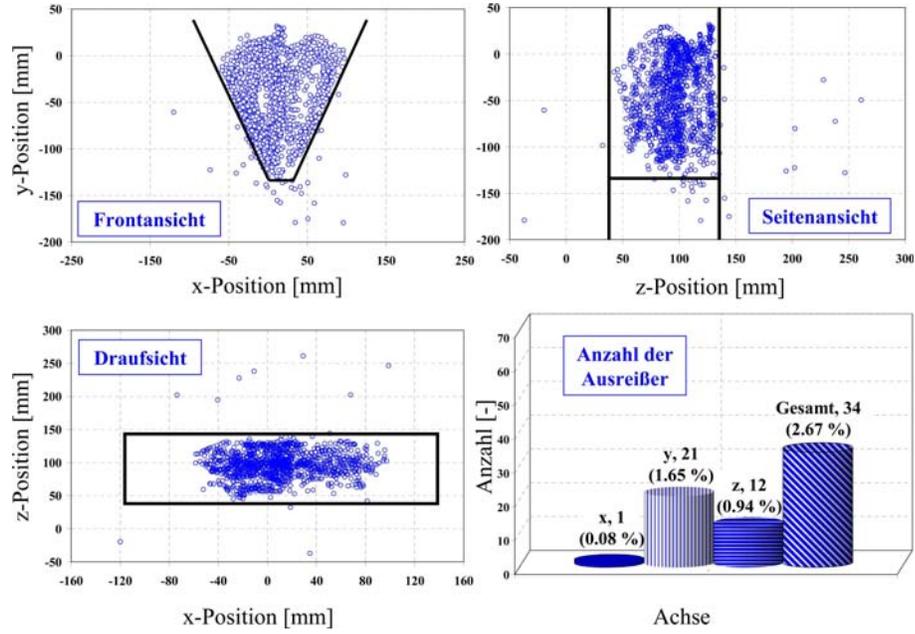


Abbildung 4.21: Gemessene Partikelpositionen in verschiedenen Ansichten bei einem Gasdurchsatz von $\dot{V}_g = 210.0 \text{ m}^3/\text{h}$.

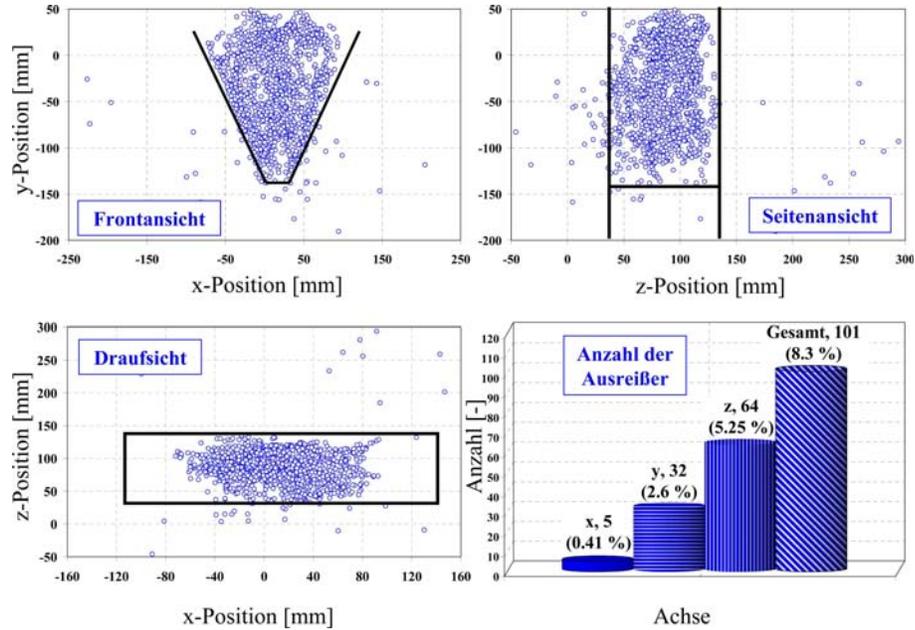


Abbildung 4.22: Gemessene Partikelpositionen in verschiedenen Ansichten bei einem Gasdurchsatz von $\dot{V}_g = 217.0 \text{ m}^3/\text{h}$.

4 Magnetisches Monitoring-Verfahren zur Bestimmung der Partikelposition

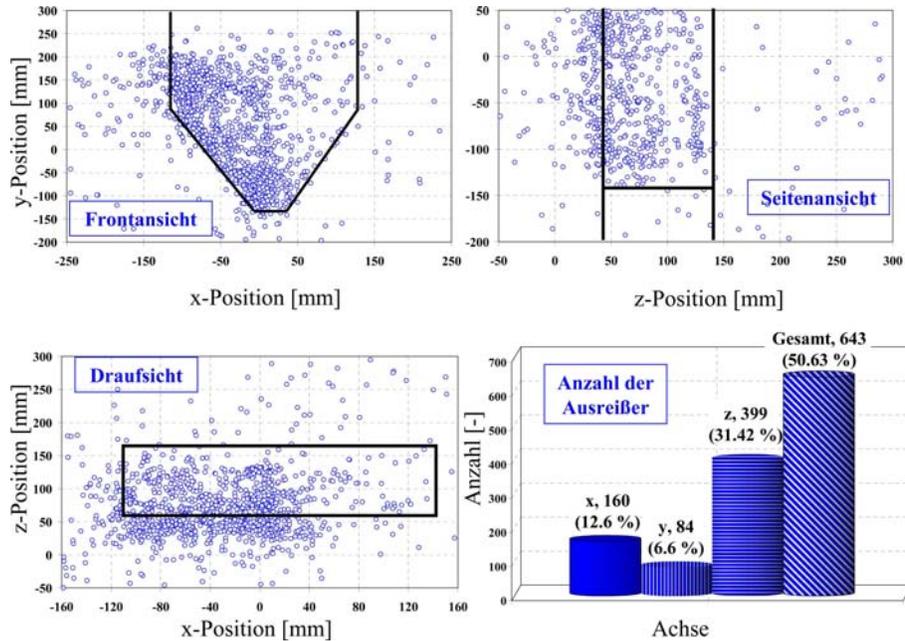


Abbildung 4.23: Gemessene Partikelpositionen in verschiedenen Ansichten bei einem Gasdurchsatz von $\dot{V}_g = 218.3 \text{ m}^3/\text{h}$.

nen der Markerkugel gut zu erkennen. Wiederum steigt die Anzahl der Ausreißerwerte durch höhere Partikelgeschwindigkeiten, wodurch heftigere Partikelkollisionen zu beobachten sind und die Partikelbewegung chaotischer ist. Jedoch liegt auch hier der Anteil der Ausreißer in Bezug auf die Gesamtmesswertanzahl bei sehr guten 2.65%.

Bei einer weiteren Vergrößerung des Gasvolumenstromes auf $\dot{V}_g = 217.0 \text{ m}^3/\text{h}$ gelangt man an die obere Grenze der stabilen Fluidisation (Abb. 4.22 und 4.24e). Aus den Messergebnissen und dem Foto ist zu erkennen, dass die Schicht expandiert ist. Das prinzipielle Strömungsbild wird noch gut durch die Messwerte repräsentiert, wobei die Anzahl der Ausreißer wiederum angestiegen ist. Nun ist fast jeder 10. Messwert ein Ausreißer (8.3% von der Gesamtanzahl).

Beim Gasdurchsatz von $\dot{V}_g = 218.3 \text{ m}^3/\text{h}$ ist der instabile Arbeitsbereich erreicht (Abb. 4.23 und 4.24f), der nicht mehr durch eine zirkulierende, sondern durch eine chaotische, wirbelschichtähnliche Partikelbewegung gekennzeichnet ist. Die Partikel werden mit sehr hohen Geschwindigkeiten weit aus dem effektiven Messbereich der Sensoren nach oben geschleudert, wodurch das Messsystem keine sinnvollen Ergebnisse mehr liefert. Über 50% der detektierten Werte werden außerhalb des Apparates berechnet. Die Grenzen bezüglich des Messintervalls ($\Delta t = 15 \text{ ms}$) sind weit überschritten. In diesem chaotischen Fluidisationszustand müsste das Messintervall ca. ein hundertstel des momentanen Intervalls betragen, um den magnetischen Marker in der Strahlschicht unter Auftreten von intensiven Partikelbeschleunigungen und Partikelkollisionen verfolgen zu können.

In Abb. 4.25 sind die Ausreißer der Messreihe bei einer Schichtmasse von 0.3kg als

4.5 Ergebnisse der Messungen in der Strahlschicht

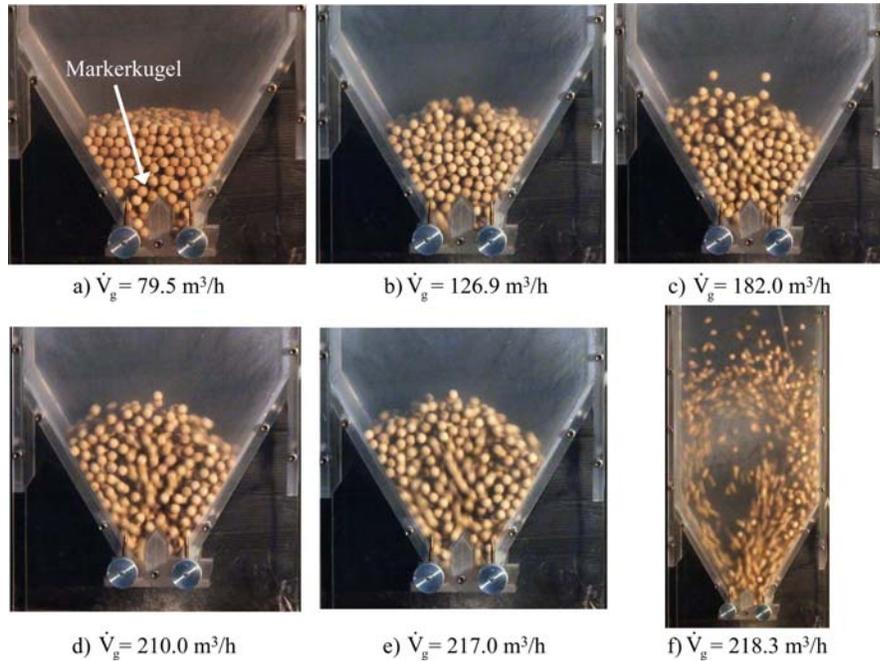


Abbildung 4.24: Bilder der Versuche mit Holzkugeln gemäß den Abb. 4.18 bis 4.23.

Übersicht dargestellt. Es ist eindeutig zu erkennen, wie die Anzahl der Ausreißer in allen Koordinatenrichtungen bei Erhöhung des Gasdurchsatzes zunimmt. Trotz allem ist ersichtlich, dass das Strömungsbild bei geringen Volumenströmen bis hin zur oberen Grenze des stabilen Arbeitsbereiches bei sehr hohen Volumenströmen ($\dot{V}_g=217.0\text{ m}^3/\text{h}$) mit geringen Ausreißeranzahlen (unter 10% der Gesamtanzahl) gut durch das magnetische Monitoringsystem reflektiert werden kann. Die bei allen Gasdurchsätzen in z-Richtung größte Anzahl an Ausreißern kommt durch den Berechnungsalgorithmus zustande und kann in Zukunft durch Verbesserungen im Berechnungsablauf verringert werden.

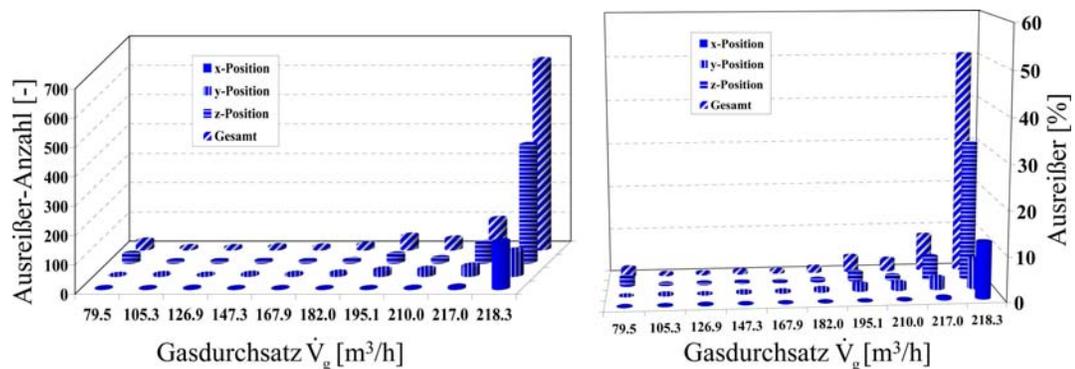


Abbildung 4.25: Übersicht der detektierten Ausreißer bei verschiedenen Gasdurchsätzen.

4 Magnetisches Monitoring-Verfahren zur Bestimmung der Partikelposition

Folgend werden die zeitlichen Bewegungsabläufe in den verschiedenen Koordinatenrichtungen (x, y und z) bei unterschiedlichen Gasdurchsätzen bei der Schichtmasse von 0.3kg präsentiert. Daraus kann die Bewegung des Markers in der Strahlschicht besser nachvollzogen werden und mit visuellen Beobachtungen verglichen werden. Die Abbildungen 4.26 und 4.27 zeigen die zeitlich detektierten x, y und z-Positionen bei verschiedenen Gasdurchsätzen, wobei nur 10 von 20 Sekunden dargestellt sind.

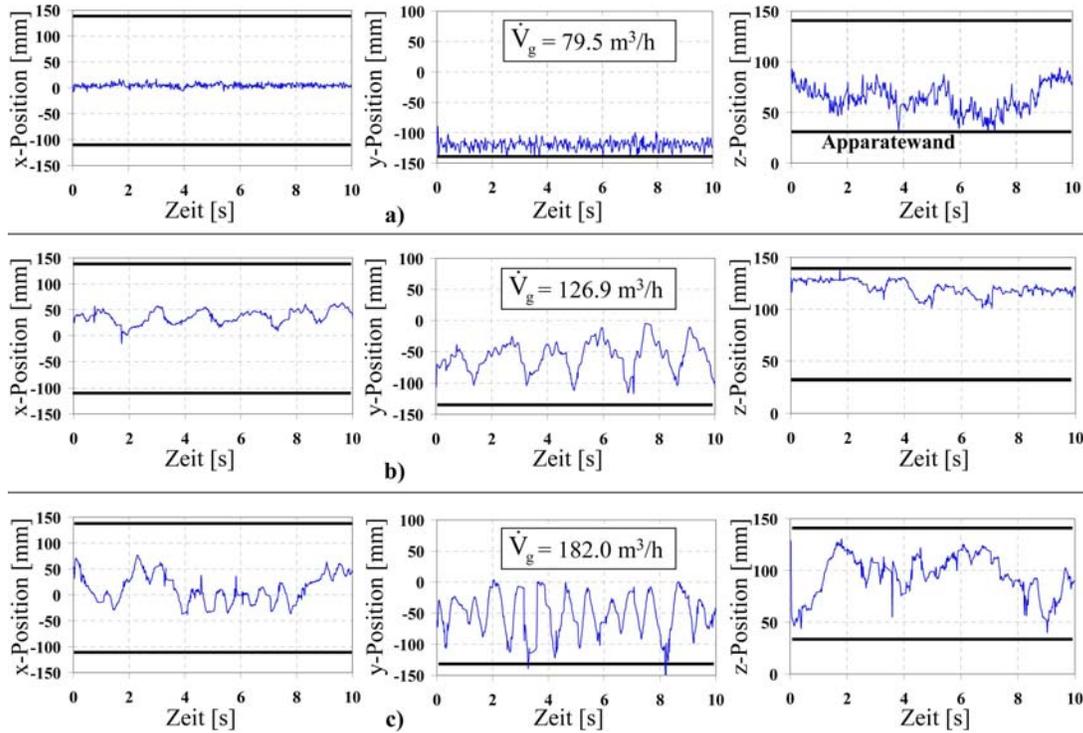


Abbildung 4.26: Zeitliche Partikelbewegung in x-, y- und z-Richtung bei verschiedenen Gasdurchsätzen.

Bei einem Gasdurchsatz von $\dot{V}_g = 79.5 \text{ m}^3/\text{h}$ (Abb. 4.26a) ist zu erkennen, dass sich die magnetische Markerkugel in x-Richtung (Abb. 4.26a Mitte) so gut wie nicht bewegt hat und sich ziemlich genau in der Apparatemitte (Strahlzone) befand. Weiterhin zeigt das mittlere Diagramm in Abb. 4.26a), dass sich die Kugel nur um wenige Zentimeter in y-Richtung (auf und ab) bewegt hat. Auch in z-Richtung hat sich das Teilchen nur maximal 5cm nach hinten und vorne bewegt, was die Hälfte der Apparattiefe von 10cm entspricht. Diese Erkenntnisse stimmen mit den visuellen Beobachtungen überein. Die magnetische Markerkugel befand sich während der Messung in dem kleinen Hohlraum oberhalb des Mittelprofils und hatte nur sehr wenig Bewegungsfreiheit in alle Richtungen, da die Partikelkonzentration bei diesem geringen Gasdurchsatz dort sehr hoch ist. Aus den Messergebnissen kann somit auf das Fluidisationsregime einer teilfluidisierten Strahlschicht geschlossen werden.

4.5 Ergebnisse der Messungen in der Strahlschicht

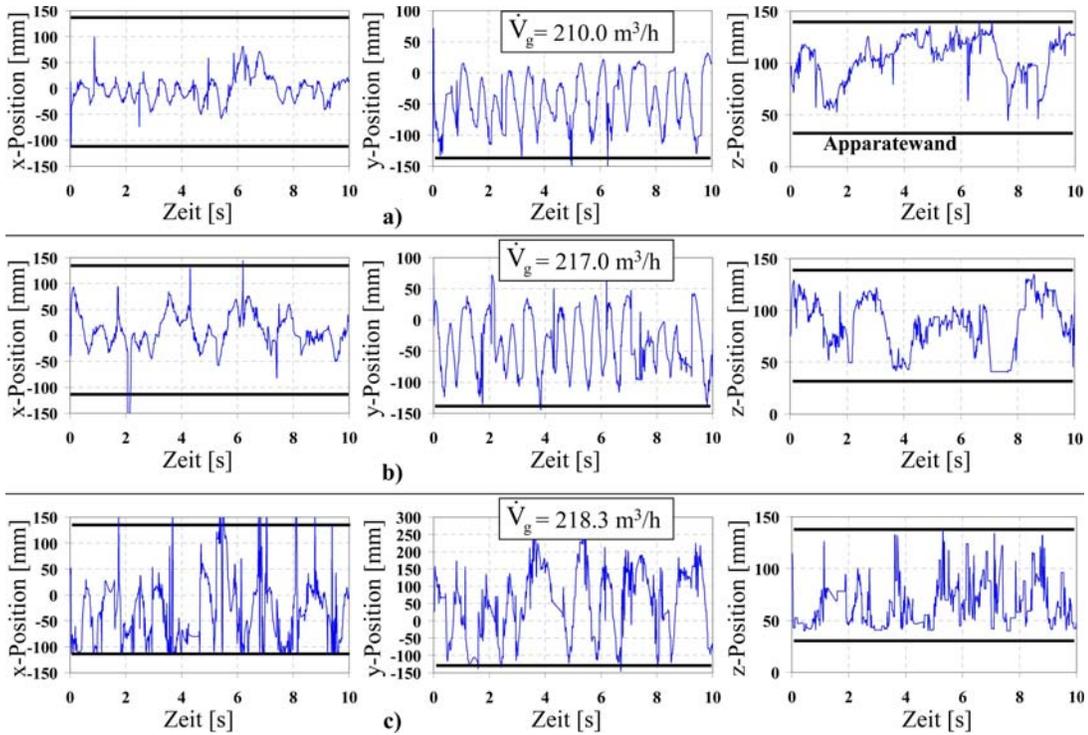


Abbildung 4.27: Zeitliche Partikelbewegung in x-, y- und z-Richtung bei verschiedenen Gasdurchsätzen.

Bei Erhöhung des Gasdurchsatzes (Abb. 4.26b) bis 4.27b) sind nun komplexere Partikelbewegungen zu erkennen. Visuelle Beobachtungen zeigen eine für diese Strahlschicht typisch definierte Partikelzirkulation auf Kreisbahnen. Dies geht auch sehr gut aus den zeitlichen Abhängigkeiten der y-Position (mittlere Diagramme) hervor. Es ist eindeutig zu erkennen, wie die magnetische Markerkugel mehr oder weniger periodisch nach oben und unten transportiert wird, was darauf hindeutet, dass diese in der Strahlzone nach oben und in der Rücklaufzone nach unten befördert wird. Weiterhin geht aus den Diagrammen der zeitlichen Abhängigkeit der y-Position hervor, dass eine Vergrößerung des Gasvolumenstromes zu einer beschleunigten Auf- und Abbewegung der Markerkugel führt, d.h. die Periodendauer für einen Umlauf verkleinert sich aufgrund der höheren Partikelgeschwindigkeiten. Dies steht ebenfalls in hervorragender Übereinstimmung mit den visuellen Beobachtungen. Aus den zeitlichen Abhängigkeiten der x-Position (linke Diagramme in den Abb. 4.26b bis 4.27b) geht ebenfalls hervor, dass die magnetische Markerkugel bei höheren Gasdurchsätzen stärker horizontal nach rechts und links transportiert wird. Grund dafür ist die vergrößerte Schichtexpansion und die aufgrund der sich nach oben erweiternden Apparategeometrie gegebene Bewegungsfreiheit bis hin zu den Apparatewänden bei den höchsten Gasvolumenströmen. Aus den zeitlichen Abhängigkeiten der z-Position (Abb. 4.26b bis 4.27b) ist ersichtlich, dass die magnetische Markerkugel bei Vergrößerung des Gasdurchsatzes intensiver in horizontaler Richtung nach vorne und hinten bis

4 Magnetisches Monitoring-Verfahren zur Bestimmung der Partikelposition

an die Apparatewände transportiert wird. Bei einem Gasdurchsatz von $\dot{V}_g=218.3\text{m}^3/\text{h}$ ist aus den zeitlichen Darstellungen der Partikelposition in x, y und z-Richtung (Abb. 4.27c) schließlich keine definierte Partikelbewegung mehr erkennbar, was auf das chaotische Fluidisationsregime hindeutet.

An dieser Stelle kann zusammengefasst werden, dass die Partikelposition in der Strahlschicht durch das magnetische Monitoringsystem gut verfolgt werden kann. Die Messergebnisse reflektieren hervorragend die visuellen Beobachtungen während der Experimente. Es konnte gezeigt werden, dass eine Vergrößerung des Gasdurchsatzes zu einer Erhöhung der Anzahl der Fehlmessungen (Ausreißer) führt. Grund dafür ist hauptsächlich das momentan zu große Messintervall von 15ms, wobei es bei höheren Volumenströmen innerhalb dieser Zeitspanne zu mehrfachen Partikelkollisionen kommt und letztendlich eine falsche Partikelposition durch den mathematischen Algorithmus berechnet wird.

4.5.3 Vergleich bei unterschiedlichen Messzeiten (20sec und 120sec)

Folgend werden die Messergebnisse bezüglich der Ausreißeranzahl bei zwei verschiedenen Messzeiten (20sec und 120sec) und einer Schichtmasse von 0.3kg analysiert, um eine mögliche Abhängigkeit dieser Ausreißerwerte von der Messdauer zu erkennen. Dieses Wissen ist für spätere Untersuchungen von fundamentaler Bedeutung zur Identifikation und Korrektur von Fehlmessungen. Um eine Vergleichbarkeit zwischen den unterschiedlichen Messzeiten zu erhalten, wird die durchschnittliche Ausreißeranzahl auf ein Messintervall von 10 Sekunden durch folgende Normierung bezogen:

$$N_{Ber} = \frac{N_{Mess} \cdot 10}{t_{Mess}} \quad (4.24)$$

wobei N_{Ber} die berechnete Anzahl an Ausreißern pro 10 Sekunden, N_{Mess} die Messwertanzahl und t_{Mess} die Messzeit ist.

Aus den Darstellungen der x, y, z und Gesamtausreißer in Abb. 4.28 ist zu erkennen, dass bei geringen Volumenströmen bezogen auf 10 Sekunden Messzeit mehr Ausreißer bei der längeren Messdauer von 120sec erhalten werden. Bei höheren Volumenströmen ($\dot{V}_g=190\text{m}^3/\text{h}$ und mehr) wurden jedoch weniger Ausreißer bei der längeren Messdauer von 120 Sekunden detektiert. Grund dafür ist die zunehmend chaotische Translations- und Rotationsbewegung der Markerkugel bei höheren Volumenströmen, wobei bei der längeren Messzeit eine bessere Repräsentativität der Messwerte gegeben ist. Bei der kurzen Messdauer von 20sec kann es eher zufällig zu den erhaltenen Messwerten gekommen sein. In dieser Arbeit konnte somit noch kein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Messdauer und der Ausreißeranzahl gefunden werden. Systematische Mehrfachmessungen und Messungen unter Variation der Messdauer werden bei zukünftigen Untersuchungen zeigen, welche Abhängigkeiten zwischen der Messdauer und der Ausreißeranzahl ableitbar sind.

4.5 Ergebnisse der Messungen in der Strahlschicht

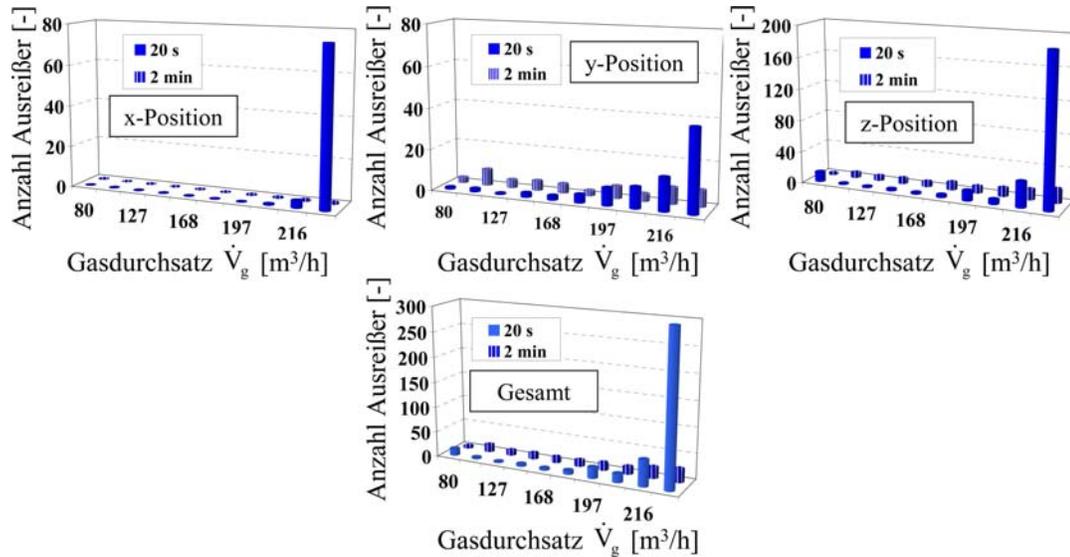


Abbildung 4.28: Vergleich der Anzahl der Ausreißer in Abhängigkeit von der Messdauer und dem Gasdurchsatz \dot{V}_g .

4.5.4 Vergleich bei unterschiedlich starken Magneten

Unter diesem Punkt werden die Messergebnisse bezüglich der Ausreißeranzahl mit zwei gleichgroßen Magneten präsentiert, die sich in ihrem magnetischen Moment μ (Magnetfeldstärke) unterscheiden ($\mu_1=0.08\text{Am}^2$ und $\mu_2=0.1\text{Am}^2$). Der Magnet mit dem magnetischen Moment von 0.08Am^2 wurde, wie weiter oben schon erwähnt, bei den vorangegangenen Messungen mit einer Schichtmasse von 0.3kg verwendet. Es soll nun herausgefunden werden, ob mit einem etwas stärkeren Magneten, eine stabilere Messung mit weniger Ausreißerwerten realisiert werden kann. Abb. 4.29 zeigt den Vergleich zwischen der Ausreißeranzahl der beiden Magneten bei der Schichtmasse von 0.3kg und einer Messdauer von 20 Sekunden. Es ist zu erkennen, dass beim stärkeren Magneten ($\mu_2=0.1\text{Am}^2$) weniger Ausreißer in x-Richtung, jedoch mehr Ausreißer in y- und z-Richtung auftreten. Auch die Gesamtausreißeranzahl ist fast durchweg größer mit dem stärkeren Magneten. Eine physikalisch sinnvolle Erklärung kann daraus nicht abgeleitet werden, da ein Magnet mit einem stärkeren Magnetfeld ‘einfacher‘ im Messvolumen detektiert werden sollte. Auch hier werden systematische Untersuchungen unter Variation des magnetischen Momentes (unterschiedliche Magnetmaterialien) in Zukunft Klarheit über mögliche Zusammenhänge bringen. Mehrfachmessungen unter Variation der Messdauer werden ebenfalls die Repräsentativität der Messungen sicherstellen.

4.5.5 Partikelgeschwindigkeit und Partikelrotation

Unter diesem Punkt werden die Ergebnisse der aus den Messdaten berechneten Geschwindigkeiten der Translations- und Rotationsbewegung der magnetischen Marker-

4 Magnetisches Monitoring-Verfahren zur Bestimmung der Partikelposition

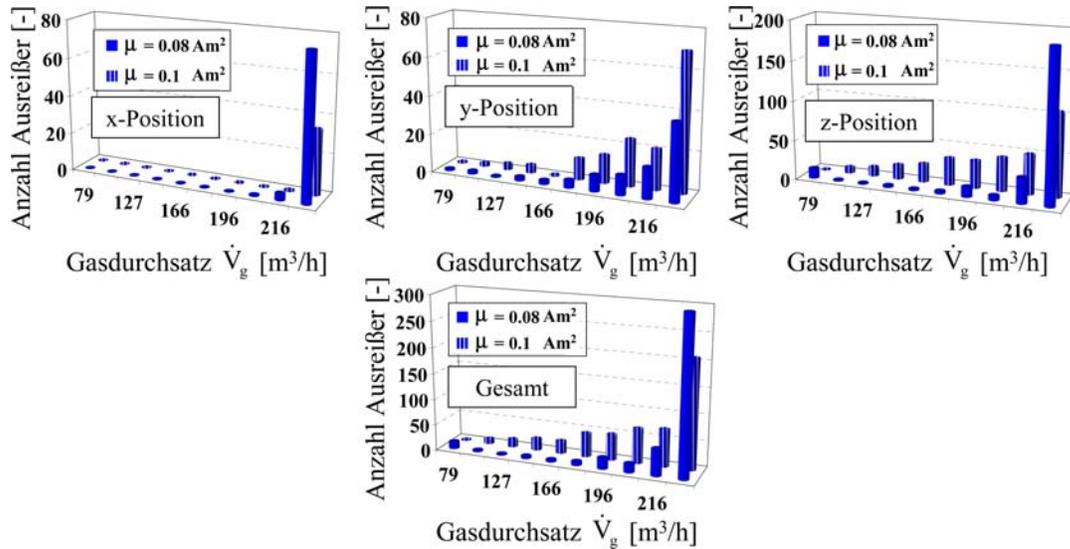


Abbildung 4.29: Vergleich der Anzahl der Ausreißer in Abhängigkeit vom magnetischen Moment μ und dem Gasdurchsatz \dot{V}_g .

kugel präsentiert. In Abb. 4.30 sind die über die Messdauer gemittelten x, y und z-Geschwindigkeitskomponenten, sowie die durch Gl. 4.13 berechnete Gesamtgeschwindigkeit in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g dargestellt. Es ist eindeutig zu erkennen, dass die gemittelten Partikelgeschwindigkeiten mit zunehmendem Gasdurchsatz ansteigen. Der anfangs etwas höhere Wert bei $\dot{V}_g=79.5\text{m}^3/\text{h}$ kommt durch die intensive Wirbelbewegung im kleinen Hohlraum oberhalb des Mittelprofils zustande, in dem sich die magnetische Markerkugel während der Messung befand (siehe Abb. 4.30). Beim Gasdurchsatz von etwa $\dot{V}_g=108\text{m}^3/\text{h}$ ist der Gasstrahl durch die Schicht durchgebrochen und die Markerkugel wird nur leicht in der Strahlzone beschleunigt und extrem langsam in der Rücklaufzone zurück in diese transportiert, woraus die niedrigere mittlere Partikelgeschwindigkeit resultiert. Bei höheren Gasdurchsätzen im Zustand der teilfluidisierten Schicht und darüber hinaus im stabilen Zustand, führt die Erhöhung des Gasdurchsatzes zu einer größeren Beschleunigung in der Strahlzone und zu einer intensiveren Partikelvermischung im Apparat. Ebenfalls verringert sich die Zeit für einen Umlauf in der ‘Walzenbewegung’ durch die insgesamt vergrößerte Partikelgeschwindigkeit. Im chaotischen Fluidisationszustand bei $\dot{V}_g=218.3\text{m}^3/\text{h}$ (siehe Abb. 4.30 rechts) werden die Holzkugeln in einen wirbelschichtähnlichen Zustand versetzt, der durch extrem erhöhte Partikelgeschwindigkeiten gekennzeichnet ist.

Als nächstes werden die Ergebnisse der aus den Messdaten berechneten mittleren Rotationsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g präsentiert. Abb. 4.31a) zeigt zunächst die mit den Gleichungen 4.17 und 4.18 berechneten und über die Messdauer gemittelten Winkelgeschwindigkeiten und Winkelbeschleunigungen in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g . In Abb. 4.31b) ist schließlich die mit Gl. 4.19 berechnete Rotations-

4.5 Ergebnisse der Messungen in der Strahlschicht

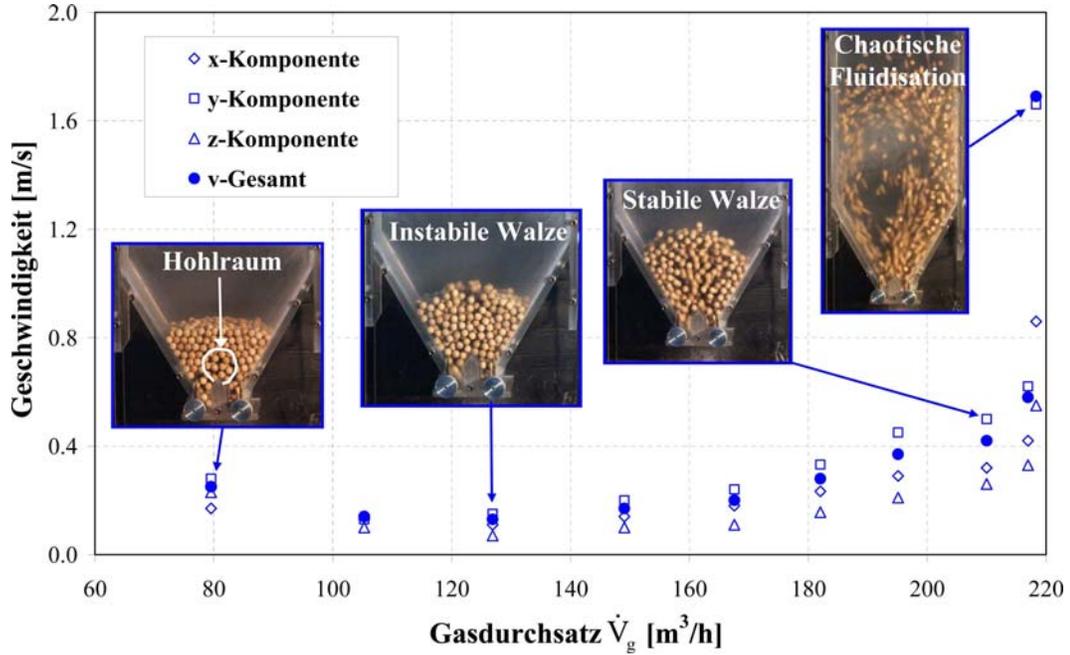


Abbildung 4.30: Abhängigkeit der gemittelten Partikelgeschwindigkeit v_s vom Gasdurchsatz \dot{V}_g .

energie dargestellt. Es ist ersichtlich, dass eine Erhöhung des Gasdurchsatzes zu einer

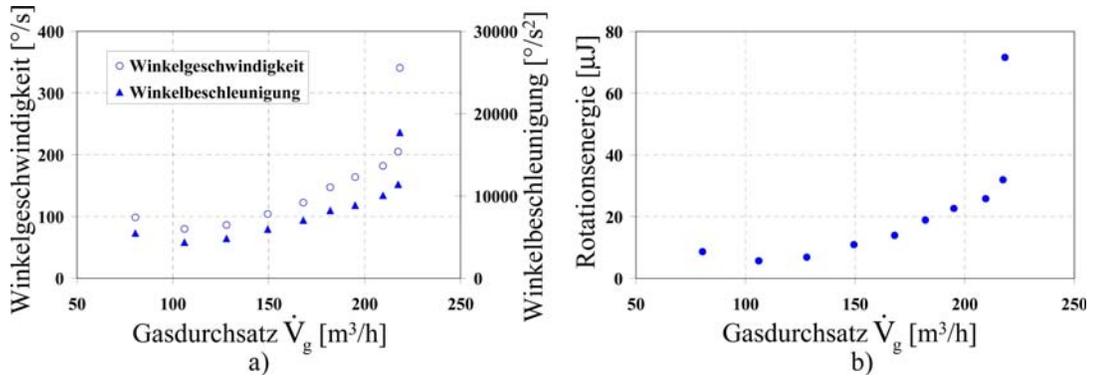


Abbildung 4.31: a) Winkelgeschwindigkeit und Winkelbeschleunigung; b) Rotationsenergie in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g .

intensivierten Partikeldrehbewegung führt. Sowohl die Winkelgeschwindigkeit, als auch die Winkelbeschleunigung steigen mit Zunahme des Gasdurchsatzes. Daraus resultiert, dass auch die Rotationsenergie bei Erhöhung des Gasvolumenstromes ansteigt, was mit den theoretischen Überlegungen übereinstimmt. Bei einem größeren Gasdurchsatz ist einerseits der Energieeintrag durch das Fluidationsgas größer und andererseits nimmt die

örtliche Partikelkonzentration ab, wodurch eine erhöhte Bewegungsfreiheit der Partikel gegeben ist.

4.5.6 Vergleich bei verschiedenen Schichtmassen

Unter diesem Punkt werden Vergleiche bezüglich der gemittelten Partikeltranslationsgeschwindigkeiten und Rotationsenergien bei Variation der Schichtmasse präsentiert. Abb. 4.32 zeigt die Abhängigkeit der über die Messdauer gemittelten Partikeltranslationsgeschwindigkeiten, sowie der Rotationsenergie bei unterschiedlichen Schichtmassen und Gasdurchsätzen. Aus Abb. 4.32a) und b) ist zu erkennen, dass die Erhöhung der Schichtmasse

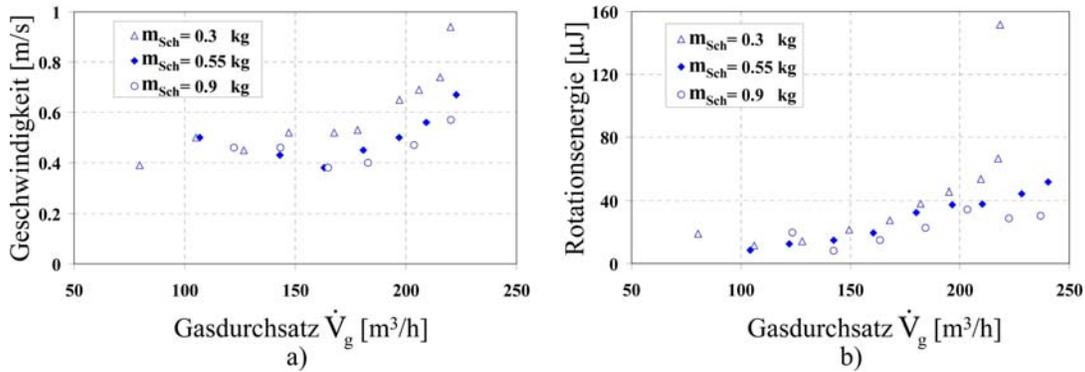


Abbildung 4.32: Abhängigkeit a) der gemittelten Partikeltranslationsgeschwindigkeit und b) der gemittelten Rotationsenergie von der Schichtmasse m_{Sch} unter Variation des Gasdurchsatzes \dot{V}_g .

m_{Sch} bei einem vergleichbaren Gasdurchsatz \dot{V}_g zur Verringerung der durchschnittlichen Partikelgeschwindigkeit und damit auch zur Verringerung der Rotationsenergie führt. Bei einer größeren Schichtmasse ist die lokale Partikelkonzentration ϵ_s größer als bei einer geringeren Schichtmasse, wodurch die Bewegungsfreiheit des Partikels eingeschränkter ist und es zu häufigeren Kollisionen mit anderen Partikeln kommt. Die Partikelrotation und damit die Rotationsenergie wird durch jeden einzelnen Zusammenstoß mit einem anderen Partikel oder der Apparatewand beeinflusst. Bei höheren Füllgraden der Prozesskammer werden mehr Partikeln in der Rücklaufzone angestaut. In dieser Zone erreicht die Partikelkonzentration ihren Maximalwert (Packungslimit), was bedeutet, dass diese im ständigen Kontakt untereinander stehen und eine Rotationsbewegung nicht möglich ist. Diese ausgeprägtere Rücklaufzone ist nun ebenfalls eine Ursache für die geringere Rotationsenergie bei höheren Schichtmassen (siehe Abb. 4.32b).

4.5.7 Vergleich mit CFD-Kontinuum-Simulationen

Folgend wird eine durch das magnetische Monitoringsystem experimentell erhaltene Partikelgeschwindigkeitsverteilung mit zwei-dimensionalen CFD-Kontinuum-Simulationen verglichen. Um Aussagen zur Geschwindigkeitsverteilung der Partikel in der Strahlschicht

4.5 Ergebnisse der Messungen in der Strahlschicht

machen zu können, wurde ein Experiment über eine Messdauer von fünf Minuten durchgeführt, wobei insgesamt 20200 Messwerte detektiert wurden. Diese hinreichend lange Messdauer garantiert, dass sich der magnetische Marker während dieser Zeit in jedem möglichen Volumenelement aufgehalten hat und somit die Bewegung der gesamten Schicht repräsentiert. Im momentanen Stadium ist es lediglich möglich, über die Schichthöhe gemittelte Geschwindigkeitsverteilungen aus den Rohdaten des magnetischen Monitoringsystems zu berechnen. In Tab. 4.5 sind die Parameter des Experimentes und der Simulationen zusammengefasst. Es wurden drei Simulationen unter Variation des Gas-Partikel-Widerstandsmodells durchgeführt. Abb. 4.33 zeigt nun den Vergleich zwischen den über die Schichthöhe gemittelten Geschwindigkeitsverteilungen vom Experiment und von den Simulationen.

Tabelle 4.5: Parameter des Experimentes und der Simulationen.

Bezeichnung	Einheit	Wert
Schichtmasse m_{Sch}	kg	0.35
Partikeldurchmesser d_s	mm	10
Partikeldichte ρ_s	kg/m ³	700
Restitutionskoeffizient e_{ss}	-	0.6
Geldart-Klassifikation	-	D
innerer Reibungswinkel ϕ	°	23
Fluidisationsmedium	-	Luft
Gasdurchsatz \dot{V}_g	m ³ /h	210
Gastemperatur ϑ	°C	25
Gasdichte ρ_g	kg/m ³	1.18
kin. Gasviskosität ν_g	m ² /s	$15.7 \cdot 10^{-6}$
Widerstandsmodell 1	-	Schiller und Naumann (1935)
Widerstandsmodell 2	-	Clift u. a. (1978)
Widerstandsmodell 3	-	Gidaspow u. a. (1992)

Aus Abb. 4.33 geht hervor, dass eine für diese Strahlschicht typische Partikelgeschwindigkeitsverteilung sowohl durch die Messung mit dem magnetischen Monitoringsystem, als auch durch die Simulationen wiedergegeben wird. Die Strahlzone in der Apparatemitte mit vertikal nach oben gerichteten Geschwindigkeiten, sowie die Rücklaufzonen an den Apparatewänden mit negativen Geschwindigkeiten sind gut erkennbar.

Eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten wird bei der Simulation mit dem Gidaspow u. a. (1992)-Widerstandsmodell erzielt. Es muss hier beachtet werden, dass die Markerkugel durch den Magneten doch etwas schwerer als die anderen Holzkugeln ist. Es ist somit zu erwarten, dass etwas höhere Partikelgeschwindigkeiten in der Strahlzone und in der Rücklaufzone gemessen werden würden, wenn diese gleichschwer wäre. Dies würde eine noch bessere Übereinstimmung der Messergebnisse mit der Simulation mit dem Gidaspow u. a. (1992)-Widerstandsmodell bedeuten, was ein hervorragendes Resultat darstellt. Bei der Simulation mit dem Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodell werden in

4 Magnetisches Monitoring-Verfahren zur Bestimmung der Partikelposition

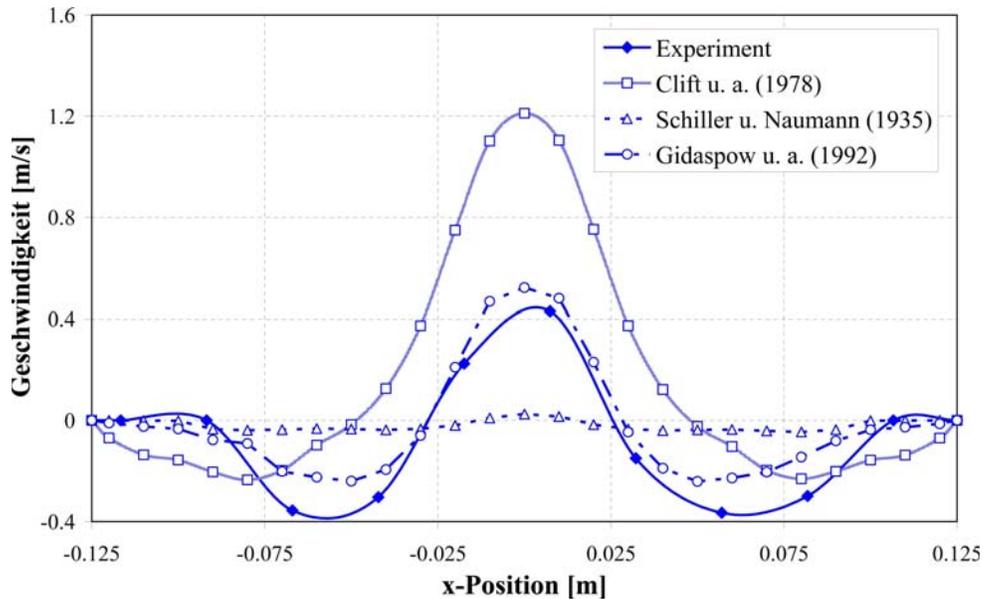


Abbildung 4.33: Vergleich der Partikelgeschwindigkeitsverteilungen (y-Komponente) zwischen dem Experiment und den Simulationen unter Variation des Gas-Partikel-Widerstandsmodells.

der Strahlzone viel zu hohe und in der Rücklaufzone zu geringe Partikelgeschwindigkeiten berechnet. Im Gegensatz dazu kann bei der Simulation mit dem Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodell bei der Mittelung über der Schichthöhe so gut wie keine Partikelbewegung mehr wahrgenommen werden.

Abb. 4.34 a) bis d) zeigt den Vergleich den Feststoffvolumenkonzentrationen ϵ_s vom Experiment und den Simulationen. Weiterhin sind in Abb. 4.34 e) bis f) instationäre Konturdarstellungen der Vertikalgeschwindigkeitskomponente $v_{s,y}$ der Simulationen dargestellt. Aus Abb. 4.34b) und e) ist deutlich zu erkennen, dass die Partikel in der Strahlzone bei Anwendung des Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodells auf über 1.5m/s beschleunigt werden, was im Vergleich zum Experiment (siehe Abb. 4.35) zu hoch ist. Daraus resultiert eine unrealistische, nahezu doppelt so große Schichtexpansion im Vergleich zum Experiment (Abb. 4.34a). Bei der Simulation mit dem Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodell (Abb. 4.34c) und f) werden die Holzkugeln nur auf ca. 0.2-0.3m/s beschleunigt, was deutlich unterhalb des gemessenen Wertes liegt.

4.5 Ergebnisse der Messungen in der Strahlschicht

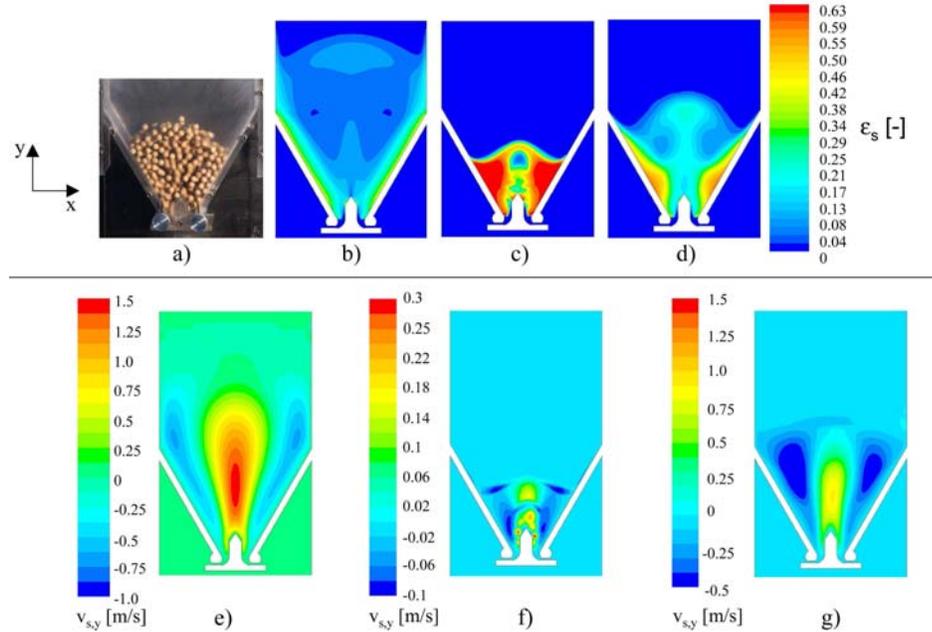


Abbildung 4.34: Verteilung der dispersen Feststoffphase im Apparat. a) Experiment, b) Clift u. a. (1978), c) Schiller und Naumann (1935) und d) Gidaspow u. a. (1992), sowie deren Vertikalgeschwindigkeit, e) Clift u. a. (1978), f) Schiller und Naumann (1935) und g) Gidaspow u. a. (1992).

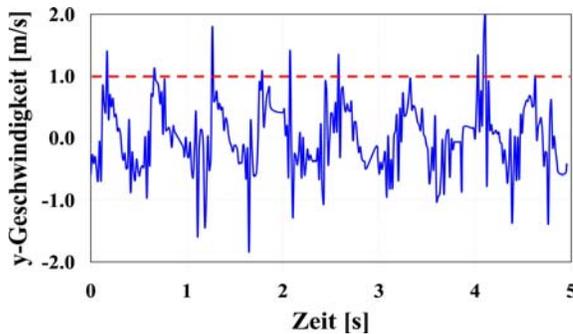


Abbildung 4.35: Gemessene Vertikalgeschwindigkeit über der Zeit.

Die Folge ist eine viel zu gering berechnete Schichtexpansion im Vergleich zum Experiment. Das Fluidisationsgas ‘blubbert’ lediglich durch das Schichtmaterial, ohne eine zirkulierende Partikelbewegung zu bewirken, wie diese eindeutig im Experiment zu beobachten ist. Bei Anwendung des Gidaspow u. a. (1992)-Widerstandsmodells wird die Schichtexpansion nur etwas zu hoch berechnet. Partikelgeschwindigkeiten von ca. 1m/s in der Strahlzone und etwa 0.5m/s in der Rücklaufzone stimmen mit den Messergebnissen (siehe Abb. 4.35) gut überein.

An dieser Stelle stellt sich jedoch die **generelle** Frage, wie sich die Partikel in Wirklichkeit in der Strahlschicht bewegen. Kann dem magnetischen Monitoringsystem volle Glaubwürdigkeit geschenkt werden und ist durch die Simulation mit dem Gidaspow u. a. (1992)-Widerstandsmodell bereits eine realistische Widerspiegelung des realen Fluidisationsprozesses gelungen? Diese Fragen können nur unter Hinzuziehung weiterer Messmethoden geklärt werden, damit eine Repräsentativität der Messwerte sichergestellt werden

4 Magnetisches Monitoring-Verfahren zur Bestimmung der Partikelposition

kann.

5 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurden drei Themengebiete behandelt:

- Der erste Teil umfasst ausgedehnte experimentelle Untersuchungen zum fluiddynamischen Verhalten einer prismatischen Strahlschicht, wobei die Ermittlung des stabilen Arbeitsbereiches durch Analyse von Druckschwankungen der Gasphase über der gesamten Schicht im Vordergrund standen.
- Der zweite Teil beinhaltet Mehrphasen-Kontinuum-Simulationen der Fluiddynamik dieser Strahlschicht, wobei unter anderem durch Variation des Gas-Partikel-Widerstandsmodells und der rheologischen Partikeleigenschaften eine bestmögliche Übereinstimmung mit der Realität erzielt werden sollte.
- Das dritte Kapitel behandelt ein neuartiges magnetisches Partikel-Monitoringverfahren zur Verfolgung der Position eines Einzelpartikels. Ergebnisse grundlegender statischer und dynamischer Messungen in einer starren Lochscheibe und einer rotierenden Scheibe, als auch Ergebnisse ausgedehnter Messungen bei der Fluidisation im untersuchten Strahlschichtapparat wurden präsentiert.

Im ersten Kapitel wurde das Fluidisationsverhalten der neuartigen prismatischen Strahlschicht mit zwei verstellbaren, horizontalen Gaseintritten experimentell untersucht. Das Hauptziel dieser Untersuchungen war die Bestimmung des fluiddynamisch stabilen Arbeitsbereiches des Strahlschichtapparates durch visuelle Beobachtungen und durch Analyse von Druckschwankungen der Gasphase mittels Fast-Fourieralgorithmus. Es wurde herausgefunden, dass unterschiedliche fluiddynamische Arbeitsbereiche (Kanalbildung, instabile und stabile Fluidisation, schlagende Schicht) anhand charakteristischer Druckschwankungen der Gasphase über der gesamten Schicht und anhand der Ergebnisse der Fast-Fourieranalysen identifiziert und somit voneinander abgegrenzt werden können. Der stabile Arbeitsbereich wurde in ein bestehendes Re-G-Ar-Diagramm nach Mitev (1979) integriert und mit stabilen Arbeitsbereichen anderer Apparatekonstruktionen (konventionelle Wirbelschicht, konische Strahlschichten, etc.) verglichen. Im Gegensatz zu anderen Apparatekonstruktionen wurde der stabile Arbeitsbereich der untersuchten prismatischen Strahlschicht bei geringen Werten des geometrischen Faktors G gefunden, was einer geringen Gaseintrittsfläche und hohen Gaseintrittsgeschwindigkeiten entspricht. Die daraus resultierenden hohen Reynoldszahlen ermöglichen somit hervorragende Wärme- und Stoffübergänge im Hinblick auf den praktischen Einsatz bei der Durchführung von z.B. Trocknungs- oder Partikelformulierungsprozessen wie Granulation, Agglomeration oder Coating.

5 Zusammenfassung

Des Weiteren wurden in Kapitel 1 Berechnungen charakteristischer Größen des Strahl-schichtverhaltens (maximaler Schichtdruckverlust Δp_{max} , Minimalfluidisationsgeschwindigkeit v_{mf} , Schichtdruckverlust im stabilen Arbeitsbereich Δp_{st}) mit Gleichungen aus der Literatur präsentiert. Es wurde herausgefunden, dass die ursprünglichen Gleichungen die experimentellen Werte qualitativ gut, jedoch quantitativ nur mit Abweichungen von durchschnittlich über $\pm 10\%$ widerspiegeln können. Geringfügige Modifikationen in den Gleichungen (Veränderung von empirischen Faktoren) führen zu verbesserten Übereinstimmungen mit den Messwerten. Die Ursache für die unzureichenden Übereinstimmungen sind die begrenzten Gültigkeitsbereiche der Gleichungen. Auch die modellhafte Betrachtung der Rechteckflächen als äquivalente Kreisflächen in den größtenteils für konische oder konisch-zylindrische Strahlschichten entwickelten Gleichungen und die dadurch angenommene (aber real nicht existierende) Strömungsäquivalenz ist Hauptursache für die großen Abweichungen.

Im zweiten Kapitel wurden CFD-Kontinuum-Simulationen des Fluidisationsprozesses im kommerziellen Software-Paket FLUENT 6.2 präsentiert, wobei die Berechnungen anfangs nur in zwei Dimensionen durchgeführt wurden. Um die rheologischen Partikeleigenschaften der ‘pseudo-fluiden‘ Feststoffphase und die Kraftwirkung der Gasphase auf die disperse Feststoffphase zu berücksichtigen, sind im verwendeten Modell grundlegende Gleichungen der von Ding und Gidaspow (1990) entwickelten Kinetischen Theorie granularer Strömungen integriert. Um realistische Strömungsstrukturen zu simulieren, wurden Berechnungen z.B. unter Variation des Gas-Partikel-Widerstandsmodells und bei verschiedenen Restitutionskoeffizienten durchgeführt. Die große Herausforderung bei der Kontinuum-Modellierung der Strahlschicht besteht in der Existenz einerseits von Regionen mit geringer Partikelkonzentration (Strahlzone), wo die Partikelbewegung durch die Kraftwirkung des Gases bestimmt wird und mehrfache, kurzzeitige Partikelkollisionen vorherrschen. Andererseits gibt es Regionen mit sehr hoher Partikelkonzentration (Rücklaufzonen), wo die Bewegung des Partikelkollektivs hauptsächlich durch die Reibung zwischen diesen bestimmt wird und die Teilchen sich in Langzeitkontakt befinden. Es zeigte sich in den Simulationen, dass qualitativ gute Übereinstimmungen mit den Experimenten erzielt werden können. Voraussetzung dafür war die Verwendung eines geeigneten Gas-Partikel-Widerstandsmodells und realistische rheologische Eigenschaften der dispersen Phase. In den in dieser Arbeit präsentierten Berechnungen konnten die besten Übereinstimmungen mit dem Experiment bei Verwendung des Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodells und einem Restitutionskoeffizienten von 0.75 erreicht werden, was gemäß Antonyuk u. a. (2008) ein sehr realistischer Wert des verwendeten Versuchsmaterials (keramische γ - Al_2O_3 -Kugeln) ist.

Quantitative Unterschiede waren in zu gering berechneten Partikelgeschwindigkeiten in der Strahlzone erkennbar, wodurch die Schichtexpansion in den Simulationen unterrepräsentiert wurde. Die Ursache für die mangelnde Übereinstimmung sind die Unzulänglichkeiten des Kontinuum-Modells. Einerseits werden Partikelrotation und Langzeitpartikelkontakte vernachlässigt und andererseits stellt das empirische Konstanten enthaltende und somit recht ‘unphysikalische‘ Reibungsviskositätsmodell von Schaeffer (1987) ebenfalls ein Kritikpunkt dar. Diverse Autoren (Patil u. a. (2004a), Goldschmidt u. a. (2001), Wang

u. a. (2008)) resümieren ebenfalls nach ausgedehnten CFD-Kontinuum-Simulationen in Wirbel- und Strahlschichten, dass fundamentalere Modelle zur Beschreibungen der Reibungsviskosität in den Kontinuum-Modellen integriert werden müssen. Weiterhin wird darauf verwiesen, dass in Bezug auf die Herleitung der kinetischen Theorie granularer Strömungen beachtet werden sollte, dass die Anwendung dieser Theorie ursprünglich für leicht inelastische Partikelsysteme mit Restitutionskoeffizienten größer als 0.9 empfohlen wurde und man sich einigen Unzulänglichkeiten bei Anwendung dieser Theorie für kleinere Restitutionskoeffizienten (wie in dieser Arbeit) bewusst sein muss.

In Kapitel 2 wurden ebenfalls Simulationen einer drei-dimensionalen Strahlschicht präsentiert, welche durch Vergrößerung der Apparattiefe (400mm) der in den zwei-dimensionalen verwendeten Grundgeometrie erhalten wurde. Es sollte anhand der Berechnungen und anhand theoretischer Überlegungen gezeigt werden, welchen Einfluss die dritte Dimension auf das berechnete Strömungsmuster hat. Es konnte durch die Simulationen dargelegt werden, dass es keine wesentlichen Unterschiede in der Fluidynamik im Vergleich zum zwei-dimensionalen Fall gibt. Theoretisch könnte somit der Scale-Up einer solchen prismatischen Strahlschicht einfach durch Expansion der Apparattiefe geschehen. Ausgedehnte Simulationsreihen in Anlagen mit noch größerer Apparattiefe, sowie die experimentelle Modellvalidation müssen in zukünftigen Untersuchungen zeigen, ob die getroffenen Aussagen sich bewahrheiten.

Aus den Simulationsergebnissen dieser Arbeit kann geschlussfolgert werden, dass die CFD-Kontinuum-Modelle sehr leistungsfähige Berechnungswerkzeuge zur Simulation großtechnischer Anlagen darstellen. Es muss jedoch noch viel Forschungsaufwand betrieben werden, um die Komplexität der Mehrphasenströmungen speziell in Strahlschichten mittels Kontinuumansatz wiederzugeben und eine quantitativ bessere Übereinstimmung mit der Realität zu erzielen.

Im dritten Kapitel wurde ein neuartiges magnetisches Partikel-Monitoringverfahren hauptsächlich auf dessen Einsatzfähigkeit in der untersuchten Stahlschicht untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass die Position eines einzelnen magnetisch markierten Teilchens über einen weiten Bereich von Gasdurchsätzen mit im Vergleich zu anderen Messverfahren wenigen Fehlmessungen wiedergegeben werden kann. Die für diese Strahlschicht typischen Kreisbahnen konnten hervorragend aus den Messergebnissen rekonstruiert werden. Aus den Ergebnissen von Langzeitmessungen wurden Geschwindigkeitsverteilungen der dispersen Feststoffphase erhalten und in guter Übereinstimmung einer CFD-Kontinuum-Simulation gegenübergestellt. Nachteil des momentanen Messsystems ist die geringe Messfrequenz von 62 Hz, sowie die Empfindlichkeit der Sensoren, wodurch zurzeit ein relativ großer Magnet verwendet werden muss. In Zukunft wird es einerseits erforderlich sein, den Messtakt zu erhöhen (ca. um den Faktor 10), um kleinste Bewegungsänderungen auch während der chaotischen Fluidisation messen zu können. Andererseits muss die Empfindlichkeit der Sensoren verbessert werden (z.B. Verwendung anderer Sensorarten z.B. SQUIDs (**S**uperconducting **Q**Uantum **I**nterference **D**evice-Supraleitende Quanteninterferenzeinheit), um auch industriell relevante Partikelsysteme mit viel kleineren Teilchendurchmessern untersuchen zu können.

5 Zusammenfassung

A Mess- und Berechnungsergebnisse

A.1 Messergebnisse des Schichtdruckverlustes

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse der Messungen des Schichtdruckverlustes unter Variation des Schichtmaterials, der Schichtmasse m_{Sch} , des Winkels der Gasregelwalzen φ , sowie des Gasdurchsatzes \dot{V}_g präsentiert.

A.1.1 Messergebnisse des Schichtdruckverlustes mit $\gamma\text{-Al}_2\text{-O}_3$ (groß)

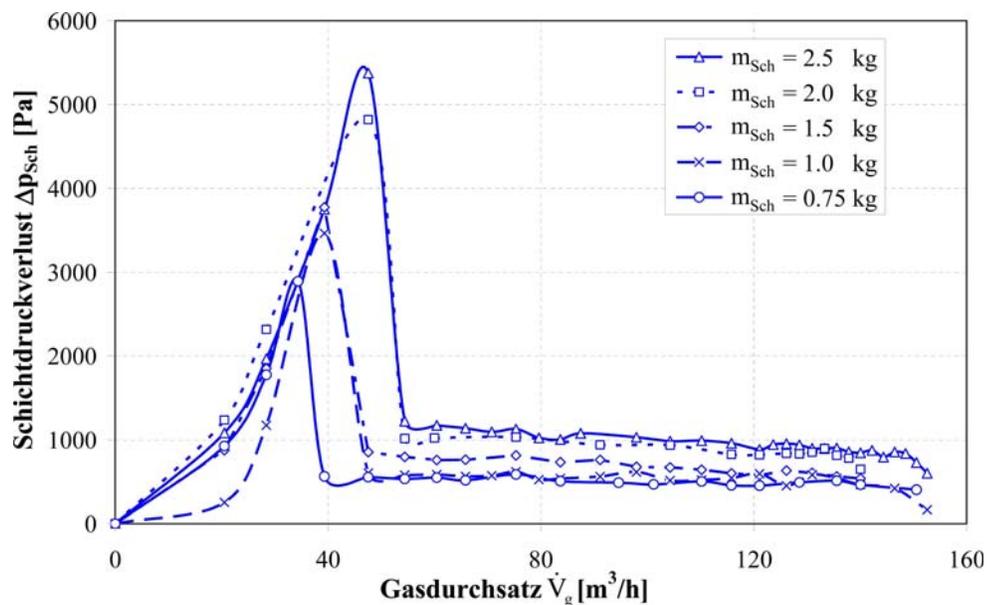


Abbildung A.1: Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=0^\circ$.

A Mess- und Berechnungsergebnisse

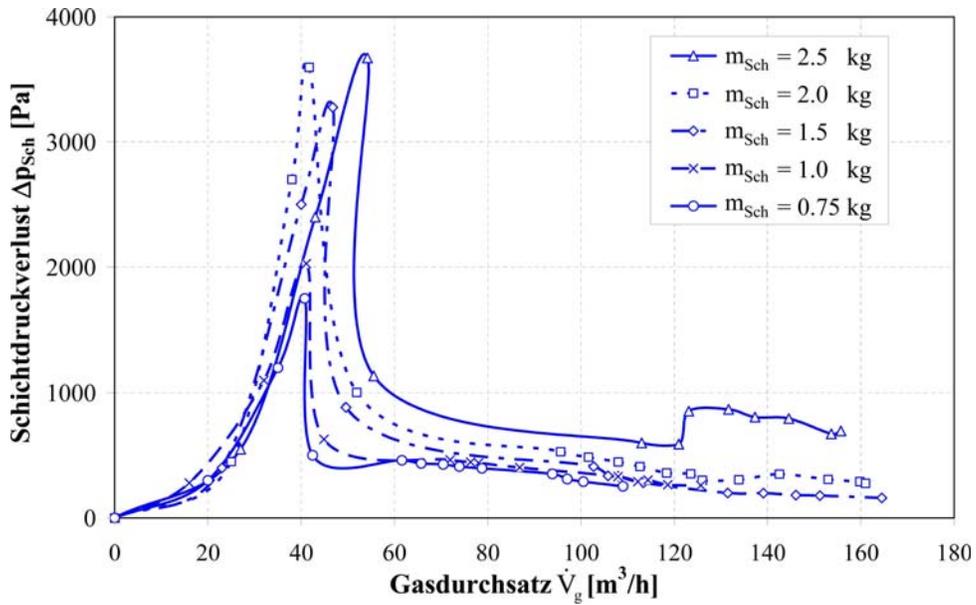


Abbildung A.2: Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=10^\circ$.

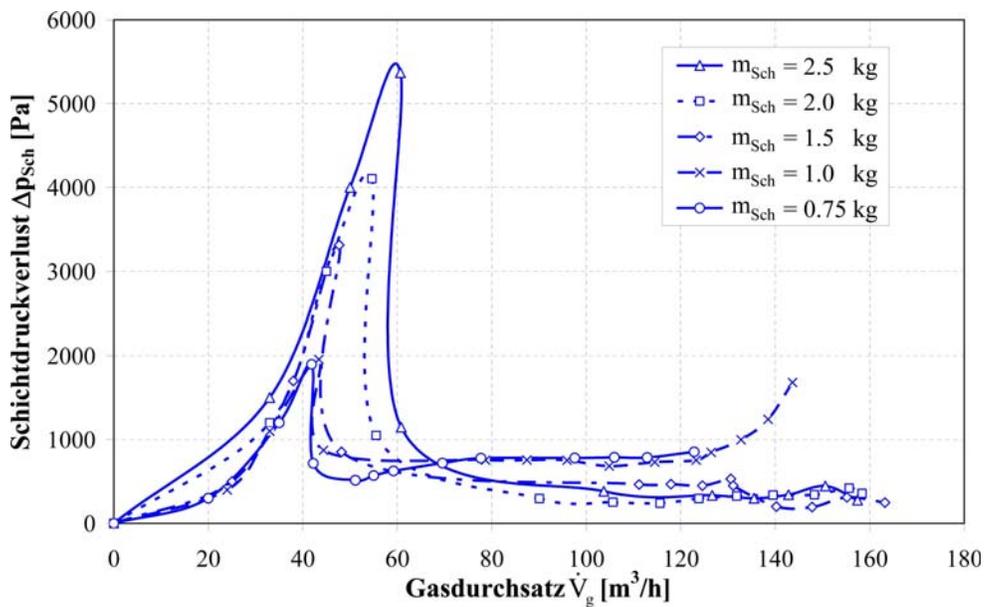


Abbildung A.3: Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=15^\circ$.

A.1 Messergebnisse des Schichtdruckverlustes

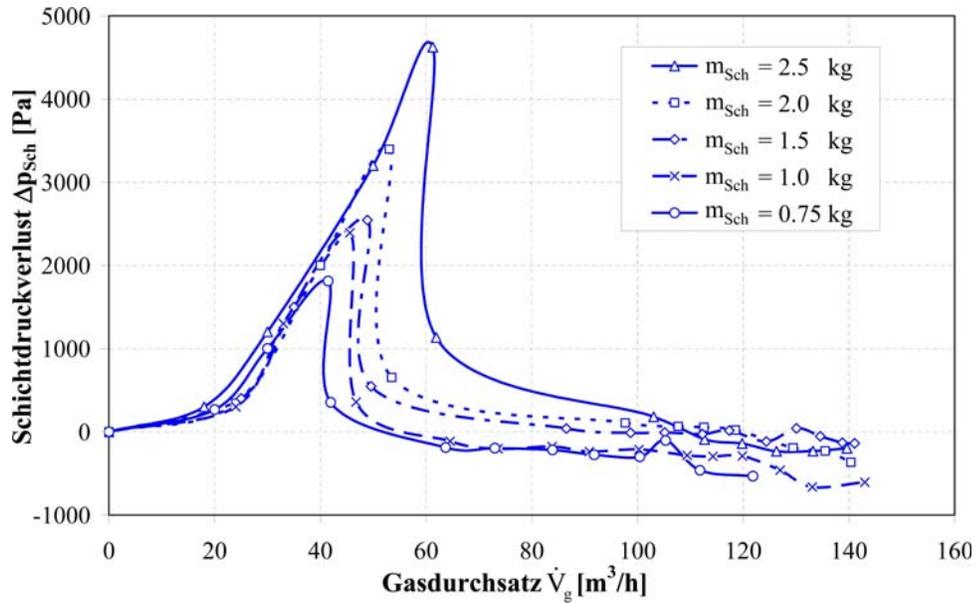


Abbildung A.4: Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=20^\circ$.

A.1.2 Messergebnisse des Schichtdruckverlustes mit $\gamma\text{-Al}_2\text{-O}_3$ (klein)

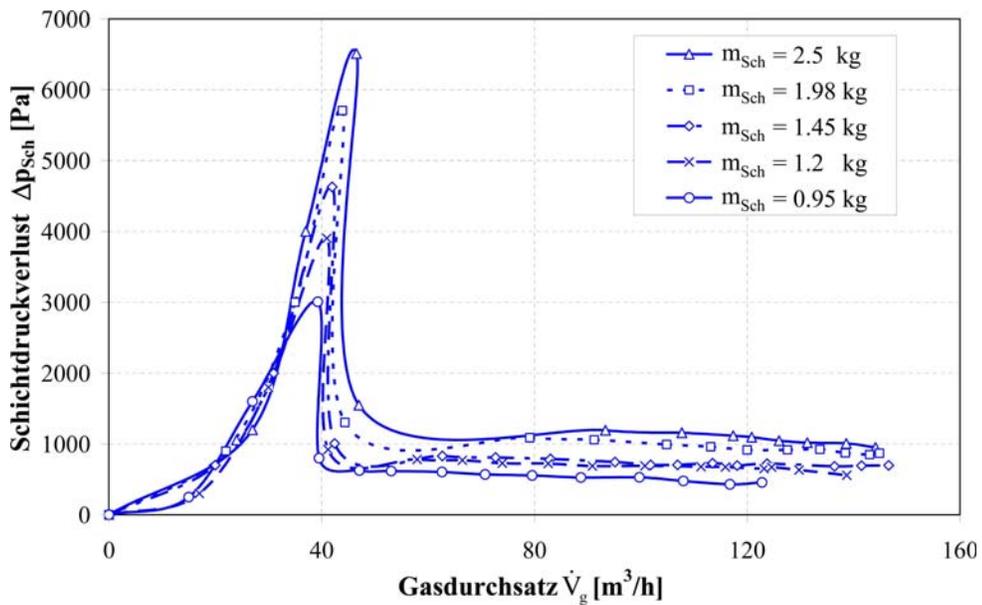


Abbildung A.5: Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=0^\circ$.

A Mess- und Berechnungsergebnisse

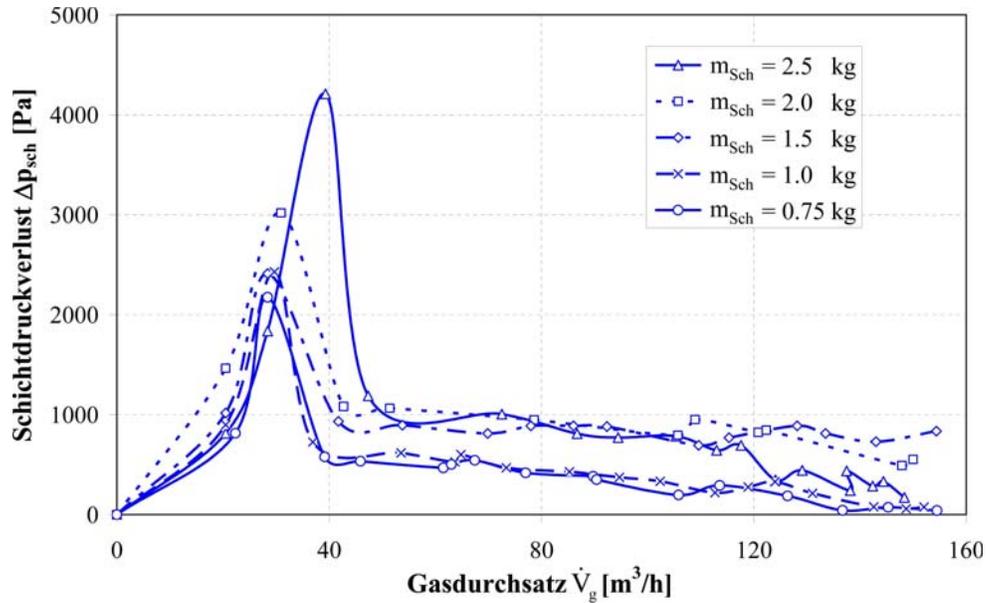


Abbildung A.6: Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=10^\circ$.

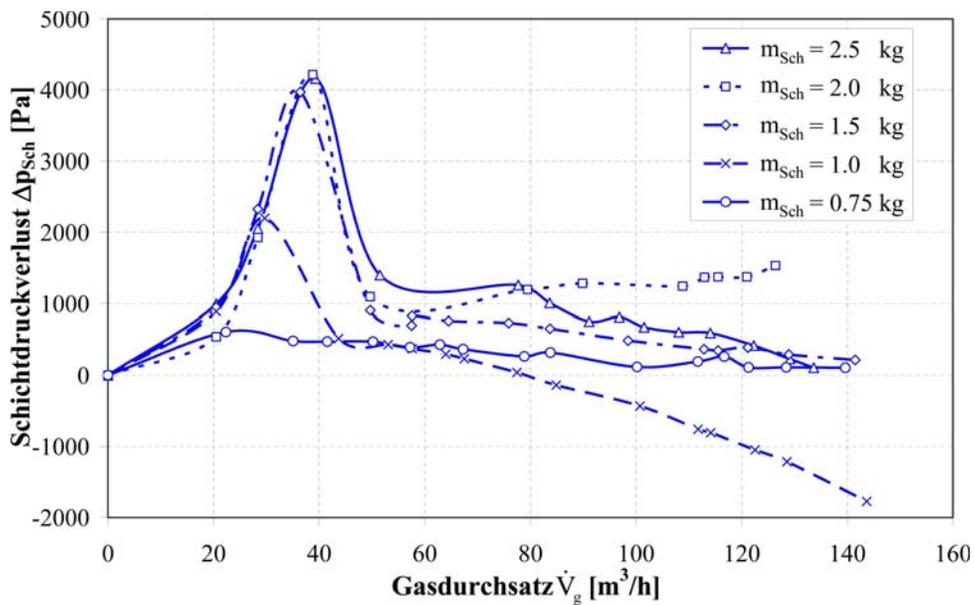


Abbildung A.7: Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=15^\circ$.

A.1 Messergebnisse des Schichtdruckverlustes

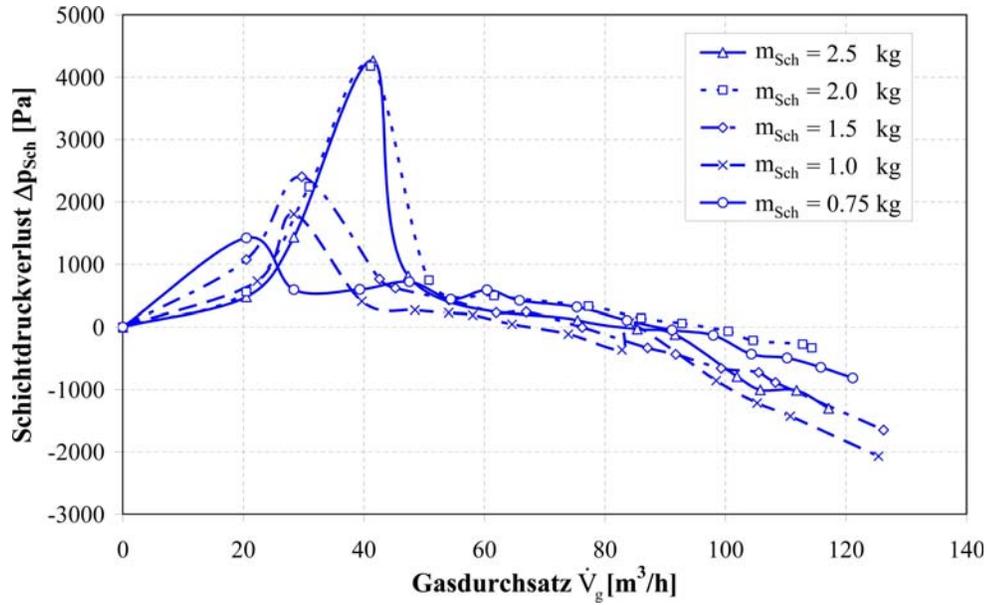


Abbildung A.8: Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=20^\circ$.

A.1.3 Messergebnisse des Schichtdruckverlustes mit $\alpha\text{-Al}_2\text{-O}_3$

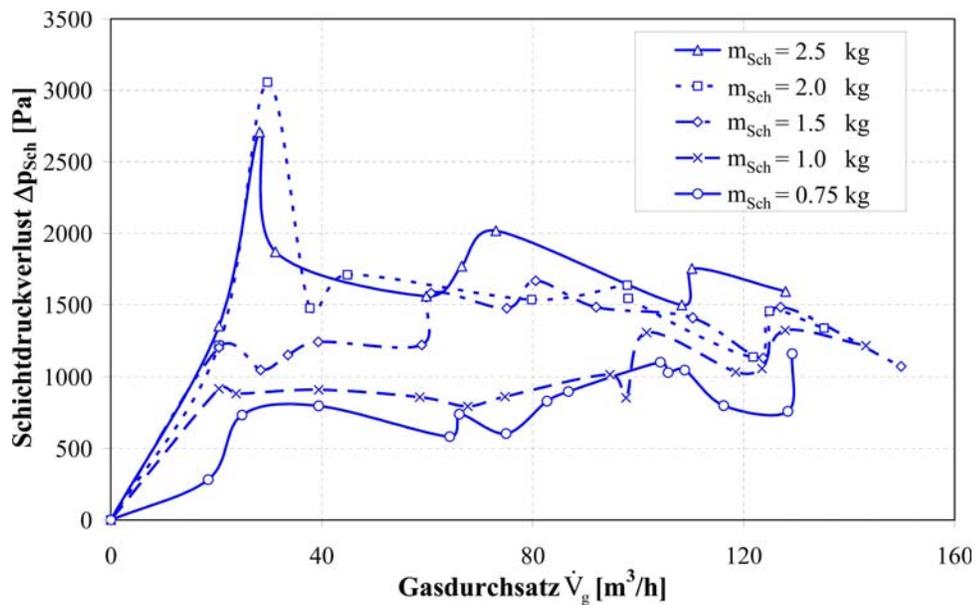


Abbildung A.9: Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=0^\circ$.

A Mess- und Berechnungsergebnisse

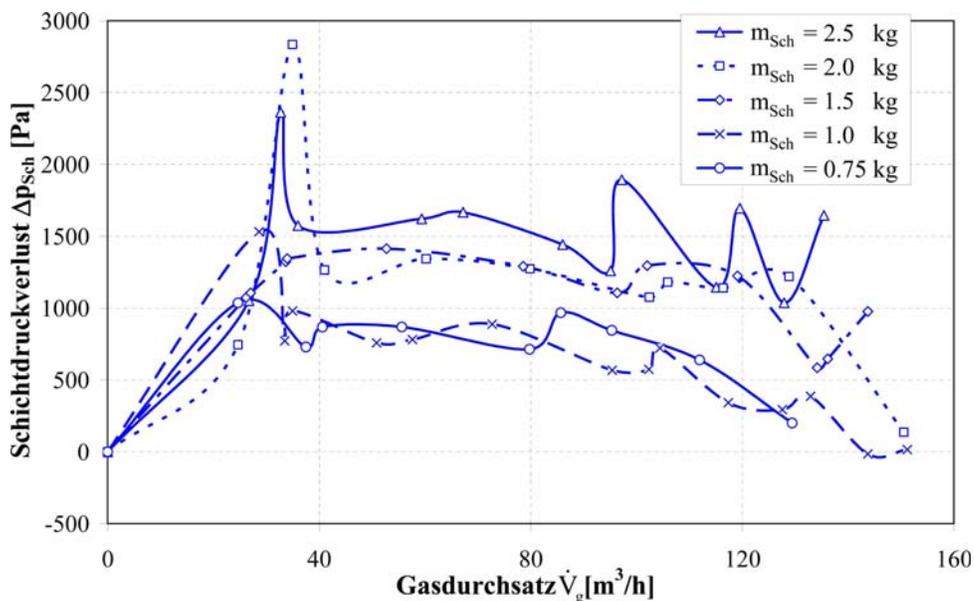


Abbildung A.10: Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=10^\circ$.

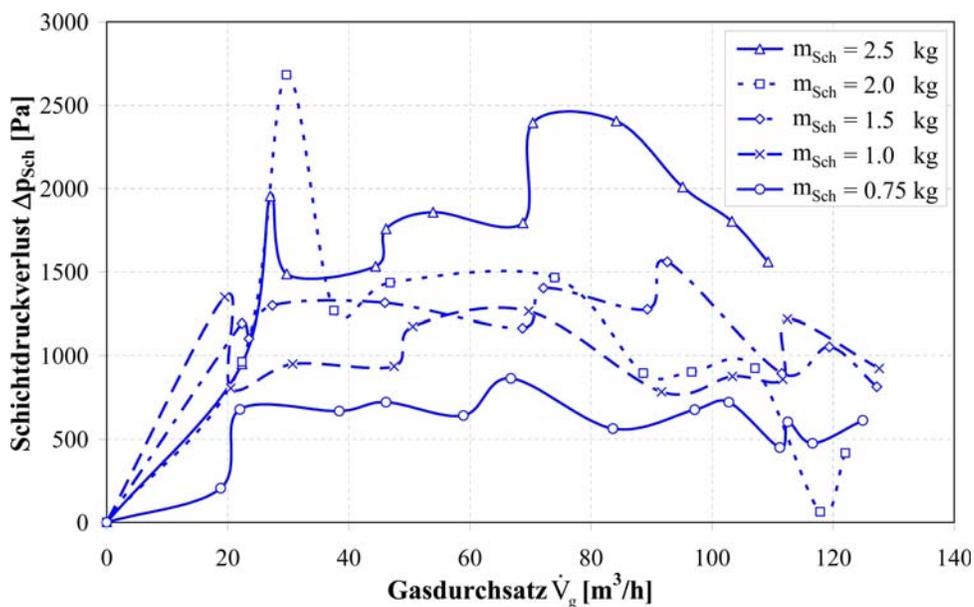


Abbildung A.11: Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=15^\circ$.

A.1 Messergebnisse des Schichtdruckverlustes

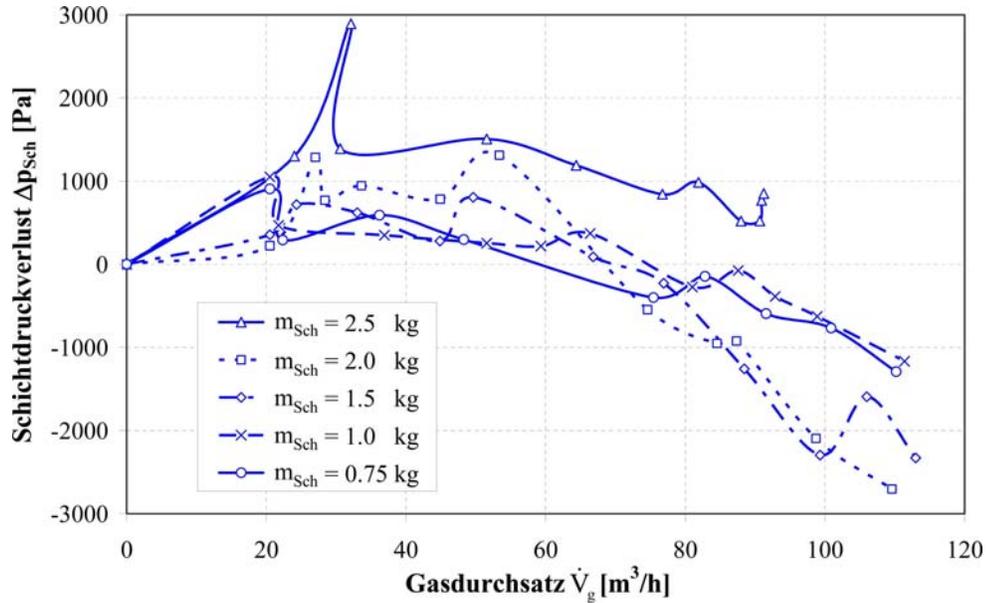


Abbildung A.12: Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=20^\circ$.

A.1.4 Messergebnisse des Schichtdruckverlustes mit dem organischen Granulat

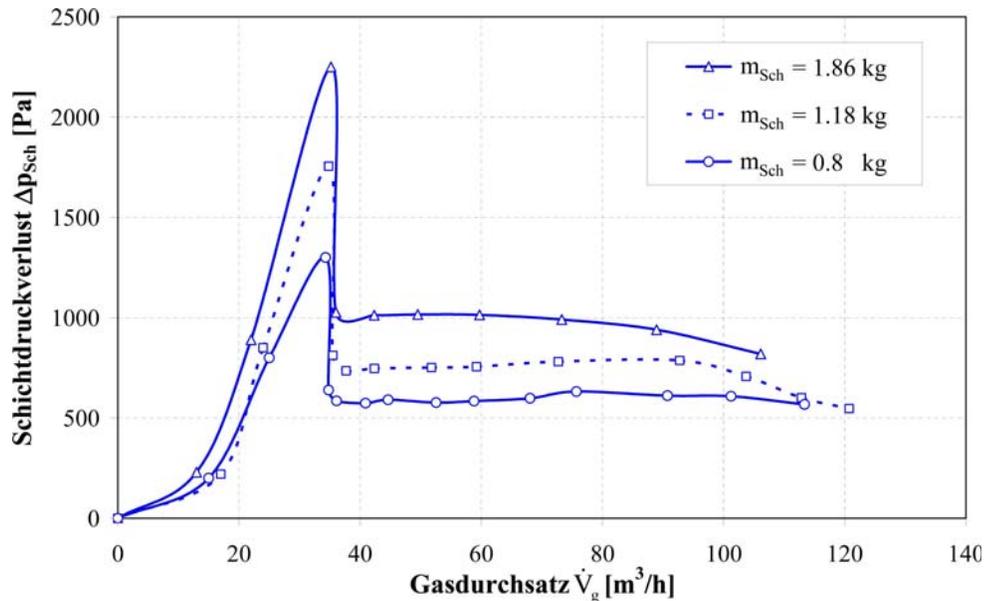


Abbildung A.13: Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=0^\circ$.

A Mess- und Berechnungsergebnisse

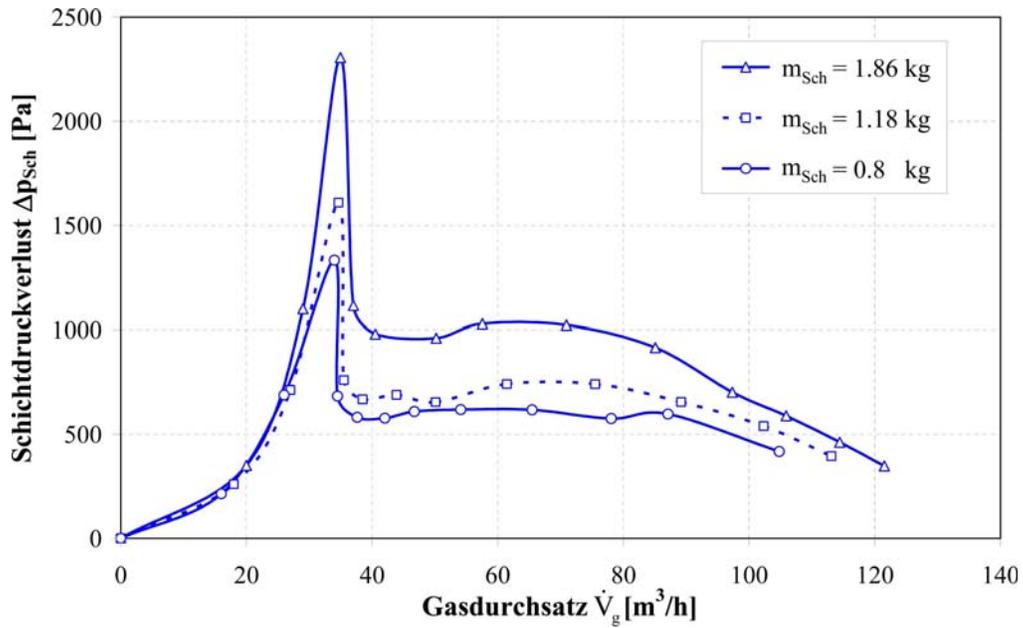


Abbildung A.14: Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=10^\circ$.

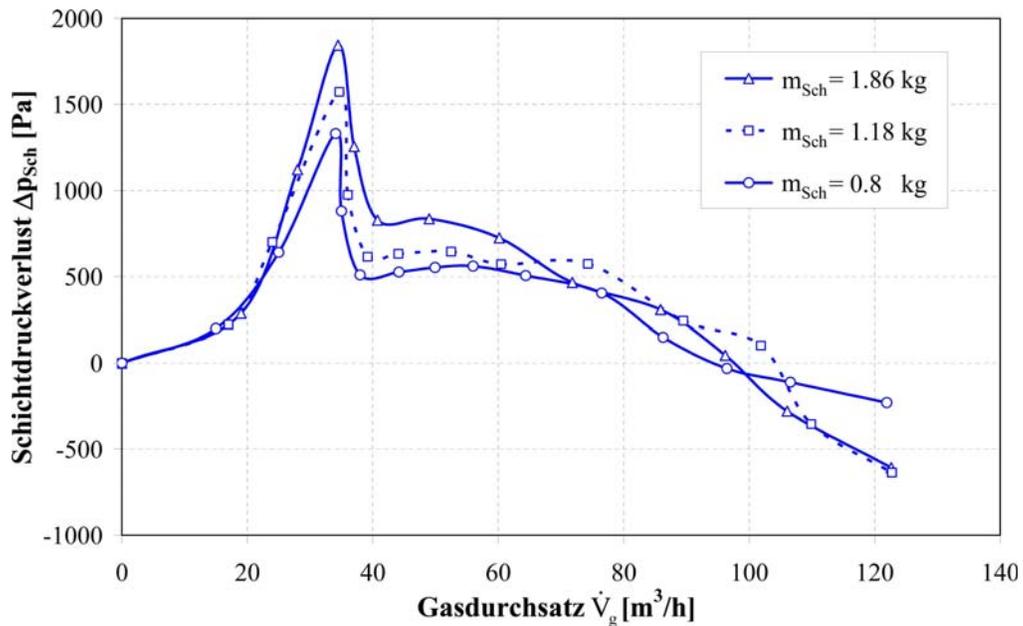


Abbildung A.15: Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=20^\circ$.

A.1.5 Messergebnisse des Schichtdruckverlustes mit Holzkugeln

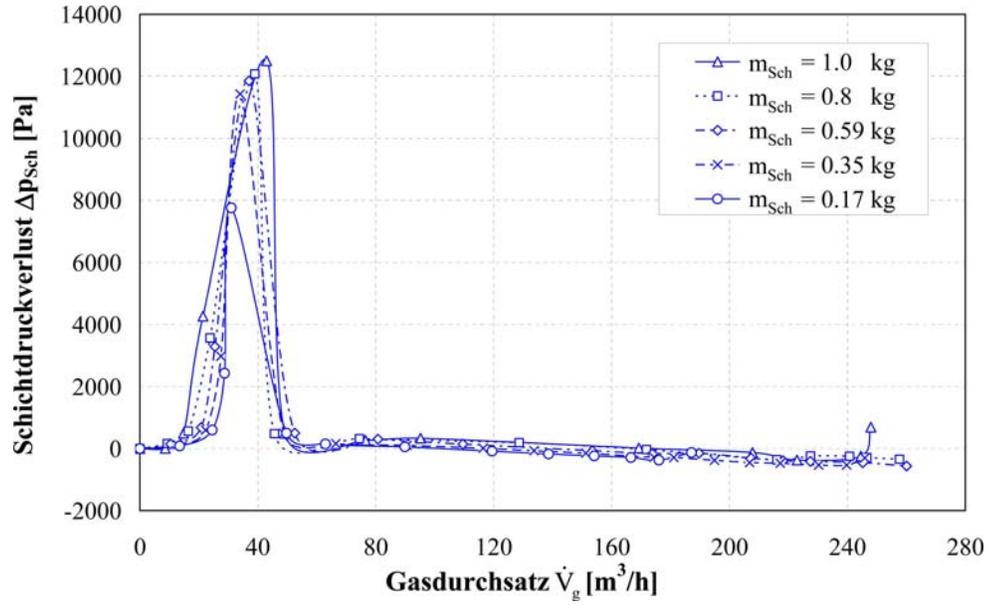
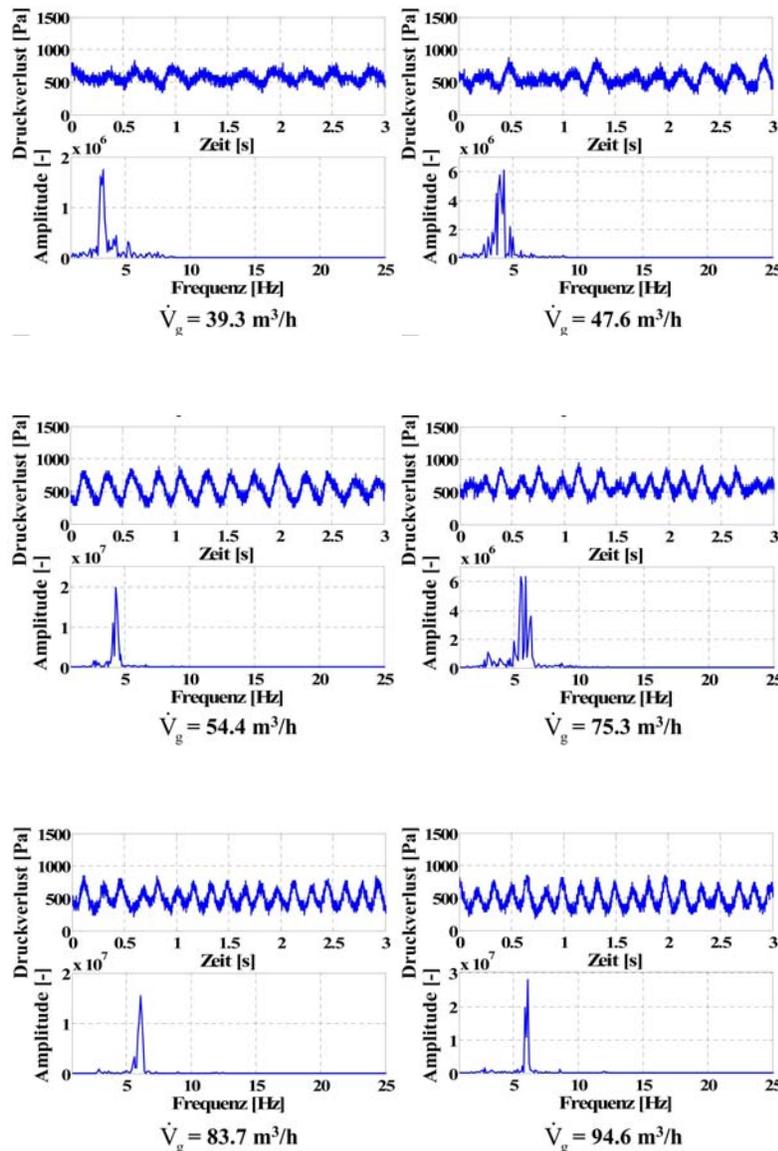


Abbildung A.16: Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=0^\circ$.

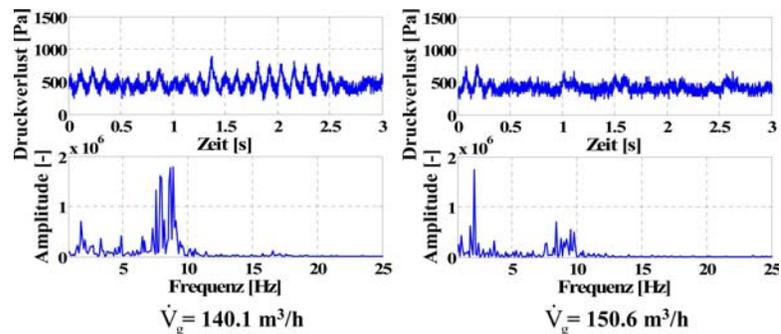
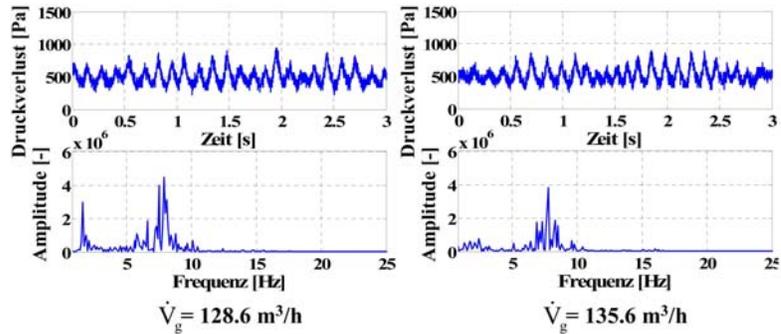
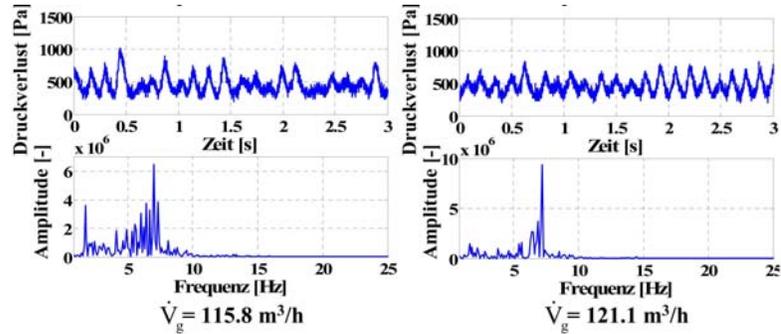
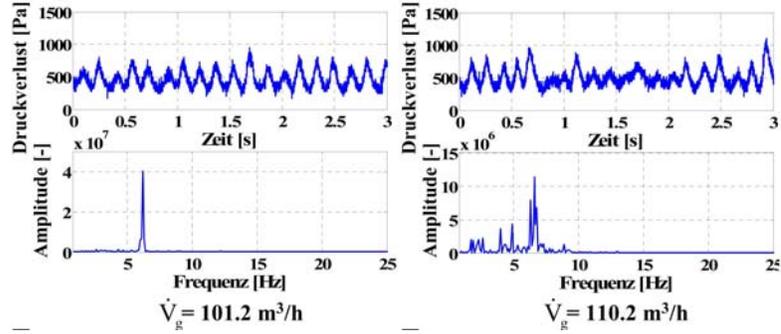
A.2 Ergebnisse der Messungen der Druckpulsationen

In diesem Abschnitt werden die gemessenen Druckpulsationen der Gasphase (obere Diagrammabschnitte) mitsamt den an diesen Spektren durchgeführten Fourieranalysen (untere Diagrammabschnitte) der Versuche mit γ -Al₂O₃ (groß) präsentiert. Aufgrund des enormen Umfangs sind die Ergebnisse der Messungen der Druckpulsationen und der Fourieranalysen mit den Versuchsprodukten γ -Al₂O₃ (klein), α -Al₂O₃, organisches Granulat, sowie den Holzkugeln nur in elektronischer Form dieser Arbeit beigelegt.

Schichtmasse $m_{Sch}=0.75\text{kg}$; Winkel Gasregelwalzen $\varphi=0^\circ$:

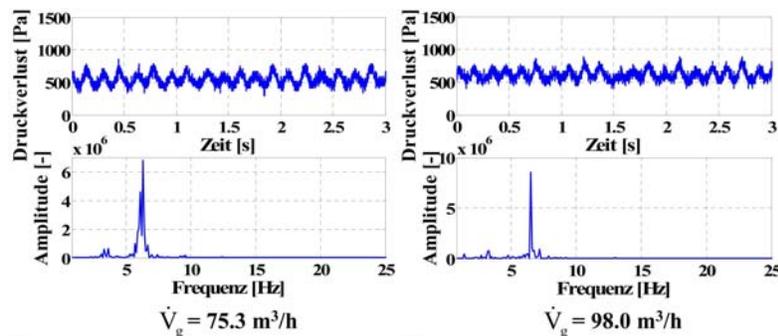
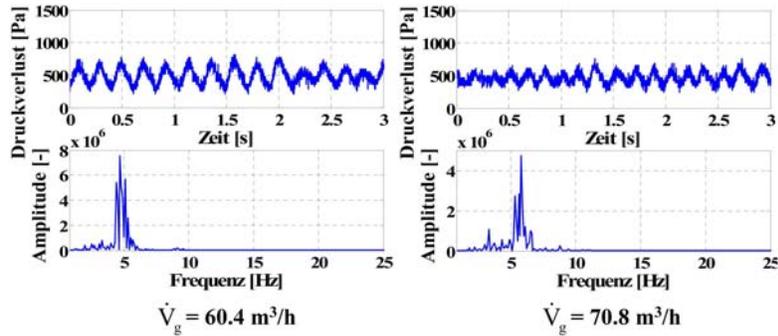
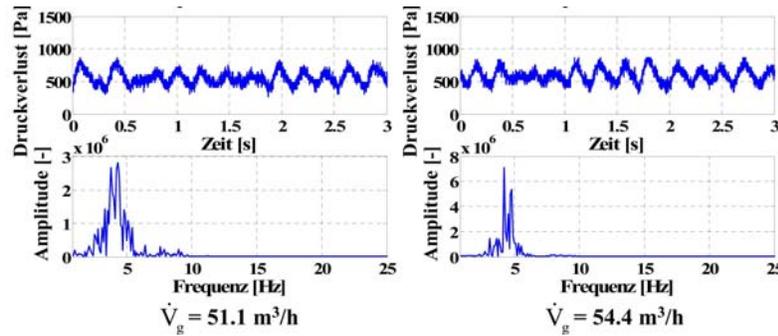
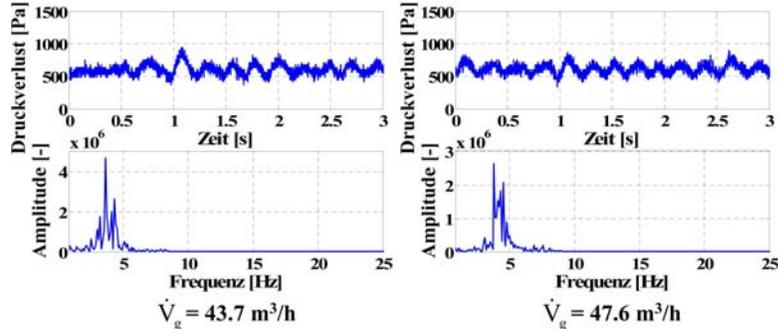


A.2 Ergebnisse der Messungen der Druckpulsationen

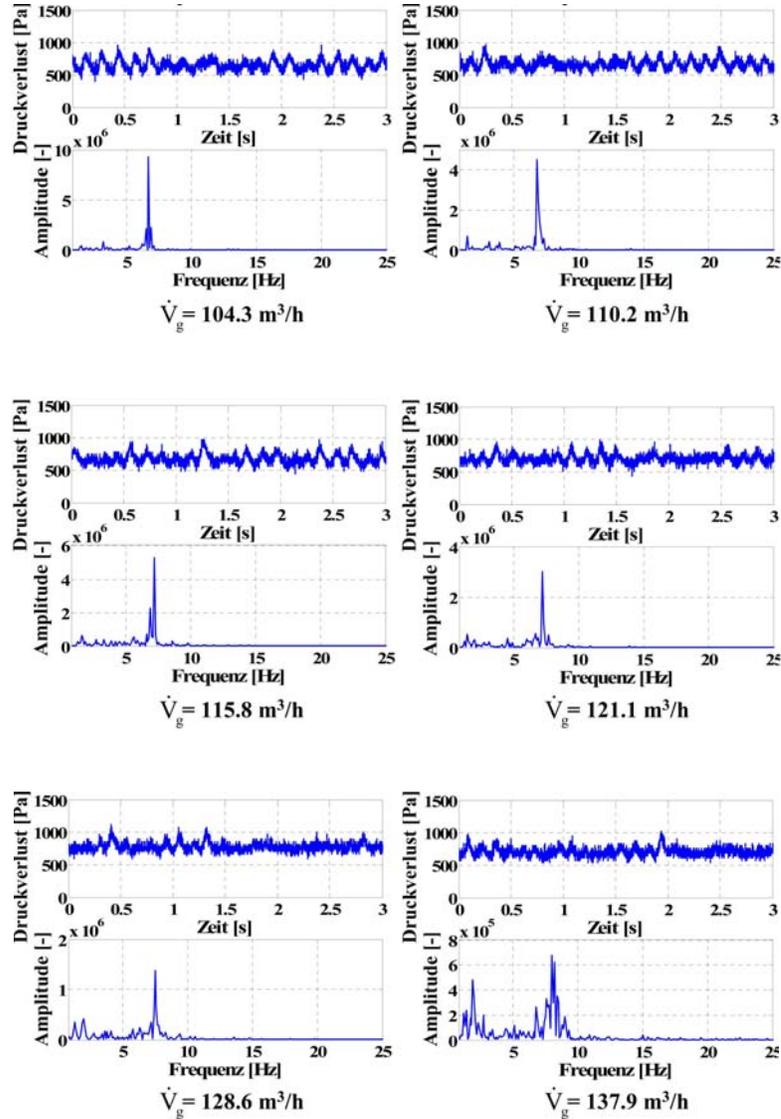


A Mess- und Berechnungsergebnisse

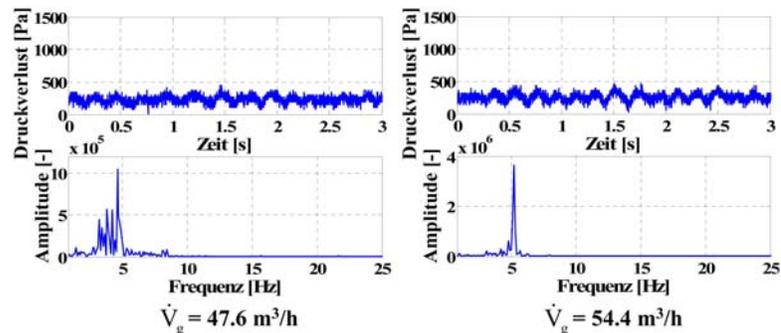
Schichtmasse $m_{Sch}=0.75\text{kg}$; Winkel Gasregelwalzen $\varphi=10^\circ$:



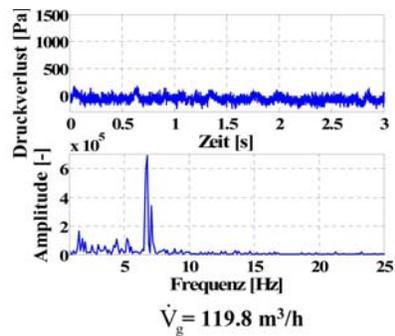
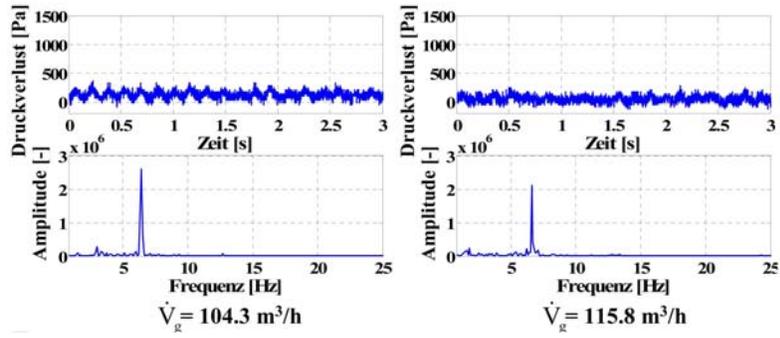
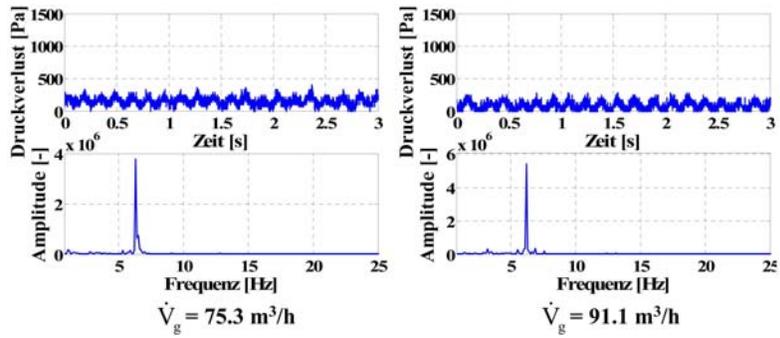
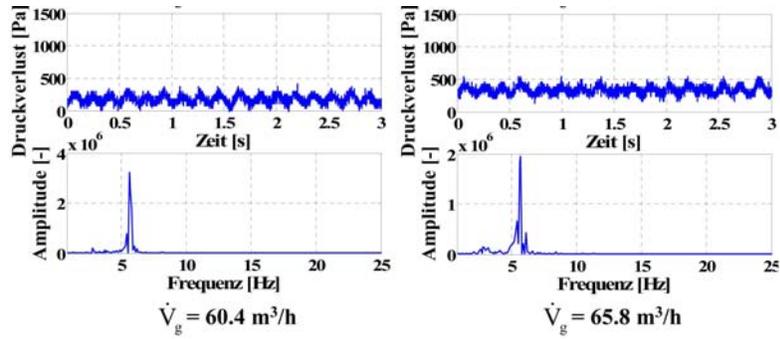
A.2 Ergebnisse der Messungen der Druckpulsationen



Schichtmasse $m_{Sch}=0.75\text{kg}$; Winkel Gasregelwalzen $\varphi=15^\circ$:

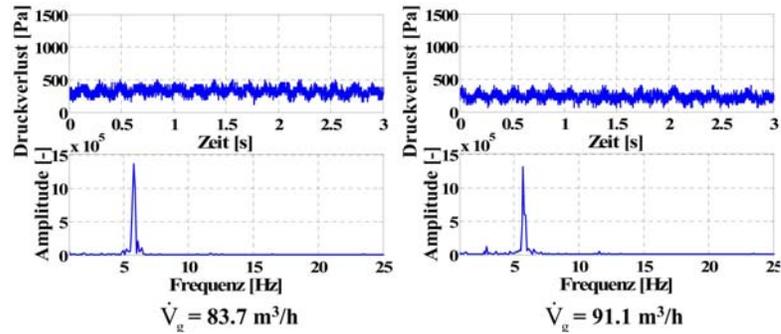
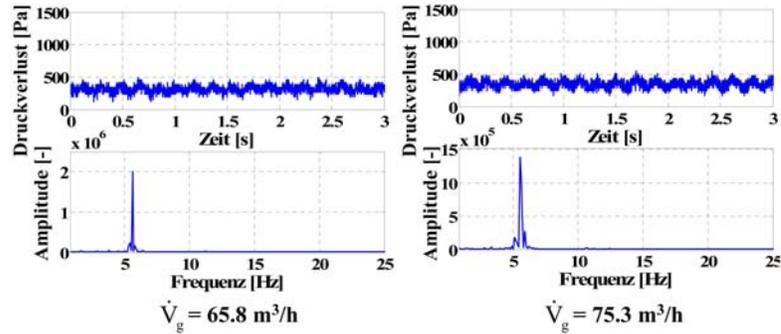
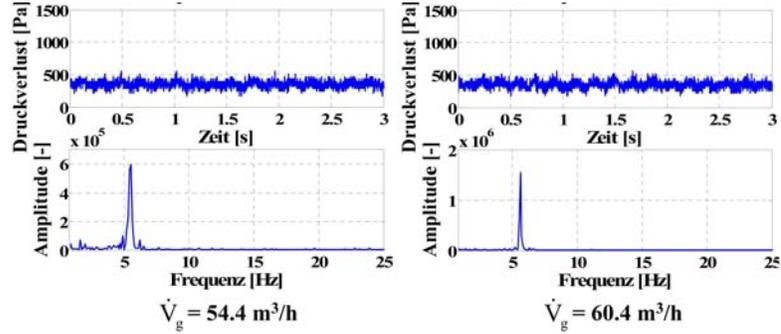
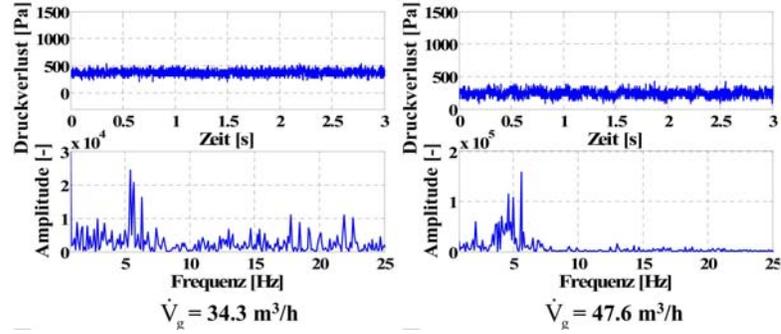


A Mess- und Berechnungsergebnisse

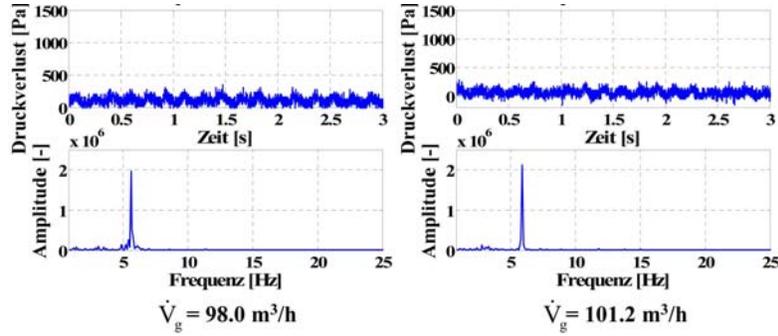


A.2 Ergebnisse der Messungen der Druckpulsationen

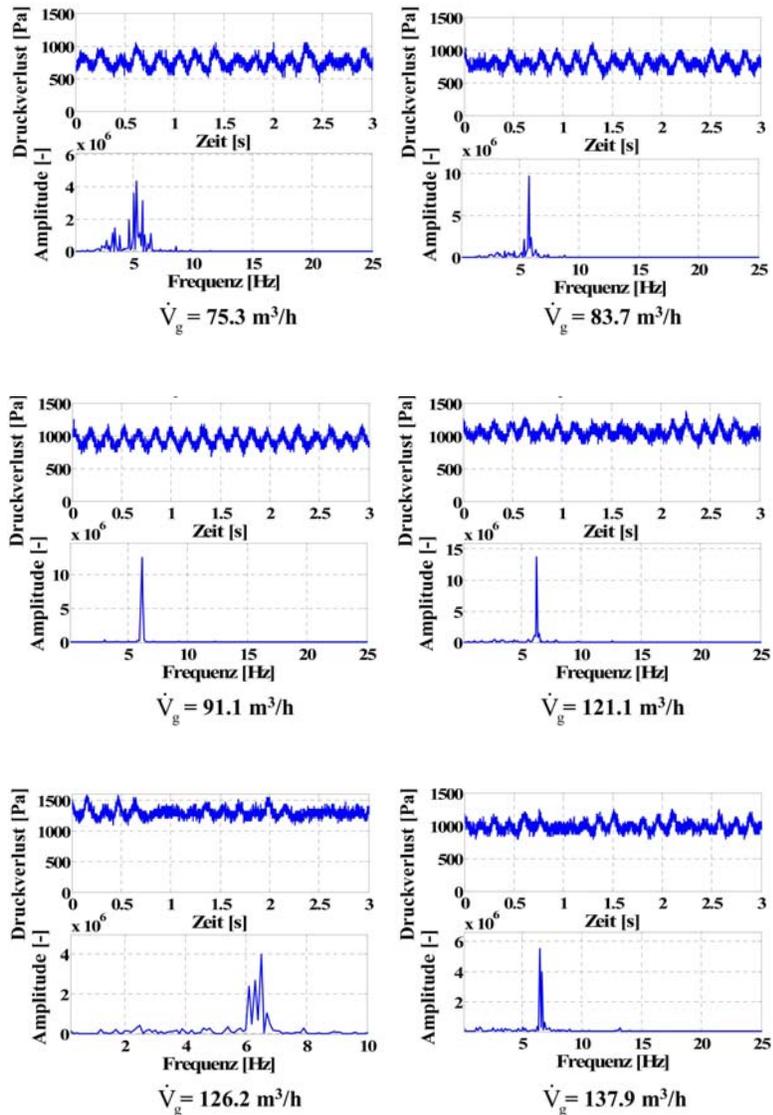
Schichtmasse $m_{Sch}=0.75\text{kg}$; Winkel Gasregelwalzen $\varphi=20^\circ$:



A Mess- und Berechnungsergebnisse

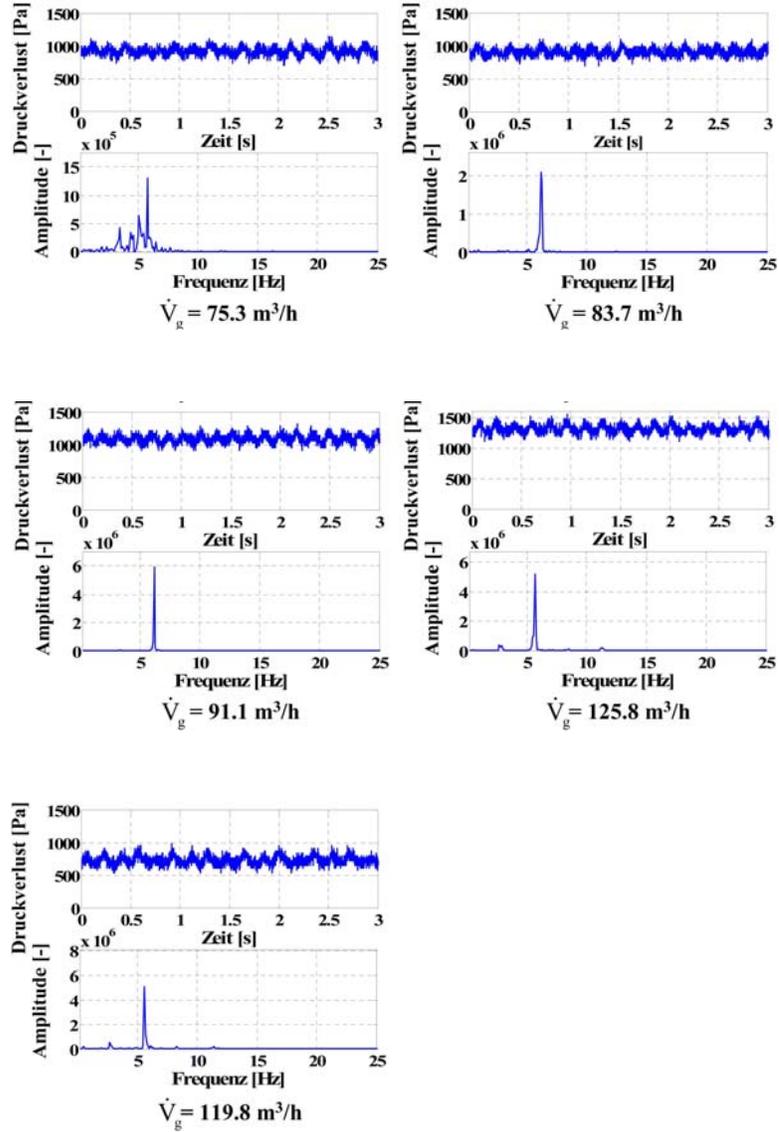


Schichtmasse $m_{Sch}=1.0\text{kg}$; Winkel Gasregelwalzen $\varphi=10^\circ$:



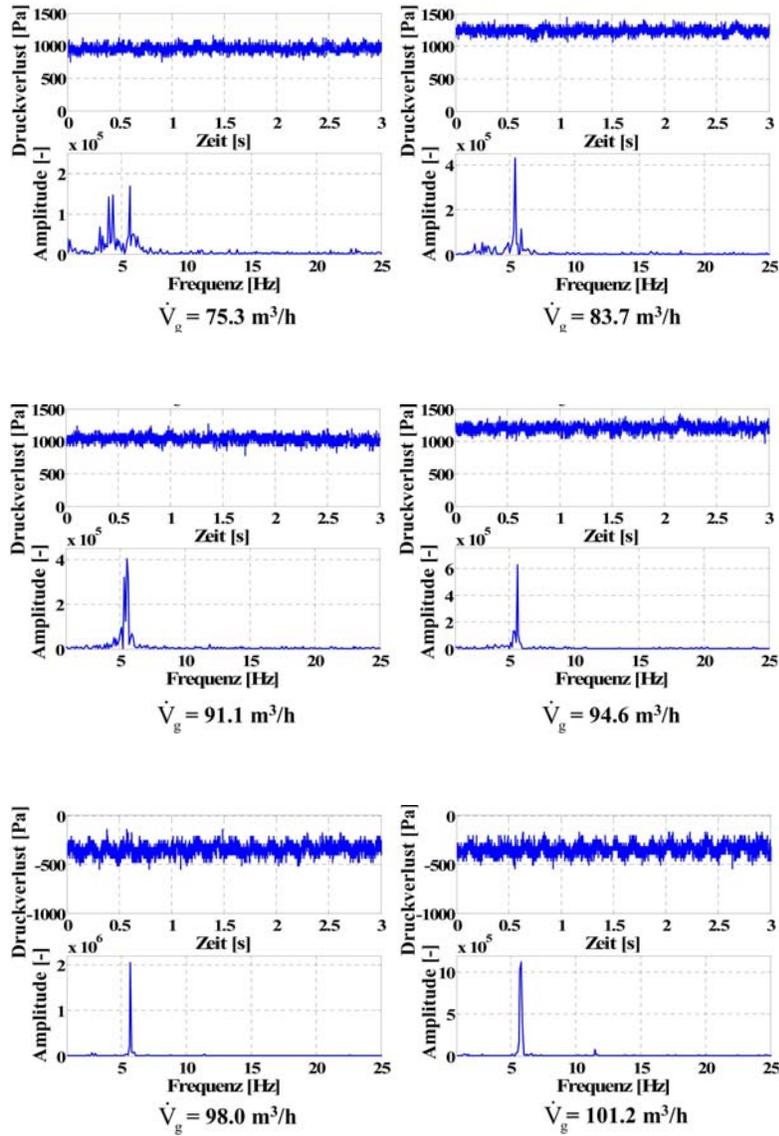
A.2 Ergebnisse der Messungen der Druckpulsationen

Schichtmasse $m_{Sch}=1.0\text{kg}$; Winkel Gasregelwalzen $\varphi=15^\circ$:



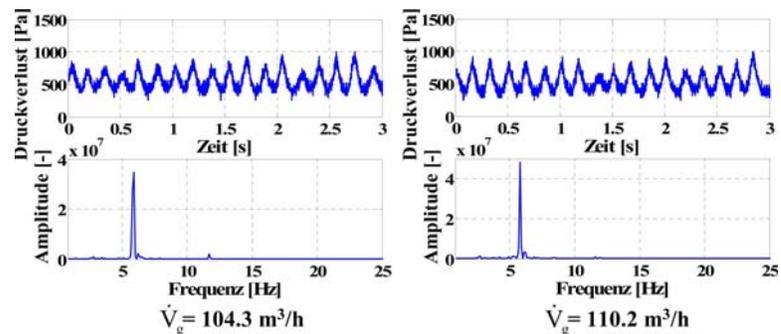
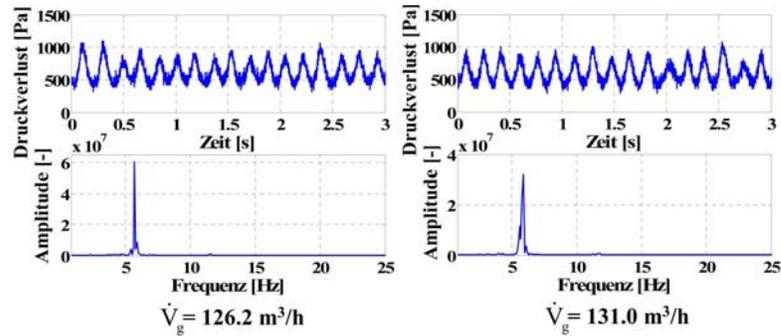
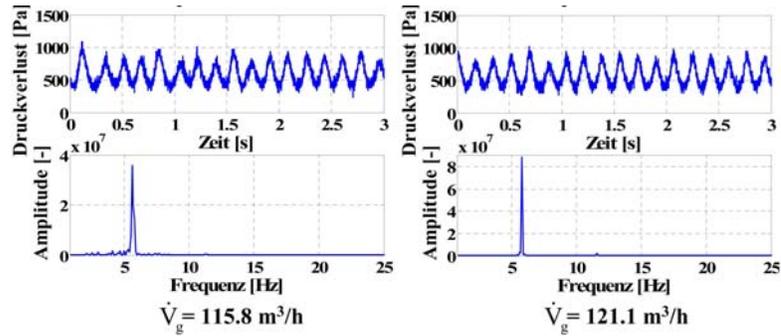
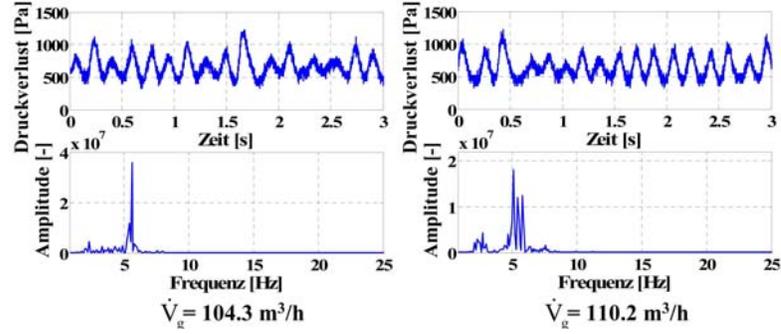
A Mess- und Berechnungsergebnisse

Schichtmasse $m_{Sch}=1.0\text{kg}$; Winkel Gasregelwalzen $\varphi=20^\circ$:



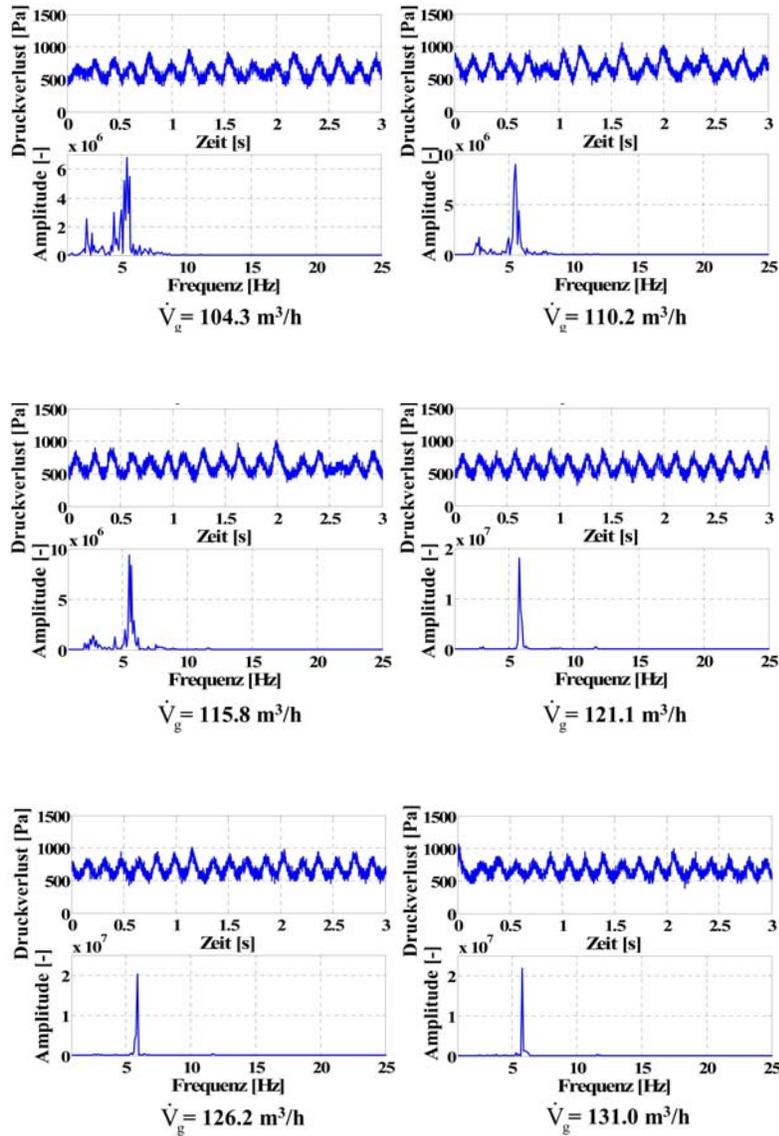
A.2 Ergebnisse der Messungen der Druckpulsationen

Schichtmasse $m_{Sch}=1.5\text{kg}$; Winkel Gasregelwalzen $\varphi=0^\circ$:



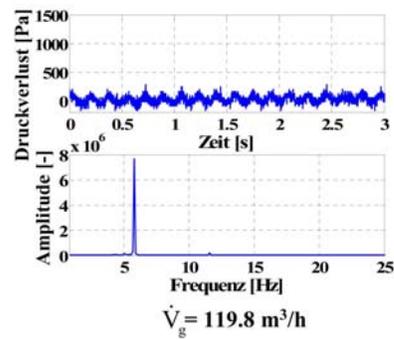
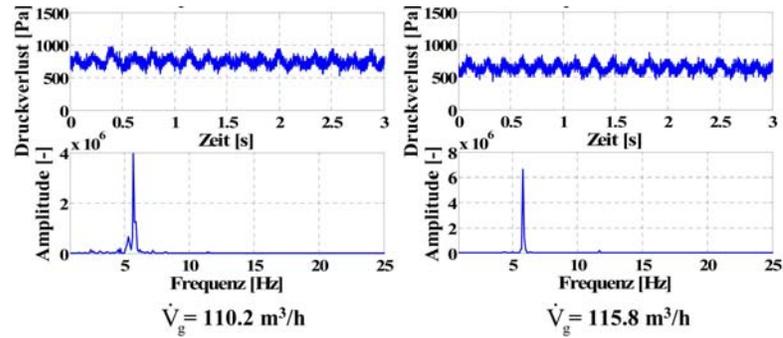
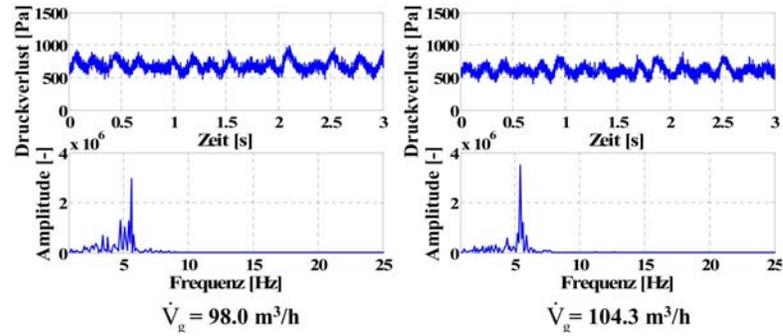
A Mess- und Berechnungsergebnisse

Schichtmasse $m_{Sch}=1.5\text{kg}$; Winkel Gasregelwalzen $\varphi=10^\circ$:



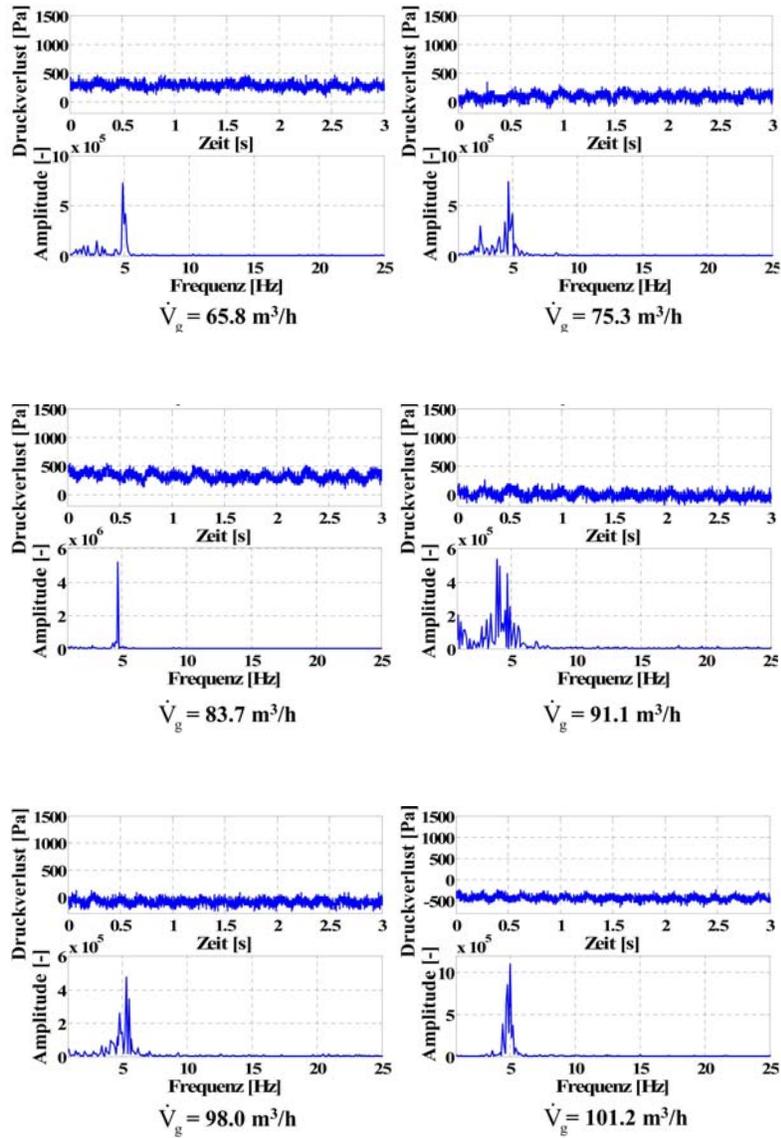
A.2 Ergebnisse der Messungen der Druckpulsationen

Schichtmasse $m_{Sch}=1.5\text{kg}$; Winkel Gasregelwalzen $\varphi=15^\circ$:



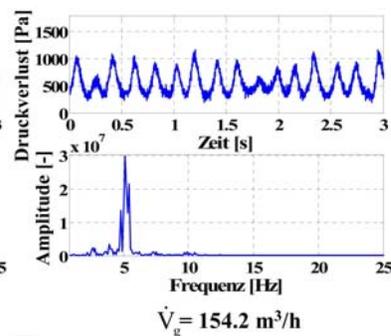
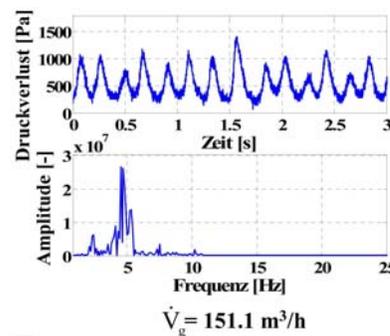
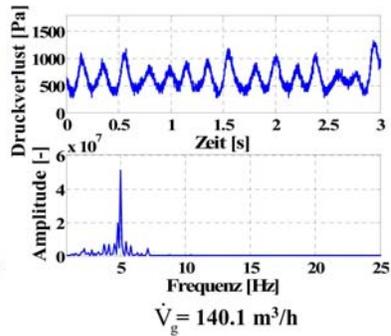
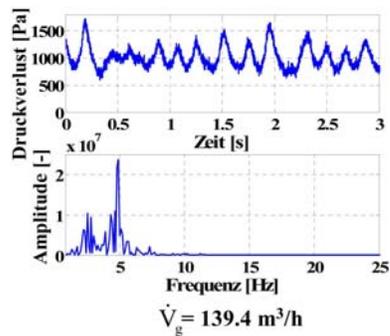
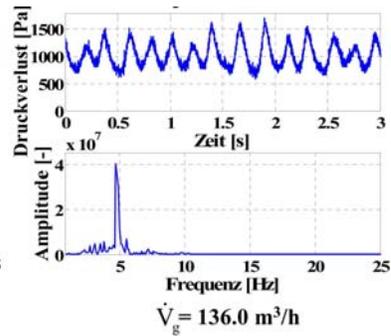
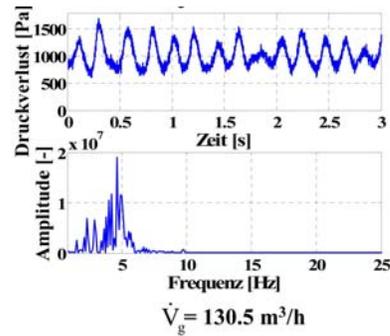
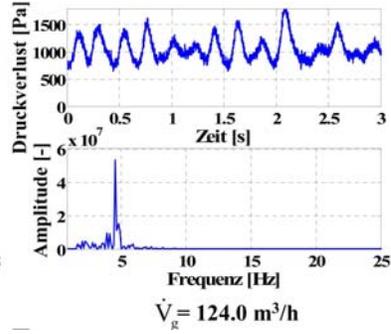
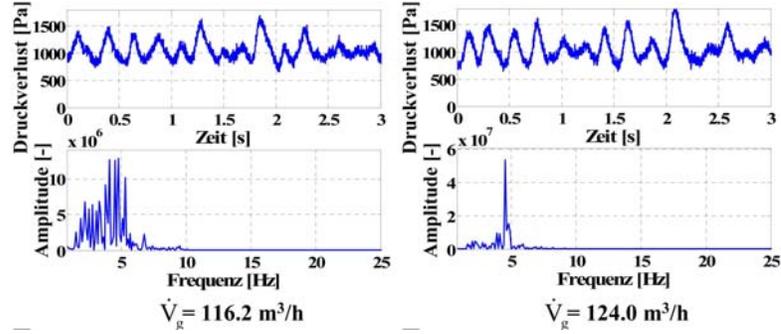
A Mess- und Berechnungsergebnisse

Schichtmasse $m_{Sch}=1.5\text{kg}$; Winkel Gasregelwalzen $\varphi=20^\circ$:

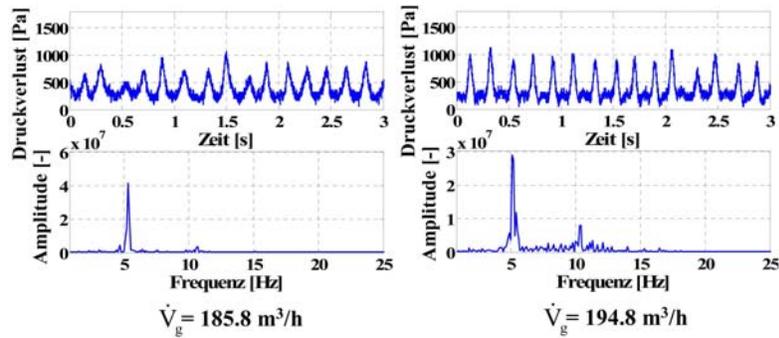
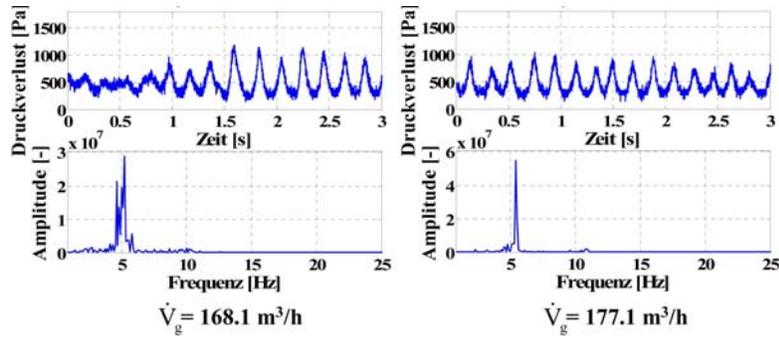


A.2 Ergebnisse der Messungen der Druckpulsationen

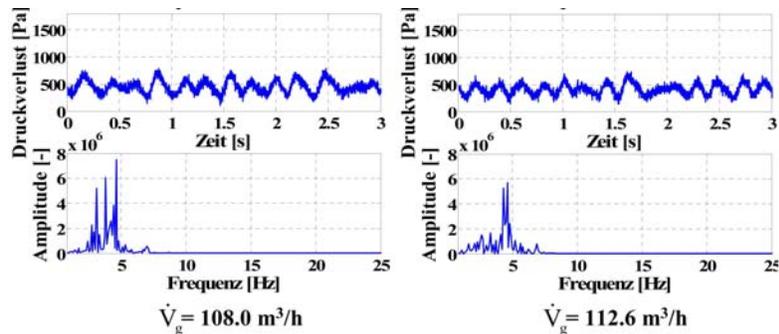
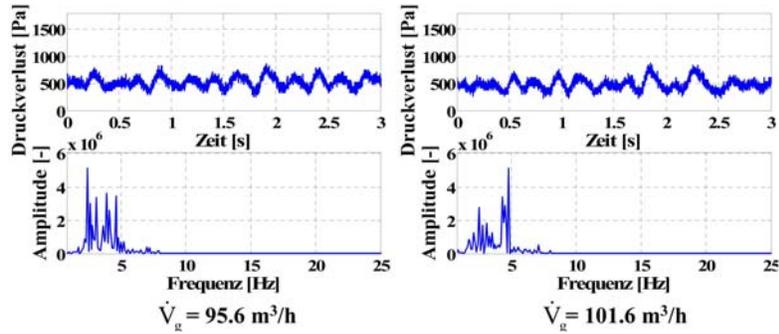
Schichtmasse $m_{Sch}=2.0\text{kg}$; Winkel Gasregelwalzen $\varphi=0^\circ$:



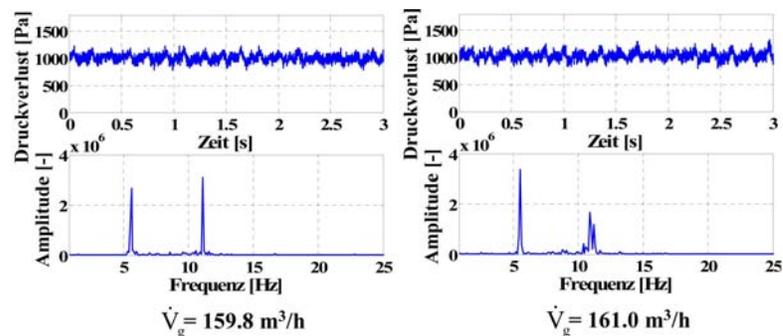
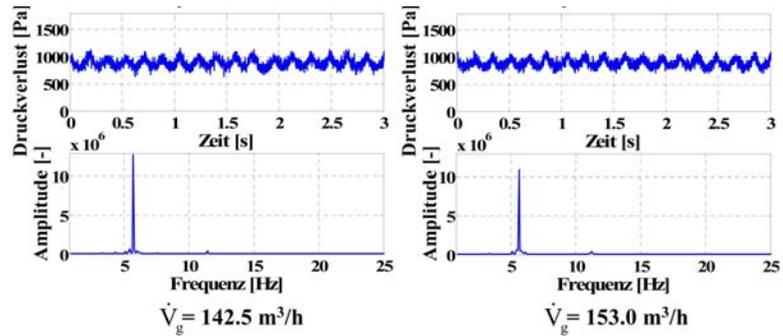
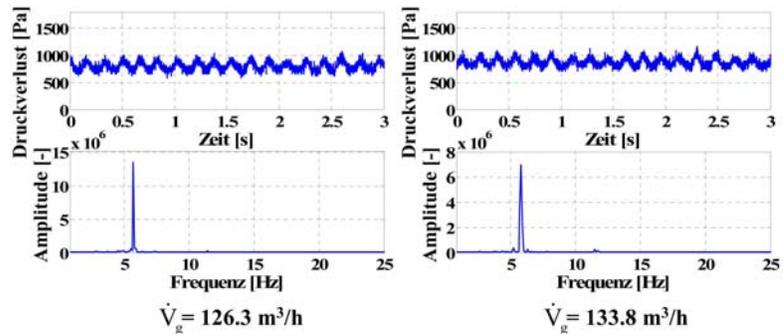
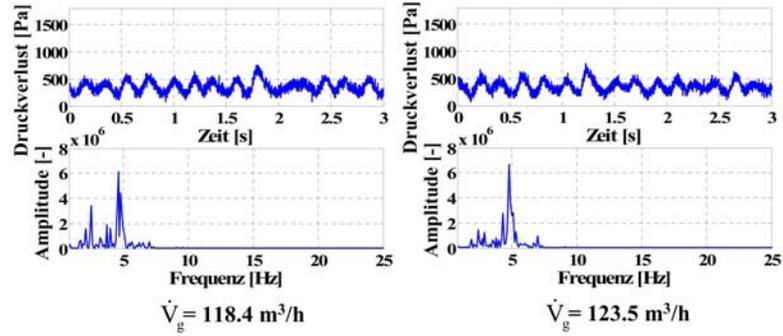
A Mess- und Berechnungsergebnisse



Schichtmasse $m_{Sch} = 2.0 \text{ kg}$; Winkel Gasregelwalzen $\varphi = 10^\circ$:

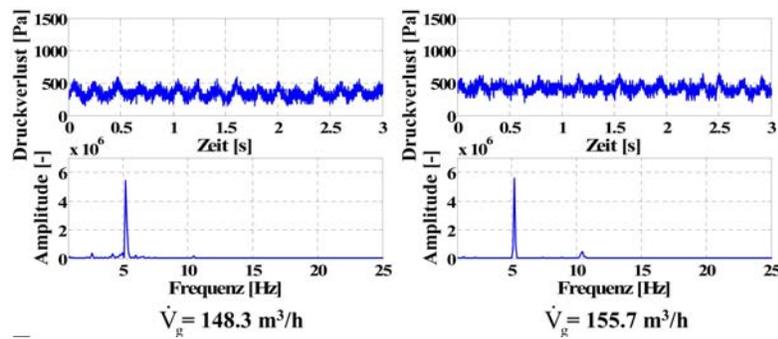
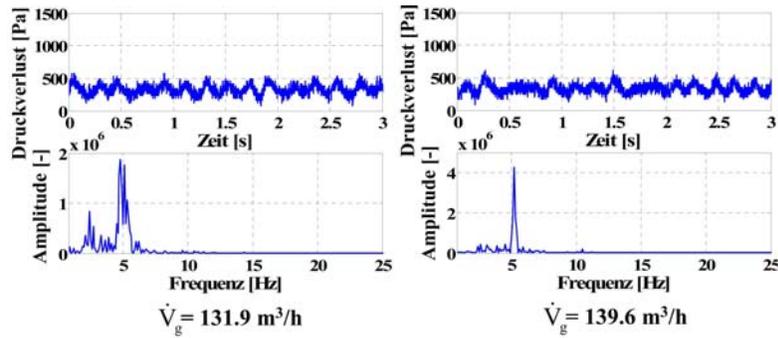
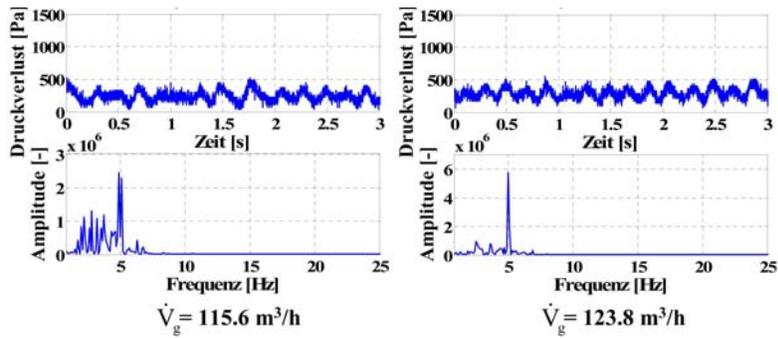
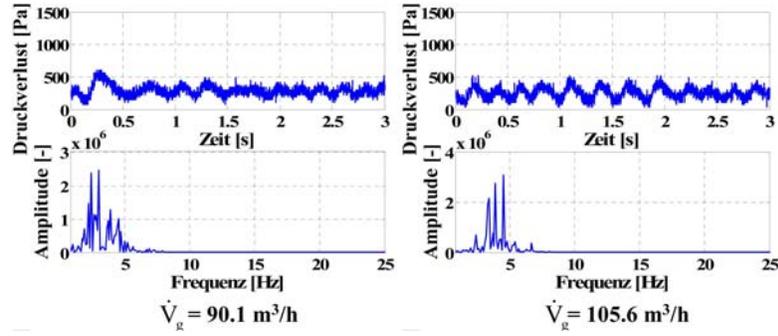


A.2 Ergebnisse der Messungen der Druckpulsationen

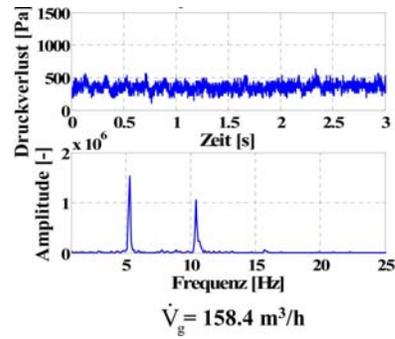


A Mess- und Berechnungsergebnisse

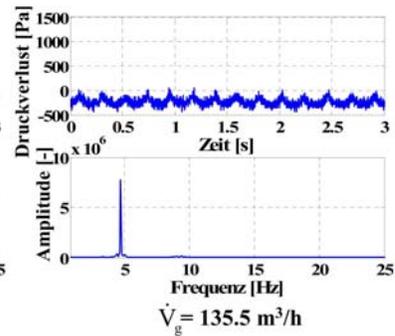
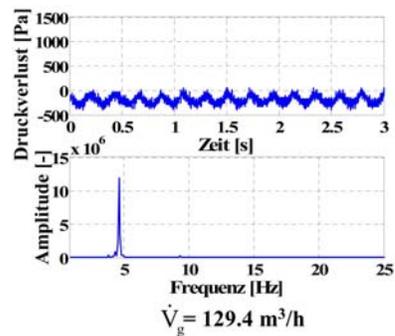
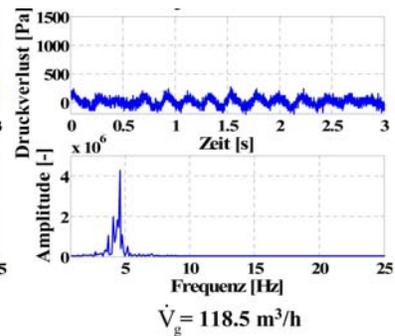
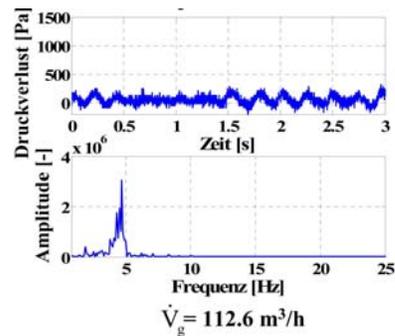
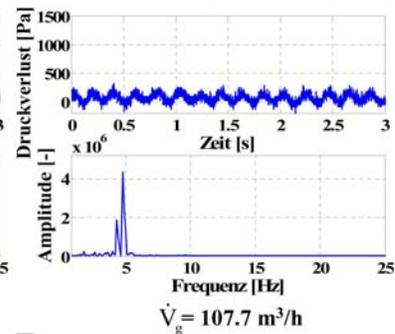
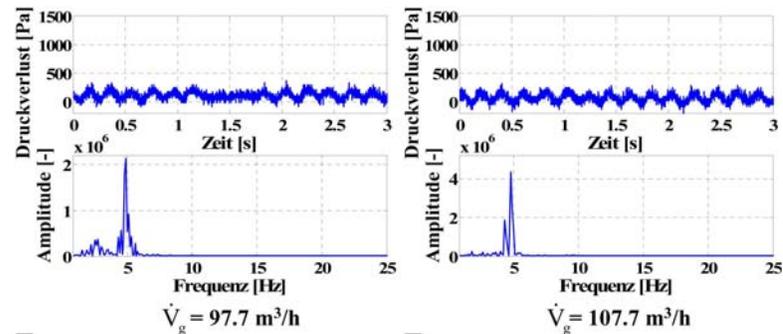
Schichtmasse $m_{Sch}=2.0\text{kg}$; Winkel Gasregelwalzen $\varphi=15^\circ$:



A.2 Ergebnisse der Messungen der Druckpulsationen

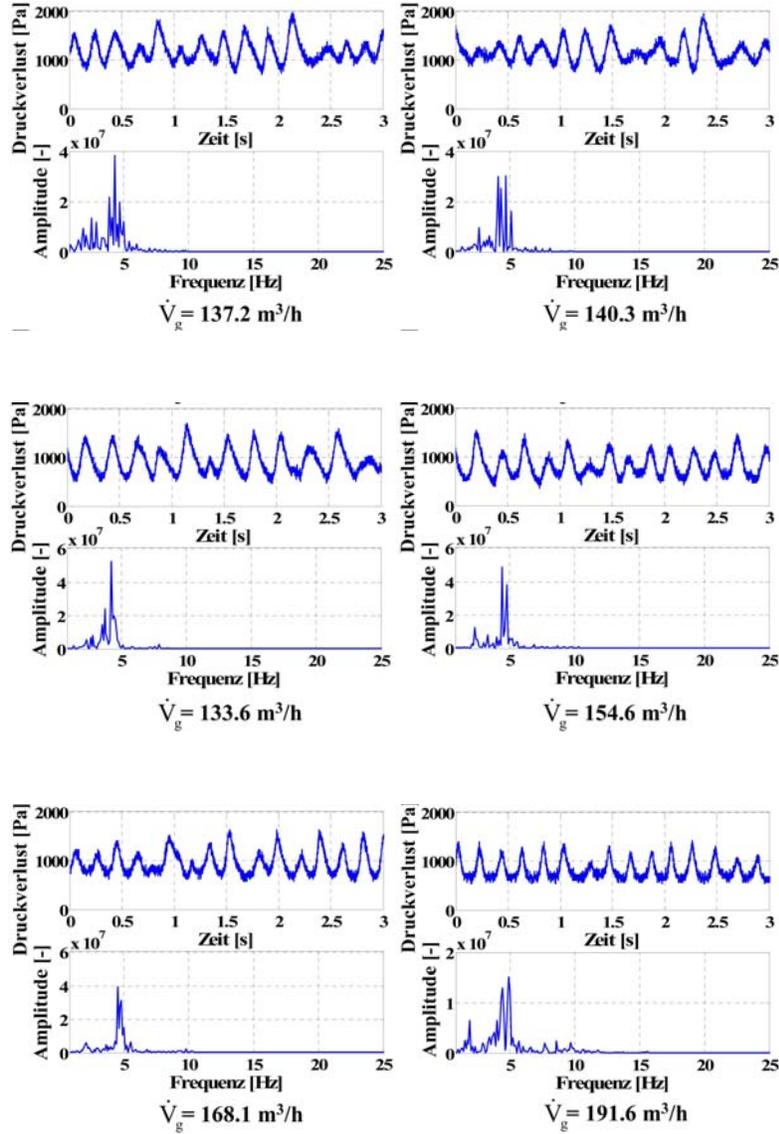


Schichtmasse $m_{Sch}=2.0\text{kg}$; Winkel Gasregelwalzen $\varphi=20^\circ$:



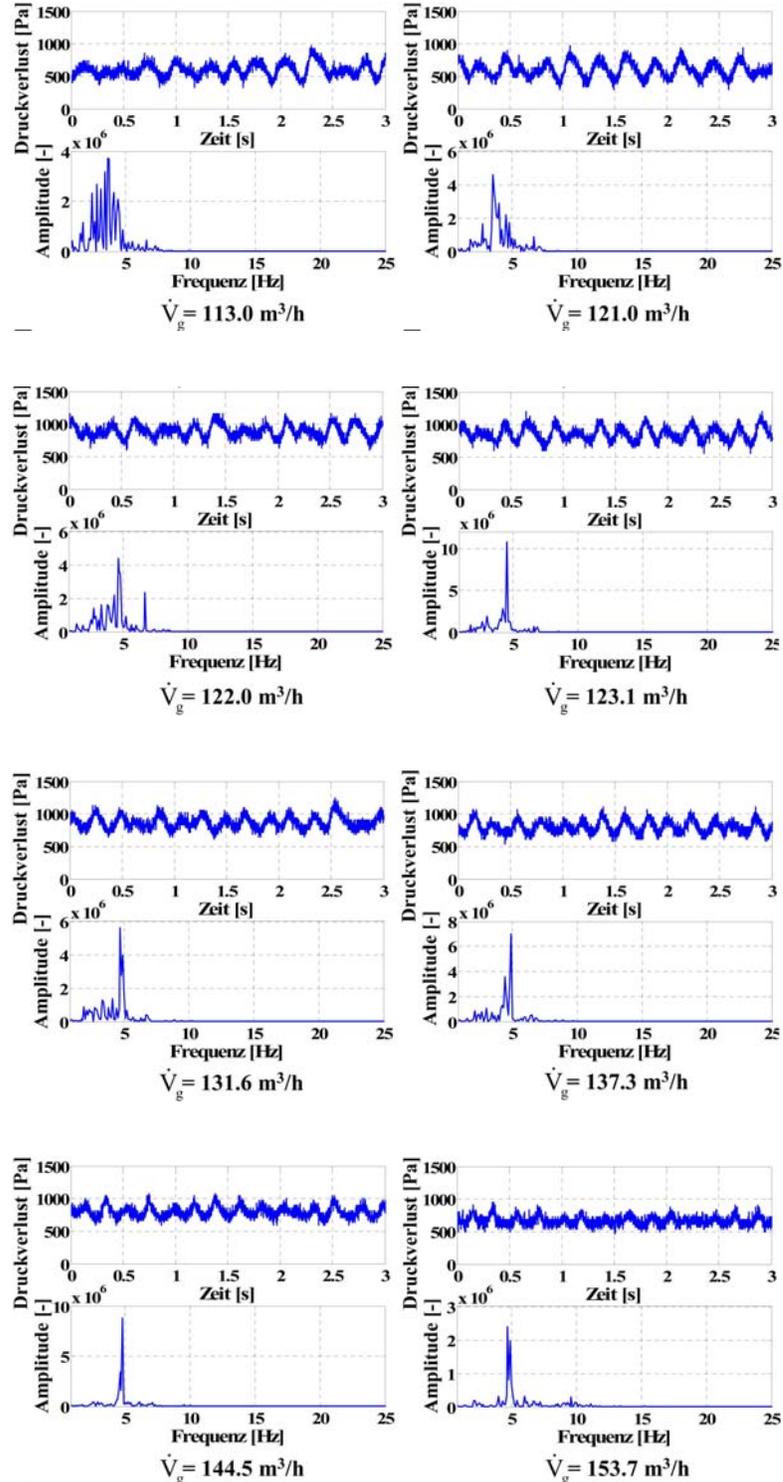
A Mess- und Berechnungsergebnisse

Schichtmasse $m_{Sch}=2.5\text{kg}$; Winkel Gasregelwalzen $\varphi=0^\circ$:

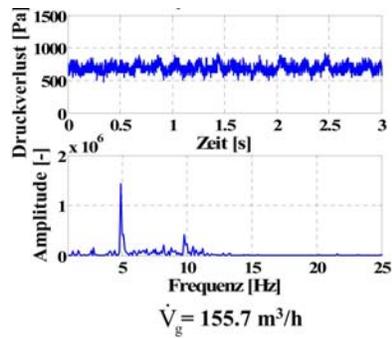


A.2 Ergebnisse der Messungen der Druckpulsationen

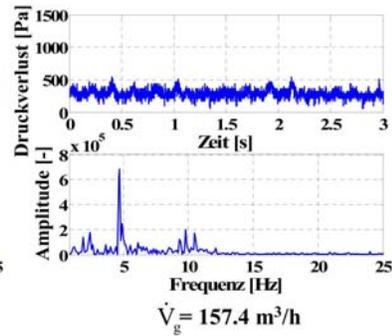
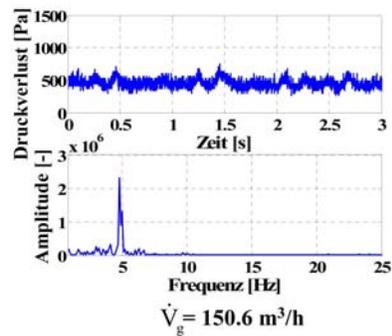
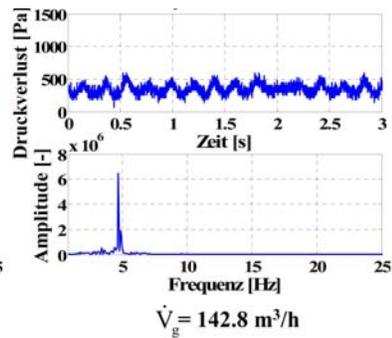
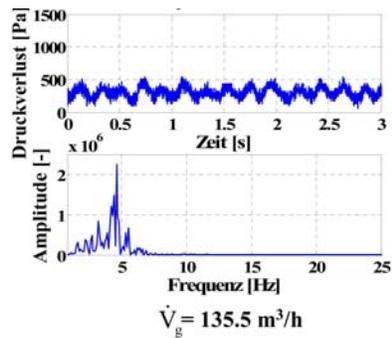
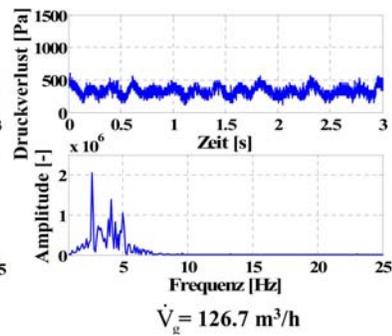
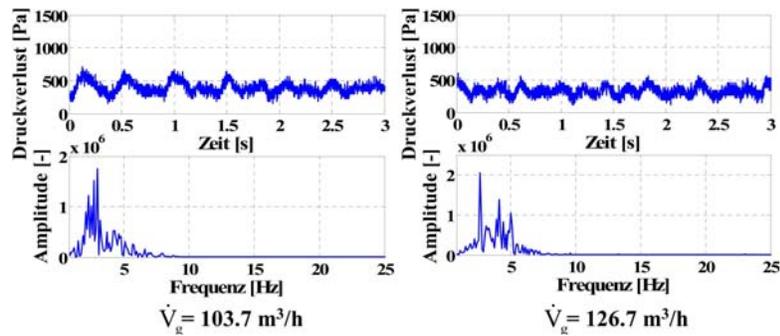
Schichtmasse $m_{Sch}=2.5\text{kg}$; Winkel Gasregelwalzen $\varphi=10^\circ$:



A Mess- und Berechnungsergebnisse

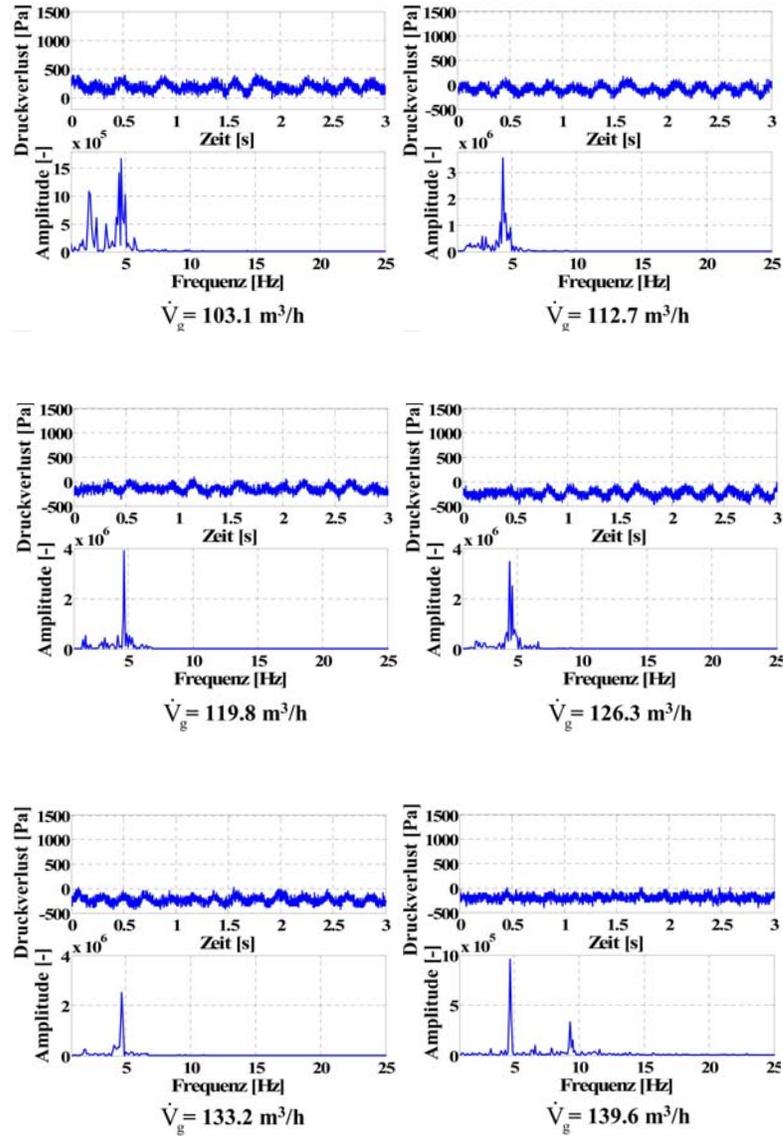


Schichtmasse $m_{Sch} = 2.5 \text{ kg}$; Winkel Gasregelwalzen $\varphi = 15^\circ$:



A.2 Ergebnisse der Messungen der Druckpulsationen

Schichtmasse $m_{Sch}=2.5\text{kg}$; Winkel Gasregelwalzen $\varphi=20^\circ$:



A Mess- und Berechnungsergebnisse

B Mathematischer Anhang

B.1 Mathematische Erfassung des Strahlschichtverhaltens

In diesem Abschnitt werden die Berechnungsergebnisse des maximalen Schichtdruckverlustes Δp_{max} , der Minimalfluidisationsgeschwindigkeit v_{mf} , des Schichtdruckverlustes im stabilen Arbeitsbereich Δp_{st} für die Versuchsmaterialien γ -Al₂O₃ (klein), α -Al₂O₃, organisches Granulat, sowie für die Holzkugeln präsentiert und mit experimentellen Werten verglichen. Die Fehlerschranken in den Abbildungen indizieren eine Abweichung von +/- 10% von den Messwerten.

B.1.1 Ergebnisse zum maximalen Schichtdruckverlust Δp_{max}

Tabelle B.1: Übersicht der verwendeten Gleichungen zur Berechnung des maximalen Schichtdruckverlustes Δp_{max} .

Autor	Gleichung	App.-konstr.
Asenjo u. a. (1977)	$\Delta p_{max} = \Delta p_f \left[1 + 2.8 \cdot e^{\left(-0.156 \cdot \frac{2 \cdot H_0}{D_C}\right)} \right]$	zyl.
	$\Delta p_f = g (1 - \varepsilon_{mf}) (\rho_s - \rho_g) H_0$	
Asenjo u. a. (1977) -modifiziert	$\Delta p_{max} = \Delta p_f \left[1 + 76 \cdot e^{\left(-0.71 \cdot \frac{2 \cdot H_0}{D_C}\right)} \right]$	zyl.
	$\Delta p_f = g (1 - \varepsilon_{mf}) (\rho_s - \rho_g) H_0$	
Kmiec (1980)	$\Delta p_{max} = \Delta p_f \left[1 + 0.206 \cdot e^{0.62 \cdot \frac{2 \cdot H_0}{D_C}} \right]$	kon.-zyl.
Mitev (1979)	$\Delta p_{max} = K \cdot H_0 (1 - \varepsilon_{mf}) \rho_s g$	prism.
	$K = 1.2$ fuer $H_0 \leq 180mm$ $K = 0.72 \cdot 10^{1.26 H_0}$ fuer $H_0 > 180mm$	
Mitev (1979) - modifiziert	$\Delta p_{max} = K \cdot H_0 (1 - \varepsilon_{mf}) \rho_s g$	prism.
	$K = 7$ fuer $H_0 \leq 180mm$ $K = 0.72 \cdot 10^{1.26 H_0}$ fuer $H_0 > 180mm$	
Malek und Lu (1964)	$\Delta p_{max} = \rho_s g H_0 (1 - \varepsilon_{mf})$	kon.-zyl.

B Mathematischer Anhang

Muchlenov u. a. (1972)-1 $\frac{\Delta p_{\max}}{\Delta p_{st}} = 1 + 0.06 \left(\frac{H_0}{D_0}\right) (\tan \frac{\gamma}{2})^{0.6} Ar^{0.1}$ kon.

Muchlenov u. a. (1972)-2 $\frac{\Delta p_{\max}}{\Delta p_{st}} = 1 + 0.1 \left(\frac{H_0}{D_0}\right)^{1.3} (\tan \frac{\gamma}{2})^{1.2} Ar^{0.13}$ kon.

$$\Delta p_{st} = \rho_{Sch} g H_0 \frac{7.68 (\tan \gamma/2)^{0.2}}{Re^{0.2} (H/D_0)^{0.33}}$$

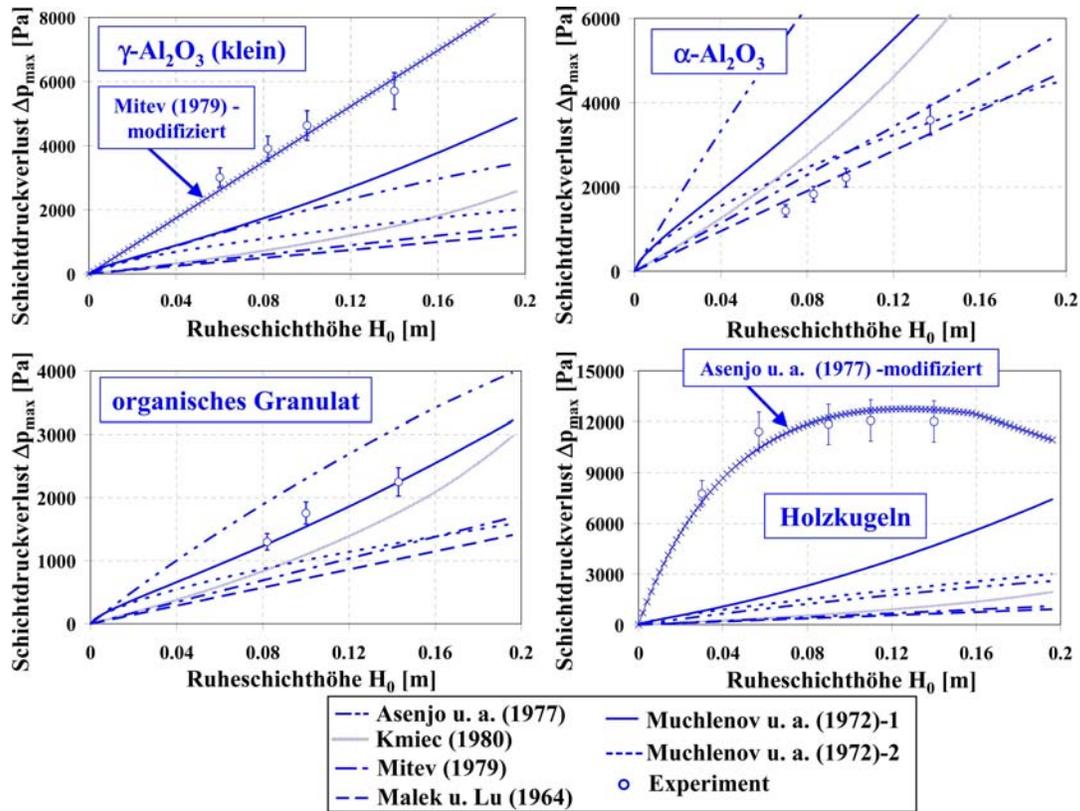


Abbildung B.1: Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Werten des maximalen Schichtdruckverlustes Δp_{max} in Abhängigkeit von der Ruheschichthöhe H_0 .

B.1.2 Ergebnisse zur minimalen Sprudelgeschwindigkeit v_{mf}

Tabelle B.2: Übersicht der verwendeten Gleichungen zur Berechnung der Minimalfluidisationsgeschwindigkeit v_{mf} .

Autor	Gleichung	App.-konstr.
Mathur und Gishler (1955b)	$v_{mf} = \left(\frac{d_s}{D_C}\right) \left(\frac{D_0}{D_C}\right)^{1/3} \sqrt{2gH_0 \frac{\rho_s - \rho_g}{\rho_g}}$	kon.-zyl.
Thorley u. a. (1959)	$v_{mf} = \left(\frac{d_s}{D_C}\right) \left(\frac{D_0}{D_C}\right)^n \sqrt{2gH_0 \frac{\rho_s - \rho_g}{\rho_g}}$ wobei $n = 0.265$ für $\gamma = 30^\circ$	kon.-zyl.
Chen (1985)	$v_{mf} = \frac{1}{K} \sqrt{\frac{2}{3C_W}} \left(\frac{d_s}{D_0}\right)^{1/2} \left(\frac{D_0}{D_C}\right)^{1/2} \cdot \sqrt{2gH_0 \frac{\rho_s - \rho_g}{\rho_g}}$ $K = \sqrt{\frac{2}{3C_W}} \left(\frac{D_0}{d_s}\right)^{1/2} \left(\frac{D_0}{D_C}\right)^{2/3}$ C_W - Widerstandsbeiwert	zyl.
Markovski und Kaminski (1983)	$Re_{mf} = 0.028 \cdot Ar^{0.57} \left(\frac{H_0}{D_0}\right)^{0.48} \left(\frac{D_C}{D_0}\right)^{1.27}$	kon.-zyl.
Olazar u. a. (1992)	$Re_{mf} = 0.126 \cdot Ar^{0.5} \left(\frac{D_B}{D_0}\right)^{1.68} \cdot [\tan(\frac{\gamma}{2})]^{-0.57}$	kon.-zyl.
Olazar u. a. (1992)	$Re_{mf} = \mathbf{K} \cdot Ar^{0.5} \left(\frac{D_B}{D_0}\right)^{1.68}$	
- modifiziert	$[\tan(\frac{\gamma}{2})]^{-0.57}$ $K = 0.33$ fuer γ -Al ₂ -O ₃ (klein) $K = 1.35$ fuer organisches Granulat $K = 0.85$ fuer α -Al ₂ -O ₃	kon.-zyl.

B Mathematischer Anhang

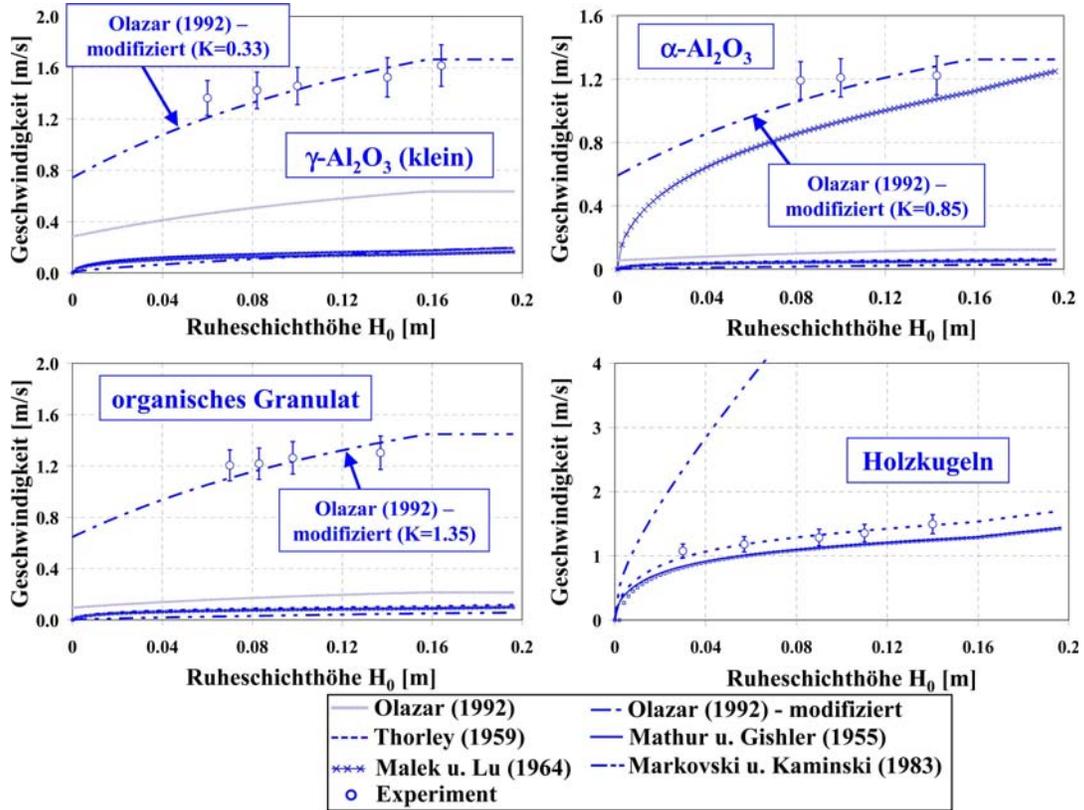


Abbildung B.2: Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Werten der minimalen Sprudelgeschwindigkeit v_{mf} in Abhängigkeit von der Ruheschichthöhe H_0 .

B.1.3 Ergebnisse zum Schichtdruckverlust im stabilen Arbeitsbereich p_{st}

Tabelle B.3: Übersicht der verwendeten Gleichungen zur Berechnung des Schichtdruckverlustes Δp_{st} im stabilen Arbeitsbereich.

Autor	Gleichung	App.-konstr.
Flisjuk u. a. (1984)	$\Delta p_{st} = K \rho_{Sch} g H_0$ $K = 1 - 0.053 A r^{0.13}$	prismatisch
Dolidowic u. a. (1971)	$\Delta p_{st} = 0.8 \cdot \rho_{Sch} g H_0$	kon.-zyl.
Dolidowic u. a. (1971) - modifiziert	$\Delta p_{st} = K \cdot \rho_{Sch} g H_0$ K = 0.9 fuer γ -Al ₂ -O ₃ (klein) K = 1.1 fuer α -Al ₂ -O ₃ K = 1.1 fuer organisches Granulat	kon.-zyl.
Mitev (1979)	$\Delta p_{st} = K \cdot (1 - \varepsilon_{mf}) \rho_{Sch} g H_0$ $K = 0.8 (0.92 H_0 + 0.5)$	prismatisch
Raschkowskaja (1969)	$\Delta p_{st} = 0.45 \rho_{Sch} g H_0 \cdot$ $\left[1 + \left(\frac{D_B}{D_0} \right)^{-1} + \left(\frac{D_B}{D_0} \right)^{-2} \right]$	konisch
Mathur und Epstein (1974c)	$\Delta p_{st} = K \rho_{Sch} g H_0 \cdot$ $\left[1 + \left(\frac{0.81 (\tan \gamma)^{3/2}}{\phi} \right) \left(\frac{D_C d_s}{D_0^2} \right)^{0.78} \left(\frac{D_C}{H_0} \right) \right]^{-1}$	kon.-zyl.

B Mathematischer Anhang

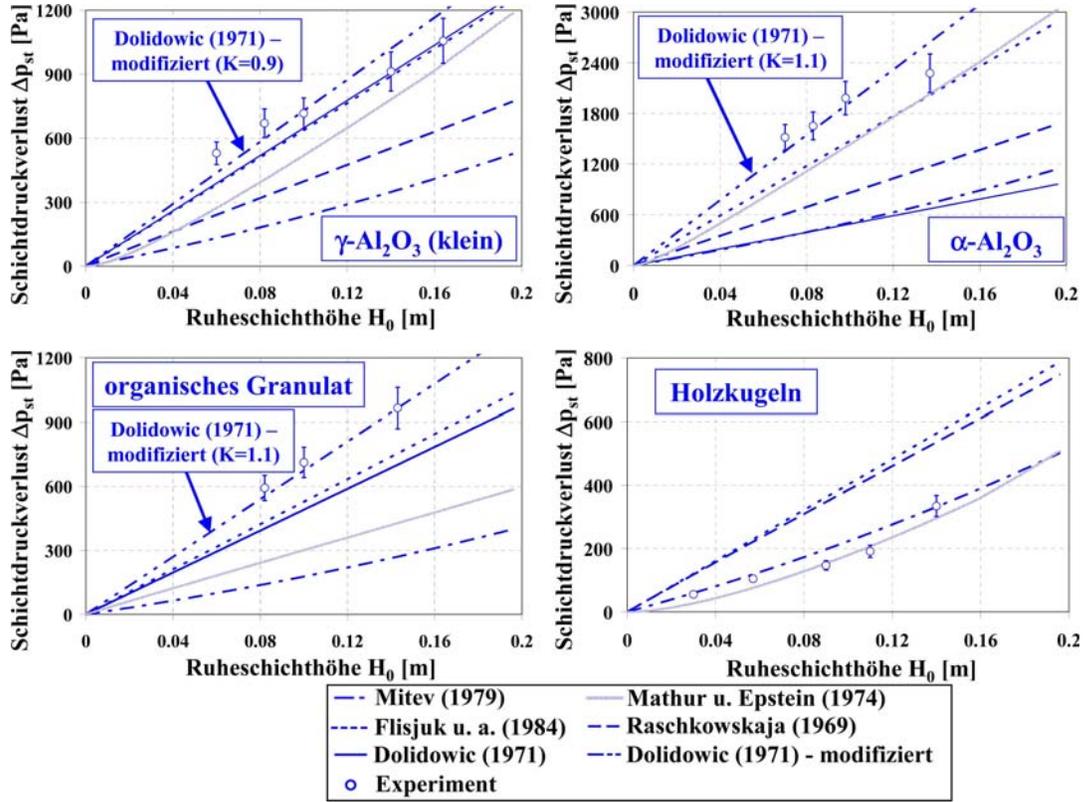


Abbildung B.3: Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Werten des Schichtdruckverlustes Δp_{st} im stabilen Arbeitsbereich in Abhängigkeit von der Ruheschichthöhe H_0 .

B.2 Programmcodes der ‘User Defined Functions‘

Folgend werden die Programmcodes der nicht in FLUENT enthaltenen Gas-Partikel-Widerstandsmodelle zur Implementierung dieser durch die ‘User Defined Functions‘ präsentiert.

- C-Code des Koch und Hill (2001)-Widerstandsmodells zur Implementierung durch die User Defined Functions in FLUENT.

```

/* 1 Koch&Hill drag model */ #include udf.h
/* 2 */ #define pi 3.14159265358979323846
/* 3 */ #define diam20.00175
/* 4 */ DEFINE_EXCHANGE_PROPERTY(custom_drag, cell, mix_thread, s_col, f_col)
/* 5 */ {
/* 6 */ Thread * thread_g, *thread_s;
/* 7 */ real x_vel_g, x_vel_s, y_vel_g, y_vel_s, abs_v, slip_x, slip_y, rho_g, rho_s,
      mu_g, reyp, void_g, k_g_s, F0, F1, F3, void_s;
/* 8 find the threads for the gas (primary) */
/* 9 and solids (secondary phases) */
/* 10 */ thread_g = THREAD_SUB_THREAD(mix_thread, s_col); /* gasphase */
/* 11 */ thread_s = THREAD_SUB_THREAD(mix_thread, f_col); /* solidphase */
/* 12 find phase velocities and properties */
/* 13 */ x_vel_g = C_U(cell, thread_g);
/* 14 */ y_vel_g = C_V(cell, thread_g);
/* 15 */ x_vel_s = C_U(cell, thread_s);
/* 16 */ y_vel_s = C_V(cell, thread_s);
/* 17 */ slip_x = x_vel_g - x_vel_s;
/* 18 */ slip_y = y_vel_g - y_vel_s;
/* 19 */ rho_g = C_R(cell, thread_g);
/* 20 */ rho_s = C_R(cell, thread_s);
/* 21 */ mu_g = C_MU_L(cell, thread_g);
/* 22 compute slip */
/* 23 */ abs_v = sqrt(slip_x * slip_x + slip_y * slip_y);
/* 24 compute reynolds number */
/* 25 */ reyp = rho_g * void_g * abs_v * diam2/mu_g;
/* 26 compute gas volume fraction */
/* 27 */ void_g = C_VOF(cell, thread_g);
/* 28 compute solid volume fraction */
/* 29 */ void_s = C_VOF(cell, thread_s);
/* 30 compute F3 coefficient */
/* 31 */ F3 = 0.0673 + 0.212 * void_s + 0.0232/(1 - void_s)/(1 - void_s)/(1 - void_s)
      /(1 - void_s)/(1 - void_s);

```

B Mathematischer Anhang

```
/* 32 compute F1 coefficient */
/* 33 */ F1 = 0.110 + 5.1 * pow(10, -4) * exp(11.6 * void_s);
/* 34 compute F0 coefficient */
/* 35 */ if(void_s < 0.4)
/* 36 */ F0 = (1 + 3 * sqrt(0.5 * (void_s + 0.000000000000001))) + (135/64) * void_s
           * log(void_s + 0.000000000000001) + 17.14 * void_s / (1 + 0.681 * void_s
           - 8.48 * (void_s * void_s) + 8.16 * (void_s * void_s * void_s));
/* 38 */ else
/* 39 */ F0 = 10 * void_s / (1 - void_s) / (1 - void_s) / (1 - void_s);
/* 40 compute gas - solid exchange coefficient k_g_s and return him to FLUENT */
/* 41 */ if(reyp < 40)
/* 42 */ k_g_s = 18 * mu_g * void_g * void_g * (1 - void_g) / diam2 / diam2 * (F0 + 0.25
           * F1 * reyp * reyp);
/* 43 */ else
/* 44 */ k_g_s = 18 * mu_g * void_g * void_g * (1 - void_g) / diam2 / diam2 * (F0
           + 0.5 * F3 * reyp);
return k_g_s; }
```

B.2 Programcodes der 'User Defined Functions'

- C-Code des van der Hoef u. a. (2005)-Widerstandsmodells zur Implementierung durch die User Defined Functions in FLUENT.

```
/* 1 van der Hoef drag model */ #include udf.h
/* 2 */ #define pi 3.14159265358979323846
/* 3 */ #define diam2 0.00175
/* 4 */ DEFINE_EXCHANGE_PROPERTY(vdHoef, cell, mix_thread, s_col, f_col)
/* 5 */ {
/* 6 */ Thread * thread_g, *thread_s;
/* 7 */ real x_vel_g, x_vel_s, y_vel_g, y_vel_s, abs_v, slip_x, slip_y, rho_g, rho_s,
        mu_g, reyp, void_g, k_g_s, F0, F1, void_s;
/* 8 find the threads for the gas (primary) */
/* 9 and solids (secondary phases) */
/* 10 */ thread_g = THREAD_SUB_THREAD(mix_thread, s_col); /* gasphase */
/* 11 */ thread_s = THREAD_SUB_THREAD(mix_thread, f_col); /* solidphase */
/* 12 find phase velocities and properties */
/* 13 */ x_vel_g = C_U(cell, thread_g);
/* 14 */ y_vel_g = C_V(cell, thread_g);
/* 15 */ x_vel_s = C_U(cell, thread_s);
/* 16 */ y_vel_s = C_V(cell, thread_s);
/* 17 */ slip_x = x_vel_g - x_vel_s;
/* 18 */ slip_y = y_vel_g - y_vel_s;
/* 19 */ rho_g = C_R(cell, thread_g);
/* 20 */ rho_s = C_R(cell, thread_s);
/* 21 */ mu_g = C_MU_L(cell, thread_g);
/* 22 compute slip */
/* 23 */ abs_v = sqrt(slip_x * slip_x + slip_y * slip_y);
/* 24 compute reynolds number */
/* 25 */ reyp = rho_g * void_g * abs_v * diam2 / mu_g;
/* 26 compute gas volume fraction */
/* 27 */ void_g = C_VOF(cell, thread_g);
/* 28 compute solid volume fraction */
/* 29 */ void_s = C_VOF(cell, thread_s);
/* 30 compute F0 coefficient */
/* 31 */ F0 = 10 * (1 - void_g) / (1 - (1 - void_g)) / (1 - (1 - void_g)) + (1 - (1 - void_g))
        * (1 - (1 - void_g)) * (1 + 1.5 * sqrt(1 - void_g));
/* 32 compute F1 coefficient */
/* 33 */ F1 = (0.48 + 1.9 * (1 - void_g)) / 18 / (1 - (1 - void_g)) / (1 - (1 - void_g));
/* 34 compute gas - solid exchange coefficient k_g_s and return him to FLUENT */
/* 35 */ k_g_s = 18 * mu_g * void_g * void_g * (1 - void_g) / diam2 / diam2
        * (F0 + F1 * reyp);
return k_g_s; }
```

B Mathematischer Anhang

- C-Code des Beetstra u. a. (2007)-Widerstandsmodells zur Implementierung durch die User Defined Functions in FLUENT.

```
/* 1 Beetstra drag model */ #include udf.h
/* 2 */ #define pi 3.14159265358979323846
/* 3 */ #define diam2 0.00175
/* 4 */ DEFINE_EXCHANGE_PROPERTY(beestra, cell, mix_thread, s_col, f_col)
/* 5 */ {
/* 6 */ Thread * thread_g, *thread_s;
/* 7 */ real x_vel_g, x_vel_s, y_vel_g, y_vel_s, abs_v, slip_x, slip_y, rho_g, rho_s,
        mu_g, reyp, void_g, k_g_s, F0, F1, F2, F3, F4, F5, void_s;
/* 8 find the threads for the gas (primary) */
/* 9 and solids (secondary phases) */
/* 10 */ thread_g = THREAD_SUB_THREAD(mix_thread, s_col); /* gasphase */
/* 11 */ thread_s = THREAD_SUB_THREAD(mix_thread, f_col); /* solidphase */
/* 12 find phase velocities and properties */
/* 13 */ x_vel_g = C_U(cell, thread_g);
/* 14 */ y_vel_g = C_V(cell, thread_g);
/* 15 */ x_vel_s = C_U(cell, thread_s);
/* 16 */ y_vel_s = C_V(cell, thread_s);
/* 17 */ slip_x = x_vel_g - x_vel_s;
/* 18 */ slip_y = y_vel_g - y_vel_s;
/* 19 */ rho_g = C_R(cell, thread_g);
/* 20 */ rho_s = C_R(cell, thread_s);
/* 21 */ mu_g = C_MU_L(cell, thread_g);
/* 22 compute slip */
/* 23 */ abs_v = sqrt(slip_x * slip_x + slip_y * slip_y);
/* 24 compute reynolds number */
/* 25 */ reyp = rho_g * void_g * abs_v * diam2/mu_g;
/* 26 compute gas volume fraction */
/* 27 */ void_g = C_VOF(cell, thread_g);
/* 28 compute solid volume fraction */
/* 29 */ void_s = C_VOF(cell, thread_s);
/* 30 compute F1 coefficient */
/* 31 */ F1 = 10 * (1 - void_g)/(1 - (1 - void_g))/(1 - (1 - void_g));
/* 32 compute F2 coefficient */
/* 33 */ F2 = (1 - (1 - void_g)) * (1 - (1 - void_g)) * (1 + 1.5 * sqrt(1 - void_g));
/* 34 compute F3 coefficient */
/* 35 */ F3 = 0.413 * reyp/24/(1 - (1 - void_g))/(1 - (1 - void_g));
/* 36 compute F4 coefficient */
/* 35 */ F4 = pow((1 - (1 - void_g)), -1) + 3 * (1 - void_g) * (1 - (1 - void_g)) + 8.4
        *pow((reyp + 0.000000000000001), -0.343);
```

B.2 Programcodes der 'User Defined Functions'

```
/* 36 compute F5 coefficient */
/* 37 */ F5 = 1 + pow(10, 3 * (1 - void_g))
          *pow((reyp + 0.0000000000000001), (-(1 + 4 * (1 - void_g))/2));
/* 38 compute dimensionless F0 - coefficient */
/* 39 */ F0 = (F1) + (F2) + (F3) * ((F4)/(F5));
/* 40 compute gas - solid exchange coefficient k_g_s and return him to FLUENT */
/* 41 */ k_g_s = 18 * mu_g * void_g * void_g * (1 - void_g)/diam2/diam2 * (F0);
return k_g_s; }
```

B Mathematischer Anhang

- C-Code des Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodells zur Implementierung durch die User Defined Functions in FLUENT.

```
/* 1 Clift drag model */ #include udf.h
/* 2 */ #define diam2 0.00175
/* 3 */ #define pi 3.14159265358979323846
/* 4 */ DEFINE_EXCHANGE_PROPERTY(custom_drag, cell, mix_thread, s_col, f_col)
/* 5 */ {
/* 6 */ Thread * thread_g, *thread_s;
/* 7 */ real x_vel_g, x_vel_s, y_vel_g, y_vel_s, abs_v, slip_x, slip_y,
/* 8 */ rho_g, rho_s, mu_g, reyp, C, void_g, k_g_s, w;
/* 9 find the threads for the gas (primary) */
/* 10 and solids (secondary phases) */
/* 11 */ thread_g = THREAD_SUB_THREAD(mix_thread, s_col); /* gasphase */
/* 12 */ thread_s = THREAD_SUB_THREAD(mix_thread, f_col); /* solidphase */
/* 13 find phase velocities and properties */
/* 14 */ x_vel_g = C_U(cell, thread_g);
/* 15 */ y_vel_g = C_V(cell, thread_g);
/* 16 */ x_vel_s = C_U(cell, thread_s);
/* 17 */ y_vel_s = C_V(cell, thread_s);
/* 18 */ slip_x = x_vel_g - x_vel_s;
/* 19 */ slip_y = y_vel_g - y_vel_s;
/* 20 */ rho_g = C_R(cell, thread_g);
/* 21 */ rho_s = C_R(cell, thread_s);
/* 22 */ mu_g = C_MU_L(cell, thread_g);
/* 23 compute slip */
/* 24 */ abs_v = sqrt(slip_x * slip_x + slip_y * slip_y);
/* 25 compute reynolds number */
/* 26 */ reyp = rho_g * void_g * abs_v * diam2 / mu_g;
/* 27 compute gas volume fraction */
/* 28 */ void_g = C_VOF(cell, thread_g);
/* 29 compute support unit */
/* 30 */ w = log10(reyp + 0.000001);
/* 31 compute C coefficient */
/* 32 */ if(reyp < 0.01)
/* 33 */ C = 3/16 + 24/(reyp + 0.000001);
/* 34 */ elseif(0.01 <= reyp < 20)
/* 35 */ C = 24/(reyp + 0.000001) * (1 + 0.1315 * pow(reyp, (0.82 - 0.05 * w)));
/* 36 */ elseif(20 <= reyp < 260)
/* 37 */ C = 24/(reyp + 0.000001) * (1 + 0.1935 * pow(reyp, 0.6305));
/* 38 */ elseif(260 <= reyp < 1500)
/* 39 */ C = pow(10, (1.6435 - 1.1242 * w + 0.1558 * w * w));
```

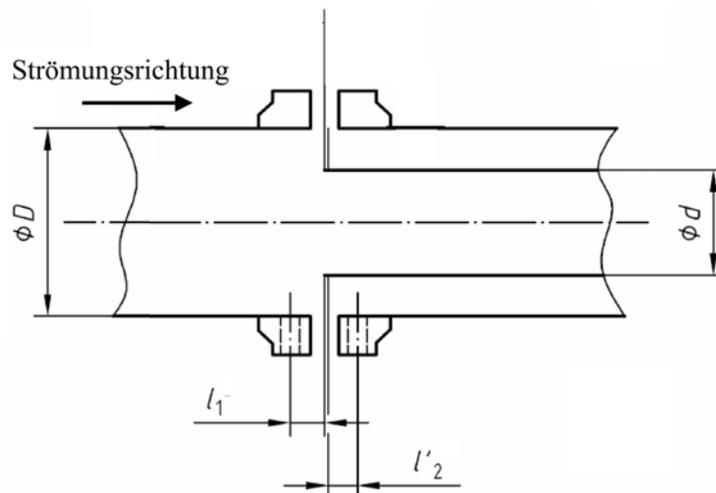
B.2 Programcodes der 'User Defined Functions'

```
/* 40 */ elseif(1500 <= reyp < 12000)
/* 41 */ C = pow(10, (-2.4571 + 2.5558 * w - 0.929 * w * w + 0.1049 * w * w * w));
/* 42 */ elseif(12000 <= reyp < 44000)
/* 43 */ C = pow(10, (-1.9181 + 0.6370 * w - 0.063 * w * w));
/* 44 */ elseif(44000 <= reyp < 338000)
/* 45 */ C = pow(10, (-4.3390 + 1.5809 * w - 0.1546 * w * w));
/* 46 */ elseif(338000 <= reyp < 400000)
/* 47 */ C = 29.78 - 5.3 * w;
/* 48 */ elseif(400000 <= reyp < 1000000)
/* 49 */ C = -0.49 + 0.1 * w;
/* 50 */ else
/* 51 */ C = 0.19 - 80000/(reyp + 0.000001);
/* 52 compute gas - solid exchange coefficient k_g_s and return him to FLUENT */
/* 53 */ k_g_s = ((1 - void_g) * rho_s * reyp * C * 18 * mu_g)/(24 * rho_s * diam2 * diam2);
returnk_g_s; }
```

B Mathematischer Anhang

C Durchflussmessung mittels Blende

Folgend wird die Berechnungsvorschrift 'DIN EN ISO5167-2' präsentiert (Durchflussmessung von Fluiden mit Drosselgeräten in voll durchströmten Leitungen mit Kreisquerschnitt), die zur Ermittlung des Gasvolumenstromes angewendet wurde. Abb. C.1 zeigt die Druckentnahmestellen einer Blende mit Flanschdruckentnahme, wie diese bei den Experimenten zum Einsatz kamen. Dabei sind D der Rohrdurchmesser (80mm), d der Blendendurchmesser (zwei verschiedene Blenden mit 32mm und 55mm), $\beta = d/D$, sowie l_1 und l_2 die Abstände der Druckentnahmestellen von der Blende.



$$l_1 = l'_2 = \begin{cases} (25.4 \pm 0.5) \text{ mm fuer } \beta > 0.6 \text{ und } D < 150 \text{ mm} \\ (25.4 \pm 1) \text{ mm fuer } \beta \leq 0.6 \\ (25.4 \pm 1) \text{ mm fuer } \beta > 0.6 \text{ und } 150 \text{ mm} \leq D \leq 1000 \text{ mm} \end{cases}$$

Abbildung C.1: Lage der Druckentnahmestellen für Blenden mit Flansch-Druckentnahmen.

Der Massendurchfluss q_m wird nach folgender Formel berechnet:

$$q_m = \frac{C}{\sqrt{1 - \beta^4}} \varepsilon \frac{\pi}{4} d^2 \sqrt{2 \Delta p \rho} \quad (\text{C.1})$$

Der Volumendurchfluss \dot{V}_g ergibt sich dann zu:

$$\dot{V} = \frac{q_m}{\rho} \quad (\text{C.2})$$

C Durchflussmessung mittels Blende

In diesen Gleichungen sind C der Durchflusskoeffizient, ϵ die Expansionszahl, Δp die Druckdifferenz über der Blende, sowie ρ die Fluidichte.

Der Durchflusskoeffizient C ist durch die Gleichung von Reader-Harris und Sattary (1996) gegeben.

$$\begin{aligned} C = & 0.5961 + 0.0261 \cdot \beta^2 - 0.216 \cdot \beta^8 + 0,000521 \left(\frac{10^6 \beta}{Re_D} \right)^{0.7} \\ & + (0.0188 + 0.0063 \cdot A) \beta^{3.5} \left(\frac{10^6}{Re_D} \right)^{0.3} + (0.043 + 0.080 \cdot e^{-10 \cdot L_1} - 0.123 \cdot e^{-7 \cdot L_1}) \\ & \cdot (1 - 0.11 \cdot A) \frac{\beta^4}{1 - \beta^4} - 0.031 (M_2 - 0.8 M_2^{1.1}) \beta^{1.3} \end{aligned} \quad (C.3)$$

Darin sind Re_D die auf den Rohrquerschnitt bezogene Reynoldszahl, $L_1=l_1/D$ das Verhältnis des Abstandes der Druckentnahme im Einlauf von der Stirnseite der Blende zum Rohrdurchmesser, $L_2=l_2/D$ das Verhältnis des Abstandes der Druckentnahme im Auslauf von der Rückseite der Blende zum Rohrdurchmesser, sowie $M_2 = \frac{2 \cdot L_2}{1 - \beta}$ und $A = \left(\frac{19000 \cdot \beta}{Re_D} \right)^{0.8}$. Im Fall der Flanschdruckentnahme ist $L_1=L_2=25.4/D$.

Die Expansionszahl ϵ ist durch die empirische Gleichung von Reader-Harris (1998) gegeben:

$$\epsilon = 1 - (0.351 + 0.256 \cdot \beta^4 + 0.93 \cdot \beta^8) \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{1/\kappa} \right] \quad (C.4)$$

wobei κ den Isentropenexponenten des Fluides darstellt.

In den folgenden Abbildungen sind neben den nach der 'DIN EN ISO5167-2' berechneten Blendenkurven auch experimentelle Eichkurven dargestellt, die durch Messung der Strömungsgeschwindigkeit an drei verschiedenen Punkten im Rohrquerschnitt mittels Flügelradanemometer und Wirkdruckmessung über der Blende erhalten wurden. Zur Ermittlung des Gasdurchsatzes \dot{V}_g aus den Messwerten des Wirkdruckes Δp über der Blende, wurden für alle späteren Experimente Regressionen an den Messwerten durchgeführt (Gleichungen in den Abbildungen enthalten).

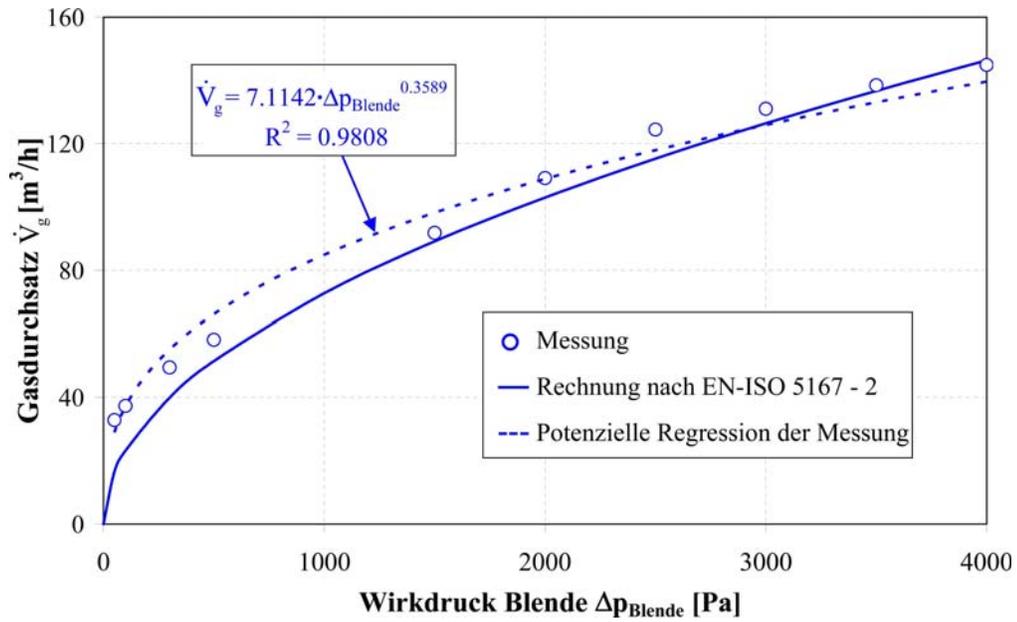


Abbildung C.2: Zusammenhang zwischen dem Gasdurchsatz \dot{V}_g und dem Wirkdruck über der Blende mit $d_{Blende} = 32mm$.

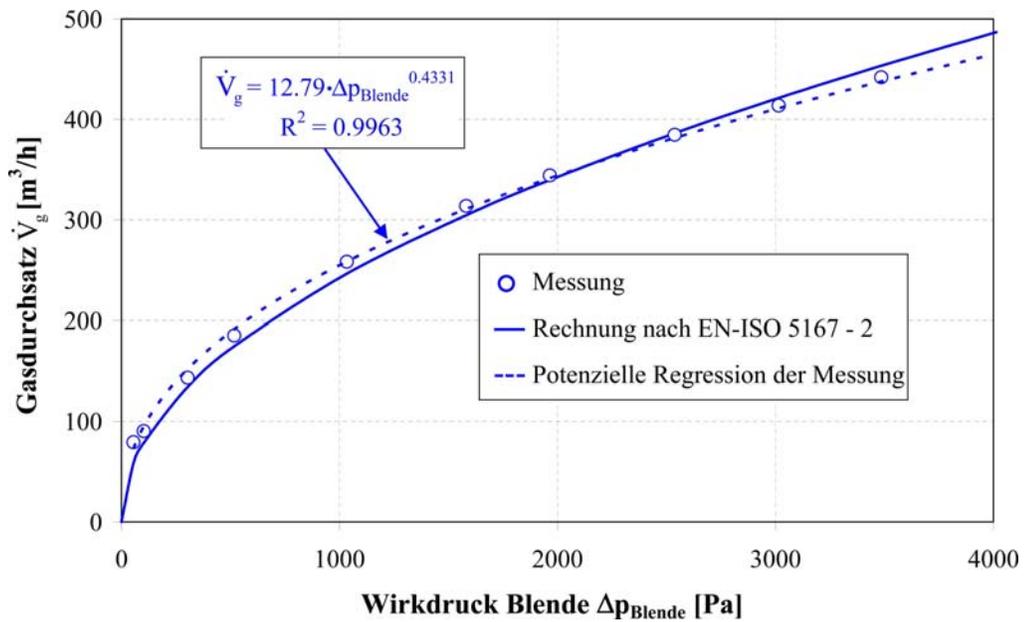


Abbildung C.3: Zusammenhang zwischen dem Gasdurchsatz \dot{V}_g und dem Wirkdruck über der Blende mit $d_{Blende} = 55mm$.

C Durchflussmessung mittels Blende

Tabellenverzeichnis

1.1	Partikelortungsmethoden und deren örtliche Auflösung.	27
2.1	Übersicht der in Abb. 2.3 aufgeführten Positionen.	32
2.2	Verwendete Versuchsmaterialien und deren Eigenschaften.	34
2.3	Bezeichnung und Werte aus Abb. 2.8.	36
2.4	Symbole und deren Erklärung aus den Gl. 2.6 bis 2.8.	39
2.5	Bezeichnung der Größen mit Angabe von Zahlenwerten und Einheiten. . .	54
2.6	Übersicht der verwendeten Gleichungen zur Berechnung des maximalen Schichtdruckverlustes Δp_{max}	55
2.7	Übersicht der verwendeten Gleichungen zur Berechnung der Minimalfluidisationsgeschwindigkeit v_{mf}	57
2.8	Übersicht der verwendeten Gleichungen zur Berechnung des Schichtdruckverlustes Δp_{st} im stabilen Arbeitsbereich.	59
2.9	Gültigkeitsbereiche der Gleichungen 2.24, 2.25 und 2.26.	68
3.1	Eigenschaften der Modellpartikel und des Fluidisationsgases.	80
4.1	Erläuterung der Symbole in den Gleichungen.	135
4.2	Erklärung der Nummerierungen in Abb. 4.5	140
4.3	Entfernung der Löcher 1-5 zum Scheibenmittelpunkt.	146
4.4	Bahngeschwindigkeit v_B in den Löchern 1-5 in Anhängigkeit von der Drehzahl n	147
4.5	Parameter des Experimentes und der Simulationen.	163
B.1	Übersicht der verwendeten Gleichungen zur Berechnung des maximalen Schichtdruckverlustes Δp_{max}	203
B.2	Übersicht der verwendeten Gleichungen zur Berechnung der Minimalfluidisationsgeschwindigkeit v_{mf}	205
B.3	Übersicht der verwendeten Gleichungen zur Berechnung des Schichtdruckverlustes Δp_{st} im stabilen Arbeitsbereich.	207

Tabellenverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

1.1	Klassische Strahlschichtbauart nach Mathur und Gishler (1954).	3
1.2	Bauarten von Strahlschichtapparaten.	4
1.3	Konisch-zylindrische Strahlschicht mit vertikalem Steigrohr a) unporös, b) porös und c) mit offenen Seiten nach San Jose u. a. (2007a).	5
1.4	Modellierungsansatz in verschiedenen Maßstäben nach Kuipers u. a. (1998).	10
1.5	Fluidisationsmuster und Vergleich zwischen berechnetem und gemessenem Schichtdruckverlust nach Zhong u. a. (2006a).	12
1.6	Fluidisationsmuster und Vergleich zwischen berechnetem und durch PIV gemessenen Partikelgeschwindigkeitsverteilungen nach Zhao u. a. (2008). . .	12
1.7	Einfluss verschiedener Faktoren auf das Fluidisationsmuster in Du u. a. (2006a).	13
1.8	Partikelkonzentrationsverteilung (links) und Massenstromschwankungen (rechts) in Szafran und Kmiec (2007).	14
1.9	Vergleich der Partikelkonzentrationsverteilung bei den Simulationen mittels Kontinuummodell bei Injektion einer Gasblase in ein Wirbelbett nach Patil u. a. (2004a).	15
1.10	Vergleich der Partikelkonzentrationsverteilungen mit dem Konstantviskositätsmodell und dem KTGS-Modell (links) und Vergleich des höhenabhängigen Blasendurchmessers (rechts) in einer blasenbildenden Wirbelschicht nach Patil u. a. (2004b).	15
1.11	Vergleich der Blasenverteilung und Geschwindigkeits-Vektorfelder der Emulsionsphase (links) und von Querschnittsprofilen von Blasengasströmen (rechts) nach Bokkers u. a. (2006).	16
1.12	Versuchsaufbau (links) und fiberoptische Sonde (rechts) nach San Jose u. a. (2007a).	18
1.13	Messprinzip der Particle Image Velocimetry nach Bokkers (2005).	19
1.14	Reaktor und Anordnung des RPT-Systems nach Godfroy u. a. (1997). . . .	20
1.15	PEPT-Messsystem an einer dreidimensionalen Strahlschicht nach Link (2006).	21
1.16	a) Messprinzip nach Mosorov u. a. (2002) und b) Anwendung in der zirkulierenden Wirbelschicht von Wang u. a. (2008).	22
1.17	Versuchsaufbau zur Ermittlung der Partikelbewegung in der Fontänenzone durch Fluoreszenzmessung in einer konisch-zylindrischen Strahlschicht nach Karlsson u. a. (2006).	23

Abbildungsverzeichnis

1.18	Versuchsaufbau zur Ermittlung der Partikelzirkulation a) mit einer Spule beim Wurster-Coating nach Cheng und Turton (2000) und b) im belüfteten Kreislauf-Bioreaktor mit zwei Spulen nach Klein u. a. (2000).	24
1.19	Beispiel des MRT-Systems beim Einsatz an einer Wirbelschicht nach Müller u. a. (2008b). a) Versuchsaufbau, b) MRT-Bilder, c) Partikelgeschwindigkeitsverteilung in einer bestimmten Höhe und d) zeitlich gemitteltes Geschwindigkeitsvektorfeld.	26
2.1	Foto und Fließbild der untersuchten prismatischen Strahlschicht.	30
2.2	Schematische Darstellung der Strahlschicht mit Angabe der Dimensionen in der Frontansicht (links) und Seitenansicht (rechts).	30
2.3	Demonstration der verwendeten Messtechnik.	31
2.4	PIV-System bei der Messung an einer Strahlschicht.	32
2.5	Fotos der verwendeten Versuchsprodukte. a) γ -Al ₂ O ₃ (groß), b) γ -Al ₂ O ₃ (klein), c) α -Al ₂ O ₃ , d) organisches Granulat und e) Holzkugeln.	34
2.6	Summendurchgangskurven Q_3 und Partikelgrößenverteilungen q_3 der verwendeten Versuchsprodukte. a) γ -Al ₂ O ₃ (groß), b) γ -Al ₂ O ₃ (klein), c) α -Al ₂ O ₃ , d) organisches Granulat und e) Holzkugeln.	35
2.7	Schematische Darstellung der unteren Sektion der Strahlschicht mit Angabe der Dimensionen in der Frontansicht (links) und Prinzip der Drehung der Gasregelwalzen (rechts).	36
2.8	Schema der Drehung der Walzen bei vollständiger Öffnung ($\varphi=0^\circ$, links) und in gedrehter Stellung ($\varphi>0^\circ$, rechts).	37
2.9	Freie Gaseintrittsfläche in Abhängigkeit vom Drehwinkel φ der Gasregelwalzen.	38
2.10	Abhängigkeit der Gaseintrittsgeschwindigkeit $v_{g,in}$ in den Spalten bei verschiedenen Gasdurchsätzen \dot{V}_g	38
2.11	Grafische Darstellung der durchströmten ‘Rohrfläche’.	40
2.12	Druckverlust der Anströmeinrichtung nach der Methode ‘Äquivalentes Strömungsrohr’.	41
2.13	Druckverlust der Anströmeinrichtung nach der Methode ‘Druckverlust eines Lochsiebbodens’.	42
2.14	Messergebnisse des Druckverlustes Δp der Anströmeinrichtung in Abhängigkeit vom Drehwinkel φ	43
2.15	Darstellung von Regressionskurven an den Messwerten des Druckverlustes der Anströmeinrichtung.	43
2.16	Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Werten des Druckverlustes der Anströmeinrichtung.	44
2.17	Widerstandsbeiwert ξ als Funktion vom Öffnungswinkel φ der Gasregelwalzen.	45
2.18	Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Werten des Druckverlustes der Anströmeinrichtung unter Einbeziehung der neu entwickelten Korrelation.	46

2.19	Strömungsstruktur der untersuchten prismatischen Strahlschicht mit symmetrischem Spalt.	47
2.20	Typische Schichtdruckverlustkurve der untersuchten Strahlschichtbauart.	49
2.21	Demonstration der Entstehung der Druckschwankungen der Gasphase über der Schicht a) im instabilen Arbeitsbereich ($\dot{V}_g = 79.6\text{m}^3/\text{h}$), b) im stabilen Arbeitsbereich ($\dot{V}_g = 91.1\text{m}^3/\text{h}$) und c) erneut im instabilen Arbeitsbereich ($\dot{V}_g = 152.6\text{m}^3/\text{h}$).	50
2.22	Beispiel von gemessenen Druckschwankungen der Gasphase (jeweils Diagramm oben) und der Fourieranalyse an diesen Druckspektren (jeweils Diagramm unten) für das Festbett und die Fälle a), b) und c) aus Abb. 2.21.	51
2.23	Konische Strahlschicht nach Diaz u. a. (2008) mit Kennzeichnung der Dimensionen.	53
2.24	Modellhafte Umwandlung der Rechteckflächen in Kreisflächen.	54
2.25	Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Werten des maximalen Anfangsschichtdruckverlustes Δp_{max} in Abhängigkeit von der Ruheschichthöhe H_0	55
2.26	Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Werten der Minimalfluidisationsgeschwindigkeit v_{mf} in Abhängigkeit von der Ruheschichthöhe H_0	57
2.27	Gemessener Verlauf des Schichtdruckverlustes Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g	58
2.28	Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Werten des Schichtdruckverlustes Δp_{st} im stabilen Arbeitsbereich in Abhängigkeit von der Ruheschichthöhe H_0	59
2.29	Demonstration der Ermittlung der Werte des Schichtdruckverlustes Δp_{Sch}	61
2.30	Gemessener Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g . a) $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ (groß), b) $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ (klein).	62
2.31	Gemessener Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit von der Schichtmasse m_{Sch} . a) $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ (groß), b) $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ (klein), Winkel Gasregelwalzen $\varphi=0^\circ$	62
2.32	Gemessener Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Drehwinkel φ der Gasregelwalzen. a) $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ (groß), $m_{Sch}=1.0$ kg, b) $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ (klein), $m_{Sch}=1.45$ kg.	63
2.33	Gemessener Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Stoffsystem.	64
2.34	Demonstration der Ermittlung des geometrischen Faktors G.	66
2.35	Beispiel eines $Re_{in,ASF}\text{-G-Ar}$ -Diagramms (Erläuterung siehe Text).	66
2.36	Kompletter Versuchsüberblick.	68
2.37	Verlauf des Schichtdruckverlustes. 1.0 kg $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ (groß), $\varphi=0^\circ$	69
2.38	Gemessener Schichtdruckverlust (oben) und Fourier-Transformation (unten) bei verschiedenen Gasdurchsätzen \dot{V}_g in den Punkten 1 bis 6.	70
2.39	Gemessener Schichtdruckverlust (oben) und Fourier-Transformation (unten) bei verschiedenen Gasdurchsätzen \dot{V}_g in den Punkten 7 bis 12.	71
2.40	Experimentelles $Re_{in,ASF}\text{-G-Ar}$ -Diagramm der untersuchten Strahlschicht.	72

Abbildungsverzeichnis

2.41	Vergleich der fluiddynamisch stabilen Arbeitsbereiche verschiedener Apparatkonstruktionen.	74
2.42	Entstehung der Turbulenzen im Strahlschichtapparat.	75
2.43	Varianten der Gestaltung der Anströmeinrichtung zur Verbesserung der Prozessstabilität.	76
2.44	Vernetzung der neuen Strahlschichtgeometrien gemäß Abb. 2.43.	77
3.1	Abhängigkeit des Widerstandskoeffizienten C_D von der Reynoldszahl Re	86
3.2	Abhängigkeit des Gas-Partikelaustauschkoeffizienten K_{gs} von der Reynoldszahl Re	86
3.3	Veranschaulichung des Restitutionskoeffizienten e_{ss} in Normalenstoßrichtung.	87
3.4	a) In GAMBIT erstellte Geometrie und b) Berechnungsgitter.	94
3.5	Rand- und Anfangsbedingungen. a) Kennzeichnung des Geschwindigkeitseintrittes und des Druckauslasses, b) Foto des Festbettes und c) Feststoffvolumenkonzentration vor Simulationsbeginn (Anfangsbedingungen).	95
3.6	Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Werten des Druckverlustes Δp_{leer} der Leeranlage.	97
3.7	Vergleich zwischen zwei- und drei-dimensionalen Simulationsergebnissen des Druckverlustes Δp_{leer} der Leeranlage.	98
3.8	Kumulative Verteilung der Reynoldszahl Re	98
3.9	Simulierte Konzentration ϵ_s der dispersen Feststoffphase (Zeit zwischen den Einzelbildern 0.1 Sekunden, Gasdurchsatz $\dot{V}_g=142\text{m}^3/\text{h}$, $e_{ss}=0.75$, Partial-Differentialansatz für θ). a) Experiment, b) Schiller und Naumann (1935), c) Wen und Yu (1966), d) Gidaspow u. a. (1992).	100
3.10	Fortsetzung Abb. 3.9. e) Clift u. a. (1978), f) Koch und Hill (2001), g) van der Hoef u. a. (2005) und h) Beetstra u. a. (2007)	101
3.11	Druckschwankungen der Gasphase (oben) und Fourier-Analysen an den Spektren (unten); (Gasdurchsatz $\dot{V}_g=142\text{m}^3/\text{h}$, $e_{ss}=0.75$, Partial-Differentialansatz für θ). a) Experiment, b) Schiller und Naumann (1935), c) Wen und Yu (1966), d) Gidaspow u. a. (1992), e) Clift u. a. (1978), f) Koch und Hill (2001).	102
3.12	Fortsetzung Abb. 3.11. g) van der Hoef u. a. (2005) und h) Beetstra u. a. (2007).	103
3.13	Widerstandskoeffizient C_D im Bereich $10^3 < Re < 10^7$	103
3.14	Prozentualer Mehraufwand für eine Sekunde Simulation.	108
3.15	Simulierte Konzentration ϵ_s der dispersen Feststoffphase unter Verwendung des algebraischen Ansatzes für θ (Zeit zwischen den Einzelbildern 0.1 Sekunden, Gasdurchsatz $\dot{V}_g=142\text{m}^3/\text{h}$, $e_{ss}=0.75$). a) Schiller und Naumann (1935), b) Koch und Hill (2001), Clift u. a. (1978).	109

3.16	Druckschwankungen der Gasphase (oben) und Fourieranalyse an den Spektren (unten) unter Verwendung des algebraischen Ansatzes für θ (Gasdurchsatz $\dot{V}_g=142\text{m}^3/\text{h}$, $e_{ss}=0.75$). a) Schiller und Naumann (1935), b) Koch und Hill (2001) und c) Clift u. a. (1978).	110
3.17	Simulierte Konzentration ϵ_s der dispersen Feststoffphase unter Variation des Restitutionskoeffizienten e_{ss} (Zeit zwischen den Einzelbildern 0.1 Sekunden, Gasdurchsatz $\dot{V}_g=142\text{m}^3/\text{h}$, Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodell). a) $e_{ss}=0.9$, b) $e_{ss}=0.8$, c) $e_{ss}=0.7$ und d) $e_{ss}=0.6$. . .	112
3.18	Druckschwankungen der Gasphase (oben) und Fourier-Analyse an den Spektren (unten) unter Variation des Restitutionskoeffizienten e_{ss} (Gasdurchsatz $\dot{V}_g=142\text{m}^3/\text{h}$, Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodell). a) Experiment, b) $e_{ss}=0.9$, c) $e_{ss}=0.8$, d) $e_{ss}=0.7$ und e) $e_{ss}=0.6$	113
3.19	Apparatehöhen für die Darstellung der Partikelgeschwindigkeitsverteilungen.	115
3.20	Zeitlich gemittelte Partikelgeschwindigkeitsverteilungen in der Apparatehöhe $H_1=0.07\text{m}$. a) Schiller und Naumann (1935), b) Gidaspow u. a. (1992) und c) Clift u. a. (1978).	116
3.21	Zeitlich gemittelte Partikelgeschwindigkeitsverteilungen in der Apparatehöhe $H_2=0.133\text{m}$. a) Schiller und Naumann (1935), b) Gidaspow u. a. (1992) und c) Clift u. a. (1978).	117
3.22	Zeitlich gemittelte Partikelgeschwindigkeitsverteilungen in der Apparatehöhe $H_3=0.195\text{m}$. a) Schiller und Naumann (1935), b) Gidaspow u. a. (1992) und c) Clift u. a. (1978).	118
3.23	Durch PIV erhaltenes zeitlich gemitteltes Geschwindigkeits-Vektorfeld der dispersen Feststoffphase.	119
3.24	Simuliertes zeitlich gemitteltes Geschwindigkeits-Vektorfeld der dispersen Feststoffphase (Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodell).	120
3.25	Drei-dimensionale Geometrie.	121
3.26	a) Berechnungsgitter aus unterschiedlichen Ansichten und b) Kennzeichnung der Gasein- und Gasaustrittsflächen.	122
3.27	a) Ebenen für Vergleiche und b) Anfangsbedingungen am Beispiel einer beliebigen Ebene.	123
3.28	Vergleich der zeitabhängigen Verteilung der dispersen Feststoffphase in den verschiedenen Ebenen unter Anwendung des Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodells.	124
3.29	Vergleich der zeitabhängigen Verteilung der dispersen Feststoffphase in den verschiedenen Ebenen unter Anwendung des Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodells.	125
3.30	Geschwindigkeits-Vektorfelder der dispersen Feststoffphase in den verschiedenen Ebenen unter Anwendung des Schiller und Naumann (1935)-Widerstandsmodells.	126
3.31	Geschwindigkeits-Vektorfelder der dispersen Feststoffphase in den verschiedenen Ebenen unter Anwendung des Clift u. a. (1978)-Widerstandsmodells.	127

Abbildungsverzeichnis

3.32	a) Demonstration der Druckaufnahmestellen, b) zeitliche Druckschwankungen der Gasphase in den vier Ebenen und c) prozentuale Abweichung des in einer Ebene berechneten Druckwertes vom momentanen Mittelwert aller vier Ebenen.	128
3.33	Volumenkonzentration der dispersen Feststoffphase. a) Experiment, b) 2-D-Simulation mit Schiller und Naumann (1935) und c) 2-D-Simulation mit Clift u. a. (1978). Zeit zwischen den Einzelbildern: 0.1 Sekunden.	129
3.34	Druckschwankungen der Gasphase (oben) und Fourier-Analyse (unten). a) Experiment, b) 2-D Schiller und Naumann (1935), c) 3-D Schiller und Naumann (1935), d) 2-D Clift u. a. (1978) und e) 3-D Clift u. a. (1978).	130
4.1	Messsystem in der medizinischen Anwendung.	133
4.2	Feldverteilung für einen beliebigen Dipolmagneten im Koordinatensystem.	134
4.3	Verschiebung eines Punktes bei der Rotation um $d\varphi$	137
4.4	Darstellung der Vorgehensweise zur Ermittlung der Partikelrotation.	138
4.5	Magnetisches Monitoringsystem mit Detailansichten.	140
4.6	a) Magnetisches Monitoringsystem an der Strahlschicht, b) Online-Visualisierung in <i>MagDat</i> und c) Magnetische Markerkugel.	141
4.7	Demonstration der Anordnung der Messmodule und der Lochplatte.	142
4.8	Ebenen für die statischen Messungen mit der Lochplatte.	143
4.9	Messergebnisse der statischen Positionsbestimmung in Ebene 1 (50mm vor hinterem Sensor).	143
4.10	Abweichungen der Messdaten von der realen Position. a) in x-Richtung, b) in y-Richtung, c) in z-Richtung und d) Gesamtabweichung.	144
4.11	Messergebnisse für drei verschiedene Ebenen mit Fehlerindizierung.	145
4.12	Vergleich der Verteilungsdichte des y-Messwertes im abgeschirmten Raum und in normaler Umgebung.	145
4.13	Schematische Darstellung der Lochscheibe.	146
4.14	Messergebnisse mit der rotierenden Scheibe bei zwei verschiedenen Drehzahlen.	148
4.15	Standardabweichung σ bei den Messungen mit der rotierenden Scheibe bei zwei verschiedenen Drehzahlen.	148
4.16	Demonstration der Entstehung der Ausreißerwerte.	149
4.17	Messergebnis des Monitoring-Systems aus verschiedenen Perspektiven und Identifizierung der Ausreißerwerte (1273 Messwerte).	150
4.18	Gemessene Partikelpositionen in verschiedenen Ansichten bei einem Gasdurchsatz von $\dot{V}_g=79.5\text{m}^3/\text{h}$	151
4.19	Gemessene Partikelpositionen in verschiedenen Ansichten bei einem Gasdurchsatz von $\dot{V}_g=126.9\text{m}^3/\text{h}$	152
4.20	Gemessene Partikelpositionen in verschiedenen Ansichten bei einem Gasdurchsatz von $\dot{V}_g=182.0\text{m}^3/\text{h}$	152
4.21	Gemessene Partikelpositionen in verschiedenen Ansichten bei einem Gasdurchsatz von $\dot{V}_g=210.0\text{m}^3/\text{h}$	153

4.22	Gemessene Partikelpositionen in verschiedenen Ansichten bei einem Gasdurchsatz von $\dot{V}_g=217.0\text{m}^3/\text{h}$	153
4.23	Gemessene Partikelpositionen in verschiedenen Ansichten bei einem Gasdurchsatz von $\dot{V}_g=218.3\text{m}^3/\text{h}$	154
4.24	Bilder der Versuche mit Holzkugeln gemäß den Abb. 4.18 bis 4.23.	155
4.25	Übersicht der detektierten Ausreißer bei verschiedenen Gasdurchsätzen.	155
4.26	Zeitliche Partikelbewegung in x-, y- und z-Richtung bei verschiedenen Gasdurchsätzen.	156
4.27	Zeitliche Partikelbewegung in x-, y- und z-Richtung bei verschiedenen Gasdurchsätzen.	157
4.28	Vergleich der Anzahl der Ausreißer in Abhängigkeit von der Messdauer und dem Gasdurchsatz \dot{V}_g	159
4.29	Vergleich der Anzahl der Ausreißer in Abhängigkeit vom magnetischen Moment μ und dem Gasdurchsatz \dot{V}_g	160
4.30	Abhängigkeit der gemittelten Partikelgeschwindigkeit v_s vom Gasdurchsatz \dot{V}_g	161
4.31	a) Winkelgeschwindigkeit und Winkelbeschleunigung; b) Rotationsenergie in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g	161
4.32	Abhängigkeit a) der gemittelten Partikeltranslationsgeschwindigkeit und b) der gemittelten Rotationsenergie von der Schichtmasse m_{Sch} unter Variation des Gasdurchsatzes \dot{V}_g	162
4.33	Vergleich der Partikelgeschwindigkeitsverteilungen (y-Komponente) zwischen dem Experiment und den Simulationen unter Variation des Gas-Partikel-Widerstandsmodells.	164
4.34	Verteilung der dispersen Feststoffphase im Apparat. a) Experiment, b) Clift u. a. (1978), c) Schiller und Naumann (1935) und d) Gidaspow u. a. (1992), sowie deren Vertikalgeschwindigkeit, e) Clift u. a. (1978), f) Schiller und Naumann (1935) und g) Gidaspow u. a. (1992).	165
4.35	Gemessene Vertikalgeschwindigkeit über der Zeit.	165
A.1	Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=0^\circ$	171
A.2	Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=10^\circ$	172
A.3	Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=15^\circ$	172
A.4	Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=20^\circ$	173
A.5	Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=0^\circ$	173
A.6	Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=10^\circ$	174

Abbildungsverzeichnis

A.7	Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=15^\circ$.	174
A.8	Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=20^\circ$.	175
A.9	Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=0^\circ$.	175
A.10	Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=10^\circ$.	176
A.11	Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=15^\circ$.	176
A.12	Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=20^\circ$.	177
A.13	Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=0^\circ$.	177
A.14	Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=10^\circ$.	178
A.15	Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=20^\circ$.	178
A.16	Schichtdruckverlust Δp_{Sch} in Abhängigkeit vom Gasdurchsatz \dot{V}_g und von der Schichtmasse m_{Sch} bei einem Winkel der Gasregelwalzen von $\varphi=0^\circ$.	179
B.1	Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Werten des maximalen Schichtdruckverlustes Δp_{max} in Abhängigkeit von der Ruheschichthöhe H_0 .	204
B.2	Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Werten der minimalen Sprudelgeschwindigkeit v_{mf} in Abhängigkeit von der Ruheschichthöhe H_0 .	206
B.3	Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Werten des Schichtdruckverlustes Δp_{st} im stabilen Arbeitsbereich in Abhängigkeit von der Ruheschichthöhe H_0 .	208
C.1	Lage der Druckentnahmestellen für Blenden mit Flansch-Druckentnahmen.	217
C.2	Zusammenhang zwischen dem Gasdurchsatz \dot{V}_g und dem Wirkdruck über der Blende mit $d_{Blende} = 32mm$.	219
C.3	Zusammenhang zwischen dem Gasdurchsatz \dot{V}_g und dem Wirkdruck über der Blende mit $d_{Blende} = 55mm$.	219

Literaturverzeichnis

Aguado u. a. 2005

AGUADO, R. ; ALVAREZ, S. ; SAN JOSE, M. J. ; OLAZAR, M. ; BILBAO, J.: Gas flow distribution modelling in conical spouted beds. In: *Computer-Aided Chemical Engineering* 20A (2005), S. 613–618

Aguado u. a. 2004

AGUADO, R. ; SAN JOSE, M. J. ; ALVAREZ, S. ; OLAZAR, M. ; BILBAO, J.: Defluidization modelling of pyrolysis of plastics in a conical spouted bed reactor. In: *Chemical Engineering and Processing* 44(2) (2004), S. 231–235

Altzibar u. a. 2008

ALTZIBAR, H. ; LOPEZ, G. ; ALVAREZ, S. ; SAN JOSE, M. J. ; BARONA, A. ; OLAZAR, M.: A Draft-Tube Conical Spouted Bed for Drying Fine Particles. In: *Drying Technology* 26(3) (2008), S. 308–314

Ando u. a. 2000

ANDO, S. ; MAKI, T. ; MIZUTANI, T. ; NAMIKI, N. ; EMI, H. ; OTANI, Yo.: Coating of pharmaceutical particles by spouted bed with a draft tube. Relationship between coating efficiency and operating conditions. In: *Funtai Kogaku Kaishi* 37(8) (2000), S. 572–579

Ando u. a. 2002

ANDO, S. ; MAKI, T. ; NAKAGAWA, Y. ; NAMIKI, N. ; EMI, H. ; OTANI, Y.: Analysis of the drying process of seed particles in a spouted bed with a draft tube. In: *Advanced Powder Technology* 13(1) (2002), S. 73–91

Antonyuk u. a. 2008

ANTONYUK, S. ; HEINRICH, S. ; TOMAS, J. ; DEEN, N. G. ; BUIJTENEN, M. S. van ; KUIPERS, J. A. M.: Comparison of energy dissipation during the compression and impact of spherical elastic-plastic granules. In: *Chemical Engineering Science* (2008), S. in preparation

Asenjo u. a. 1977

ASENJO, J. A. ; MUNOZ, R. ; PYLE, D. L.: On the transition from a fixed to a spouted bed. In: *Chemical Engineering Science* 32 (1977), S. 109–117

Bamrim u. a. 1996

BAMRIM, A. ; FLAMANT, G. ; LECADET, J.: Separation of metals from dusts in a

Literaturverzeichnis

- plasma spouted bed reactor. In: *Progress in Plasma Processing of Materials 1997, Proceedings of the International Thermal Plasma Processes Conference, 4th, Athens, July 15-18, 1996* (1996), S. 559–567
- Beetstra u. a. 2007
BEETSTRA, R. ; HOEF, M. A. van der ; KUIPERS, J. A. M.: Drag force of intermediate Reynolds number flow past mono- and bidisperse arrays of spheres. In: *A.I.Ch.E.* 53(11) (2007), S. 489–501
- Bhusarapu u. a. 2004
BHUSARAPU, S. ; AL-DAHMAN, M. ; DUDUKOVIC, A. P.: Quantification of solids flow in a gas-solid riser: single radioactive particle tracking. In: *Chemical Engineering Science* 59 (2004), S. 5381 – 5386
- Bilbao u. a. 1987
BILBAO, J. ; OLAZAR, M. ; ROMERO, A. ; ARANDES, J. M.: Design and operation of a jet spouted bed reactor with continuous catalyst feed in the benzyl alcohol polymerization. In: *Industrial & Engineering Chemistry Research* 26(7) (1987), S. 1297–1304
- Boizan u. a. 1996
BOIZAN, M. A. ; CHAN, P. S. ; LIM, C. J. ; BRERETON, C. M. H. ; EPSTEIN, N.: Metal-oxide sludge drying in a spouted bed. In: *Proceedings of the International Drying Symposium* (1996), S. 435–440
- Bokkers 2005
BOKKERS, A.: Multi-Level Modelling of the Hydrodynamics in Gas Phase Polymerisation Reactors. In: *PhD thesis* (2005)
- Bokkers u. a. 2006
BOKKERS, G. A. ; LAVERMAN, J. A. ; SINT ANNALAND, M. van ; KUIPERS, J. A. M.: Modelling of large-scale dense gas-solid bubbling fluidised beds using a novel discrete bubble model. In: *Chemical Engineering Science* 61 (2006), S. 5590 – 5602
- Bokkers u. a. 2004
BOKKERS, G. A. ; SINT ANNALAND, M. van ; KUIPERS, J. A. M.: Mixing and segregation in a bidisperse gas-solid fluidised bed: a numerical and experimental study. In: *Powder Technology* 140 (2004), S. 176–186
- Bokkers u. a. 2005
BOKKERS, G. A. ; SINT ANNALAND, M. van ; KUIPERS, J. A. M.: Comparison of continuum models using the kinetic theory of granular flow with discrete particle models and experiments: Extent of particle mixing induced by bubbles. In: *Faculty of science and technology, University of Twente* (2005)
- Brereton u. a. 1996
BRERETON, C. M. ; EPSTEIN, N. ; GRACE, J. R.: Side-outlet spouted bed with draft

- tube: effect of varying the position of the outlet. In: *Canadian Journal of Chemical Engineering* 74(4) (1996), S. 542–546
- Brereton und Grace 1984
BRERETON, C. M. H. ; GRACE, J. R.: A note on comparison of spouted bed reactor models. In: *Chemical Engineering Science* 39(7-8) (1984), S. 1315–17
- Carassiti und Tata 1983
CARASSITI, F. ; TATA, A.: Granular materials irradiation plant with spouted bed mixing. In: *Proc. Int. Symp. Appl. Technol. Ioniz. Radiat.* 3 (1983), S. 1515–24
- Catipovic u. a. 1978
CATIPOVIC, N. M. ; JOVANOVIC, G. N. ; FITZGERAD, T. J.: Regimes of Fluidisation for Large Particles. In: *A.I.Ch.E.* 24 (1978), S. 543–547
- Chandnani und Epstein 1986
CHANDNANI, P. P. ; EPSTEIN, N.: Spoutability and spout destabilization of fine particles with a gas. In: *Proc. Eng. Found. Conf. Fluid.* (1986), S. 233–240
- Chaouki u. a. 1997
CHAOUKI, J. ; LARACHI, F. ; DUDUKOVIC, M. P.: Noninvasive Tomographic and Velocimetric Monitoring of Multiphase Flows. In: *Ind. Eng. Chem. Res.* 36 (1997), S. 4476–4503
- Chapman und Cowling 1970
CHAPMAN, S. ; COWLING, T. G.: The mathematical theory of non-uniform gases. In: *Cambridge University Press* (1970)
- Chen 1985
CHEN, J. J.: On Jet Flow in Porous Media as Related to the Spouted Bed. In: *Canadian Journal of Chemical Engineering* 63 (1985), S. 361–367
- Cheng und Turton 2000
CHENG, X. X. ; TURTON, R.: The Prediction of Variability Occurring in Fluidized Bed Coating Equipment. I. The Measurement of Particle Circulation Rates in a Bottom-Spray Fluidized Bed Coater. In: *Pharmaceutical Development and Technology* 5(3) (2000), S. 311 – 322
- Clift u. a. 1978
CLIFT, R. ; GRACE, J. R. ; WEBER, M. E.: Bubbles, Drops and Particles. In: *Academic Press* New York (1978)
- Courant u. a. 1967
COURANT, R. ; FRIEDRICHS, K. ; LEWY, H.: On the partial difference equations of mathematical physics. In: *IBM Journal* (1967), S. 215–234

Literaturverzeichnis

Deen u. a. 2007

DEEN, N.G. ; SINT ANNALAND, M. van ; HOEF, M.A. van der ; KUIPERS, J.A.M.: Review of discrete particle modeling of fluidized beds. In: *Chemical Engineering Science* 62(2) (2007), S. 28 – 44

Deng u. a. 2008

DENG, Z. ; XIAO, R. ; JIN, B. ; HUANG, H. ; SHEN, L. ; SONG, Q. ; LI, Q.: Computational Fluid Dynamics Modeling of Coal Gasification in a Pressurized Spout-Fluid Bed. In: *Energy & Fuels* 22 (2008), S. 1560–1569

Depypere u. a. 2005

DEPYPERE, F. ; DEWETTINCK, K. ; PARKER, D. J. ; SEVILLE, J. P. K. ; PIETERS, J. G.: Fluidised bed particle motion under a magnifying glass. In: *Glatt International Times* 19 (2005)

Devahastin und Mujumdar 2001

DEVAHASTIN, S. ; MUJUMDAR, A. S.: Some hydrodynamic and mixing characteristics of a pulsed spouted bed dryer. In: *Powder Technology* 117(3) (2001), S. 189–197

Devahastin u. a. 1998

DEVAHASTIN, S. ; MUJUMDAR, A. S. ; RAGHAVAN, G. S. V.: Diffusion-controlled batch drying of particles in a novel rotating jet annular spouted bed. In: *Canadian Drying Technology* 16(3-5) (1998), S. 525–543

Devahastin u. a. 1999

DEVAHASTIN, S. ; MUJUMDAR, A. S. ; RAGHAVAN, G. S. V.: Hydrodynamic characteristics of a rotating jet annular spouted bed. In: *Powder Technology* 103(2) (1999), S. 169–174

Diaz u. a. 2008

DIAZ, L. ; ALAVA, I. ; MAKIBAR, J. ; FERNANDEZ, R. ; CUEDA, F. ; AGUADO, R. ; OLAZAR, M.: A First Approach to CFD Simulation of Hydrodynamic Behaviour in a Conical Spouted Bed Contactor. In: *International Journal of Chemical Reactor Engineering* 6 (2008)

Dijkhuizen u. a. 2007

DIJKHUIZEN, W. ; BOKKERS, G. A. ; DEEN, N.G. ; SINT ANNALAND, M. van ; KUIPERS, J. A. M.: Extension of PIV for measuring granular temperature field in dense fluidized beds. In: *A.I.Ch.E.* 53(1) (2007), S. 108–118

Ding und Gidaspow 1990

DING, J. ; GIDASPOW, D.: A bubbling fluidization model using theory of granular flow. In: *A.I.Ch.E.* 36 (1990), S. 523–538

Dolidowic u. a. 1971

DOLIDOWIC, A. ; EFREMCEW, B. ; KALINNIKOW, C.: Issledowanie gidrodinamiki sakrucennowo fontaniruiustewo sloia. In: *ITMO AN BCCR, Minsk* (1971)

Donchev 1999

DONCHEV, D.: Strahlschicht und Pneumatik. In: *Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg*, Diplomarbeit (1999)

Donida und Rocha 2002

DONIDA, M. W. ; ROCHA, S. C. S.: Coating of urea with an aqueous polymeric suspension in a two-dimensional spouted bed. In: *Drying Technology* 20(3) (2002), S. 685–704

Donida u. a. 2005

DONIDA, M. W. ; ROCHA, S. C. S. ; BARTHOLOMEU, F.: Influence of polymeric suspension characteristics on the particle coating in a spouted bed. In: *Drying Technology* 23(9-11) (2005), S. 1811–1823

Du u. a. 2005

DU, W. ; BAO, X. ; XU, J. ; WEI, W.: Computational fluid dynamics (CFD) modeling of spouted bed: Assessment of drag coefficient correlations. In: *Chemical Engineering Science* 61(5) (2005), S. 1401–1420

Du u. a. 2006a

DU, W. ; BAO, X. ; XU, J. ; WEI, W.: Computational fluid dynamics (CFD) modeling of spouted bed: Influence of frictional stress, maximum packing limit and coefficient of restitution of particles. In: *Chemical Engineering Science* 61(14) (2006), S. 4558–4570

Du u. a. 2006b

DU, W. ; WEI, W. ; XU, J. ; FAN, Y. ; BAO, X.: Computational Fluid Dynamics (CFD) Modeling of Fine Particle Spouting. In: *International Journal of Chemical Reactor Engineering* 4 (2006)

Duarte u. a. 2005

DUARTE, C. R. R. ; MURATA, V. V. ; BARROZO, M. A. S.: A Study of the Fluid Dynamics of the Spouted Bed Using CFD. In: *Brazilian Journal of Chemical Engineering* 22 (2005), S. 263 – 270

Dudas u. a. 1993

DUDAS, J. ; SEITZ, O. ; JELEMENSKY, L.: Chemical reaction in spouted beds. In: *Chemical Engineering Science* 48(17) (1993), S. 3104–7

Elgobashi und Abou-Arab 1983

ELGOBASHI, S. E. ; ABOU-ARAB, T. W.: Two-equation turbulence model for two-phase flows. In: *Phys. Fluid.* 26(4) (1983), S. 931–938

Epstein und Chandnani 1987

EPSTEIN, N. ; CHANDNANI, P. P.: Gas spouting characteristics of fine particles. In: *Chemical Engineering Science* 42(12) (1987), S. 2977–81

Literaturverzeichnis

Epstein und Levine 1977

EPSTEIN, N. ; LEVINE, S.: Flow distribution in spouted beds. In: *Can. Congr. Appl. Mech.* 2 (1977), S. 595–596

Epstein u. a. 1978

EPSTEIN, N. ; LIN, C. J. ; MATHUR, K. B.: Data and models for flow distribution and pressure drop in spouted beds. In: *Canadian Journal of Chemical Engineering* 56(4) (1978), S. 436–447

Epstein und Mathur 1971

EPSTEIN, N. ; MATHUR, K. B.: Heat and mass transfer in spouted beds. Review. In: *Canadian Journal of Chemical Engineering* 49(4) (1971), S. 467–476

Ergun 1952

ERGUN, S.: Flow through packed columns. In: *Chemical Engineering Progress*. 48(2) (1952), S. 89

Evans u. a. 2000

EVANS, J. W. ; ROY, A. ; ALLEN, C.: Spouted bed electrowinning of zinc from chloride electrolytes. In: *Proceedings of the Lead-Zinc 2000 Symposium* (2000), S. 831–844

Fitzpatrick u. a. 2003

FITZPATRICK, S. ; DING, Y. ; SEILER, C. ; LOVEGROVE, C. ; BOOTH, S. ; FORSTER, R. ; PARKER, D. ; SEVILLE, J.: Positron Emission Particle Tracking Studies of a Wurster Process for Coating Applications. In: *Pharmaceutical Technology* (2003), S. 70 – 78

Flisjuk u. a. 1984

FLISJUK, O. M. ; RACHMATOW, A. M. ; RASCHKOWSKAJA, N. B.: Die Bestimmung der grundlegenden konstruktiven und hydrodynamischen Parameter für Strahlschichtapparate mit tangentialer Gaszuführung und vertikaler Trennwand. In: *Zh. Prikl. Chimii* 57 (1984), S. 954–956

Ghorishi und Altwicker 1996

GHORISHI, S. B. ; ALTWICKER, E. R.: Rapid high temperature formation of polychlorinated dioxins and furans in the bed region of a heterogeneous spouted bed combustor: development of a surface mediated model for the formation of dioxins. In: *Hazardous Waste & Hazardous Materials* 13(1) (1996), S. 11–22

Gidaspow u. a. 1992

GIDASPOW, D. ; BEZBURUAH, R. ; DING, J.: Hydrodynamics of circulating fluidized beds, kinetic theory approach. In: *Fluidization 7, Proceedings of the 7th Engineering Foundation Conference on Fluidization*, 1992, S. 75–82

Godfroy u. a. 1997

GODFROY, L. ; LARACHI, F. ; KENNEDY, G. ; GRANDJEAN, B. ; CHAOUKI, J.: On-line

- Flow Visualization in Multiphase Reactors using Neural Networks. In: *Appl. Radiat. Isot.* 48 (1997), S. 225–235
- Goldschmidt u. a. 2001
 GOLDSCHMIDT, M. J. ; KUIPERS, J. A. M. ; SWAAIJ, W. P. M. van: Hydrodynamic modeling of dense gas-fluidized beds using the kinetic theory of granular flow: effect of coefficient of restitution on bed dynamics. In: *Chemical Engineering Science* 56(2) (2001), S. 571–578
- Goldschmidt u. a. 2004
 GOLDSCHMIDT, M. J. V. ; BEETSTRA, R. ; KUIPERS, J. A. M.: Hydrodynamic modeling of dense gas-fluidized beds: comparison and validation of 3D discrete particle and continuum models. In: *Powder Technology* 142(1) (2004), S. 23–47
- Gomez u. a. 2006
 GOMEZ, C. L. ; SILVA, R. C. ; MILIOLI, F. E.: Some modeling and numerical aspects of the two-fluid simulation of the gas-solids flow in a CFB riser. In: *Brazilian Journal of Chemical Engineering* 23(4) (2006), S. 487–496
- Harris u. a. 2002
 HARRIS, A. T. ; DAVIDSON, J. F. ; THORPE, R. B.: A novel method for measuring the residence time distribution in short time scale particulate systems. In: *Chemical Engineering Journal* 89 (2002), S. 127 – 142
- Hatano u. a. 2004
 HATANO, S. ; KANEKO, K. ; OURA, Y. ; MORI, S.: Influence of humidity on binderless granulation in a spouted bed. In: *Funtai Kogaku Kaishi* 41(8) (2004), S. 586–591
- Hattori u. a. 2004
 HATTORI, H. ; ITO, S. ; ONEZAWA, T. ; YAMADA, K. ; YANAI, S.: Fluid and solids flow affecting the solids circulation rate in spouted beds with a draft-tube. In: *Journal of Chemical Engineering of Japan* 37(9) (2004), S. 1085–1091
- Hattori u. a. 2001
 HATTORI, H. ; MORIMOTO, T. ; YAMAGUCHI, M. ; ONEZAWA, T. ; ARAI, C.: Drying of porous solid particles in various-shaped spouted bed with a draft-tube. In: *Journal of Chemical Engineering of Japan* 34(12) (2001), S. 1549–1552
- Hattori u. a. 1998
 HATTORI, H. ; NAGAI, T. ; OHSHIMA, Y. ; YOSHIDA, M. ; NAGATA, A.: Solids circulation rate in screen-bottomed spouted bed with draft-tube. In: *Journal of Chemical Engineering of Japan* 31(4) (1998), S. 633–635
- He u. a. 1994
 HE, Y. L. ; LIM, C. J. ; GRACE, J. R. ; ZHU, J. X. ; QIN, S. Z.: Particle velocity

Literaturverzeichnis

- profiles and solid flow patterns in spouted beds. In: *Canadian Journal of Chemical Engineering* 72 (8) (1994), S. 561 – 568
- van der Hoef u. a. 2005
HOEF, M. A. van der ; BEESTRA, R. ; KUIPERS, J. A. M.: Lattice Boltzmann simulations of low-Reynolds-number flow past mono- and bidisperse arrays of spheres: results for the permeability and drag force. In: *Journal of Fluid Mechanics* 528 (2005), S. 233–254
- Hoomans u. a. 1996
HOOMANS, B. P. B. ; KUIPERS, J. A. M. ; BRIELS, W. J. ; SWAAIJ, W. P. M. van: Discrete Particle Simulation of Bubble and Slug Formation in a two-dimensional Gas-Fluidised Bed: A Hard-Sphere Approach. In: *Chemical Engineering Science* 51 (1996), S. 99 – 118
- Horio u. a. 1989
HORIO, M. ; NOMURA, T. ; KAWAI, S. ; KONO, M.: Apparatus for granulation of composite materials using plasma spouted beds. In: *Jpn. Kokai Tokyo Koho* (1989), S. 4 pp
- Horio u. a. 1996
HORIO, M. ; SAITO, A. ; UNOU, K. ; NAKAZONO, H. ; SHIBUYA, N. ; SHIMA, S. ; KOSAKA, A.: Synthesis of diamond particles with an acetylene fired circulating fluidized bed. In: *Chemical Engineering Science* 51(11) (1996), S. 3033–3038
- Huang und Hu 2007
HUANG, H. ; HU, G.: Mixing Characteristics of a Novel Annular Spouted Bed with Several Angled Air Nozzles. In: *Industrial & Engineering Chemistry Research* 46(24) (2007), S. 8248–8254
- Hunt u. a. 1955
HUNT, C. ; HANSON, D. N. ; WILKE, C. R.: Capacity Factors in the Performance of Perforated-plate Columns. In: *AIChE journal* 1 (1955), S. 441 – 445
- Ijichi u. a. 1998
IJICHI, K. ; MIYAUCHI, M. ; UEMURA, Y.: Characteristics of flow behavior in semi-cylindrical spouted bed with draft tube. In: *Journal of Chemical Engineering of Japan* 31(5) (1998), S. 677–682
- Ijichi u. a. 2000
IJICHI, K. ; UEMURA, Y. ; HATATE, Y.: Coating of particles with finer particles using a draft-tube spouted-bed. In: *Journal of Chemical Engineering of Japan* 33(3) (2000), S. 526–528

Iordanova u. a. 1998

IORLANOVA, E. N. ; MITEV, D. T. ; MÖRL, L.: Einige hydrodynamische Charakteristiken des Strahlschichtapparates mit zwei Gaseingängen. In: *Chimia i Industria* 1 (1998), S. 55

Iordanova u. a. 2000

IORLANOVA, E. N. ; MITEV, D. T. ; MÖRL, L.: Hydrodynamische Kennwerte eines Strahlschichtapparates mit zwei Gaseingängen. In: *Chemie Ingenieur Technik* 72(9) (2000), S. 1059–1060

Jacob u. a. 2005

JACOB, M. ; PISKOVA, E. ; MÖRL, L. ; KRUEGER, G. ; HEINRICH, S. ; PEGLOW, M. ; RUEMLER, K. H.: Spouted bed technology: characterization of the fluidization behaviour and studies for coating granulation and agglomeration. In: *World Congress of Chemical Engineering, 7th, Glasgow, United Kingdom, July 10-14* 86855/1-86855/10 (2005)

Jiricny u. a. 2002

JIRICNY, V. ; ROY, A. ; EVANS, J. W.: Copper electrowinning using spouted-bed electrodes: Part II. Copper electrowinning with ferrous ion oxidation as the anodic reaction. In: *Metallurgical and Materials Transactions B: Process Metallurgy and Materials Processing Science* 33B(5) (2002), S. 677–683

Karlsson u. a. 2006

KARLSSON, S. ; NIKLASSON, B. I. ; FOLESTAD, S. ; RASMUSON, A.: Measurement of the particle movement in the fountain region of a Wurster type bed. In: *Powder Technology* 165(1) (2006), S. 22–29

Kawaguchi u. a. 2000

KAWAGUCHI, T. ; SAKAMOTO, M. ; TANAKA, T. ; TSUJI, Y.: Quasi-three-dimensional numerical simulation of spouted beds in cylinder. In: *Powder Technology* 109 (2000), S. 3 – 12

Kfuri und Freitas 2005

KFURI, C. R. ; FREITAS, L. A. P.: A Comparative Study of Spouted and Spout-Fluid Beds for Tablet Coating. In: *Drying Technology* 23(12) (2005), S. 2369–2387

Khoe 1983

KHOE, D.: Visual observations of spouted bed gas combustion modes and their flow regimes. In: *Canadian Journal of Chemical Engineering* 61(3) (1983), S. 460–7

Kikuchi u. a. 1985

KIKUCHI, K. ; SUZUKI, A. ; MOCHIZUKI, T. ; ENDO, S. ; IMAI, E. ; TANJI, Y.: Ash agglomeration in a spouted bed coal gasifier. In: *Proc. - Int. Conf. Coal Sci.* 407-10 (1985)

Literaturverzeichnis

Klein u. a. 2000

KLEIN, F. ; DOLGO, O. ; GODO, S. ; BLAZEJ, M. ; ; MARKOS, J.: Application of a Magnetic Tracer Method for the Characterization of Hydrodynamics in Internal-Loop Airlift Bioreactors. In: *Chem. Papers* 6b (2000), S. 456 – 466

Kmiec 1980

KMIEC, A.: Hydrodynamics of flows and heat transfer in spouted beds. In: *Chemical Engineering Journal* 19(3) (1980), S. 189–200

Kmiec 1983

KMIEC, A.: The minimum spouting velocity in conical beds. In: *Canadian Journal of Chemical Engineering* 61(3) (1983), S. 274–280

Kmiec und Kucharski 1993

KMIEC, A. ; KUCHARSKI, J.: Heat and mass transfer during coating of tablets in a spouted bed. In: *Inzynieria Chemiczna i Procesowa* 14(1) (1993), S. 47–58

Kmiec u. a. 1994

KMIEC, A. ; KUCHARSKI, J. ; MIELCZARSKI, S.: Kinetics of coal drying in a spouted-bed dryer. In: *Pol. Inzynieria i Aparatura Chemiczna* 33(3) (1994), S. 17–19

Kmiec u. a. 1978

KMIEC, A. ; MIELCZARSKI, S. ; SOBESTO, J.: Study of residence times of solid-phase particles in a pneumatic spouted-bed dryer. In: *Inzynieria i Aparatura Chemiczna* 17(4) (1978), S. 10–14

Koch und Hill 2001

KOCH, D. L. ; HILL, R. J.: Inertial effects in suspension and porous-media flows. In: *Annu. Rev. Fluid Mech.* 33 (2001), S. 619–647

Kojouharov 2004

KOJOUHAROV, K.: Entwicklung einer neuen Anstroemeinrichtung fuer Strahlschichten. In: *PhD thesis* (2004)

Krzywanski u. a. 1989

KRZYWANSKI, R.S. ; EPSTEIN, N. ; BOWEN, B.D.: Spout diameter variation in two-dimensional and cylindrical spouted beds: a theoretical model and its verification. In: *Chemical Engineering Science* 44(8) (1989), S. 1617–26

Krzywanski u. a. 1992

KRZYWANSKI, R.S. ; EPSTEIN, N. ; BOWEN, B.D.: Spouting. Parametric study using multi-dimensional model. In: *Proc. Eng. Found. Conf. Fluid. 7th* (1992), S. 353–360

Kucharski und Kmiec 1986

KUCHARSKI, J. ; KMIEC, A.: Modeling of simultaneous coating and drying of coatings on tablets in a spouted bed. In: *Chemia i Inzynieria Chemiczna* 19 (1986), S. 267–2

Kudra u. a. 1989

KUDRA, T. ; MUJUMDAR, A. S. ; RAGHAVAN, G. S. V.: Gas-to-particle heat transfer in two-dimensional spouted beds. In: *International Communications in Heat and Mass Transfer* 16(5) (1989), S. 731–741

Kuipers 1990

KUIPERS, J. A. M.: A two-fluid micro balance model of fluidized bed. In: *PhD thesis* (1990)

Kuipers u. a. 1998

KUIPERS, J. A. M. ; HOOMANS, B. P. B. ; VAN SWAAIJ, W. P. M.: Hydrodynamic models of gas-fluidized beds and their role for design and operation of fluidized bed chemical reactors. In: *Fluidization IX, Proceedings of the Engineering Foundation Conference on Fluidization* 9 (1998), S. 15–30

Kunii und Levenspiel 1991

KUNII, J. ; LEVENSPIEL, O.: *Fluidization Engineering*. Bd. 2nd edition. Butterworth-Heinemann, Stoneham, USA, 1991

Kuts und Akulich 2002

KUTS, P. S. ; AKULICH, P. V.: Kinetics of materials drying in a spouting bed with pulse and peripheral gas inlet. In: *Promyshlennaya Teplotekhnika* 24(2-3) (2002), S. 82–85

Lapple und Shepherd 1940

LAPPLE, C. E. ; SHEPHERD, C. B.: Calculation of particle trajectories. In: *Ind. Eng. Chem.* 32(5) (1940), S. 605–617

Larachi u. a. 2002

LARACHI, F. ; GRANDJEANA, B. P. A. ; CHAOUKIB, J.: Mixing and circulation of solids in spouted beds: particle tracking and Monte Carlo emulation of the gross flow pattern. In: *Chemical Engineering Science* 58 (2002), S. 1497 – 1507

Laux 1998

LAUX, H.: Modeling of dilute and dense dispersed fluid-particle flow. In: *PhD thesis* (1998)

Law-Kwet-Cheong u. a. 1986

LAW-KWET-CHEONG, L. ; MALHOTRA, K. ; MUJUMDAR, A. S.: Some aerodynamic and solids circulation measurements in a slotted spouted bed of grains. In: *Powder Technology* 46(2-3) (1986), S. 141–8

Li u. a. 1996

LI, Y. ; LIM, C. J. ; EPSTEIN, N.: Aerodynamic aspects of spouted beds at temperatures up to 580° C. In: *Journal of the Serbian Chemical Society* 61(4-5) (1996), S. 253–266

Literaturverzeichnis

Lim u. a. 1988

LIM, C. J. ; WATKINSON, A. P. ; KHOE, G. K. ; LOW, N. ; GRACE, J. R.: Spouted, fluidized, and spout-fluid bed combustion of bituminous coals. In: *Canadian Fuel* 67(9) (1988), S. 1211–17

Limtrakul u. a. 2004

LIMTRAKUL, S. ; BOONSRIRAT, A. ; VATANATHAM, T.: DEM modeling and simulation of a catalytic gas-solid fluidized bed reactor: a spouted bed as a case study. In: *Chemical Engineering Science* 59 (2004), S. 5225 – 5231

Link 2006

LINK, J.: Development and validation of a discrete particle model of a spout-fluid bed granulator. In: *PhD thesis* (2006)

Link u. a. 2004

LINK, J. ; ZEILSTRA, C. ; DEEN, N. ; KUIPERS, J. A. M.: Validation of a discrete particle model in a 2D spout-fluid bed using non-intrusive optical measuring techniques. In: *Canadian Journal of Chemical Engineering* 82(1) (2004), S. 30–36

Link u. a. 2005

LINK, J. M. ; CUYPERS, L. A. ; DEEN, N. G. ; KUIPERS, J. A. M.: Flow regimes in a spout-fluid bed: A combined experimental and simulation study. In: *Chemical Engineering Science* 60(13) (2005), S. 3425–3442

Littman und Morgan 1983

LITTMAN, H. ; MORGAN, M. H.: A general correlation for the minimum spouting velocity. In: *Canadian Journal of Chemical Engineering* 61(3) (1983), S. 269–73

Littman u. a. 1997

LITTMAN, H. ; MORGAN, M. H. ; MORGAN, C. B.: A new computer controlled Wurster-type particle coating apparatus. In: *AIChE* 317 (1997), S. 125–130

Liu u. a. 2005

LIU, G. ; MITSUO, Y. ; NAKAMURA, T. ; YAMAZAKI, J. ; KUROOKA, T. ; YAMAZAKI, R.: Studies on the mechanism of binderless granulation of TiO₂ in a spouted fluidized bed. In: *World Congress of Chemical Engineering, 7th, Glasgow, United Kingdom, July 10-14* 83518/1-83518/9 (2005)

Liu u. a. 2008

LIU, G. Q. ; LI, S. Q. ; ZHAO, X. L. ; YAO, Q.: Experimental studies of particle flowdynamics in a two-dimensional spouted bed. In: *Chemical Engineering Science* 63 (2008), S. 1131–1141

Ludwig und Kmiec 1999

LUDWIG, W. ; KMIEC, A.: Coating of the surface of ring packings with a thin layer

- of an active material in a spouting bed. In: *Inzynieria Chemiczna i Procesowa* 24 (1999), S. 173–180
- Lun u. a. 1984
LUN, C.K.K. ; SAVAGE, D.J. ; CHEPURNIY, N.: Kinetic theories for granular flow: Inelastic Particles in currette flow and slightly inelastic particles in a general flow field. In: *J. Fluid Mech.* 140 (1984), S. 223–256
- Malek und Lu 1964
MALEK, M. A. ; LU, B. C. Y.: Heat transfer in spouted beds. In: *Canadian Journal of Chemical Engineering* 42 (1964), S. 14–20
- Markovski und Kaminski 1983
MARKOVSKI, A. ; KAMINSKI, W.: Hydrodynamic Characteristics of Jet-Spouted Beds. In: *Canadian Journal of Chemical Engineering* 61 (1983), S. 377–381
- Marreto u. a. 2006
MARRETO, R. N. ; FREIRE, J. T. ; FREITAS, L. A. P.: Drying of Pharmaceuticals: The Applicability of Spouted Beds. In: *Drying Technology* 24(3) (2006), S. 327–338
- Mathur und Epstein 1974a
MATHUR, K. B. ; EPSTEIN, N.: Developments in spouted bed technology. In: *Canadian Journal of Chemical Engineering* 52(2) (1974), S. 129–144
- Mathur und Epstein 1974b
MATHUR, K. B. ; EPSTEIN, N.: Dynamics of spouted beds. In: *Advances in Chemical Engineering* 9 (1974), S. 111–91
- Mathur und Epstein 1974c
MATHUR, K. B. ; EPSTEIN, N.: Spouted Beds. In: *New York Academic* (1974), S. 304
- Mathur und Gishler 1954
MATHUR, K. B. ; GISHLER, P. E.: Method of contacting solid particles with fluids. In: *U.S. patent no. 2,786,280* (1954)
- Mathur und Gishler 1955a
MATHUR, K. B. ; GISHLER, P. E.: A study of the application of the spouted bed technique to wheat drying. In: *J. of Appl. Chem.* 11 (1955), S. 624–636
- Mathur und Gishler 1955b
MATHUR, K. B. ; GISHLER, P. E.: A technique for contacting gases with coarse solid particles. In: *A.I.C.H.E.* (1955), S. 157–164
- Maxwell 1865
MAXWELL, J. C.: A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field. In: *Royal Society Transactions* 155 (1865), S. 459–512

Literaturverzeichnis

Mc Allister 1958

MC ALLISTER, R. A.: In: *Chemical Engineering Science* 9 (1958), 25 S

Mitev 1967

MITEV, D. T.: Untersuchung der Wirbelschichthydrodynamik im prismatischen Apparat. In: *PhD thesis* (1967)

Mitev 1984

MITEV, D. T.: Bestimmung der Arbeits- und Optimalgeschwindigkeit des Fluides in Wirbelschichtapparaten. In: *GWHTI-Burgas* 1 (1984), S. 81

Mitev 1979

MITEV, D.T.: Theoretische und experimentelle Untersuchung der Hydrodynamik, des Wärme- und Stoffüberganges in Strahlschichtapparaten. In: *Habilitation* (1979)

Müller u. a. 2006

MÜLLER, C. R. ; DAVIDSON, J. S. ; FENNELL, P. S. ; GLADDEN, L. F. ; HAYHURST, A. N. ; MANTLE, M. D. ; REES, A. C. ; SEDERMAN, A. J.: Real-Time Measurement of Bubbling Phenomena in a Three-Dimensional Gas-Fluidized Bed Using Ultrafast Magnetic Resonance Imaging. In: *PHYSICAL REVIEW LETTERS* 96 (2006), S. 154504–1 – 154504–4

Müller u. a. 2007

MÜLLER, C. R. ; DAVIDSON, J. S. ; FENNELL, P. S. ; GLADDEN, L. F. ; HAYHURST, A. N. ; MANTLE, M. D. ; REES, A. C. ; SEDERMAN, A. J.: Oscillations in gas-fluidized beds: Ultra-fast magnetic resonance imaging and pressure sensor measurements. In: *Powder Technology* 177 (2007), S. 87 – 98

Müller u. a. 2008a

MÜLLER, C. R. ; HOLLAND, D. J. ; SEDERMAN, A. J. ; SCOTT, S. A. ; DENNIS, J. S. ; GLADDEN, L. F.: Granular temperature: Comparison of Magnetic Resonance measurements with Discrete Element Model simulations. In: *Powder Technology* 184 (2008), S. 241 – 253

Müller u. a. 2008b

MÜLLER, C.R. ; HOLLAND, D. J. ; SEDERMAN, A. J. ; MANTLE, M. D. ; GLADDEN, L. F. ; DAVIDSON, J. F.: Magnetic Resonance Imaging of fluidized beds. In: *Powder Technology* 183 (2008), S. 53 – 62

Morgan u. a. 1985

MORGAN, M. H. ; DAY, J. Y. ; LITTMAN, H.: Spout voidage distribution, stability and particle circulation rates in spouted beds of coarse particles - I. Theory. In: *Chemical Engineering Science* 40(8) (1985), S. 1367–1377

Morgan u. a. 1988

MORGAN, M. H. ; LITTMAN, H. ; SASTRI, B.: Jet penetration and pressure drops in

- water spouted beds of fine particles. In: *Canadian Journal of Chemical Engineering* 66(5) (1988), S. 735–739
- Mosorov u. a. 2002
MOSOROV, V. ; SANKOWSKI, D. ; MAZURKIEWICZ, L. ; DYAKOWSKI, T.: The best-correlated pixels method for solid mass flow measurements using electrical capacitance tomography. In: *Measurement Science and Technology* 13 (2002), S. 1810–1814
- Mörl u. a. 2001
MÖRL, L. ; KRÜGER, G. ; HEINRICH, S. ; IHLOW, M. ; JORDANOVA, E.: Steuerbare Gasanströmeinrichtung für Strahlschichtapparate. In: *Deutsche Patentanmeldung 10004939.7* Patentinhaber: Glatt GmbH (2001)
- Muchlenov u. a. 1972
MUCHLENOV, I. P. ; SOBNIN, W. W. ; GORSTEIN, A. E.: Einige hydrodynamische Charakteristiken von Strahlschichten mit Feststoffen im Flüssigkeitsstrom. In: *Zh. Prikl. Chimii* 45 (1972), S. 2633–2637
- Muir u. a. 1990
MUIR, J. R. ; BERRUTI, F. ; BEHIE, L. A.: Solids circulation in spouted and spout-fluid beds with draft-tubes. In: *Chem. Eng. Comm.* 88 (1990), S. 153 – 171
- Mujumdar 1984
MUJUMDAR, A. S.: Spouted bed technology - a brief review. In: *Drying '84* (1984), S. 151–157
- Nagahashi u. a. 2006
NAGAHASHI, Y. ; EPSTEIN, N. ; GRACE, J. R. ; ASAKO, Y. ; YOKOGAWA, A.: Spouting enhancement by addition of small quantities of liquid to gas-spouted beds. In: *Canadian Journal of Chemical Engineering* 84(5) (2006), S. 527–531
- Nagahashi u. a. 2004
NAGAHASHI, Y. ; GRACE, J. R. ; EPSTEIN, N. ; ASAKO, Y. ; LEE, D. H. ; YOKOGAWA, A.: Spouting enhancement by addition of small quantities of liquid to large-particle gas-spouted beds. In: *A.I.Ch.E.* (2004), S. 282A/1–282A/8
- Nieuwland u. a. 1996
NIEUWLAND, J. J. ; SINT ANNALAND, M. van ; KUIPERS, J. Am. M. ; SWAAIJ, W. P. M. van: Hydrodynamic Modeling of Gas/Particle Flows in Riser Reactors. In: *AIChE* 42(6) (1996), S. 1569–1589
- Ogawa u. a. 1980
OGAWA, S. ; UMEMURA, A. ; OSHIMA, N.: On the equation of fully fluidized granular materials. In: *J. Appl. Math. Phys.* (1980), S. 31:483

Literaturverzeichnis

Olazar u. a. 2001

OLAZAR, M. ; AGUADO, R. ; SAN JOSE, M. J. ; BILBAO, J.: Kinetic study of fast pyrolysis of sawdust in a conical spouted bed reactor in the range 400-500°C. In: *Journal of Chemical Technology & Biotechnology* 76(5) (2001), S. 469–476

Olazar u. a. 2006

OLAZAR, M. ; AGUADO, R. ; SAN JOSE, M.J. ; ALVAREZ, J.: Minimum spouting velocity for the pyrolysis of scrap tyres with sand in conical spouted beds. In: *Powder Technology* 165(3) (2006), S. 128–132

Olazar u. a. 1997

OLAZAR, M. ; ARANDES, J. M. ; ZABALA, G. ; AGUAYO, A. T. ; BILBAO, J.: Design and Operation of a Catalytic Polymerization Reactor in Dilute Spouted Bed Regime. In: *Industrial & Engineering Chemistry Research* 36(5) (1997), S. 1637–1643

Olazar u. a. 1996a

OLAZAR, M. ; SAN JOSE, M. J. ; AGUADO, R. ; BILBAO, J.: Solid Flow in Jet Spouted Beds. In: *Industrial & Engineering Chemistry Research* 35(8) (1996), S. 2716–2724

Olazar u. a. 1992

OLAZAR, M. ; SAN JOSE, M. J. ; AGUAYO, A. T. ; ARANDES, J. M. ; BILBAO, J.: Stable Operation Conditions for Gas-Solid Contact Regimes in Conical Spouted Beds. In: *Ind. Eng. Chem. Res.* 31 (1992), S. 1784–1792

Olazar u. a. 1993

OLAZAR, M. ; SAN JOSE, M. J. ; AGUAYO, A. T. ; ARANDES, J. M. ; BILBAO, J.: Design Factors of Conical Spouted Beds and Jet Spouted Beds. In: *Ind. Eng. Chem. Res.* 32 (1993), S. 1245–1250

Olazar u. a. 1996b

OLAZAR, M. ; SAN JOSE, M. J. ; BILBAO, J.: Hydrodynamics and applications of conical spouted beds. In: *Trends in Chemical Engineering* 3 (1996), S. 219–233

Olazar u. a. 1998

OLAZAR, M. ; SAN JOSE, M.J. ; ALVAREZ, S. ; MORALES, A. ; BILBAO, J.: Measurement of Particle Velocities in Conical Spouted Beds Using an Optical Fiber Probe. In: *Industrial & Engineering Chemistry Research* 37(11) (1998), S. 4520–4527

Olazar u. a. 2000

OLAZAR, R. ; BILBAO, J. ; BARONA, A.: Pyrolysis of sawdust in a conical spouted-bed reactor with a HZSM-5 catalyst. In: *A.I.Ch.E.* 46(5) (2000), S. 1025–1033

Olazar und Bilbao 2005

OLAZAR, R.; Velez D.and Arabiourrutia M. ; BILBAO, J.: Kinetics of Scrap Tire Pyrolysis in a Conical Spouted Bed Reactor. In: *Industrial & Engineering Chemistry Research* 44(11) (2005), S. 3918–3924

Pallarès und Johnsson 2006

PALLARÈS, D. ; JOHNSSON, F.: Anovel technique for particle tracking in cold 2-dimensional fluidized beds-simulating fuel dispersion. In: *Chemical Engineering Science* 61 (2006), S. 2710 – 2720

Park u. a. 2006

PARK, K.-B. ; PLAWSKY, J. L. ; LITTMAN, H. ; PACCIONE, J. D.: Mortar properties obtained by dry premixing of cementitious materials and sand in a spout-fluid bed mixer. In: *Cement and Concrete Research* 36(4) (2006), S. 728–734

Passos und Massarani 1994

PASSOS, A. S. ; MASSARANI, G.: Scale-up of spouted bed dryers: criteria and applications. In: *Drying Technology* 12(1-2) (1994), S. 351–391

Passos und Mujumdar 2000

PASSOS, M. L. ; MUJUMDAR, A. S.: Effect of cohesive forces on fluidized and spouted beds of wet particles. In: *Powder Technology* 110(3) (2000), S. 222–238

Passos u. a. 1993

PASSOS, M. L. ; MUJUMDAR, A. S. ; RAGHAVAN, V. S. G.: Prediction of the maximum spoutable bed height in two-dimensional spouted beds. In: *Powder Technology* 74(2) (1993), S. 97–105

Patil u. a. 2004a

PATIL, D. J. ; SINT ANNALAND, M. van ; KUIPERS, J. A. M.: Critical comparison of hydrodynamic models for gas-solid fluidized beds - Part I: bubbling gas-solid fluidized beds operated with a jet. In: *Chemical Engineering Science* 60(1) (2004), S. 57–72

Patil u. a. 2004b

PATIL, D. J. ; SINT ANNALAND, M. van ; KUIPERS, J. A. M.: Critical comparison of hydrodynamic models for gas-solid fluidized beds - Part II: freely bubbling gas-solid fluidized beds. In: *Chemical Engineering Science* 60(1) (2004), S. 73–84

Paulo Filho u. a. 2006

PAULO FILHO, M. ; ROCHA, S. C. S. ; LISBOA, A. C. L.: Modeling and experimental analysis of polydispersed particles coating in spouted bed. In: *Chemical Engineering and Processing* 45(11) (2006), S. 965–972

Piskova 2002

PISKOVA, E.: Untersuchung der Fluidodynamik eines Strahlschichtapparates mit zwei parallelen Gaseintritten und seine Anwendung auf die Beschichtung feindisperser Feststoffteilchen. In: *PhD thesis* Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg (2002)

Piskova u. a. 2003

PISKOVA, E. ; KOJOUHAROV, K. ; MITEV, D. ; KRÜGER, G. ; MÖRL, L.: Spouted

Literaturverzeichnis

- bed-constructions of apparatuses, fluid dynamics and application. In: *Journal of the University of Chemical Technology and Metallurgy* 38 (2003), S. 565–570
- Povrenovic u. a. 1991
POVRENOVIC, D. S. ; GRBAVCIC, Z. B. ; HADZISMAJLOVIC, D. E. ; VUKOVIC, D. V. ; LITTMAN, H.: Fluid-mechanical and thermal characteristics of spout-fluid drier with a draft tube. In: *Sel. Pap. Int. Drying Symp.* (1991), S. 343–351
- Press u. a. 1988
PRESS, W. H. ; TEUKOLSKY, S. A. ; VETTERLING, W. T. ; FLANNERY, B. P.: Numerical recipes. In: *Cambridge University Press* (1988)
- Raschkovskaja 1969
RASCHKOVSKAJA, N. B.: Issledovanie procesa suschki sipucnih materialow, past i rastvorow himiceskoi promischlenosti w fontaniruiustem sloe. In: *LTI Lensoweta PhD Thesis* (1969)
- Reader-Harris 1998
READER-HARRIS, M. J.: The equation for the expansibility factor for orifice plates. In: *Proc. of FLOMEKO 98* (1998), S. 209 – 214
- Reader-Harris und Sattary 1996
READER-HARRIS, M. J. ; SATTARY, J. A.: The orifice plate discharge coefficient equation - the equation for ISO 5167-1. In: *Proc. of 14th North Sea Flow Measurement Workshop* (1996), S. 24
- Ren u. a. 2005
REN, X. ; STAPF, F. ; BLUEMICH, B.: Magnetic Resonance Visualisation of Flow and Pore Structure in Packed Beds with Low Aspect Ratio. In: *Chem. Eng. Technol.* 28(2) (2005), S. 219 – 225
- Richert u. a. 2007
RICHERT, H. ; KOSCH, O. ; GÖRNERT, P.: Magnetic Monitoring as a Diagnostic Method for Investigating Motility in the Human Digestive System. In: *'Magnetism in Medicine', a Handbook, WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim* 2 (2007), S. 481–498
- Romankov und Raschkovskaja 1968
ROMANKOV, P. ; RASCHKOVSKAJA, N. B.: Suschka vo vsveschennom sostojanie. In: *Chimia* (1968)
- Rovero und Piccinini 1983
ROVERO, G. ; PICCININI, J. R. and Epstein N. and Brereton C. M. H.: Gas phase solid-catalyzed chemical reaction in spouted beds. In: *Chemical Engineering Science* 38(4) (1983), S. 557–566

Salas u. a. 1995

SALAS, J. ; SIU, S. ; EVANS, J. W.: Particulate electrodes for the electrowinning of copper. In: *Proceedings of the Copper 95-Cobre 95 International Conference* 3 (1995), S. 457–468

Salas-Morales u. a. 1997

SALAS-MORALES, J. C. ; EVANS, J. W. ; NEWMAN, O. M. G. ; ADCOCK, P. A.: Spouted bed electrowinning of zinc: part I. Laboratory-scale electrowinning experiments. In: *Metallurgical and Materials Transactions B: Process Metallurgy and Materials Processing Science* 28B(1) (1997), S. 59–68

San Jose u. a. 2007a

SAN JOSE, M. J. ; ALVAREZ, S. ; DE SALAZAR, A. O. ; OLAZAR, M.: Solid Velocity in Shallow Spouted Beds Consisting of Solids of Varying Density. In: *International Journal of Chemical Reactor Engineering* 5 (2007)

San Jose u. a. 2004a

SAN JOSE, M. J. ; ALVAREZ, S. ; DE SALAZAR, A. O. ; OLAZAR, M. ; BILBAO, J.: Influence of the particle diameter and density in the gas velocity in jet spouted beds. In: *Chemical Engineering and Processing* 44(2) (2004), S. 153–157

San Jose u. a. 2005a

SAN JOSE, M. J. ; ALVAREZ, S. ; SALAZAR, A. Ortiz de ; OLAZAR, M. ; BILBAO, J.: Spout Geometry in Shallow Spouted Beds with Solids of Different Density and Different Sphericity. In: *Industrial & Engineering Chemistry Research* 44(22) (2005), S. 8393–8400

San Jose u. a. 2007b

SAN JOSE, M. J. ; ALVAREZ, S. ; SALAZAR, A. Ortiz de ; OLAZAR, M. ; BILBAO, J.: Operating Conditions of Conical Spouted Beds with a Draft Tube. Effect of the Diameter of the Draft Tube and of the Height of Entrainment Zone. In: *Industrial & Engineering Chemistry Research* 46(9) (2007), S. 2877–2884

San Jose u. a. 1998

SAN JOSE, M. J. ; OLAZAR, M. ; ALVAREZ, S. ; IZQUIERDO, J.: Solid cross-flow into the spout and particle trajectories in conical spouted beds. In: *Chemical Engineering Science* 53(20) (1998), S. 3561–3570

San Jose u. a. 2005b

SAN JOSE, M. J. ; OLAZAR, M. ; ALVAREZ, S. ; MORALES, A. ; BILBAO, J.: Spout and Fountain Geometry in Conical Spouted Beds Consisting of Solids of Varying Density. In: *Industrial & Engineering Chemistry Research* 44(1) (2005), S. 193–200

San Jose u. a. 2004b

SAN JOSE, M. J. ; OLAZAR, M. ; IZQUIERDO, M. A. ; ALVAREZ, S. ; BILBAO, J.:

Literaturverzeichnis

- Solid Trajectories and Cycle Times in Spouted Beds. In: *Industrial & Engineering Chemistry Research* 43(13) (2004), S. 3433–3438
- Schaeffer 1987
SCHAEFFER, R.W.: Instability in the evolution equations describing incompressible granular flow. In: *J. Diff. Equ.* 66 (1987), S. 19–50
- Scheuch u. a. 1996
SCHEUCH, S. ; KAMPHUIS, A. J. ; MCKAY, I. R. ; WALLS, J. R.: A two stage fluidized/spouted bed for the granulation of catalyst powder. In: *European Conference for Young Researchers in Chemical Engineering* Bd. 2, 1996, S. 997–999
- Schiller und Naumann 1935
SCHILLER, L. ; NAUMANN, Z.: In: *Verein Deutscher Ingenieure* 77:318 (1935)
- Silva u. a. 1999
SILVA, V. A. ; ROCHA, S. C. S. ; TARANTO, O. P. ; RAGHAVAN, G. S. V.: Analysis of the stability of a spouted bed fluid dynamic regime by measurements of bed pressure drop fluctuations. In: *Ciencia and Engenharia* 8(2) (1999), S. 129–137
- Simoni und Viollet 1990
SIMONI, C. ; VIOLLET, P.L.: Prediction of an oxygen droplet pulverization in a compressible subsonic co-flowing hydrogen flow. In: *Numerical methods for multiphase flows* FED91 (1990), S. 65–82
- Sutanto u. a. 1985
SUTANTO, W. ; EPSTEIN, N. ; GRACE, J. R.: Hydrodynamics of spout-fluid beds. In: *Powder Technology* 44(3) (1985), S. 205–212
- Syamlal 1987
SYAMLAL, M.: The particle-particle drag term in a multi-particle model of fluidization. In: *National technical information service, Springfield VA, DOE/MC/21353-2373, NTIS/DE87006500* (1987)
- Syamlal und O'Brien 1989
SYAMLAL, M. ; O'BRIEN, T. J.: Computer simulation of bubbles in a fluidized bed. In: *A.I.Ch.E.* 85 (1989), S. 22–31
- Szafran und Kmiec 2004
SZAFRAN, R. G. ; KMIEC, A.: CFD Modeling of Heat and Mass Transfer in a Spouted Bed Dryer. In: *Industrial & Engineering Chemistry Research* 43(4) (2004), S. 1113–1124
- Szafran und Kmiec 2005
SZAFRAN, R. G. ; KMIEC, A.: Point-by-Point Solution Procedure for the Computational Fluid Dynamics Modeling of Long-Time Batch Drying. In: *Industrial & Engineering Chemistry Research* 44(20) (2005), S. 7892–7898

Szafran und Kmiec 2007

SZAFRAN, R. G. ; KMIEC, A.: Periodic fluctuations of flow and porosity in spouted beds. In: *Transp. Porous Med.* 66 (2007), S. 187 – 200

Tchen 1947

TCHEN, C. M.: Mean Value and Correlation Problems Connected with the Motion of Small Particles Suspended in a Turbulent Fluid. In: *dissertation* University of Delft (1947)

Thorley u. a. 1959

THORLEY, B. ; SAUNBY, J. B. ; MATHUR, K. B. ; OSBERG, G. L.: An analysis of air and solid flow in a spout wheat bed. In: *Canadian Journal of Chemical Engineering* 37 (1959), S. 184–192

Tia u. a. 1991

TIA, S. ; BHATTACHARYA, S. C. ; WIBULSWAS, P.: Spouted and spout-fluid bed combustors. 1: Devolatilization and combustion of coal volatiles. In: *International Journal of Energy Research* 15(3) (1991), S. 185–201

Tsukada u. a. 1995

TSUKADA, M. ; GOTO, K. ; YAMAMOTO, Reo H. ; HORIO, M.: Metal powder granulation in a plasma-spouted/fluidized bed. In: *Powder Technology* 82(3) (1995), S. 347–53

Tulasidas u. a. 1993

TULASIDAS, T. N. ; KUDRA, T. ; RAGHAVAN, G. S. V. ; MUJUMDAR, A. S.: Effect of bed height on simultaneous heat and mass transfer in a two-dimensional spouted bed dryer. In: *International Communications in Heat and Mass Transfer* 20(1) (1993), S. 79–88

Uemura u. a. 2003

UEMURA, Y. ; BABA, K. ; OHE, H. ; OHZUNO, Y. ; HATATE, Y.: Catalytic decomposition of hydrocarbon into hydrogen and carbon in a spouted-bed reactor as the second-stage reactor of a plastic recycling process. In: *Journal of Material Cycles and Waste Management* 5(2) (2003), S. 94–97

Uemura u. a. 1992

UEMURA, Y. ; MIYAUCHI, M. ; TANAKA, S. ; IJICHI, K. ; TANAKA, Y. ; KING, D. F. ; HATATE, Y.: Catalytic coal gasification in a draft-tube spouted bed by using ceramic particles as a thermal medium. In: *American Chemical Society, Division of Fuel Chemistry* 37(4) (1992), S. 1972–6

Uemura u. a. 1999

UEMURA, Y. ; OHE, H. ; OHZUNO, Y. ; HATATE, Y.: Carbon and hydrogen from hydrocarbon pyrolysis. In: *Proceedings of the International Conference on Solid Waste Technology and Management* (1999), S. 5E/25–5E/30

Literaturverzeichnis

Vukovic u. a. 1984

VUKOVIC, D. V. ; HADZISMAJLOVIC, D. E. ; GRBAVCIC, Z. B. ; GARIC, R. V. ; LITTMAN, H.: Flow regimes for spout-fluid beds. In: *Canadian Journal of Chemical Engineering* 62(6) (1984), S. 825–829

Vukovic u. a. 1974

VUKOVIC, D. V. ; ZDANSKI, F. K. ; VUNJAK, G. V. ; GRBAVCIC, Z. B. ; LITTMAN, H.: Pressure drop, bed expansion, and liquid holdup in a three phase spouted bed contactor. In: *Canadian Journal of Chemical Engineering* 52(2) (1974), S. 180–184

Vuthaluru und Zhang 2001

VUTHALURU, H. B. ; ZHANG, D.: Effect of coal blending on particle agglomeration and defluidisation during spouted-bed combustion of low-rank coals. In: *Fuel Processing Technology* 70(1) (2001), S. 41–51

van Wachem u. a. 1998

WACHEM, B. G. M. van ; SCHOUTEN, J. C. ; KRISHNA, R. ; BLEEK, C. M. van den: Eulerian Simulations of Bubbling Behavior in Gas-Solid Fluidized Beds. In: *Computers Chemical Engineering* 22 (1998), S. 299

Waldie 1992

WALDIE, B.: Separation and residence times of larger particles in a spout-fluid bed. In: *Canadian Journal of Chemical Engineering* 70(5) (1992), S. 873–9

Wang u. a. 2008

WANG, C. ; LV, Z. ; LI, D.: Experimental study on gas-solids flows in a circulating fluidised bed using electrical capacitance tomography. In: *Powder Technology* 185 (2008), S. 144–152

Wen und Yu 1966

WEN, C.-Y. ; YU, Y. H.: Mechanics of fluidization. In: *Chem. Eng. Prog. Symp.* 62 (1966), S. 100–111

Werther 1974

WERTHER, J.: Influence of the bed diameter on the hydrodynamics of gas fluidized beds. In: *A.I.Ch.E.* 141 (1974), S. 53 – 62

Westerweel 1997

WESTERWEEL, J.: Fundamentals of Digital Particle Image Velocimetry. In: *Meas. Sci. Technol* 8 (1997), S. 1379–1392

Wong 2006

WONG, Y. S.: Particle motion in relatively thin fluidised bed models. In: *Chemical Engineering Science* 61 (2006), S. 6234 – 6238

Wu u. a. 1987

WU, S. W. M. ; LIM, C. J. ; EPSTEIN, N.: Hydrodynamics of spouted beds at elevated temperatures. In: *Chemical Engineering Communications* 62(1-6) (1987), S. 251–268

Xiao u. a. 2005a

XIAO, R. ; JIN, B. ; XIONG, Y. ; DUAN, Y. ; CHEN, X. ; ZHONG, Z. ; ZHOU, H. ; HUANG, Y. ; ZHANG, M.: Coal gasification characteristics in a 2 MW second-generation pressurized fluidized bed gasifier. In: *Proceedings of the International Conference on Fluidized Bed Combustion* (2005), S. 185–192

Xiao u. a. 2005b

XIAO, R. ; JIN, B. ; XIONG, Y. ; DUAN, Y. ; CHEN, X. ; ZHONG, Z. ; ZHOU, H. ; HUANG, Y. ; ZHANG, M.: Experimental study on a pilot-scale second generation pressurized fluidized bed coal gasifier. In: *Dongnan Daxue Xuebao, Ziran Kexueban* 35(1) (2005), S. 24–28

Xiao u. a. 2001

XIAO, R. ; ZHANG, M. ; JIN, B. ; LIU, X.: Solids circulation rate and gas bypassing in pressurized spout-fluid bed with a draft tube. In: *Proceedings of the International Conference on Fluidized Bed Combustion* (2001), S. 97–107

Xiao u. a. 2002

XIAO, R. ; ZHANG, M. ; JIN, B. ; LIU, X.: Solids circulation flux and gas bypassing in a pressurized spout-fluid bed with a draft tube. In: *Canadian Journal of Chemical Engineering* 80(5) (2002), S. 800–808

Xiao u. a. 1998

XIAO, R. ; ZHANG, M. ; LIU, X. ; CHEN, X.: Hydrodynamics of spout-fluid bed with a draft tube at elevated pressure. In: *Ranshao Kexue Yu Jishu* 4(3) (1998), S. 223–230

Yang und Keairns 1978

YANG, W. C. ; KEAIRNS, D. ..: Design of recirculating fluidized beds for commercial applications. In: *AIChE* 74 (1978), S. 218

Yang u. a. 2007

YANG, Z. ; FAN, X. ; FRYER, P. J. ; PARKER, D. J. ; BAKALIS, S.: Improved Multiple-Particle Tracking for Studying Flows in Multiphase Systems. In: *AIChE* 53 (2007), S. 1941 – 1951

Zanoelo und Rocha 2002

ZANOELO, E. F. ; ROCHA, S. C. S.: Spout shape predictions in spouted beds. In: *Canadian Journal of Chemical Engineering* 80(5) (2002), S. 967–973

Zhang und Zhu 2000

ZHANG, H. ; ZHU, J. X.: Hydrodynamics in downflow fluidized beds (2): Particle

Literaturverzeichnis

- velocity and solids flux profiles. In: *Chemical Engineering Science* 55 (2000), S. 4367–4377
- Zhao u. a. 2008
ZHAO, X. L. ; LI, S. Q. ; LIU, G. Q. ; SONG, Q. ; YAO, Q.: Flow patterns of solids in a two-dimensional spouted bed with draft plates: PIV measurement and DEM simulations. In: *Powder Technology* 183 (2008), S. 79 – 87
- Zhong u. a. 2005
ZHONG, W. ; XIONG, Y. ; YUAN, Z. ; ZHANG, M.: Three-dimensional numerical simulation of gas-solid flow behavior in spout-fluid bed. In: *Dongnan Daxue Xuebao, Ziran Kexueban* 35(5) (2005), S. 746–751
- Zhong u. a. 2006a
ZHONG, W. ; XIONG, Y. ; YUAN, Z. ; ZHANG, M.: DEM simulation of gas-solid flow behaviors in spout-fluid bed. In: *Chemical Engineering Science* 61(5) (2006), S. 1571–1584
- Zhong u. a. 2006b
ZHONG, W. ; ZHANG, B. ; YUAN, Z.: Three-dimensional simulation of gas/solid flow in spout-fluid beds with kinetic theory of granular flow. In: *Chinese Journal of Chemical Engineering* 14(5) (2006), S. 611–617
- Zhong und Zhang 2006a
ZHONG, W. ; ZHANG, B.: Maximum spoutable bed height of spout-fluid bed. In: *Chemical Engineering Journal* 124(1-3) (2006), S. 55–62
- Zhong und Zhang 2005a
ZHONG, W. ; ZHANG, M.: Experimental investigation on jet penetration depth in spout-fluid bed. In: *Ziran Kexueban* 35(1) (2005), S. 29–34
- Zhong und Zhang 2005b
ZHONG, W. ; ZHANG, M.: Investigation of flow patterns in a spout-fluid bed with Shannon entropy and fuzzy cluster analyses. In: *Proceedings of the International Conference on Circulating Fluidized Beds* 8 (2005), S. 174–180
- Zhong und Zhang 2005c
ZHONG, W. ; ZHANG, M.: Pressure fluctuation frequency characteristics in a spout-fluid bed by modern ARM power spectrum analysis. In: *Powder Technology* 152(1-3) (2005), S. 52–61
- Zhong und Zhang 2006b
ZHONG, W. ; ZHANG, M.: Hydrodynamic characteristics of spout-fluid bed: Pressure drop and minimum spouting/spout-fluidizing velocity. In: *Chemical Engineering Journal* 118(1-2) (2006), S. 37–46

Zhonghua und Mujumdar 2007

ZHONGHUA, W. ; MUJUMDAR, A. S.: Simulation of the hydrodynamics and drying in a spouted bed dryer. In: *Drying Technology* 25(1-3) (2007), S. 59–74

Zhonghua und Mujumdar 2008

ZHONGHUA, W. ; MUJUMDAR, A. S.: CFD modeling of the gas-particle flow behavior in spouted beds. In: *Powder Technology* 183 (2008), S. 260–272

Zhou u. a. 2002

ZHOU, S. ; JIN, B. ; ZHANG, M.: Numerical simulation of pressurized spouted fluidized bed for coal semi-gasification. In: *Journal of Southeast University* 18(4) (2002), S. 319–325

Literaturverzeichnis

Publikationsliste

Liste der Veröffentlichungen aus Teilgebieten der Dissertation

Veröffentlichungen in Zeitschriften

1. Gryczka, O., Heinrich, S., Miteva, V., Deen, N. G., Kuipers, J. A. M., Jacob, M., Mörl, L.: Characterization of the pneumatic behavior of a novel spouted bed apparatus with two adjustable gas inlets. In: *Chemical Engineering Science* 63(3) (2008), S. 791-814.
2. Gryczka, O., Heinrich, S., Deen, N. G., van Sint Annaland, M., Kuipers, J. A. M., Jacob, M., Mörl, L.: Characterization and CFD-modeling of the hydrodynamics of a prismatic spouted bed apparatus. In: *Chemical Engineering Science* (eingereicht), doi: 10.1016/j.ces.2009.04.020.
3. Gryczka, O., Heinrich, S., Deen, N. G., van Sint Annaland, M., Kuipers, J. A. M., Mörl, L.: Characterization and CFD-modeling of the pneumatic behavior of a prismatic spouted bed apparatus with two adjustable gas inlets. In: *Canadian Journal of Chemical Engineering* (akzeptiert).
4. Gryczka, O., Heinrich, S., Deen, N. G., Kuipers, J. A. M., Mörl, L.: Three-dimensional CFD modeling of a prismatic spouted bed. In: *Chemical Engineering and Technology* 32(3) (2009), S. 470-481.
5. Mohs, G., Gryczka, O., Heinrich, S., Mörl, L.: Magnetic Monitoring of a Single Particle in a Prismatic Spouted Bed. In: *Chemical Engineering Science* (eingereicht).

Konferenzbeiträge

1. Gryczka, O., Heinrich, S., Miteva, V., Deen, N. G., Kuipers, J. A. M., Jacob, M., Mörl, L.: Untersuchung und Modellierung der Fluidodynamik in Strahlschichtapparaten. *Posterpräsentation bei den FA-Sitzungen 'Wärme- und Stoffübertragung' und 'Trocknungstechnik'*, 7.-9. März., Stuttgart (2007).

Literaturverzeichnis

2. Gryczka, O., Heinrich S., Tomas, J., Mörl, L., Deen, N. G., Kuipers, J. A. M.: Untersuchung und Modellierung des fluiddynamischen Verhaltens in Strahlschichtapparaten mit schlitzförmigem Gaseintritt. *Vortrag bei den ProcessNet-Fachausschüssen 'Trocknungstechnik' und 'Kristallisation'*, 5.-7. März, München (2008).
3. Gryczka, O., Heinrich, S., Deen, N. G., van Sint Annaland, M., Kuipers, J. A. M., Mörl, L.: Characterization of the pneumatic behavior of a novel spouted bed apparatus with two adjustable gas inlets. *Vortrag bei der '9th International Conference on Circulating Fluidized Beds'*, 13.-16. Mai, TU Hamburg-Harburg, Hamburg (2008).
4. Gryczka, O., Heinrich, S., Deen, N. G., van Sint Annaland, M., Kuipers, J. A. M., Mörl, L.: Characterization and modeling of the pneumatic behavior of a novel spouted bed apparatus with two adjustable gas inlets. *Vortrag beim '5th International Symposium on Spouted Beds'*, 21.-23. Juli, China University of Petroleum, Peking (2008).
5. Gryczka, O., Heinrich, S., Deen, N. G., Kuipers, J. A. M., Mörl, L., Jacob, M.: Analyse des Fluidisationsverhaltens und der Anwendung einer neuartigen Strahlschicht zur Sprühgranulation und zum Coating. *Vortrag beim ProcessNet Fachausschuss 'Agglomerations- und Schüttguttechnik'*, 10.-13. März, Bad Dürkheim (2009).

Lebenslauf

Name	Oliver Gryczka
Geburtsdatum	06.11.1980
Geburtsort	Bernburg
Schulbildung	
09/1987 - 07/1989	Grundschule 'Tereschkowa' in Bernburg
09/1989 - 07/1991	Grundschule 'Friedrich-Engels' in Bernburg
09/1991 - 07/1999	'Friederiken-Gymnasium' in Bernburg
Studium	
10/1999 - 12/2005	Studium der Verfahrens- und Systemtechnik an der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg
11/2004 - 03/2005	Praktikum und Studienarbeit bei der 'Glatt-Ingenieurtechnik-GmbH' in Weimar. Thema: 'Inline-Partikelmessung in Wirbelschichten'
08/2005 - 12/2005	Diplomarbeit (Erlangung des akademischen Grades 'Dipl.-Ing.(') an der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg. Thema: 'Gewinnung ätherischer Öle aus heimischen Gewürzpflanzen mittels Heißdampf-Wirbelschicht-Extraktion'
01/2006 - 12/2008	Doktorarbeit (Erlangung des akademischen Grades 'Dr.-Ing.(') an der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg. Thema: 'Untersuchung und Modellierung der Fluidodynamik in prismatischen Strahlschichtapparaten'
Anstellungen	
10/2002 - 06/2003	Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für Apparate- und Umwelttechnik an der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg
09/2005 - 12/2005	
01/2009 - 07/2009	
seit 08/2009	Mitarbeiter bei der AREVA NP GmbH

