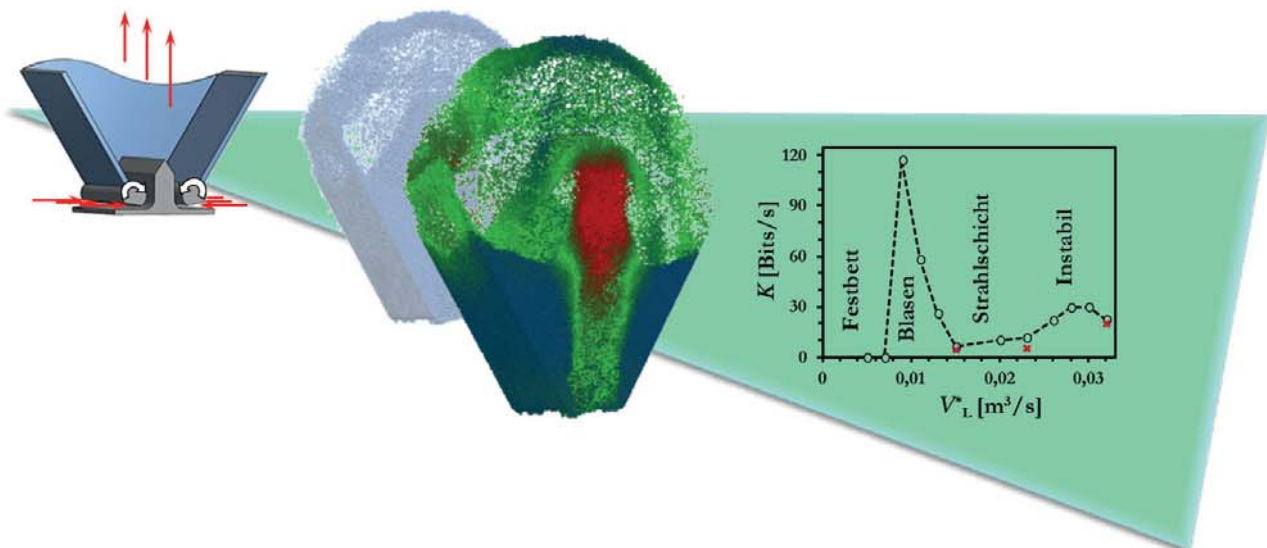


Vitalij Salikov

Charakterisierung der Fluidodynamik und Diskrete-Elemente-Modellierung eines neuartigen Strahlschichtapparates





Charakterisierung der Fluidodynamik
und Diskrete-Elemente-Modellierung eines neuartigen Strahlschichtapparates





Charakterisierung der Fluidodynamik und Diskrete-Elemente-Modellierung eines neuartigen Strahlschichtapparates

Dem Promotionsausschuss der
Technischen Universität Hamburg-Harburg
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

vorgelegte Dissertation

von
Vitalij Salikov

aus
Alma-Ata (Kasachstan)

2017



Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

1. Aufl. - Göttingen: Cuvillier, 2017

Zugl.: (TU) Hamburg-Harburg, Univ., Diss., 2017

1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h.c. Stefan Heinrich

2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Michael Schlüter

Tag der mündlichen Prüfung: 15. Juni 2017

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2017

Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen

Telefon: 0551-54724-0

Telefax: 0551-54724-21

www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2017

Gedruckt auf umweltfreundlichem, säurefreiem Papier aus nachhaltiger Forstwirtschaft.

ISBN 978-3-7369-9575-8

eISBN 978-3-7369-8575-9



Vorwort

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter des Instituts für Feststoffverfahrenstechnik und Partikeltechnologie an der Technischen Universität Hamburg.

Für die Idee und Betreuung des Forschungsprojektes, auf dem diese Arbeit basiert ist, möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Dr. h.c. Stefan Heinrich herzlich bedanken. Bei Herrn Prof. Dr.-Ing. Sergiy Antonyuk (derzeit TU Kaiserslautern) bedanke ich mich für seine große Diskussionsbereitschaft. Weiterer großer Dank gilt den langjährigen Kooperationspartnern und Freunden unseres Instituts aus den Niederlanden (Eindhoven University of Technology), Herrn Prof. Dr. Johannes A.M. Kuipers und Herrn Prof. Dr. Niels G. Deen für die Mitwirkung im Zustandekommen des gemeinsamen Projekts, wertvolle Tipps sowie für die Gastfreundschaft während der Projekttreffen in Eindhoven. Ich möchte mich weiterhin bei meinem unmittelbaren Projektpartner aus Eindhoven, Herrn Dr. Vinayak S. Sutkar, für die hervorragende Zusammenarbeit und die wertvollen Diskussionen herzlich bedanken.

Weiterer Dank gilt den Kollegen unserer Werkstatt, den Herren Dipl.-Ing. Bernhard Schult, Heiko Rhode und Dipl.-Ing. Frank Rimoschat, für den Bau der Versuchsanlage und die Installation der Messtechnik. Bei der Durchführung vieler Untersuchungen haben Studenten der Technischen Universität Hamburg-Harburg, der Technischen Universität Donezk (Ukraine) und der Technischen Universität Sofia (Bulgarien), Alexander Sokur, Arend Völkers, Dejan Dimitrov, Said El Mounqar, Valerij Bütner und Thomas Kraft im Rahmen ihrer Studien-, Bachelor-, Diplom- und Masterarbeiten sowie als studentische Hilfwissenschaftler mitgewirkt. Ich danke ihnen für ihren Einsatz.

Zu guter Letzt bedanke ich mich bei meiner Ehefrau Elena und meinen Eltern für die stetige und liebevolle Unterstützung.

Kurzzusammenfassung

Die Strahlschicht, als eine Sonderform der Wirbelschicht, ist eine sehr effektive und weit verbreitete Technik für die Gas-Partikel-Kontaktierung. Seit ihrer Entwicklung in den 50ern Jahren des letzten Jahrhunderts steht die Strahlschicht im Fokus intensiver Forschungs- und Entwicklungsaktivitäten und wurde bereits für verschiedenste industrielle Anwendungen eingesetzt. Hierzu zählen unter anderem die Mischung, Kühlung und Erwärmung, Trocknung, Verbrennung und Pyrolyse, Film- und Pulverbeschichtung, Agglomeration und Sprühgranulation von Partikeln. Die Hauptanwender der Strahlschichttechnologie sind die chemische, pharmazeutische und Lebensmittelindustrie sowie die Land- und die Energiewirtschaft. Trotz der langen Historie sind im Bereich dieser Gas-Partikel-Strömung noch nicht alle physikalischen Zusammenhänge und Mechanismen verstanden und die Strahlschicht findet immer wieder neue Anwendungsfelder, wie z.B. kürzlich in der Synthese von neuartigen Materialien (z.B. Brandt u. a. 2013).

In dieser Arbeit wurde eine neuartige prismatische Strahlschicht experimentell und numerisch untersucht. In vorherigen Studien an dieser Strahlschichtbauart wurde eine unzureichende Stabilität der Strömung bemängelt (Gryczka u. a. 2008). Weiterhin zeigte die Modellierung mit einem Euler-Euler-Ansatz nur moderate Übereinstimmungen mit dem Experiment (Gryczka u. a. 2009a), sodass auch hier ein großes Verbesserungspotenzial bestand. Aufgrund dessen lag der Schwerpunkt der vorgestellten Untersuchungen auf der Strömungsstabilität mit dem Ziel das Strömungsverhalten zu optimieren. Die Strömung wurde in dieser Arbeit mit einem Euler-Lagrange-Ansatz (CFD-DEM Kopplung) modelliert. Ein weiterer Fokus lag auf der Gasdynamik der prismatischen Strahlschicht.

Das Verhalten der Gasphase und der Strömungszustand der Partikel wurden unter verschiedenen Bedingungen untersucht. Der untersuchte Parameterraum umfasste die Prozessvariablen wie Gasvolumenstrom, Partikelinventar und Flüssigkeitseinsprühung, sowie die Anlagengeometrie wie Größe des Gaseingangs, Winkel des prismatischen Anlagenteils, Form des Zentralprofils, Apparatetiefe, Geometrie und Positionierung von Steigplatten. Partikel verschiedener Größe und Dichte wurden verwendet. In Abhängigkeit von den oben aufgezählten Parametern finden in der prismatischen Strahlschicht mehrere Transformationen des Strömungsverhaltens statt, und es entstehen verschiedene distinkte Strömungszustände. Das Ziel der Untersuchungen an Dynamik der Gasphase war es, das Verhalten des Druckverlusts dem jeweiligen Strömungszustand der Partikel zuzuordnen sowie aus dem Drucksignal die Information über die Stabilität des jeweiligen Strömungszustandes zu erhalten. Auf diese Weise eröffnet sich eine Möglichkeit zur nicht-visuellen Identifizierung und Kontrolle des Strömungsverhaltens durch einfach handhabbare Mes-

sungen des Gasdrucks. Dafür wurden im Experiment ein Hochgeschwindigkeitsdrucksensor und Hochgeschwindigkeitsvideokamera verwendet. Die Druckverlustzeitreihen aus den Experimenten und Simulationen wurden mit der schnellen Fourier-Transformation und mit Methoden aus der Deterministischen Chaostheorie analysiert.

Die aufgenommenen Druckdaten und das Videomaterial wurden auch verwendet um die CFD-DEM-Simulationen zu validieren. Die Simulationen, die für mehrere ausgewählte stabile und instabile Strömungszustände durchgeführt wurden, zeigten gute Übereinstimmungen mit den Experimenten hinsichtlich der Gas- und der Partikeldynamik. Durch die Auswertung der Simulationsdaten wurde das Verhalten der Strömung auf der Anlagenskala (die Gesamtheit aller Partikel) und in den typischen Regionen einer Strahlschicht mit verschiedener Partikeldynamik charakterisiert. Die jeweiligen Strömungszustände wurden mit dem charakteristischen Druckverhalten der Gasphase korreliert. Die chaotischen Eigenschaften, wie die Kolmogorov-Entropie und die Korrelationsdimension, stellen Größen dar, die für eine Quantifizierung der Strömungsstabilität und -komplexität verwendet werden können.

Die aus den Simulationen und Experimenten an der Referenzanlage gewonnenen Informationen über die Entstehungsmechanismen von Instabilitäten wurden angewendet, um eine Apparategeometrie mit einer außergewöhnlichen Stabilität der Strömung von Geldart-D-Partikeln zu entwickeln. Außerdem ist die Stabilität der Partikelströmung in der optimierten Geometrie nahezu unabhängig von der Gasgeschwindigkeit, d.h. bei Erhöhung der Gasgeschwindigkeit geht die Partikelströmung vom stabilen Strahlschichtzustand im dichten Strömungsbereich direkt in den ebenfalls stabilen Strömungszustand der verdünnten Strahlschicht über, ohne, dass die für Strahlschichten typische Stabilitätslücke dazwischen entsteht. Die Strömungsqualität von feineren Partikeln (Geldart B) wurde durch die Optimierung der Anlagengeometrie ebenfalls verbessert, allerdings nicht so stark wie es für die größeren Geldart D-Partikel der Fall ist. Um diese Stabilität zu erreichen, sollte im Vergleich zu der Referenzgeometrie, der prismatische Winkel erhöht werden, und die Anlage sollte mit entsprechend dimensionierten und positionierten Steigplatten ausgestattet werden.

Weitere Untersuchungen umfassten den Einfluss der Apparatetiefe (Skalierungsdimension bei diesem Anlagentyp) und einer Flüssigkeitseinsprühung auf die Gasdynamik und die Strömungsstabilität von Partikeln.



Inhaltsverzeichnis

Vorwort.....	I
Kurzzusammenfassung.....	II
Inhaltsverzeichnis	IV
Abbildungs- und Tabellenverzeichnis	VII
Symbolverzeichnis.....	XV
1 Einleitung	1
1.1 Partikelströmung in Strahlschichten	2
1.2 Bauarten der Strahlschicht.....	4
1.3 Verdünnte Strahlschicht	7
1.4 Fluiddynamik von Strahlschichten	8
1.5 Befeuchtete Strahlschicht	11
1.6 Numerische Untersuchungen an Strahlschichten	12
1.7 Prismatische Strahlschicht	14
1.7.1 Prismatische Anlagengeometrie	14
1.7.2 Strömungsverhalten der prismatischen Strahlschicht	16
1.7.3 Numerische Untersuchungen an prismatischen Strahlschichten	19
1.8 Motivation und Zielsetzung	23
2 Methoden und Materialien.....	24
2.1 Experimenteller Aufbau	24
2.2 Messtechnik und Versuchsmaterialien	27
2.3 Diskrete Elemente Modellierung.....	29
2.3.1 Gekoppelte CFD-DEM Simulation	29
2.3.2 Modellgleichungen	31
2.3.3 Simulationseinstellungen und -parameter	36
2.4 Druckverhalten der Gasphase	40
2.4.1 Fourier Transformation.....	40
2.4.2 Deterministische Chaostheorie.....	42

2.5	Bewertung der Strömungsstabilität	46
2.5.1	Visuelle Bewertung des Strömungsmusters	46
2.5.2	Analyse des Frequenzspektrums	47
2.5.3	Chaotische Eigenschaften	49
2.5.4	Strömungskohärenz	50
2.6	Einfluss der Flüssigkeit	52
2.6.1	Strömungsuntersuchungen	52
2.6.2	Restitutionskoeffizient	52
2.6.3	Kohäsionsmodelle	56
3	Charakterisierung und Modellierung der	58
	Referenzanlage	58
3.1	Strömungszustände	60
3.2	Simulationsergebnisse	64
3.2.1	Partikelströmungsmuster	64
3.2.2	Gasdynamik	65
3.2.3	Dreidimensionales Verhalten	66
3.2.4	Einfluss des Gasvolumenstroms	73
3.2.5	Bettstruktur und lokale Partikeldynamik	74
3.3	Zustandsdiagramm	77
3.3.1	Einfluss des Gaseingang-Bett-Höhenverhältnisses	78
3.3.2	Verdünnte Strahlschicht	81
3.4	Zusammenfassung	82
4	Optimierung der Apparategeometrie	84
4.1	Anlage ohne Steigplatten	84
4.2	Einfluss von Steigplatten	89
4.3	Geldart B - Partikel	97
4.4	Einfluss der Anlagentiefe	98
4.5	Zusammenfassung	104
5	Einfluss der Flüssigkeit	106
5.1	Strömungsuntersuchungen	106
5.2	Einflüsse der Flüssigkeit auf die Gas- und Partikeldynamik	110



5.2.1 Einfluss der Kohäsion auf die Gasdynamik	111
5.2.2 Einfluss der Flüssigkeit die Partikeldynamik	112
5.2.3 Einfluss einer adhäsiven Kraft auf das Stoßverhalten von Partikeln.....	113
5.3 Zusammenfassung.....	117
6 Schlussfolgerungen und Ausblick.....	119
Anhang.....	122
A Messtechnik	122
B Verhalten der leeren Anlage	122
C Design und Positionierung von Steigplatten	123
Literaturverzeichnis.....	127
Publikationsliste	139
Lebenslauf	141

Abbildungs- und Tabellenverzeichnis

Abbildungen

Abbildung 1.1	Schematische Darstellung der Geometrie und Partikelbewegung in der konisch-zylindrischen Strahlschicht nach Mathur und Gishler (1954).....	3
Abbildung 1.2	Bauarten von Strahlschichten: (a) konisch-zylindrisch, (b) vollzylindrisch und (c) vollkonisch; (d) pseudo-2D-Anlage, (e) pseudo-2D-Anlage mit prismatischer Prozesskammer und (f) die 3D-Konfiguration mit einer prismatischen Prozesskammer und einem vertikalen spaltförmigen Gas-eingang (engl.: slot-rectangular). Steigrohre in vollkonischen Strahlschichten: (g) Vollmaterialrohr, (h) poröses und (i) offenseitiges Rohr (engl.: open sided draft tube).	6
Abbildung 1.3	Verhalten des Gasdrucks in einer konischen Strahlschicht. (a) Verlauf des Druckverlusts in einer vollkonischen Strahlschicht in Abhängigkeit von Gasgeschwindigkeit und Strömungszustände von Partikeln nach Olazar u. a. (2011); (b) Abhängigkeit der Amplitude der Druckfluktuationen (aufgefasst als Standardabweichung des Drucksignals) und Strömungszustände von Partikeln nach Leu und Pan (2004).	10
Abbildung 1.4	Konstruktion der Anströmeinheit in (a) 3D-Anlagen mit einem Rechteckquerschnitt (slot-rectangular) und (b) in der prismatischen Strahl-schicht.....	15
Abbildung 1.5	Prismatische Strahlschichten in (a) Labor-, (b) Pilot- und (c) Produktionsmaßstab. Glatt Ingenieurtechnik GmbH, Baureihe ProCell® (Glatt 2016).....	16
Abbildung 1.6	Typische Strömungsmuster von Partikeln in der prismatischen Strahlschicht bei verschiedenen Gasvolumenströmen: (a) Gasvolumenstrom von 0,021 m ³ /s (im instabilen Strömungsbereich); (b) 0,032 m ³ /s (im stabilen Bereich) und (c) 0,042 m ³ /s (im instabilen Bereich). Partikelbett besteht aus 1 kg γ -Al ₂ O ₃ -Partikeln mit d_p von 1,75 mm (Gryczka u. a. 2008).	17
Abbildung 1.7	Druckverlust in der prismatischen Anlage in Abhängigkeit vom Gas-volumenstrom: (a) Zusammensetzung des gesamten Druckverlusts in der Anlage, (b) Druckverlust durch die Partikelschicht. Abbildung aus Gryczka (2009c).	18
Abbildung 1.8	Beispiele von gemessenen Druckschwankungen der Gasphase und der Frequenzspektren für den Festbettzustand und für den Bereich vor der	

	Strömungsstabilisierung bei Luftvolumenstrom von: (a) 0,022 m ³ /s, (b) für den stabilen Arbeitsbereich bei 0,025 m ³ /s und (c) nach der Strömungsdestabilisierung bei 0,042 m ³ /s. Abbildung aus Gryczka (2009c).	19
Abbildung 1.9	Partikelströmungsmuster in der prismatischen Strahlschicht aus 2D-TFM-Simulationen mit verschiedenen Gas-Partikel-Widerstandsmodellen aus Gryczka (2009c): (a) Experiment, (b) das Modell nach Schiller und Naumann (1935), (c) Wen und Yu (1966), (d) Gidaspow u. a. (1992), (e) Clift u. a. (1978), (f) Koch und Hill (2001), (g) van der Hoef u. a. (2005) und (h) Beetstra u. a. (2007). Gasvolumenstrom von 0,039 m ³ /s, γ -Al ₂ O ₃ -Partikeln mit d_p von 1,75 mm. Der zeitliche Abstand zwischen den Aufnahmen beträgt 0,1 s.	21
Abbildung 1.10	Verhalten der Druckfluktuationen in der prismatischen Strahlschicht aus 2D-TFM-Simulationen mit verschiedenen Gas-Partikel-Widerstandsmodellen aus Gryczka (2009c): (a) Experiment, (b) Modell nach Schiller und Naumann (1935), (c) Wen und Yu (1966), (d) Gidaspow u. a. (1992), (e) Clift u. a. (1978), (f) Koch und Hill (2001), (g) van der Hoef u. a. (2005) und (h) Beetstra u. a. (2007). Gasvolumenstrom von 0,039 m ³ /s, γ -Al ₂ O ₃ -Partikeln mit d_p von 1,75 mm.	22
Abbildung 2.1	Technische Zeichnung der verwendeten Strahlschichtanlage.	25
Abbildung 2.2	Experimenteller Aufbau: (a) Aufnahmen der Anlage und eines typischen Strömungsmusters, (b) CAD-Modell der Anlage (Abmessungen: Breite $a = \text{const}$ (0,25 m), Tiefe $\beta = 0,1$ und 0,2 m, prismatischer Winkel $\theta = 40, 50, 60$ und 80°; Spaltweite $b = 1\text{-}3.5$ mm; Gesamthöhe $H_{\text{app}} = 0,675$ m, die Höhe des quaderförmigen „Freeboard“-Bereichs H_{fr} ergibt sich aus H_{app} und jeweiligem θ), (c) Fließschema der experimentellen Anordnung.	26
Abbildung 2.3	Aufbau der Anströmeinrichtung mit verwendeten Geometrien des Zentralprofils.	27
Abbildung 2.4	Ablaufsequenz einer CFD-DEM-Simulation mit „zwei-Wege“-Kopplung.	30
Abbildung 2.5	Modellierte Partikel und Modellgeometrie: (a) Partikelgrößenverteilung der γ -Al ₂ O ₃ -Partikel, (b) geometrisches Modell des inneren Volumens der Anlage. Die Abmessungen der Anlagengeometrie sind in [mm] angegeben. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015a).	37
Abbildung 2.6	Ein Ausschnitt (die ersten 1000 Messwerte von 8192) aus einer Messung des Druckverlusts in der Strahlschichtanlage mit der Aufnahmefrequenz von 0,5 kHz und das zu der vollständigen Messreihe zugehörige Frequenzspektrum. Luftvolumenstrom von 0,025 m ³ /s.	41

Abbildung 2.7	Ein Ausschnitt aus einer Messung des Druckverlusts in der Strahlschichtanlage mit der Aufnahmefrequenz von 0,5 kHz und das zugehörige Frequenzspektrum. Luftvolumenstrom von 0,035 m ³ /s.....42
Abbildung 2.8	Eine schematische Darstellung der 2D-Rekonstruktion eines seltsamen Attraktors aus einer Druckverlustzeitreihe (Modifizierte Abbildung aus Bleek und Schouten, 1993).....45
Abbildung 2.9	Beispielhafte Frequenzspektren für die Referenzanlage mit dem prismatischen Winkel $\theta = 60^\circ$ und der Spaltweite $b = 3$ mm für unterschiedliche Partikel, statische Betthöhen und Luftvolumenströme. (a) Für Glaspartikel mit $d_{50,3} = 1,57$ mm, $H_{st} = 0,19$ mm ($m_{Bett} = 3,5$ kg); (b) γ -Al ₂ O ₃ -Partikel mit $d_{50,3} = 1,77$ mm, $H_{st} = 0,95$ m ($m_{Bett} = 0,4$ kg). Eingefügte Diagramme zeigen den Verlauf des Druckverlusts (übersichtlichkeithalber sind nur die ersten 4 s der erfassten Messsignale gezeigt). Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015b).....48
Abbildung 2.10	Druckverlustzeitreihen aufgenommen in der leeren Referenzanlage ($\theta = 60^\circ$, $b = 3$ mm) und die entsprechenden Frequenzspektren (übersichtlichkeithalber sind nur die ersten 4 s der Messsignale gezeigt). Das eingefügte Diagramm zeigt einen detaillierteren Ausschnitt des Messsignals, das ohne den Luftvolumenstrom aufgenommen wurde (Messrauschen). Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015b).....49
Abbildung 2.11	Typische Verteilungen von Energien aus Systemen mit quantitativ unterschiedlicher Dynamik. Ordinaten sind die Quadrate der Fourier-Transformierten. Modifizierte Abbildung aus Freitag (2007).51
Abbildung 2.12	Fließschema der experimentellen Anordnung für die Strömungsuntersuchungen mit der Partikelbefeuchtung.....53
Abbildung 2.13	Schematische Darstellung der Freifallapparatur zur Bestimmung des Restitutionskoeffizienten (1 Hochpräzisionswaage, 2 Zielplatte mit Polymerumrandung, 3 Lichtquelle,54
Abbildung 3.1	Schematische Darstellung der stabilen Zustände einer Strahlschicht. (a) Im dichten und (b) im verdünnten Strömungsbereich. Die farbigen Linien stellen Grenzflächen dar: <i>grün</i> die Strahl-Rückflusszonen-Grenzfläche, <i>rot</i> die Fontäne-Rückflusszonen-Grenzfläche und <i>blau</i> die Strahl-Fontäne-Grenzfläche. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015b).59
Abbildung 3.2	Verhalten des Druckverlusts für den Festbett und innere Kavität-Zustand. (a) Eine aufgenommene Druckverlustzeitreihe, (b) eine detailliertere Darstellung des Messsignals aus (a) und (c) das Frequenzspektrum des Signals aus der schnellen Fourier Transformation. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015a).....61

Abbildung 3.3	Verhalten des Druckverlusts für den Zustand der <i>Irregulären Blasenbildung</i> in Abhängigkeit vom Gasvolumenstrom. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015a).....	62
Abbildung 3.4	Korrelationsdimension und Kolmogorov-Entropie als Funktion des Gasvolumenstroms. Rote Kreuze zeigen die simulierten Fälle 1, 2 und 3 (von links nach rechts). Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015a). .	63
Abbildung 3.5	Druckverlust- und Bettverhalten für den <i>Strahlschicht</i> -Zustand. (Links) gemessene und die simulierte Druckverlustzeitreihen sowie FFT-Frequenzspektren, (rechts) Momentaufnahmen aus Experimenten und Simulationen in Zeitabständen von 0,1 s im Vergleich. Die Farbskalen stellen die vertikale Partikelgeschwindigkeit dar. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015a).	67
Abbildung 3.6	Druckverlust- und Bettverhalten in <i>instabiler Region</i> bei verschiedenen Gasvolumenströmen. Die Momentaufnahmen aus Experimenten und Simulationen wurden in Zeitabständen von 0,1 s aufgenommen. Die Farbskala stellt die vertikale Partikelgeschwindigkeit dar. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015a).	68
Abbildung 3.7	Simuliertes Verhalten des Partikelbetts in Richtung der Anlagentiefe. (a) Betausdehnung (zeitgemittelte vertikale Position der Partikel), (b) zeitgemittelte Partikelgeschwindigkeiten. Die Fehlerbalken sind Standardabweichungen. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015a).	69
Abbildung 3.8	Zeitgemittelte Verteilung der Partikel in Richtung der Anlagentiefe im Strahlbereich, ε ist die Gasvolumenfraktion. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015a).	71
Abbildung 3.9	Partikeldynamik auf der Apparateskala. (a) Mittlere Partikelgeschwindigkeiten und -winkelgeschwindigkeiten sowie (b) Bettexpansion (mittlere vertikale Position der Partikel) in Abhängigkeit vom Gasvolumenstrom. Die Fehlerbalken sind Standardabweichungen. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015a).	73
Abbildung 3.10	Dynamik der Strahl-Rückflusszonen-Grenzfläche und das entsprechende Verhalten des Gasdrucks am Gaseingang (im Spalt). Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015a).	75
Abbildung 3.11	Partikeldynamik in verschiedenen Anlagenzonen. (a) Mittlere absolute und relative Partikelgeschwindigkeiten, (b) mittlere Kontakt- und Kollisionskräfte: gesamt und in normale und tangential Komponenten aufgeteilt, (c) mittlere Partikelwinkelgeschwindigkeit. Die Fehlerbalken sind Standardabweichungen. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015a).	76

Abbildung 3.12	Die statische Höhe des Partikelbetts H_{st} und die Höhe der Gaseingänge (Spaltweite) h78
Abbildung 3.13	Das Zustandsdiagramm für die Referenzanlage und $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ -Partikel ($d_{50} = 1,77 \text{ mm}$). Die rechten Teilabbildungen zeigen Kameraaufnahmen von zwei exemplarischen Betriebspunkten im verdünnten Strömungsbereich und entsprechende Frequenzspektren des Druckverlusts. Die leeren Punkte zeigen Lage der die mit dem CFD-DEM-Ansatz simulierten Betriebspunkte im dichten Strömungsbereich (Fälle 1-3, siehe Kap. 3.2) mit den entsprechenden Kameraaufnahmen auf der linken Seite. Geometrische Merkmale der Referenzanlage sind die Apparatetiefe β von 0,1 m und der prismatische Winkel Θ von 60° . Die Momentaufnahmen wurden in Zeitabständen von 0,1 s aufgenommen. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015a).....79
Abbildung 3.14	Amplitude der Druckschwankungen als Funktion des Luftvolumenstroms in Abhängigkeit von der statischen Betthöhe und der Größe der Gaseingänge. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015a).....81
Abbildung 4.1	Einfluss des prismatischen Winkels Θ und des Bettinventars auf Druckverlustverhalten. (a) Einfluss des Winkels auf die Amplitude der Druckschwankungen (Bettmasse $m_{Bett} = 1 \text{ kg}$), (b) Einfluss der statischen Betthöhe H_{st} auf die Amplitude der Druckschwankungen für zwei prismatische Winkeln im Vergleich, (c) Einfluss des Bettinventars m_{Bett} (H_{st} ist in Klammern angegeben) auf die Frequenz der Druckschwankungen in der Anlage mit dem prismatischen Winkel von 50° . Zur Erstellung von Auftragungen wurden PP-Partikel und Spaltweite h von 3 mm verwendet. Apparatetiefe β von 0,1 m. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015b).....86
Abbildung 4.2	Schematische Darstellung des inkohärenten Verhaltens der Strahlschicht aufgrund der periodischen Deformationen der Strahl-Rückflusszonen-Grenzflächen (basierend auf Abb. 3.10) und das Design des unteren Paares der Steigplatten. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015b).....90
Abbildung 4.3	Partikelbettverhalten in der optimierten Anlage mit einem Paar von Steigplatten bei steigendem Luftvolumenstrom. Prismatischer Winkel $\Theta = 80^\circ$, Spaltweite $h = 2 \text{ mm}$, Glaspartikeln, Bettmasse $m_{Bett} = 2 \text{ kg}$. Luftvolumenströme: (a) $0,037 \text{ m}^3/\text{s}$, (b) $0,041 \text{ m}^3/\text{s}$ und (c) $0,046 \text{ m}^3/\text{s}$. Apparatetiefe β von 0,1 m. Der zeitliche Abstand zwischen den Aufnahmen beträgt 0,2 s. Abbildung aus Salikov u. a. (2015b).91
Abbildung 4.4	Druckverlustverhalten bei steigendem Luftvolumenstrom in der Referenzanlage (Prismatischer Winkel von 60° , ohne Einbauten) mit demselben Bettinventar (Partikeltyp und Bettmasse) als in Abb. 4.3 und 4.5.

	Apparatetiefe β von 0,1 m. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015b).....	92
Abbildung 4.5	Druckverlustverhalten bei steigendem Luftdurchsatz in der optimierten Anlage mit einem Paar von Steigplatten. Die untere Reihe der Diagramme ist komplementär zu den Aufnahmen in Abb. 4.3. Apparatetiefe β von 0,1 m. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015b).	93
Abbildung 4.6	Vergleich der maximalen Amplituden (STD) der Druckschwankungen für unterschiedliche Konfigurationen der prismatischen Strahlschichten. Spaltweite $b = 2$ mm, Glasparkeln, Bettmasse $m_{\text{Bett}} = 2$ kg. Apparatetiefe β von 0,1 m. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015b).	94
Abbildung 4.7	Asymmetrien in der Anlage ohne Einbauten und in der Anlage mit Steigplatten durch ungeeignete Dimensionierung der Platten. (a) Anlage ohne Einbauten beim Luftvolumenstrom von 0,035 m ³ /s, (b) mit einem Plattenpaar und einer zu hohen statischen Partikelbett, Luftvolumenstrom von 0,029 m ³ /s und (c) mit langen Platten, Luftvolumenstrom von 0,03 m ³ /s. Prismatischer Winkel $\Theta = 80^\circ$, Spaltweite $b = 3$ mm, Bettmasse $m_{\text{Bett}} = 1,5$ kg von $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ -Partikeln mit $d_{50,3} = 1,77$ mm für alle Teilabbildungen. Apparatetiefe β von 0,1 m. Der zeitliche Abstand zwischen Aufnahmen beträgt 0,2 s. Abbildung aus Salikov u. a. (2015b).	95
Abbildung 4.8	Die Plattenkonfiguration für „tiefe“ und „flache“ Partikelbetten. (a) Die Konfiguration mit zwei Plattenpaaren für große statische Betthöhen, 1,5 kg $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ -Partikel mit $d_{50,3} = 1,77$ mm, Luftvolumenstrom von 0,03 m ³ /s; Prismatischer Winkel von 80° , Spaltweite von 3 mm; (b) die minimale Betthöhe, 0,5 kg von $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ -Partikeln mit $d_{50,3} = 1,77$ mm, Luftvolumenstrom 0,029 m ³ /s. Apparatetiefe β von 0,1 m. Der zeitliche Abstand zwischen den Aufnahmen beträgt 0,2 s. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015b).....	96
Abbildung 4.9	Vergleich der Ausdehnung des Strahlschicht-Zustands für Geldart-B Partikel. (a) Anlage ohne Steigplatten, (b) Anlage mit einem Paar von Steigplatten. Apparatetiefe β von 0,1 m, prismatischer Winkel Θ von 80° , $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ -Partikel mit $d_{50,3}$ von 0,65 mm. Strömungszustände: <i>FB</i> Festbett, <i>IB</i> Irreguläre Blasenbildung, <i>IR</i> instabile Region. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015b).	99
Abbildung 4.10	Ein qualitativer Vergleich der dreidimensionalen Strömungsprofile in der prismatischen Referenzanlage und Strahlschichten mit einem Rechteckquerschnitt und einem vertikalen Gaseingang. <i>Links</i> : eine Momentaufnahme aus der CFD-DEM-Simulation des Falls 2 in Kap. 3; <i>Rechts</i> : die nachgezeichnete Abbildung basierend auf den Skizzen aus Freitas u. a. (2000) und Chen (2008).	100

Abbildung 4.11	Vergleich der Zustandsdiagramme für prismatische Anlagen mit unterschiedlicher Tiefe. <i>Links</i> : Überlagerte Diagramme für die Referenz- und <i>rechts</i> für die optimierte Geometrie. Bettmaterial: $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ -Partikel mit $d_{50,3} = 1,77$ mm. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015c).101
Abbildung 4.12	Der Übergang zum verdünnt-ähnlichen Strömungszustand in der Strahlschicht mit der Anlagentiefe β von 0,2 m. Bedingungen: $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ -Partikel mit $d_{50,3} = 1,77$ mm, Bettmasse $m_{\text{Bett}} = 3,5$ kg, prismatischer Winkel $\theta = 80^\circ$, Spaltweite $b = 3$ mm.....103
Abbildung 5.1	Momentaufnahmen des Partikelströmungsmusters bei Einsprühung von reinem Wasser in die Strahlschicht. (a) Trockenzustand, (b) Sprühdrate von 7,3 ml/min und (c) von 22,2 ml/min. Der zeitliche Abstand zwischen den Aufnahmen beträgt 0,2 s.....107
Abbildung 5.2	Frequenzspektren des Gasdruckverlusts bei Einsprühung von reinem Wasser in die Strahlschicht bei verschiedenen Sprühdraten.....108
Abbildung 5.3	Verhalten der Strahlschicht bei Einsprühung von reinem Wasser mit verschiedenen Sprühdraten. (a) Gemessener Verlauf der Temperatur und der relativen Luftfeuchtigkeit im Bereich des Gasaustritts bei der Sprühdrate von 4,7 ml/min, (b) von 7,3 ml/min, (c) von 22,2 ml/min, (d) die Amplitude der Druckschwankungen in Abhängigkeit von der Sprühdrate und (e) die zeitliche Entwicklung der Amplitude der Druckschwankungen bei der Sprühdrate von 22,2 ml/min. Optimierte Anlagengeometrie mit $\theta = 80^\circ$ und einem Paar von Steigplatten, Anlagentiefe β : 0,1 m, Spaltweite: 3,5 mm, Luftvolumenstrom: 0,046 m ³ /s, Düsenluftvolumenstrom: 0,001 m ³ /s, Partikelbett: 1,75 kg Glaspartikeln mit $d_{50,3} = 1,74$ mm.109
Abbildung 5.4	Der Verlauf des effektiven Restitutionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Kollisionsgeschwindigkeit bei verschiedenen Dicken des Wasserfilms. (a) Für Glaspartikel mit $d_{50,3} = 1,06$ mm, (b) für Glaspartikel mit $d_{50,3} = 1,74$ mm (Modifizierte Abbildung aus Crüger u. a. 2016).....112
Abbildung 5.5	Der Einfluss der adhäsiven Kraft auf den Partikel-Wand-Stoß in DEM-Simulationen in Abhängigkeit von Kohäsionsenergiedichte k und der Kollisionsgeschwindigkeit für Kollisionen von Glaspartikeln ($d_{50,3} = 1,06$ mm) mit einer Glasplatte. (a) Verlauf des Restitutionskoeffizienten mit dem Hertz-Mindlin-Tsuji-Modell (HMT-Modell) für Trockenkollisionen ($k = 0$ J/m ³) und einer Kombination des HMT-Modells mit dem Modell der linearen Kohäsion; (b) Relative Abweichung des effektiven Restitutionskoeffizienten aus der Simulation mit $k = 5,5 \cdot 10^8$ J/m ³ von experimentellen Daten (Dicke des Wasserfilms von 100 µm); (c) aus der Simulation mit $k = 5,82 \cdot 10^8$ J/m ³ von experimentellen Daten (Dicke des Wasserfilms von 200

	μm). DEM-Zeitschritt von 10^{-7} s und Restitutionskoeffizient $e = 0,97$ im HMT-Modell sind bei allen Simulationen konstant.....116
Abbildung 5.6	Der Einfluss der adhäsiven Kraft auf den Partikel-Wand-Stoß in DEM-Simulationen für Glaspartikel mit $d_{50,3} = 1,74$ mm aus Crüger u. a. (2016). (a) Der Verlauf des Restitutionskoeffizienten simuliert mit HMT-Modell für Trockenkollisionen ($k = 0$ J/m ³) und einer Kombination des HMT-Modells mit dem Modell der linearen Kohäsion (Parameter: DEM-Zeitschritt von 10^{-7} s, Restitutionskoeffizient $e = 0,96$); (b) ein beispielhafter Verlauf des Restitutionskoeffizienten simuliert mit dem JKR-Modell bei verschiedenen DEM-Zeitschritten (Simulationsparameter: Oberflächenenergie $\gamma_s = 765$ J/m ² , Restitutionskoeffizient $e = 0,96$).....117
Abbildung B1	Der Druckverlust der leeren Anlage in Abhängigkeit vom Luftvolumenstrom $\dot{V}_L$ und Spaltweite b für die Anlage mit der Tiefe β von 0,1 m.123
Abbildung B2	Druckfluktuationen in der leeren Anlage mit der Tiefe β von 0,1 m bei verschiedenen prismatischen Winkeln Θ und Spaltweiten b124
Abbildung C1	Positionierung der Steigplatten. (a) In einer "Zwei-Platten"-Anordnung, (b) in einer "Vier-Platten"-Anordnung. Die jeweiligen Abmessungen sind in Tabellen 4.1 und Tab. 4.2 spezifiziert. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015b).....126

Tabellen

Tabelle 2.1	Eigenschaften der in Untersuchungen unter trockenen Bedingungen verwendeten Partikeln.....28
Tabelle 2.2	Einstellungen und -parameter für die Strömungssimulationen.39
Tabelle 2.3	Simulationsparameter für den Freifallversuch.....57
Tabelle C1	Kontante Positionen und Abmessungen der Steigplatten in der Anlage mit dem prismatischen Winkel von 80°124
Tabelle C2	Positionierung der Steigplatten in der Anlage mit dem prismatischen Winkel von 80° und der Tiefe von 0,1 m.125
Tabelle C3	Positionierung der Steigplatten in der Anlage mit dem prismatischen Winkel von 80° und der Tiefe von 0,2 m.126

Symbolverzeichnis

Symbol	Bezeichnung	Einheit
A_k	Kontaktfläche	m^2
Ar	Archimedes-Zahl	-
a	Kantenlänge	m
a_k	Kontaktradius	m
b	diskrete Zeit	-
D	Korrelationsdimension	-
d_{in}	Gaseingangsdurchmesser	m
d_p	Partikeldurchmesser	m
e	Stoßzahl (od. Restitutionskoeffizient)	-
E	Elastizitätsmodul	Pa
E_{diss}	Dissipationsenergie	J
E_{kin}	kinetische Energie	J
F	Fourier-Transformierte	a. u.
F_c	Kontaktkraft	N
F_g	Gewichtskraft	N
f	Frequenz, allgemein	Hz
f_s	Aufnahmefrequenz	fps
f_c	systemtypische Frequenz	Hz
f_s	Messfrequenz	Hz
G	Schubmodul	Pa
g	Erdbeschleunigung	m/s^2
H	Spaltweite-Betthöhe-Größenverhältnis	-
h	Höhe des Gaseingangs (od. Spaltweite)	mm
H_{app}	Gesamthöhe des Apparates	m
H_{fr}	Höhe der quaderförmigen Apparatezone (engl.: freeboard)	m
H_{pl_bottom}	vertikale Position des unteren Paares der Steigplatten	mm
h_{pl_bottom}	Höhe einer unteren Steigplatte	mm
H_{pl_top}	vertikale Position des oberen Paares der Steigplatten	mm
h_{pl_top}	Höhe einer oberen Steigplatte	mm
H_{st}	Höhe der Partikelschicht im Ruhezustand	mm
$\bar{I}_c$	Einheitsmatrix	-
I_i	Massenträgheitsmoment eines Partikels	$kg \cdot m^2$
K	Kolmogorov-Entropie	Bits/s



k	Kohäsionsenergiedichte	J/m ³
k_n, k_t	normale und tangentielle Kontaktsteifigkeiten	N/m
M	Maßstab	-
m	Masse	kg
m_e	Einbettungsdimension	-
max STD	maximale Standardabweichung des Drucksignals	Pa
N	Anzahl	-
$\vec{n}$	Einheitsvektor in Normalrichtung	-
p, p_g	Gasdruck	Pa
R	Radius	m
Re_i, Re_p	Reynolds-Zahl des Partikels	-
Re_s	Scher-Reynolds-Zahl	-
$Re_{p,in}$	Reynolds-Zahl des Partikels am Gaseingang	-
S_n, S_t	Steifigkeiten der Dämpfungskonstanten	N/m
T	Drehmoment	Nm
T_c	Zykluszeit	s
T_L	Lufttemperatur	°C
$\vec{t}$	Einheitsvektor in Tangentialrichtung	-
u, v	Geschwindigkeit	m/s
u_{mf}	minimale Fluidisationsgeschwindigkeit	m/s
u_{ms}	minimale Gasgeschwindigkeit für die Initiierung des Strahlschichtzustands	m/s
$v_{g,in}$	Gasgeschwindigkeit im Spalt	m/s
V	Volumen	m ³
W_{pl_bottom}	Abstand zwischen den unteren Steigplatten	mm
W_{pl_top}	Abstand zwischen den oberen Steigplatten	mm

Griechische Buchstaben

α	Breite der Anlage	m
β	Tiefe der Anlage	m
β_D	Impulsaustauschkoeffizient	kg/(m ³ s)
Δ	Differenz	-
δ	Überlappung	m
$\varepsilon, \varepsilon_g$	Gasvolumenfraktion, Porosität	-
ϕ_{rel}	relative Luftfeuchtigkeit	%
γ	Neigungswinkel einer unteren Steigplatte	°
γ_s	Oberflächenenergie	J/m ²
η	Dämpfungskonstante	Ns/m
λ_g	Volumenviskosität des Gases	kg/(m·s)
μ_s	statischer Reibungskoeffizient	-



μ_r	Rollreibungskoeffizient	-
μ_g	dynamische Gasviskosität	kg/(m·s)
ν	Querkontraktionszahl	-
ν_g	kinematische Gasviskosität	m ² /s
ρ	Dichte	kg/m ³
τ	Zeitverschiebung	s
$\bar{\tau}$	Spannungstensor	Pa
θ	prismatischer Winkel	°
ω	Wirbelstärke	1/s
ω_p	Winkelgeschwindigkeit des Partikels	1/s

Tiefgestellte Indizes

bett	Gesamtheit der Partikel in der Anlage
c	Kontakt
coll	Kollision
d	Dämpfung
cell	CFD-Zelle
diss	Dissipation
eff	effektiv
eq	äquivalent
g	Gas
i, j	Partikel, Kontaktpartner
in	Gaseingang (engl.: inlet)
kin	kinetisch
mittl	gemittelt
n	normal
r	Roll-
reb	Abprall (engl.: rebound)
p	Partikel
st	statisch
t	tangential
vert	vertikal
w	Wand

Abkürzungen

CAD	computerunterstütztes Konstruieren (engl.: Computer Aided Design)
CFD	numerische Strömungsmechanik (engl.: Computational Fluid Dynamics)
DEM	Diskrete Elemente Methode
DCT	Deterministische Chaostheorie
DFT	Diskrete Fourier-Transformation



DPM	Discrete Particle Model, Euler-Lagrange-Ansatz
FFT	Schnelle Fourier-Transformation (engl.: Fast Fourier Transform)
fps	Bilder pro Sekunde (engl.: frames per second), Einheit der Bildrate
HMT	Hertz-Mindlin-Tsuji-Modell
JKR	Johnson-Kendall-Roberts-Modell
LK	Modell der linearen Kohäsion
PF	Power-Funktion
STD	Standardabweichung (engl.: standard deviation)
TFM	Two Fluid Model, Euler-Euler-Ansatz
2D	zweidimensional
3D	dreidimensional

1 Einleitung

Feststoffe in Partikelform (verschiedene Pulver, Granulate oder Agglomerate) sind ein wichtiger Bestandteil unseres Alltags. Es existieren zahlreiche technologische Möglichkeiten zur Erzeugung und Behandlung von Partikeln. Bezüglich der Methode des Einbringens der Bewegungsenergie in ein Partikelkollektiv kann zwischen einem rein mechanischen Eintrag (wie z.B. in Mischern oder Granuliertellern) und einer durch die Energie eines Prozessgases induzierten Fluidisation von Partikeln unterschieden werden. Eine Strahlschicht (engl.: spouted bed) wurde bei Mathur und Gishler im Jahre 1954 als eine Technik, bei der ein besonders intensiver Kontakt eines Gases (oder einer Flüssigkeit) mit grobkörnigen Partikeln einer einheitlichen Korngröße realisiert werden kann, eingeführt (Mathur und Gishler 1954). Die Strahlschicht stellte seinerzeit eine neuartige Methode der Gas-Partikel-Kontaktierung dar und war als eine bessere Alternative zur Partikelfluidisation in konventionellen Wirbelschichten für die Behandlung von grobkörnigen und kohäsiven (befeuchteten) Partikeln gedacht (Mathur und Gishler 1954, 1955a). Die erste erfolgreiche Anwendung der Strahlschichttechnologie war die Trocknung von Weizenkörnern (Mathur und Gishler 1955b).

Eine Strahlschicht unterscheidet sich von einer Wirbelschicht im Wesentlichen in der Methode der Gaseinführung und im Bewegungsmuster der Partikel. In einer Wirbelschicht wird das Gas ins Partikelbett üblicherweise über einen perforierten Verteilerboden mit vielen kleinen Öffnungen eingeführt. Erreicht die Gasgeschwindigkeit in der Anlage die sogenannte minimale Fluidisationsgeschwindigkeit u_{mf} (engl.: minimum fluidization velocity) entsteht eine komplexe und chaotische Partikelbewegung. Zudem ist ein Blasenverhalten typisch. In einer Strahlschicht wird das Gas in das Partikelbett über eine zentrale Öffnung oder wenige Öffnungen eingebracht. Bei dieser Methode der Gaseinführung kann eine kontinuierliche Zirkulation von Partikeln (sogenannter Strahlschichtzustand) in der Anlage erzielt werden (Abb. 1.1). Diese erwies sich als eine sehr vorteilhafte Art der Partikelströmung für die Durchführung von vielen Prozessen mit Feststoffen und fand eine vielfältige industrielle Anwendung. Die bis dato berichteten Anwendungen umfassen u.a.: die Kühlung und Erwärmung, Mischung, Trocknung, Verbrennung, Vergasung, Pyrolyse, katalytische und elektrochemische Reaktionstechnik, Beschichtung, Sprühgranulation und Agglomeration. Eine Übersicht der Anwendungsmöglichkeiten kann in Epstein und Grace (2011) gefunden werden.

Das Strömungsverhalten von Partikeln in der Strahlschicht ist immer noch Gegenstand intensiver Forschung. Epstein und Grace berichteten bereits im Jahre 2011, dass die Anzahl der wissenschaftlichen Publikation und Patente zum Thema „Strahlschicht“ 1300 überstieg (Epstein und Grace 2011). Aufgrund dessen ist es kaum möglich, alle Aspekte, die Strahlschichten anbelangen, in dieser Einleitung darzustellen. Für einen interessierten Leser wird für weitere Informationen auf die Übersichtbücher von Mathur und Epstein (1974) und von Epstein und Grace (2011), die sich mit dem Thema „Strahlschicht“ sehr eingehend befassen, verwiesen. Im Nachfolgenden

wird auf die Aspekte, die im Rahmen dieser Arbeit von einer besonderen Relevanz sind, näher eingegangen. Dies sind:

- (i) Die Strömungsart und die -stabilität der Strömung,
- (ii) die Bauarten, mit denen ein stabiler Strahlschichtzustand erreicht werden kann sowie der Einfluss von internen Einbauten,
- (iii) die numerischen Untersuchungen an Strahlschichten,
- (iv) die prismatische Anlagengeometrie.

1.1 Partikelströmung in Strahlschichten

In der Abbildung 1.1 wird schematisch das typische zirkulierende Strömungsmuster in einer klassischen konisch-zylindrischen Strahlschicht gezeigt. Das Gas wird in die Anlage durch einen vertikalen Gaseingang eingeführt. Erreicht die Gasgeschwindigkeit einen bestimmten Wert, entsteht zunächst ein Hohlraum über dem Gaseingang. Wird die Gasgeschwindigkeit weiter erhöht und erreicht die partikel- und apparatespezifische Gasgeschwindigkeit u_{ms} (engl.: minimum spouting velocity), expandiert der Hohlraum über die Höhe der gesamten Partikelschüttung (sogenannte Betthöhe), und es bildet sich ein zentraler Strahl (engl.: spout) mit einer aufwärts gerichteten verdünnten Gas-Partikel-Strömung.

Die Partikel aus der Ringzone, die den Strahl umschließt, werden durch das Gas mitgerissen und aufwärts beschleunigt. Unter der Einwirkung der Schwerkraft werden sie allmählich abgebremst, ändern ihre Bewegungsrichtung im Fontänenbereich und fallen erneut auf das Partikelbett in der Ringzone. In der Ringzone rutschen sie langsam als eine bewegte Schüttung abwärts, um in einem weiteren Zyklus erneut vom Strahl erfasst und aufwärts beschleunigt zu werden.

Dieser Strömungszustand ist stabil, wenn diese drei Strömungsbereiche stabile Formen aufweisen und die Partikel die Bereiche immer wieder durchlaufen. Dadurch besitzen die Partikel ähnliche Trajektorien, translatorische und Rotationsgeschwindigkeiten sowie ähnliche Verweilzeiten in jeweiligen Strömungsbereichen und sind ähnlichen mechanischen Belastungen ausgesetzt. Es ist dann naheliegend, dass ein solcher Strömungszustand zu einer sehr guten Produkthomogenität führen sollte (Rocha und Taranto 2011). Dies kann beispielweise anhand eines Beschichtungsprozess bei Einsprühung eines Beschichtungsmittels (Suspension, Lösung oder Schmelze) durch eine Düse verdeutlicht werden: Erfolgt die Einsprühung von unten (engl.: bottom spray), werden die in der Anlage zirkulierenden Partikel immer wieder im Strahlbereich mit der eingesprützten Flüssigkeit benetzt, im Fontänenbereich getrocknet und in den Rückflusszonen wieder in den Strahlbereich transportiert, wo im nächsten Zyklus eine weitere Schicht aufgebracht wird.

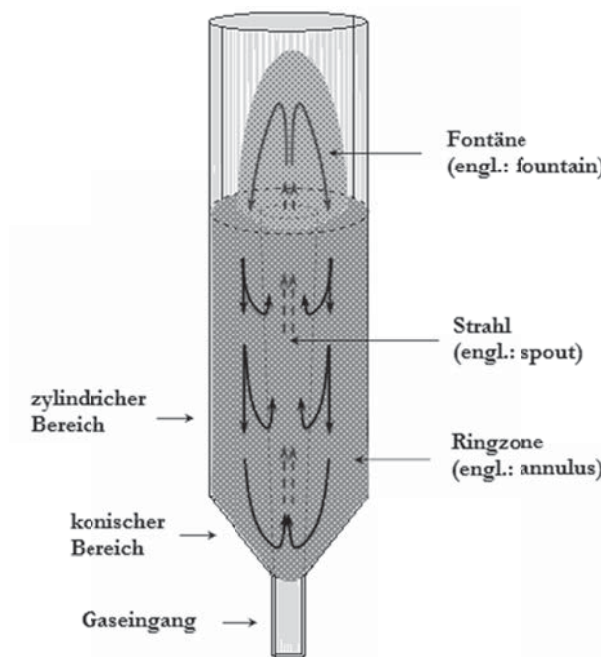


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der Geometrie und Partikelbewegung in der konisch-zyklindrischen Strahlschicht nach Mathur und Gishler (1954).

Diese Art der kontinuierlichen zirkulierenden Partikelströmung entsteht allerdings nur in einem begrenzten Bereich von Betriebsbedingungen, Partikeleigenschaften und geometrischen Verhältnissen der Anlage. Außerhalb dieses Bereichs wird die Stabilität des Strahlschichtzustands beeinträchtigt, d.h. die Zirkulationsbewegung von Partikeln verliert an Kontinuität und Gleichmäßigkeit, oder es treten unterschiedliche Fluidisationszustände von geringerer Qualität auf. Mathur und Epstein (1974) wiesen darauf hin, dass in den konisch-zyklindrischen Strahlschichten das Auftreten eines Strahlschichtzustands und die Strömungsstabilität von folgenden Parametern abhängig sind:

(i) *die statische Höhe des Partikelbetts*

Der Strahlschichtzustand tritt nur in einem begrenzten Bereich von Füllhöhen des Bettmaterials in der Anlage auf. Dieser Wert liegt zwischen den maximal und minimal zulässigen statischen Betthöhen (engl.: minimum und maximum spoutable bed heights oder depths),

(ii) *die Gasgeschwindigkeit*

Der Strahlschichtzustand tritt nur in einem begrenzten Bereich zwischen der minimalen Gasgeschwindigkeit für die Initiierung des Strahlschichtzustands und einer maximal zulässigen Gasgeschwindigkeit (engl.: minimum und maximum spouting velocities) auf,

(iii) *der Winkel des konischen Apparateils*

In den konisch-zylindrischen Anlagen kann bei den meisten Feststoffen nur bei Winkeln, die größer als 40° sind, ein stabiler Strahlschichtzustand erreicht werden,

(iv) *das Verhältnis des Durchmessers des zylindrischen Apparateils zum Durchmesser des Gaseingangs D/D_{in} und das Verhältnis des Durchmessers des Gaseingangs zum Partikeldurchmesser D_{in}/d_p*

Um einen stabilen Strahlschichtzustand in einer konisch-zylindrischen Strahlschicht zu erreichen, muss die Bedingung $D/D_{in} \times D_{in}/d_p \leq 300$ erfüllt sein (Grace und Lim 2011). Bei den für die Strahlschicht typischen Partikelgrößen ergibt sich somit ein maximaler Durchmesser des zylindrischen Apparateils von etwa 1 m. Dies schränkt die Skalierbarkeit und somit die industrielle Anwendung der konventionellen konisch-zylindrischen Strahlschicht erheblich ein.

(v) *die Feststoffeigenschaften, wie Partikelgröße, Größenverteilung, Dichte und Oberfläche*

Geldart (1973) klassifizierte das Fluidisationsverhalten von Partikeln in Abhängigkeit der Größe und Dichte und unterteilte die Partikel in die Klassen A, B, C und D. Relativ große und schwere Partikel, mit denen stabile Strahlschichtzustände erzielt werden können, sind der Klasse D zuzuordnen. Epstein und Grace (2011) grenzten die Anwendbarkeit der Strahlschicht auf den Größenbereich von $0,6 - 6 \text{ mm}^1$ und enge Verteilungen der Partikelgröße ein. Wenn eine Strahlschicht mit kohäsiven oder feuchten Partikeln betrieben wird, ist das Auftreten des stabilen Strahlschichtzustands zusätzlich durch interpartikuläre Kohäsionskräfte limitiert. Schneider und Bidgwater (1993) schränkten den Bereich, in dem ein stabiler Strahlschichtzustand erreicht werden kann, durch einen maximal zulässigen Flüssigkeitsgehalt (engl.: maximum spoutable liquid content) ein.

1.2 Bauarten der Strahlschicht

Aufgrund der anwendungstechnisch sehr interessanten Strömungsart in einer Strahlschicht und der begrenzten Skalierbarkeit der klassischen konisch-zylindrischen Anlage wurden in vergangenen Jahrzehnten erhebliche Bemühungen bezüglich der Entwicklung von anderen Geometrien des Apparates, mit denen der stabile Strahlschichtzustand erzielt werden kann, vorgenommen.

Die Partikel- und Gasdynamik in den entwickelten Geometrien unterscheiden sich zum Teil vom Verhalten der konisch-zylindrischen Strahlschicht signifikant, sodass die meisten Erkenntnisse, die an der konisch-zylindrischen Geometrie gewonnen wurden, zumindest quantitativ, selten auf andere Geometrien übertragbar sind. Beispielweise sind Korrelationen, die für die Mindestgeschwindigkeiten für die Initiierung des Strahlschichtzustands u_{ms} entwickelt wurden (z.B. in Bi 2011), stets geometrieabhängig, d.h. sie sind nur für die untersuchte Strahlschichtgeometrie gültig.

¹ Hier ist der stabile Strahlschichtzustand im „dichten“ Strömungsbereich (bei einem substantiell hohen statischen Bett) gemeint. Es liegen einige Berichte für die Anwendung von Strahlschichten im „verdünnten“ Strömungsbereich mit deutlich feineren Partikeln für einige Spezialanwendungen vor. Auf den Strahlschichtzustand im verdünnten Strömungsbereich wird in Kap. 1.3 eingegangen.

Abgesehen vom zirkulierenden Strömungszustand, der logischerweise in jeder Strahlschichtanlage erreichbar sein muss, unterscheiden sich verschiedene Bauarten in den Strömungszuständen, die außerhalb des Existenzbereichs des Strahlschichtzustands auftreten, sowie in der Gasdynamik. Dies begründet unter anderem die hohe Anzahl an Publikationen zum Thema „Strahlschicht“.

Abbildung 1.2 zeigt eine Übersicht von einigen Geometrien, die bereits eine industrielle Anwendung fanden oder noch Gegenstand der Forschung sind. Die abgebildeten Geometrien können in Strahlschichten mit einem Kreis- (Abb. 1.2 a-c) oder mit einem Rechteckquerschnitt (Abb. 1.2 d-f) unterteilt werden. Weiterhin können bei den Geometrien mit einem Rechteckquerschnitt in Abhängigkeit von der Anlagentiefe pseudo-2D- (Abb. 1.2 d, e) und 3D-Anlagen (Abb. 1.2 f) unterschieden werden. Bei den Geometrien mit einem flachen Boden (Abb. 1.2 b, d) entstehen in bodennahen Bereichen sogenannte Totzonen, in denen keine Partikelzirkulation auftritt. Diese Zonen können am einfachsten durch abgeschrägte Wände im unteren Anlagenteil (Abb. 1.2 a, e und f) eliminiert werden. Eine weitere Möglichkeit zur Vermeidung von Totzonen besteht in einer separaten Gaszufuhr durch zusätzliche Siebböden, wie es in Abb. 1.2 (b) für eine vollzylindrische und in Abb. 1.2 (d) für eine pseudo-2D-Anlage anhand von roten Pfeilen schematisch angedeutet wird. Auf diese Weise werden Partikel in den seitlichen dichten Bereichen zusätzlich fluidisiert. Diese Anlagenkonfigurationen werden als Strahl-Wirbelschichten (engl.: spout-fluidized oder spout-fluid beds) bezeichnet (Sutkar 2013a).

Eine weitere Modifizierung der Strahlschichtgeometrie, die sich vorteilhaft auf die Partikelströmung auswirken kann, stellt das Einbringen von internen Einbauten in die Anlage dar. Die am meisten untersuchten Konfigurationen der Einbauten sind verschiedene Steigrohre und -platten. Die Installation von Steigrohren verändert die Strahlschichtdynamik merklich. Das Strömungsmuster, die minimale Gasgeschwindigkeit für die Initiierung des Strahlschichtzustands u_{ms} , der Betriebsdruckverlust sowie die Verweilzeiten der Partikel und die Verteilung der Gasphase in den verschiedenen Apparatezonen werden beeinflusst (Altzibar u. a. 2013). Das Einbringen von Steigrohren in eine Strahlschicht mit einem Kreisquerschnitt verbessert die Stabilität der Strömung von feinen Partikeln (Hattori und Takeda 1978) und erhöht die maximal zulässige statische Betthöhe (Altzibar u. a. 2013). Die meisten Untersuchungen zum Einfluss von Einbauten wurden bisher an der vollkonischen Anlagenkonfiguration (grau hervorgehoben in Abb. 1.2 c) durchgeführt. In einer vollkonischen Strahlschicht liegt die statische Betthöhe im Gegensatz zu einer klassischen konisch-zylindrischen Strahlschicht stets innerhalb des konischen Anlagenteils. Verschiedene Einbauten, wie Vollmaterial-, poröse und sogenannte offenseitige Steigrohre wurden angewendet (Altzibar u. a. 2008, 2009, 2013, Abb. 1.2 g-i). Ein offenseitiges Steigrohr (engl: open sided draft tube) besteht aus mehreren Ringen, die vertikal übereinander angeordnet sind (Abb. 1.2 i). Eine konische Strahlschicht, die mit einem offenseitigen Steigrohr nachgerüstet wird, eignet sich im Vergleich zu Anlagen mit den anderen Steigrohrkonfigurationen besonders gut für eine intensive Kontaktierung zwischen der Partikel- und der Gasphase.

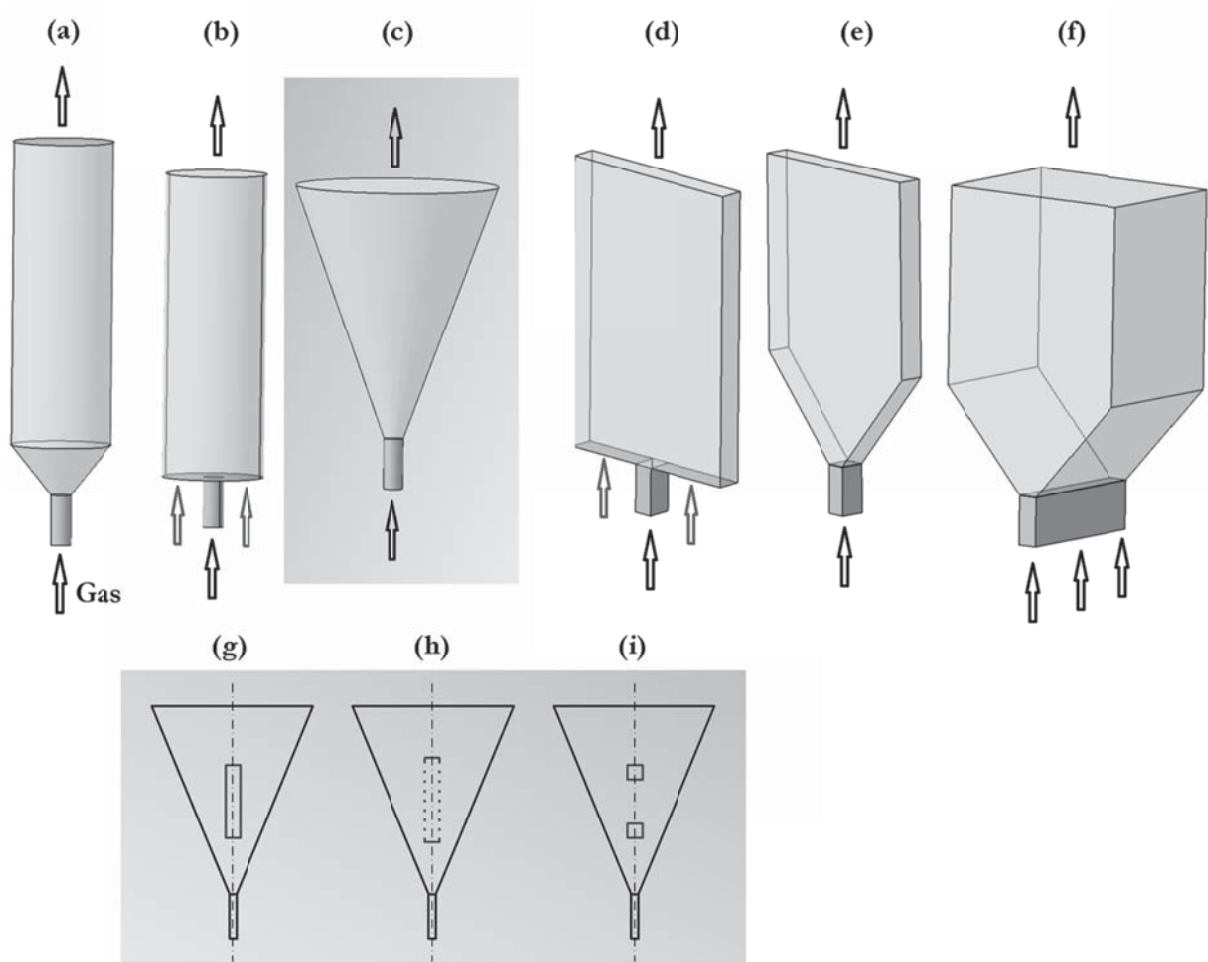


Abbildung 1.2: Bauarten von Strahlschichten: (a) konisch-zylindrisch, (b) vollzylindrisch und (c) vollkonisch; (d) pseudo-2D-Anlage, (e) pseudo-2D-Anlage mit prismatischer Prozesskammer und (f) die 3D-Konfiguration mit einer prismatischen Prozesskammer und einem vertikalen spaltförmigen Gaseingang (engl.: slot-rectangular). Steigrohre in vollkonischen Strahlschichten: (g) Vollmaterialrohr, (h) poröses und (i) offenseitiges Rohr (engl.: open sided draft tube).

Für diese Anordnung wurde z.B. im Vergleich zu der Konfiguration mit einem Vollmaterialrohr eine deutlich verbesserte Trocknungsleistung festgestellt (Altzibar u. a. 2008). Der Grund ist die verbesserte Querströmung der Partikel aus der Ringzone in den Strahlbereich und der Gasphase vom Strahl in die Ringzone. Dies führt zu höheren Feststoffzirkulationsraten und zur besseren Verteilung der Gasphase im Bett.

Das Einsetzen der internen Einbauten in Form von Steigplatten in pseudo-2D und 3D-Betten mit einem Rechteckquerschnitt und einem vertikalen Gaseingang (engl.: slot rectangular) wurde von Kalwar u. a. (189, 1992 und 1993) und Luo u. a. (2004) untersucht. Luo u. a. (2004) berichteten Probleme bezüglich der Strömungsstabilität in dieser Anlagenkonfiguration, betonten aber, dass die Strahlschicht mit einem Rechteckquerschnitt und Steigplatten eine vielversprechende

Konfiguration darstellt. Eine detailliertere Übersicht über die weiteren Untersuchungen zum Einfluss von Steigrohren und -platten kann in Grbavcic u. a. (2011) gefunden werden.

Die prismatische Geometrie, die in dieser Arbeit untersucht wurde, kann der Familie der 3D-Anlagen mit einem Rechteckquerschnitt (engl.: slot-rectangular spouted beds, Abb. 1.2f) zugeordnet werden. In Nachfolgendem wird das Strömungsverhalten dieser Strahlschichtform kurz erläutert.

Wie bereits in Kap. 1.1 erwähnt, müssen für das Erreichen eines stabilen Strahlschichtzustands in der konventionellen konisch-zylindrischen Strahlschicht mehrere Bedingungen erfüllt werden (Grace und Lim 2011), die die Skalierbarkeit und somit die industrielle Anwendung der Strahlschicht erheblich einschränken. Um eine verbesserte Skalierbarkeit der Strahlschicht zu erreichen, schlug Mujumdar (1984) vor, die Anlage nicht mit einem achsensymmetrischen sondern mit einem Rechteckquerschnitt auszuführen. Die Skalierung sollte dann nicht wie bei den Anlagen mit einem Kreisquerschnitt durch eine Vergrößerung des Anlagendurchmessers, sondern durch eine Erhöhung der Apparattiefe bei sonst unveränderten Anlagendimensionen (vergl. Abb. 1.2 e und f) erreicht werden (Mujumdar 1984, Passos u. a. 1993, Kalwar u. a. 1993). Solch eine simple Skalierung dieses Anlagentyps kann allerdings nur dann erreicht werden, wenn sich das Strömungsverhalten der Partikel bei der Vergrößerung der Apparattiefe von einer Anlage kleiner Tiefe (wie eine pseudo-2D-Geometrie in Abb. 1.2e) zu einer Anlage mit einer „substantiellen“ Tiefe nicht signifikant verändert. Dies ist allerdings laut Grace und Lim (2011) nicht immer der Fall. Die Veränderungen im Strömungsverhalten bei einer Erhöhung der Anlagentiefe wurden bei Freitas u. a. (2000) nachgewiesen. Sie untersuchten das Strömungsverhalten in Anlagen mit dem Rechteckquerschnitt und einem vertikalen Gaseingang bei der Erhöhung der Apparattiefe von einem pseudo-2D-Fall bis zu einer Tiefe von 0,1 m. Signifikante Veränderungen im Strömungsverhalten wurden festgestellt: bei der Vergrößerung der Apparattiefe nahm die Mindestgeschwindigkeit für die Initiierung des Strahlschichtzustands u_{ms} mit der Anlagentiefe im untersuchten Tiefenbereich ab und es traten neue Strömungszustände, die in einer pseudo-2D-Anlage nicht beobachtet wurden, auf.

Aus diesem Grund wurde in dieser Arbeit der Einfluss der Apparattiefe auf das Strömungsverhalten der Partikel in einer prismatischen Strahlschicht, die zwar auch einen Rechteckquerschnitt aber ein unterschiedliches Design des Gaseingangs aufweist, ebenfalls untersucht. Der pseudo-2D-Fall mit einer sehr kleinen Tiefe wurde nicht betrachtet; es wurden Geometrien mit den Tiefen von 0,1 m und 0,2 m miteinander verglichen.

1.3 Verdünnte Strahlschicht

Der oben beschriebene Strahlschichtzustand ist ein stabiler Strömungszustand im „dichten“ Strömungsbereich. Das bedeutet, dass bei dieser Strömungsart ausgedehnte Bereiche der Partikelströmung vorliegen, in denen die Volumenfraktion der Gasphase kleiner als ca. 75-80 % ist. In der Abbildung 1.1 fällt eindeutig der Bereich der Ringzone (annulus), wo sich auch im zeitlichen

Mittel die meisten Partikel im Bett aufhalten, in diese Kategorie. Der „dichte“ Strahlschichtzustand ist allerdings nicht der einzige stabile zirkulierende Strömungszustand, der zumindest in einigen der Anlagengeometrien aus Abb. 1.2 nachgewiesen werden konnte.

Diese zweite stabile Strömungsart in einer Strahlschichtanlage unterscheidet sich signifikant vom Zustand, der im Kap. 1.1 erläutert wurde, und kann als eine Strahlschicht im verdünnten Strömungsbereich oder als eine „verdünnte“ Strahlschicht (engl.: dilute spouted bed) bezeichnet werden. Markowski und Kaminski (1983) entdeckten diesen Strömungszustand in einer achsensymmetrischen Anlage und bezeichneten diese Strömungsart als „jet-spouting“. Wie auch im Strahlschichtzustand im dichten Strömungsbereich erfolgt die Partikelbewegung im Zustand der verdünnten Strahlschicht als eine kontinuierliche und gleichmäßige Partikelzirkulation. Die Voraussetzungen zum Entstehen dieser Strömungsart sind kleine Partikelinventare in der Anlage (engl.: shallow beds) und sehr hohe Gasgeschwindigkeiten (höher als $1,7 u_{ms}$). Die verdünnte Strahlschicht weist im Vergleich zum Strahlschichtzustand im dichten Bereich unterschiedliche hydrodynamische Charakteristiken auf (Markowski und Kaminski 1983): Es sind vor allem eine intensivere Partikelbewegung und kurze Zirkulationszyklen von Partikeln in der Anlage (ca. 0,5 s/Zyklus statt ca. 100 s/Zyklus in einem „klassischen“ Strahlschichtzustand) sowie eine sehr hohe Bettexpansion. Die Volumenfraktion der Gasphase ist hoch ($> 0,85$ nach Markowski und Kaminski 1983 und $> 0,75$ nach Olazar u. a. 2011). Die einzelnen Strömungsbereiche einer Strahlschicht (spout, fountain und annulus) sind bei einer verdünnten Strahlschicht nicht klar voneinander zu unterscheiden, da alle drei Strömungsbereiche ähnliche Gasvolumenfraktionen aufweisen. Das Auftreten dieses Strömungszustands in einem Apparat mit Rechteckquerschnitt wurde von Dogan u. a. (2000) für eine pseudo-2D-Anlage berichtet. Die Voraussetzungen waren ebenfalls kleine Partikelinventare und Gasgeschwindigkeiten höher als etwa $2 u_{ms}$.

Die verdünnte Strahlschicht eignet sich ebenfalls für die Behandlung von leichten und feinen Partikeln, wenn die Anlage entsprechend konstruiert wird. Alnaif u. a. (2012), Brandt u. a. (2013) und Wolff u. a. (2014) berichten über die Verwendung einer Strahlschicht zur Beschichtung und Granulation von sehr leichten Aerogel-Partikeln sowie von vollkeramischen und vorstrukturierten Keramik-Polymer-Partikeln mit den Korngrößen im μm -Bereich für pharmazeutische und materialwissenschaftliche Anwendungen. Die dabei verwendeten Strömungszustände können wegen der zirkulierenden Partikelbewegung bei einer sehr hohen Bettausdehnung und hohen Gasvolumenfraktionen der verdünnten Strahlschicht zugeordnet werden.

1.4 Fluidodynamik von Strahlschichten

Abbildung 1.3 (a) zeigt schematisch den typischen Verlauf des Druckverlusts der Gasphase in einer vollkonischen Strahlschicht in Abhängigkeit von der Gasgeschwindigkeit nach Olazar u. a. (1992, 2011). Bei kleinen Gasgeschwindigkeiten liegt das Partikelbett im statischen Zustand (Festbett) vor, und der Druckverlust steigt mit der Gasgeschwindigkeit steil an. Bei der Erhöhung der Geschwindigkeiten bildet sich zunächst ein Hohlraum über dem Gaseingang mit einer internen Partikelzirkulation. Wird die Gasgeschwindigkeit weiter erhöht, nimmt der Druckverlust

weiter zu, bis der Hohlraum sich über die ganze Partikelbetthöhe ausdehnt und als ein Gas-Partikel-Strahl das Bett „durchbricht“. Unmittelbar nach diesem Durchbruch nimmt der Druckverlust stark ab, und der Strahlschichtzustand wird initiiert. Auf diese Weise entsteht im Verlauf des Druckverlusts ein hoher Initiierungsspeak, der für alle Strahlschichten typisch ist. Der initiierte Strahlschichtzustand mit seiner typischen kontinuierlichen und gleichmäßigen Partikelzirkulation bleibt allerdings nur in einem begrenzten Bereich der Gasgeschwindigkeit konsistent. Anschließend erfolgt eine Destabilisierung der Partikelströmung; die Partikelströmung verhält sich im Strahlbereich und der Ringzone nach Olazar u. a. (1992) „verworren“ (engl.: confused). Es ist nicht ganz klar, was damit gemeint ist; es kann vermutlich als ein Verlust an Formkonstanz der Strömungsbereiche interpretiert werden. Nach dem Passieren dieses instabilen Übergangsbereichs, wo das Partikelbett sich signifikant ausdehnt und der Druckverlust weiter sinkt, wird der stabile Strömungszustand der verdünnten Strahlschicht erreicht, wo erneut eine gleichmäßige und kontinuierliche Partikelzirkulation erfolgt. Entsprechend der Abbildung 1.3 (a) kann das Partikelbett in einer vollkonischen Strahlschichtanlage in fünf Strömungszuständen vorliegen: das Festbett, der interne Hohlraum, die Strahlschicht, der instabile Übergangszustand sowie die verdünnte Strahlschicht.

Der Verlauf des Druckverlusts in Abhängigkeit von der Gasgeschwindigkeit ist nur eine der typischen Charakteristiken des Drucksignals in Strahlschichten. Die Partikelströmung in Strahl- und Wirbelschichten wird oft durch Fluktuationen des Gasdrucks bzw. der Gasgeschwindigkeit begleitet. Das Drucksignal enthält dadurch viel mehr Informationen über den Strömungszustand, die allerdings entschlüsselt und mit dem vorliegenden Strömungszustand von Partikeln korreliert werden müssen. Das fluktuierende Verhalten der Gasdynamik ist sehr stark im dichten Strömungsbereich ausgeprägt und kann, wenn die für einen Strömungszustand typische Dynamik der Gasphase bekannt ist, oft für eine Identifizierung des vorliegenden Strömungszustands verwendet werden. Als nutzbare Attribute können dabei die Frequenz und die Amplitude der Fluktuationen sowie die Form des Messsignals dienen. Eine potentielle Anwendung dieser Informationen wäre damit das nicht-visuelle Online-Monitoring sowie die Prozesssteuerung und -regelung. Dies wäre insbesondere bei solchen Prozessen von Vorteil, bei denen sich die Eigenschaften von Partikeln, wie z.B. die Größe und die Dichte, während des Prozesses ändern und sich somit, ohne eine entsprechende Anpassung von Prozessparametern, der Strömungszustand von Partikeln mit der Zeit verändern würde. Dies tritt bei einer Vielzahl von Anwendungen, wie z.B. die Beschichtung oder Agglomeration. In der wissenschaftlichen Literatur werden sehr oft Ergebnisse dargestellt, die auf einer visuellen Beobachtung durch transparente Wände eines experimentellen Aufbaus basieren, wobei eine Identifizierung der einzelnen Strömungszustände und eine Abgrenzung der Zustände voneinander deshalb eher subjektiv sind (Freitas u. a. 2004). Außerdem sind die meisten industriellen Anlagen nicht transparent.

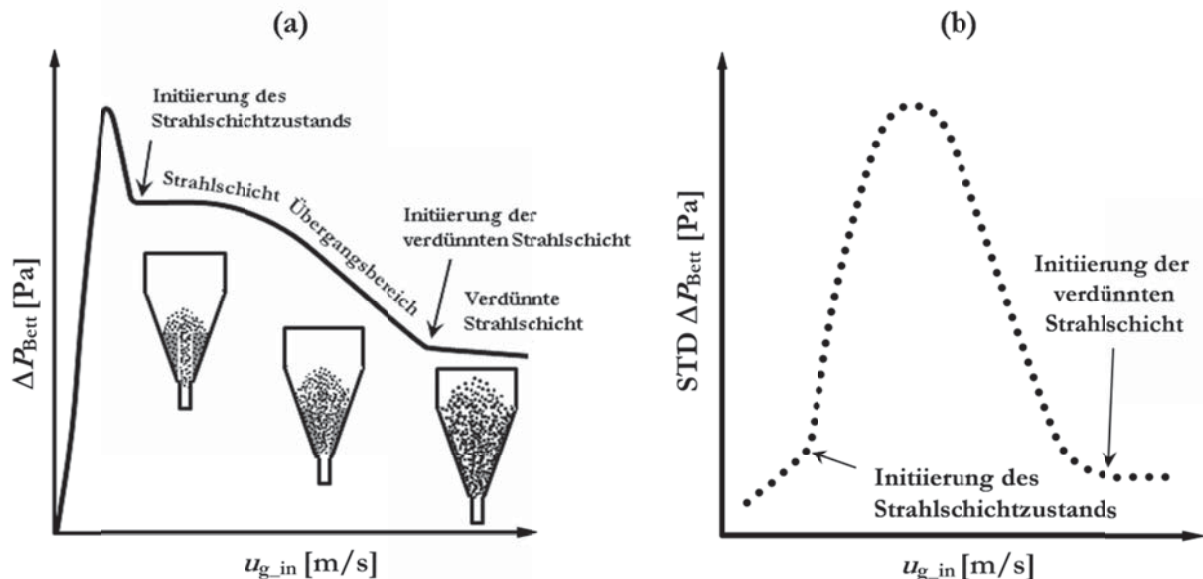


Abbildung 1.3: Verhalten des Gasdrucks in einer konischen Strahlschicht. (a) Verlauf des Druckverlusts in einer vollkonischen Strahlschicht in Abhängigkeit von Gasgeschwindigkeit und Strömungszustände von Partikeln nach Olazar u. a. (2011); (b) Abhängigkeit der Amplitude der Druckfluktuationen (aufgefasst als Standardabweichung des Drucksignals) und Strömungszustände von Partikeln nach Leu und Pan (2004).

Aus den oben genannten Gründen ist das Verhalten der Druckfluktuationen ein wichtiger Aspekt der Forschung an Strahl- und Wirbelschichten. Einige Abhängigkeiten wurden bereits erkannt. Beispielweise wiesen Leu und Pan (2004) nach, dass in einer konischen Anlage die Amplitude der Druckfluktuationen verwendet werden kann, um die Initiierung des Zustands der verdünnten Strahlschicht zu identifizieren (Abb. 1.3 b). Dafür sollte der Verlauf der Amplitude der Druckfluktuationen in Abhängigkeit von der Gasgeschwindigkeit betrachtet werden. Als Maß für die Amplitude wurde in der Arbeit von Leu und Pan (2004) die Standardabweichung des Messsignals verwendet. Die Initiierung der verdünnten Strahlschicht war mit einer signifikanten Abnahme dieses Wertes verknüpft.

Im dichten Strömungsbereich verwendeten Freitas u. a. (2004), Liu u. a. (2008), Chen (2008), Piskova und Mörl (2008) die schnelle Fourier-Transformation² (engl.: Fast Fourier Transform, FFT) des Druckverlustsignals für die Identifizierung der Strömungszustände in Strahlschichten mit einem Rechteckquerschnitt. Freitas u. a. (2004) berichteten für eine Anlage mit dem Rechteckquerschnitt und einem vertikalen Gaseingang (engl.: slot rectangular spouted bed), dass beim Strahlschichtzustand im dichten Strömungsbereich periodische Druckfluktuationen mit einer Frequenz im Bereich 5-7,5 Hz das Frequenzspektrum dominieren.

Neben der Analyse von Frequenzen und Amplituden wurden auf die Drucksignale aus den Wirbel- und Strahlschichten mehrere Methoden auf der Basis der deterministischen Chaostheorie (DCT) angewandt. Van der Bleek und Schouten (1993) schlugen eine Anwendung von DCT-

² Weitere Informationen sind in Kap. 2.4.1 zu finden.

Methoden für ein verbessertes Design und den Betrieb von konventionellen Wirbelschichten vor. Die Korrelationsdimension und Kolmogorov-Entropie einer Druckverlustzeitreihe bzw. eines aus der Messreihe rekonstruierten Attraktors wurden verwendet, um Strömungszustände zu identifizieren³. Schouten u. a. (1994) haben eine Methode entwickelt, um Zeitreihen mit einem überlagerten weißen Messrauschen mit den Methoden aus der deterministischen Chaostheorie zu behandeln. Bezüglich des Druckverlustverhaltens der Gasphase in Strahlschichten wurden die Form des Attraktors (Piskova und Mörl 2008), die Hurst- und Lyapunov-Exponenten (Freitas u. a. 2004, Oliveira u. a. 2008) sowie die Transinformation aus der Informationstheorie (Oliveira u. a. 2008) angewendet, um verschiedene Strömungszustände mittels des Drucksignals zu identifizieren.

1.5 Befeuchtete Strahlschicht

Zu den häufigsten Anwendungen von Strahlschichten zählen die Trocknung von feuchten Partikeln, die Trocknung von Suspensionen⁴ sowie die Beschichtung und Agglomeration von Partikeln. Bei diesen Verfahren ist entweder eine Flüssigkeit im Partikelbett bereits vorhanden oder wird während des Prozesses eingeführt. Die befeuchtete Strahlschicht kann dabei im Vergleich zur Strahlschicht unter trockenen Bedingungen ein verändertes und deutlich komplexeres Strömungsverhalten aufweisen (Passos und Mujumdar 2000, Xu u. a. 2014, 2015). Die Entstehung und die Stabilität des Strahlschichtzustands hängen vom Gehalt und von den physikalischen Eigenschaften der Flüssigkeit ab (Schneider und Bridgwater 1993, Bancelos u. a. 2007, Xu u. a. 2014).

Die Zugabe der Flüssigkeit kann unterschiedliche Effekte bewirken, von einer Verbesserung im Strömungsverhalten von Partikeln bei einer Addition von kleinen Flüssigkeitsmengen (Nagahashi u. a. 2006) bis zur vollständigen Defluidisation des Partikelbetts durch ein „Zusammenkleben“ von Partikeln bei hohen Mengen (Schneider und Bridgwater 1993). Das veränderte Strömungsverhalten von befeuchteten, kohäsiven Partikeln beeinflusst weiterhin das Verhalten der Gasphase und kann in einem veränderten Frequenzspektrum der Druckfluktuationen resultieren (Oliveira u. a. 2009, Maretto u. a. 2009). Des Weiteren werden die grundlegenden Kenngrößen einer Strahlschicht, wie die maximal zulässige statische Betthöhe und die minimale Gasgeschwindigkeit für die Initiierung des Strahlschichtzustands durch die Anwesenheit einer Flüssigkeit verändert (Xu u. a. 2015).

Die oben aufgelisteten Veränderungen im Bettverhalten sind vor allem auf den Einfluss von zusätzlichen interpartikulären Kräften, wie z.B. Kohäsionskräften, zurückzuführen (Schneider und Bridgwater 1993, Passos und Mujumdar 2000). Das gilt insbesondere für den dichten

³ Weitere Informationen sind in Kap. 2.4.2 zu finden.

⁴ Oft wird eine Suspension von feinen Partikeln einem Bett aus großen inerten Partikeln zugegeben. Die eingesprühte Suspension trocknet auf der Oberfläche von Inertpartikeln aus. Die auf den Oberflächen entstehende Schicht, die aus feinen Partikeln besteht, wird während der Partikel-Partikel- und Partikel-Wand-Kollisionen abgerieben und mit dem Prozessgas ausgetragen. Die feinen Partikel werden anschließend mit einem Zyklon oder Filter gesammelt.

Strömungsbereich der Strahlschicht, in dem im zeitlichen Mittel die meisten Partikel miteinander durch Langzeitkontakte in den Rückflusszonen interagieren. Weiterhin ruft die Anwesenheit von Flüssigkeitsschichten und -tropfen auf den Partikeloberflächen und Apparatewänden eine Veränderung des Kollisionsverhaltens von Partikeln in verdünnten Strömungsbereichen hervor. Die Anwesenheit einer Flüssigkeit im Kontaktbereich zwischen zwei Kollisionspartnern führt zu einer erhöhten Dissipation der kinetischen Energie beim Stoß und somit zu einer Verkleinerung des Restitutionskoeffizienten (Antonyuk u. a. 2009). Die Veränderung des Kollisionsverhaltens von Einzelpartikeln kann das Strömungsverhalten des gesamten Partikelkollektivs beeinflussen, da während eines auf der Partikelfluidisation basierten Prozesses die Partikel untereinander und mit den Apparatewänden selbst in relativ kleinen Laboranlagen durch Milliarden von Kollisionen pro Sekunde interagieren. Zum Beispiel berichteten Fries u. a. (2013) von Kollisionsfrequenzen von bis zu 800-1600 Kollisionen pro Sekunde (in Bezug auf ein Partikelpaar im Bett) und Sutkar u. a. (2013c) von Frequenzen von bis zu 10^8 - 10^9 Kollisionen pro Sekunde (bezogen auf das ganze Partikelbett) in einer Strahl- bzw. in einer Strahl-Wirbelschicht. Van Buijtenen u. a. (2009) zeigten diesen Einfluss auf die Bettdynamik am Beispiel einer Strahl-Wirbelschicht in einer numerischen Studie.

1.6 Numerische Untersuchungen an Strahlschichten

Dank der kontinuierlichen Steigerung der Rechenleistung in den vergangenen Jahrzehnten und erheblichen Fortschritten in der Weiterentwicklung von Modellierungsansätzen gewannen die numerischen Methoden für die Simulation von Wirbel- und Strahlschichten an Bedeutung. Für diese Gas-Partikel-Strömungen werden meistens die sogenannten Euler-Euler- oder Euler-Lagrange-Ansätze verwendet. Diese beiden auf der numerischen Strömungsmechanik basierenden Simulationsmethoden unterscheiden sich im Wesentlichen nur in der Modellierung der Feststoffphase; die Fluidphase wird in beiden Ansätzen als ein Kontinuum betrachtet. Bei den beiden Modellierungsansätzen werden am häufigsten die Finite-Volumen- und die Finite-Differenzen-Verfahren verwendet, um Erhaltungsgleichungen für die Masse, den Impuls und die Energie zu lösen. Zur Beschreibung der Strömung werden die Navier-Stokes-Gleichungen verwendet. Die Gas- und Partikelphase können dabei miteinander über die Widerstands- und Auftriebskräfte wechselwirken. Im Nachfolgenden werden die beiden Ansätze und deren Anwendungen für die Simulation von Strahlschichten dargestellt. Da in dieser Arbeit eine Euler-Lagrange-Methode verwendet wurde, wird der Euler-Euler-Ansatz nur relativ kurz erläutert. Für weiterführende Informationen zum Euler-Euler-Ansatz wird auf Gryczka (2009c) und Bao u. a. (2011) verwiesen.

Bei der für die Simulation von Wirbel- und Strahlschichten verwendeten Euler-Euler-Methode, (auch oft als das TFM-Modell bezeichnet, engl.: Two Fluid Model), handelt es sich um ein „reines“ Kontinuumsmodell, in dem die Feststoffphase ebenfalls als ein Kontinuum mit (Pseudo)Eigenschaften, wie einer granularen Temperatur, Scher- und Dehnviskositäten der granularen Phase sowie einem Feststoffdruck, betrachtet wird. Dabei findet die sogenannte

Kinetische Theorie granularer Strömungen (engl.: Kinetic Theory of Granular Flows, KTGF) Anwendung. Diese Theorie ist eine Analogie zur klassischen kinetischen Gastheorie, in der makroskopische Eigenschaften wie Druck, Temperatur, Viskosität eines Gases durch die Bewegung von Teilchen auf der mikroskopischen Ebene erklärt werden, mit dem Unterschied, dass in der KTGF die Energiedissipation aufgrund von nicht-idealelastischen Partikelkollisionen berücksichtigt wird (Gryczka 2009c). Jede Phase belegt einen Teil des Modellvolumens; die Volumenanteile beider Phasen addieren sich stets zu 1. Im Vergleich zum Euler-Lagrange-Ansatz liegt der wesentliche Vorteil des Euler-Euler-Ansatzes in einem deutlich geringeren Rechenaufwand. Eine Übersicht der numerischen Studien, wo das TFM-Modell für die Simulation von Strahlschichten eingesetzt wurde, kann in Bao u. a. (2011 und 2013) gefunden werden. Die Anwendung des Euler-Euler-Modells speziell für die Simulation der prismatischen Strahlschicht mit zwei horizontalen und regelbaren Gaseingängen wird im Kapitel 1.7.3 erläutert.

In der Euler-Lagrange-Methode wird der diskrete Charakter von Partikeln mitberücksichtigt. Dieser Ansatz wird häufig auch als eine gekoppelte CFD-DEM-Simulation oder als DPM (engl.: Discrete-Particle-Model, Deen u. a. 2007) bezeichnet. Dabei werden die Newton'schen und Euler'schen Bewegungsgleichungen für jedes einzelne Partikel gelöst. Das Kontakt- bzw. Kollisionsverhalten von Partikeln kann dabei mit verschiedenen Kontaktmodellen simuliert werden. In der Euler-Lagrange-Methode ergibt sich somit die „Rheologie“ der Feststoffphase nicht aus einer verallgemeinerten und komplexen Modellierung mit KTGF, sondern unmittelbar aus der berechneten Dynamik von Einzelpartikeln. Mit diesem Simulationsansatz ist es somit möglich sowohl die translatorische Bewegung und Rotation jedes Einzelpartikels als auch des ganzen Partikelkollektivs zeitlich zu verfolgen und zu analysieren sowie die interpartikulären Kollisionsgeschwindigkeiten und -kräfte zu ermitteln. Eine unregelmäßige Partikelform kann ebenfalls einbezogen werden. Für die Simulationen von dichten Gas-Partikel-Strömungen resultiert allerdings die Berechnung der Dynamik jedes Einzelpartikels in einem im Vergleich zum Euler-Euler-Ansatz deutlich gestiegenen Rechenaufwand, der vor allem auf eine sehr hohe Anzahl von Partikelkollisionen und -kontakten zurückzuführen ist. Deshalb ist derzeit die Anwendung dieses Modellierungsansatzes üblicherweise auf Laboranlagen und eine Anzahl von Partikeln kleiner als etwa 10^6 limitiert. Mit kontinuierlicher Steigerung der Rechenleistung gewinnt jedoch auch diese Modellierung von Gas-Feststoff-Strömungen zunehmend an Bedeutung. Eine detailliertere Beschreibung des Ansatzes kann in Kapitel 2.3 gefunden werden.

Beginnend mit den Pionierarbeiten an Kontaktmodellen und der CFD-DEM-Interphasenkopplung von Tsuji u. a. (1992, 1993) und Hoomans u. a. (1996) sind in den vergangenen Jahren zahlreiche Publikationen zur detaillierten Beschreibung der Partikeldynamik in Gas-Partikel-Systemen, wie Wirbel-, Strahl- und Strahl-Wirbelschichten, erschienen. Strahlschichten wurden von mehreren Arbeitsgruppen modelliert. Dabei wurden verschiedene Apparatebauarten untersucht und die Strömungseigenschaften, wie z.B. das Partikelströmungsmuster und das Gasströmungsprofil (Kawaguchi u. a. 2000), die Verteilungen von Partikelgeschwindigkeiten (Takeuchi u. a. 2004), der Stoffübergang (Limtrakul u. a. 2004), die minimale Geschwindigkeit zur Initiierung des Strahlschichtzustands u_{ms} , der Druckverlust und die Zirkulationsraten von

Partikeln (Swasdisevi u. a. 2004) sowie die Strahlform (Zhao u. a. 2008) ermittelt. In Bezug auf die Strömungsstabilität wiesen Takeuchi u. a. (2004) allerdings darauf hin, dass unabhängig von den modellierten Partikeldurchmessern, den Gaseingang-zu-Bett-Größenverhältnissen und den Gasgeschwindigkeiten, das Erreichen eines stabilen Strahlschichtzustands in einer CFD-DEM-Simulation zum Teil mit extremen Schwierigkeiten verbunden sein kann. Die Mischungseigenschaften von Strahlschichtanlagen wurden für Partikel verschiedener Dichten (Ren u. a. 2012) und für nicht-sphärische Partikel (Ren u. a. 2013) untersucht. Derzeit widmen sich die numerische Untersuchungen mit dem CFD-DEM-Ansatz unter anderem dem Druckverhalten der Gasphase (Liu u. a. 2015), der Gas- und Partikeldynamik in einer Strahlschicht mit pulsierender Gaszufuhr (Saidi u. a. 2015) und den 3D-Strahlschichten mit einem Rechteckquerschnitt (Saidi u. a. 2016, Wang u. a. 2016 und Qiu u. a. 2016).

Mehrere Veröffentlichungen zu der CFD-DEM-Methode befassten sich mit ersten Modellierungsansätzen für Wirbel-, Strahl- und Strahl-Wirbelschichten in Bezug auf die Modellierung von Partikelbeschichtung und Agglomeration. Beispielweise modellierten Goldschmidt u. a. (2003) in 2D die Agglomeration von Glaspartikeln in einer Wirbelschicht, in die ein Bindemittel eingesprüht wurde. In der Simulation wurden trockene und befeuchtete Partikel sowie Bindertropfen erzeugt. Durch Kollisionen von trockenen Partikeln untereinander erfolgte keine Energiedissipation und die Kollisionen mit befeuchteten Partikeln führten stets zu einer Agglomeration. Link u. a. (2007) modellierten eine Beschichtung von Partikeln in einer pseudo-2D-Strahl-Wirbelschicht. Die Befeuchtung von Partikeln führte zu einer Zunahme der Partikelmasse und -größe, allerdings nicht zu Veränderungen im Kollisionsverhalten oder Agglomeration. Kafui und Thornton (2008) modellierten die Partikelagglomeration in einer flüssigkeitsbedünten Wirbelschicht. Für die Simulation des kohäsiven Charakters von befeuchteten Partikeln wurde das JKR-Modell (Johnson u. a. 1971) verwendet. Van Buitenen u. a. (2009) untersuchten die Auswirkung der Feuchtigkeit auf das Strömungsverhalten von Partikeln in einer Strahl-Wirbelschicht unter Verwendung einer empirischen Beziehung zwischen dem Restitutionskoeffizienten und dem Feuchtigkeitsgehalt in der Anlage. Die Einflüsse der Kohäsionskräfte und eines geschwindigkeitsabhängigen Restitutionskoeffizienten durch die Anwesenheit einer Flüssigkeit im Kontaktbereich wurden in dem Modell nicht berücksichtigt. Zhu u. a. (2011) verwendeten ein Modell der Flüssigkeitsbrücke von Mikami u. a. (1998), das die kapillaren und die viskosen Kräfte beinhaltet, um das Strömungsverhalten einer befeuchteten Strahlschicht zu simulieren.

1.7 Prismatische Strahlschicht

1.7.1 Prismatische Anlagengeometrie

In 3D-Anlagen mit einem Rechteckquerschnitt (engl.: slot-rectangular spouted bed, siehe Abb. 1.2f) wird der Gaseingang meistens als ein vertikaler Spalt realisiert (z.B. Freitas u. a. 2000 und Luo u. a. 2004). Die Besonderheit der Geometrie, die in dieser Arbeit behandelt wird, liegt im Vergleich zu anderen rechteckigen Strahlschichten im Wesentlichen in der Art der Gasein-

führung; diese wird über zwei horizontal angeordnete Spalte realisiert (Abb. 1.4). Das Gas wird tangential von zwei Seiten eingeführt und mit einem Zentralprofil in die vertikale Richtung umgeleitet. Die Anlage wird üblicherweise mit Partikeln bis zu einer Höhe gefüllt (Ruheschicht-höhe), die innerhalb des prismatischen Apparateteils liegt. Die Anlage kann somit in Analogie zu einer *konischen* Strahlschicht, in der die statischen Betthöhen niemals die Höhe des konischen Apparateteils übersteigen, als *prismatisch* bezeichnet werden.

Der erste Bericht über eine Strahlschicht mit dem Rechteckquerschnitt und einer tangentialen Einleitung des Gases durch einen Spalt kann in Romankov (1971) gefunden werden. Kojouharov (2004) befasste sich in seiner Doktorarbeit mit dem Strömungsverhalten einer Strahlschicht mit einem ähnlichen Design des Gaseingangs in der Form zweier horizontal angeordneter Spalte mit regelbaren Höhen. Wie in Kap. 1.1 bereits erläutert, spielt die Größe des Gaseingangs bzw. das Verhältnis der Größe des Gaseingangs zum Partikeldurchmesser bei Strahlschichten eine wesentliche Rolle.

Bei der prismatischen Anlage, die in dieser Arbeit untersucht wurde, kann die Höhe der beiden Gaseingänge im Bereich von 0-3,5 mm durch die Drehung der abgeflachten Zylinder (Gasregelwalzen) variiert werden (Abb. 1.4 b). Damit ist eine Variation von kleinen bis zu sehr kleinen Spalten möglich. Die beiden Gaseingänge werden symmetrisch eingestellt, sodass die Höhe der Gaseingänge immer gleich ist und die üblicherweise Gasströmungskanäle sich in Richtung des Anlageninneren verengen. Dieses von Mörl u. a. (2001) patentierte Design des Gaseingangs wird in der Industrie vielfältig für Agglomerationen, Film- und Pulverbeschichtungen, Sprühgranulationen und Verkapselungen angewendet und ist als Produkt der Firma Glatt GmbH unter dem Namen ProCell®-Strahlschichttechnologie bekannt (Glatt 2016). Die prismatischen Strahlschichten werden als Labor, Pilot- und Industriegroßanlagen produziert (Abb. 1.5).

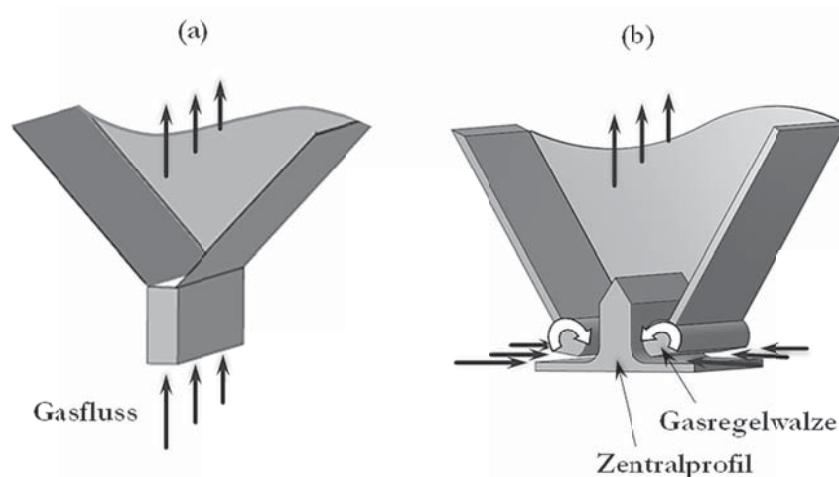


Abbildung 1.4: Konstruktion der Anströmeinheit in (a) 3D-Anlagen mit einem Rechteckquerschnitt (slot-rectangular) und (b) in der prismatischen Strahlschicht.

Die Einstellbarkeit der Größe der Gaseingänge bringt einige Vorteile in der Anwendung mit sich. Dadurch wird beispielsweise eine Flexibilität in der Wahl der optimalen Gaseingangsgröße für verschiedene statische Betthöhen oder die Prozessierung von „problematischen“ Partikeln ermöglicht. Oftmals kann eine Verstopfung des Gaseingangsbereichs durch kohäsive Partikel mit einer temporären Veränderung der Walzenstellung ohne Unterbrechung des Prozesses aufgelöst werden. Weiterhin kann die Anlage bei geschlossenen Gaseingängen unproblematisch ohne Ausfällen von Partikeln durch die Gaseingänge gefüllt werden. Diese Strahlschichtbauart wird üblicherweise im Unterdruckbereich betrieben, d.h. das Prozessgas wird durch die Anlage gesaugt.

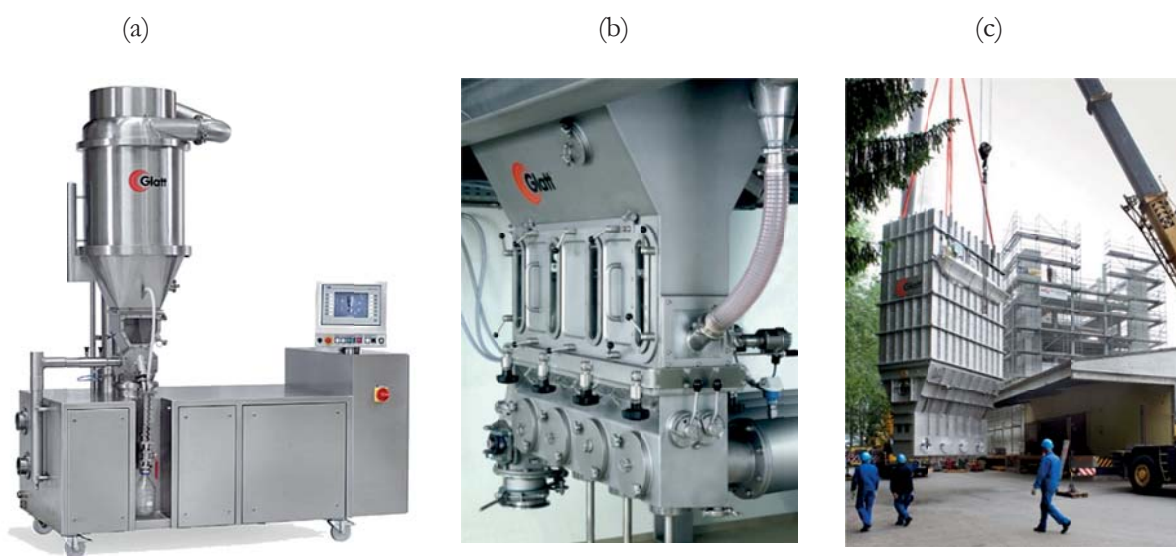


Abbildung 1.5: Prismatische Strahlschichten in (a) Labor-, (b) Pilot- und (c) Produktionsmaßstab. Baureihe ProCell®, Glatt Ingenieurtechnik GmbH (Glatt 2016).

1.7.2 Strömungsverhalten der prismatischen Strahlschicht

Gryczka (2009c) charakterisierte in seiner Doktorarbeit eingehend die Gas- und Partikeldynamik in der Geometrie mit einem Winkel des prismatischen Anlagenteils von 60° und der Apparate-tiefe von 0,1 m. Die Untersuchungen, die in der aktuellen Arbeit dargestellt werden, dienen der weiteren Vertiefung des Wissensstands am Verhalten dieser Anlagenform, und die von Gryczka (2009c) behandelte Strahlschicht wurde als eine Start- bzw. Referenzgeometrie für die Weiterentwicklung dieser Technologie verwendet. Im Folgenden werden die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen von Gryczka (2009c) zur Strömungsart von Partikeln und dem Verhalten der Gasphase kurz erläutert.

Das Hauptziel der experimentellen Untersuchungen zum Strömungsverhalten von Gryczka (2009c) war das Auffinden des stabilen Arbeitsbereiches in der prismatischen Strahlschicht. Zur Bestimmung dieses Bereichs wurden visuelle Beobachtungen und die Analyse von Druck-

schwankungen der Gasphase mittels schneller Fourier-Transformation angewendet. Abbildung 1.6 zeigt das typische Verhalten der Partikelströmung anhand von Abfolgen der Momentaufnahmen und Abb. 1.7 das typische Verhalten des Druckverlusts (Gryczka u. a. 2008, Gryczka 2009c) in der prismatischen Strahlschicht in Abhängigkeit vom Gasvolumenstrom.

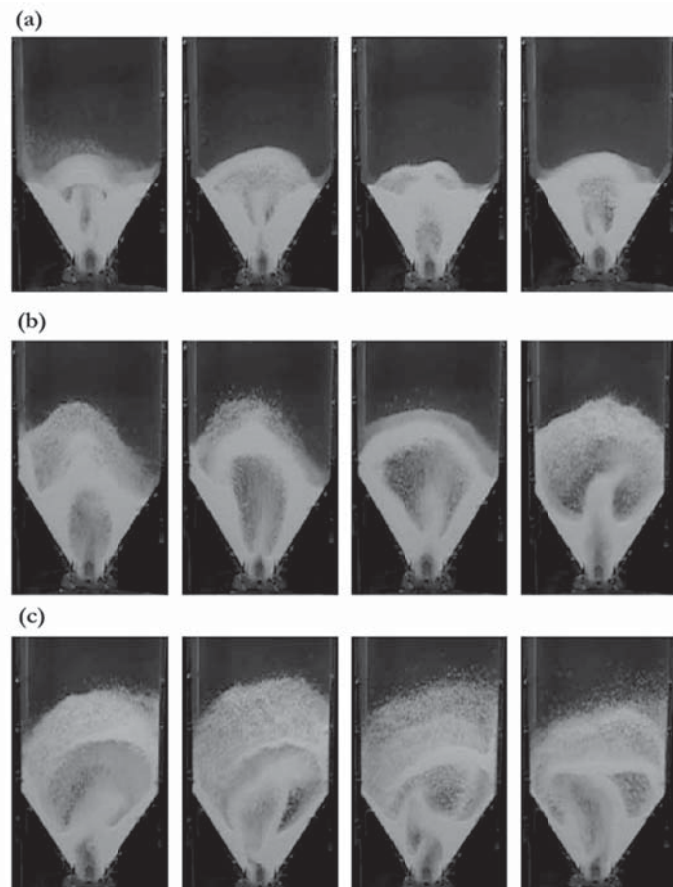


Abbildung 1.6: Typische Strömungsmuster von Partikeln in der prismatischen Strahlschicht bei verschiedenen Gasvolumenströmen: (a) Gasvolumenstrom von $0,021 \text{ m}^3/\text{s}$ (im instabilen Strömungsbereich); (b) $0,032 \text{ m}^3/\text{s}$ (im stabilen Bereich) und (c) $0,042 \text{ m}^3/\text{s}$ (im instabilen Bereich). Partikelbett besteht aus $1 \text{ kg } \gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ -Partikeln mit d_p von $1,75 \text{ mm}$ (Gryczka u. a. 2008).

Der Druckverlust setzt sich aus dem Druckverlust durch die Durchströmung der Anlage selbst und durch das Partikelbett (Abb. 1.7a) zusammen. Ein typischer Verlauf des Druckverlusts durch das Partikelbett allein ist in Abb. 1.7(b) gezeigt. Der hohe Initiierungspeak durch den Aufbau vom Überdruck vor dem Durchbruch des Gasstrahls durch das Partikelbett ist, wie bereits in Kap. 1.4 erläutert, für alle Strahlschichten charakteristisch. Der Durchbruch des Strahls durch das Partikelbett führt unmittelbar zum Abfall des Druckverlusts. In den konventionellen konisch-zylindrischen Strahlschichten wird bei diesem oder nur geringfügig höherem Gasvolumenstrom der stabile Strahlschichtzustand initiiert. Der Unterschied im Verhalten der prismatischen Strahlschicht besteht darin, dass zwischen dem Gasdurchbruch und dem Strahlschichtzustand (stabiler

Arbeitsbereich in Abb. 1.7b) ein ausgedehnter Existenzbereich eines instabilen Strömungszustands vorliegt, sodass für die Initiierung des stabilen Strahlschichtzustands der Gasvolumenstrom erheblich weiter erhöht werden muss. Nach Gryczka u. a. (2008 und 2009c) erfährt das Partikelbett in der prismatischen Strahlschicht bei steigendem Gasvolumenstrom mehrere Transformationen und es entstehen folgende Strömungszustände von Partikeln: Festbett → Instabile Fluidisation → Stabile Fluidisation → Instabile Fluidisation → Pneumatische Förderung. Der stabile Arbeitsbereich, d.h. der Strahlschichtzustand, bleibt somit nur für einen begrenzten Bereich des Gasvolumenstroms konsistent; dann erfolgt eine Destabilisierung der Partikelströmung bei alternierenden seitlichen Auslenkungen des Strahls. Diese Destabilisierung bei höheren Gasgeschwindigkeiten wurde mit einem ungünstigen Design des Zentralprofils erklärt.

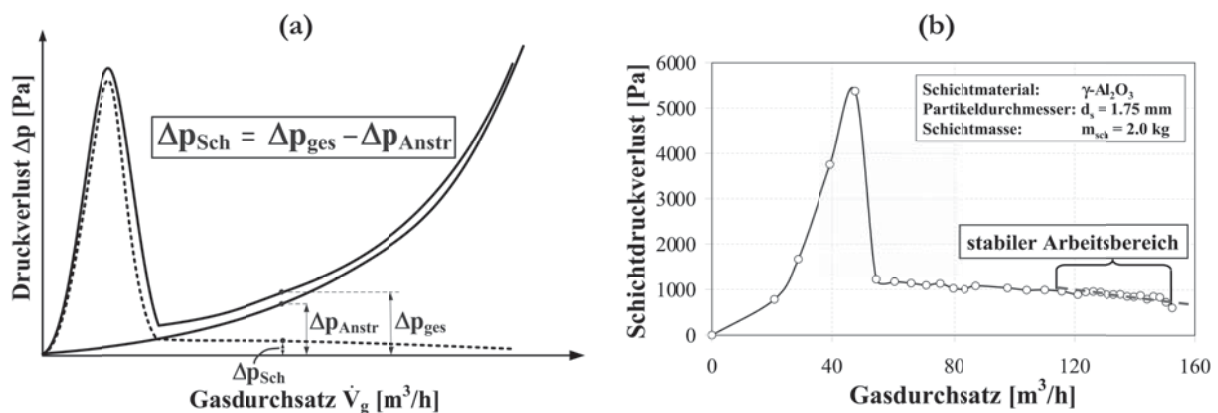


Abbildung 1.7: Druckverlust in der prismatischen Anlage in Abhängigkeit vom Gasvolumenstrom: (a) Zusammensetzung des gesamten Druckverlusts in der Anlage, (b) Druckverlust durch die Partikelschicht. Abbildung aus Gryczka (2009c).

Es wurde ebenfalls festgestellt, dass die stabilen und instabilen Strömungszustände auf eine nicht-visuelle Weise anhand von charakteristischen Druckschwankungen der Gasphase voneinander abgegrenzt werden können. Abbildung 1.8 verdeutlicht diesen Zusammenhang. Die Existenz von Druckschwankungen der Gasphase wurde mit Gasblasen, die durch das Partikelbett aufsteigen und an der Bettoberfläche platzen, erklärt (Gryczka u. a. 2008). Im stabilen Arbeitsbereich haben die Blasen die gleiche Größe und steigen durch das Partikelbett in regelmäßigen Zeitabständen auf. Dies resultiert in sehr periodischen Schwankungen des Druckes der Gasphase (Abb. 1.7 b). Das Frequenzspektrum aus der Fourier-Transformation eines solchen Signals wird deshalb nur einen Einzelpeak bei einer bestimmten Frequenz (bei etwa 6 Hz in den Untersuchungen von Gryczka u. a. 2008 und 2009c) enthalten. Im Festbettzustand und in den instabilen Strömungszuständen lässt sich dagegen keine dominierende Frequenz feststellen (Abb. 1.8 a und 1.8 c).

Die stabilen Arbeitsbereiche der prismatischen Strahlschicht wurden für verschiedene Partikeln ermittelt und zwecks eines Vergleichs mit den Arbeitsbereichen anderer Gas-Partikel-Systeme, wie der konventionellen Wirbelschicht oder der konischen Strahlschicht, in ein *Re-G-Ar-*

Diagramm⁵ nach Mitev (1979) eingetragen. Der Arbeitsbereich der prismatischen Strahlschicht liegt im Vergleich mit den anderen Apparatekonfigurationen bei kleineren Gaseingangsgrößen und somit bei hohen Gaseintrittsgeschwindigkeiten. Die daraus resultierenden hohen Reynolds-Zahlen sollen somit verbesserte Wärme- und Stoffübergänge in der prismatischen Strahlschicht ermöglichen (Gryczka 2009c, Hoffmann u. a. 2011).

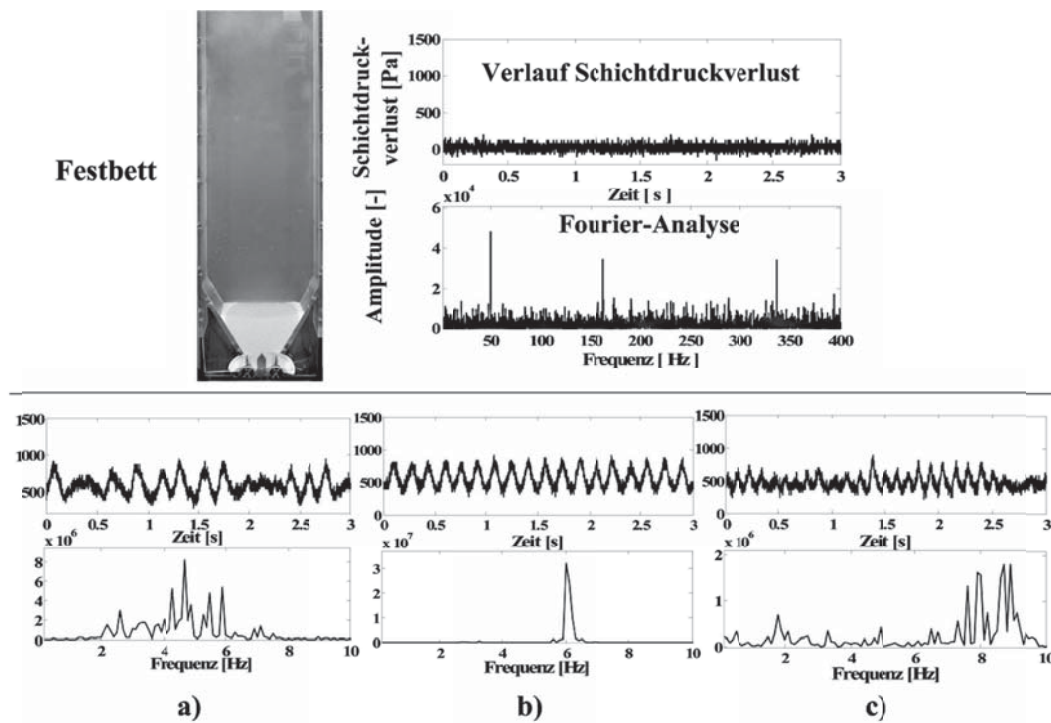


Abbildung 1.8: Beispiele von gemessenen Druckschwankungen der Gasphase und der Frequenzspektren für den Festbettzustand und für den Bereich vor der Strömungsstabilisierung bei Luftvolumenstrom von: (a) 0,022 m³/s, (b) für den stabilen Arbeitsbereich bei 0,025 m³/s und (c) nach der Strömungsdestabilisierung bei 0,042 m³/s. Abbildung aus Gryczka (2009c).

1.7.3 Numerische Untersuchungen an prismatischen Strahlschichten

Bisher wurde das Strömungsverhalten der prismatischen Strahlschichtgeometrie mit zwei tangentialen und regelbaren Gaseingängen überwiegend mit einem Euler-Euler-Ansatz modelliert (Gryczka u. a. 2009a, 2009b und Jacob 2009). Die Einflüsse des Gas-Partikelwiderstandsmodells, des Turbulenzmodells, des Ansatzes für die granulare Temperatur und des Restitutionskoeffizienten wurden in einer 2D-Modellierung untersucht. Das Ziel der Simulationen war die Strömung in der prismatischen Strahlschicht so realistisch wie möglich nachzubilden (Gryczka

⁵ Re: hier die Partikel-Reynolds-Zahl im Bereich eines Gaseingangsspalt, G: das Verhältnis der Gaseintrittsfläche zur Apparatequerschnittsfläche auf der Höhe des statischen Betts, Ar: die Archimedes-Zahl.

2009c). Ein 3D-Fall wurde ebenfalls mit dem Euler-Euler-Ansatz simuliert (Gryczka u. a. 2009b). In diesem Kapitel werden die für diese Arbeit relevanten Ergebnisse dieser Vorarbeiten bezüglich der Modellierung der prismatischen Strahlschicht erläutert; die vollständige Beschreibung des verwendeten Modells und der Simulationsergebnisse sind in der Dissertation von Gryczka (2009c) zu finden.

Mehrere Simulationen der reinen Gasströmung in der prismatischen Anlage wurden unter Anwendung verschiedener Turbulenzmodelle (k - ε - und Reynolds-Spannungs-Turbulenzmodelle) durchgeführt und anhand der Druckverlustdaten miteinander und mit Experimenten verglichen (Gryczka u. a. 2009a). Die Ergebnisse der Modellierungen unterschieden sich nicht signifikant und gaben die experimentellen Ergebnisse mit einer Genauigkeit im Bereich von $\pm 10\%$ wieder. Das weniger rechenaufwändige k - ε -Turbulenzmodell wurde als hinreichend genau eingestuft (Gryczka 2009c).

Weiterhin wurden in Gryczka u. a. (2009a) und Gryczka (2009c) Ergebnisse von 2D-Simulationen mit sieben verschiedenen Gas-Partikel-Widerstandsmodellen gegenübergestellt und die simulierten Strömungsmuster von Partikeln und das Druckverhalten der Gasphase mit dem Experiment, das mit der Anlage mit einer geringen Tiefe von 0,1 m durchgeführt wurde, verglichen. Die getesteten Gas-Partikel-Widerstandsmodelle waren die Modelle von Schiller und Naumann (1935), Wen und Yu (1966), Gidaspow u. a. (1992), Clift u. a. (1978), Koch und Hill (2001), van der Hoef u. a. (2005) und Beetstra u. a. (2007). Abbildungen 1.9 und 1.10 zeigen Vergleiche der Simulationen und des dazugehörigen Experiments anhand der Strömungsmuster von Partikeln, der Druckverläufe und der Frequenzspektren von Druckfluktuationen aus der schnellen Fourier-Transformation.

Den Abbildungen kann entnommen werden, dass keine der Simulationen das Strömungsverhalten von Partikeln und die Gasdynamik aus dem Experiment (zumindest gleichzeitig) exakt wiedergeben kann. Bezüglich der vertikalen Expansion des Partikelbetts werden anscheinend bessere Übereinstimmungen mit dem Experiment mit den Modellen von Wen und Yu (1966) und Gidaspow u. a. (1992) erzielt. Die im Experiment (Abb. 1.9a) erkennbare Instabilität der Strömung bei Auslenkungen des Strahls wird bei den Modellen von Schiller und Naumann (1935), Wen und Yu (1966) und Gidaspow u. a. (1992) mehr oder minder gut wiedergegeben. Das Verhalten der Gasphase wird besser mit den Modellen von Schiller und Naumann (1935) und Clift u. a. (1978) reproduziert, obwohl in einem quantitativen Vergleich ersichtlich wird, dass in den Simulationen zu geringe Amplituden von Druckfluktuationen sowie zu kleine dominierende Frequenzen berechnet werden.

Gryczka (2009c) führte diese Unterschiede auf die im Kontinuumsmodell fehlenden Beiträge der Langzeit-Partikelwechselwirkungen und der Partikelrotation sowie auf das Reibungviskositätsmodell für die Feststoffphase zurück.

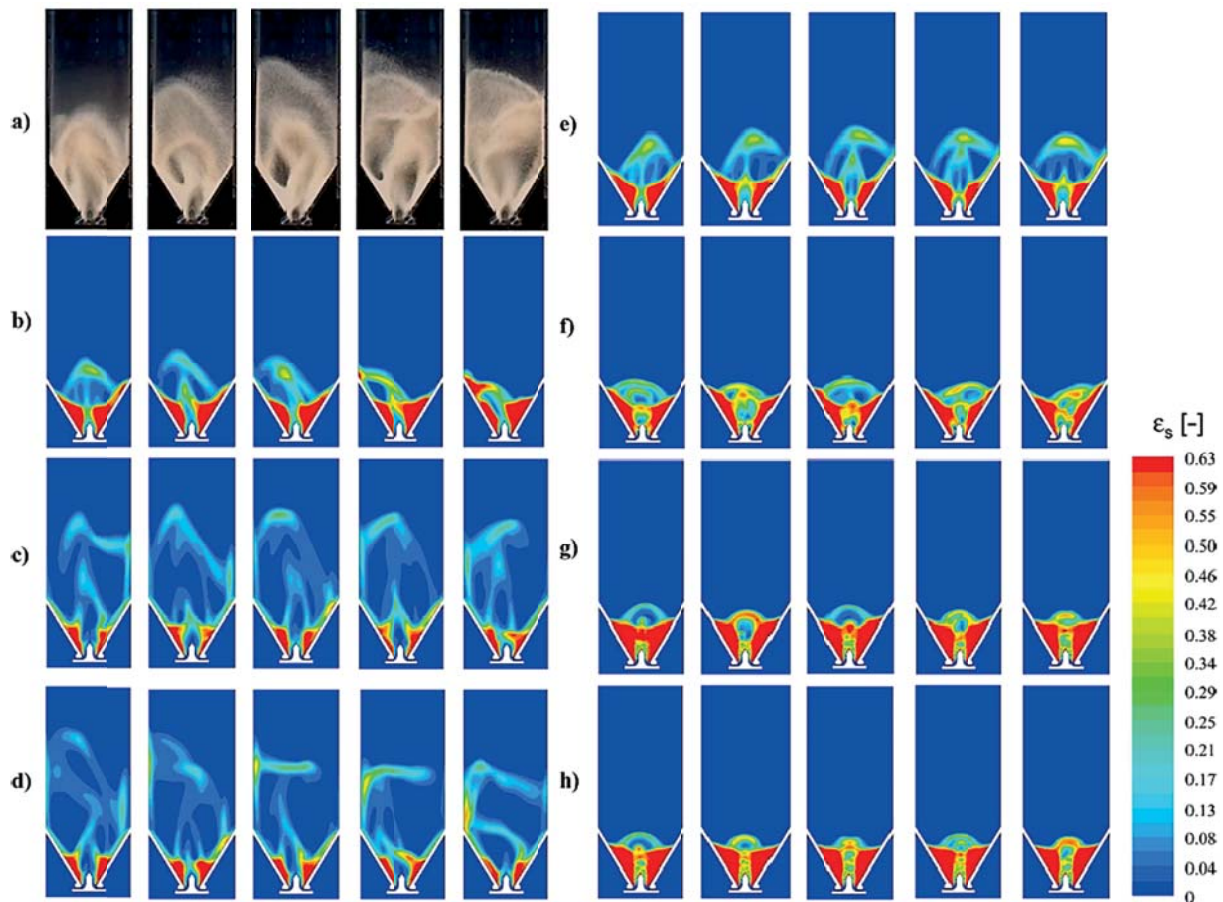


Abbildung 1.9: Partikelströmungsmuster in der prismatischen Strahlschicht aus 2D-TFM-Simulationen mit verschiedenen Gas-Partikel-Widerstandsmodellen aus Gryczka (2009c): (a) Experiment, (b) das Modell nach Schiller und Naumann (1935), (c) Wen und Yu (1966), (d) Gidaspow u. a. (1992), (e) Clift u. a. (1978), (f) Koch und Hill (2001), (g) van der Hoef u. a. (2005) und (h) Beetstra u. a. (2007). Gasvolumenstrom von $0,039 \text{ m}^3/\text{s}$, $\gamma\text{-A}_2\text{O}_3$ -Partikeln mit d_p von $1,75 \text{ mm}$. Der zeitliche Abstand zwischen den Aufnahmen beträgt $0,1 \text{ s}$.

In Gryczka u. a. (2009b) werden Ergebnisse einer 3D-Simulation mit einer „substantielleren“ Tiefe des geometrischen Modells von $0,4 \text{ m}$ dargestellt. Die Simulationen mit dem Euler-Euler-Ansatz zeigten nur geringe Unterschiede im Strömungsverhalten entlang der Tiefenrichtung. Die Geschwindigkeitsprofile von Partikeln entlang der Tiefenrichtung unterschieden sich nicht signifikant. Die Betausdehnung in der Nähe der vertikalen Vorder- und Hinterwände war nur etwas geringer als in der zentralen Zone der Anlage. Die Druckschwankungen der Gasphase, die an verschiedenen Stellen entlang der Tiefenrichtung aufgenommen wurden, zeigten ebenfalls fast keine Unterschiede. Es wurde geschlussfolgert, dass in der prismatischen Strahlschicht die Tiefe einen schwachen Einfluss auf das Strömungsverhalten hat. Da die Strömungsprofile aus einer 3D-Simulation mit der Tiefe von $0,4 \text{ m}$ von diesen aus einer 2D-Modellierung nicht signifikant abwichen, wurde weiterhin geschlussfolgert, dass die Anlage mit einem 2D-Ansatz modelliert werden kann.

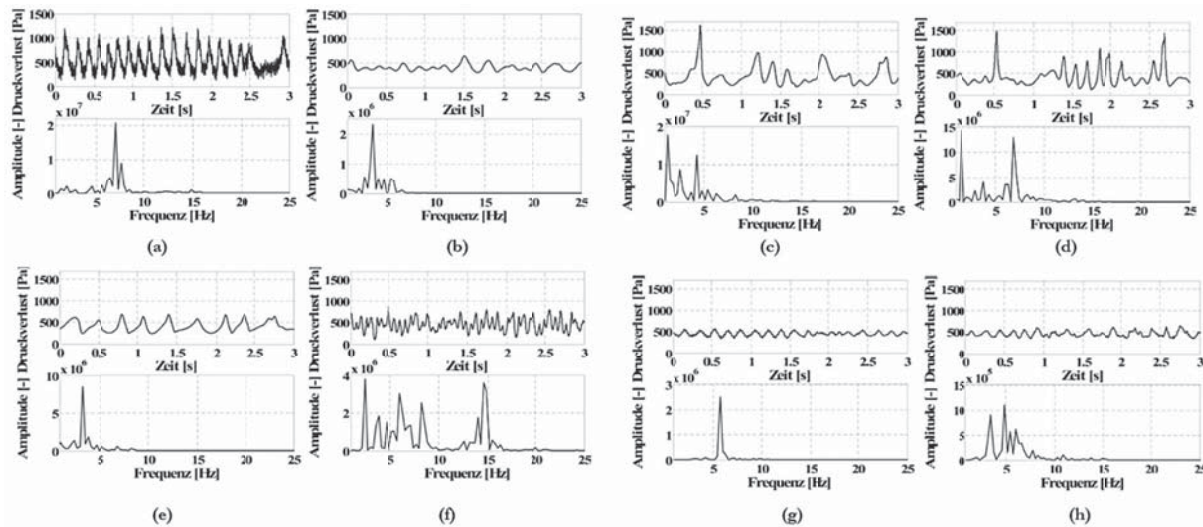


Abbildung 1.10: Verhalten der Druckfluktuationen in der prismatischen Strahlschicht aus 2D-TFM-Simulationen mit verschiedenen Gas-Partikel-Widerstandsmodellen aus Gryczka (2009c): (a) Experiment, (b) Modell nach Schiller und Naumann (1935), (c) Wen und Yu (1966), (d) Gidaspow u. a. (1992), (e) Clift u. a. (1978), (f) Koch und Hill (2001), (g) van der Hoef u. a. (2005) und (h) Beetstra u. a. (2007). Gasvolumenstrom von $0,039 \text{ m}^3/\text{s}$, $\gamma\text{-A}_2\text{O}_3$ -Partikeln mit d_p von $1,75 \text{ mm}$.

Des Weiteren sollte in Rahmen dieser Übersicht zu den numerischen Untersuchungen an der prismatischen Geometrie eine Studie von Fries u. a. (2013) erwähnt werden, in der ein Euler-Lagrange-Ansatz zum Vergleich der Kollisionsdynamik in drei Typen von Granulatoren nämlich in einer Wirbel-, einer Strahl-Wirbelschicht mit einem Steigrohr (der sogenannte Wurster-Coater) und in einer Strahlschicht mit einer ähnlichen Geometrie der Prozesskammer (ProCell® 5 der Glatt GmbH, siehe Abb. 1.5a) herangezogen wurde.

1.8 Motivation und Zielsetzung

Der Strahlschichtzustand ist eine charakteristische Art der Gas-Partikel-Strömung mit einer zirkulierenden Partikelbewegung, die eine sehr vielfältige Anwendung in verschiedensten industriellen Prozessen der Partikelformulierung, -funktionalisierung und -umwandlung findet. Diese Arbeit befasst sich mit einer prismatischen Strahlschichtgeometrie mit tangentialer Gas-einführung durch zwei horizontal angeordnete und regelbare Gaseingänge. Die Arbeit setzt Untersuchungen an der prismatischen Anlage von Gryczka (2009c) fort. In der Vorarbeit zu dieser Bauart der Strahlschicht wurde eine unzureichende Stabilität der Partikelströmung bei erhöhten Gasgeschwindigkeiten bemängelt (Kap. 1.7.2). Weiterhin zeigte die Modellierung mit einem Euler-Euler-Ansatz nur moderate Übereinstimmungen mit dem Experiment, sodass auch hier ein großes Verbesserungspotenzial bestand (Kap. 1.7.3). Aufgrund dessen wurden in der Arbeit nachstehende Ziele verfolgt:

- (i) Eine weitere Vertiefung des Wissenstands und des Verständnisses für das Verhalten der Gas-Partikel-Strömung in prismatischen Strahlschichten, inklusive Mechanismen, die zur Strömungsdestabilisierung beitragen,
- (ii) Auffindung einer Möglichkeit für die Optimierung der Anlagengeometrie bezüglich der Strömungsstabilität,
- (iii) Weiterentwicklung des Ansatzes für die numerische Simulation dieser Strömungsart.

2 Methoden und Materialien

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Einflüsse der Gasgeschwindigkeit, der Partikelschicht, der Geometrie der Anströmeinrichtung (Gaseinlassgröße und Form des Zentralprofils), des prismatischen Winkels, der Anlagentiefe und der Einbauten auf das Strömungsmuster von Partikeln und die Strömungsstabilität untersucht. Es wurde ein besonderer Schwerpunkt auf eine nicht-visuelle Erfassung und Charakterisierung des Strahlschichtverhaltens durch eine zeitlich hochaufgelöste Messung des Druckverlustes, bzw. auf eine Korrelation der visuell beobachteten Phänomenen mit dem dazugehörigen Drucksignal gelegt, da der Strömungszustand in den meisten Praxisfällen für eine visuelle Beobachtung nicht oder nur eingeschränkt zugänglich ist. In nachfolgenden Kapiteln werden der experimentelle Aufbau und die angewendeten Mess-, Auswertungs- und Simulationsmethoden vorgestellt sowie auf die Bewertungskriterien für die Strömungsstabilität eingegangen.

2.1 Experimenteller Aufbau

Abbildung 2.1 zeigt die technische Zeichnung und Abbildung 2.2 die Kameraaufnahme und das geometrische 3D-Modell der verwendeten experimentellen Strahlschichtanlage sowie ein Fließschema der experimentellen Anordnung. Die Strahlschichtanlage wurde transparent ausgeführt (Wandmaterial: Polycarbonat mit einer kratzfesten und antistatischen Beschichtung, Europlex® SDX, Evonik, Deutschland), um eine visuelle Beobachtung der Partikelbewegung sowie Videoaufnahmen zu ermöglichen. Die Strahlschicht (Pos. 1 in Abb. 2.2a) wurde stets in einem Saugbetrieb verwendet, d.h. die Umgebungsluft wurde mittels eines Gebläses (SKG 420-2V Elmo Ritschle, Deutschland, Pos. 3 in Abb. 2.2a) durch die Strahlschichtanlage gefördert, sodass während des Betriebs im Anlageninneren Unterdruckbedingungen herrschten. Die regelbare Anströmeinrichtung der Anlage ist in Abb. 2.3 detaillierter dargestellt. Zwei Formen des zentralen Profils wurden in Bezug auf den Einfluss hinsichtlich der Strömungsstabilität verglichen: das Referenzprofil mit einer scharfkantigen und ein Profil mit einer abgerundeten Geometrie. Die Referenzanlagegeometrie als die Startgeometrie für eine Optimierungsstudie wies einen prismatischen Winkel θ von 60° , eine Tiefe β von 0,1 m und das scharfkantige „Originalprofil“ auf, welches auch so von Firma Glatt GmbH in Laboranlage ProCell® 5 verbaut wird. Die Höhe der Gaseingangsspalte h (Abb. 2.2b) wurde zwischen 1, 2, 3 und 3,5 mm (vollständige Öffnung) durch die Rotation der Regelwalzen (Abb. 2.3) variiert. Die experimentelle Anordnung wurde so konzipiert, dass einige geometrische Parameter der Anlage, wie der prismatische Winkel θ und die Apparattiefe β (Abb. 2.2b), mit einem relativ geringen Aufwand verändert werden konnten, statt für jede Anordnung eine neue Geometrie aufzubauen.

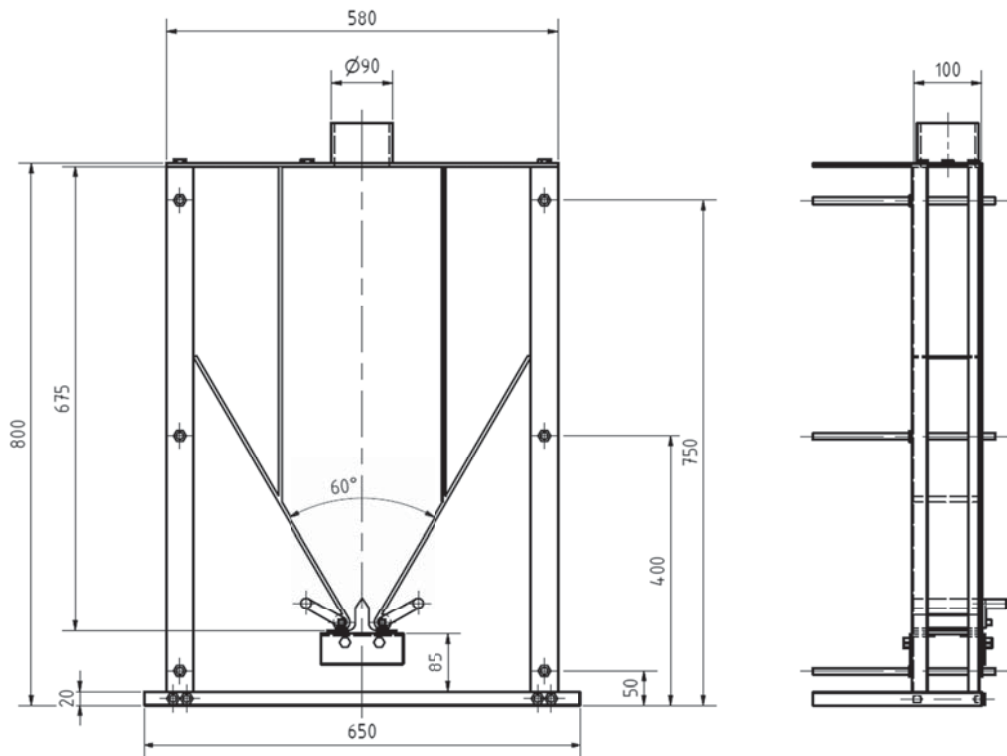


Abbildung 2.1: Technische Zeichnung der verwendeten Strahlschichtanlage.

Nach der Charakterisierung des Verhaltens der Referenzgeometrie wurde der prismatische Winkel mit 40° , 50° und 80° sowie die Apparatetiefe mit 0,2 m variiert, um den Einfluss dieser geometrischen Faktoren auf die Strömungsstabilität zu untersuchen. Die Anlagenbreite α und -höhe H_{app} (Abb. 2.2b) wurden bei allen durchgeführten Untersuchungen konstant gehalten. Für jede untersuchte Konfiguration wurden verschiedene Sätze von Seitenwänden und Zentralprofilen verwendet, die zwischen den Vor- und Rückwänden der Anlage eingeklemmt wurden (Abb. 2.2a). Nach jeder geometrischen Veränderung wurden alle Fügestellen zusätzlich mit einem Silikon abgedichtet, um Luftleckagen zu vermeiden. Des Weiteren wurden mehrere Konfigurationen von Steigplatten installiert, um die Auswirkungen dieser Art von Einbauten auf die Strömungsstabilität in der prismatischen Strahlschicht zu untersuchen. Die Platten wurden aus demselben Polycarbonat (Wandstärke von 10 mm) gefertigt, das für die Apparatewände verwendet wurde.

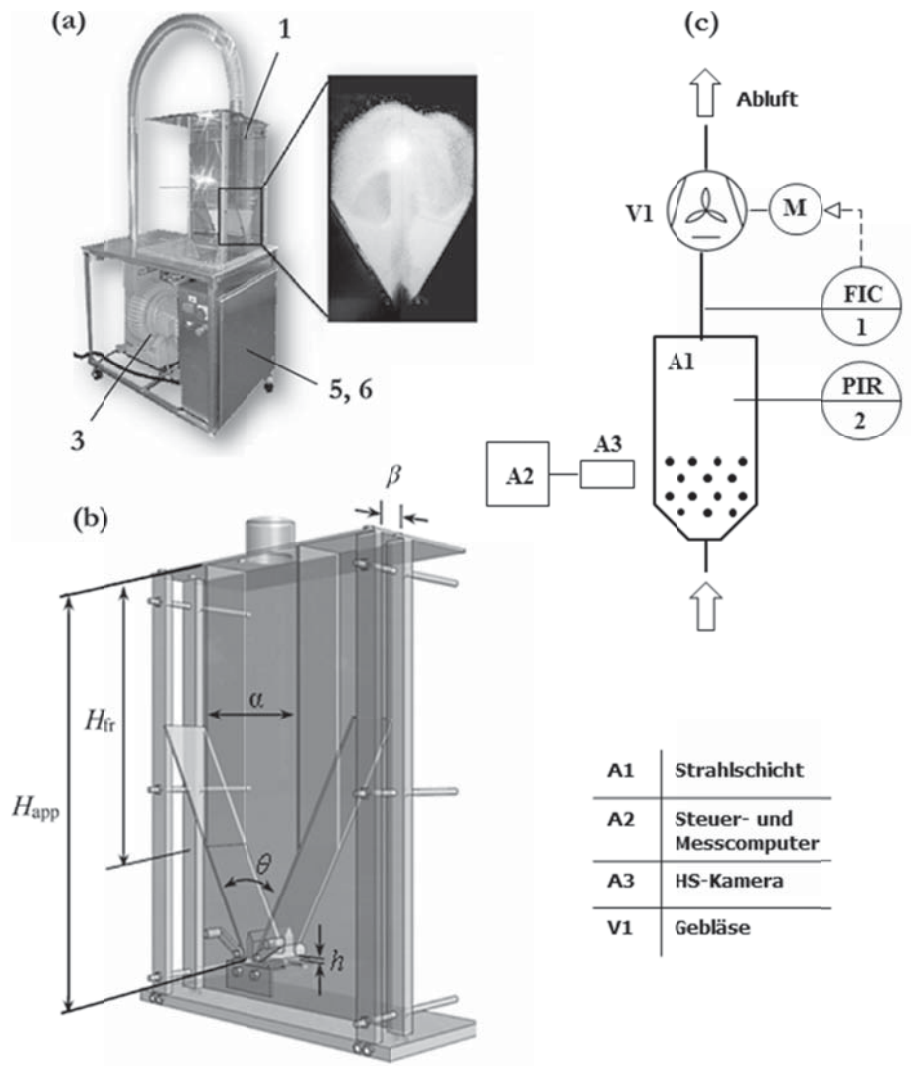


Abbildung 2.2: Experimenteller Aufbau: (a) Aufnahmen der Anlage und eines typischen Strömungsmusters, (b) CAD-Modell der Anlage (Abmessungen: Breite $a = \text{const}$ (0,25 m), Tiefe $\beta = 0,1$ und $0,2$ m, prismatischer Winkel $\theta = 40, 50, 60$ und 80° ; Spaltweite $b = 1\text{--}3.5$ mm; Gesamthöhe $H_{app} = 0,675$ m, die Höhe des quaderförmigen „Freeboard“-Bereichs H_{fr} ergibt sich aus H_{app} und jeweiligem θ), (c) Fließschema der experimentellen Anordnung.

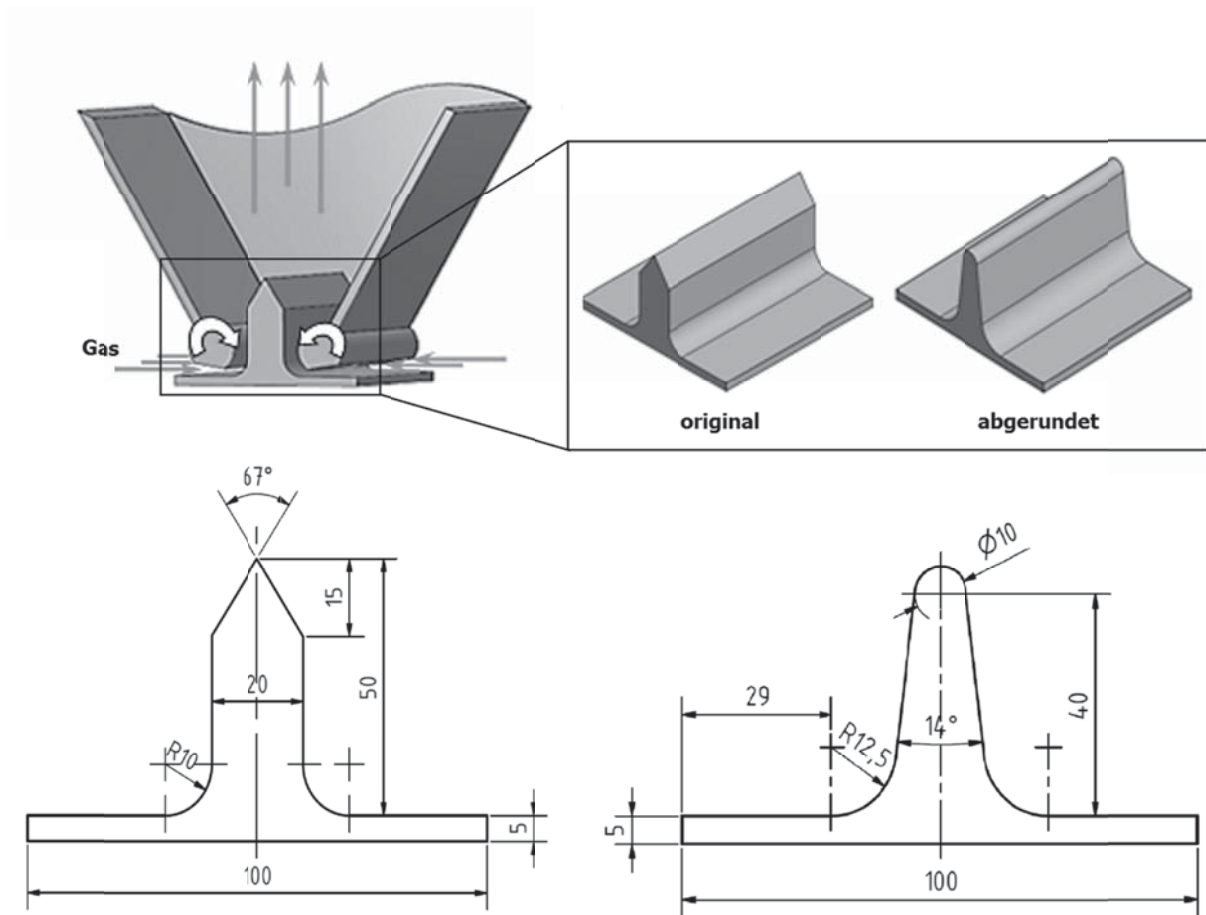


Abbildung 2.3: Aufbau der Anströmeinrichtung mit verwendeten Geometrien des Zentralprofils.

2.2 Messtechnik und Versuchsmaterialien

Der Luftvolumenstrom wurde aus der Luftgeschwindigkeit in der Verbindungsrohrleitung zwischen dem Gebläse und der Anlage ermittelt und mit einem Frequenzumrichter (Pos. 6 in Abb. 2.2 a) an der Stromzuleitung des Gebläseantriebs eingestellt. Die Luftgeschwindigkeit wurde mit einem Anemometer (EE65, E + E Elektronik, Österreich) gemessen.

Der Druckverlust in der Anlage wurde mittels eines Hochfrequenz-Differenzdrucksensor (PD-23/8666.1, Keller, Deutschland) gemessen. Die Messstelle lag etwa 0,15 m unterhalb der Gasaustrittsöffnung und 75 mm seitlich verlagert von der Mittelachse der Anlage. Der Drucksensor wurde mit einem integrierten Datenerfassungssystem (Pos. 5 in Abb. 2.2a) verbunden. Das Druckverlustverhalten der leeren Anlage kann in Abb. B1 und B2 im Anhang dieser Arbeit gefunden werden. Für die Untersuchungen an Druckfluktuationen wurde in der Regel (bis auf Messungen für die Analyse mit der Deterministischen Chaostheorie) die Aufnahmefrequenz von 0,5 kHz für Messzeitintervalle von 20 s verwendet. Die aufgezeichnete Druckverlustzeitreihen wurden unter Verwendung des FFT-Algorithmus (Fast-Fourier-Transformation) in Matlab

analysiert, wofür die ersten 8192 Abtastpunkten ($= 2^{13}$) verwendet wurden. Diese Anzahl von Abtastpunkten wird durch den FFT-Algorithmus bestimmt, der Datenreihen mit Längen von 2^n Punkten verwendet. Eine höhere Messfrequenz von 1 kHz und Messzeiten von 10 s (10.000 Messwerte) wurden für die Analysen mit der Deterministischen Chaostheorie angewendet, da die Methode sehr kleine zeitliche Intervalle zwischen Messpunkten voraussetzt (Kap. 2.4.2). Die Videoaufnahmen wurden mit einer Hochgeschwindigkeitskamera (MotionPro Y4, Imaging Solutions, Deutschland) durchgeführt.

In der Tabelle 2.1 sind einige relevante physikalische Eigenschaften der verwendeten Partikel zusammengefasst.

Tabelle 2.1: Eigenschaften der in Untersuchungen unter trockenen Bedingungen verwendeten Partikeln.

	Partikeldurchmesser $d_{50,3}$, mm	Dichte, g/cm ³	Sphärizität, -
γ-Al₂O₃	1,77 $\pm$ 0,14*	1,04	0,98
Glas	1,57 $\pm$ 0,26*	2,5	0,98
Polypropylen	4,40 $\pm$ 0,29*	0,91	0,93

* $\pm$ Standardabweichung

In den meisten experimentellen Untersuchungen und numerischen Simulationen wurden γ -Al₂O₃-Partikel mit der mittleren Größe von ca. 1,8 mm verwendet. Um die Anwendbarkeit der Ergebnisse für den Geldart D Bereich der Partikeleigenschaften zu überprüfen, wurden für mehrere Experimente Glasperlen ähnlicher Partikelgröße, aber einer um den Faktor 2,5 höheren Dichte sowie Polypropylen-Partikel mit einer im Vergleich zu γ -Al₂O₃ ähnlichen Dichte, aber dem um ca. denselben Faktor von 2,5 höheren Durchmesser verwendet. In mehreren Versuchen wurden feinere γ -Al₂O₃-Partikel mit der mittleren Größe von ca. 0,65 mm verwendet, um den Einfluss der geometrischen Veränderungen auch auf das Verhalten der Strahlschicht mit den typischen Geldart B Partikeln zu untersuchen. Alle verwendeten Partikel wiesen enge Verteilungen der Korngrößen und hohe Sphärizitäten auf. Die Partikelgrößen und -sphärizitäten wurden mit dem Camsizer XT (Retsch, Deutschland) unter Freifallbedingungen (ohne Druckluftdispergierung) gemessen.

2.3 Diskrete Elemente Modellierung

Wie bereits in Kap. 1.7.3 erläutert, konnte in den Vorarbeiten (Gryczka u. a. 2009a und 2009c) das Strömungsverhalten von Partikeln und die Gasdynamik bei der Verwendung eines Euler-Euler-Ansatzes unabhängig vom Gas-Widerstandsmodell nicht korrekt wiedergegeben werden. Die Unterschiede zum Experiment wurden von Gryczka (2009c) auf die „Rheologie“ der Feststoffphase zurückgeführt, wie auf die im Kontinuumsmodell fehlenden Beiträge der Langzeit-Partikelwechselwirkungen, der Partikelrotation und auf das Reibungsviskositätsmodell der Feststoffphase.

Die gekoppelten CFD-DEM-Simulationen, die in der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurden, dienten der Weiterentwicklung des Simulationsansatzes für die prismatische Strahlschicht. Bei der Zusammenstellung des Simulationsmodells wurde davon ausgegangen, dass (i) das Gas-Partikel-Widerstandsmodell für die korrekte Berechnung der vertikalen Expansion des Partikelbetts und (ii) die „Rheologie“ der Feststoffphase, d.h. vor allem die Bewegung des Partikelkollektivs in den dichten Strömungsbereichen der Strahlschicht, wie Rückflusszonen für das Druckverhalten der Gasphase (Amplitude und Frequenz der Druckfluktuationen), ausschlaggebend sind. Aufgrund dessen wurde für den Gas-Partikel-Widerstand das Modell von Gidaspow u. a. (1992) angewendet, das eine Kombination des Modells von Wen und Yu (1966) für den verdünnten Strömungsbereich und des Modells von Ergun (1952) für den dichten Strömungsbereich darstellt; dies ist eines der Modelle aus der Vorarbeit von Gryczka u. a. (2009c) mit der realitätsnah berechneten vertikalen Bettexpansion. Die Partikelwechselwirkungen (die „Rheologie“ der Feststoffphase in Euler-Euler-Ansatz) wurden in einer externen und mit der CFD-Simulationsumgebung gekoppelten DEM-Umgebung auf der Ebene von Einzelpartikeln aufgelöst und berechnet. Für die Modellierung der Turbulenz wurde, wie auch in den Vorarbeiten von Gryczka u. a. (2009a-c) und Jacob (2009) ein k - ε -Modell verwendet. Wegen des rechenintensiven DEM-Simulationsteils wurde eine etwas kleinere Masse des Partikelbetts als in Gryczka u. a. (2009a) modelliert. Die Modellierung der Anlage mit der Tiefe von 0,1 m wurde im Gegensatz zu den Vorarbeiten in 3D durchgeführt, um zu überprüfen, ob sich die Gas-Partikel-Strömung in der Anlage bei dieser Tiefe tatsächlich zweidimensional verhält und somit mit einem 2D-Ansatz modelliert werden kann. Die Experimente zur Validierung der Simulationen wurden ebenfalls an der Anlage dieser Tiefe durchgeführt.

2.3.1 Gekoppelte CFD-DEM Simulation

In diesem Kapitel wird zunächst der Ablauf einer gekoppelten CFD-DEM-Simulation erläutert. Abbildung 2.4 stellt die Ablaufsequenz der CFD-DEM-Simulation für eine „zwei-Wege“-Kopplung dar. Eine „zwei-Wege“-CFD-DEM-Kopplung bedeutet, dass sowohl die Partikeldynamik durch die Dynamik der Fluidphase als auch die Fluidodynamik durch die Dynamik der Feststoffphase beeinflusst werden. Neben der „zwei-Wege“-Kopplung wird gelegentlich auch eine weniger rechenintensive „ein-Weg“-Kopplung verwendet, wo nur die Bewegung von

Partikeln durch die Gasphase beeinflusst wird, aber nicht umgekehrt. Allerdings ist die Anwendbarkeit dieser Kopplungsart nur auf sehr verdünnte Gas-Partikel-Strömungen beschränkt.

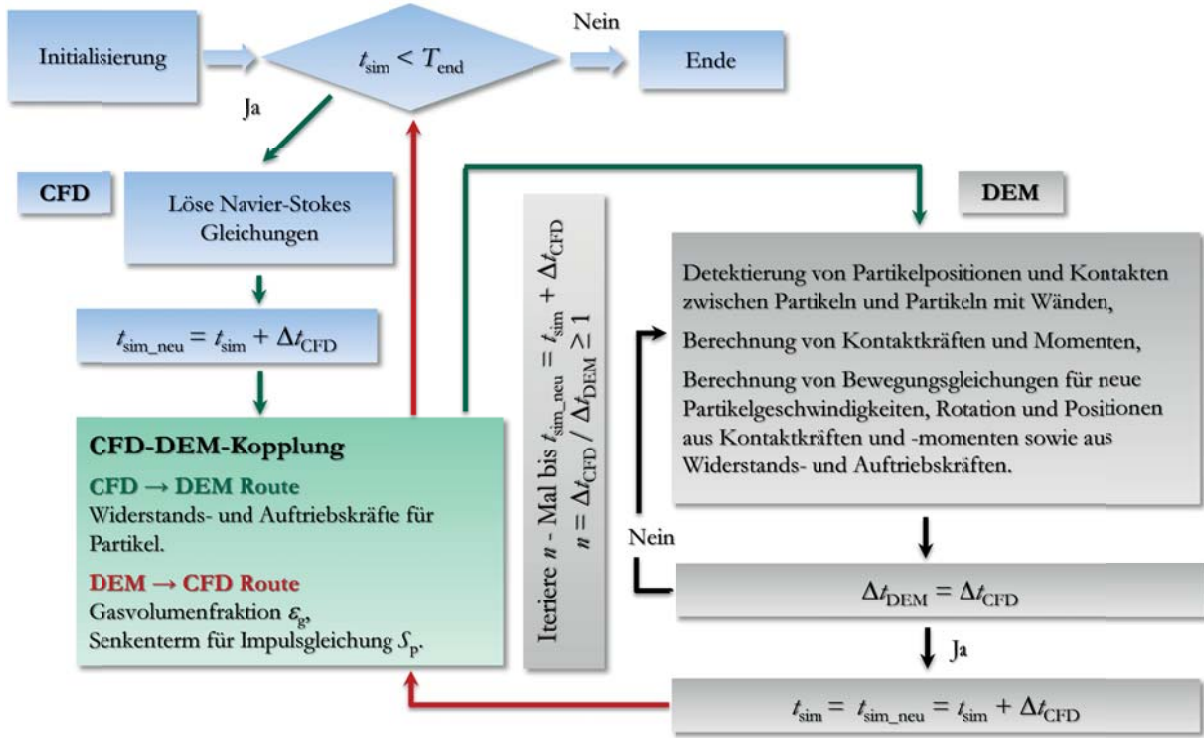


Abbildung 2.4: Ablaufsequenz einer CFD-DEM-Simulation mit „zwei-Wege“-Kopplung.

Die grüne Route in der Abb. 2.4 stellt den Datentransfer von der CFD- (blau) in die DEM-Umgebung (grau) und die rote Route den Transfer von DEM zu CFD dar. Die beiden Umgebungen werden durch die sogenannten Kopplungsterme miteinander gekoppelt. Diese Terme können den Gas-Partikel-Widerstand, den Saffman-Auftrieb, den Magnus-Effekt, die strömungsinduzierte Partikelrotation und den Auftrieb aufgrund des Druckgradienten berücksichtigen.

Nach der Initialisierung einer gekoppelten Simulation werden die Navier-Stokes-Gleichungen zunächst für eine reine Gasphase berechnet und die Simulationszeit um den CFD-Zeitschritt aktualisiert. Je nach Art der verwendeten Kopplungsterme werden die für die Berechnung benötigten Informationen, wie z.B. Gasgeschwindigkeit, Druck und Wirbelstärke ermittelt und verwendet, um Widerstands- und Auftriebskräfte zu berechnen. Im nachfolgenden ersten DEM-Zeitschritt Δt_{DEM} werden die Partikel mit vordefinierter Anzahl und den Eigenschaften in einem ebenfalls vordefinierten „virtuellen“ Volumen auf zufälligen Positionen generiert. Die Aufgabe des DEM-Teils besteht darin, die translatorischen und Rotationsbewegungsgleichungen $m\dot{\mathbf{v}}_i = \sum \mathbf{F}$ und $I\dot{\omega}_i = \sum \mathbf{T}$ für jedes einzelne Partikel i im Partikelkollektiv zu lösen. Liegen Partikelkontakte oder Partikel-Wandkontakte vor, werden Kontaktkräfte berechnet. Diese können

elastische, inelastische sowie Reibungs- und Kohäsionskräfte beinhalten. Die oben erläuterten Kräfte aus dem CFD-Teil der Kopplung zusammen mit den berechneten Kontakt- und Gewichtskräften werden verwendet, um translatorische und Winkelbeschleunigungen, Geschwindigkeiten und Trajektorien für jedes Partikel zu berechnen sowie die Partikelpositionen nach dem DEM-Zeitschritt zu aktualisieren. Die Partikelgeschwindigkeiten und -positionen am Ende der DEM-Rechnung werden dann verwendet, um die Gasvolumenfraktion und einen Senkenterm für die Impulsgleichung des CFD-Modells zu berechnen. Diese Daten werden dann im nächsten Zeitschritt vom CFD-Modell benötigt. Die Sequenz: (a) *CFD-Berechnung für $\Delta t_{\text{CFD}} \rightarrow$* (b) *Transfer von CFD-Kräften in DEM $\rightarrow$* (c) *DEM-Berechnung für $\Delta t_{\text{CFD}} = n \cdot \Delta t_{\text{DEM}} \rightarrow$* (d) *Transfer von Gasvolumenfraktion/Senkenterm in CFD* wird solange durchgeführt, bis die vordefinierte gesamte Simulationsdauer T_{end} erreicht wird.

Der DEM-Zeitschritt Δt_{DEM} soll dabei kleiner oder gleich dem CFD-Zeitschritt Δt_{CFD} sein. Der DEM-Zeitschritt wird durch Partikelgröße und -dichte sowie elastische Eigenschaften des Partikelmaterials, wie Schubmodul und Querkontraktionszahl, bestimmt und liegt üblicherweise im Bereich von $10^{-8} \dots 10^{-6}$ s. Die DEM-Berechnung wird sooft nacheinander durchgeführt, bis die DEM-Simulationszeit dem CFD-Zeitschritt angeglichen wird, d.h. $n \cdot \Delta t_{\text{DEM}} = \Delta t_{\text{CFD}}$, wobei n der Quotient aus Δt_{CFD} und Δt_{DEM} ist. Im nachfolgenden Kapitel werden die in dieser Arbeit verwendeten Modelle für jeden Teil der Kopplung dargestellt.

2.3.2 Modellgleichungen

(i) Gasphase (CFD)

Die Navier-Stokes-Gleichungen (Gl. 2.1 und 2.2) wurden mithilfe des SIMPLE-Algorithmus (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations) für die Gasdruck-Gasgeschwindigkeit-Kopplung gelöst (Fluent 2013):

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_g \rho_g) + \nabla \cdot (\varepsilon_g \rho_g \vec{u}_g) = 0, \quad (\text{Gl. 2.1})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon_g \rho_g \vec{u}_g) + \nabla \cdot (\varepsilon_g \rho_g \vec{u}_g \vec{u}_g) = -\varepsilon_g \nabla p_g - \nabla \cdot (\varepsilon_g \vec{\tau}_g) - \vec{S}_p + \varepsilon_g \rho_g \vec{g}, \quad (\text{Gl. 2.2})$$

wobei ε_g , ρ_g , $\vec{u}_g$ und p_g die Volumenfraktion, Dichte, Geschwindigkeit und Druck der Gasphase sind. $\vec{S}_p$ ist der Senkenterm für den Gasimpuls. Die Berechnung des Spannungstensors $\vec{\tau}_g$ erfolgt nach Gleichung 2.3:

$$\vec{\tau}_g = -\left(\lambda_g - \frac{2}{3}\mu_g\right)(\nabla \cdot \vec{u}_g)\vec{I}_e - \mu_g\left((\nabla \vec{u}_g) + (\nabla \vec{u}_g)^T\right). \quad (\text{Gl. 2.3})$$

Dabei sind λ_g und μ_g die Volumen- und die dynamische Scherviskosität des Gases. Wegen einer hohen Stromlinienkrümmung in den Bereichen der Gaseingangskanäle wurde das k - ε -Modell mit Renormalisierungsgruppe (RNG) für die Turbulenzmodellierung verwendet

(Yakhot und Orszag, 1986). Die Berechnung der Gasvolumenfraktion ε_g in einer CFD-Zelle erfolgt mit der Gleichung 2.4:

$$\varepsilon_{g\text{cell}} = 1 - \frac{1}{V_{\text{cell}}} \sum x_i V_i, \quad (\text{Gl. 2.4})$$

Zur Berechnung der Gasvolumenfraktion werden alle (Teil-)Volumina $x_i \cdot V_i$ der Partikel in einer CFD-Zelle mit dem Volumen V_{cell} aufsummiert; x_i ist dabei der Volumenanteil des Partikels i , der sich in der CFD-Zelle befindet, und V_i ist das Gesamtvolumen des Partikels i .

(ii) CFD-DEM-Kopplung

Durch die Interaktion mit der Gasphase wirken auf ein Partikel die Auftriebskraft durch den Druckgradienten $\vec{F}_P$ (Gl. 2.5), die Widerstandskraft $\vec{F}_D$ (Gl. 2.6) und die Kraft durch den Scherauftrieb $\vec{F}_{SL}$ (Gl. 2.9).

$$\vec{F}_P = -V_i \nabla p_g, \quad (\text{Gl. 2.5})$$

wobei V_i das Volumen des Partikels i und p_g der Gasdruck sind.

Die Widerstandskraft ist eine Funktion der Partikelgröße, der Gasvolumenfraktion, der relativen Geschwindigkeit $\vec{v}_{\text{rel}} = \vec{u}_g - \vec{v}_i$ und des Impulsaustauschkoeffizienten zwischen den beiden Phasen β_D :

$$\vec{F}_D = \frac{V_i \beta_D}{1 - \varepsilon_g} \vec{v}_{\text{rel}}. \quad (\text{Gl. 2.6})$$

Der Koeffizient β_D wurde mit dem Modell von Gidaspow u. a. berechnet (Gidaspow u. a. 1992, Gidaspow 1994). Dieses Modell stellt eine Kombination der Gleichung von Ergun (Ergun 1952), angewendet für den dichten Strömungsbereich, und der Gleichung von Wen und Yu (Wen und Yu 1966) für den verdünnten Strömungsbereich (Gl. 2.8) dar:

$$\beta_D^{\text{Ergun}} = \frac{\mu_g}{d_i^2} \left(150 \frac{(1 - \varepsilon_g)^2}{\varepsilon_g} + 1,75(1 - \varepsilon_g) Re_i \right), \quad \text{für } \varepsilon_g < 0,8 \quad (\text{Gl. 2.7})$$

$$\beta_D^{\text{Wen \& Yu}} = \frac{\mu_g}{d_i^2} C_D Re_i \frac{1 - \varepsilon_g}{\varepsilon_g^{2,65}}, \quad \text{für } \varepsilon_g \geq 0,8 \quad (\text{Gl. 2.8})$$

$$\text{mit } Re_i = \frac{\varepsilon_g \rho_g |\vec{v}_{\text{rel}}| d_i}{\mu_g} \quad \text{und} \quad C_D = \begin{cases} 24 \frac{1 + 0,15 Re_i^{0,687}}{Re_i}, & \text{für } Re_i < 1000 \\ 0,44, & \text{für } Re_i \geq 1000 \end{cases}.$$

Re_i und C_D sind die Partikel-Reynolds-Zahl und der Strömungswiderstandskoeffizient. Der Einfluss des Gas-Partikel-Impulstransfers auf die Gasphase wird durch eine Senke in der Impulsgleichung (Gl. 2.2) berücksichtigt:

$$\vec{S}_p = \frac{1}{V_{\text{cell}}} \int_{V_{\text{cell}}} \sum_{i=0}^{N_p} \frac{v_i \beta_D}{1-\varepsilon_g} \vec{v}_{\text{rel}} D(\vec{r} - \vec{r}_i) dV, \quad (\text{Gl. 2.9})$$

wobei $\vec{r} - \vec{r}_i$ die Partikelposition und D eine Verteilungsfunktion für die Reaktionskraft des Gas-Partikel-Widerstands auf die CFD-Berechnungsgitter darstellen. Der Scherauftrieb von Saffmann-Typ, der an Partikeln infolge des Gasgeschwindigkeitsgradienten in der Nähe der Apparatewände wirkt, wird mit der Gleichung 2.10 modelliert:

$$\vec{F}_{\text{SL}} = 1,61 C_{\text{SL}} d_i^2 \rho_g \left(\frac{v_g}{|\vec{\omega}_c|} \right)^{0,5} [\vec{v}_{\text{rel}} \times \vec{\omega}_c], \quad \text{für } 0,005 \leq \beta_L \leq 0,4, \quad (\text{Gl. 2.10})$$

$$\text{wo } \beta_L = 0,5 Re_s / Re_p, \quad Re_s = \frac{|du_g/dy| d_i^2}{\nu_g}, \quad Re_p = \frac{|\vec{v}_{\text{rel}}| d_i}{\nu_g} \quad \text{und} \quad \vec{\omega}_c = \nabla \times \vec{u}_g$$

$$\text{und } C_{\text{SL}} = \begin{cases} (1 - 0,3314 \beta_L^{0,5}) \exp\left(-\frac{Re_p}{10}\right) + 0,3314 \beta_L^{0,5}, & \text{für } Re_p \leq 40 \\ 0,0524 (\beta_L Re_p)^{0,5}, & \text{für } Re_p > 40 \end{cases}.$$

ν_g ist dabei die kinematische Viskosität des Gases, ω_c die Wirbelstärke, du_g/dy die Scherrate und d_i der Partikeldurchmesser. Eine ausführliche Beschreibung des Modells kann in Mei (1992) sowie in Gupta und Pagalthivarthi (2006) gefunden werden.

(iii) Partikelphase (DEM)

Die Gleichung 2.11 ist die Newton'sche Bewegungsgleichung für ein Partikel im Gasströmungsfeld mit den oben erläuterten Kopplungskräften $\vec{F}_p$, $\vec{F}_D$ und $\vec{F}_{\text{SL}}$. Die weiteren Kräfte in der Gleichung sind die Gewichtskräfte $\vec{F}_g$ und die Kontaktkräfte $\vec{F}_c$. Die Gleichung 2.12 ist die Euler'sche Bewegungsgleichung für die Partikelrotation, wo I_i das Trägheitsmoment des Partikels, $\vec{\omega}_i$ die Winkelgeschwindigkeit und $\vec{T}_i$ das Drehmoment sind.

$$m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} = \vec{F}_p + \vec{F}_D + \vec{F}_{\text{SL}} + \vec{F}_g + \vec{F}_c, \quad (\text{Gl. 2.11})$$

$$I_i \frac{d\vec{\omega}_i}{dt} = \sum \vec{T}_i. \quad (\text{Gl. 2.12})$$

Die Kontaktkräfte $\vec{F}_{c,n}$ und $\vec{F}_{c,t}$ beschreiben die Wechselwirkungen durch Kontakte von Partikeln untereinander und mit den Wänden des Modells in den normalen und in den tangentialen Richtungen:

$$\vec{F}_c = \vec{F}_{c,n} + \vec{F}_{c,t}. \quad (\text{Gl. 2.13})$$

Die Kontakte können dabei die Langzeit- und die Kurzzeitwechselwirkungen (Kollisionen) sein. Die DEM-Objekte (Partikel und Wände) sind unzerstörbare und starre Körper. Die Verformungen, die bei realen Objekten unter der Einwirkung von Kräften entstehen, werden als Überlappungen zwischen den Körpervolumina modelliert (das sogenannte Soft-Sphere-

Model, Cundall und Strack 1979). In der Analogie mit einer Verformung von nachgiebigen Realkörpern bewirkt eine Überlappung δ von starren Objekten in DEM Reaktions- bzw. Rückstellkräfte, die von der Richtung (normal oder tangential) und dem Betrag der Überlappung sowie den elastischen Materialeigenschaften abhängig sind. Diese Kräfte können für Objekte mit gekrümmten Oberflächen wie Partikel und einem linear-elastischen Materialverhalten mit den Modellen von Hertz und Mindlin bestimmt werden (Hertz 1882, Mindlin 1949):

$$\vec{F}_{c,nel} = k_n \delta_{n,ij}^{\frac{3}{2}} \vec{n}_{ij}, \quad (\text{Gl. 2.14})$$

$$\text{mit } k_n = \frac{4}{3} E_{eq} \sqrt{R_{eq}},$$

wobei k_n , $\delta_{n,ij}$ und $\vec{n}_{ij}$ die Kontaktsteifigkeit, die Überlappung und der Einheitsvektor in Normalrichtung sowie E_{eq} und R_{eq} der äquivalente Elastizitätsmodul und der äquivalente Kontaktradius sind. Das Deformationsverhalten (der Verlauf der Kraft-Verformungs-Kurve) ist für diesen Belastungsfall trotz eines linear-elastischen Verhaltens des Partikelmateriale nicht linear.

Für die Tangentialbelastung gilt:

$$\vec{F}_{c,t,el} = k_t \delta_{t,ij} \vec{t}_{ij} \quad (\text{Gl. 2.15})$$

$$\text{mit } k_t = 8 G_{eq} \sqrt{R_{eq} \delta_{n,ij}}.$$

Die Kontaktsteifigkeit in der Tangentialrichtung k_t ist somit vom äquivalenten Schubmodul G_{eq} und vom Kontaktradius sowie von der Normalüberlappung $\delta_{n,ij}$ abhängig.

Die äquivalenten Größen werden eingeführt, da Objekte mit verschiedenen Geometrien (Radii R_i und R_j) sowie mit verschiedenen elastischen Eigenschaften (Elastizitätsmoduln E_i und E_j , Schubmoduln G_i und G_j , Querkontraktionszahlen ν_i und ν_j) miteinander wechselwirken können:

$$\frac{1}{E_{eq}} = \frac{1-\nu_i^2}{E_i} + \frac{1-\nu_j^2}{E_j}, \quad (\text{Gl. 2.16})$$

$$\frac{1}{G_{eq}} = \frac{2-\nu_i}{G_i} + \frac{2-\nu_j}{G_j}, \quad (\text{Gl. 2.17})$$

$$\frac{1}{R_{eq}} = \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_j}. \quad (\text{Gl. 2.18})$$

Im Falle eines Partikel-Wand-Kontaktes geht der Wandradius gegen Unendlich $R_j \rightarrow \infty$, und der äquivalente Radius R_{eq} wird gleich dem Partikelradius R_i .

Die Gleichungen 2.14 - 2.18 modellieren ein ideal-elastisches Materialverhalten, d.h. die modellierten Körper kehren unmittelbar nach der Entlastung zur ursprünglichen Form ohne bleibende Deformation zurück. Die gespeicherte mechanische Verformungsenergie wird dabei vollständig zurückgewonnen. In der Realität erfolgt bei einem Kontakt oder einer Kollision oft eine Energiedissipation. Es existieren mehrere Mechanismen, die diese Energiedissipation hervorrufen können. Materialeitig sind diese unter anderem das zeitabhängige Verhalten, wie Viskoelastizität, sowie unelastische Vorgänge, wie Plastizität oder Rissbildung. So weisen viskoelastische Materialien wie Polymere simultan sowohl elastisches (reversible Verformung) als auch viskoses Verhalten (irreversible Verformung) auf (Elias 2001). Auch im Falle einer vollständigen Rückdeformation erfolgt diese meistens mit einer Zeitverzögerung. Bei Überschreiten einer bestimmten Belastungsspannung (Proportionalitäts- oder Streckgrenze) erfolgt in Polymeren ein plastisches Fließen durch irreversible Verschiebung der Makromoleküle relativ zueinander. In Metallen erfolgt das plastische Fließen meistens durch eine Versetzungsbewegung. In dieser Arbeit wurden γ - Al_2O_3 - und Glaspartikel modelliert. Die beiden Partikeltypen bestehen somit aus spröden keramischen Materialien und es liegt keine Plastizität oder Viskoelastizität vor. Die „materialeitige“ Energiedissipation bei diesen Partikeln kann jedoch durch Mikrorissbildung und Bruch von Oberflächenunebenheiten erfolgen. Für spröde Materialien mit einem linear-elastischen Verhalten gilt dabei die Energiebilanz von Griffith (Griffith 1920, Roylance 2001). Die Verformungsenergie wird dabei freigesetzt, indem Energie aufgewendet wird, um neue Oberflächen (zwei Rissflächen) zu erzeugen. Weitere Mechanismen, die Energiedissipation hervorrufen können, sind Reibung und Erwärmung, Entstehung von elastischen Wellen und des Schalls sowie die Dissipation durch adsorbierte Flüssigkeitsschichten und Adhäsion.

Das in dieser Arbeit angewendete Kontaktmodell stellt ein Modell vom Kelvin-Voigt-Typ (Feder und Dämpfer in einer Parallelschaltung) mit einem zusätzlichen Gleitelement dar (Tsuji 2001). Die konservativen elastischen Kontaktkräfte $\vec{F}_{c,n,el}$ und $\vec{F}_{c,t,el}$ (Gl. 2.14 und 2.15) werden im Modell mit den dissipativen Kräften $\vec{F}_{c,n,d}$ und $\vec{F}_{c,t,d}$ ergänzt (Gl. 2.19 und 2.20):

$$\vec{F}_{c,n,ges} = -\vec{F}_{c,n,el} - \vec{F}_{c,n,d} = -k_n \delta_{n,ij}^{\frac{3}{2}} \vec{n}_{ij} - \eta_{d,n} \vec{v}_{n,ij}^{rel}, \quad (\text{Gl. 2.19})$$

$$\vec{F}_{c,t,ges} = \begin{cases} -\vec{F}_{c,t,el} - \vec{F}_{c,t,d} = -k_t \delta_{t,ij} \vec{t}_{ij} - \eta_{d,t} \vec{v}_{t,ij}^{rel}, & \text{für } |\vec{F}_{c,t}| < \mu_s |\vec{F}_{c,n}| \\ -\mu_s |\vec{F}_{c,n}| \vec{t}_{ij}, & \text{für } |\vec{F}_{c,t}| \geq \mu_s |\vec{F}_{c,n}| \end{cases}, \quad (\text{Gl. 2.20})$$

Dabei ist die maximale Tangentialkraft (Gl. 2.20) durch die Reibungskraft vom Coulomb-Typ $F_R = \mu_s F_{c,n}$ begrenzt (μ_s ist der statische Reibungskoeffizient). Die normalen und tangentialen Dämpfungskonstanten $\eta_{d,n}$ und $\eta_{d,t}$ werden als Funktionen der Überlappung, der elastischen Eigenschaften, der Massen und Radien der Kontaktpartner sowie eines im Experiment messbaren Parameters (siehe Kap. 2.6), dem Restitutionskoeffizienten e , ausgedrückt:

$$\eta_{d,n/t} = -2\sqrt{\frac{5}{6}}\alpha\sqrt{S_{n/t} m_{eq}} \quad (\text{Gl. 2.21})$$

$$\text{mit } \alpha = \frac{\ln e}{\sqrt{\ln^2 e + \pi^2}}, \quad m_{eq} = \frac{m_i m_j}{m_i + m_j}, \quad S_n = 2E_{eq}\sqrt{R_{eq} \delta_{n,ij}}, \quad S_t = 8G_{eq}\sqrt{R_{eq} \delta_{n,ij}}.$$

Im Fall eines Partikel-Wand-Kontakts wird die äquivalente Masse der Kontaktpartner m_{eq} der Partikelmasse m_i gleich gesetzt, da die Wandmasse $m_w = m_j \gg m_i$. Auf ein rollendes Partikel wirkt ein Rollreibungswiderstand $\vec{T}_r$:

$$\vec{T}_r = -\mu_r |\vec{F}_{n,c}| R_i \vec{\omega}_{u,i} \quad (\text{Gl. 2.22})$$

mit μ_r als Rollreibungskoeffizient und $\vec{\omega}_{u,i}$ als Einheitsvektor der Winkelgeschwindigkeit des Partikels.

2.3.3 Simulationseinstellungen und -parameter

Abbildung 2.5 zeigt die Partikelgrößenverteilung der modellierten $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ -Partikel und die Abmessungen des geometrischen Modells. Es wurde die Referenz- bzw. Startgeometrie der prismatischen Strahlschicht mit dem prismatischen Winkel von 60° , der Apparattiefe von 0,1 m, der originalen Zentralprofilform und der Spaltweite von 3,5 mm bei der vollständigen Öffnung modelliert. Tabelle 2.2 fasst die verwendeten Simulationseinstellungen und -parameter zusammen.

Es wurden die kommerziellen Programme ANSYS Fluent 12.0.16 und EDEM 2.3.1 verwendet. Das CFD-Berechnungsgitter wurde mit Hilfe der Software GAMBIT 2.3.16 erzeugt. Die Zellengröße für das Gitter ist in den gekoppelten CFD-DEM-Simulationen durch den Algorithmus für die Berechnung der Gasvolumenfraktion (Gl. 2.4) nach unten limitiert. Dieses Berechnungsverfahren impliziert, dass das Volumen einer CFD-Zelle größer als das Partikelvolumen sein muss, weil ansonsten numerische Instabilitäten im CFD-Löser entstehen (Hoomans u. a. 1996). Um jedoch komplexe Geometrien und die Gasdynamik in Bereichen mit hohen Gradienten der Gasgeschwindigkeit ausreichend gut aufzulösen, ist ein feines Rechennetz vorteilhaft. In dieser Arbeit betrifft dies den Bereich der Gaseingänge (siehe Abb. 2.3 für eine detailliertere Darstellung). Da im Bereich der Gaseingänge in der Regel hohe Gasgeschwindigkeiten vorliegen und sich dadurch dort keine Partikel aufhalten, wurden in diesem Teil des geometrischen Modells feinere Zellen generiert. Ausgehend von feinen Zellen in diesem Bereich wurde die Zellengröße entlang der Anlagenhöhe sukzessive erhöht. Die minimale und die maximale Kantenlänge der Zellen und der verwendeten CFD-Zeitschritte sind in Tab. 2.2 aufgeführt.

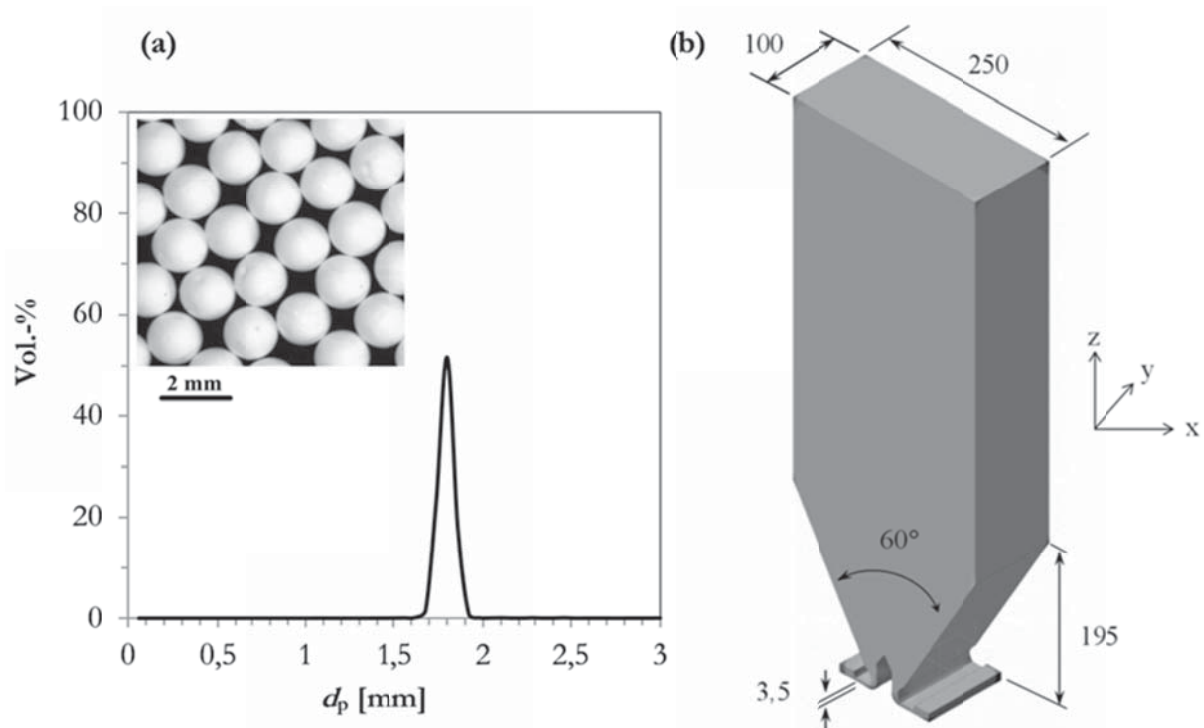


Abbildung 2.5: Modellierter Partikel und Modellgeometrie: (a) Partikelgrößenverteilung der γ - Al_2O_3 -Partikel, (b) geometrisches Modell des inneren Volumens der Anlage. Die Abmessungen der Anlagen-geometrie sind in [mm] angegeben. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015a).

Wegen der komplexen Geometrie des unteren Apparateteils wurde ein unstrukturiertes Gitter verwendet. Aufgrund vom relativ feinen Gitter divergierte die CFD-Berechnung mehrmals jedoch durch eine ungünstige Konfiguration der Partikelpositionen. Das Problem konnte meistens durch Rückspulen der Simulation zum vorhergehenden Speicherschnitt und Erhöhung der Auflösung der Partikelkonturen im Kopplungsmodul gelöst werden. In einigen Fällen musste jedoch der CFD-Zeitschritt von 10^{-4} s vorübergehend auf einen kleineren Wert von 10^{-5} s eingestellt werden bis sich diese Partikelkonfigurationen auflösten.

Die modellierten γ - Al_2O_3 -Partikel sind nahezu ideal runde Kugeln (Sphärizität von 0,98; siehe Tab. 1) und weisen eine enge Größenverteilung (Abb. 2.5 a) auf. Der Schubmodul der Partikel wurde mit $G_p = \frac{1}{2} E_p / (1 + \nu_p)$ und dem Elastizitätsmodul E_p für γ - Al_2O_3 aus Antonyuk (2006) berechnet. Als der Partikel-Partikel-Restitutionskoeffizient wurde der Wert aus Antonyuk (2006) verwendet, welcher für Kollisionen der gleichen γ - Al_2O_3 -Partikel mit einer steifen Stahlwand ermittelt wurde. Der Partikel-Wand-Restitutionskoeffizient wurde mit einer Freifallapparatur (siehe Kap. 2.6.2) gemessen.

Der DEM-Zeitschritt wird üblicherweise auf folgende Art und Weise abgeschätzt: Der maximal zulässige Zeitschritt wird der sogenannten Rayleigh-Zeit gleichgesetzt. Die Rayleigh-Zeit ist die Zeit, welche eine Scherwelle benötigt, um sich durch ein Partikel mit dem Radius R_i und der

Dichte ρ_i mit den elastischen Konstanten Schubmodul G_i und der Querkontraktionszahl ν_i auszubreiten:

$$T_{\text{Rayleigh}} = \pi R_i \left(\frac{\rho_i}{G_i} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{0,1631 \nu_i + 0,8766} . \quad (\text{Gl. 2. 23})$$

Der DEM-Zeitschritt wird üblicherweise im Bereich $0,2 \cdot T_{\text{Rayleigh}} \dots 0,3 \cdot T_{\text{Rayleigh}}$ gewählt. Je kleiner dieser Parameter ist, desto kleinere Partikelüberlappungen können innerhalb eines DEM-Zeitschritts entstehen. Dadurch wird die Rechnung genauer, allerdings führt die Verkleinerung des DEM-Zeitschritts schnell zu einem sehr hohen Rechenaufwand. Die zu hoch gewählten DEM-Zeitschritte führen zu unphysikalischen Ergebnissen. Für die gegebenen $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ -Partikel ergibt sich die Rayleigh-Zeit zu $1,3 \cdot 10^{-6}$ s. Der gewählte DEM-Zeitschritt von $2,5 \cdot 10^{-7}$ s (Tab. 2.2) entsprach $0,19 \cdot T_{\text{Rayleigh}}$.

Bei allen drei simulierten Fällen wurden die Simulationen bei einem Festbettzustand gestartet. Dafür wurden Partikel mit einer gesamten Bettmasse von 0,75 kg auf zufälligen Positionen in einem virtuellen Volumen im unteren Teil des geometrischen Modells generiert und konnten sich unter dem Einfluss der Schwerkraft absetzen, bis die Partikelgeschwindigkeiten nahe Null lag. Um das Ausfallen der Partikel aus den Gaseintrittsöffnungen während dieser Prozedur zu verhindern, wurde eine fiktive Wand über dem Gaseinlassbereich angeordnet. Anschließend wurden die Partikel vollständig abgebremst, die fiktive Platte entfernt und das Gas ins Bett eingeführt, indem DEM mit CFD gekoppelt wurde. Der Gasvolumenstrom wurde von 0 m³/s schrittweise (jeweils in Schritten von 0,004 m³/s pro 0,01 s) auf die gewünschten Endwerte (siehe die Fälle 1-3 in Tab. 2.2) erhöht.

Die Gaseintrittsflächen wurden als zwei separate Geschwindigkeitseingänge und die Gasaustrittsfläche als ein Druckausgang ohne Druckdifferenz relativ zum Gaseintritt definiert. Unter diesen Randbedingungen besitzen die simulierten Druckschwankungen im Bereich über dem Partikelbett sehr geringe Amplituden und der maximale Überdruck liegt im Bereich der Gaseingänge, wo dieser während der Simulationen aufgezeichnet wurde. Dafür wurden in der Mitte der Gaseingangskanäle Flächen definiert und der Verlauf des über diese Flächen gemittelten Gesamtdrucks wurde mit der Speicherrate von 1000 Werte/s aufgenommen. Für jeden Gasvolumenstrom wurden insgesamt 7,096 s simuliert. Die Simulationsdaten wurden erst nach drei Sekunden der Simulationszeit ausgewertet, um den Einfluss der Anfahrtdynamik zu minimieren.

Tabelle 2.2: Einstellungen und -parameter für die Strömungssimulationen.

Parameter / Einstellung	Symbol	Wert	Einheit
Spaltweite des Gaseingangs	b	3,5	mm
Kantenlänge der CFD-Zellen	-	3,5 - 20	mm
Anzahl der CFD-Zellen	N_{cell}	37220	-
Zeitschritt			
- CFD	Δt_{CFD}	$10^{-5}; 10^{-4}$	s
- DEM	Δt_{DEM}	$2,5 \cdot 10^{-7}$	s
Partikelanzahl	N_{p}	235343	-
Partikeldurchmesser	d_{p}	1,8	mm
Partikeldichte	ρ_{p}	1040	kg/m ³
Gasdichte	ρ_{g}	1,225	kg/m ³
Dynamische Gasviskosität	μ_{g}	$1,7894 \cdot 10^{-5}$	kg/(m·s)
Gasvolumenstrom	$\dot{V}$	Fall 1: 0,015 Fall 2: 0,023 Fall 3: 0,032	m ³ /s
Partikel			
- Schubmodul	G_{p}	$5,8 \cdot 10^9$	Pa
- Querkontraktionszahl	ν_{p}	0,25	-
Wand			
- Schubmodul	G_{w}	10^9	Pa
- Querkontraktionszahl	ν_{w}	0,25	-
Restitutionskoeffizient			
- Partikel-Partikel	$e_{\text{p-p}}$	0,75	-
- Partikel-Wand	$e_{\text{p-w}}$	0,9	-
Haftreibung			
- Partikel-Partikel	$\mu_{\text{s, p-p}}$	0,5	-
- Partikel-Wand	$\mu_{\text{s, p-w}}$	0,24	-
Rollreibung			
- Partikel-Partikel	$\mu_{\text{r, p-p}}$	0,06	-
- Partikel-Wand	$\mu_{\text{r, p-w}}$	0,05	-

2.4 Druckverhalten der Gasphase

Um die in den Druckmessreihen verborgenen Informationen zu quantifizieren (siehe Kap. 1.4), wurden Schnelle Fourier-Transformation (FFT) und Methoden aus der Deterministischen Chaostheorie (DCT) angewendet.

2.4.1 Fourier Transformation

Die periodischen Funktionen lassen sich als Überlagerungen von Schwingungen unterschiedlicher Frequenzen und Amplituden auffassen und mit Hilfe einer Fourier-Reihenentwicklung in eine Summe von Sinus- und Kosinus-Funktionen umwandeln. Eine Anwendbarkeit der Fourier-Analyse für nicht-periodische Funktionen wird oft erreicht, indem eine integrale Form, bekannt als eine Fourier-Transformation, verwendet wird. Dabei betrachtet man ein nichtperiodisches als ein periodisches Signal, dessen Periodendauer gegen Unendlichkeit strebt (Hoffmann und Wolff 2014).

Die allgemeine Fourier-Transformation wird nur dann angewendet, wenn eine kontinuierliche und integrierbare Funktion $y(t)$ vorliegt:

$$\begin{aligned} F(f) &= \int_{-\infty}^{\infty} y(t) \exp(-2\pi i f t) dt \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} y(t) (\cos(2\pi f t) - i \cdot \sin(2\pi f t)) dt, \end{aligned} \quad (\text{Gl. 2.24})$$

wo F die Fourier-Transformierte, f die Frequenz und t die Zeit sind.

Durch eine Fourier-Transformation wird die Funktion $y(t)$ für die Untersuchung auf die enthaltenen Frequenzen zugänglich gemacht. Eine Fourier-Transformierte $F(f)$ kann durch eine inverse Fourier-Transformation in die Originalfunktion $y(t)$ überführt werden. Somit sind $y(t)$ und $F(f)$ lediglich unterschiedliche Darstellungen desselben Inhalts, einmal im Zeit- und einmal im Frequenzbereich. Liegt keine kontinuierliche Funktion, sondern eine zeitbegrenzte Messreihe der Länge N von diskreten Messwerten vor, die in gleichen Zeitintervallen Δt aufgenommen werden, findet die sogenannte Diskrete Fourier-Transformation (DFT) Anwendung.

In dieser Arbeit wurde die Fourier-Analyse der aufgenommenen Druckverlustzeitreihen aus Experimenten und Simulationen in Matlab 7.10.0 (R2010a) vorgenommen. Die diskrete Fourier-Transformierte $F(k)$ wird in Matlab 7.10.0 mit der Gleichung 2.25 berechnet (Matlab 2010):

$$F(k) = \sum_{j=1}^N x(j) \exp\left(-i \frac{2\pi}{N} (j-1)(k-1)\right). \quad (\text{Gl. 2.25})$$

Die Berechnung erfolgte stets mit der Methode der Schnellen Fourier-Transformation (engl.: Fast Fourier Transform, FFT), welche einen effizienten Algorithmus für die Berechnung von DFT darstellt. Für eine Visualisierung der enthaltenen Frequenzen sind die Auftragungen von den Typen F , F^2 und $\log F$ in Abhängigkeit von der Frequenz f gebräuchlich. In dieser Arbeit wurde der Typ F^2 verwendet. Die auf diese Weise erhaltene Größe wird oft als Power-Funktion (PF) bezeichnet und aus der Auftragung gegen die Frequenz wird ersichtlich, wie die Signalenergie im dargestellten Frequenzbereich verteilt ist. Die Fourier-Transformierte wurde nach dem Vorschlag von Link u.a. (2005) mit der Signallänge normiert.

Abbildung 2.6 zeigt eine exemplarische Druckverlustzeitreihe mit der dazugehörigen Power-Funktion in Abhängigkeit von der Frequenz. Das in Abb. 2.6 auf der linken Seite gezeigte Messsignal des Druckverlusts $\Delta P(t)$ ist überwiegend periodisch, d.h. weist ähnliche Amplituden der Druckfluktuationen bei einer nahezu konstanten Frequenz auf, was an einem einzelnen Peak im Frequenzspektrum rechts erkennbar ist. Dieser Druckverlauf weist auf einen stabilen Strömungszustand der Partikel in der Strahlschicht, der gleichförmige Druckfluktuationen hervorruft, hin (Gryczka 2008 und 2009c). In der Abbildung 2.7 wird eine weitere exemplarische Fourier-Analyse gezeigt. Der Unterschied zwischen beiden Strömungszuständen aus den Abbildungen 2.6 und 2.7 liegt nur im Luftvolumenstrom (beim Strömungszustand aus der Abb. 2.7 ist dieser höher). Sonstige Mess-, Apparategeometrie- und Partikelbett-Parameter (1 kg von $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ -Partikeln) sind gleich. Die Druckfluktuationen sind im zweiten Fall nicht (mehr) regulär und das Spektrum weist mehrere hohe Peaks und eine breite Verteilung der Frequenzen auf, was auf einen veränderten Strömungszustand von Partikeln hindeutet. Auf Einzelheiten zur Interpretation der Frequenzspektren wird in Kapitel 2.5 eingegangen.

In Abb. 2.6 und 2.7 ist ebenfalls eine Streuung der Messwerte des Druckverlusts erkennbar, die auf ein überlagertes Rauschen im Messsignal hinweist.

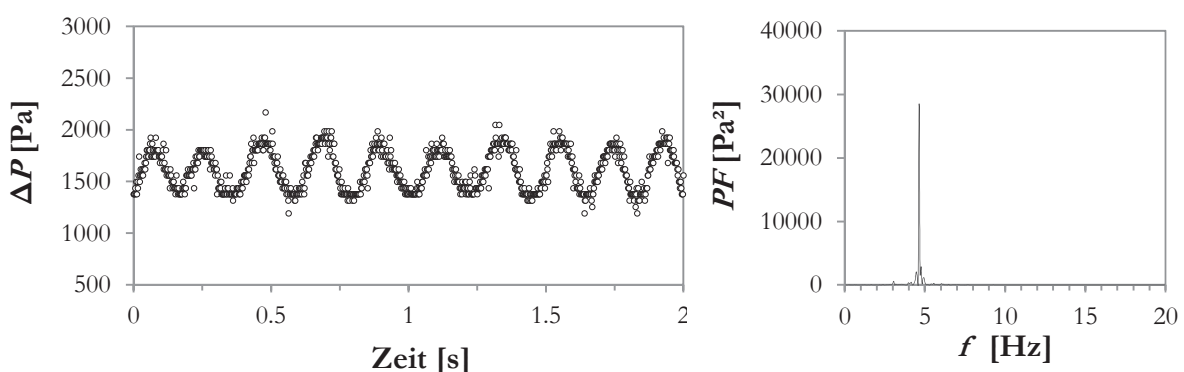


Abbildung 2.6: Ein Ausschnitt (die ersten 1000 Messwerte von 8192) aus einer Messung des Druckverlusts in der Strahlschichtanlage mit der Aufnahmefrequenz von 0,5 kHz und das zu der vollständigen Messreihe zugehörige Frequenzspektrum. Luftvolumenstrom von 0,025 m³/s.

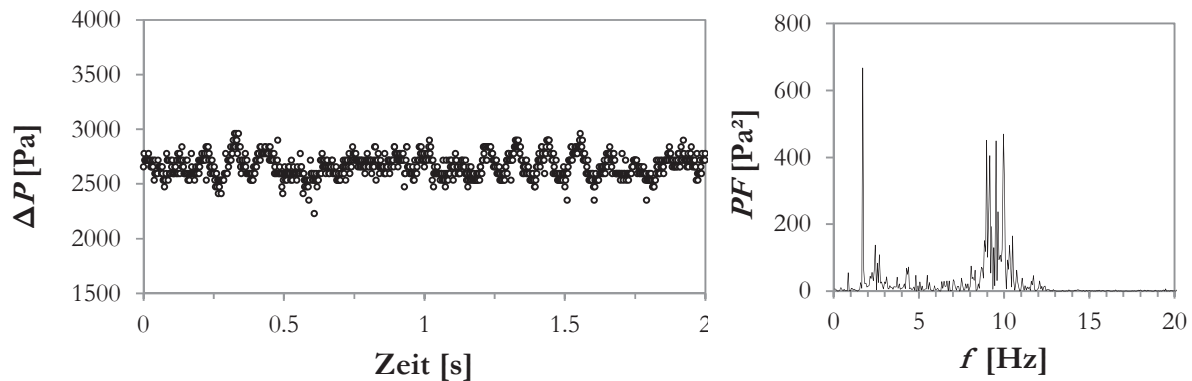


Abbildung 2.7: Ein Ausschnitt aus einer Messung des Druckverlusts in der Strahlschichtanlage mit der Aufnahmefrequenz von 0,5 kHz und das zugehörige Frequenzspektrum. Luftvolumenstrom von 0,035 m³/s.

2.4.2 Deterministische Chaostheorie

Die Druckverlustzeitreihen aus mehreren Experimenten und Simulationen wurden zusätzlich mit Methoden der Deterministischen Chaostheorie (DCT) analysiert. In diesem Kapitel werden die verwendeten Methoden kurz dargestellt.

Viele dynamische Systeme können in deterministische und stochastische sowie in konservative und dissipative Systeme unterteilt werden (Bleek und Schouten 1993). Die deterministischen Systeme sind geordnete Systeme, dessen dynamisches Verhalten sich zu jedem Zeitpunkt bis ins Unendliche vorhersagen lässt. Für stochastische Systeme ist eine Vorhersage der Zustandsänderung nicht möglich und jedes Ereignis auch nach einem sehr kurzen Zeitintervall ist eine vollkommene Überraschung. Bei konservativen Systemen bleibt die Energie im System erhalten, während bei einem dissipativen System ein Teil der Energie dissipiert wird, indem sie z.B. durch Reibung in Wärme umgewandelt wird.

Es lassen sich demnach folgende Grenzfälle für das Verhalten von dynamischen Systemen ableiten:

- (i) deterministisch-konservative,
- (ii) deterministisch-dissipative,
- (iii) stochastisch-konservative,
- (iv) stochastisch-dissipative Systeme.

Das Verhalten der Partikelfluidisation wie z.B. in den Wirbelschichten fällt allerdings in keine der oben genannten Kategorien. Das Verhalten dieser Systeme ist dissipativ, jedoch weder (voll) deterministisch noch (voll) stochastisch. Solche Systeme gehören zu der Kategorie der Systeme mit einem dissipativen deterministisch-chaotischen Verhalten (Bleek und Schouten 1993). Für diese Systeme lässt sich die zeitliche Entwicklung der Dynamik zumindest teilweise über ein

beschränktes Zeitintervall vorhersagen. Weitere Beispiele für diese Systeme sind anharmonische Oszillatoren oder einige turbulente Strömungen (Vojta und Vojta, 2013).

Die Kolmogorov-Entropie K stellt eine charakteristische Größe zur Beschreibung des zeitlichen Verhaltens der chaotischen Systeme dar. Die Kolmogorov-Entropie, die auch als Kolmogorov-Sinai-Entropie, maßtheoretische oder metrische Entropie bezeichnet wird, gibt die mittlere Rate an, mit der Informationen über den Zustand eines dynamischen Systems mit der Zeit verloren gehen und charakterisiert somit, wie chaotisch ein dynamisches System sich verhält (Schuster und Just 2005). Damit kann die Vorhersagbarkeit des Systemverhaltens quantifiziert werden (Schuster und Just 2005). Die Einheit der Kolmogorov-Entropie ist [Bits/s]; je höher der Entropiewert ist, desto weniger vorhersagbar ist das Systemverhalten.

$$K = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \lim_{a \rightarrow 0} \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N \Delta t} \sum_{n=0}^{N-1} (K_{n+1} - K_n), \quad (\text{Gl. 2.26})$$

n : Zustand des Systems,

Δt : Zeitintervall zwischen Zuständen n und $n + 1$,

a : Kantenlänge eines „würfelförmigen“ Bereichs der Größe a^d im d -dimensionalen Phasenraum,

N : Anzahl von Zuständen,

$K_{n+1} - K_n$: erforderliche Zusatzinformation, um den Zustand $n + 1$ aus dem Zustand n vorherzusagen.

Zur Ermittlung der Entropie eines chaotischen Systems aus einer Zeitreihe von Werten sollte zunächst ein sogenannter chaotischer oder seltsamer Attraktor (engl.: strange attractor) rekonstruiert werden (Ruelle und Takens 1971). Ein Attraktor im Allgemeinen (lat.: *ad trahere*: zu sich hin ziehen) ist ein bestimmter Teilbereich im Phasenraum, in den ein dynamisches System mit der Zeit „wandert“, d.h. jede Systemvariable nähert sich mit der Zeit asymptotisch zu diesem „attraktiven“ Wertebereich oder zu einem bestimmten Wert und verbleibt dort. Der Phasenraum stellt dabei die Menge aller möglichen Zustände des dynamischen Systems dar. Für dissipative deterministische Systeme beschreiben die Attraktoren die Ruhezustände (wie z.B. die sich einstellende Ruhelage eines reibungsbehafteten Pendels, wenn keine Zusatzanregung erfolgt) oder die stabilen Bewegungszustände (wie z.B. die stationäre Bewegung dieses Pendels mit einer gleichförmigen periodischen Anregung). Für diese Systeme besitzen die Attraktoren in der Regel einfache Geometrien, wie Fixpunkte, Grenzyklen oder Tori (Freitag 2007, Kinnebrock 2011).

Der Attraktor eines chaotischen Systems stellt ebenfalls einen im Phasenraum gebundenen und beschränkten Bereich dar, der alle Trajektorien aus seinem Einflussbereich bei ausreichend langen Zeiten zu sich hinzieht. Allerdings weist ein seltsamer Attraktor wegen der chaotischen Natur des zugrunde liegenden Systems eine ausgeprägte Empfindlichkeit gegenüber den Anfangsbedingungen auf. Die Trajektorien dieses Attraktors, die anfangs benachbart sind, laufen schnell auseinander und die Punkte auf seinen Orbitalen, die anfangs beliebig nahe lagen, entfernen sich nach hinreichend langer Zeit exponentiell voneinander (Schuster und Just 2005, Freitag 2007). Darüber hinaus besitzt ein seltsamer Attraktor eine fraktale Struktur und somit

eine gebrochene Dimension im Phasenraum. Die Einflussbereiche von seltsamen Attraktoren können dabei sehr komplizierte Geometrien aufweisen.

In der Praxis sind bei vielen Systemen nur wenige Systemvariablen (zumindest gleichzeitig) oder eben nur eine Systemvariable messbar. F. Takens hat bewiesen (Takens 1981), dass selbst die Zeitreihe einer einzigen Systemvariable ausreichend sein kann, um einen vollständigen Attraktor des Systems mit vielen gekoppelten Variablen zu rekonstruieren. Die Rekonstruktion erfolgt mit einer Versatzzeit- oder Zeitverschiebungsmethode. Es müssen zunächst eine Zeitverschiebung τ und eine Einbettungsdimension m_e gewählt werden.

In der Abbildung 2.8 ist die Rekonstruktion eines seltsamen Attraktors aus einer Druckverlustzeitreihe $\Delta P(t)$ schematisch dargestellt. Die Zeitreihe auf der linken Seite der Abbildung besteht aus N Messwerten, die in gleichen Zeitintervallen $\Delta t = f_s^{-1}$ mit einer Messfrequenz f_s aufgenommen wurden. Der rechts dargestellte Attraktor ist zweidimensional eingebettet, d.h. die Einbettungsdimension m_e ist 2. Der Zustandsvektor $(\Delta P(t_1), \Delta P(t_1 + \tau))^T$ beschreibt die Position eines Punktes auf der Orbitalen des Attraktors. Für $m_e = 3$ besitzt der Phasenraum die Dimensionen $\Delta P(t)$, $\Delta P(t + \tau)$ und $\Delta P(t + 2\tau)$, und der Zustandsvektor hat die Form $(\Delta P(t_1), \Delta P(t_1 + \tau), \Delta P(t_1 + 2\tau))^T$ usw. Die Einbettungsdimension m_e muss je nach der Komplexität der Zeitreihe ausreichend hoch gewählt werden, sodass die Orbitalen des Attraktors sich nicht schneiden. Das Ziel dieser Rekonstruktion ist einen Satz von m -dimensionalen Zustandsvektoren zu generieren, die Punkte auf Orbitalen des Attraktors repräsentieren. Die Analyse der Abstände zwischen diesen Punkten auf den Orbitalen des Attraktors bildet die Grundlage zur Bestimmung der Korrelationsdimension D des seltsamen Attraktors und der Kolmogorov-Entropie K unter Verwendung der sogenannten Korrelationsintegrale $C(l)$ und $C(b)$. In dieser Arbeit wurden die Kolmogorov-Entropie K und die Korrelationsdimension D als Quantitäten für die Vorhersagbarkeit und Komplexität des Strömungszustandes in der Strahlschicht verwendet.

Zur Ermittlung dieser Größen wurde die von Bleek und Schouten (1993) und Schouten u. a. (1994a und 1994b) entwickelte Methode „RRCHAOS“ angewendet. Das Korrelationsintegral $C(l)$ stellt die Verteilungsfunktion der Abstände l zwischen den Punkten auf den Orbitalen des Attraktors dar. Für nicht zu große Abstände l gilt (Bleek und Schouten 1993, Freitag 2007):

$$C(l) = l^D \quad \text{bzw.} \quad \ln C(l) = D \cdot |\ln(l)|, \quad (\text{Gl. 2.27})$$

wo D die gesuchte Korrelationsdimension ist. Diese Eigenschaft des seltsamen Attraktors kann dabei als Maß für die Komplexität der Dynamik des unterliegenden deterministisch-chaotischen Systems interpretiert werden (Borovkova u.a. 1999).

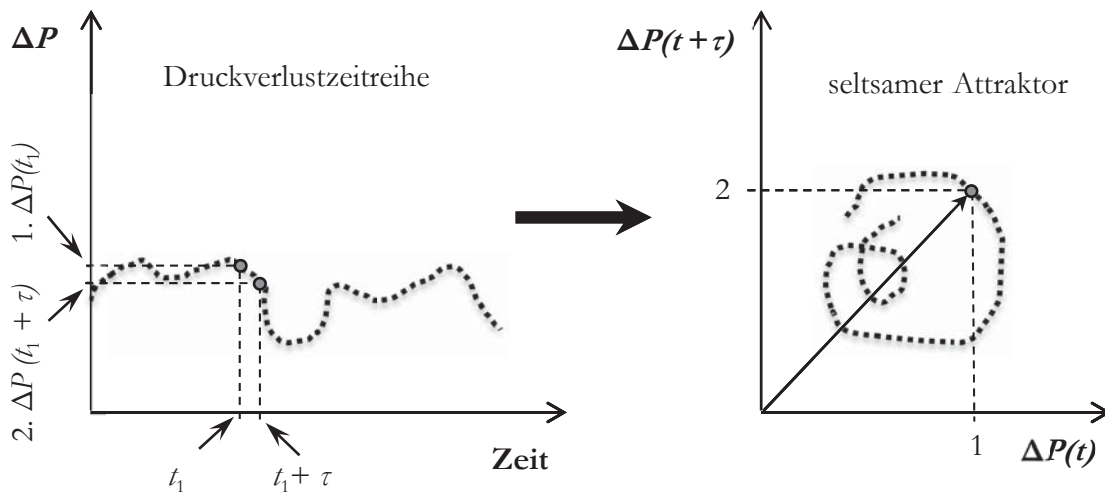


Abbildung 2.8: Eine schematische Darstellung der 2D-Rekonstruktion eines seltsamen Attraktors aus einer Druckverlustzeitreihe (Modifizierte Abbildung aus Bleek und Schouten, 1993).

Die Ermittlung der Kolmogorov-Entropie erfolgt auf folgende Weise: die Anzahl b der zuvor festgelegten Zeitschritte Δt wird ermittelt, die nötig sind bis die Entfernung von anfangs benachbarten Punkten auf den Orbitalen des Attraktors größer als eine ebenfalls zuvor festgelegte „cut-off“ Entfernung. Die Verteilungsfunktion dieser diskreten Zeit b ist (Bleek and Schouten 1993):

$$C(b) = 2^{-K \Delta t b}, \quad (\text{Gl. 2.28})$$

wo K die Kolmogorov-Entropie ist.

In der RRCHAOS-Methode wird die Zeitverschiebung $\tau = f_s^{-1}$ gesetzt. Die Messfrequenz f_s muss dabei in Bezug auf die Zykluszeit T_c (mittlere Periode der typischen Schwingungen der Zeitreihe) relativ hoch sein. Der empfohlene Bereich, wo die Messfrequenz für Systeme mit einem überlagerten weißen Rauschen im Signal liegen sollte, ist laut Schouten u. a. (1994b):

$$f_s = \frac{1}{\tau} = (50 \dots 200) \frac{1}{T_c} = (50 \dots 200) f_c. \quad (\text{Gl. 2.29})$$

Die typischen Schwingungsfrequenzen f_c können dabei vorab mit einer Fourier-Analyse ermittelt werden (siehe Kap. 2.3.1).

In dieser Arbeit lagen die systemtypischen Schwingungsfrequenzen für die mit den DCT-Methoden untersuchten Strömungszustände im Bereich bis 10 Hz (siehe Kap. 3.1). Daraus ergibt sich mit der Gleichung 2.29 der empfohlene Bereich für die Messfrequenz f_s von 500 bis 2000 Hz. Die experimentellen Druckverlustzeitreihen, die mit DCT analysiert wurden, wurden mit der maximalen Messfrequenz des verwendeten Sensors von 1000 Hz aufgenommen. In CFD-DEM-Simulationen wurde dieselbe Speicherfrequenz für das Mitschreiben von Druckverlustdaten verwendet (Kap. 2.3.3). Daraus ergibt sich eine Zeitverschiebung τ von 0,001 s. Die

Anforderung, dass die Anzahl der Abtastpunkte im Bereich von 50-200 pro Zykluszeit liegen sollte, wurde bei dieser Mess- bzw. Aufnahmefrequenz sowohl für die Druckverlustzeitreihen aus den Experimenten als auch aus den Simulationen erfüllt. In den meisten Fällen lag dieser Parameter im Bereich zwischen 120 und 170.

Bei der Analyse der experimentellen Zeitreihen mit einem überlagerten Rauschen (Kap. 2.3.1) wurden die Zeitreihen mit einer Tiefpassfilterung vorgereinigt und Frequenzen oberhalb von 100 Hz aus dem gemessenen Signal entfernt. Dieser Wert beträgt das 10-fache der maximalen systemtypischen Frequenz der untersuchten Zeitreihe (wie ebenfalls vorgeschlagen in Bleek und Schouten, 1993). Die maximalen systemtypischen Schwingungsfrequenzen wurden mit der Fourier-Analyse der ungefilterten Daten ermittelt. Die Daten aus den Simulationen waren frei von Rauschen und wurden deshalb ohne Vorbehandlung analysiert.

Die RRCHAOS-Methode verwendet die Methode der Abschätzung der maximalen Wahrscheinlichkeit (engl.: Maximum-Likelihood-Estimation). Im Falle von durch ein Messrauschen beeinträchtigten Daten sollte eine alternative Routine aus Schouten u. a. (1994b) mit einer Umskalierung des Korrelationsintegrals verwendet werden. Diese Methode wurde für die experimentellen Daten verwendet. Mehr Informationen zum Messsignal-Rauschen in den aufgenommenen Druckverlustzeitreihen können im nächsten Kapitel und eine detailliertere Beschreibung zur RRCHAOS-Methode in Bleek und Schouten (1993) und Schouten u. a. (1994a und 1994b) gefunden werden.

2.5 Bewertung der Strömungsstabilität

Die Strömungsstabilität wurde durch eine optische Bewertung des Strömungsmusters von Partikeln und eine Analyse des Verhaltens des Druckverlusts in der Anlage bewertet. Die analysierten Eigenschaften der Gas-Partikel-Strömung waren:

- (i) die Strömungssymmetrie bei der visuellen Beobachtung,
- (ii) das Frequenzspektrum,
- (iii) die chaotischen Eigenschaften des Drucksignals,
- (iv) die Amplitude der Druckfluktuationen.

Die Bewertungskriterien für die Strömungsstabilität (i) und (ii) beruhen auf den Untersuchungen von Chen (2008) an Strahlschichten mit einem Rechteckquerschnitt und einem vertikalen Gas-eingang sowie auf den früheren Arbeiten von Gryczka u. a. (2008a) an der prismatischen Geometrie. Laut Chen (2008) kann ein ideal-stabiler Strahlschichtzustand als eine stationäre, symmetrische und sanfte (ruckarme) zirkulierende Partikelströmung aufgefasst werden.

2.5.1 Visuelle Bewertung des Strömungsmusters

Im Falle eines ideal-stabilen Strahlschichtzustands sollten die Strömungsbedingungen im Laufe der Zeit konstant bleiben, d.h. die Partikel sollten dauerhaft ähnliche Bewegungsmuster

ausführen. Die Verteilung der Feststoffe in der Anlage sollte symmetrisch sein sowie der Strahl kontinuierlich und auf derselben Position bleiben. Die beste Möglichkeit zur visuellen Beurteilung bietet das Beobachten des Verhaltens der Fontäne (Abb. 1); ihre Form sollte symmetrisch sowie die Höhe und Position über die Zeit konstant bleiben.

2.5.2 Analyse des Frequenzspektrums

Gryczka u. a. (2008a) korrelierten den Zustand der stabilen Strahlschicht in der prismatischen Anlage mit regelmäßigen Schwankungen des Druckverlusts, d.h. mit den Druckfluktuationen mit fast identischen Frequenzen und Amplituden. Das bedeutet weiterhin, dass beim stabilen Strahlschichtzustand eine charakteristische Frequenz das Frequenzspektrum dominiert. Nach der Fourier-Transformation sollte dieses Druckverhalten in einem hohen schmalen Peak im Frequenzspektrum bei der entsprechenden Frequenz resultieren. Diese dominierenden Frequenzen liegen für Strahlschichten mit dem Rechteckquerschnitt üblicherweise in einem Bereich von 4-10 Hz (z.B. Freitas u. a. 2004, Piskova und Mörl 2008, Gryczka u. a. 2008a, Chen 2008). Bei den Betriebsbedingungen außerhalb des Existenzfensters des Zustands der stabilen Strahlschicht erzeugen die Strömungsinstabilitäten Perturbationen im Druckverlustsignal, wodurch zusätzliche Peaks von nicht vernachlässigbarer Höhe oder eine breite Verteilung der Power-Funktion entstehen.

Abbildung 2.9 zeigt einige beispielhafte Messergebnisse für unterschiedliche Partikel und statische Betthöhen in der Referenzgeometrie. In Abb. 2.9 (a) sind Druckverlustzeitreihen und dazugehörige FFT-Frequenzspektren für Glaspartikel gezeigt. Für die hier verwendeten Partikel und die statische Betthöhe gibt es einen Bereich der Luftvolumenströme (von ca. 0,04 bis ca. 0,045 m³/s, zwei Messungen in der mittleren Teilabbildung), wo die Druckfluktuationen gleichförmig sind und bei einer Frequenz von etwa 5 Hz liegen. Die Frequenzen von Druckfluktuationen der Zeitreihen bei niedrigeren und höheren Luftvolumenströmen weisen dagegen eine höhere Streuung auf.

Die Abbildung 2.9 (b) zeigt das Druckverhalten für γ -Al₂O₃-Partikel unter Betriebsbedingungen, bei denen der Bereich des Luftvolumenstroms, wo gleichförmige Druckfluktuationen gemessen werden, komplett fehlt⁶, weil die verwendete statische Betthöhe außerhalb des Existenzbereichs des Strahlschichtzustands liegt (hier unterhalb von der sogenannten „minimal spoutable bed depth“, Mathur und Epstein 1974).

⁶ oder so klein war, dass er mit den gewählten Abtastintervallen für Volumenströme nicht erfasst werden konnte.

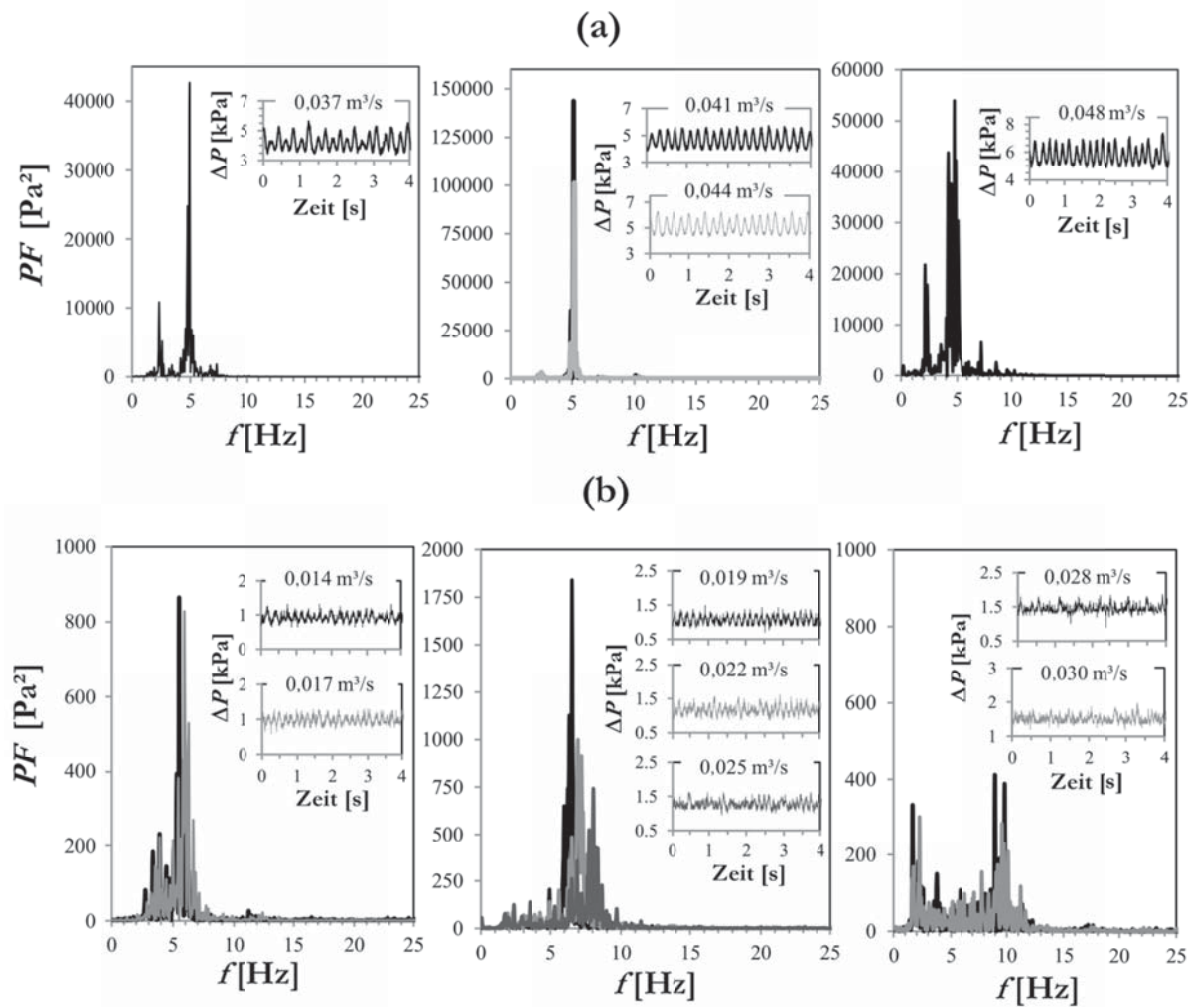


Abbildung 2.9: Beispielhafte Frequenzspektren für die Referenzanlage mit dem prismatischen Winkel $\theta = 60^\circ$ und der Spaltweite $b = 3$ mm für unterschiedliche Partikel, statische Betthöhen und Luftvolumenströme. (a) Für Glaspartikel mit $d_{50,3} = 1,57$ mm, $H_{st} = 0,19$ mm ($m_{Bett} = 3,5$ kg); (b) γ - Al_2O_3 -Partikel mit $d_{50,3} = 1,77$ mm, $H_{st} = 0,95$ m ($m_{Bett} = 0,4$ kg). Eingefügte Diagramme zeigen den Verlauf des Druckverlusts (übersichtlichkeitshalber sind nur die ersten 4 s der erfassten Messsignale gezeigt). Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015b).

Für eine korrekte Interpretation des Druckverlustverhaltens sollte auch angemerkt werden, dass das Drucksignal außerhalb von partikelbedingten Druckfluktuationen ein Sensorrauschen und anlagenbedingte Fluktuationen enthält. Abbildung 2.10 zeigt einige Druckverlustzeitreihen und FFT-Frequenzspektren, die in der leeren Anlage bei verschiedenen Luftvolumenströmen aufgenommen wurden.

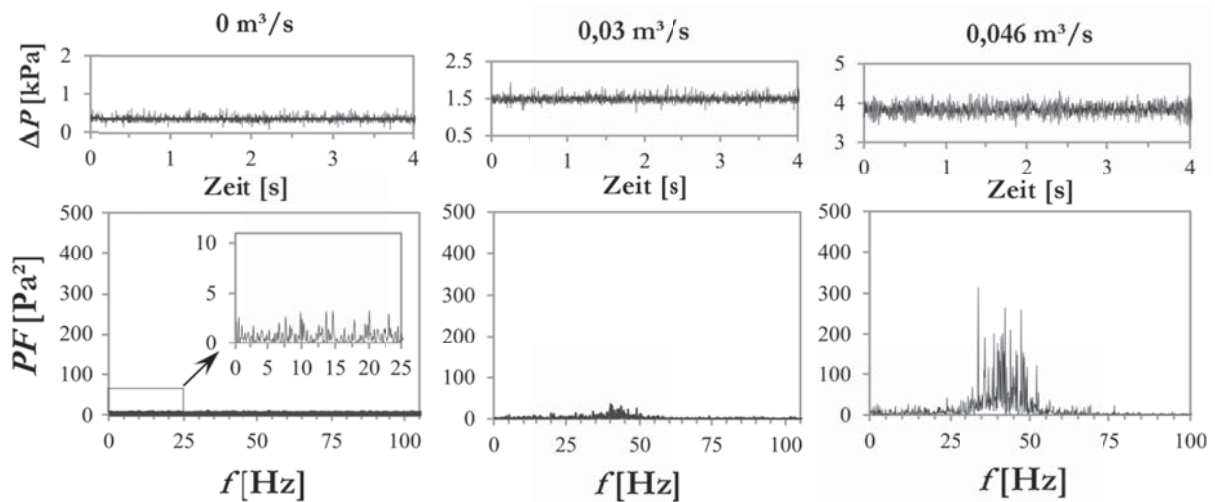


Abbildung 2.10: Druckverlustzeitreihen aufgenommen in der leeren Referenzanlage ($\theta = 60^\circ$, $b = 3 \text{ mm}$) und die entsprechenden Frequenzspektren (übersichtlichkeithalber sind nur die ersten 4 s der Messsignale gezeigt). Das eingefügte Diagramm zeigt einen detaillierteren Ausschnitt des Messsignals, das ohne den Luftvolumenstrom aufgenommen wurde (Messrauschen). Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015b).

Auf der linken Seite der Abbildung ist das ohne Luftzufuhr aufgenommene Messsignal zu sehen und stellt somit das Messrauschen dar. Das reine Sensorrauschen ist vollkommen zufällig und weist deswegen im FFT-Spektrum keine bestimmten Frequenzen auf.

Bei hohen Luftvolumenströmen können darüber hinaus erhebliche Gasdruckfluktuationen in der leeren Anlage detektiert werden (z.B. $0,046 \text{ m}^3/\text{s}$ in Abb. 2.10). Diese unterscheiden sich jedoch von Druckfluktuationen, die durch die Partikelströmung erzeugt werden, deutlich im Frequenzbereich; so liegen die in einer leeren Anlage gemessenen Druckfluktuationen im Bereich von 25 bis 60 Hz und, wie oben bereits erwähnt, die partikelbedingten Schwankungen liegen üblicherweise im Bereich von 4-10 Hz. Die typischen Frequenzen der Druckfluktuationen in den leeren Anlagen mit verschiedenen Geometrien können in Abb. B2 im Anhang dieser Arbeit gefunden werden.

2.5.3 Chaotische Eigenschaften

Die Interpretation von Frequenzspektren von Druckfluktuationen nach Gryczka u. a. (2008a) stellt eine Möglichkeit für die *qualitative* Bewertung der Strömungsstabilität in einer Strahlschicht dar. Aber auch im Fall der stabilen Strömung weisen Einzelpeaks in Frequenzspektren meistens mehr oder minder ausgeprägte Verteilungen auf. Die Bewertung der Stabilität ist somit subjektiv. Das Hauptziel der Studie zur Anwendbarkeit der Deterministischen Chaostheorie in dieser Arbeit war es zu versuchen die Strömungsstabilität zu quantifizieren.

Abbildung 2.11 zeigt die idealisierten Frequenzspektren in der systemtheoretischen Betrachtung aus Freitag (2007). In der Teilabbildung (a) ist das Frequenzspektrum einer *periodischen* und in der

Teilabbildung (b) das Spektrum einer *quasi-periodischen* Dynamik mit zwei voneinander unabhängigen Schwingungsfrequenzen dargestellt. Die typischen Spektren der *chaotischen* Systeme (Abb. 2.11c) zeigen viele nicht interpretierbare Peaks und wiesen oft hohe Energiedichten bei niedrigen Frequenzen auf (Freitag 2007). Die in Abbildung 2.11d gezeigte *stochastische* Dynamik weist eine über den ganzen Frequenzbereich verteilte Energiedichte auf. Das Sensorrauschen aus der Abbildung 2.10 ($0 \text{ m}^3/\text{s}$) fällt eindeutig in diese Kategorie. Die in der Abbildung 2.9 gezeigten typischen Frequenzspektren der Strahlschicht zeigen die Dynamiken von (a) bis (c). Sie lassen sich jedoch selten eindeutig einer der idealisierten Darstellungen aus Abb. 2.11 zuordnen, sondern stellen Fälle mit einer Mischdynamik dar.

Die Stabilität eines dynamischen Systems ist somit mit dem „Chaos-Niveau“ direkt verbunden. Laut Kinnebrock (Kinnebrock 2011) können dynamische Systeme in folgenden Zuständen existieren:

- (i) *Stabiler Zustand*
solche Systeme sind vorausberechenbar, geordnet und reagieren auf kleine Störungen in vorhersehbarer Weise,
- (ii) *Übergang zwischen Ordnung und Chaos*
diese Systeme sind weder rein chaotisch noch stabil,
- (iii) *Chaotischer Zustand*
solche Systeme sind instabil und reagieren auf die kleinsten Störungen unangemessen.

Wie bereits in Kap. 2.4.2 erläutert, kann das „Chaos-Niveau“ mit der Kolmogorov-Entropie K quantifiziert werden. Je chaotischer das Verhalten eines dynamischen Systems wird, desto höher ist der Entropiewert und umgekehrt, d.h. für Systeme mit einem geordneten vorausberechenbaren Verhalten (periodische und quasi-periodische Dynamik aus Abb. 2.11) ist $K = 0$, für chaotische Systeme $0 < K < \infty$ und für stochastische Systeme $K = \infty$ (Bleek und Schouten 1993).

2.5.4 Strömungskohärenz

In dieser Arbeit wurde neben den Frequenzspektren der Drucksignale auch die Amplitude der Druckschwankungen kontrolliert, insbesondere in Bezug auf den Einfluss der vorgenommenen Veränderungen an der Anlagengeometrie auf diese Eigenschaft. Die Amplitudenerhöhung wurde nach einem Strahlschicht-spezifischen Stabilitätskriterium der *Strömungskohärenz* als ein Indikator des Trends in die Richtung der Destabilisierung bewertet.

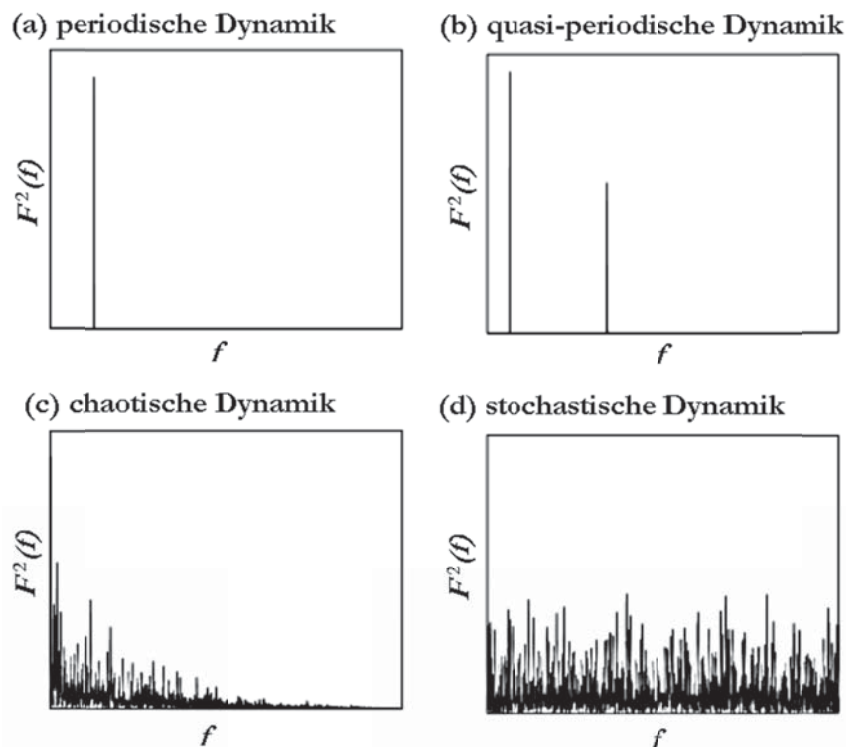


Abbildung 2.11: Typische Verteilungen von Energien aus Systemen mit quantitativ unterschiedlicher Dynamik. Ordinaten sind die Quadrate der Fourier-Transformierten. Modifizierte Abbildung aus Freitag (2007).

Das reguläre periodische Druckverhalten bei dem stabilen Strahlschichtzustand weist darauf hin, dass die Partikelbewegung als eine Abfolge von ähnlichen Ereignissen abläuft, die auf eine periodische Art und Weise auftreten. Die dominierende Frequenz liefert dabei Informationen darüber, wie oft dies in einem Zeitintervall stattfindet. Die Periodizität des Drucksignals deckt allerdings nicht alle mögliche Instabilitäterscheinungen in Strahlschichten ab. Offenbar sollte im Idealfall eine Partikelzirkulation möglichst ununterbrochen (kontinuierlich) sein. Chen (2008) nahm allerdings an, dass der stabile Strahlschichtzustand in den Strahlschichtanlagen mit Rechteckquerschnitt immer von Druckschwankungen begleitet wird. Daher wurde für Anlagen dieses Typs eine stationäre symmetrische Partikelzirkulation mit Schwankungen geringer Amplitude als der möglichst stabile Fall betrachtet. Dogan u. a. (2000) beschreiben einen Strömungszustand in einer Strahlschicht mit dem Rechteckquerschnitt, bei dem die Partikelbewegung zwar periodisch aber auf eine stark pulsierende Art und Weise erfolgt. Die Druckschwankungen weisen dabei sehr hohe Amplituden auf. Die Bedingung nach der sanften (ruckarmen) Partikelzirkulation ist damit verletzt. Diese Instabilitäterscheinung in Strahlschichten wird oft als Inkohärenz bezeichnet (z.B. in Dogan u. a. 2000). Der Partikeltransport im Strahl erfolgt dabei in Form von Partikelclustern. Diese Erscheinung lässt sich ebenfalls bei einer visuellen Beobachtung durch eine pulsierende Höhe der Fontäne und einen pulsierenden Partikeltransport in den Rückflusszonen erkennen.

2.6 Einfluss der Flüssigkeit

Zur Charakterisierung des Einflusses der Anwesenheit einer Flüssigkeit im Partikelbett auf die Partikelströmung und die Gasdynamik wurden folgende Untersuchungen durchgeführt:

- *Auf der Apparateebene:* Experimentelle Untersuchungen zum Verhalten des Druckverlusts und Strömungsstabilität bei einer Einsprühung von kleinen Flüssigkeitsmengen in die Partikelschicht,
- *Auf der Ebene von Einzelpartikeln:* Experimentelle Untersuchungen und DEM-Simulationen zum Kollisionsverhalten von Partikeln in Anwesenheit von dünnen Flüssigkeitsfilmen.

2.6.1 Strömungsuntersuchungen

Abbildung 2.12 zeigt den schematischen Versuchsaufbau für die Strömungsuntersuchungen mit einer Flüssigkeitseinsprühung. Da Gas-, Feststoff- und flüssige Phasen beteiligt sind, handelt es sich in diesem Fall somit um eine sogenannte Dreiphasenströmung. Für diese Experimente wurde die Strahlschichtanlage mit der bereits optimierten Geometrie (prismatischer Winkel θ von 80° mit Steigplatten, Apparatetiefe β von 0,1 m, siehe Kap. 4). Zur Einsprühung der Flüssigkeit wurden eine Zweistoffdüse in einer „bottom-spray“-Konfiguration und eine peristaltische Pumpe installiert. Zur Ermittlung der Sprühdrate wurde die Massenabnahme des Behälters mit der Flüssigkeit in Zeitintervallen von 5 min gemessen. Als Bettmaterial wurden die im Trockenzustand kohäsionslose Glaspartikel mit $d_{50} = 1,74$ mm mit der Bettmasse von 1,75 kg und als Flüssigkeit de-ionisiertes Wasser verwendet. Für alle Experimente wurde ein Düsenluftvolumenstrom von ca. $0,01 \text{ m}^3/\text{min}$ verwendet. Alle Experimente wurden bei Raumtemperatur durchgeführt. Das Wasser wurde sehr langsam mit den Sprühdichten von 4,7; 7,3 und $22,2 \text{ ml/min}$ eingesprüht. Zur Ermittlung der relativen Luftfeuchte und der Lufttemperatur im Bereich des Gasaustritts wurde ein kombinierter Temperatur- und Feuchtigkeitssensor (GMH 3350, Greisinger Electronic, Deutschland) verwendet. Während der Einsprühung wurden Druckverlustzeitreihen in Zeitintervallen von 5 min mit einer Messfrequenz von 500 Hz aufgenommen und anschließend mit FFT ausgewertet.

2.6.2 Restitutionskoeffizient

Die Einführung einer Flüssigkeit auch in kleinen Mengen führt nicht nur zum Entstehen von adhäsiven Kräften zwischen den Partikeln untereinander, die sich in einem Langzeitkontakt befinden (oder zwischen den Partikeln und den Apparatewänden), sondern die kurzzeitige Wechselwirkungen von Partikeln, wie Kollisionen, werden ebenfalls signifikant beeinflusst. Das Ziel der in diesem Kapitel dargestellten Untersuchungen war es, den Restitutionskoeffizienten (oft auch als Stoßzahl bezeichnet) in Abhängigkeit von der Kollisionsgeschwindigkeit und der Dicke des Flüssigkeitsfilms zwischen den Kollisionspartnern zu ermitteln.

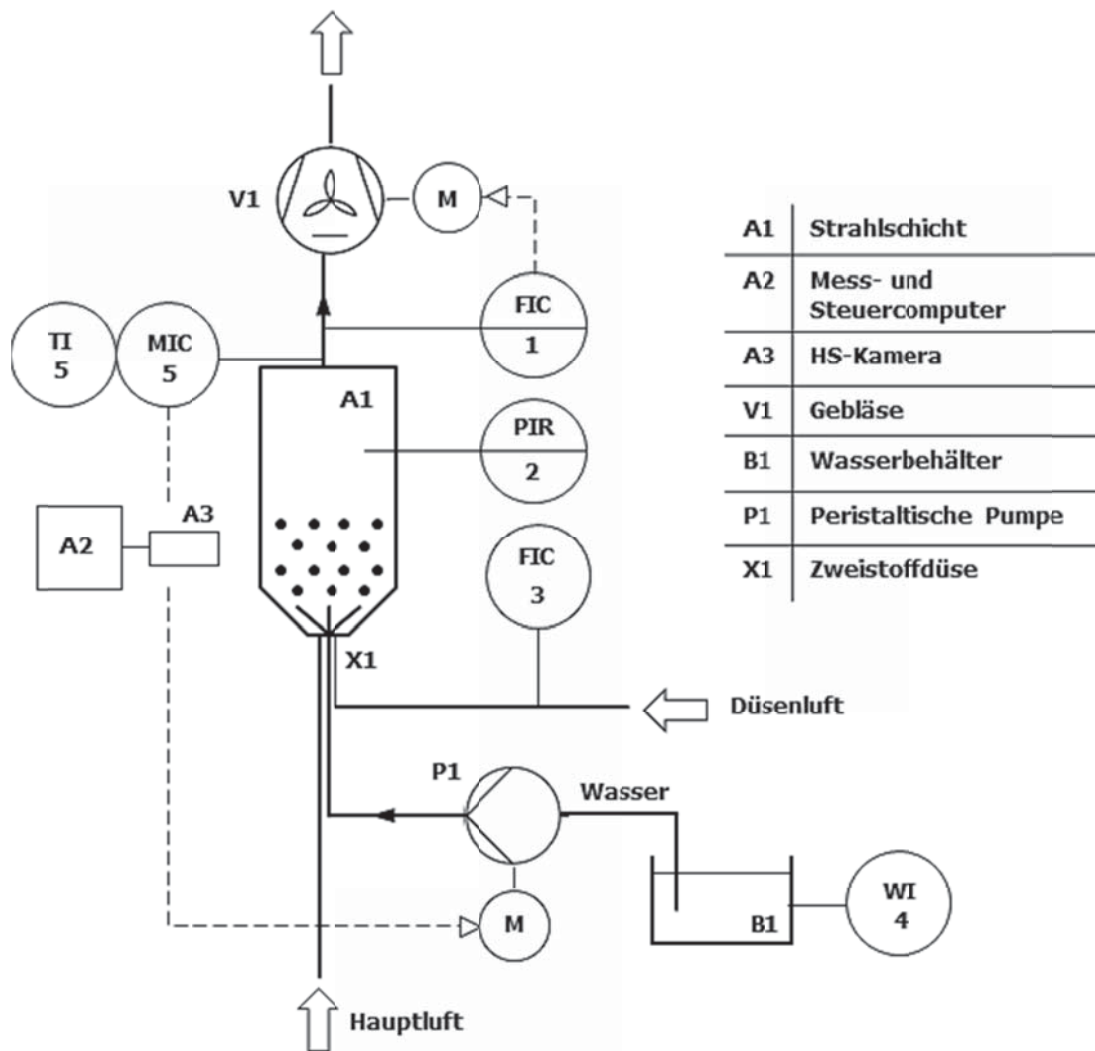


Abbildung 2.12: Fließschema der experimentellen Anordnung für die Strömungsuntersuchungen mit der Partikelbefeuchtung.

Für diese Untersuchungen wurde eine Freifallapparatur nach Antonyuk (2009) aufgebaut (Abb. 2.13). Der Restitutionskoeffizient bei einem geraden Stoß e_n (n : normal) wurde bei verschiedenen Kollisionsgeschwindigkeiten und Schichtdicken der Flüssigkeit durch die Auswertung von Hochgeschwindigkeitsaufnahmen des Kollisionsereignisses mit einem Matlab-Skript ermittelt. Der Restitutionskoeffizient lässt sich als ein Maß für die Dissipation der kinetischen Energie der Kollisionspartner während des Stoßvorgangs auffassen.

Der Fokus lag auf den Untersuchungen mit möglichst dünnen Flüssigkeitsfilmen (in μm -Bereich), da sowohl in den durchgeführten Strömungsuntersuchungen (Kap. 2.6.2) als auch beim normalen Beschichtungs- oder Agglomerationsbetrieb einer Wirbel- oder Strahlschicht Flüssigkeiten mit geringen Sprühraten eingeführt wurden, sodass zwischen den Kontaktpartnern dünne Filme entstehen. Zu hohe Sprühraten bzw. Flüssigkeitsgehalte im Partikelbett führen

bekanntlich zu unkontrollierbarer Agglomeration und schließlich zu einem vollständigen Kollabieren der Fluidisation durch ein „Zusammenkleben“ des Partikelbetts durch zu hohe adhäsive Kräfte zwischen den Partikeln. Durch eine moderate Einsprühung liegt die Flüssigkeit als dünner Film oder kleine Tropfen auf Partikel- und Wandoberflächen oder zwischen den Partikeln im Langzeitkontakt als Flüssigkeitsbrücken vor.

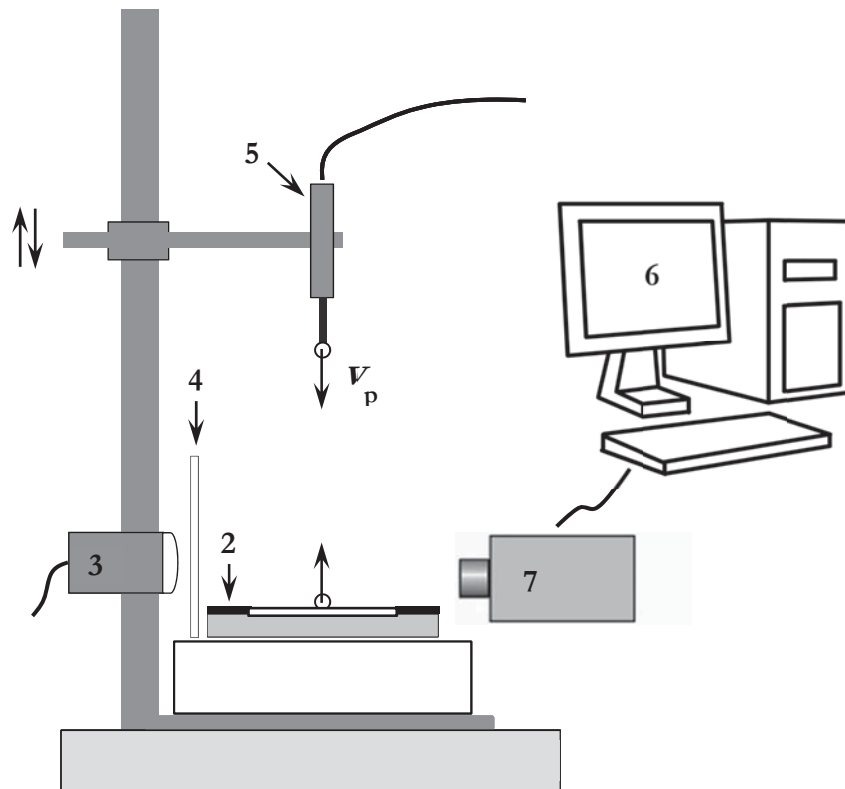


Abbildung 2.13: Schematische Darstellung der Freifallapparatur zur Bestimmung des Restitutionskoeffizienten (1 Hochpräzisionswaage, 2 Zielplatte mit Polymerumrandung, 3 Lichtquelle, 4 Diffusorplatte, 5 Vakuumpinzette, 6 Auswertecomputer, 7 Hochgeschwindigkeitskamera).

Es existieren mehrere Definitionen des Restitutionskoeffizienten (Lu und Yu 2003):

- (a) der *kinematische* Restitutionskoeffizient (Gl. 2.30), formuliert über die Kollisions- und Abprallgeschwindigkeiten v_{coll} und v_{reb} ,
- (b) der *kinetische* Restitutionskoeffizient (Gl. 2.31), formuliert über die Impulsänderung,
- (c) der *energetische* Restitutionskoeffizient (Gl. 2.32), formuliert über die Energiedissipation während einer Kollision.

$$e = \left| \frac{v_{\text{reb}}}{v_{\text{coll}}} \right| \quad (\text{Gl. 2.30})$$

$$e = \frac{\int_{t_1}^{t_2} F(t) dt}{\int_{t_0}^{t_1} F(t) dt} \quad (\text{Gl. 2.31})$$

$$e = \sqrt{\frac{E_{\text{kin},1} - E_{\text{kin},2}}{E_{\text{kin},1}}} = \sqrt{1 - \frac{E_{\text{diss}}}{E_{\text{kin},1}}} \quad (\text{Gl. 2.32})$$

Bei der in dieser Arbeit verwendeten Methode zur Bestimmung des Restitutionskoeffizienten wird ein Partikel, das mit einer Vakuumpinzette (Pos. 5 in Abb. 2.13) auf einer bestimmten Höhe gehalten wird, fallen gelassen und kollidiert gegen eine horizontale Zielplatte (Pos. 2 in Abb. 2.13). Die Aufprallgeschwindigkeit wird dabei durch die Veränderung der Fallhöhe variiert. Die Partikelgeschwindigkeiten v_p direkt vor und nach dem Stoß werden aus den vertikalen Verschiebungen von Pixeln ΔS in aufgenommenen Bilderreihen bei einer bekannten Aufnahme-rate f_b und einem Maßstab M ausgewertet:

$$v_p(t) = \frac{\Delta S}{\Delta t} = (z_{\text{Bild}_{i+1}} - z_{\text{Bild}_i}) \cdot f_b \cdot M, \quad (\text{Gl. 2.33})$$

wo z die vertikale Koordinate des Partikelmittelpunktes ist.

Die Aufnahme-rate betrug 15000 fps (Bilder/s). Die Berechnung der Restitutionskoeffizienten erfolgte nach der Gleichung 2.30, wobei angemerkt werden muss, dass im Falle der Kollision gegen eine flüssigkeitsbenetzte Oberfläche ein kleiner Flüssigkeitstropfen vom Partikel mitgerissen werden kann. Damit verändert sich nach der Kollision nicht nur die Partikelgeschwindigkeit sondern auch die Masse, und die Formulierungen mit den kinetischen oder den energetischen Restitutionskoeffizienten wären adäquater. Dieser Einfluss wurde in dieser Arbeit wegen der kleinen Masse des Tropfens im Verhältnis zur Partikelmasse vernachlässigt. Die ermittelte Größe wird aus diesem Grund weiter als der *effektive* normale Restitutionskoeffizient $e_{\text{n_eff}}$ bezeichnet.

Als Zielplatte diente eine polierte Glasscheibe mit den Abmessungen 80 mm x 80 mm x 10 mm mit einer Polymerumrandung. Als Modellpartikel wurden Glaskugeln mit einem Durchmesser von $d_{50,3} = 1,06$ mm verwendet. Auf die Platte wurden Schichten aus de-ionisiertem Wasser aufgetragen. Die Filmdicke wurde aus der Masse des Wassers, den Abmessungen des umrandeten Bereichs auf der Platte und der Dichte des Wassers rechnerisch ermittelt.

Damit die Dicke auf diese Weise bestimmt werden kann, muss das Wasser im umrandeten Bereich möglichst gleichmäßig verteilt werden. Wegen einer unzureichenden Benetzbarkeit der Glasoberfläche durch das Wasser konnten keine kontinuierlichen Filme mit Dicken kleiner als 100 μm hergestellt werden. Um eine Schichtdicke von 100 μm zu realisieren, wurde bei Bedarf die Platte mit einer wässrigen 1 N NaOH-Lösung gereinigt und anschließend mit de-ionisiertem Wasser gründlich abgespült. Experimente wurden mit den Dicken von 100 und 200 μm durchgeführt.

Um eine Beleuchtung mit einem diffusen Licht zu erzielen, wurde eine Diffusorplatte aus Milchglas (Pos. 4 in der Abb. 2.13) vor der Lichtquelle (Pos. 3) positioniert. Die Messapparatur wurde auf einem Antivibrationstisch platziert, um den Einfluss der Erschütterungen zu reduzieren. Der Versuch wurde bei jeder Variation der Kollisionsgeschwindigkeit 50-mal wiederholt und die Mittelwerte mit Standardabweichungen ermittelt.

2.6.3 Kohäsionsmodelle

Die Einsprühung einer Flüssigkeit in eine Gas-Partikel-Strömung selbst in sehr kleinen Mengen beeinflusst das Kontaktverhalten von Partikeln untereinander und mit den Apparatewänden. Die Kontakte werden adhäsiv, und der Restitutionskoeffizient ändert sich durch den Einfluss verschiedener Dissipationskräfte. Um diesen Einfluss zu modellieren, muss die Kontaktkraft aus dem Modell von Hertz-Mindlin-Tsuji (HMT-Modell, Gl. 2.13-2.22) $\vec{F}_{c,HMT}$, das für die Simulation unter trockenen Bedingungen verwendet wurde, mit weiteren Termen⁷ bzw. Kontaktkräften modifiziert werden.

Die Gleichung 2.34 verdeutlicht das für die Normalrichtung:

$$\vec{F}_{c,n} = -\vec{F}_{c,n,HMT} - \vec{F}_{c,n,K}. \quad (\text{Gl. 2.34})$$

In dieser Arbeit wurde die Auswirkung einer Ergänzung des Kontaktmodells mit einer adhäsiven Kraft auf das simulierte Kollisionsverhalten von Einzelpartikeln untersucht. Zwei Modelle wurden dabei angewendet:

- (a) das Modell der linearen Kohäsion (EDEM 2013),
- (b) das Modell von Johnson, Kendall und Roberts (Johnson u. a. 1971).

Das Modell der linearen Kohäsion (LK-Modell) ist eine simple Korrelation, wo die adhäsive Kraft als Produkt der Kontaktfläche A_k und einer Konstante, der Kohäsionsenergiedichte k , ausgedrückt wird:

$$\vec{F}_{c,n,LK} = -k \cdot A_k \cdot \vec{n}, \quad (\text{Gl. 2.35})$$

mit $\vec{n}$ als der Einheitsvektor in Normalrichtung.

Das Modell von Johnson, Kendall und Roberts (JKR-Modell) basiert auf dem Konzept der Oberflächenenergie. Die Idee hinter dem Modell lässt sich vereinfacht auf folgende Weise beschreiben: Liegen Haftkräfte zwischen zwei Körpern vor, muss eine mechanische Arbeit aufgewendet werden, um diese Kräfte zu überwinden und die Körper voneinander zu trennen.

⁷ Für eine vollständige Modellierung des Stoßverhaltens unter Anwesenheit der Flüssigkeitsschichten muss eine Vielzahl von Dissipationskräften berücksichtigt werden. Die Auflistung dieser Kräfte und ein Modell für den Einzelpartikelstoß können in Antonyuk u. a. (2009) gefunden werden. Die Anwendung von solchen komplexen Kontaktmodellen in DEM ist jedoch für Systeme mit sehr vielen Kollisionen und Kontakten durch einen enormen Rechenaufwand limitiert.

Dabei entstehen „neue“ freie Oberflächen, da die Kontaktfläche zwischen den elastischen Körpern aufgehoben wird. Die Oberflächenenergie γ_s ist die mechanische Arbeit, die aufgebracht werden muss, um eine Flächeneinheit dieser neuen Oberfläche zu erzeugen. Die adhäsive Kraft ist:

$$\vec{F}_{c,n_JKR} = -4 \sqrt{\pi \gamma_s E_{eq}} \cdot a_k^{\frac{3}{2}} \cdot \vec{n} , \quad (\text{Gl. 2.36})$$

mit a_k als der Kontaktradius und E_{eq} als der äquivalente Elastizitätsmodul (Gl. 2.16). Das JKR-Modell wurde bereits bei Kafui und Thornton (2008) für die Simulation einer Sprühgranulation in einer kleinen Wirbelschicht angewendet. Für die Evaluierung des Einflusses von adhäsiven Kräften auf das Stoßverhalten von Partikeln wurden die in Kap. 2.6.2 beschriebenen Stoßversuche in DEM (Software EDEM 2.5) simuliert. Die Kollisionsgeschwindigkeit wurde in Simulationen nicht wie im Experiment über die Fallhöhe eingestellt, sondern die Partikel wurden bei einer konstanten Fallhöhe mit vordefinierten vertikalen Geschwindigkeiten in einer gravitationslosen Umgebung generiert. Die Ermittlung des effektiven normalen Restitutionskoeffizienten erfolgte wie im Experiment mit der Gl. 2.30. Außer Eigenmessungen wurden Daten aus der Literatur (Crüger u. a. 2016) für Glasparkeln mit $d_{50,3} = 1,74$ mm verwendet. In der Arbeit von Crüger u.a. (2016) wurden Stoßexperimente mit ähnlicher Fallapparatur und Randbedingungen durchgeführt. Die Tabelle 2.3 gibt eine Übersicht der verwendeten Simulationsparameter.

Tabelle 2.3: Simulationsparameter für den Freifallversuch.

Parameter / Einstellung	Symbol	Wert	Einheit
DEM-Zeitschritte	Δt_{DEM}	$10^{-7}; 5 \cdot 10^{-8}$	s
Partikeldurchmesser	d_p	1,0; 1,74	mm
Restitutionskoeffizienten (Trockenfall)	e_{p-w}	für $d_p = 1$ mm 0,97 für $d_p = 1,74$ mm 0,96	-
Haftreibungskoeffizient ⁸	μ_s	0,177 ⁹	-
Rollreibungskoeffizient	μ_r	0,05	-
Dichte	ρ_p	2450	kg/m ³
Schubmodul	G_p	$2,87 \cdot 10$	Pa
Querkontraktionszahl	ν_p	0,22	

⁸ Die Werte von Reibungskoeffizienten und Partikeldichte sind nur zur Vollständigkeit angegeben, da diese Parameter für einen normalen Stoß in einer gravitationslosen Simulationsumgebung irrelevant sind.

⁹ aus Lorenz u. a. (1997)

3 Charakterisierung und Modellierung der Referenzanlage

Der Strahlschichtzustand im dichten Strömungsbereich (engl.: „dense spouting“ oder einfach „spouting“) zeichnet sich durch eine ziemlich strukturierte und stabile Partikelströmung mit drei charakteristischen Zonen mit verschiedener Partikeldynamik (Abb. 3.1a) aus:

- (i) der verdünnte *Strahl-Bereich*, wo Teilchen durch den Gasstrahl mitgerissen und nach oben beschleunigt werden,
- (ii) der *Fontänenbereich*, in dem die Änderung der Partikelbewegungsrichtung von aufwärts zu abwärts unter dem Einfluss der Gravitation auftritt,
- (i) die dichten *Rückflusszonen*, in denen sich die aus dem Fontänenbereich sedimentierenden Partikel aufstauen und unter dem Einfluss der Schwerkraft langsam nach unten fließen.

Zwischen diesen Bereichen existieren mehrere Grenzflächen (Abb. 3.1a), wo sich die Partikeldynamik (sprunghaft) ändert:

- (iv) die *Fontäne-Rückflusszonen-Grenzfläche*, wo Partikel aus dem Fontäne-Bereich durch Kollisionen mit den sich langsam bewegenden Partikel in den Rückflusszonen schlagartig abgebremst werden,
- (v) die *Strahl-Rückflusszonen-Grenzfläche*. Diese Grenzfläche trennt zwei Bereiche, wo sich Partikel nicht nur im Betrag der Geschwindigkeit, sondern auch in der Bewegungsrichtung unterscheiden: Die „langsamen“ Partikel in den Rückflusszonen bewegen sich abwärts, und die „schnellen“ Partikel im Strahlbereich bewegen sich aufwärts. Die Partikel aus den Rückflusszonen werden innerhalb dieser Grenzfläche vom Gasstrahl erfasst und mitgerissen. Sie ändern dabei ihre Bewegungsrichtung. Es stellt sich ein Partikeltransport vom Rückfluss- in den Strahlbereich ein, welcher unter anderem von der Partikelbetthöhe und der Gasgeschwindigkeit abhängt,
- (vi) Die *Strahl-Fontäne-Grenzfläche* wird üblicherweise etwa auf der Höhe der Rückflusszone (der Fontäne-Rückflusszonen-Grenzfläche) festgelegt. Die Änderung der Partikeldynamik vom Strahl- zum Fontänenbereich ist dagegen kontinuierlich.

Im dichten stabilen Strahlschichtzustand erfolgt die Partikelbewegung als eine Zirkulation, und diese Zonen werden von Partikeln immer wieder „durchquert“.

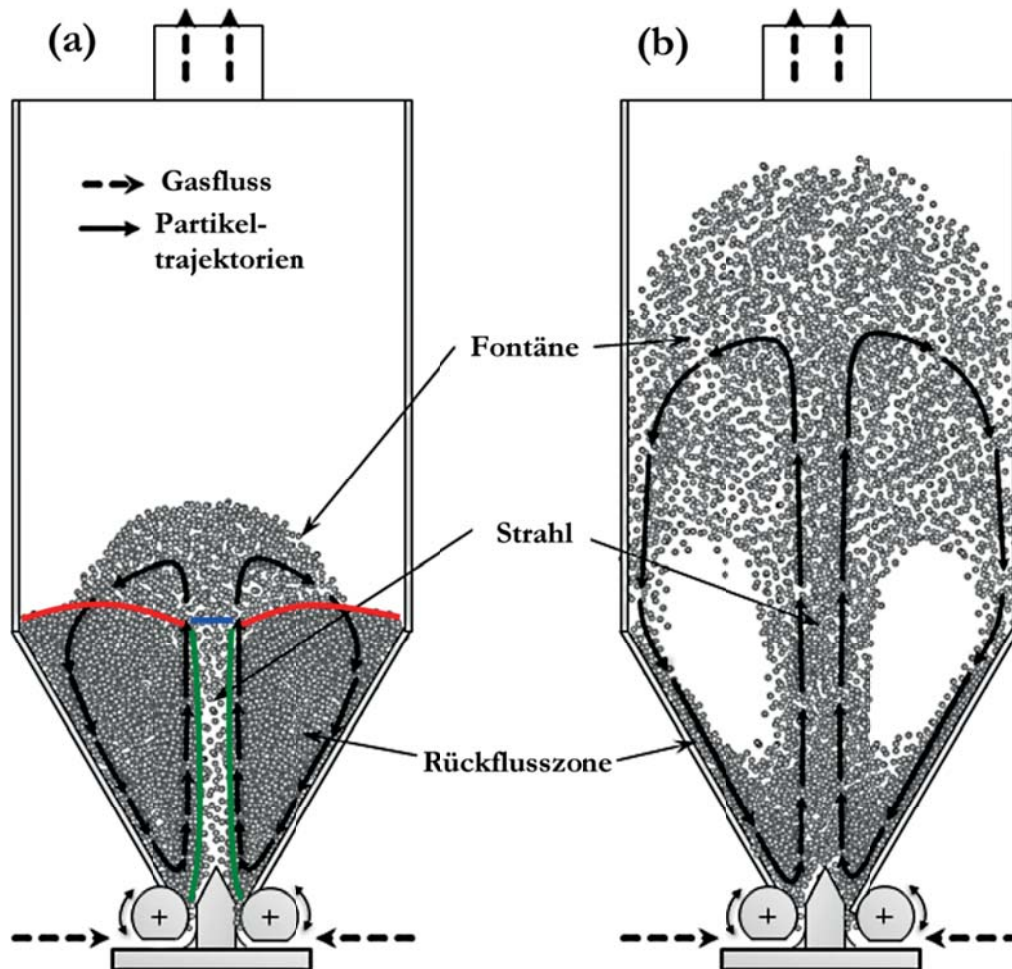


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der stabilen Zustände einer Strahlschicht. (a) Im dichten und (b) im verdünnten Strömungsbereich. Die farbigen Linien stellen Grenzflächen dar: grün die Strahl-Rückflusszonen-Grenzfläche, rot die Fontäne-Rückflusszonen-Grenzfläche und blau die Strahl-Fontäne-Grenzfläche. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015b).

Wie in Kap. 1.1 erläutert, existiert ein stabiler Strahlschichtzustand nur unter bestimmten Bedingungen. Für eine gegebene Anlagengeometrie und Partikeleigenschaften ist der stabile Strömungsbereich - falls überhaupt vorhanden - durch die Partikelmenge in der Anlage begrenzt. Die Betthöhe sollte dabei im Bereich zwischen der minimal und maximal zulässigen Betthöhe liegen (engl.: *minimum* und *maximum spoutable bed depth* oder *height*). Darüber hinaus erscheint eine stabile Strahlschicht nur in einem begrenzten Intervall des Gasvolumenstroms (dem Bereich zwischen der minimal und maximal zulässigen Gasgeschwindigkeit, engl.: *minumum* und *maximum spouting velocities*).

Mathur und Epstein (Mathur und Epstein 1974) wiesen darauf hin, dass die Strömungsstabilität in konventionellen konisch-zylindrischen Strahlschichten von folgenden Größen abhängig ist: (i) von der Gasgeschwindigkeit, (ii) der statischen Partikelbetthöhe, (iii) dem Verhältnis der Gas-

eingangs- zum Bettdurchmesser, (iv) dem Winkel des konischen Bereichs sowie (v) der Partikeleigenschaften, wie Partikelgröße, Größenverteilung und Reibungskoeffizienten.

In diesem Kapitel werden die Untersuchungen zum Verhalten und der Stabilität der Gas-Partikel-Strömung in der prismatischen *Referenzanlage* dargestellt. Die Einflüsse des Gasvolumenstroms, der statischen Höhe des Partikelbetts und der Größe der Gaseingänge werden erläutert. Dieser Teil der Arbeit stellt eine Fortsetzung der experimentellen und numerischen Untersuchungen an dieser Anlagengeometrie aus den Vorarbeiten von Gryczka u. a. (2008 und 2009 a-c) dar. Der Einfluss des Winkels des prismatischen Anlagenteils und der Partikelgröße wird unter anderem in Kap. 3 erläutert.

Die durchgeführte umfassende Charakterisierung der Referenzanlage war insofern wichtig, da das Strömungsverhalten in dieser Strahlschicht, trotz einer breiten industriellen Anwendung (Glatt 2015), weitgehend unverstanden ist. Außerdem dienten diese Untersuchungen der experimentellen Validierung der für diese Geometrie durchgeführten gekoppelten CFD-DEM-Simulationen und als eine Grundlage für die nachfolgenden Optimierungsstudien für die Anlagengeometrie (Kap. 3). Die durchgeführten CFD-DEM-Simulationen dienten unter anderem der Charakterisierung der oben erläuterten charakteristischen Zonen der Strahlschicht und der Dynamik der Strahl-Rückflusszonen-Grenzflächen.

3.1 Strömungszustände

Für die mit der CFD-DEM-Kopplung modellierten Bedingungen (γ -Al₂O₃-Partikel mit dem mittleren Durchmesser von ca. 1,8 mm, Bettmasse von 0,75 kg, Spaltweite von 3 mm und Gasvolumenströme von bis zu 0,032 m³/s) befindet sich das Partikelbett in der Referenzanlage im dichten Strömungsbereich. Somit wird die Gasdynamik durch Partikel stark beeinflusst und ausgeprägte Fluktuationen in der Partikel- und der Gasdynamik werden beobachtet (siehe Abb. 3.3 - 3.5, 3.10 b, 3.12 und 3.13).

Im Nachfolgenden werden zunächst anhand von experimentellen Daten alle dichten Strömungszustände erläutert, die das simulierte Partikelbett, beginnend beim Festbettzustand mit der Erhöhung des Gasvolumenstroms, durchläuft.

(a) *Festbett und innere Kavität*

Das Partikelbett bleibt bis zu einem Gasvolumenstrom von etwa 0,007 m³/s unbeweglich. Im FFT-Spektrum, beispielhaft gezeigt in der Abb. 2 für den Gasvolumenstrom von 0,006 m³/s, weisen die gemessenen Fluktuationen keine Regelmäßigkeit und sehr kleine Amplituden auf, welche in einem FFT-Wert kleiner als 4 Pa² resultieren. Das Messsignal und das Frequenzspektrum sind dem reinen Sensorrauschen nahezu identisch (vergleiche Abb. 2.10 bei 0 m³/s). Bei Gasvolumenströmen höher als 0,007 m³/s bildet sich ein kleiner Hohlraum oberhalb des Gaseinlassbereichs mit einer inneren Zirkulation einer kleinen Anzahl von Partikeln. Die Hohlraumbildung beeinflusst das Druckverlustverhalten nicht wesentlich.

(b) Irreguläre Blasenbildung

Bei einem Gasvolumenstrom von etwa $0,009 \text{ m}^3/\text{s}$ formt sich aus der inneren Kavität die erste Blase, die durch das Partikelbett aufsteigen kann. Bei weiterer Erhöhung der Gasgeschwindigkeit werden für eine Weile keine qualitativen Veränderungen der Bettodynamik beobachtet: Blasen unterschiedlicher Größe passieren das Bett in irregulären Zeitintervallen und zerplatzen an der Bettoberfläche. Dies resultiert in einem entsprechenden Druckverlustverhalten (in Druckschwankungen mit unterschiedlichen Amplituden, die in unterschiedlichen Zeitabständen auftreten). Abbildung 3.3 zeigt das typische Druckverlustverhalten und die entsprechenden Frequenzspektren für dieses Intervall des Gasvolumenstroms. Die Unregelmäßigkeiten der Druckschwankungen machen sich in einer breiten Verteilung des Frequenzspektrums bemerkbar. Mit zunehmendem Gasvolumenstrom nimmt die Regelmäßigkeit des Drucksignals jedoch zu, und die Verteilung im Spektrum wird schmaler. Die Hauptfrequenzen der Fluktuationen in diesem Bereich liegen bei 3-4 Hz. Der Strömungszustand ist für typische Strahlschichtanwendungen wegen einer unzureichend intensiven Partikelbewegung wenig interessant.

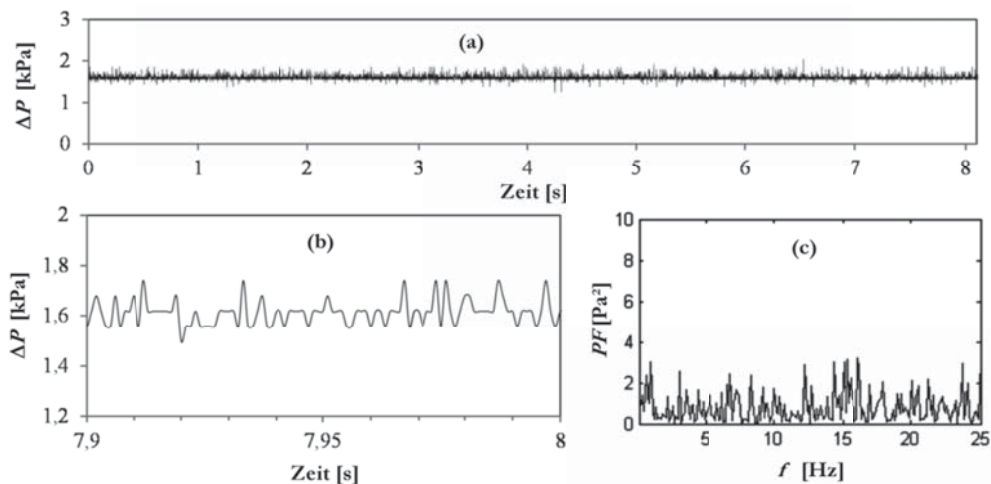


Abbildung 3.2: Verhalten des Druckverlusts für den Festbett und innere Kavität-Zustand. (a) Eine aufgenommene Druckverlustzeitreihe, (b) eine detailliertere Darstellung des Messsignals aus (a) und (c) das Frequenzspektrum des Signals aus der schnellen Fourier Transformation. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015a).

Abbildung 3.4 zeigt die Entwicklung der chaotischen Eigenschaften als Funktion des Gasvolumenstroms. Wie in Kap. 2.4.2 und 2.5 erläutert, stellt die Korrelationsdimension ein Maß für die Strömungskomplexität und die Kolmogorov-Entropie für das Niveau des deterministischen Chaos dar. Hohe Werte der Korrelationsdimension und der Kolmogorov-Entropie in diesem Strömungszustand weisen auf ein komplexes und sehr instabiles Bettverhalten hin. Aber mit dem zunehmenden Gasvolumenstrom in diesem Bereich wird das Systemverhalten weniger chaotisch, was in einer starken Abnahme der

Korrelationsdimension und Kolmogorov-Entropie erkannt werden kann. Die Werte der Korrelationsdimension für diesen Strömungszustand liegen im Bereich von 3-5 und sind damit etwas höher als die Werte von 3-4, die in Bleek und Schouten (1993) sowie in Schouten u. a. (1994) für blasenbildende Wirbelschichten berichtet wurden.

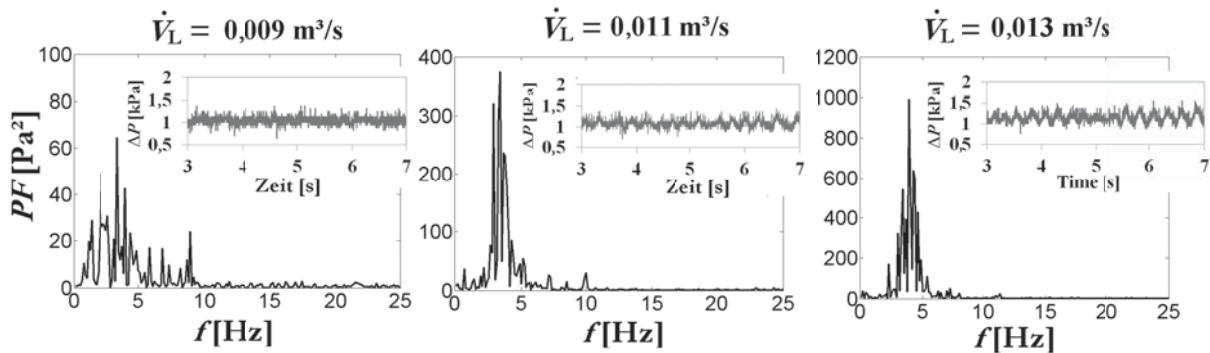


Abbildung 3.3: Verhalten des Druckverlusts für den Zustand der *Irregulären Blasenbildung* in Abhängigkeit vom Gasvolumenstrom. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015a).

(c) Strahlschicht

Bei Gasvolumenströmen höher als $0.015 \text{ m}^3/\text{s}$ tritt dieser stabile Strömungszustand zum ersten Mal auf. Die Kameraaufnahmen der Partikelströmung für diesen und für einen weiteren exemplarischen Betriebspunkt aus dem Existenzbereich des Strahlschichtzustands sowie die zeitlichen Verläufe des Druckverlusts und die Frequenzspektren sind in der Abbildung 3.5 dargestellt. Die Gasdruckschwankungen werden sehr periodisch, d.h. zeigen nahezu die gleichen Amplituden und Frequenzen. Das resultiert in schmalen Einzelpeaks in Frequenzspektren. Die Frequenz der Druckschwankungen in diesem Intervall beträgt etwa 6 Hz. Diese Frequenz stimmt mit dem Wert aus Gryczka u. a. (2008) gut überein. Der Gasvolumenstrom, bei dem das regelmäßige periodische Druckverlustsignal erstmals auftritt, entspricht nach Gryczka u. a. (2008) dem Punkt der Initiierung des stabilen Strahlschichtzustands. Das System wird dabei deutlich weniger chaotisch als in dem vorherigen Strömungszustand der irregulären Blasenbildung (Abb. 3.4). Die Werte der Korrelationsdimension liegen im Bereich 1,5 - 2,5 und sind damit kleiner als die für eine blasenbildende Wirbelschicht aus Bleek und Schouten (1993) und Schouten u. a. (1994). Dies weist auf eine weniger komplexe Strömung hin. Die zirkulierende Partikelströmung in einer Strahlschicht scheint auch bei einer visuellen Beobachtung in der Tat geordneter und strukturierter zu sein, als die ziemlich regellose Strömung bei einer Fluidisation in blasenbildenden Wirbelschichten. Bei Erhöhung des Gasvolumenstroms bleiben die Druckschwankungen für eine Weile regelmäßig, aber die Stabilität der Strömung nimmt allmählich ab, wie man auch den wachsenden Werten für die Korrelationsdimension und Kolmogorov-Entropie (Abb. 3.4) entnehmen kann. Der Strahlschicht-Zustand ist in der Referenzanlage wegen der ausgeprägten Bett-

schwankungen nie vollständig kohärent (siehe Kap. 2.5), aber es werden zumindest ähnliche Strömungsmuster mit der Zeit wiedergegeben. Die Strömungsinkohärenz nimmt mit dem Gasvolumenstrom (im dichten Strömungsbereich) zu. Darüber hinaus treten ab einem bestimmten Punkt kurz nach der Initiierung des Strahlschicht-Zustandes leichte alternierende Auslenkungen des Strahls nach links und rechts auf. Diese nehmen bei einer weiteren Erhöhung des Gasvolumenstroms in ihrer Intensität zu. Die Strömung verliert an Stabilität und wird komplexer. Diese Strahlauslenkungen in der prismatischen Anlage wurden auch von Gryczka u. a. (2008) berichtet.

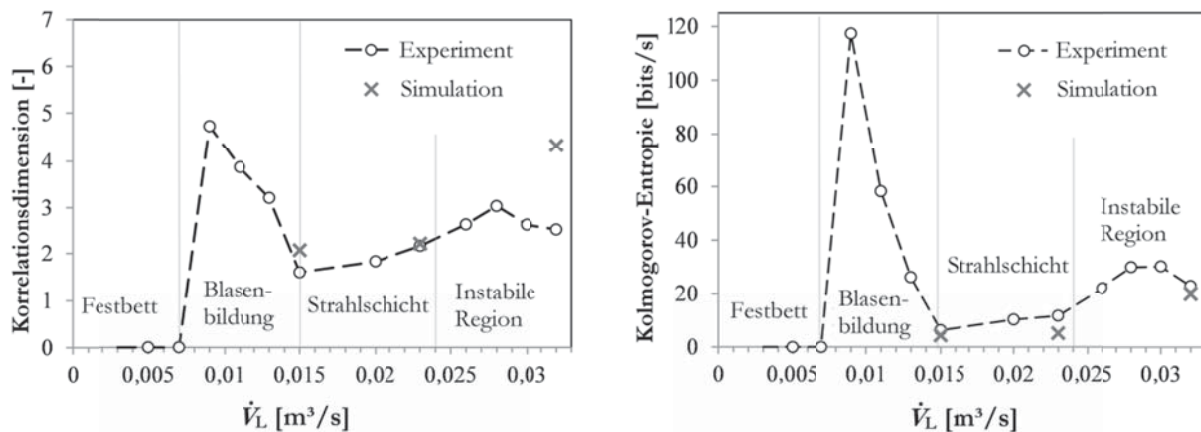


Abbildung 3.4: Korrelationsdimension und Kolmogorov-Entropie als Funktion des Gasvolumenstroms. Kreuze zeigen die simulierten Fälle 1, 2 und 3 (von links nach rechts). Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015a).

(d) *Instabile Region*

In diesem Strömungsbereich erreichen die oben genannten alternierenden Strahlauslenkungen eine sehr hohe Intensität. Die Partikelbewegung wird unstrukturiert und zeigt Zufallsereignisse, wie spontane Veränderungen in der vertikalen Ausdehnung des Partikelbetts (der Höhe der Fontäne), wie man den Kameraaufnahmen in der Abbildung 3.6 entnehmen kann. Aufgrund der Strahlauslenkungen kann sich von Zeit zu Zeit eine große Menge des Bettmaterials auf der einen Seite der Anlage ansammeln, und der Hauptgasstrom wird eine Zeit lang in die Richtung der Gegenseite gedrückt. In der Abbildung 3.6 werden weiterhin die Frequenzspektren der Druckverlustzeitreihen aus diesem Strömungsbereich gezeigt. Die Strömungsinstabilitäten können in Drucksignalen durch unregelmäßige Schwankungen mit unterschiedlichen Amplituden und Frequenzen erkannt werden. Dieses Verhalten resultiert in der Verbreiterung der Verteilung bei Peaks der Hauptfrequenzen und zusätzlichen zufälligen Peaks von einer nicht vernachlässigbaren Höhe. Die Hauptfrequenz der Fluktuationen liegt bei ca. 7 Hz. Die erhöhten Werte der Korrelationsdimension und der Kolmogorov-Entropie in diesem Bereich (Abb. 3.4) zeigen eine hohe Strömungskomplexität und Unberechenbarkeit.

Die Korrelationsdimension und die Kolmogorov-Entropie nehmen jedoch nur im ersten Teil der instabilen Region zu. Bei der weiteren Erhöhung des Gasvolumenstroms verringern sich die Dimension und die Entropie der Strömung, was auf eine ansetzende erneute Reorganisation und Strömungsstabilisierung hindeuten kann. Die Strahlschichten weisen tatsächlich einen weiteren stabilen Zustand bei hohen Gasgeschwindigkeiten im verdünnten Strömungsbereich (Abb. 3.1b) auf. Das ist die sogenannte *verdünnte Strahlschicht* (engl. „dilute spouting“ oder „jet spouting“), deren Existenz in der prismatischen Anlage in Rahmen dieser Arbeit nachgewiesen wurde. Dieser Strömungszustand wird im Kapitel 3.4 ausführlich behandelt.

Analysen mit der deterministischen Chaostheorie bei höheren Volumenströmen wurden in dieser Arbeit allerdings nicht durchgeführt, da bei diesen Volumenströmen das Messsignal hohe Anteile von nicht partikelbedingten Druckschwankungen enthält (siehe Abb. 2.10). Dadurch wären die Werte der Korrelationsdimension und der Kolmogorov-Entropie nach oben hin verfälscht. Zur Analyse dieser Daten wäre eine deutlich stärkere Signalfilterung als die von Bleek und Schouten (1993) vorgeschlagene nötig, da diese Schwingungen im Bereich von 25-60 Hz liegen und würden somit den für die Vorbereitung von Daten angewendeten Tiefpassfilter passieren (siehe Kap. 2.4.2).

3.2 Simulationsergebnisse

Die CFD-DEM-Simulationen wurden für folgende Strömungszustände durchgeführt:

- *Fall 1*, die Initiierung des stabilen Strahlschichtzustandes bei dem Gasvolumenstrom von $0,015 \text{ m}^3/\text{s}$,
- *Fall 2*, ein für praktische Anwendungen (wie z.B. Partikelbeschichtung) interessanter Zustand mit einer intensiveren Partikelbewegung als im Fall 1. Der Zustand liegt bei dem Gasvolumenstrom von $0,023 \text{ m}^3/\text{s}$ vor, d.h. im Bereich der gerade noch stabilen Strahlschicht bei erhöhten Gasgeschwindigkeiten, aber kurz vor der Strömungsdestabilisierung,
- *Fall 3*, eine komplett instabile Partikelströmung bei hohen Gasvolumenströmen ($0,032 \text{ m}^3/\text{s}$).

Das geometrische Modell der Referenzanlage, die Partikel und die sonstigen Parameter entsprechen dem oben in Kap. 3.1 beschriebenen System.

3.2.1 Partikelströmungsmuster

In den Abbildungen 3.5 und 3.6 werden die Momentaufnahmen aus den Simulationen den Kameraaufnahmen aus den entsprechenden Experimenten gegenübergestellt.

Wie auch der Druckverlust fluktuiert das Partikelbett in seiner vertikalen Ausdehnung. Die mit der Erhöhung des Gasvolumenstroms wachsende Intensität der alternierenden Auslenkungen des Strahls wird vom Modell akkurat wiedergegeben. Die vertikale Ausdehnung ist in Netto in einer sehr guten Übereinstimmung für die Simulationsfälle 1 und 2 (Abb. 3.5). Für den Fall 3 sind die Fluktuationen des Partikelbetts sehr ausgeprägt und daher sind die Bettausdehnungen schwer zu

vergleichen. Im Mittel scheint das CFD-DEM-Modell eine etwas geringere Ausdehnung zu berechnen. Dies kann vermutlich am verwendeten Gas-Partikel-Widerstandsmodell (Kap. 2.3.2) liegen. Die Strahlauslenkungen mit der hohen Amplitude und die chaotischen Schwankungen in der Bettexpansion beim instabilen Strömungszustand (Fall 3 in Abb. 3.5) sind in einer guten Übereinstimmung mit dem Experiment.

3.2.2 Gasdynamik

Die CFD-DEM-Simulationen wurden mit einer zwei-Wege-Kopplung, welche auch die Reaktionskräfte von Partikeln auf die Gasphase berücksichtigt, durchgeführt. Dies ermöglicht eine Analyse des Einflusses der Partikel auf die Gasdynamik in der Strahlschicht. Wie bereits in Kapitel 3.1 erläutert, werden die dichten Partikelströmungen in der prismatischen Strahlschicht von signifikanten Druckfluktuationen in der Gasphase begleitet. In den Abbildungen 3.5 und 3.6 werden neben den Kameraaufnahmen ebenfalls die experimentellen Druckverlustzeitreihen und Frequenzspektren den Simulationsdaten gegenübergestellt:

- Fall 1 ($\dot{V}_L = 0,015 \text{ m}^3/\text{s}$, *Initiierung des stabilen Strahlschichtzustandes*). Nach dem Anfahrvorgang wurden regelmäßige Druckschwankungen (Abb. 3.5, Fall 1) wie im entsprechenden Experiment erhalten. Die periodischen Schwankungen resultierten in einem scharfen Einzelpeak im Frequenzspektrum. Die Frequenz der berechneten Fluktuationen ist etwas höher im Vergleich zum Experiment (etwa 6 statt 5,5 Hz).
- Fall 2 ($\dot{V}_L = 0,023 \text{ m}^3/\text{s}$, *die Strömung nah an der oberen Grenze des Existenzbereichs des Strahlschichtzustandes*). Die simulierten Schwankungen (Abb. 3.5, Fall 2) resultieren in einem scharfen Einzelpeak im Frequenzspektrum. Die Frequenz der Druckschwankungen ist in einer guten Übereinstimmung mit dem Experiment.
- Fall 3 ($\dot{V}_L = 0,032 \text{ m}^3/\text{s}$, *instabile Region*). Die Druckschwankungen aus der CFD-DEM-Simulation sind sehr unregelmäßig, wie auch im entsprechenden Experiment (Abb. 3.6). Dies führt zu einer breiteren Verteilung bei der Hauptfrequenz und dem Auftreten von zusätzlichen Peaks auf zufälligen Positionen im Frequenzspektrum.

Im Allgemeinen sind das simulierte qualitative Druckverlustverhalten und die Frequenzen der Druckschwankungen in einer guten Übereinstimmung mit den Experimenten. Die mittleren Niveaus des Druckverlusts sind ebenfalls in den Experimenten und Simulationen ähnlich (Abb. 3.5 und 3.6).

Ein Vergleich der Werte der Korrelationsdimension und Kolmogorov-Entropie kann der Abbildung 3.4 entnommen werden. Wie im Experiment bewirkt die mit dem Gasvolumenstrom fortschreitende Destabilisierung der Strömung eine Steigerung der Werte der Korrelationsdimension und der Kolmogorov-Entropie. Die experimentellen und Simulationswerte, abgesehen vom Dimensionswert im Fall 3, liegen ziemlich dicht beieinander. Im Fall 3 wird ein höherer Schätzwert der Komplexität der simulierten Strömung als im Experiment vorhergesagt. Darüber

hinaus ist die Amplitude der Druckschwankungen in den Simulationen etwas höher als in den entsprechenden Experimenten. Wie in Kapitel 2.3.3 erläutert, sollen die Mess- bzw. die Aufnahmestellen für den Gasdruck in den Experimenten und Simulationen an verschiedenen Stellen liegen, damit jeweils der Druckverlust über das gesamte Partikelbett aufgenommen wird. Da die Anlage im Experiment im Unterdruck betrieben wird, lag die Messstelle oberhalb des Partikelbetts, und in den Simulationen (unter Randbedingungen, die eher einen Druckbetrieb repräsentieren) unterhalb des Partikelbetts, im Bereich eines Gaseingangs. Somit sind die Signale in dieser Eigenschaft nicht direkt vergleichbar.

3.2.3 Dreidimensionales Verhalten

Die in dieser Arbeit modellierte Anlage wurde von Gryczka u. a. (2009a) bereits mittels eines 2D-CFD-Modells mit dem „Two-Fluid“-Ansatz simuliert. In dieser Vorarbeit wurde für die Anlage ein „pseudo-zweidimensionales“ Verhalten des Partikelbetts (das gleiche Strömungsmuster entlang der Apparatetiefe) angenommen und die Partikelgeschwindigkeiten aus der „Particle Image Velocimetry“ wurden für Vergleiche mit den Simulationen angewendet. Die Particle Image Velocimetry (PIV) ist ein optisches Verfahren, bei dem lediglich die Partikelbewegung im Sichtfeld, d.h. an der Vorderwand der Anlage, erfasst werden kann (Willert und Gharib 1991). Die modellierte Anlage weist jedoch eine Tiefe auf, die größer ist, als die üblicherweise für pseudo-2D Anlagen verwendeten (für pseudo-2D-Anlagen siehe z.B. Hoomans u. a. 1996, Swasdisevi u. a. 2004, Link u. a. 2005, Zhao u. a. 2008).

In dieser CFD-DEM-Studie wurde die Modellierung in 3D durchgeführt und somit die dreidimensionale Bettdynamik konnte ebenfalls analysiert werden. Aufgrund des fluktuierenden Charakters der Partikelbewegung wurden zeitgemittelte Partikeldaten verwendet. Abbildung 3.7a zeigt die mittlere Bettausdehnung, d.h. die gemittelte vertikale Position aller Partikel im Bett, und Abbildung 3.7b die mittleren Partikelgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von der Position entlang der Apparatetiefe (y -Koordinate). Für diese Auftragungen wurde das geometrische Modell entlang der Tiefenrichtung in 5 mm tiefe Scheiben aufgeteilt und die Partikelpositionen und die Partikelgeschwindigkeiten über das jeweilige Scheibenvolumen und die Zeit gemittelt.

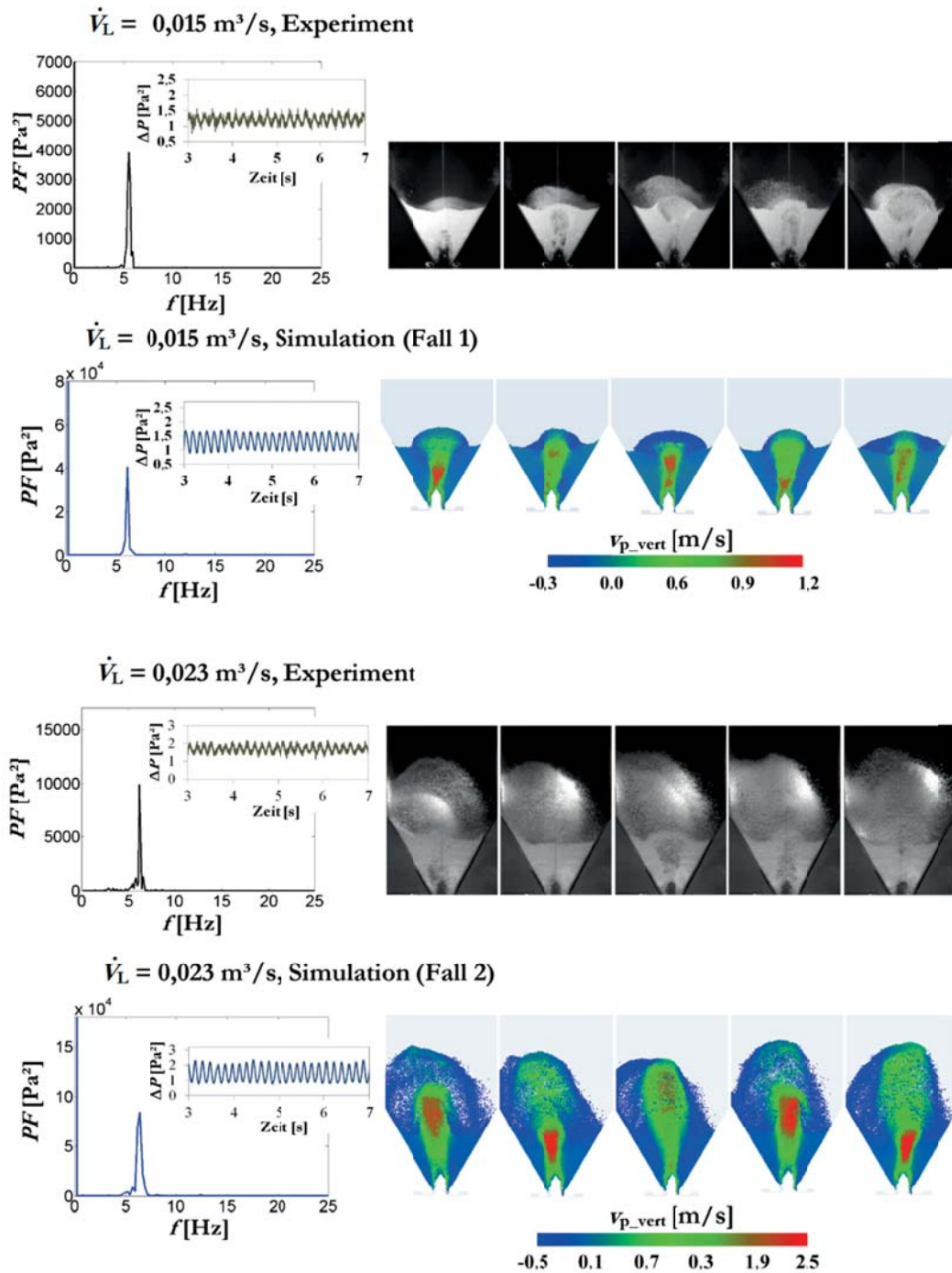


Abbildung 3.5: Druckverlust- und Bettverhalten für den Strahlschicht-Zustand. (Links) gemessene und die simulierte Druckverlustzeitreihen sowie FFT-Frequenzspektren, (rechts) Momentaufnahmen aus Experimenten und Simulationen in Zeitabständen von 0,1 s im Vergleich. Die Farbskalen stellen die vertikale Partikelgeschwindigkeit dar. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015a).

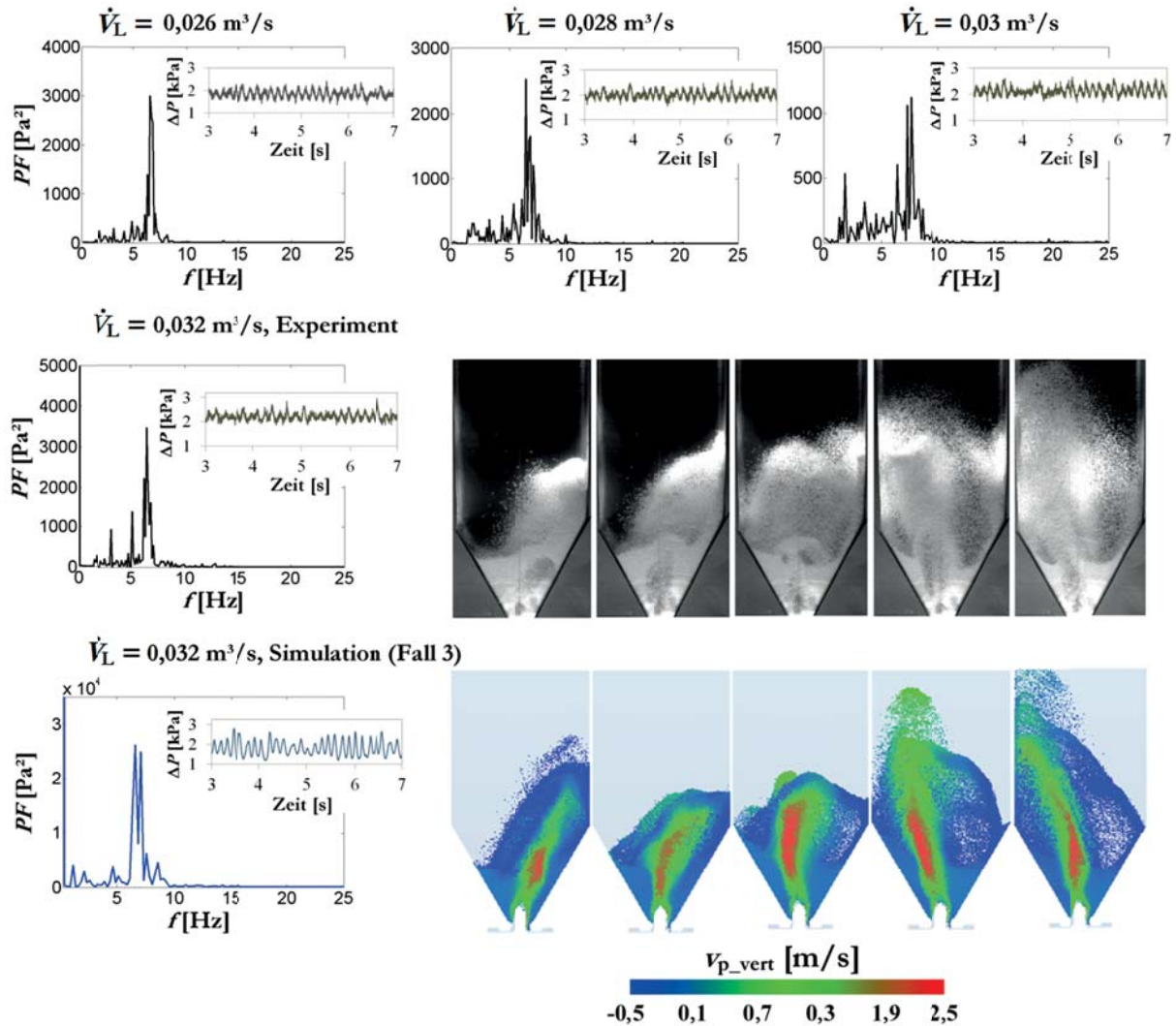


Abbildung 3.6: Druckverlust- und Bettverhalten in instabiler Region bei verschiedenen Gasvolumenströmen. Die Momentaufnahmen aus Experimenten und Simulationen wurden in Zeitabständen von 0,1 s aufgenommen. Die Farbskala stellt die vertikale Partikelgeschwindigkeit dar. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015a).

Bei der niedrigsten der simulierten Volumenströme ($\dot{V}_L = 0,015 \text{ m}^3/\text{s}$, Fall 1) ist die Bett- ausdehnung in der Tiefenrichtung unsymmetrisch (der Strahl ist gegen die Vorderwand gelehnt); sowohl die Betthöhe als auch die Partikelgeschwindigkeiten sind in der Nähe der Vorderwand höher. Mit zunehmendem Gasvolumenstrom wird diese Asymmetrie weitgehend aufgelöst, aber die Bettexpansion (und die Partikelgeschwindigkeiten) in der Nähe der beiden vertikalen Wände bleiben höher, sodass sich ein "Tal" in der Anlagenmitte ausbildet. Freitas u. a. (2000) skizzierten qualitativ ein sehr ähnliches dreidimensionales Verhalten in Strahlschichten mit dem Rechteck- querschnitt, einem vertikalen Gaseingang und Anlagentiefen β im Bereich von 0,029-0,1 m. Sie bezeichneten diese Erscheinung als eine *Mehrstrahlige Schicht* (engl.: „multiple spouting“). Chen

(2008) untersuchte verschiedene Konfigurationen von Strahlschichten mit dem Rechteckquerschnitt und einem vertikalen Gaseingang und skizzierte diesen Effekt ebenfalls. Die Höhe der beiden Strahlen ist leicht verschieden, wie auch in den Experimenten von Freitas u. a. (2000) und Chen (2008) beobachtet wurde.

Eine mögliche Erklärung für dieses Phänomen ist, dass die geformten Strömungskanäle in dem ziemlich dichten Partikelbett durch die hohe Partikel-Partikel-Reibung recht stabil sind. Diese Strömungskanäle können aufgrund der anfänglichen Zufallspackungsstruktur des Festbettes unterschiedliche Querschnitte besitzen. Der Effekt ist kleiner bei dem höchsten der simulierten Gasvolumenströme (Abb. 3.7a), weil in diesem Fall die gesamte Bettstruktur durch das Gas stärker aufgelockert ist und der Einfluss der Reibungskräfte somit abnimmt.

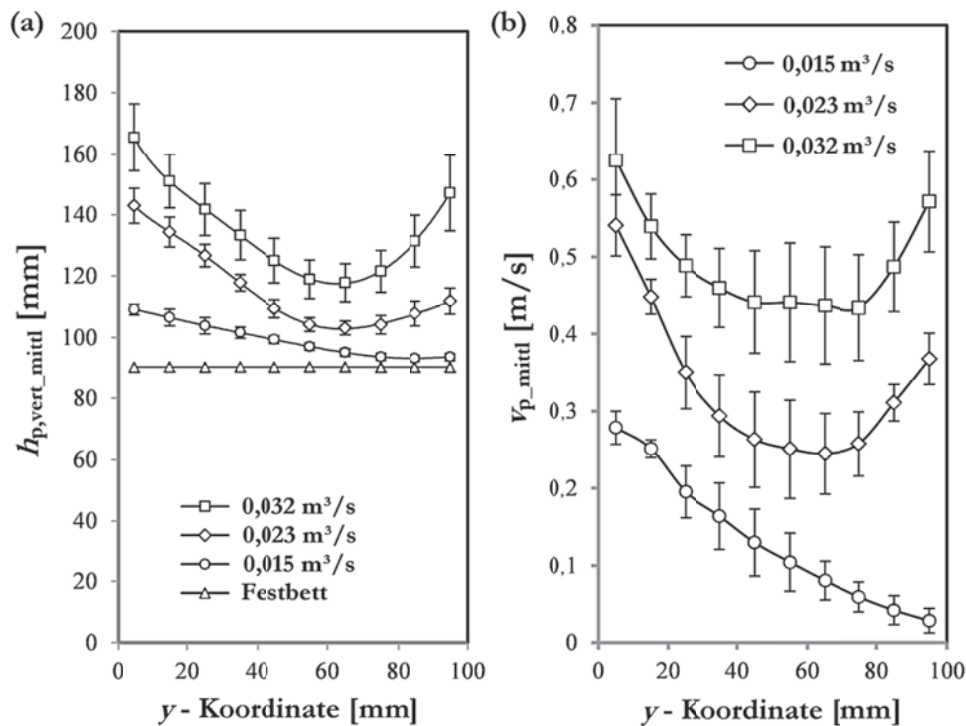


Abbildung 3.7: Simuliertes Verhalten des Partikelbetts in Richtung der Anlagentiefe. (a) Bettausdehnung (zeitgemittelte vertikale Position der Partikel), (b) zeitgemittelte Partikelgeschwindigkeiten. Die Fehlerbalken sind Standardabweichungen. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015a).

Somit ist das Strömungsverhalten in der Anlage dieser Tiefe ausgeprägt dreidimensional. Dies hat folgende Konsequenzen:

- Dieser Anlagentyp sollte in 3D modelliert werden,
- Die PIV-Methode ist für eine vollständige Charakterisierung der Partikeldynamik ungeeignet, da nur die (erhöhten) Partikelgeschwindigkeiten in der Nähe der vertikalen Wand erfasst werden,
- Es sollte überprüft werden, wie sich das dreidimensionale Verhalten der Strömung bei der Skalierung (Vergrößerung der Anlage in die Tiefenrichtung) ändert, d.h. ob und in welchem Umfang die Erkenntnisse, die bei dieser Apparatetiefe gewonnen werden, für vergrößerte Anlagen anwendbar sind. Über die Ergebnisse dieser Untersuchung wird in Kapitel 4.4 berichtet.

Das 2D-Verhalten in Anlagen geringer Tiefe kann auf den Einfluss der vertikalen Wände zurückgeführt werden. Dieser Einfluss sollte in derartigen Anlagen sehr hoch sein und nicht nur den Effekt der möglichen Brückenbildung bei dem Verhältnis der Apparatetiefe zur Partikelgröße β/d_p kleiner als 20 beinhalten (Grace und Lim 2011). Mit der zunehmenden Anlagentiefe, d.h. dem zunehmenden Abstand zwischen den vertikalen Wänden, sollte dieser Einfluss abnehmen. Im Nachfolgenden wird der Einfluss der vertikalen Wände diskutiert.

Im Strahlbereich folgen die Partikelbahnen dem Gasstrom. Eine Abhängigkeit des Gasströmungsprofils von dem Abstand zwischen den Wänden ist bereits im Festbettzustand vorhanden. Im Festbettzustand beeinflusst das Vorhandensein der Wände lokal die Bettpackungsstruktur. Schwartz und Smith (1953) untersuchten die Gasströmung durch Partikelpackungen in einem Rohr. Eine über der Packungsmitte reduzierte Gasgeschwindigkeit wurde festgestellt. Ein Geschwindigkeitsmaximum lag im wandnahen Bereich mit einer Differenz zu der Packungsmitte von bis zu 100 % vor. Die Strömungskanäle an einer Wand sind einfach aus geometrischen Gründen größer und somit bietet der wandnahe Bereich einen geringeren Widerstand für den Gasstrom als der zentrale Bettbereich mit einer ungestörten Packung (Schwartz und Smith 1953). Der Ort des Geschwindigkeitsmaximums war praktisch unabhängig vom Bettdurchmesser (etwa ein Partikeldurchmesser von der Wand entfernt). Die Vergrößerung des Rohrdurchmessers führte zu einer gleichmäßigeren Verteilung der Gasgeschwindigkeit über der Packung. Für Verhältnisse vom Rohr- zu Partikeldurchmesser von mehr als 30 wurde eine Abweichung von einem gleichförmigen Strömungsprofil von weniger als 20 % festgestellt.

Diese Besonderheit des Gasströmungsprofils über dem Festbett kann möglicherweise zur anfänglichen Betauflockerung in der Nähe der Wände führen, falls es zufälligerweise keine noch loseren Packungskonfigurationen irgendwo sonst im Bett gibt. Allerdings können damit weder die Konsistenz dieses Partikelströmungsprofils über einen weiten Bereich der Gasgeschwindigkeiten (Abb. 3.7) bei der Erhöhung der Gasgeschwindigkeit noch das Auftreten dieses Verhaltens bei einer Reduzierung der Gasgeschwindigkeit von einem komplett aufgewühlten Zustand bei

sehr hohen Gasgeschwindigkeiten erklärt werden. Chen (2008) berichtet das Auftreten dieses Verhaltens von Partikeln für beide Prozeduren. Somit sollte die Nähe einer vertikalen Wand auch für ein sich bewegendes Partikelbett den Bereich mit einem reduzierten Widerstand bieten, und es sollte ein dynamischer Effekt darunter liegen.

Der Strahlbereich wird in der Tiefenrichtung von zwei vertikalen Wänden und senkrecht dazu von ziemlich dicht gepackten Partikeln der Rückflusszonen umgrenzt. Die Wechselwirkungen der Partikel untereinander im Strahlbereich und mit den Partikeln der Rückflusszonen unterscheiden sich wesentlich von den Wechselwirkungen dieser mit den vertikalen Wänden. Abbildung 3.8 zeigt die Verteilung der Partikel im Strahlbereich der Anlage für den Fall 2 ($\dot{V}_L = 0,023 \text{ m}^3/\text{s}$). Für diese Auftragung wurde der Strahlbereich in 20 Sektionen von 5 mm Tiefe unterteilt und die zeitgemittelte Anzahl von Partikeln in den Sektionen im Verhältnis zu der Gesamtzahl der Partikel in diesem Schichtbereich dargestellt.

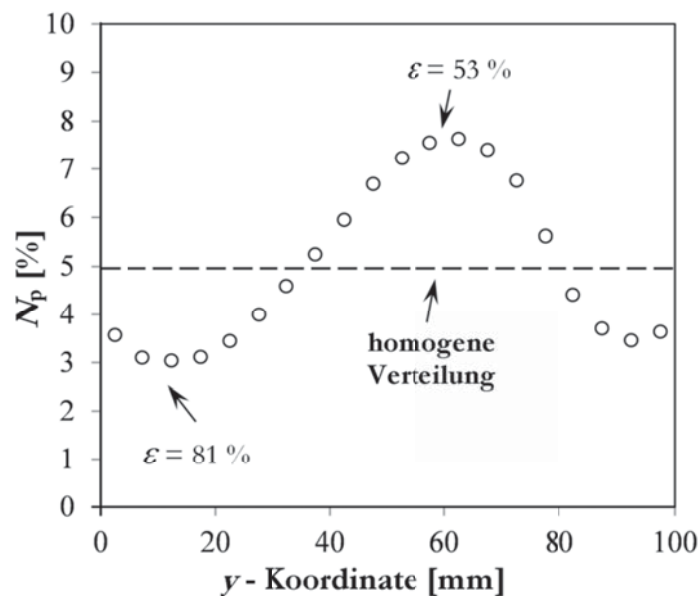


Abbildung 3.8: Zeitgemittelte Verteilung der Partikel in Richtung der Anlagentiefe im Strahlbereich, ϵ ist die Gasvolumenfraktion. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015a).

Man erkennt, dass im Strahlbereich die Partikelzahl im mittleren Bereich der Anlage erhöht und in der Wandnähe deutlich reduziert ist. Wenn sich Bereiche mit reduzierter Partikelkonzentration und ein dichter Bereich in der Anlagemitte bilden, wird die Gasströmung stärker in Richtung der vertikalen Wände umgeleitet. Es bilden sich zwei Strömungskanäle aus. Die im Strahlbereich mitgeführten Partikel bilden zwei Fontänen über der Bett Oberfläche. Die Partikel können mit den vertikalen Wänden durch kurzzeitige Kollisionen und langzeitige Kontakte (Rollen/Gleiten) interagieren.

Die folgenden Wechselwirkungen und Mechanismen können zur Entstehung der an Partikel verarmten Bereiche in der Nähe der vertikalen Wände beitragen:

(i) *Kollisionswahrscheinlichkeit*

Um diesen Effekt zu verdeutlichen, wird ein Partikel, der sich in der Wandnähe aufwärts aber nicht komplett parallel zur Wand bewegt, betrachtet. Wenn die Abweichung von der vertikalen Richtung zur Wand gerichtet ist, wird der Kollisionspartner (die Wand) mit einer Wahrscheinlichkeit von 100% zu finden sein. Dies ist jedoch nicht der Fall in der entgegengesetzten Richtung (in Richtung der Anlagenmitte), wo die Wahrscheinlichkeit einer Kollision deutlich geringer ist, da als potentielle Kollisionspartner nur Partikel in einer ziemlich verdünnten Strömung zur Verfügung stehen. Somit ist die Wahrscheinlichkeit eines Partikels beim Abprall die Bereiche in der Nähe der Wände zu verlassen in Netto höher als die Wahrscheinlichkeit in diesen Bereichen zu bleiben,

Abprallrichtung

Die Abprallrichtung nach den Partikel-Partikel-Kollisionen im Strahlbereich ist statistisch verteilt, aber nach den Partikel-Wand-Kollisionen haben die Abprallgeschwindigkeiten der Partikel immer eine Komponente in Richtung des Anlageninneren,

(ii) *Rückprallgeschwindigkeit*

Aus funktionellen Gründen (um eine Wanderosion durch Partikel zu vermeiden) werden Anlagen aus Materialien konstruiert, die keine oder nur sehr geringe unelastische Verformungen unter gegebenen Stoßbelastungen aufweisen. Somit sind die Partikel-Wand-Restitutionskoeffizienten in der Regel höher als diese aus den Partikel-Partikel-Wechselwirkungen. Dies führt in Netto zu etwas höheren Rückprallgeschwindigkeiten in der Richtung des Anlageninneren,

(iii) *Scherauftrieb*

Der Scherauftrieb kann ebenfalls zur Verarmung des wandnahen Bereichs an Partikeln beitragen. Aufgrund des Gradienten der Gasgeschwindigkeit an Wänden können auch die Partikel, die sich parallel zur Wand bewegen, durch die Saffman-Kraft von der Wand weggedrängt werden. Allerdings war der Einfluss des Scherauftriebs für das simulierte System nicht ausschlaggebend. Nach der "Haupt"-Simulation des Falls 2 wurde die Berechnung für 2 weitere Sekunden ohne Verwendung dieses Modellteils (Gl. 2.10) fortgesetzt. Nach dem Ablauf dieses Simulationszeitraums war das 3D-Verhalten weder verschwunden noch deutlich reduziert.

Die Aufwärtsbewegung einer kleinen Anzahl von Partikeln, die in einem langzeitigen Kontakt mit vertikalen Wänden auftritt, kann durch Rollen oder Gleiten erfolgen. Aufgrund einer Verzögerung durch die Partikel-Wand-Reibung ist die Vertikalgeschwindigkeit dieser Partikel geringer als diese der Partikel ohne Langzeitkontakte in der Nähe. Dies ist wahrscheinlich der

Grund für eine Partikelanhäufung direkt an den Anlagenwänden und eine leichte erneute Zunahme der Partikelkonzentration in diesen Bereichen (Abb. 3.8).

3.2.4 Einfluss des Gasvolumenstroms

In diesem Kapitel wird der Einfluss des Gasvolumenstroms auf die Partikeldynamik und die Stabilität der Partikelströmung auf der Apparateskala beschrieben.

Abbildung 3.9a zeigt die Entwicklung der Translations- und Rotationsgeschwindigkeiten der Partikel in Abhängigkeit vom Gasvolumenstrom zeitlich gemittelt über das gesamte Partikelkollektiv. Sowohl die translatorischen Partikelgeschwindigkeiten als auch die Rotation nehmen leicht nichtlinear (logarithmisch oder Polynomfunktion; die Verbindungslinien zwischen den Punkten im Diagramm sind die Näherungen mit den Polynomen des zweiten Grades) mit dem Gasvolumenstrom zu.

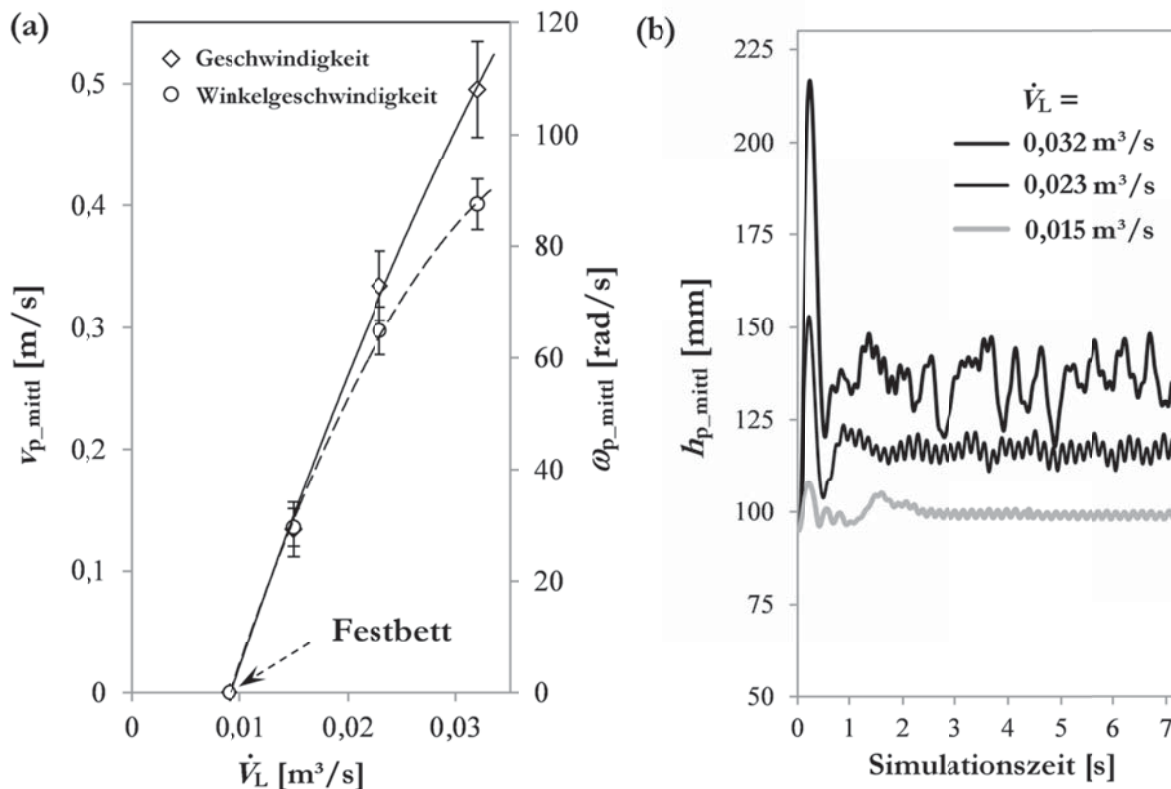


Abbildung 3.9: Partikeldynamik auf der Apparateskala. (a) Mittlere Partikelgeschwindigkeiten und -winkelgeschwindigkeiten sowie (b) Bettexpansion (mittlere vertikale Position der Partikel) in Abhängigkeit vom Gasvolumenstrom. Die Fehlerbalken sind Standardabweichungen. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015a).

Das detaillierte und damit sehr rechenaufwendige DEM-Modell, das in dieser Arbeit verwendet wurde, berechnet die mittleren Rotationsgeschwindigkeiten der Partikel im Bereich von 30 bis 90

rad/s. Hinsichtlich der kinetischen Energie des Partikelkollektivs, ist der Beitrag der Partikelrotation ziemlich gering, der Anteil der Rotation in der gesamten kinetischen Energie beträgt 1,6 % bei $\dot{V}_L = 0,015 \text{ m}^3/\text{s}$, 1,2 % bei $0,023 \text{ m}^3/\text{s}$ und 1 % bei $0,032 \text{ m}^3/\text{s}$. In vor kurzem erschienenen numerischen Untersuchungen von Pepitot und Desjardins (2012) und Jajcevic u. a. (2013) wurde die Partikelrotation im CFD-DEM-Modell vernachlässigt, um Wirbel- und Strahl-Wirbelschichten mit einer großen Partikelzahl zu simulieren. Eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment wurde dennoch festgestellt. Somit scheint dies eine plausible Vereinfachung zu sein. Jedoch sind manchmal die Informationen über tangentialen Kontaktkräfte und die Partikelrotation von Interesse, um einen Prozess besser zu verstehen. Diese Informationen können z.B. bei der Anlagenentwicklung für einen bestimmten Prozess behilflich sein. Beispielsweise fördert im Fall eines Beschichtungsverfahrens eine hohe Partikelrotation in der Sprühzone der Düse eine gleichmäßige (allseitige) Positionierung und verbesserte Spreizung von Flüssigkeitstropfen auf der Partikeloberfläche. Somit können homogenere Beschichtungen von Partikeln erzielt werden. Darüber hinaus sollen Tangentialkräfte zum Aufbrechen von unerwünschten Agglomeraten beitragen.

Abbildung 3.9b zeigt die zeitliche Entwicklung der Bettexpansion mit der Erhöhung des Gasvolumenstroms. Die hohen Anfangspeak entstehen beim ersten Durchbruch des Strahls durch das Partikelbett. Die Ausdehnung des Partikelbetts fluktuiert qualitativ sehr ähnlich wie der Gasdruck (vergleiche mit Abb. 3.5 und 3.6); die Bettfluktuationen verlieren mit steigendem Gasvolumenstrom ebenfalls an Periodizität. Darüber hinaus wird im untersuchten Bereich die Erhöhung des Gasvolumenstroms von einem Wachstum der Amplitude der Bettschwankungen begleitet. Somit wird die Strömungsstabilität bei der Erhöhung des Gasvolumenstroms nicht nur durch die wachsende Amplitude der alternierenden Strahlauslenkungen, sondern auch durch die zunehmende Strömungsincohärenz beeinträchtigt. Die Incohärenz ist bei den Strahlschichten ein Begriff für ein pulsierendes Bettverhalten (siehe Kap. 2.5.4).

3.2.5 Bettstruktur und lokale Partikeldynamik

Wie oben bereits erläutert, weist eine Strahlschicht mehrere Bereiche (Strahl, Fontäne und Rückflusszonen) mit unterschiedlicher Bettstruktur und Partikeldynamik (Abb. 3.1) auf. In diesem Abschnitt wird der Simulationsfall 2 ($\dot{V}_L = 0,023 \text{ m}^3/\text{s}$) näher betrachtet. Bei diesem Gasvolumenstrom kann die Strömung als eine gerade noch stabile Strahlschicht mit intensiven translatorischen Partikelbewegungen und Rotation charakterisiert werden. Der Strömungszustand im Simulationsfall 1 zeigt dagegen zwar eine strukturierte, aber eine sehr langsame Partikelbewegung und ist somit für eine praktische Anwendung in einem Strahlschichtprozess uninteressant. Die Partikelströmung im Fall 3 ist sehr instabil; die Strahlschichtbereiche (Strahl, Fontäne und Rückflusszonen) verändern mit der Zeit stark ihre Form und sind deshalb für eine separate Analyse unterschiedlicher Strömungsbereiche kaum zugänglich.

Wie oben erläutert, treten im Fall 2 die Abweichungen vom ideal stabilen Strahlschichtzustand durch die ausgeprägten Fluktuationen der Strömungseigenschaften in den Fontänen- und Strahl-

bereichen (Inkohärenz) und die alternierenden Strahlauslenkungen von der vertikalen Achse auf. Im Nachfolgenden werden der Ursprung des inkohärenten Verhaltens und die Entstehung von Gasdruckfluktuationen im Allgemeinen diskutiert.

(i) Dynamik der Strahl-Rückflusszonen-Grenzflächen

Abbildung 3.10 zeigt Momentaufnahmen aus der Simulation, die den Ablauf einer einzelnen Bett- bzw. Druckfluktuation verdeutlichen. Die Partikel sind dabei gemäß ihrer vertikalen Geschwindigkeit gefärbt. Durch eine gezielte Wahl des Geschwindigkeitsbereichs können unterschiedliche Eigenschaften des Strahls sichtbar gemacht werden. Beispielweise wurde für die Aufnahmereihe aus der Abb. 3.5 (ebenfalls für den Fall 2) der Bereich $-0,5 \dots 2,5$ m/s gewählt, damit der clusterartige Partikeltransport sichtbar wird.

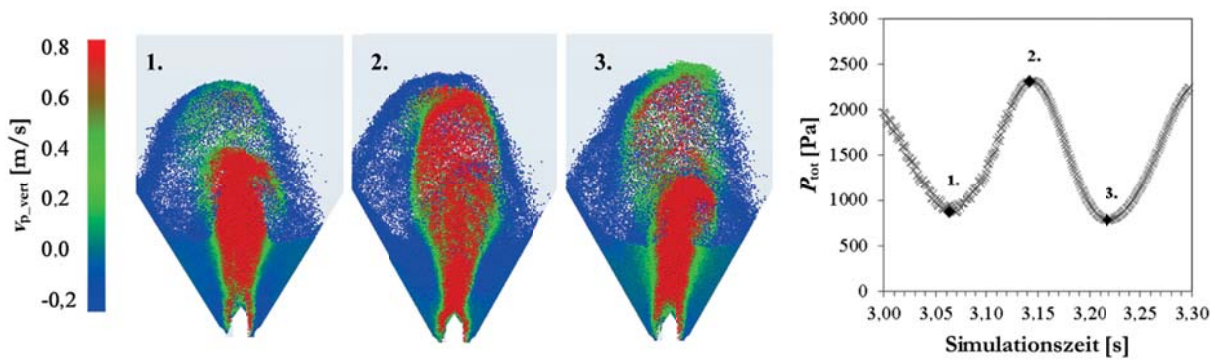


Abbildung 3.10: Dynamik der Strahl-Rückflusszonen-Grenzfläche und das entsprechende Verhalten des Gasdrucks am Gaseingang (im Spalt). Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015a).

Man kann der Abbildung entnehmen, dass sich Partikelcluster im Bereich über dem Zentralprofil formen und aufwärts beschleunigt werden. Für eine Visualisierung der Dynamik der Strahl-Rückflusszonen-Grenzfläche wurde in Abb. 3.10 ein anderer Geschwindigkeitsbereich von $-0,2 \dots 0,8$ m/s gewählt. Den Momentaufnahmen in Abb. 3.10 kann entnommen werden, dass die laterale Ausdehnung des Strahlbereichs zeitlich nicht konstant ist. In der mittleren Aufnahme (2) ist der Strahlquerschnitt im Vergleich zu den Aufnahmen (1) und (3), die für einen früheren bzw. späteren Zeitpunkt gemacht wurden, im Bereich über dem Zentralprofil etwas verjüngt. Diese plötzliche Veränderung des Strahlquerschnitts ist der Ursprung der Fluktuation des Gasdrucks, die im Gaseingangsspalt aufgenommen wurde (die rechte Teilabbildung). Die Oszillationen im Strahlquerschnitt bzw. die Deformationen der Strahl-Rückflusszonen-Grenzflächen treten mit der Frequenz von etwa 6 Hz auf. Gryczka u. a. (2008) interpretierten die regelmäßigen Druckschwankungen im stabilen Strahlschichtzustand als einen Effekt der "Luftblasen" von nahezu gleicher Größe, die durch das Partikelbett aufsteigen und auf der Bettoberfläche in regelmäßigen Zeitabständen platzen. Freitas u. a. (2004) führten dagegen die Druckschwankungen auf Oszillationen im Strahlquerschnitt zurück. Das Letztere kann somit bestätigt werden. Im Allgemeinen setzt der Strahlschichtzustand eine mehr oder

minder kontinuierliche Partikelzirkulation (einen mehr oder minder *kontinuierlichen* Strahl) voraus. Die Luftblasen werden z.B. im Zustand der irregulären Blasenbildung (siehe Abschnitt 3.1) beobachtet, wo die Gasgeschwindigkeit noch nicht ausreicht, um einen kontinuierlichen Strahl zu formen. Andere Strömungszustände, wo Blasen beobachtet werden, treten auf, wenn eine Strahlschicht mit Partikeln "überladen" wird (die statische Betthöhe ist dann größer als die „maximal spoutable“) oder wenn die Strahlschicht in einem dichten Strömungszustand mit feinen Partikeln betrieben wird. In diesen Fällen wird der Strahl durch die Partikel ab und an vollständig „erwürgt“ (engl.: choked) und das Gas kann das Partikelbett nur diskontinuierlich in Form von Blasen passieren.

(ii) Lokale Partikeldynamik

Abbildung 3.11a zeigt die mittleren absoluten und relativen Partikelgeschwindigkeiten für unterschiedliche Strahlschichtbereiche. Für diese Auftragungen wurde das geometrische Modell gemäß Abb. 3.1a in vier Zonen aufgeteilt (Strahl, Fontäne und zwei Rückflusszonen). Damit das für den jeweiligen Strahlschichtbereich typische Verhalten erfasst wird, wurden die Zonengrenzen bei den Abständen von 10...20 mm von den Grenzflächen definiert.

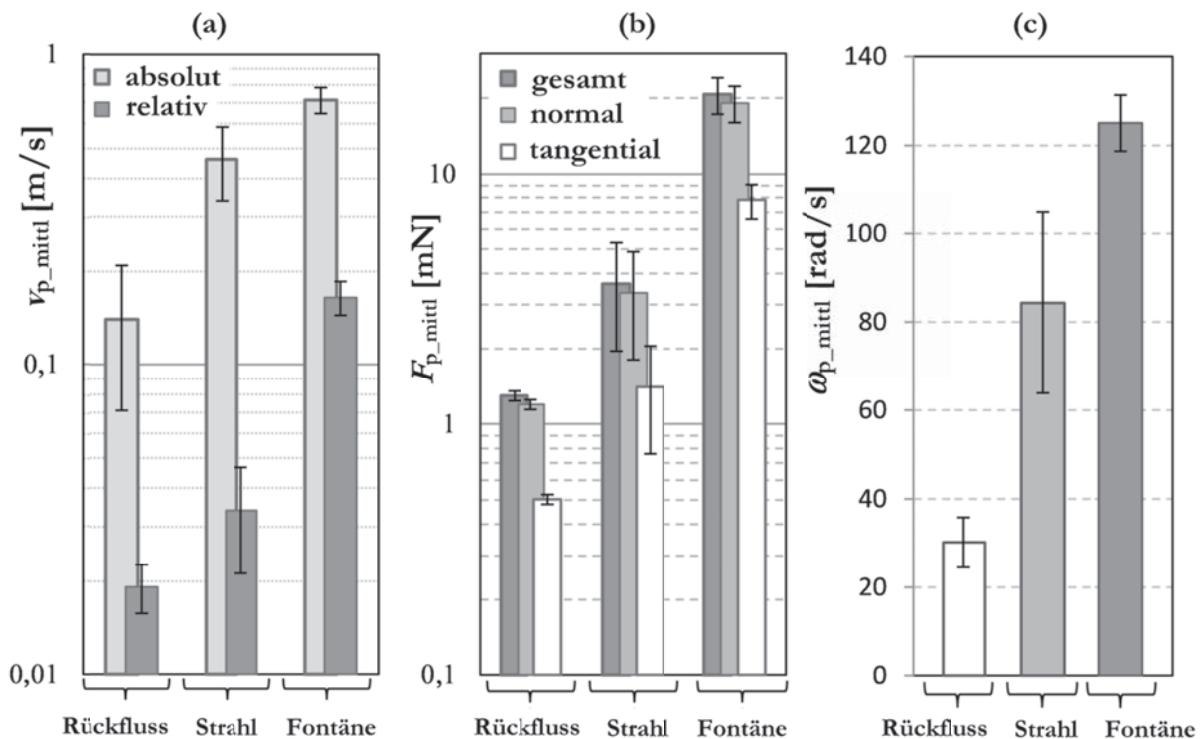


Abbildung 3.11: Partikeldynamik in verschiedenen Anlagenzonen. (a) Mittlere absolute und relative Partikelgeschwindigkeiten, (b) mittlere Kontakt- und Kollisionskräfte: gesamt und in normale und tangentiale Komponenten aufgeteilt, (c) mittlere Partikelwinkelgeschwindigkeit. Die Fehlerbalken sind Standardabweichungen. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015a).

Die relativen bzw. Kollisionsgeschwindigkeiten sind um etwa eine Größenordnung kleiner als die absoluten Geschwindigkeiten. Die Partikel in den Rückflusszonen sind kaum fluidisiert; die mittlere Gasvolumenfraktion in diesem Strömungsbereich von $43,3 \pm 1,2 \%$ ist nur etwas größer im Vergleich zur Gasvolumenfraktion von $41,8 \%$ im Festbettzustand. Die Partikel rutschen abwärts als eine bewegliche Schüttung entlang der geneigten Apparatewände mit der Geschwindigkeit von etwa $0,14 \text{ m/s}$ und wechselwirken eher durch Langzeitkontakte als durch Kollisionen. Die Translations- und Winkelgeschwindigkeiten der Partikel sowie die Kontaktkräfte haben ein Minimum in diesem Strahlschichtbereich: die mittlere relative Partikelgeschwindigkeit beträgt etwa 20 mm/s und die mittlere Kontaktkraft etwa 1 mN . Bei den gegebenen relativ intensiven Betriebsbedingungen spielt der Fontäne-Bereich eine wichtige Rolle. Die Menge der Partikel im Mittel, die zu jedem Zeitpunkt in diesem Bereich verweilen, ist recht hoch (etwa 27% aller Partikel des Kollektivs). Die Translationsgeschwindigkeiten der Partikel erreichen ihr Maximum in dieser Region (Fig. 11). Höchste Partikelrotation und Kollisionskräfte werden ebenfalls in der Fontäne detektiert, was eine günstige Konstellation für die Beschichtung darstellen sollte (siehe Kap. 3.2.4), wenn die Partikel durch eine geeignete Positionierung der Düse etwa im Bereich der Strahl-Fontänen-Grenzfläche mit der Flüssigkeit benetzt werden.

3.3 Zustandsdiagramm

Die oben beschriebene kombinierte experimentelle und numerische Studie befasste sich sehr detailliert mit dem Verhalten der prismatischen Strahlschicht bei einer konstanten statischen Betthöhe H_{st} und einer konstanten Höhe der Gaseingänge h . Diese Größen werden in Abb. 3.12 dargestellt. In diesem experimentellen Teil der Arbeit wurden neben dem Luftvolumenstrom zusätzlich diese beiden Parameter variiert, um ein Zustandsdiagramm (wird auch gelegentlich als Phasendiagramm bezeichnet) für die prismatische Strahlschicht zu konstruieren. Das Diagramm in der Abb. 3.13 basiert vollständig auf der Analyse des Druckverlustverhaltens mittels FFT.

Die beiden Größen h und H_{st} (Abb. 3.12) wurden für diese Auftragung zu einer dimensionslosen Kennzahl, dem Gaseingang-Bett-Höhenverhältnis H , zusammengeführt. Da die untersuchte Strahlschicht zwei Gaseingänge besitzt (die stets symmetrisch eingestellt werden, siehe Kap. 1.2.3), wurden zur Vereinfachung die Höhen der einzelnen Gaseingänge addiert:

$$H = 2h / H_{\text{st}} \quad (\text{Gl. 3.1})$$

Als Ordinate wurde die Partikel-Reynoldszahl am Gaseingang $Re_{\text{p_in}}$ verwendet:

$$Re_{\text{p_in}} = \frac{v_{\text{g_in}} \cdot d_{\text{p}}}{\nu_{\text{g}}}, \quad (\text{Gl. 3.2})$$

wobei $v_{g, in}$ die Gasgeschwindigkeit im engsten Querschnitt des Spaltes, d_p die Partikelgröße und ν_g die kinematische Luftviskosität sind.

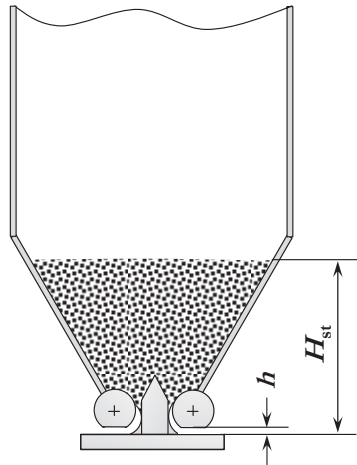


Abbildung 3.12: Die statische Höhe des Partikelbetts H_{st} und die Höhe der Gaseingänge (Spaltweite) h .

Das Zustandsdiagramm in Abb. 3.13 gibt alle Strömungszustände an, die zwischen dem Festbettzustand und dem Partikelaustrag für die untersuchte Partikelart, Spaltweiten h im Bereich 1-3,5 mm und den statischen Betthöhen H_{st} innerhalb des prismatischen Anlagenbereichs existieren. Die eingezeichneten leeren Punkte in der Abb. 3.13 zeigen die Lage der mit der CFD-DEM-Kopplung simulierten Strömungszustände (Fälle 1-3 in Kap. 3.2) im Zustandsdiagramm.

3.3.1 Einfluss des Gaseingang-Bett-Höhenverhältnisses

Ein wesentliches Ziel der Darstellung in der Abb. 3.13 ist es, die Information über die Lage des stabilen Betriebsfensters im dichten Strömungsbereich (des eigentlichen Strahlschicht-Zustands, siehe Kap. 3.1) zu vermitteln. Wie im numerischen Teil beschrieben, ist der stabile Strahlschicht-Zustand vom MS-Typ (die mehrstrahlige Schicht), der erstmals für Betten mit einem Rechteckquerschnitt und einem einzelnen vertikalen Gaseingang von Freitas u. a. (2000) eingeführt wurde. Die $Re_{p, in}$ -Zahl bei der Initiierung des Strahlschichtzustands (die Übergangslinie zwischen den Blasenbildungs- und Strahlschicht-Zuständen in Abb. 3.12) ist etwa umgekehrt proportional zum verwendeten Gaseingang-Bett-Höhenverhältnis ($Re_{p, in} \sim H^{-0,987}$). Es ist bemerkenswert, dass diese Abhängigkeit den Verhältnissen in konventionellen Strahlschichten ähnlich ist, wobei hier auf die vollkonischen Betten verwiesen werden sollte, da in den beiden Strahlschicht-Konfigurationen die statische Betthöhe H_{st} die Höhe des prismatischen bzw. des konischen Bereichs nicht übersteigen sollte.

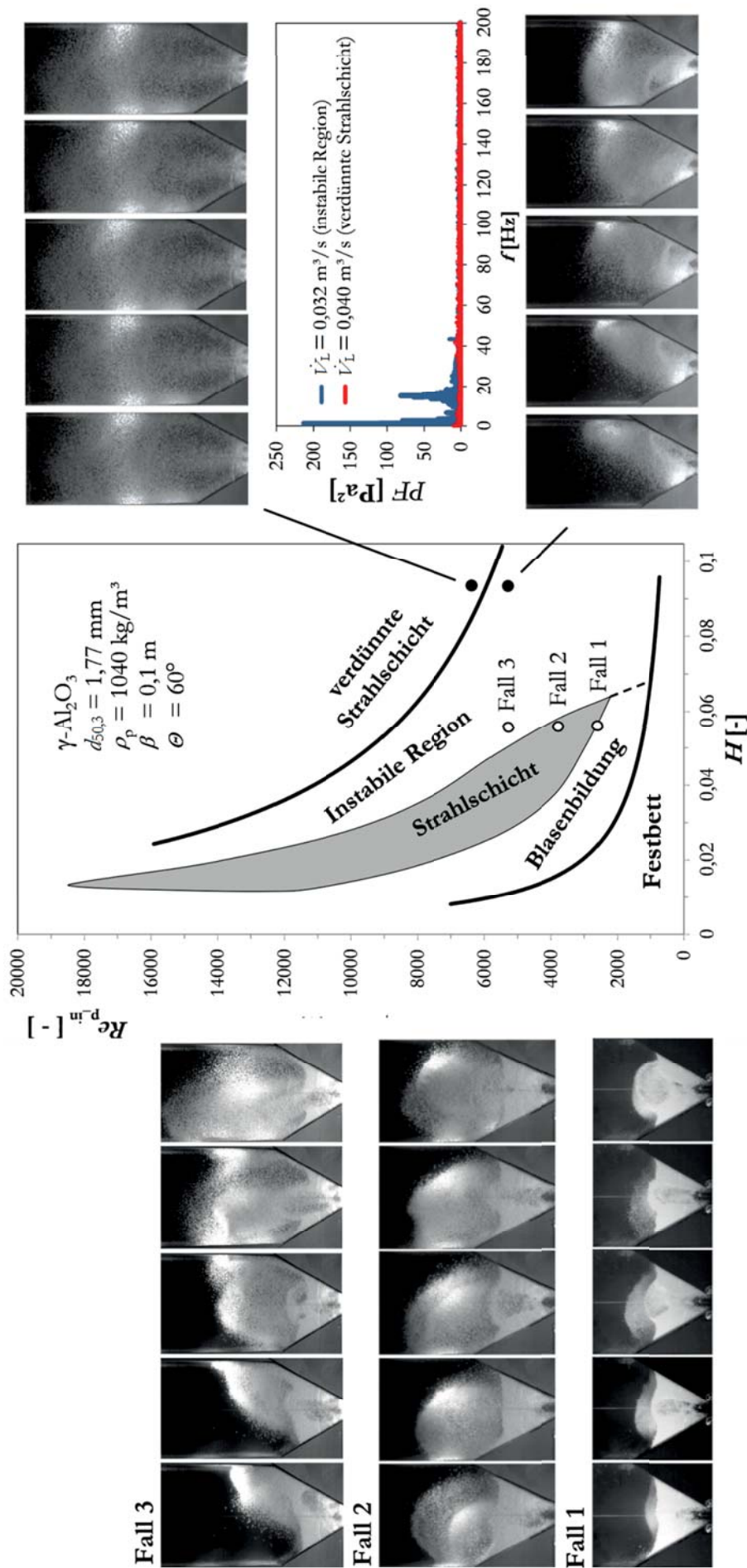


Abbildung 3.13: Das Zustandsdiagramm für die Referenzanlage und $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ -Partikel ($d_{50} = 1,77 \text{ mm}$). Die rechten Teilabbildungen zeigen Kameraaufnahmen von zwei exemplarischen Betriebspunkten im verdünnten Strömungsbereich und entsprechende Frequenzspektren des Druckverlusts. Die leeren Punkte zeigen Lage der die mit dem CFD-DEM-Ansatz simulierten Betriebspunkte im dichten Strömungsbereich (Fälle 1-3, siehe Kap. 3.2) mit den entsprechenden Kameraaufnahmen auf der linken Seite. Geometrische Merkmale der Referenzanlage sind die Apparattiefe β von 0,1 m und der prismatische Winkel θ von 60° . Die Momentaufnahmen wurden in Zeitabständen von 0,1 s aufgenommen. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015a).

Eine Übersicht der dimensionslosen Gleichungen, die die Initiierung des Strahlschichtzustandes in verschiedenen konischen Betten beschreiben, kann in Bi (2011) gefunden werden. Aus diesen wird ersichtlich, dass die Initiierung des Strahlschichtzustandes bei $Re_{p,in} \sim (d_{in}/H_{st})^{-1.25 \dots -0.82}$ erfolgt (d_{in} ist der Gaseingangsdurchmesser einer Strahlschicht mit einem kreisförmigen Querschnitt).

Nach der Initiierung bleibt der Strahlschicht-Zustand innerhalb eines Bereichs der Reynoldszahlen und Gaseingang-Bett-Höhenverhältnisse konsistent. Innerhalb dieses Bereichs, der als das stabile Betriebsfenster bezeichnet werden kann, sind die Druckfluktuationen periodisch, und die Frequenzspektren werden durch hohe Einzelpeaks dominiert (siehe Kap. 3.1). Bei kleinen statischen Betthöhen (hohe Gaseingang-Bett-Höhenverhältnisse) tritt der stabile Bereich nicht auf. Der Übergang zwischen der Blasenbildung und dem instabilen Zustand ist in diesem Bereich der Gaseingang-Bett-Höhenverhältnisse sowohl bei einer visuellen Beobachtung als auch aus dem Druckverhalten nicht eindeutig zu ermitteln, da dieser sehr kontinuierlich erfolgt. Deshalb wird dieser als eine gestrichelte Linie angedeutet.

Obwohl alle Strömungen im Strahlschicht-Bereich mit periodischen Druckfluktuationen begleitet werden, unterscheiden sich diese je nach dem Gaseingang-Bett-Höhenverhältnis im Kohärenzniveau. Abbildung 3.14 zeigt die Standardabweichung der Drucksignale als eine Funktion des Luftvolumenstroms für verschiedene Bett- und Gaseingangshöhen im dichten Strömungsbereich. Für diese Auftragungen wurden Druckverläufe bei verschiedenen Luftvolumenströmen für den Bereich der Gaseingang-Bett-Höhenverhältnisse von 0,006 bis 0,03 aufgenommen. Den Diagrammen kann entnommen werden, dass die Amplitude der Druckfluktuationen mit der statischen Betthöhe zunimmt und eine Verkleinerung der Spaltweite im Allgemeinen die Amplitude der Druckfluktuationen reduziert und sich somit auf die Strömungskohärenz positiv auswirkt.

Nach der Strömungsdestabilisierung bleibt die Strömung bei den Gaseingang-Bett-Höhenverhältnissen H im Bereich von 0,006 bis 0,03 bis zum Ansetzen des Partikelaustrags instabil. Es muss dabei angemerkt werden, dass der maximale Luftvolumenstrom bzw. die maximale $Re_{p,in}$ -Zahl durch das Ansetzen des Partikelaustrags aus der Anlage limitiert war. Die experimentelle Anlage mit einer flexiblen Geometrie wurde aus dem Grund der mechanischen Stabilität mit einem relativ kleinen „Freeboard“-Bereich (Abb. 2.2) ausgestattet, sodass die Messungen bei hohen $Re_{p,in}$ -Zahlen wegen des Partikelaustrags nur in einem limitierten Umfang durchgeführt werden konnten. Bei höheren Gaseingang-Bett-Höhenverhältnissen (kleineren statischen Betthöhen) konnte eine Strömungsbesonderheit festgestellt werden, auf die im nächsten Kapitel eingegangen wird.

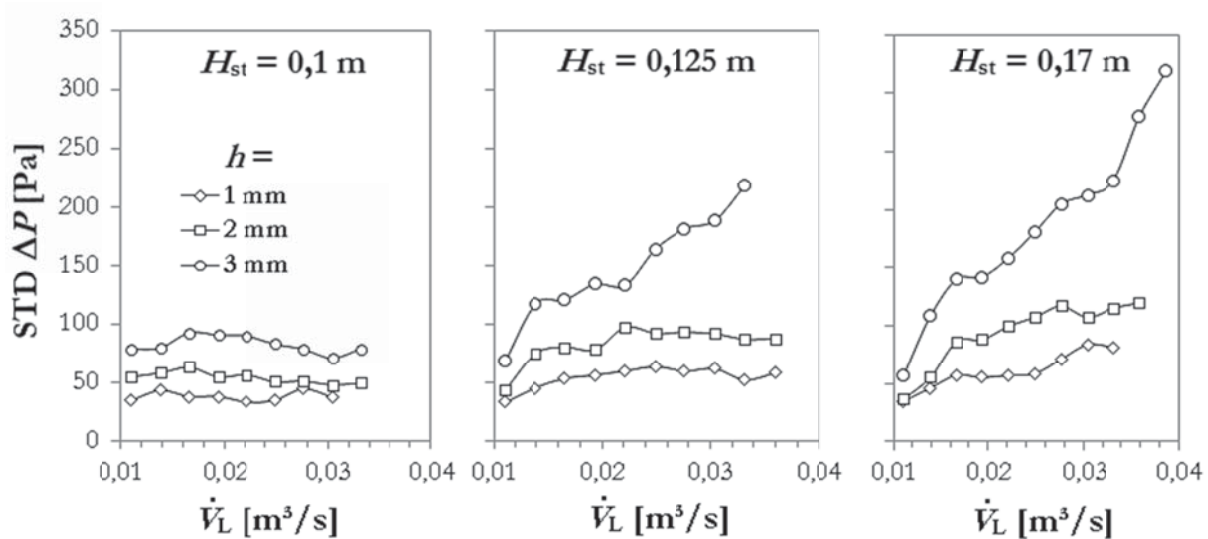


Abbildung 3.14: Amplitude der Druckschwankungen als Funktion des Luftvolumenstroms in Abhängigkeit von der statischen Betthöhe und der Größe der Gaseingänge. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015a).

3.3.2 Verdünnte Strahlschicht

Die gefüllten Punkte im Zustandsdiagramm in Abb. 3.12 bei den höheren H - und $Re_{p,in}$ -Werten verdeutlichen beispielhaft den Übergang zum stabilen Zustand der *verdünnten Strahlschicht*, von dem in den früheren Arbeiten an dieser Strahlschichtgeometrie nicht berichtet wurde. Den Momentaufnahmen in der rechten Teilabbildung kann entnommen werden, dass die Partikelschicht bei kleinen statischen Betthöhen und hohen Gasgeschwindigkeiten einen weiteren Bereich der stabilen Strömung aufweist, in dem die Strahlauslenkungen verschwinden. Diese Strömungsart kann als eine sehr kontinuierliche und gleichförmige Zirkulation der Partikel bei einer hohen Bettexpansion aufgefasst werden. Die Rückflussbereiche sind sehr schmal, aber bei diesem prismatischen Winkel noch vorhanden (Abb. 3.1). Obwohl die Partikel ziemlich gleichmäßig in der Anlage verteilt sind, ist der Strahl deutlich zu erkennen. Dabei sind keine Auslenkungen des Strahls oder Fontänenpulsationen zu beobachten.

Für diesen Strömungszustand ist die Abwesenheit von jeglichen Peaks im Frequenzspektrum des Druckverlustsignals, die nicht beim entsprechenden Luftvolumenstrom in der leeren Anlage auftreten, charakteristisch. Die rechte Teilabbildung in der Abb. 3.12 enthält zwei Frequenzspektren für die Strömungszustände vor und nach dem Übergang zur verdünnten Strahlschicht. Das Spektrum für den Luftvolumenstrom von $0,032 \text{ m}^3/\text{s}$ weist mehrere hohe Peaks auf, die für einen instabilen Zustand typisch sind. Eine weitere Erhöhung des Luftvolumenstroms auf einen Wert höher als etwa $0,038 \text{ m}^3/\text{s}$ führt zu einer Strömungsstabilisierung und zum Verschwinden von Peaks aus dem Frequenzspektrum, wie am Beispiel des Frequenzspektrums für den Volumenstrom von $0,04 \text{ m}^3/\text{s}$ gezeigt wird.

Dies kann auf folgende Weise erklärt werden. Die Partikel, die in den unteren Bereich der Anlage gelangen, werden vom Gasstrahl eher vereinzelt mitgerissen. Diese Partikel wechselwirken somit

kaum miteinander und beeinflussen die Gasströmung nicht mehr als ein Partikelkollektiv. Auf diese Weise können keine signifikanten partikelbedingten Druckschwankungen entstehen, wie es z.B. beim Vorhandensein dichter Rückflusszonen und einer flexiblen Strahl-Rückflusszonen-Grenzfläche der Fall wäre (vgl. Kap. 3.2.5). Diese Beobachtung ist auch im Einklang mit den Untersuchungen des Zustands der verdünnten Strahlschicht in einer konventionellen konischen Anlage von Leu und Pan (2004). Sie haben die Entwicklung der Standardabweichung des Drucksignals mit der Gasgeschwindigkeit erfasst und festgestellt, dass diese beim Auftreten der verdünnten Strahlschicht signifikant abnimmt¹⁰. Die hier verwendete Fourier-Transformierte des Druckverlustsignals ist ebenfalls eine Funktion der Amplitude (und der Häufigkeit des Auftretens von bestimmten Frequenzen im Signal, Gryczka 2009c). Die praktische Anwendung dieses Strömungszustandes ist allerdings auf kleine bis mittlere Partikelmengengen und große Anlagen mit hohen „Freeboard“-Bereichen beschränkt, um einen unerwünschten Partikelaustrag aus der Anlage zu vermeiden.

3.4 Zusammenfassung

Das Kapitel 3 befasst sich mit der Charakterisierung und Modellierung der prismatischen Referenzanlage, die eine vielfältige Anwendung in der industriellen Praxis findet. Die Gas- und Partikeldynamik von typischen Geldart D-Partikeln wurde im Experiment und numerisch mit Hilfe von gekoppelten CFD-DEM-Simulationen untersucht. Zunächst wurde die Strömung der modellierten Partikel experimentell mittels der schnellen Fourier-Transformation der Druckverlustzeitreihen und Videoaufnahmen charakterisiert. In Abhängigkeit vom Luftvolumenstrom erfährt die Partikelströmung in der Anlage mehrere Transformationen und es stellen sich verschiedene stabile und instabile Strömungszustände der Partikel ein. Im dichten Strömungsbereich sind dies: (i) das Festbett und die innere Kavität, (ii) die irreguläre Blasenbildung, (iii) die Strahlschicht und (iv) der instabile Strömungszustand. Diese Strömungszustände unterscheiden sich im Frequenzspektrum der Druckfluktuationen und können somit alleine anhand der hochfrequenten Messungen identifiziert werden. Weiterhin wurde festgestellt, dass sich die Strömungsstabilität im dichten Strömungsbereich mit Methoden aus der deterministischen Chaostheorie, die auf das Druckverlustsignal angewendet werden, quantifizieren lässt. Die chaotischen Eigenschaften, wie die Korrelationsdimension und Kolmogorov-Entropie von seltsamen Attraktoren, die aus den Druckverlustzeitreihen rekonstruiert werden, fanden dabei Anwendung. Für den Bereich der dichten stabilen Strahlschicht ist eine signifikante Abnahme der Kolmogorov-Entropie (des Chaos-Niveaus) und der Korrelationsdimension (der Strömungskomplexität) im Vergleich zu den instabilen Strömungszuständen charakteristisch.

Die gekoppelten CFD-DEM-Simulationen wurden (i) für den Punkt der Initiierung des Strahlschichtzustands, (ii) für den Strömungszustand kurz vor der Destabilisierung bei den erhöhten Gasgeschwindigkeiten und (iii) für den instabilen Strömungszustand bei den hohen Gasgeschwindigkeiten durchgeführt. Die Simulationen waren im Partikelströmungsmuster, in der

¹⁰ Mehr Informationen zum Verlauf der Standardabweichung des Druckverlustsignals in der prismatischen Strahlschicht sind in Kap. 4.1 zu finden.

3 Charakterisierung und Modellierung der Referenzanlage

Bettexpansion und in den charakteristischen Fluktuationen des Gasdrucks mit den Experimenten in einer guten Übereinstimmung. Der Vergleich der chaotischen Eigenschaften zeigte ebenfalls eine gute Übereinstimmung für stabile Strömungszustände und eine zu hoch abgeschätzte Komplexität der Gasströmung bei dem simulierten instabilen Strömungszustand. Anhand der Simulationsdaten wurden das dreidimensionale Bettverhalten, die Entwicklung der Bettdynamik bei der Erhöhung des Gasvolumenstroms auf der Apparateskala sowie die lokale Partikeldynamik in verschiedenen Apparatezonen für einen anwendungsrelevanten Strömungszustand quantifiziert.

In einer nachfolgenden Untersuchung wurde der Einfluss der Bettmasse und der Gaseingangsgröße experimentell behandelt. Basierend auf dem unterschiedlichen Druckverhalten bei verschiedenen Strömungszuständen wurde ein Zustandsdiagramm konstruiert, welches das Verhalten der Partikelströmung bei den verschiedenen Bett-Gaseingang-Höhenverhältnissen und Luftvolumenströmen abbildet.

Die Existenz des zweiten stabilen Strömungszustands der verdünnten Strahlschicht in der prismatischen Strahlschicht wurde experimentell nachgewiesen. Dieser tritt bei sehr hohen Gasgeschwindigkeiten und kleinen Höhen des Partikelbetts auf. Die Initiierung dieses Strömungszustands kann ebenfalls durch die Veränderungen im Frequenzspektrum der Druckfluktuationen auf nicht-visuelle Weise detektiert werden.

4 Optimierung der Apparategeometrie

Aus den Untersuchungen, die im Kapitel 3 beschrieben wurden, lassen sich zwei Mechanismen, die für die Strömungsdestabilisierung in der Referenzanlage verantwortlich sind, extrahieren: es sind zum einen die mit dem Gasvolumenstrom zunehmende alternierende Strahlauslenkungen (Kap. 3.1) und zum anderen die Strahlinkohärenz, die mit der Dynamik der Strahl-Rückflusszonen-Grenzflächen verknüpft ist (Kap. 3.2.5). Dieses Kapitel befasst sich mit der Optimierung der Apparategeometrie bezüglich der Strömungsstabilität, d.h. es wurde beabsichtigt, mittels einer Veränderung der Geometrie der Referenzanlage die oben erwähnten Mechanismen zu unterdrücken. Dafür wurden Einflüsse der Geometrie des Zentralprofils, des prismatischen Winkels und der Steigplatten auf das Strömungsverhalten der Partikeln in der prismatischen Anlage bei verschiedenen Partikeln, Luftvolumenströmen, Bettmassen und Gaseingangsgrößen untersucht. Weiterhin wurden Vergleichsstudien zum Einfluss der Apparattiefe durchgeführt.

4.1 Anlage ohne Steigplatten

In einer Vorarbeit zur prismatischen Referenzgeometrie (Gryczka 2009c) wurde eine Hypothese aufgestellt, dass den alternierenden Strahlauslenkungen eine ungünstige Gestalt des Zentralprofils zugrunde liegen könnte und eine Profilloptimierung zu einer Verbesserung der Strömungsstabilität von Partikeln und zu einer Erweiterung des Existenzbereichs der stabilen Strahlschicht zu höheren Gasgeschwindigkeiten führen könnte. Daher wurde in dieser Arbeit zunächst das „scharfkantige“ Originalprofil durch eine abgerundete Modifikation (siehe Abb. 2.3) ersetzt. Durch diese Veränderung wurde allerdings der Strömungsmuster in der Anlage kaum beeinflusst und keine merkliche Verbesserung der Strömungsstabilität erzielt. Weder die Strahlablenkungen noch die Inkohärenz wurden unterdrückt oder signifikant beeinflusst. Die Form des Zentralprofils, zumindest in der verwendeten Form, spielt somit eher eine untergeordnete Rolle. Es muss jedoch an dieser Stelle vermerkt werden, dass die Profilgeometrie in dieser Arbeit keinen starken Veränderungen unterzogen wurde; die Profilform wurde lediglich „geglättet“, sodass bei den stärker abweichenden Profilgeometrien größere Veränderungen des Strömungsmusters möglich sind. Für weitere Untersuchungen zum Einfluss des prismatischen Winkels und der Steigplatten wurde die „scharfkantige“ Originalgeometrie des zentralen Profils weiterhin verwendet, da die abgerundete Profilgeometrie für den Anwender wesentlich aufwendiger in der Herstellung ist (das verwendete Profil wurde mittels der Elektroerosion aus einem massiven Stahlblock hergestellt).

Die Referenzgeometrie, die in Kap. 3 behandelt wurde, besitzt einen prismatischen Winkel θ von 60° . Der Einfluss der Winkels wurde sowohl in Richtung der Winkelerhöhung als auch in Richtung der Winkelverkleinerung ($\theta = 40, 50$ und 80°) untersucht. Der prismatische Winkel hat einen signifikanten Einfluss auf die Partikelströmung. Hinsichtlich der oben spezifizierten

Mechanismen der Strömungsdestabilisierung verringert die Winkelverkleinerung die Neigung zur Destabilisierung durch die alternierenden Strahlauslenkungen. Die Strömungsinkohärenz wird dabei jedoch signifikant vergrößert. Bei den prismatischen Anlagenwinkeln $\geq 60^\circ$ scheint der erste und bei den Winkeln kleiner als 60° der zweite Mechanismus zu dominieren. Die typischen Erscheinungsbilder der alternierenden Strahlauslenkungen können in Abb. 3.6 für die Referenzgeometrie mit dem Winkel von 60° und in Abb. 4.8 (a) für den prismatischen Winkel von 80° gefunden werden. In den Anlagen mit den Winkeln von 60 und 80° verringert sich die Neigung zu den Strahlauslenkungen leicht bei einer Erhöhung der Bettmasse bzw. der statischen Betthöhe. Für die reduzierten prismatischen Winkel von 40° und 50° ist die Unterdrückung der Strahlauslenkungen durch die Bettmasse noch stärker ausgeprägt, jedoch bewirkt gleichzeitig eine signifikante Zunahme der Strahlkohärenz. Dies wird in Nachfolgenden durch das Verhalten des Druckverlusts verdeutlicht.

Abbildung 4.1 zeigt die Entwicklung der Amplitude der Druckschwankungen (ausgedrückt als eine Standardabweichung STD des Druckmesssignals ΔP) mit zunehmendem Luftvolumenstrom für die Anlagen mit den verschiedenen prismatischen Winkeln. Die in Abb. 4.1(a) gezeigten Messreihen wurden mit den gleichen PP-Partikeln und Bettmassen sowie bei den gleichen Spaltweiten aufgenommen. Unabhängig vom prismatischen Winkel nimmt die Amplitude der Druckschwankungen mit dem Luftvolumenstrom zunächst zu, durchläuft dann ein globales Maximum ($\max \text{STD } \Delta P$) und nimmt wieder signifikant ab. Wie bereits in Kap. 3.3.2 erwähnt, kann diese Absenkung der Standardabweichung nach Leu und Pan (2008) zur Detektion der Initiierung des Zustands der verdünnten Strahlschicht verwendet werden. Wenn man die Messkurven bei den unterschiedlichen prismatischen Winkeln miteinander vergleicht, wird ersichtlich, dass die Amplitude der Druckschwankungen und damit das inkohärente Strömungsverhalten mit dem abnehmenden Winkel zunehmen. Die höchste maximale Standardabweichung wird bei dem kleinsten verwendeten Winkel von 40° erreicht.

Der Einfluss des prismatischen Winkels auf die Strahlkohärenz bei verschiedenen statischen Betthöhen wird in Abb. 4.1(b) für die Winkel von 50 und 80° gezeigt. Als Ordinate wird das oben eingeführte globale Maximum der Standardabweichung des Drucksignals $\max \text{STD } \Delta P$ verwendet. Die Amplitude der Druckschwankungen ist für die Anlage mit dem kleineren Winkel für alle verwendeten Bettmassen höher und nimmt außerdem bei der Erhöhung der Bettmasse schneller zu. Dieses Verhalten kann wie folgt erklärt werden.

Wie in Kap. 3.2.5 anhand von Simulationsdaten gezeigt, sind die Schwankungen in Gasdruck und -geschwindigkeit mit der Dynamik der Strahl-Rückflusszone-Grenzflächen verknüpft. Der Strahlquerschnitt in der prismatischen Anlage ist nicht konstant; der Strahl ändert seine Form von einem verengten zu einer voll ausgebildeten Konfiguration in einer periodischen Weise. Dies wird schematisch in Abb. 4.2 links verdeutlicht. Die momentane reversible Einschnürung des Strahls im Bereich über dem Zentralprofil bewirkt eine momentane Erhöhung der Gasgeschwindigkeit in diesem Bereich und folglich eine Pulsation in der Höhe der Fontäne. Dies wird auch schematisch der Abbildung verdeutlicht.

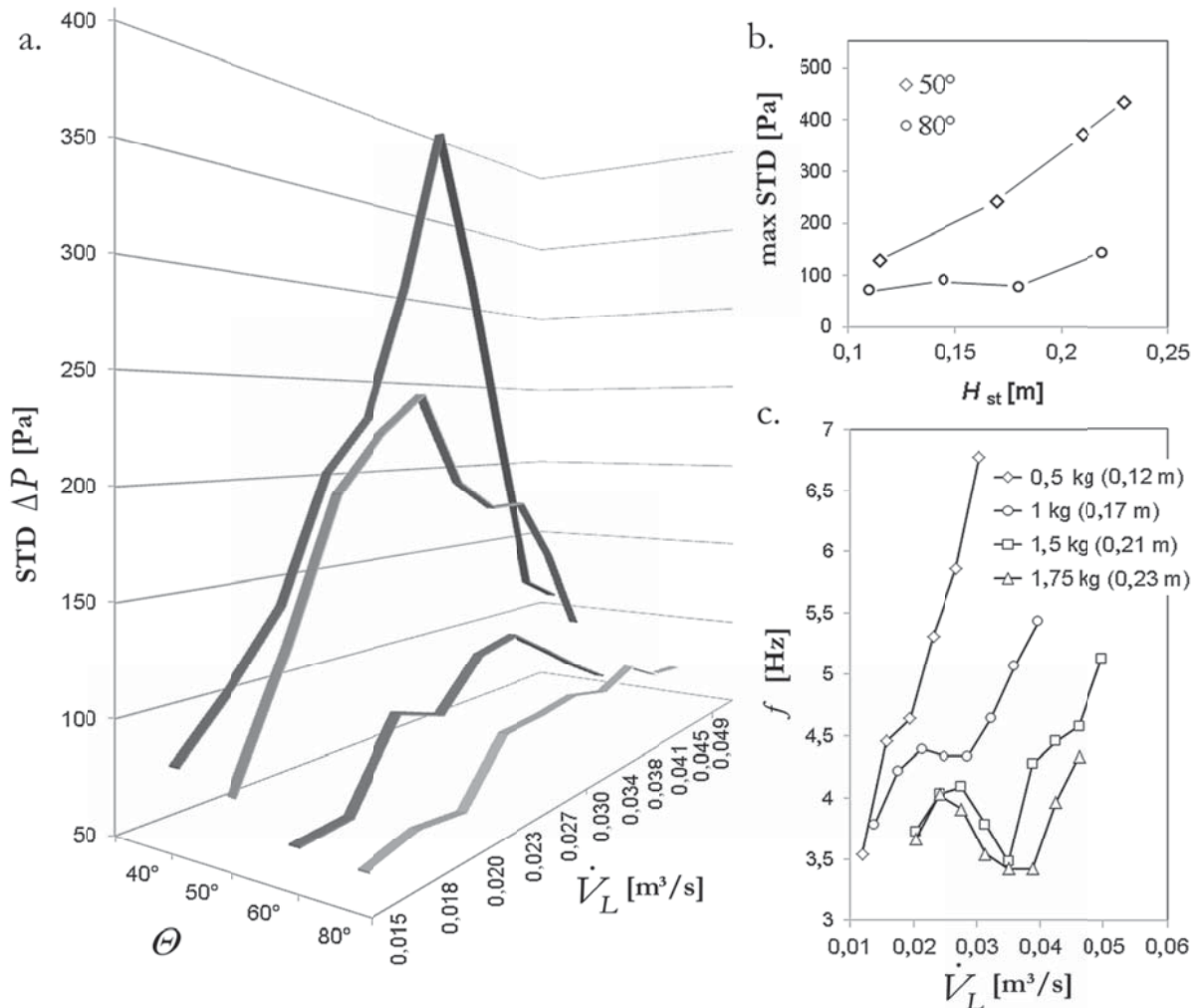


Abbildung 4.1: Einfluss des prismatischen Winkels Θ und des Bettinventars auf Druckverlustverhalten. (a) Einfluss des Winkels auf die Amplitude der Druckschwankungen (Bettmasse $m_{\text{Bett}} = 1 \text{ kg}$), (b) Einfluss der statischen Betthöhe H_{st} auf die Amplitude der Druckschwankungen für zwei prismatische Winkel im Vergleich, (c) Einfluss des Bettinventars m_{Bett} (H_{st} ist in Klammern angegeben) auf die Frequenz der Druckschwankungen in der Anlage mit dem prismatischen Winkel von 50° . Zur Erstellung von Auftragungen wurden PP-Partikel und Spaltweite h von 3 mm verwendet. Apparatetiefe β von 0,1 m. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015b).

Der für das inkohärente Verhalten typische clusterartige Partikeltransport lässt sich auf folgende Weise erklären. Wie ebenfalls anhand von Simulationsdaten gezeigt, sind die Partikel in den Rückflusszonen kaum fluidisiert. Die Partikel rutschen abwärts als eine *zusammenhängende* bewegliche Schüttung entlang der geneigten Apparatewände mit einer geringen mittleren Geschwindigkeit (Abb. 3.11 a) und wechselwirken miteinander und mit den Apparatewänden meistens durch Langzeitkontakte. Die durch Partikeln aus den Rückflusszonen gebildete Einschnürung des Strahlquerschnitts wird nachfolgend durch Abscheren durch den Gasstrahl aufgelöst. Dabei werden zwei Partikelcluster vom Gasstrahl mitgerissen, da zwei symmetrische Deformationsbereiche auf den beiden Seiten des Strahls vorliegen.

Die Intensität der Inkohärenz ist von der Amplitude der Deformationen der Strahl-Rückflusszonen-Grenzflächen abhängig. Das Gewicht der Partikel in den Rückflussbereichen belastet die Apparatewände des prismatischen Anlagenbereichs und den Gaststrahl. Wie stark die Partikel der Rückflussbereiche auf den Gasstrahl lasten, hängt von der Partikeldichte, der Betthöhe und Packungsdichte in Rückflussbereichen sowie vom prismatischen Winkel ab. Bei den gegebenen Partikel, Packungsdichte und der Betthöhe wird die Zerlegung der Gewichtskraft der Partikelschüttung F_g in einem Rückflussbereich in Richtungen senkrecht und parallel zu der geneigten Apparatewand durch den prismatischen Winkel vorgegeben. Die Kraftkomponente parallel zur Apparatewand (in die Richtung des Gasstrahls) $F_p = F_g \cos(\theta/2)$ nimmt zu, wenn der Winkel kleiner wird. Die momentane Strahlform bzw. das Ausmaß der Grenzflächendeformation wird durch die mechanischen Spannungen in der Strahl-Rückflusszone-Grenzfläche und den Eigenschaften der Partikelschüttung in den Rückflusszonen (Partikelzusammenhalt) bestimmt. Die maximale Scherspannung, die die Grenzfläche widerstehen kann, muss vom Partikelzusammenhalt in den Rückflussbereichen d.h. von den Kontakteigenschaften der Partikel, wie Reibungskoeffizienten oder Kohäsion und von der lokalen Packungsdichte (Anzahl der Partikel mit Langzeitkontakten), abhängen. Auf den Einfluss der Kohäsionskräfte auf die Amplitude der Druckschwankungen der Gasphase wird weiterhin in Kap. 5.1 eingegangen.

Die Überlagerung beider Inkohärenz-fördernden Effekte (die Winkelreduzierung und Erhöhung der Bettmasse) führen schließlich bei kleinen prismatischen Winkeln und hohen Partikelbetten zu einem Strömungszustand, der dem *stoßenden Verhalten* einer Wirbelschicht (engl.: slugging) ähnlich ist und der bei den Anlagen mit den höheren prismatischen Winkeln von 60 und 80° nicht beobachtet worden war. In diesem Zustand neigt das gesamte Partikelbett dazu, durch den Luftstrom in einer periodischen Art und Weise abgehoben zu werden. Es entstehen sehr intensive Pulsationen in der Partikelströmung und eine Vibration der Anlage. Dieser Strömungszustand wurde ebenfalls von Mathur und Epstein (1974) in den konventionellen konisch-zylindrischen Strahlschichten beobachtet. Dieser instabile Strömungszustand ist ebenfalls nicht-visuell durch die Eigenschaften des Druckverlustsignals identifizierbar: zu einem nimmt die Amplitude der Druckschwankungen sehr große Werte an, und zum anderen es ergeben sich Veränderungen im Frequenzspektrum. Abbildung 4.1(c) zeigt die dominierenden Frequenzen der Gasdruckschwankungen in Abhängigkeit vom Luftvolumenstrom für verschiedene Bettmassen in der Anlage mit dem prismatischen Winkel von 50°. Die Initiierung des stoßenden Strömungszustandes kann durch die Kollabierung des Frequenzwachstums mit dem Luftvolumenstrom beginnend bei einer bestimmten "kritischen" Bettmasse identifiziert werden. Für die Polypropylen-Partikel in Abb. 4.1(c) ist das die Bettmasse von etwa 1 kg. Dieser charakteristische Verlauf der Schwingungsfrequenz gegen den Luftvolumenstrom kann möglicherweise wie folgt erklärt werden.

Ausgehend vom Festbettzustand wird bei einer Erhöhung des Luftvolumenstroms zunächst der Bereich des Partikelbetts über dem Zentralprofil aufgelockert, und eine Blasenbildung "wie üblich" wird initiiert.

Bei einer weiteren Erhöhung des Luftvolumenstroms entstehen die Luftblasen häufiger. Daher wächst die Frequenz der Fluktuationen, die in diesem Zustand durch das Platzen der Blasen auf die Bettoberfläche entstehen. Mit einem weiteren Anstieg des Luftvolumenstroms wird jedoch bei den gegebenen Bedingungen der Strahlschicht-Zustand mit seinen typischen Frequenzen der Druckschwankungen von 5-6 Hz (siehe Kap. 3.1) nicht initiiert. Stattdessen beginnt ein anderer Fluidisationsmechanismus zu wirken.

Bei diesen Bedingungen (spitzer Winkel und höhere Bettmasse) ist die Deformation der Strahl-Rückflusszonen-Grenzflächen anscheinend so stark, dass sich der Strahl komplett einschnürt. Weiterhin besitzen die Partikel beim spitzen Winkel in den Rückflussbereichen höhere Geschwindigkeiten, und die Schüttung ist allgemein stärker aufgelockert, da die Abnahme der Luftgeschwindigkeit mit der Höhe bei den kleinen prismatischen Winkeln geringer ist. Auf diese Weise kann im Bett nach der Einschnürung des Strahls eine schnelle Umverteilung der darüber liegenden Partikelschichten erfolgen. Es entsteht eine massive Blockade durch Partikeln im Bereich über dem Gaseingang der Anlage. Um diesen Zustand zu überwinden, muss diese ganze Blockade (der eingeschnürte Bereich und die darüber liegenden Partikelschichten) durch die Luft komplett angehoben werden. Das gesamte Bett verhält sich dabei wie ein Bogen, der sich in einer periodischen Weise ausbildet, ausdehnt und zusammenbricht. Das Anheben von nahezu des gesamten Partikelbetts erfordert den Aufbau von einem hohen Unterdruck, und dieses Ereignis nimmt eine längere Zeit in Anspruch als Bildung und Abscherung einer Deformation der Grenzflächen; daher sind die Amplituden der Druckverlustschwankungen höher und die Frequenzen kleiner.

Wenn allerdings nicht zu hohe Betten verwendet werden, kann eine Reduzierung des prismatischen Winkels einige anwendungstechnische Vorteile mit sich bringen. Wie bereits oben erwähnt, bewirkt ein spitzer Winkel eine geringere Reduzierung der Gasgeschwindigkeit innerhalb des prismatischen Teils der Anlage und somit höhere Partikelgeschwindigkeiten in den Strahl- und Rückflussbereichen. Dadurch wird die Partikelzirkulation intensiver, und eine Bildung von Totzonen und unerwünschte Agglomeration durch Kohäsionskräfte wird weniger wahrscheinlich. Zusätzlich befinden sich in der Anlage mit einem spitzen Winkel stets mehr Partikel in der Sprühzone einer Düse, sodass mehr Partikel mit der Flüssigkeit benetzt werden können. Daher sollten Apparate mit einem spitzen Winkel für Anwendungen, für die hohe translatorische und Winkelgeschwindigkeiten der Partikel von Bedeutung sind, wie die Partikelbeschichtung, einige Vorteile bringen. So haben Publio und Oliveira (2004) für eine konventionelle konisch-zylindrische Strahlschicht im Experiment festgestellt, dass sowohl die Wachstumsrate der Schichten als auch die Beschichtungsqualität erhöht werden, wenn der Winkel des konischen Apparateteils von 60° auf 40° verringert wird.

Für das in dieser Arbeit untersuchte prismatische Bett ist eine Reduzierung des prismatischen Winkel auf kleinere Werte als 40° nicht sinnvoll, da eine sehr ausgeprägte Neigung zum oben beschriebenen stoßenden Verhalten vorliegt, insbesondere wenn mit höheren Partikelbetten prozessiert werden soll. Dieser Wert ist in einer guten Übereinstimmung mit dem minimalen Winkel von 40° , den Mathur und Epstein (1974) für konventionelle konisch-zylindrische Strahlschichten vorschlagen. Für vollkonische Strahlschichten spezifizieren Olazar u. a. (2011) einen

minimalen Winkel von 28° . Für die prismatischen Anlagen (ohne Steigplatten) könnte der prismatische Winkel von 50° einen anwendungstechnisch interessanten Kompromiss zwischen der Strömungsstabilität und einer hohen Intensität der Partikelbewegung bzw. Partikelzirkulation darstellen. Im nächsten Kapitel wird der Einfluss des Einbringens von Steigplatten auf die Stabilität der Partikelströmung behandelt.

4.2 Einfluss von Steigplatten

Wie im vorherigen Kapitel beschrieben, konnten nicht alle Stabilitätsprobleme der Partikelströmung in der prismatischen Strahlschicht durch Manipulationen mit dem prismatischen Winkel alleine behoben werden. Daher wurden zum Auffinden der Möglichkeit einer Optimierung der Strömungsstabilität interne Einbauten in die prismatische Anlage eingebracht und deren Einfluss auf das Strömungsverhalten untersucht. Aus den numerischen und experimentellen Untersuchungen, die in vorigen Kapiteln dieser Arbeit beschrieben wurden, wird ersichtlich, dass der Strahlbereich etwas oberhalb des Zentralprofils (bzw. die Strahl-Rückflusszonen-Grenzflächen) in diesem Bereich von einer besonderen Bedeutung sind. Das ist der Ort, wo sowohl die Oszillationen im Strahlquerschnitt (Abb. 4.2 links) als auch die alternierenden Strahlauslenkungen entstehen.

Um die Partikelströmung in diesem Bereich zu stabilisieren, wurden kleine Steigplatten in diesem Bereich eingebracht. Abbildung 4.2 rechts zeigt die Geometrie der Steigplatten, mit denen eine signifikante Steigerung der Strömungsstabilität erzielt werden konnte. Die genauen Angaben zu der Geometrie und der optimalen Positionierung des Plattenpaars für alle in dieser Arbeit verwendeten Partikel sind in Tab. B.1 im Anhang zu finden. Die Steigplatten bilden „starre“ Strahl-Rückflusszone-Grenzflächen und behindern damit die Oszillationen des Strahlquerschnitts im von ihnen belegten Bereich der Strömung. Die abgeschrägten unteren Kanten der Steigplatten dienen dabei der Strahlfokussierung.

Die Auswirkung der Steigplatten auf das Partikelströmungsmuster bei verschiedenen Luftvolumenströmen ist in Abb. 4.2 für die Anlage mit dem prismatischen Winkel von 80° gezeigt. Das Bettinventar besteht hier aus 2 kg von Glasparkeln mit $d_{50,3} = 1,57$ mm. Die erzielten Strömungszustände erfüllen bei jedem der gezeigten Betriebspunkte sehr gut alle Stabilitätskriterien für Strahlschichten: der Partikelströmung ist stationär, symmetrisch und sanft (ruckarm). Keine Strahlauslenkungen sind vorhanden. Die Strömung ist sehr kohärent, da die Höhe der Fontäne mit der Zeit nahezu vollkommen konstant bleibt.

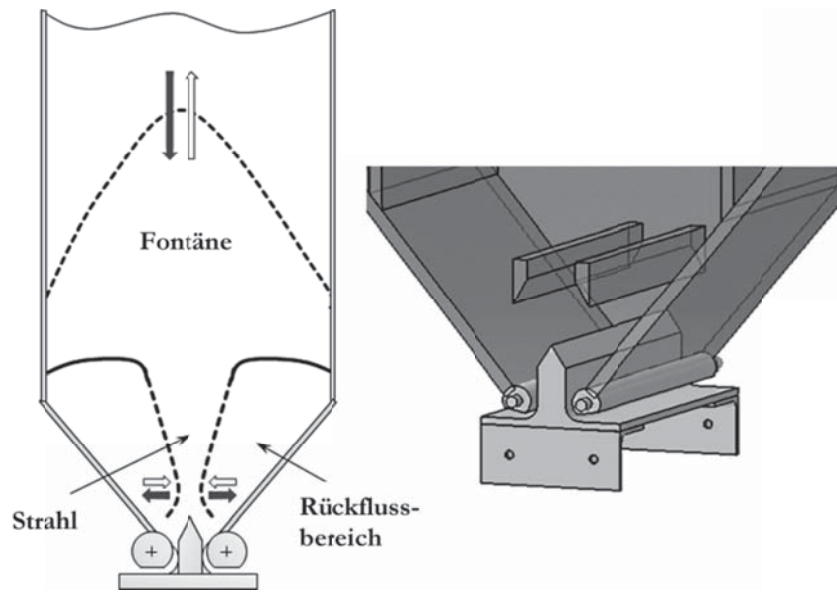


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung des inkohärenten Verhaltens der Strahlschicht aufgrund der periodischen Deformationen der Strahl-Rückflusszonen-Grenzflächen (basierend auf Abb. 3.10) und das Design des unteren Paares der Steigplatten. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015b).

Abbildungen 4.4 und 4.5 zeigten die zeitliche Entwicklung der Druckverlusts und Frequenzspektren der Referenzanlage und der optimierten Anlage aus der Abb. 4.3 bei verschiedenen Luftvolumenströmen im Vergleich. Dieselben Partikel, Bettmassen und Spaltweiten wurden dabei verwendet. Die untere Reihe der Druckverlustdaten aus der Abb. 4.5 entspricht den Momentaufnahmen in der Anlage aus Abb. 4.3.

Das qualitative Druckverhalten und die Strömungsmuster in der Abb. 4.4 gleichen dem typischen Verhalten der Referenzanlage, welches in Kap. 3 detailliert beschrieben wurde. Die regelmäßigen Druckfluktuationen sind nur in einem begrenzten Bereich des Luftvolumenstroms vorhanden, danach erfolgt eine Destabilisierung der Strömung durch die alternierenden Strahlauslenkungen. In den Frequenzspektren der Referenzgeometrie (Abb. 4.4) werden zum ersten Mal die schmalen Einzelpeaks bei einem Luftvolumenstrom von etwa $0,03 \text{ m}^3/\text{s}$ und das Auftreten von zusätzlichen Peaks mit einer nicht vernachlässigbarer Höhe bei etwa $0,041 \text{ m}^3/\text{s}$ nachgewiesen. Die Unregelmäßigkeit der Druckschwankungen kann auch direkt in Druckverlustzeitreihen beobachtet werden.

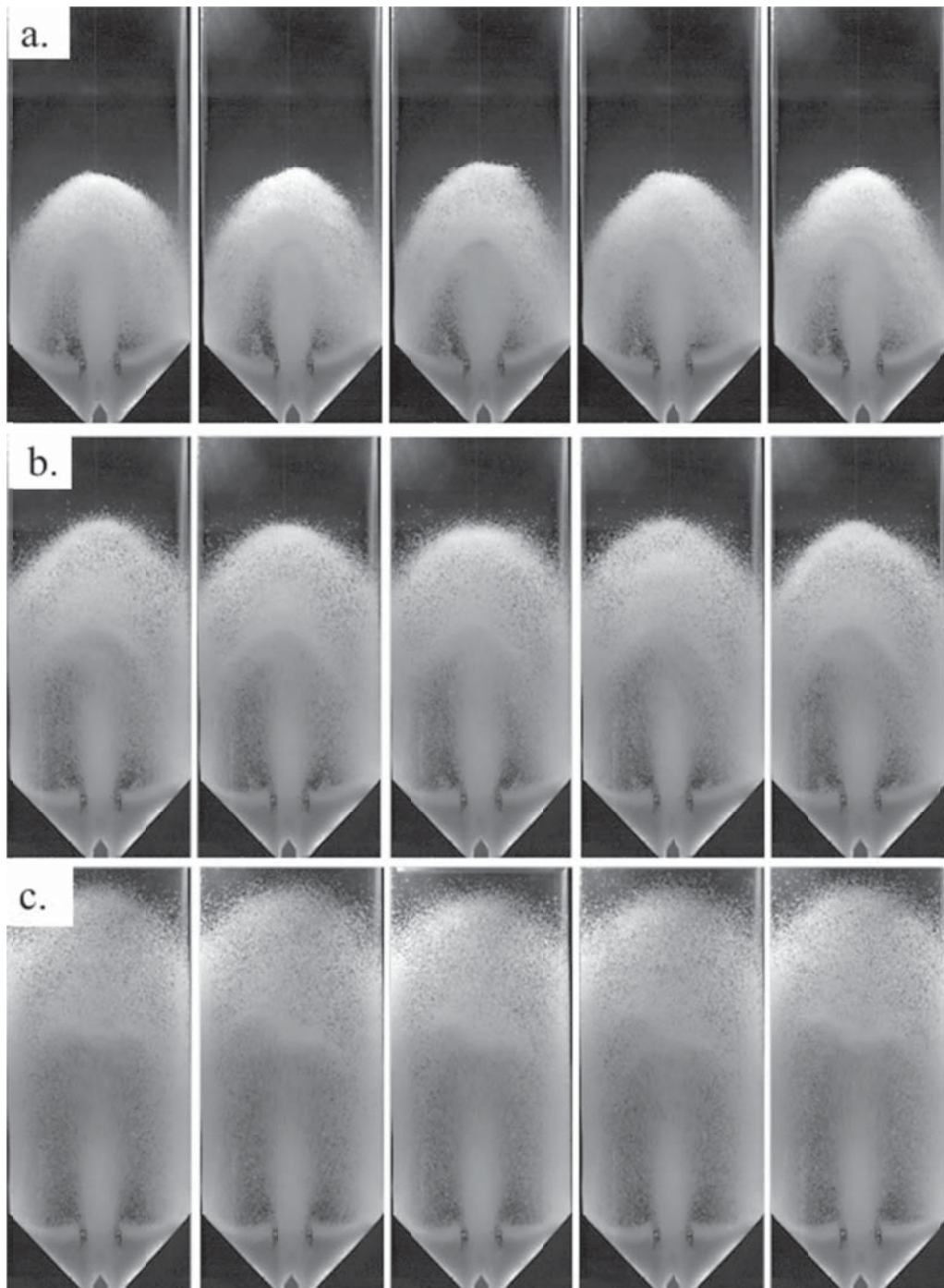


Abbildung 4.3: Partikelbettverhalten in der optimierten Anlage mit einem Paar von Steigplatten bei steigendem Luftvolumenstrom. Prismatischer Winkel $\Theta = 80^\circ$, Spaltweite $b = 2$ mm, Glaspartikeln, Bettmasse $m_{\text{Bett}} = 2$ kg. Luftvolumenströme: (a) $0,037 \text{ m}^3/\text{s}$, (b) $0,041 \text{ m}^3/\text{s}$ und (c) $0,046 \text{ m}^3/\text{s}$. Apparatetiefe β von $0,1$ m. Der zeitliche Abstand zwischen den Aufnahmen beträgt $0,2$ s. Abbildung aus Salikov u. a. (2015b).

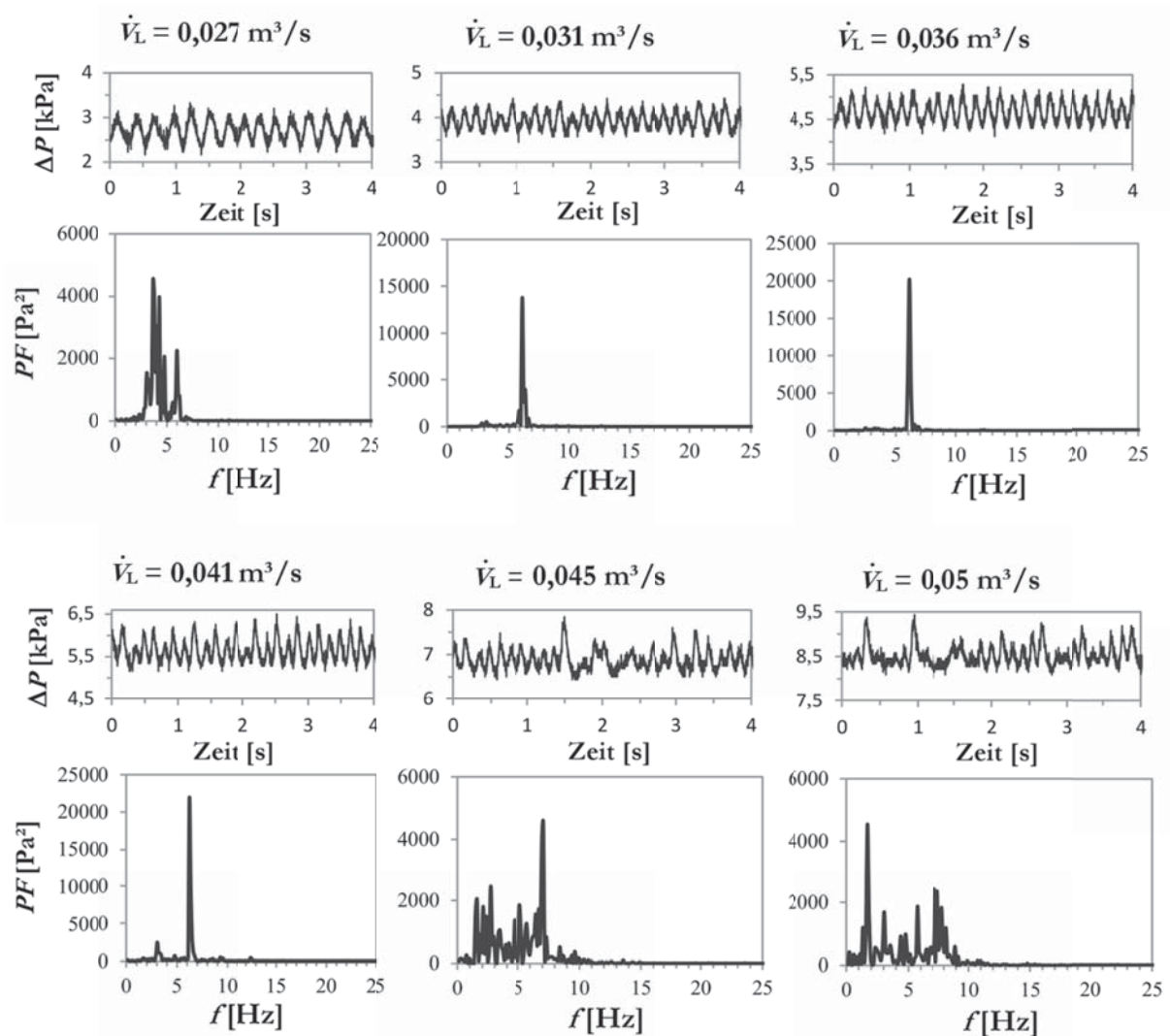


Abbildung 4.4: Druckverlustverhalten bei steigendem Luftvolumenstrom in der Referenzanlage (Prismatischer Winkel von 60° , ohne Einbauten) mit demselben Bettinventar (Partikeltyp und Bettmasse) als in Abb. 4.3 und 4.5. Apparatetiefe β von 0,1 m. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015b).

Die Gasdynamik in der optimierten Geometrie (Abb. 4.5) unterscheidet sich vom Verhalten der Referenzanlage (Abb. 4.4) signifikant. Die Amplitude der Druckfluktuationen ist wesentlich kleiner und die Frequenz höher (~ 9 Hz im Vergleich zu ~ 6 Hz im Referenzfall). Der Strahlschicht-Zustand wird bei dem Luftvolumenstrom von etwa $0,03 \text{ m}^3/\text{s}$ initiiert. Die Erhöhung des Luftvolumenstroms führt im Gegensatz zum Referenzfall nicht zu einer Strömungsdestabilisierung mit dem charakteristischen unregelmäßigen Druckverhalten. Bei dieser Strömung geht der stabile Strahlschichtzustand mit den charakterlichen gleichförmigen Druckfluktuationen in den ebenfalls stabilen Strömungszustand, der im Druckverhalten dem Zustand der verdünnten Strahlschicht (Kap. 3.3.2) ähnlich ist, direkt über.

Im Nachfolgenden wird dieser stabile Strömungszustand als die *verdünnt-ähnliche Strahlschicht* bezeichnet, da im Gegensatz zu dem Zustand der verdünnten Strahlschicht trotz der Ähnlichkeit im Druckverhalten ein signifikanter Anteil der Partikel im Bett sich als eine dichte granulare Phase verhält (Abb. 4.3c).

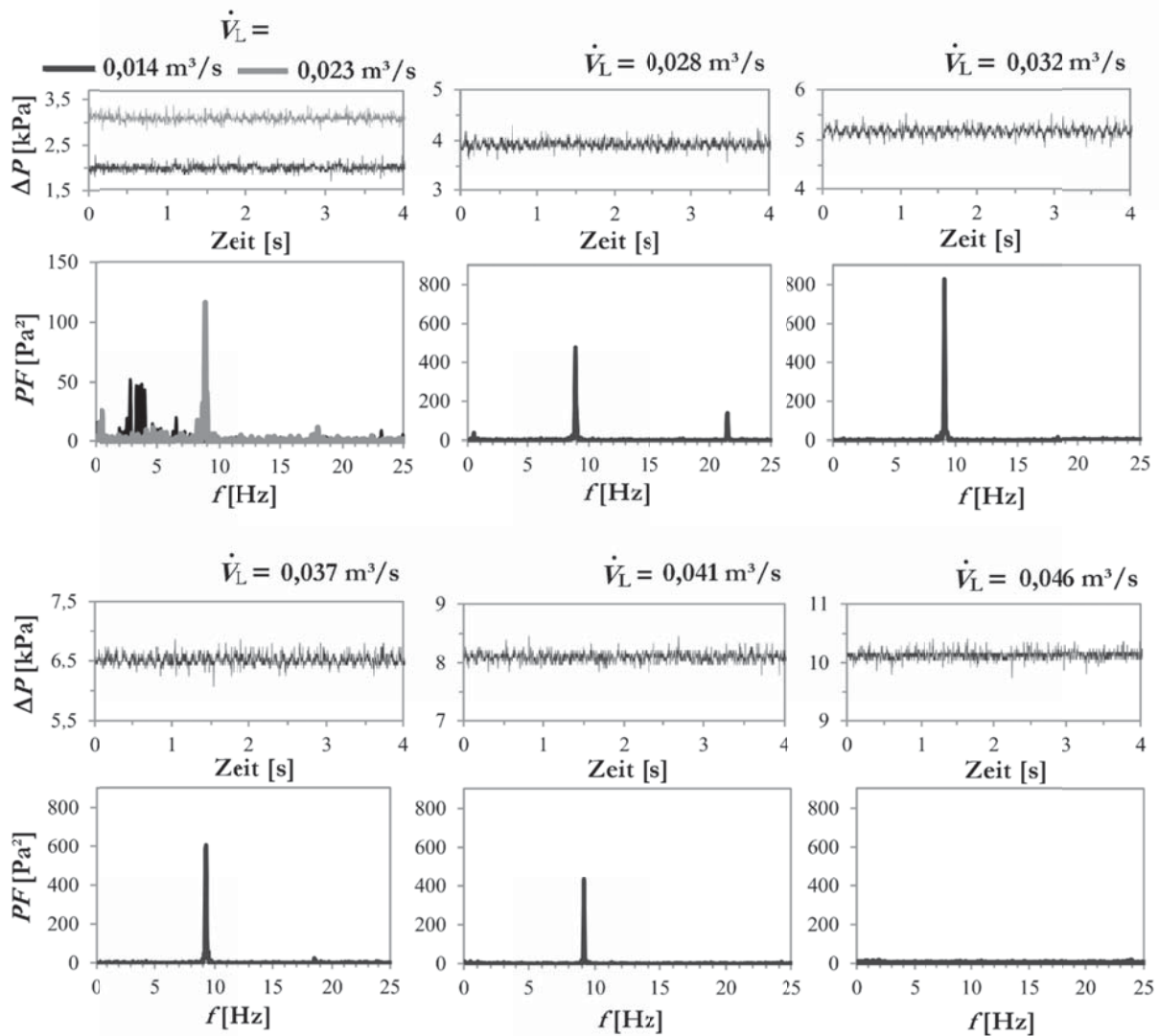


Abbildung 4.5: Druckverlustverhalten bei steigendem Luftdurchsatz in der optimierten Anlage mit einem Paar von Steigplatten. Die untere Reihe der Diagramme ist komplementär zu den Aufnahmen in Abb. 4.3. Apparatetiefe β von 0,1 m. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015b).

Abbildung 4.6 zeigt den Vergleich des Maximalwerts der Standardabweichung der Druckschwankungen in der Referenzanlage ($\theta = 60^\circ$, ohne Platten), der Anlage ohne Steigplatten mit $\theta = 80^\circ$ und der optimierten Anlage (prismatischer Winkel θ von 80° mit eingebauten Steigplatten) im Vergleich. Die Gaseingangsgröße-, die Bettmasse und die Partikel sind dabei gleich. Aus dem Vergleich wird ersichtlich, dass die Strömung in der optimierten Geometrie die niedrigste Amplitude der Druckschwankungen und somit die höchste Kohärenz aufweist.

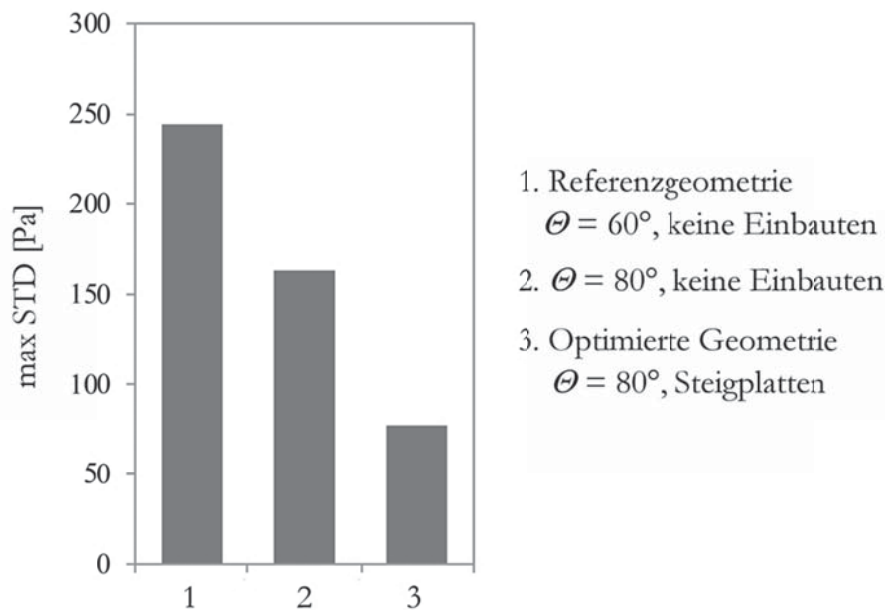


Abbildung 4.6: Vergleich der maximalen Amplituden (STD) der Druckschwankungen für unterschiedliche Konfigurationen der prismatischen Strahlschichten. Spaltweite $b = 2$ mm, Glaspartikeln, Bettmasse $m_{\text{Bett}} = 2$ kg. Apparattiefe β von 0,1 m. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015b).

Die Untersuchungen mit unterschiedlichen statischen Betthöhen haben gezeigt, dass in der Geometrie mit Steigplatten die außergewöhnliche Strömungsstabilität und die Stabilitätsunabhängigkeit vom Luftvolumenstrom nur dann erreicht werden können, wenn bestimmte Bedingungen erfüllt werden. Im Allgemeinen wird die beste Stabilität erzielt, wenn das statische Partikelbett auf dem gleichen Niveau wie die Höhe der Plattenoberkanten (oder etwas unterhalb) liegt. Für die statischen Betten, die deutlich höher als die Plattenoberkanten liegen, treten die Strahlablenkungen erneut auf, wie in Abb. 4.7b gezeigt wird (vergleiche mit dem Verhalten der Anlage ohne Steigplatten in Abb. 4.7a). Wenn die statische Betthöhe die Höhe der Plattenoberkanten nur geringfügig übersteigt, kann eine Asymmetrie in der Verteilung von Partikeln in Rückflussbereichen entstehen. Somit ist die Anwendbarkeit der Konfiguration aus den Abbildungen 4.2 und 4.3 durch die statische Betthöhe beschränkt.

Als nächster Schritt der Anlagenoptimierung wurde die Plattenlänge an die statische Betthöhe angepasst (Abb. 4.7c). Diese Einstellung löst zwar das Problem mit den alternierenden Strahlablenkungen, aber eine ungleichmäßige Verteilung von Partikeln in den Rückflussbereichen tritt auf, auch wenn die statische Betthöhe exakt oder etwas unterhalb der Höhe der Plattenoberkanten lag (Abb. 4.7c). Diese Art von Instabilität wurde ebenfalls bei Luo u. a. (2004) in Strahlschichten mit dem Rechteckquerschnitt und mit einem vertikalen Gaseingang sowie bei Sutkar u. a. (2013b) in pseudo-2D Strahl-Wirbelschichten beobachtet. Die Verkleinerung der statischen Betthöhe führt nicht zur Verbesserung der Symmetrie der Verteilung.

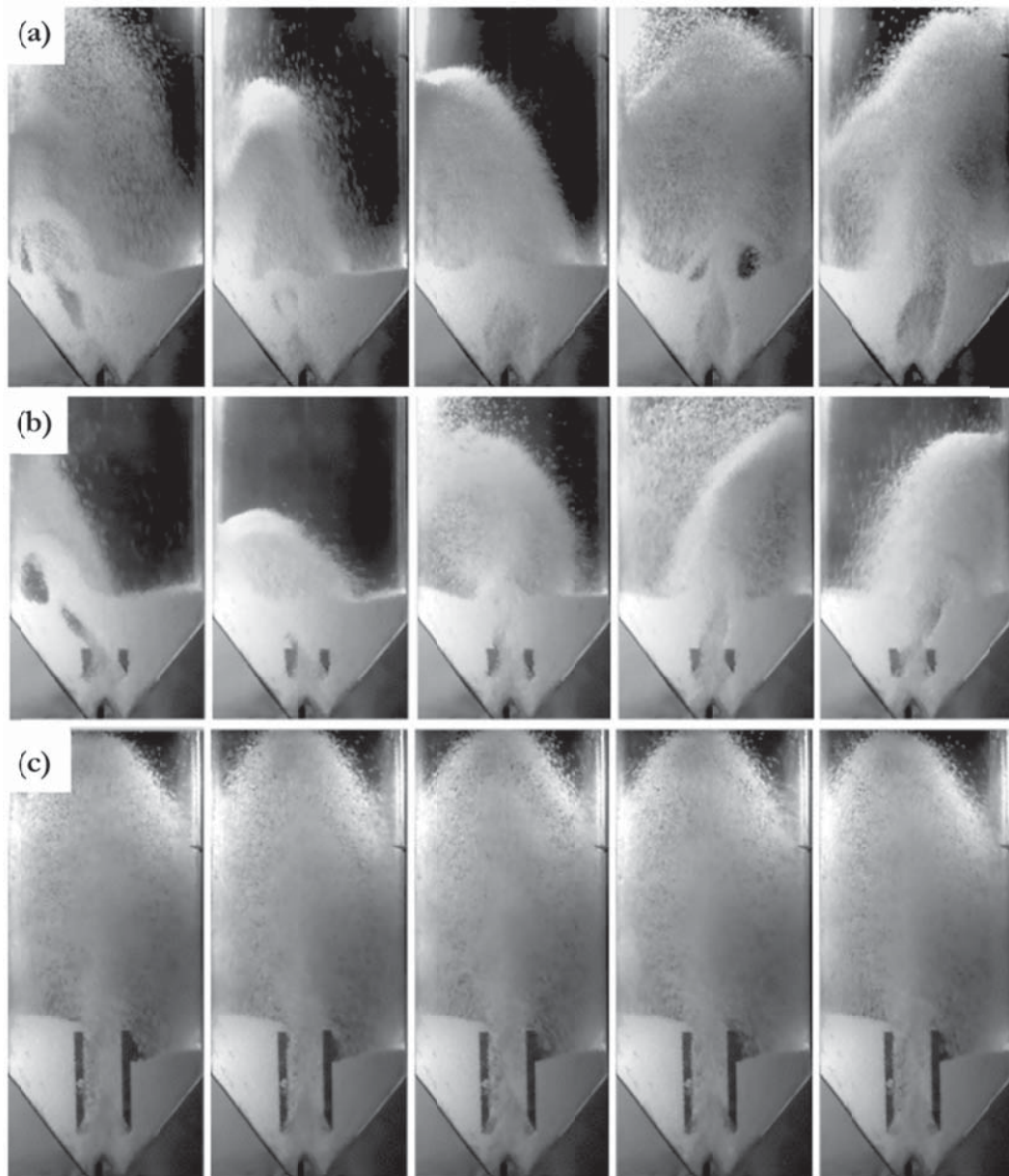


Abbildung 4.7: Asymmetrien in der Anlage ohne Einbauten und in der Anlage mit Steigplatten durch ungeeignete Dimensionierung der Platten. (a) Anlage ohne Einbauten beim Luftvolumenstrom von $0,035 \text{ m}^3/\text{s}$, (b) mit einem Plattenpaar und einer zu hohen statischen Partikelbett, Luftvolumenstrom von $0,029 \text{ m}^3/\text{s}$ und (c) mit langen Platten, Luftvolumenstrom von $0,03 \text{ m}^3/\text{s}$. Prismatischer Winkel $\Theta = 80^\circ$, Spaltweite $b = 3 \text{ mm}$, Bettmasse $m_{\text{Bett}} = 1,5 \text{ kg}$ von $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ -Partikel mit $d_{50,3} = 1,77 \text{ mm}$ für alle Teilabbildungen. Apparatetiefe β von $0,1 \text{ m}$. Der zeitliche Abstand zwischen Aufnahmen beträgt $0,2 \text{ s}$. Abbildung aus Salikov u. a. (2015b).

Diese Instabilität könnte durch Verwendung von zwei Plattenpaaren (Abb. 4.8a) gelöst werden. Die zwei Plattenpaare, die in einer prismatischen Strahlschicht übereinander mit einem bestimmten Abstand angeordnet werden, können als eine Art des rechteckigen Analogon der offenseitigen Steigrohr (engl.: *open sided draft tube*, siehe Altzibar u. a. 2008 und 2009) in einer vollkonischen Strahlschicht betrachtet werden. Diese Plattenkonfiguration sorgt außerdem für

zusätzliche Interaktionsbereiche zwischen den Strahl- und Rückflusszonen und bietet zusätzliche Flächen für die Partikelzirkulation. Mit der „Vier-Platten“-Konfiguration können höhere Partikelbetten in einer sehr stabilen Weise fluidisiert werden (Abb. 4.8a). Die Stabilität der Strömung weist dieselbe Unabhängigkeit von der Gasgeschwindigkeit auf, wie im Fall von kleineren Betthöhen und einem Plattenpaar (Abb. 4.3), allerdings wenn wiederum das obere Paar der Platten korrekt positioniert ist.

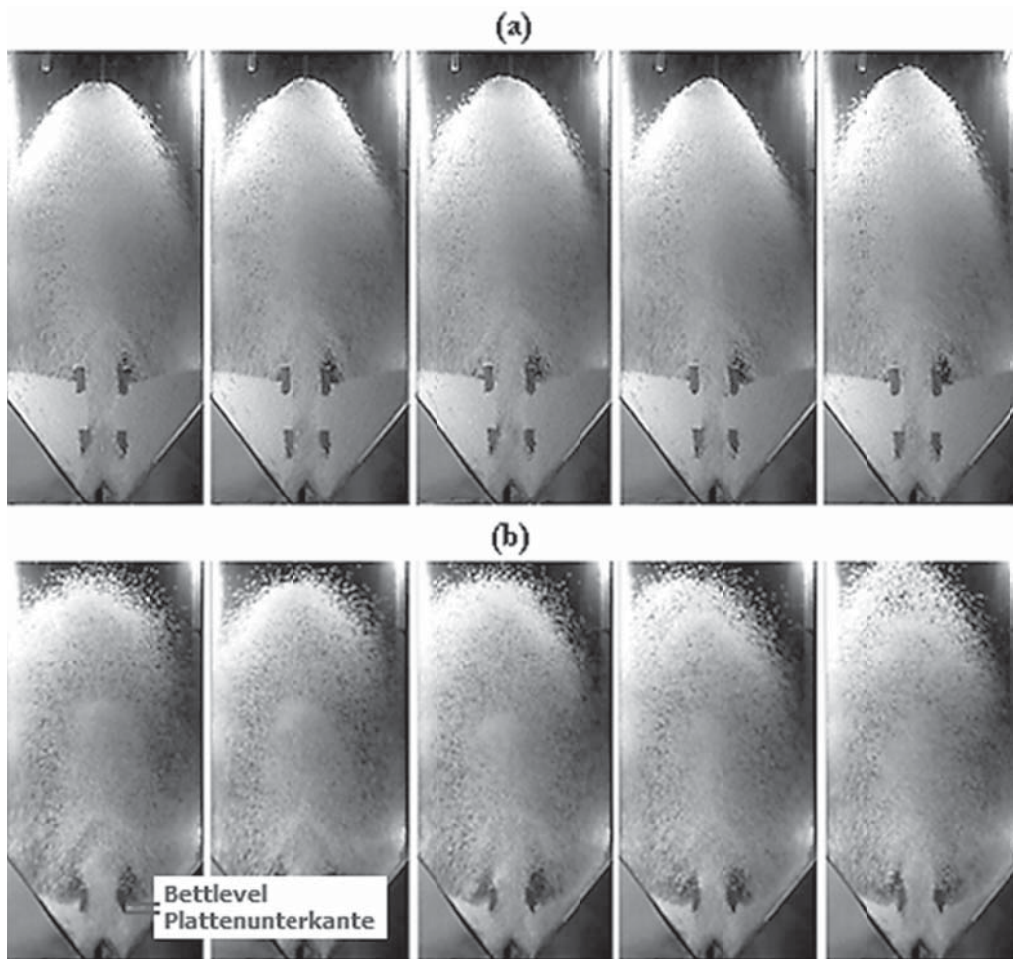


Abbildung 4.8: Die Plattenkonfiguration für „tiefe“ und „flache“ Partikelbetten. (a) Die Konfiguration mit zwei Plattenpaaren für große statische Betthöhen, 1,5 kg γ -Al₂O₃-Partikel mit $d_{50,3} = 1,77$ mm, Luftvolumenstrom von 0,03 m³/s; Prismatischer Winkel von 80°, Spaltweite von 3 mm; (b) die minimale Betthöhe, 0,5 kg γ -Al₂O₃-Partikel mit $d_{50} = 1,77$ mm, Luftvolumenstrom 0,029 m³/s. Apparattiefe β von 0,1 m. Der zeitliche Abstand zwischen den Aufnahmen beträgt 0,2 s. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015b).

Weiterhin, wenn das obere Plattenpaar korrekt positioniert wird, darf im Gegensatz zu der Referenzanlage die maximale statische Betthöhe die Höhe des prismatischen Anlagenbereichs übersteigen.

In der Anlage mit den Steigplatten existiert jedoch eine minimale statische Betthöhe, die vom Luftvolumenstrom beim Prozessieren abhängt. Bei der Erhöhung des Luftvolumenstroms

befinden sich immer mehr Partikel in Strahl- und Fontänen-Bereichen. Dadurch sinkt die Betthöhe (oder die Fontänen-Rückflusszonen-Grenzfläche, Abb. 3.1) in den Rückflusszonen. Wenn beim gegebenen Luftvolumenstrom die Höhen der Rückflussbereiche auf eine Höhe, die unterhalb der Unterkanten der Platten liegt, absinken, bricht die Strömungsstabilität zusammen. Dieses wird in Abb. 4.8(b) verdeutlicht. Der in der Abbildung gezeigte Strömungszustand ist gerade noch stabil, und eine weitere Erhöhung des Luftvolumenstroms würde die Strömung komplett destabilisieren.

Im Nachfolgenden werden die einfachen praktischen Empfehlungen für Design und Positionierung von Steigplatten zusammengefasst:

- (i) Für kleine statische Betthöhen (sogenannte „flache“ Betten) soll eine Konfiguration mit einem Plattenpaar und für die „tiefen“ Partikelbetten eine Konfiguration mit zwei Plattenpaaren angewendet werden. Für die „flachen“ Betten ist das obere Paar der Platten überflüssig,
- (ii) die statische Betthöhe soll so gewählt werden, dass sie die Höhe der Oberkanten der Platten nicht übersteigt; das gilt sowohl für Konfiguration mit einem Plattenpaar als auch für die Konfiguration mit zwei Plattenpaaren. Die besten Stabilitäten werden erzielt, wenn die statische Betthöhe etwas unterhalb der Oberkanten liegt,
- (iii) bei einer Erhöhung des Luftvolumenstroms darf die Betthöhe in den Rückflussbereichen nicht auf eine Höhe unterhalb der Unterkante der Steigplatten absinken. Das gilt für beide Konfigurationen (bei zwei Plattenpaaren nicht auf die Höhe der Unterkanten der oberen Platten),
- (iv) nach dem Verlassen des Bereichs zwischen den unteren Platten breitet sich der Strahl etwas aus. Daher, wenn die oberen Platten höher positioniert werden, sollte der horizontale Abstand zwischen den oberen Platten zueinander etwas vergrößert werden.

Aus diesen Gründen sollte für Laboranlagen, die zwecks einer Prozessentwicklung gewöhnlich für Experimente mit verschiedenen Partikeln und Betthöhen verwendet werden, die Position des oberen Pairs der Steigplatten einstellbar gestaltet sein. Für die untersuchte Anlage wurde dies durch das Einbetten von Starkmagneten in die oberen Platten realisiert. Die Platten konnten damit mit weiteren Magneten von außen verschoben und festgehalten werden. Das untere Paar der Steigplatten war stets fest installiert. Die Einzelheiten zu den in dieser Studie bei verschiedenen Partikeln und statischen Betthöhen verwendeten Positionen der Steigplatten können der Abbildung C1 und den Tabellen C.1 und C.2 im Anhang entnommen werden.

4.3 Geldart B - Partikel

Die Strahlschichten werden traditionell für große Partikel (Geldart D) angewendet. Dennoch liegen mehrere Berichte für erfolgreiche Anwendungen der Strahlschichttechnik für die Beschichtung und Granulation von feinen und leichten Partikeln, wie z.B. in Alnaif u. a. (2012), Brandt u. a. (2013) und Wolff u. a. (2014) vor.

In diesen Arbeiten wurden flache Partikelbetten in einem Strömungszustand fluidisiert, der dem Zustand der verdünnten Strahlschicht von Geldart D-Partikeln ähnlich ist. Allerdings waren aufgrund des massiven Austrags von feineren Partikeln wegen einer unzureichenden „Freeboard“-Höhe der in dieser Arbeit verwendeten Anlage bei Geldart B - Partikeln Untersuchungen am Strömungszustand der verdünnten Strahlschicht nicht möglich. Aus demselben Grund wurden keine Experimente mit tiefen Betten und zwei Plattenpaaren mit diesen Partikeln durchgeführt.

Im Gegensatz zu Geldart D-Partikeln lassen sich in der prismatischen Strahlschicht auf eine stabile Weise in einem dichten Strömungszustand kaum fluidisieren. In der Anlage ohne Steigplatten zeigten die Geldart B-Partikel sehr kleine Bereiche, wo streng periodische Druckschwankungen vorliegen. Im Allgemeinen, auch wenn die Frequenzspektren mit einem Einzelpeak ermittelt wurden, wiesen diese Peaks, unabhängig vom prismatischen Winkel, deutlich breitere Verteilungen als bei Verwendung von Geldart D-Partikeln auf. Der Strahl war stets ziemlich diskontinuierlich. Ein stabilerer Strahlschicht-Zustand mit einer höheren Periodizität der Druckfluktuationen konnte nur in der Anlage mit dem höchsten verwendeten prismatischen Winkel von 80° festgestellt werden.

Das Einbringen von Steigplatten verbessert die Strömungsqualität der feineren Partikel ebenfalls. Dies ist auch im Einklang mit dem Verhalten von konventionellen achsensymmetrischen Strahlschichten mit Steigröhren (Hattori und Takeda 1978, Altzibar u. a. 2008). Abbildung 4.9 zeigt die Übergangslinien zwischen den einzelnen Strömungszuständen für Anlagen mit und ohne Steigplatten für die verwendeten Geldart B-Partikel im Vergleich. Der Existenzbereich des stabilen Strahlschichtzustandes wird durch die Installation von Steigplatten erheblich vergrößert. Allerdings wurde diese Verbesserung nur in der Anlage mit der Tiefe β von 0,1 m und nicht in der tieferen Anlage von 0,2 m (Kap. 4.4) festgestellt.

4.4 Einfluss der Anlagentiefe

In der industriellen Praxis wird bei der Entwicklung eines Prozesses mit prismatischen Strahlschichten folgendermaßen vorgegangen: Zunächst werden Machbarkeits- und die ersten Parameterstudien im Labormaßstab mittels Anlagen mit einer kleinen Anlagentiefe durchgeführt, gefolgt von einer kleinen Anzahl von Experimenten an Großanlagen mit der gleichen Anlagenbreite und einer vergrößerten Tiefe zur Bestimmung von exakten Prozessparametern. Dies sollte implizieren, dass für die Anlagen dieses Typs die Vergrößerung der Anlagentiefe (bei der entsprechenden Skalierung des Gasvolumenstroms und der Masse des Partikelbetts) die Partikeldynamik nicht komplett verändert, aber auch, dass die Dynamik nicht exakt die Gleiche bleibt.

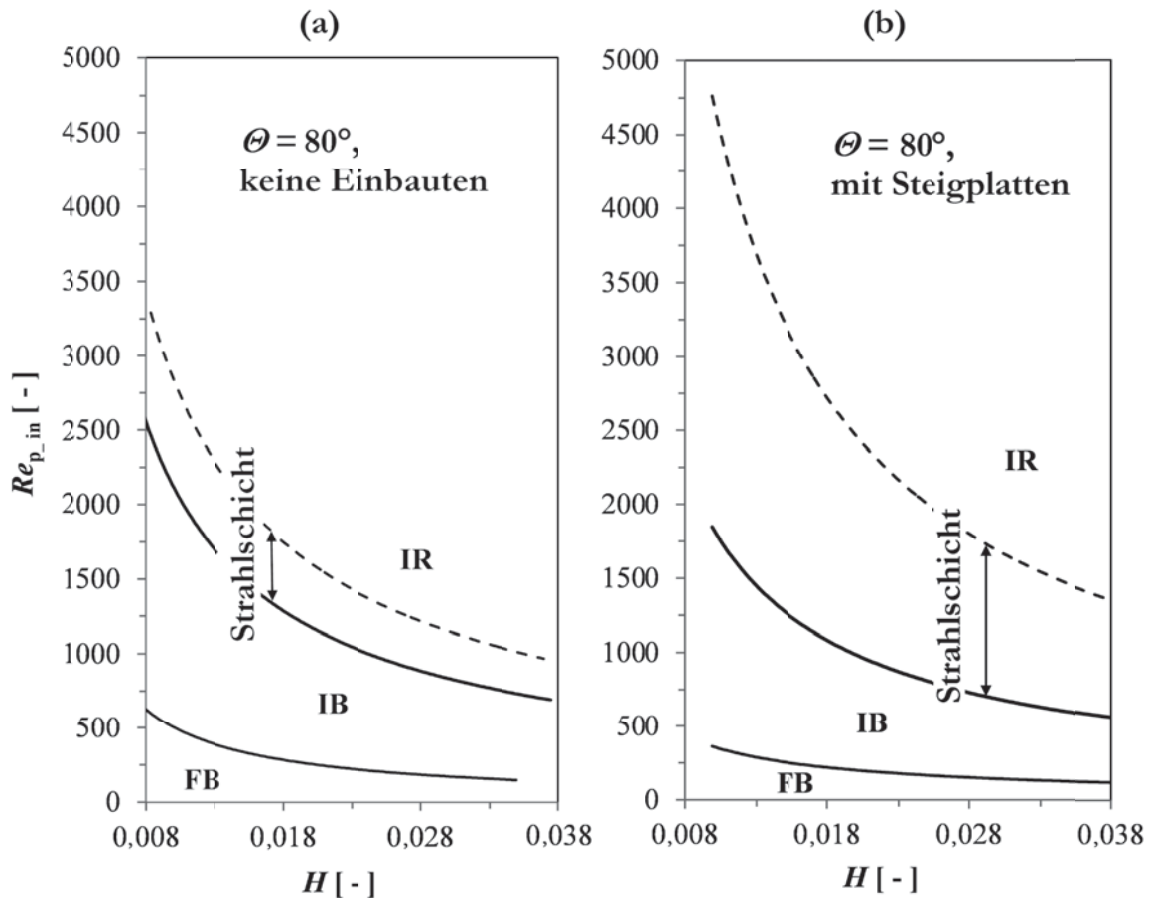


Abbildung 4.9: Vergleich der Ausdehnung des Strahlschicht-Zustands für Geldart-B Partikel. (a) Anlage ohne Steigplatten, (b) Anlage mit einem Paar von Steigplatten. Apparattiefe β von 0,1 m, prismatischer Winkel Θ von 80° , $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ -Partikel mit $d_{50,3}$ von 0,65 mm. Strömungszustände: FB Festbett, IB Irreguläre Blasenbildung, IR instabile Region. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015b).

In der Abbildung 3.7 wurde bereits anhand der Partikelgeschwindigkeit und der Bettausdehnung aus der CFD-DEM-Simulationen das dreidimensionale Verhalten der Partikelströmung in der Tiefenrichtung der Referenzanlage verdeutlicht. Die Abbildung 4.10 zeigt einen qualitativen Vergleich des Strömungsmusters in dieser Richtung zwischen der prismatischen Referenzanlage und anderen Strahlschichten mit einem Rechteckquerschnitt aus der Literatur. Auf der linken Seite der Abbildung wird eine typische Momentaufnahme des 3D-Verhaltens aus der CFD-DEM-Simulation des Falls 2 (siehe Kap. 3) gezeigt. Auf der rechten Seite wurde das typische Strömungsprofil in der Anlage mit einem Rechteckquerschnitt und einem vertikalen Gaseingang anhand der Skizzen von Freitas u. a. (2000) und Chen (2008) nachgezeichnet.

Der Vergleich der dreidimensionalen Strömungsmuster impliziert, dass die Bettodynamik in den Anlagen mit einem Rechteckquerschnitt zumindest in dieser Eigenschaft qualitativ ähnlich ist.

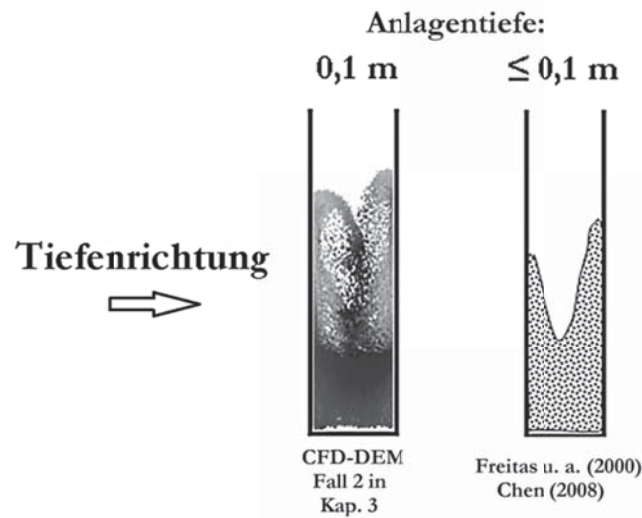


Abbildung 4.10: Ein qualitativer Vergleich der dreidimensionalen Strömungsprofile in der prismatischen Referenzanlage und Strahlschichten mit einem Rechteckquerschnitt und einem vertikalen Gaseingang.

Links: eine Momentaufnahme aus der CFD-DEM-Simulation des Falls 2 in Kap. 3; *Rechts:* die nachgezeichnete Abbildung basierend auf den Skizzen aus Freitas u. a. (2000) und Chen (2008).

Freitas u. a. (2008) untersuchten dabei eingehend den Einfluss der Anlagentiefe auf die Partikelströmung in einer Strahlschicht mit dem Rechteckquerschnitt und einem vertikalen Gaseingang. Die Anlagentiefe wurde dabei zwischen 0,053 m, 0,076 m und 0,1 m variiert. Es wurde festgestellt, dass sich bei der Erhöhung der Anlagentiefe das Strömungsverhalten von Partikeln signifikant verändert. So verschoben sich die Übergangspunkte zwischen den einzelnen Strömungszuständen, wie die Mindestgeschwindigkeit des Gases für die Initiierung des Strahlschichtzustands (engl.: minimum spouting velocity), und es traten neue Strömungszustände auf, die in den Anlagen geringer Tiefe (pseudo 2D-Anlagen) nicht vorhanden waren. Aus dem Grund wurde auch in dieser Arbeit eine Vergleichsstudie mit der Anlagentiefen von 0,1 m und 0,2 m durchgeführt, um zu untersuchen, ob die Skalierung der prismatischen Strahlschicht ebenfalls eine Veränderung der Bettdynamik hervorruft. Sowohl die Referenz- als auch die optimierte Konfiguration wurden dabei behandelt. Der Fokus lag, wie auch in allen vorherigen Untersuchungen, auf der Strömungsstabilität.

Abbildung 4.11 zeigt eine Gegenüberstellung der Zustandsdiagramme für die Anlagen mit den Tiefen von 0,1 m und 0,2 m. Die linke Teilabbildung zeigt das Verhalten der Referenzanlage ohne Steigplatten ($\theta = 60^\circ$). Die roten Flächen und Übergangslinien entsprechen dabei dem Zustandsdiagramm der Referenzanlage mit der Tiefe β von 0,1 m aus der Abbildung 3.12 (Kap. 3.3) und die grauen der skalierten Anlage mit der Tiefe von 0,2 m.

In der verwendeten $Re_{p,in}$ - H -Auftragung überlagern sich die Übergangslinien zwischen den Strömungszuständen Festbett und Blasenbildung.

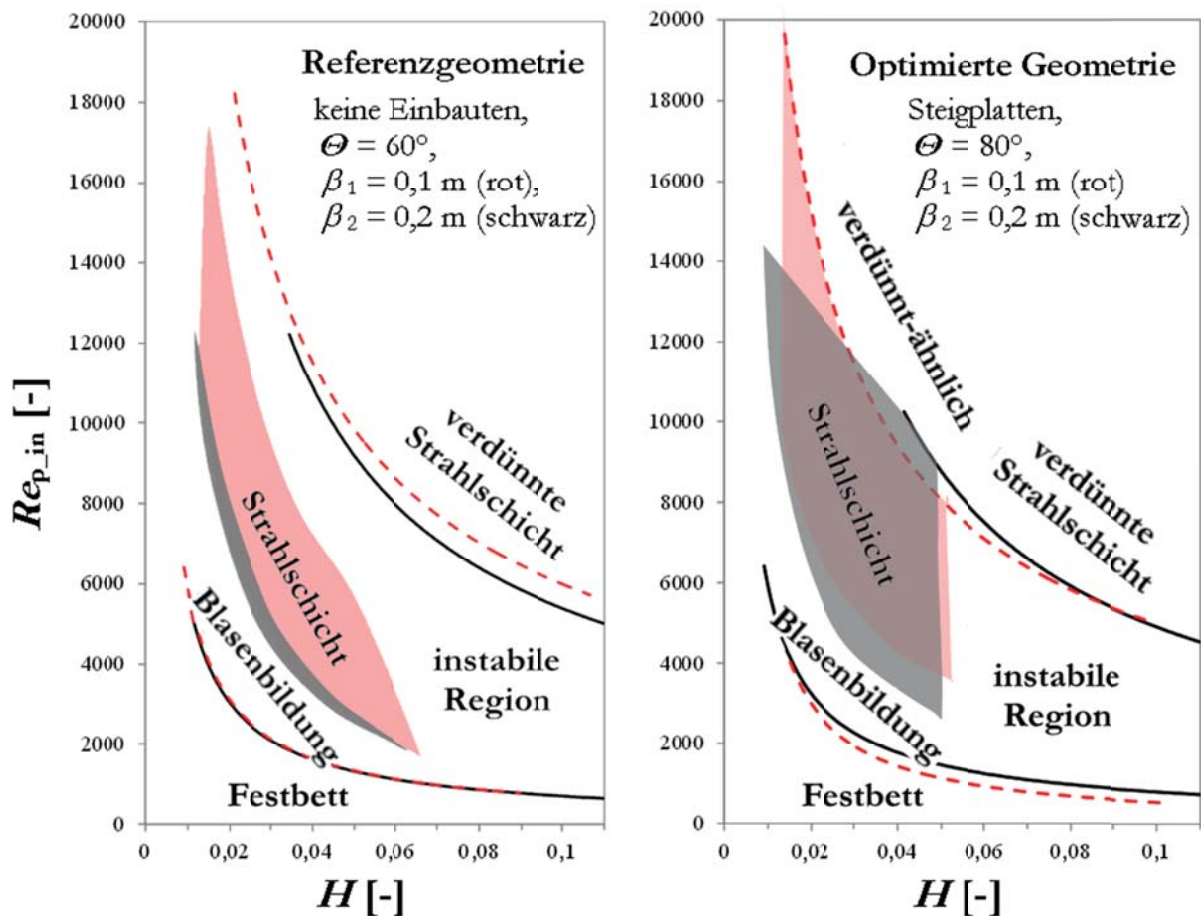


Abbildung 4.11: Vergleich der Zustandsdiagramme für prismatische Anlagen mit unterschiedlicher Tiefe. Links: Überlagerte Diagramme für die Referenz- und rechts für die optimierten Geometrie. Bettmaterial: γ - Al_2O_3 -Partikel mit $d_{50,3} = 1,77$ mm. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015c).

Die Initiierung des Strahlschichtzustands geschieht in beiden Anlagen ebenfalls bei sehr ähnlichen Reynolds-Zahlen. Somit tritt der Effekt der Abnahme der für diese Initiierung erforderlichen Gasgeschwindigkeit mit der wachsenden Apparattiefe, die von Freitas u. a. (2000) für den Tiefenbereich von 0,056 bis 0,1 m und Strahlschichten mit einem Rechteckquerschnitt und einem vertikalen Gaseingang festgestellt wurde, nicht auf. Dies ist auch in Deckung mit einer gegenwärtigen Studie von Qiu u. a. (2016). In dieser numerischen Untersuchung wurde unter anderem die Mindestgasgeschwindigkeit für die Initiierung des Strahlschichtzustands (minimum spouting velocity) in einer Anlage mit dem Rechteckquerschnitt und einem vertikalen Gaseingang in Abhängigkeit von der Apparattiefe im Bereich von 0,01-0,13 m untersucht. Es wurde zunächst festgestellt, dass die spezifische Gasgeschwindigkeit bei wachsender Apparattiefe im Bereich von 0,01 bis 0,1 m abnimmt, was in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Freitas u. a. (2000) ist. Allerdings setzte sich bei einer weiteren Erhöhung der Apparattiefe der Trend jedoch nicht mehr fort, und es wurde keine weitere Abnahme dieser spezifischen Geschwindigkeit festgestellt.

Der Zustand der verdünnten Strahlschicht in Abb. 4.11 (links) wird in der tieferen Anlage bei etwas kleineren Reynolds-Zahlen als in der Referenzanlage initiiert.

Die wichtigste Veränderung, die bei der Anlagenskalierung von der Tiefe 0,1 m auf 0,2 m auftritt, betrifft die vertikale Ausdehnung des Existenzbereichs des stabilen Strahlschichtzustands. In der skalierten Anlage tritt dieser Strömungszustand nur in einem sehr engen Bereich des Luftvolumenstroms (vergleiche die roten und die grauen Flächen in Abb. 4.2, links) auf. Dies kann wahrscheinlich wie folgt erklärt werden: In den Anlagen geringer Tiefe ist der Partikelstrom durch die Vorder- und Hinterwände, die sich in einem geringen Abstand zueinander befinden, beschränkt und gezwungen, eine bestimmte Strömungsmuster auszuführen. Wenn dieser Abstand groß wird, gewinnt der zusätzliche Freiheitsgrad, die Richtung der Apparattiefe, für die Partikelströmung am Einfluss. Auf diese Weise wird die Entstehung von zusätzlichen Strömungsinstabilitäten, wie z.B. Strahlauslenkungen in die Richtung der Apparattiefe, ermöglicht, welche sich im Frequenzspektrum bemerkbar machen.

Die Zustandsdiagramme für die optimierte Geometrie ($\theta = 80^\circ$ mit Steigplatten) werden in der Abbildung 4.11 (rechts) verglichen. Die Initiierung des Blasenbildungszustands geschieht in der tieferen Anlage bei ähnlichen und die Initiierung des Strahlschichtzustands bei etwas kleineren Partikel-Reynolds-Zahlen. Die vertikale Ausdehnung des Existenzbereichs des stabilen Strahlschichtzustands ist für beide Apparattiefen ähnlich hoch, da in der skalierten Anlage die Strömungsstabilität ebenfalls unabhängig von der Gasgeschwindigkeit bleibt, wenn die Steigplatten korrekt positioniert werden. Es soll deshalb hier angemerkt werden, dass die Zustandsdiagramme für die optimierte Anlage nur für die verwendeten Plattenkonfigurationen und -positionen gelten. Diese sind für die Anlage mit der Tiefe von 0,1 m in Tab. C1 und C2 (Angaben für $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$ -Partikel mit $d_{50,3} = 1,77$ mm) im Anhang dieser Arbeit zu finden. Für die skalierte Anlage wurden die der Tiefe entsprechend längeren Steigplatten verwendet; alle Positionen und Abmessungen der Platten aus der Tabelle C1 wurden dabei beibehalten. Die Positionen des oberen Plattenpaars bei verschiedenen statischen Betthöhen können der Tabelle C3 entnommen werden. Weiterhin soll angemerkt werden, dass das Verhalten der Anlage mit der größeren Tiefe bei den hohen Reynolds-Zahlen (und kleinen H -Werten, d.h. hohen Partikelbetten) aufgrund der begrenzten mechanischen Stabilität der experimentellen Anlage bei hohen Unterdrücken und gleichzeitig vergrößerten Seitenwänden nicht ausreichend untersucht werden konnte.

Im Analogon zum Verhalten von Partikeln in der Anlage geringerer Tiefe (siehe Kap. 4.2) geht die Strömung bei höheren statischen Betten (kleineren H -Werten) in einen *verdünnt-ähnlichen Zustand* über. Die Abbildung 4.12 verdeutlicht diesen Übergang anhand von Kameraaufnahmen und Frequenzspektren bei verschiedenen Luftvolumenströmen. Wie man den Frequenzspektren für die Luftvolumenströme von 0,041 und 0,042 m³/s entnehmen kann, besitzt der Druckverlust in dichten Strömungszuständen in der Anlagenkonfiguration mit zwei Paaren Steigplatten eine quasiperiodische Dynamik mit zwei charakteristischen Schwingungsfrequenzen.

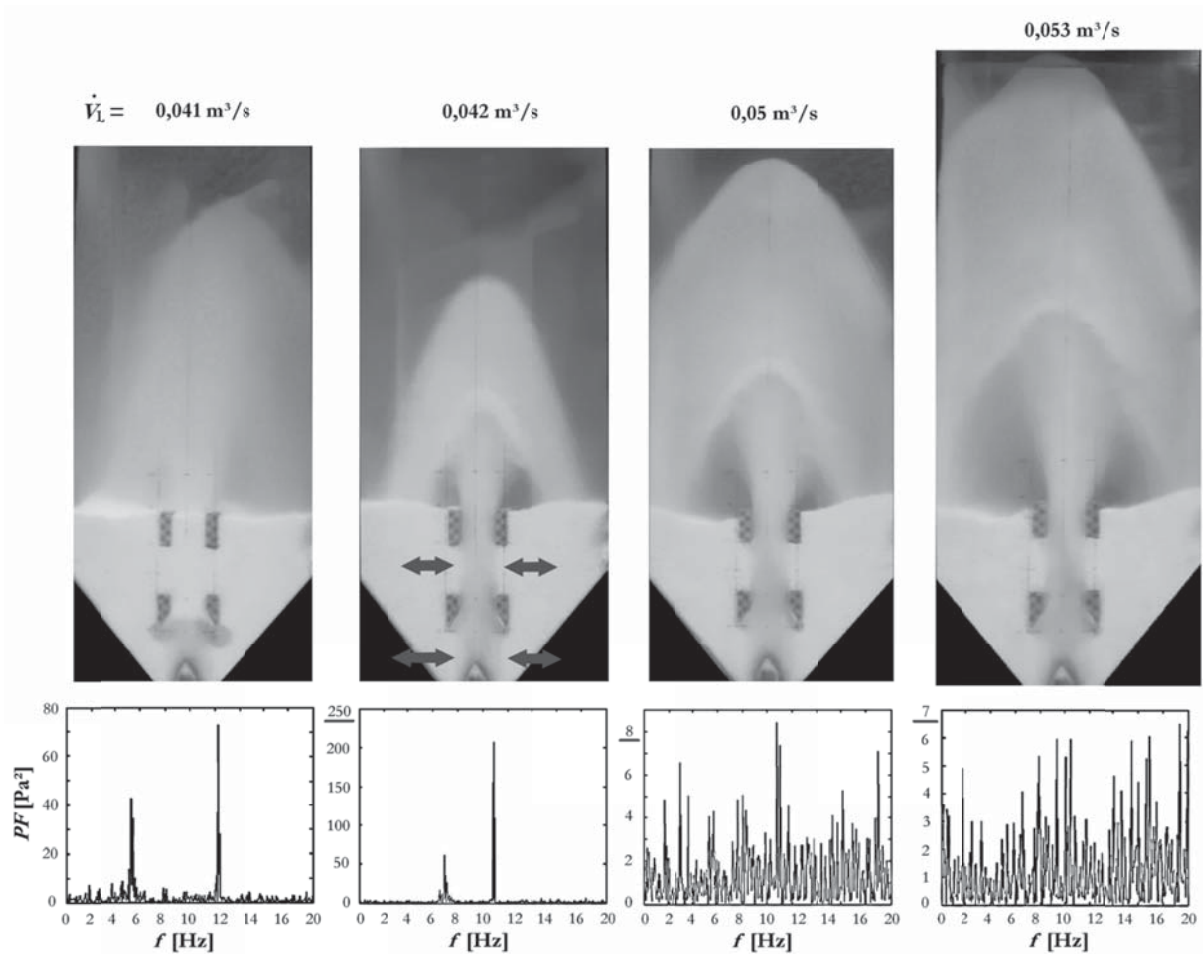


Abbildung 4.12: Der Übergang zum verdünnt-ähnlichen Strömungszustand in der Strahlschicht mit der Anlagentiefe β von 0,2 m. Bedingungen: γ - Al_2O_3 -Partikel mit $d_{50,3} = 1,77$ mm, Bettmasse $m_{\text{Bett}} = 3,5$ kg, prismatischer Winkel $\Theta = 80^\circ$, Spaltweite $h = 3$ mm.

Dies kann damit erklärt werden, dass bei dieser Plattenkonfiguration dem Strahl zwei freie Flächen für die Oszillationen im Querschnitt zur Verfügung stehen: Eine dieser Flächen liegt unterhalb des unteren Plattenpaares und die Zweite zwischen dem unteren und dem oberen Plattenpaar. Dies wird in Abb. 4.12 anhand der Kameraaufnahme für $0,042 \text{ m}^3/\text{s}$ verdeutlicht. Bei diesem Luftvolumenstrom liegt die Partikelströmung im Zustand der „dichten“ Strahlschicht mit einem gut ausgebildeten Strahl mit einem an zwei Stellen leicht oszillierenden Querschnitt vor. Bei weiterer Erhöhung des Luftvolumenstroms wird dieser Strömungszustand bis zu einem Wert des Luftvolumenstroms von etwa $0,049 \text{ m}^3/\text{s}$ beibehalten. Bei höheren Werten des Luftvolumenstroms wird die Luftgeschwindigkeit im Strahlbereich ausreichend hoch, dass sich keine Deformationen der Strahl-Rückflusszonen-Grenzflächen mehr bilden und die partikelbedingten signifikanten Druckfluktuationen, die bei kleineren Luftvolumenströmen auftreten, verschwinden. Dies erkennt man sofort in den Frequenzspektren.

Die Fluktuationen des Druckverlusts für die höheren Luftvolumenströme von 0,05 und 0,053 m³/s in der Abb. 4.12 liegen bei sehr geringen Werten von 6-8 Pa² im PF-Bereich und weisen keine charakteristischen Peaks im strahlschichttypischen Frequenzbereich von 0...20 Hz auf. Dieses Verhalten ist mit dem Druckverlustverhalten einer Anlage ohne Partikel (Abb. 2.10) vergleichbar und auch dem Druckverhalten beim Zustand der *verdünnten Strahlschicht* (Kap. 3.3.2) sehr ähnlich.

4.5 Zusammenfassung

Kapitel 4 stellt die Ergebnisse einer Studie zur Optimierung der Strömungsstabilität in der prismatischen Strahlschichtanlage vor. Auf der Grundlage der durchgeführten Untersuchungen wird eine Anlagengeometrie vorgeschlagen, mit der die Stabilitätsprobleme, die für diese Anlagenart typisch sind, für größere (Geldart D) Partikel vollständig behoben werden können.

Die Studie befasste sich mit den Untersuchungen des Einflusses der Form des zentralen Profils, des prismatischen Winkels der Steigplatten und der Apparatetiefe. Zur Charakterisierung der Strömungsstabilität wurden das Druckverlustverhalten und visuelle Beobachtungen des Strömungsmusters verwendet. Als Stabilitätskriterien dienten die Strömungssymmetrie, die Reproduzierbarkeit des Partikelströmungsmusters über der Zeit sowie die Periodizität und die Amplitude der Druckschwankungen. In der Startgeometrie für die Optimierung (die Referenzanlage) sind die alternierenden Strahlauslenkungen und die Strömungsinkohärenz die wichtigsten Destabilisierungsmechanismen für die Partikelströmung. Der erste Mechanismus ist für die Destabilisierung bei erhöhten Gasgeschwindigkeiten verantwortlich. Die Inkohärenz der Strömung steigt mit zunehmender statischer Höhe des Partikelbetts.

Der Winkel des prismatischen Apparateteils hat einen signifikanten Einfluss auf die Partikelströmung und das Druckverlustverhalten. In Bezug auf die Strömungsstabilität verstärkt die Erhöhung des prismatischen Winkels die Neigung zu alternierenden Strahlauslenkungen, reduziert aber die Strömungsinkohärenz und umgekehrt. Die beiden typischen Instabilitätserscheinungen können somit nicht gleichzeitig durch eine geeignete Einstellung des prismatischen Winkels behoben werden.

Anschließend wurde der Einfluss von Steigplatten untersucht. Eine Plattenkonfiguration wurde ausgearbeitet, mit der eine signifikante Verbesserung der Strömungsstabilität von Geldart D-Partikeln im Vergleich zu der Referenzanlage erreicht werden kann. Die Strömungsstabilität hängt dabei stark von der Relation zwischen der Länge der Steigplatten und der statischen Höhe des Partikelbetts ab. Um bei großen Bettmassen eine symmetrische Verteilung der Partikel im Bett zu erreichen, sollte die Konfiguration mit zwei Paaren von Steigplatten verwendet werden. Die Positionierung des oberen Plattenpaares ist dabei für verschiedene statische Betthöhen und Partikeleigenschaften fallabhängig einzustellen. Durch die Installation der Steigplatten in der Anlage mit dem prismatischen Winkel von 80° kann eine sehr gleichmäßige und symmetrische Partikelströmung, deren Stabilität von der Gasgeschwindigkeit nahezu vollständig unabhängig ist, erzielt werden. In der optimierten Anlagengeometrie wird die Strömungsstabilität von feineren Partikeln (Geldart B) ebenfalls verbessert.

Eine weitere Studie befasste sich mit dem Einfluss der Anlagentiefe, die für die prismatischen Anlagen die Skalierungsdimension darstellt. Für die Referenzanlage wurde eine signifikante Verkleinerung des stabilen Betriebsfensters bei Erhöhung der Apparattiefe festgestellt. In der optimierten Geometrie führte die Skalierung der Anlage dagegen nicht zu einer Reduzierung des stabilen Strömungsbereichs.

5 Einfluss der Flüssigkeit

Zu den häufigsten Anwendungen von Strahlschichten gehören die Trocknung, Beschichtung und Agglomeration von Partikeln. Bei all diesen Verfahren ist eine flüssige Phase entweder bereits im Startmaterial vorhanden oder wird während des Prozesses in die Anlage eingesprüht. Im Falle einer Beschichtung müssen die durch die Anwesenheit einer Flüssigkeit entstehenden Kohäsionskräfte zwischen Partikeln überwunden werden, damit keine unerwünschte Agglomeration auftritt und das finale Produkt idealerweise in Form von beschichteten Einzelpartikeln vorliegt. Im Falle einer Agglomeration dienen die Kohäsionskräfte der Produktbildung.

In diesem Kapitel wird zunächst die Auswirkung der Anwesenheit einer Flüssigkeit auf die Gas- und Partikeldynamik in einer prismatischen Strahlschicht im Experiment behandelt. Der Einfluss des Vorhandenseins einer Flüssigkeit auf die Partikelströmung wurde untersucht, indem kleine Mengen von reinem Wasser ins Partikelbett, welches sich in einem stabilen Strömungszustand befand, eingesprüht wurden (Kap. 5.1). Der Effekt der Flüssigkeitsmenge bzw. der Sprühdrate auf das Verhalten des Gasdrucks und auf den Strömungszustand der Partikel wurde untersucht. Eine weitere kombinierte Studie befasste sich experimentell mit der Stoßdynamik von Einzelpartikeln unter Anwesenheit von Flüssigkeitsschichten und simulativ mit dem Einfluss der Kohäsionskräfte auf das Stoßverhalten von Partikeln (Kap. 5.2).

5.1 Strömungsuntersuchungen

Die Experimente wurden in der optimierten Anlagengeometrie, die in Kap. 4.2 beschrieben wurde, durchgeführt. Bei den eingestellten Prozessparametern (Bettmasse und Luftvolumenstrom) befand sich das Partikelbett im stabilen Strahlschichtzustand im dichten Strömungsbereich. Bei dem verwendeten relativ hohen Luftvolumenstrom von $0,046 \text{ m}^3/\text{s}$ herrschenden Bedingungen einer intensiven Partikelbewegung sollten dabei optimal für die Durchführung einer Partikelbeschichtung sein, da dabei die Partikelagglomeration und eine Kollabierung der Fluidisation durch zu hohe Kohäsionskräfte vermieden werden sollte.

Das Partikelströmungsmuster unter trockenen Bedingungen wird in Abb. 5.1(a) anhand von Momentaufnahmen der Partikelströmung dargestellt. Das Frequenzspektrum der Druckfluktuationen im Trockenzustand kann Abb. 5.2 entnommen werden.

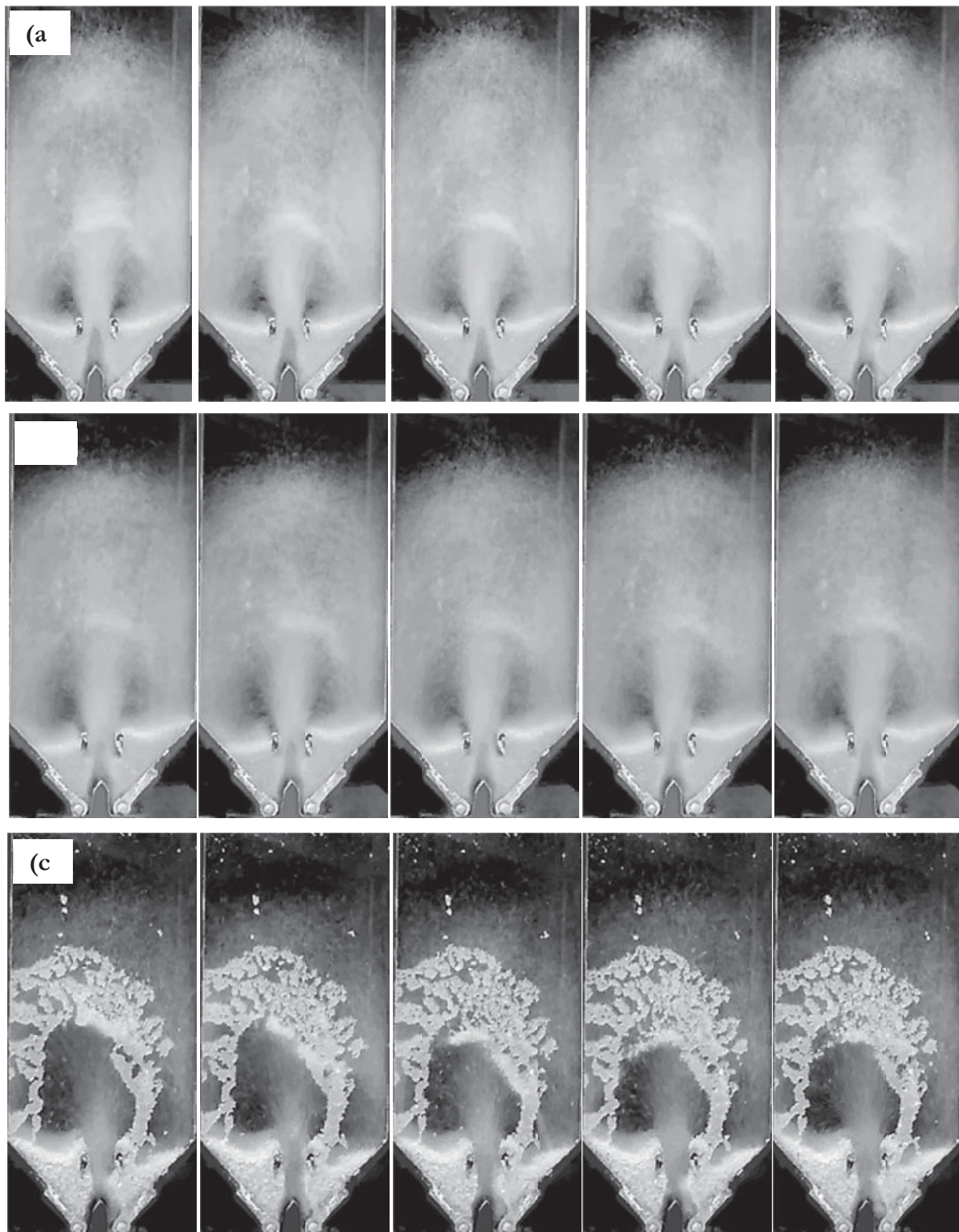


Abbildung 5.1: Momentaufnahmen des Partikelströmungsmusters bei Einsprühung von reinem Wasser in die Strahlschicht. (a) Trockenzustand, (b) Sprühdichte von 7,3 ml/min und (c) von 22,2 ml/min. Der zeitliche Abstand zwischen den Aufnahmen beträgt 0,2 s.

Der Strömungszustand unter trockenen Bedingungen ist nahezu ideal stabil: Die Höhe der Fontäne bleibt mit der Zeit konstant, die Verteilung des Feststoffs in den Rückflusszonen symmetrisch, und es sind keine Strahlauslenkungen vorhanden (Abb. 5.1a). Diese Strömungsstabilität resultiert in einem regulären Druckverhalten: Der Gasdruck fluktuiert sehr periodisch mit einer Frequenz von etwa 9 Hz und mit einer kleinen Amplitude der Fluktuationen. Die Standardabweichung des Drucksignals in Abb. 5.3(d) ist klein (liegt bei etwa 75 Pa); dies weist auf eine hohe Strahlkohärenz hin.

Ausgehend von diesem nahezu perfekten Strahlschichtzustand wurde de-ionisiertes Wasser mit verschiedenen Raten in die Anlage eingesprüht und der Einfluss der Sprütrate auf die Strömungsstabilität bewertet. In der Abbildung 5.3 (a-c) werden die zeitlichen Verläufe der Lufttemperatur und der relativen Luftfeuchtigkeit am Gasausgang der Anlage für die Sprürraten von 4,7, 7,3 und 22,2 ml/min dargestellt. Die Sprürraten wurden so gewählt, dass:

- (i) die relative Luftfeuchtigkeit deutlich unterhalb der 100%-Sättigungsgrenze liegt (Abb. 5.3a),
- (ii) diese Grenze gerade erreicht wird (Abb. 5.3b),
- (iii) das Wasser so schnell eingesprüht wird (Abb. 5.3c), dass das Partikelbett „überfeuchtet“ wird.

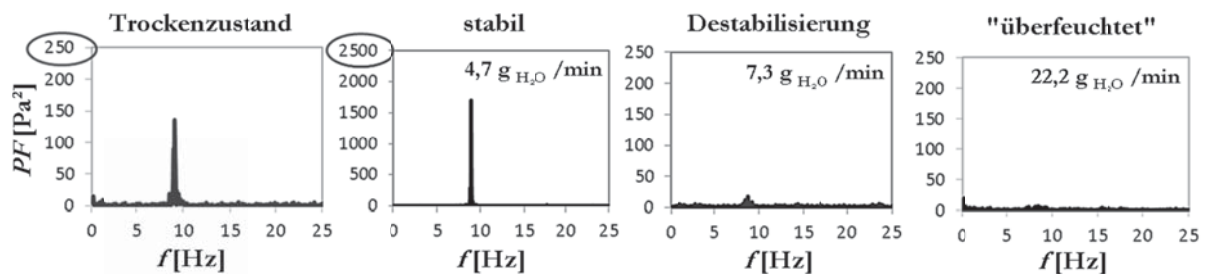


Abbildung 5.2: Frequenzspektren des Gasdruckverlusts bei Einsprühung von reinem Wasser in die Strahlschicht bei verschiedenen Sprürraten.

Nach der visuellen Beobachtung bleibt der Strömungszustand bei der kleinsten Sprürrate (4,7 ml/min) im Vergleich mit dem Trockenzustand unverändert. Der Strömung bleibt stabil und resultiert in einem schmalen Einzelpeak der gleichen Frequenz wie im Trockenzustand im Frequenzspektrum des Druckverlusts, allerdings mit einem deutlich höheren PF-Wert (etwa 1800 Pa² gegenüber etwa 150 Pa² beim Trockenzustand, siehe Abb. 5.2). Dieses Verhalten ist, wie der Abbildung 5.3(d) entnommen werden kann, auf die gestiegene Amplitude der Druckfluktuationen zurückzuführen.

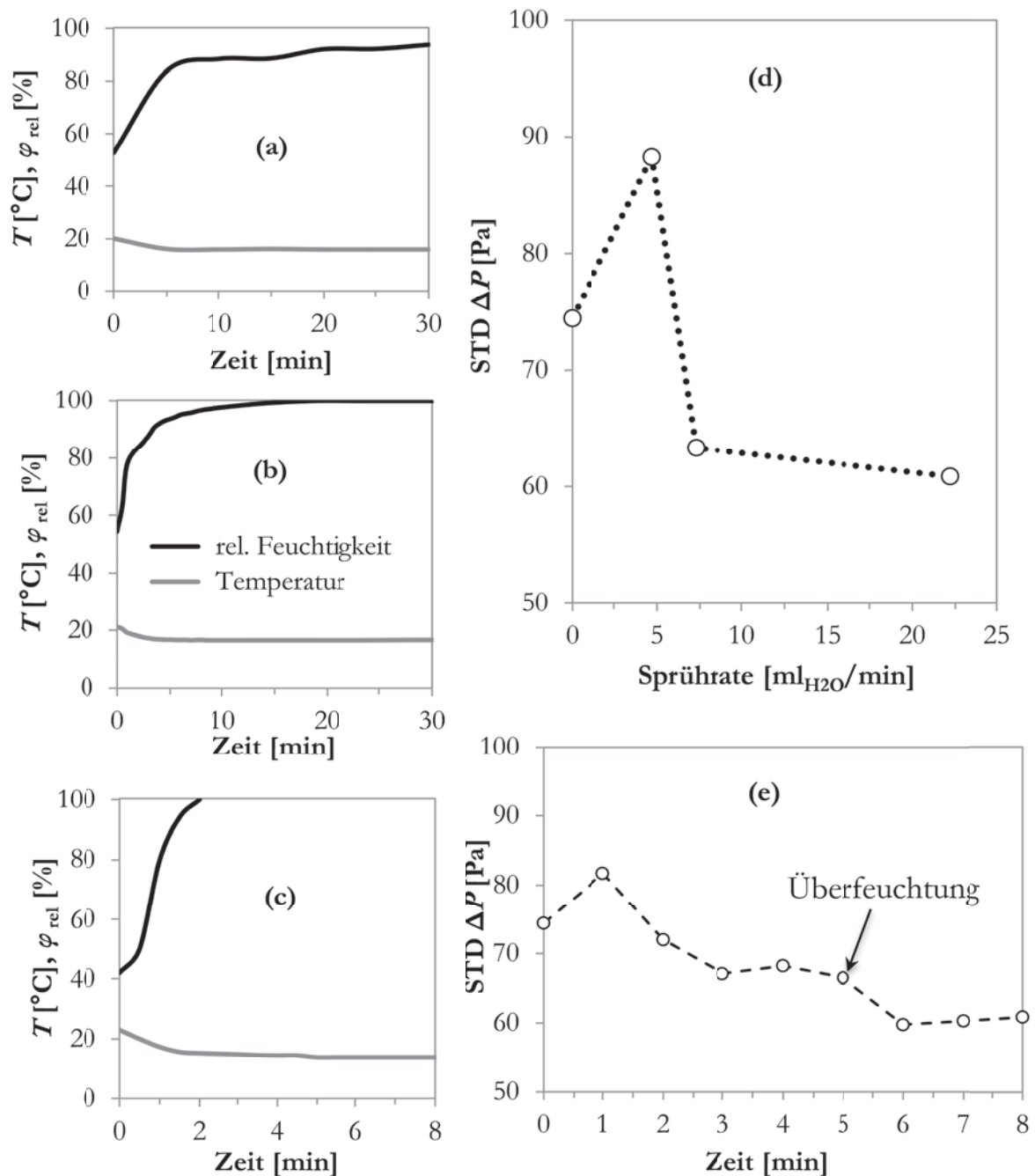


Abbildung 5.3: Verhalten der Strahlschicht bei Einsprühung von reinem Wasser mit verschiedenen Sprühdichten. (a) Gemessener Verlauf der Temperatur und der relativen Luftfeuchtigkeit im Bereich des Gasaustritts bei der Sprühdichte von 4,7 ml/min, (b) von 7,3 ml/min, (c) von 22,2 ml/min, (d) die Amplitude der Druckschwankungen in Abhängigkeit von der Sprühdichte und (e) die zeitliche Entwicklung der Amplitude der Druckschwankungen bei der Sprühdichte von 22,2 ml/min. Optimierte Anlagen-geometrie mit $\Theta = 80^\circ$ und einem Paar von Steigplatten, Anlagentiefe β : 0,1 m, Spaltweite: 3,5 mm, Luft-volumenstrom: 0,046 m³/s, Düsenluftvolumenstrom: 0,001 m³/s, Partikelbett: 1,75 kg von Glaspartikeln mit $d_{50,3} = 1,74$ mm.

Bei der höheren Sprühdrate von 7,3 ml/min erkennt man visuell bereits die ersten Anzeichen der Strömungsdestabilisierung, da die Verteilung des Feststoffs in den Rückflussbereichen leicht asymmetrisch wird (Abb. 5.1b). Die Veränderungen im Frequenzspektrum und in der Amplitude der Druckfluktuationen sind stärker ausgeprägt: Das Frequenzspektrum weist nur noch einen „Restpeak“ mit einem kleinen PF-Wert von etwa 20 Pa² (Abb. 5.2) auf, und die Amplitude der Fluktuationen fällt auf einen Wert, der unterhalb der Amplitude beim Trockenzustand liegt (Abb. 5.3d).

Bei der höchsten der verwendeten Sprühderten (22,2 ml/min) tritt eine starke Agglomeration von Partikeln auf (siehe Abb. 5.1c). Die Amplitude der Druckfluktuationen ist im Vergleich mit dem Strömungszustand bei der Sprühdrate von 7,4 ml/min leicht weiter verringert (Abb. 5.3d) und der Peak im Frequenzspektrum verschwindet nahezu vollständig (Abb. 5.2). Die zeitliche Entwicklung der Standardabweichung des Drucksignals bei dieser Sprühdrate ist in der Abb. 5.3 gezeigt. In der Analogie zum Druckverhalten bei Einzelexperimenten mit unterschiedlichen Sprühderten wächst die Amplitude der Druckfluktuationen zunächst, wenn das Bett leicht befeuchtet wird und fällt anschließend mit der Zeit wieder ab, wenn der Flüssigkeitsgehalt des Partikelbetts weiter ansteigt. Die Temperatur am Gasausgang der Anlage ändert sich bei allen Sprühderten nur geringfügig (Abb. 5.3 a-c).

5.2 Einflüsse der Flüssigkeit auf die Gas- und Partikeldynamik

In diesem Kapitel wird zunächst die Veränderung in der Dynamik der Gasphase in Abhängigkeit von der Sprühdrate anhand von Ergebnissen der Strömungsuntersuchungen diskutiert. Anschließend werden die experimentellen Untersuchungen zum Einfluss von dünnen Flüssigkeitsfilmen auf die Kollisionsdynamik von Einzelpartikeln sowie die Überlegungen zur Modellierung der Strahlschicht mit kohäsiven oder befeuchteten Partikeln dargestellt.

Die Dynamik des gesamten Partikelbetts resultiert aus der Dynamik von Einzelpartikeln. Eine Strahlschicht zeichnet sich dabei durch eine hohe Inhomogenität in der Verteilung von Partikeln in der Anlage aus. In den eher verdünnten Fontäne- und Strahlbereichen interagieren die Partikel untereinander und mit den Apparatewänden überwiegend durch Kollisionen und in den dichten Rückflusszonen durch Langzeitkontakte. In den Rückflusszonen, wo Partikel als eine bewegende Schüttung langsam abwärts transportiert werden und untereinander überwiegend durch Langzeitkontakte wechselwirken, ist bei einer Flüssigkeitseinsprühung der Einfluss der anziehenden Kraft zwischen den Partikeln, d.h. der Kohäsion, dominierend. In den eher verdünnten Strahl- und die Fontänenbereichen bewirkt die Flüssigkeit, die sich auf den Partikeln und den Wandoberflächen in Form von dünnen Filmen oder Tropfen befindet, eine Veränderung des Kollisionsverhaltens von Partikeln.

5.2.1 Einfluss der Kohäsion auf die Gasdynamik

Die auffällige Veränderung des Druckverhaltens bei Erhöhung des Flüssigkeitsgehalts des Partikelbetts, die in Kap. 5.1 dargestellt wurde, kann wie folgt erklärt werden:

Wie in Kap. 3.2.5 bereits erläutert, hängt die Dynamik der Druckfluktuationen vom Verhalten der Strahl-Rückflusszonen-Grenzflächen ab. Die momentane Form dieser Grenzflächen zwischen dem verdünnten Strahlbereich und den dichten Rückflusszonen stellt ein dynamisches Gleichgewicht der Wechselwirkungen der Gasströmung im Strahlbereich und der Partikel in den Rückflusszonen dar. Unter dem Einfluss des Gewichts bzw. des Impulses von Partikeln der Rückflusszonen verformt sich die Grenzfläche in Richtung des Strahls (Kap. 4.1). Der Strahl wird dabei lokal in seinem Querschnitt eingeschnürt. Dies führt zu einer Veränderung des Gasdrucks und der Gasgeschwindigkeit im Strahlbereich. Die verformten Bereiche der Grenzfläche werden dann beim Abscheren durch den Gasstrahl wieder aufgelöst, und die Form des Strömungskanals wird vorübergehend begradigt. Für die Untersuchungen mit der Flüssigkeitseinsprühung verwendete Anlagenkonfiguration mit den Steigplatten ist der „verformbare“ Bereich einer Strahl-Rückflusszonen-Grenzfläche auf die Zone zwischen dem Gaseingangsbereich und den unteren Kanten der Steigplatten beschränkt. Oberhalb dieser Zone ist jegliche Wechselwirkung zwischen dem Strahlbereich und den Rückflusszonen durch die Anwesenheit von Platten unterbunden.

Wie im Kapitel 4.1 erläutert, soll die maximale Scherspannung, die eine Strahl-Rückflusszonen-Grenzfläche tragen kann, von der lokalen Packungsdichte und den Kontakteigenschaften von Partikeln, wie Reibungskoeffizienten oder Kohäsion abhängen. Liegt eine leichte Kohäsion vor, wie es bei einem kleinen Flüssigkeitsgehalt im Partikelbett der Fall ist, können sich die Strahl-Rückflusszonen-Grenzflächen stärker verformen als es der Fall in einem trockenen und kohäsionslosen Zustand wäre, da der Partikelzusammenhalt in der Grenzfläche stärker und somit die „Festigkeit“ der Grenzfläche größer werden. Die Einschnürung des Strahlquerschnitts kann dabei enger werden, da größere Verformungen der Grenzflächen möglich sind. Dies resultiert in höheren Amplituden der Druckfluktuationen (Abb. 5.3 d).

Wenn die Sprütrate weiter erhöht wird, werden der Wassergehalt des Partikelbetts und die Kohäsionskräfte entsprechend steigen. Bei einem „überfeuchteten“ Partikelbett mit sehr hohen interpartikulären Kohäsionskräften bildet sich ein Strömungskanal mit „starren“ Wänden, und die periodischen Druckschwankungen verschwinden (Abb. 5.2). Die Partikel werden vom Gas in Form von Agglomeraten nur im unteren Strahlbereich mitgerissen und durch den Strömungskanal aufwärts beschleunigt. Bei den Kollisionen von Partikeln untereinander und mit Apparatewänden im Fontänebereich tritt eine weitere Agglomeration bzw. ein Haften der Partikel an den Anlagenwänden (siehe Abb. 5.1c) auf.

Ein Verschwinden der Druckfluktuationen während der Flüssigkeitseinsprühung ist dabei keine für eine prismatische Strahlschicht spezifische Erscheinung. Dieses auffällige Druckverhalten wurde ebenfalls bei Marreto u. a. (2009) in einer konventionellen konisch-zylindrischen Strahlschicht beobachtet. Sie haben dieses Verhalten auch mit der Bildung eines Strömungskanals mit

festen Wänden erklärt, allerdings wird nach ihrer Auffassung dabei die Blasenbildung im Strahlbereich unterdrückt.

5.2.2 Einfluss der Flüssigkeit die Partikeldynamik

Aus der Abbildung 5.4(a) wird ersichtlich wie die Anwesenheit eines Flüssigkeitsfilms im Kontaktbereich die Kollisionseigenschaften von Einzelpartikeln verändert. In der Abbildung ist die Abhängigkeit des Restitutionskoeffizienten von der Kollisionsgeschwindigkeit für einen Trockenfall und für die dünnen Flüssigkeitsfilme (100 und 200 μm) für Glaspartikel mit $d_{50,3} = 1,06 \text{ mm}$ im Vergleich dargestellt.

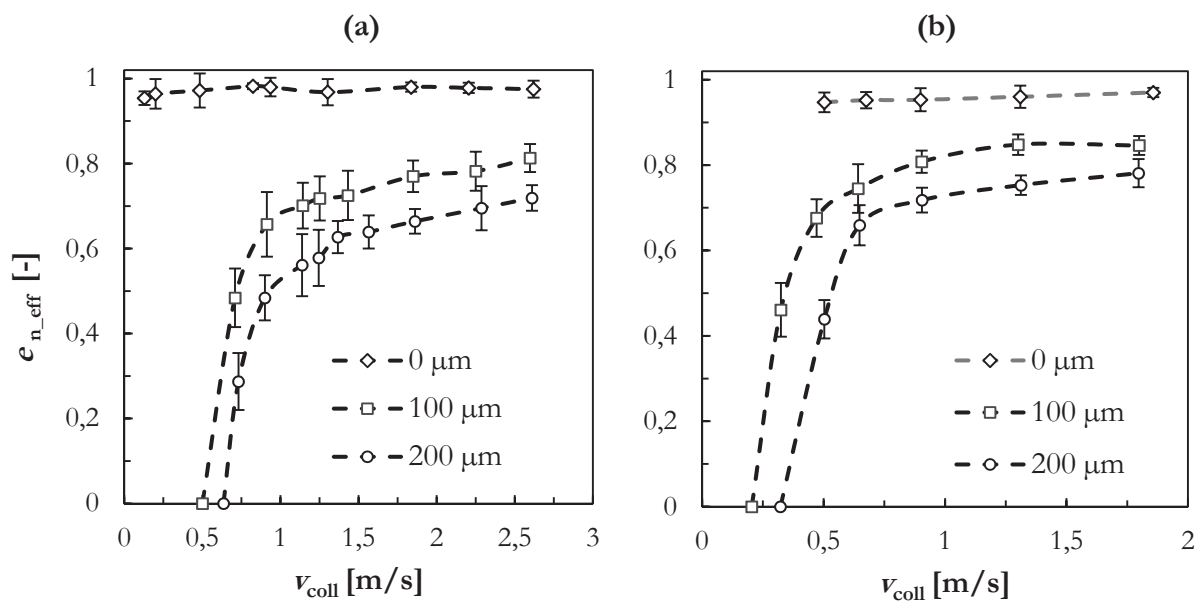


Abbildung 5.4: Der Verlauf des effektiven Restitutionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Kollisionsgeschwindigkeit bei verschiedenen Dicken des Wasserfilms. (a) Für Glaspartikel mit $d_{50,3} = 1,06 \text{ mm}$ (Eigenmessungen); (b) für Glaspartikel mit $d_{50,3} = 1,74 \text{ mm}$ (Modifizierte Abbildung aus Crüger u. a. 2016).

Während im Trockenfall der Restitutionskoeffizient im untersuchten Geschwindigkeitsbereich von 0,13...2,6 m/s näherungsweise konstant bei etwa 0,97 liegt, weist dieser bei der Anwesenheit von einem Flüssigkeitsfilm einen charakteristischen Verlauf auf: Bei kleinen Geschwindigkeiten (ca. 0,5 m/s für die Filmdicke von 100 μm und ca. 0,64 m/s für 200 μm) wird die kinetische Energie des Partikels bei der Kollision vollständig dissipiert und Partikel bleiben auf der Wandoberfläche haften. Bei einer Erhöhung der Kollisionsgeschwindigkeit über diese Werte hinaus, steigt der effektive Restitutionskoeffizient sehr steil an. Bei den höheren Kollisionsgeschwindigkeiten (ab ca. 1 m/s) nimmt die Abhängigkeit des effektiven Restitutionskoeffizienten von der Kollisionsgeschwindigkeit, d.h. die Steigung der Kurve, ab.

In der aktuellen Arbeit von Crüger u.a. (2016) wurden Stoßexperimente mit größeren Glaspartikeln mit einer ähnlicher Fallapparatur und Randbedingungen durchgeführt. Ein qualitativ sehr ähnlicher Verlauf des Restitutionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Kollisionsgeschwindigkeit wurde berichtet (Abb. 5.4 b).

5.2.3 Einfluss einer adhäsiven Kraft auf das Stoßverhalten von Partikeln

Im Nachfolgenden werden die ersten Überlegungen zur Simulation der Strahlschicht mit kohäsiven oder befeuchteten Partikeln zusammengefasst.

Wegen der Koexistenz von dichten und verdünnten Strömungsbereichen in einer Strahlschicht sollten bei der Modellierung des befeuchteten Zustands mit dem CFD-DEM-Ansatz idealerweise sowohl adhäsive Kräfte zwischen den Partikeln¹¹ als auch die Veränderung des Restitutionskoeffizienten in der Anwesenheit von Flüssigkeitsfilmen berücksichtigt werden. In einer aktuellen CFD-DEM-Studie modellierten Sutkar u. a. (2016) eine flüssigkeitsbedürftige pseudo-2D Strahl-Wirbelschicht, in dem u.a. das Verhalten des Restitutionskoeffizienten in der Anwesenheit von Flüssigkeitsfilmen mit dem elastohydrodynamischen Modell nach Davis u. a. (2002) simuliert wurde. Die Kohäsionskräfte wurden allerdings im Modell nicht berücksichtigt. Obwohl eine Strahl-Wirbelschicht im Allgemeinen ein mehr verdünntes Gas-Partikel-System als eine „reine“ Strahlschicht ist, zeigten Vergleiche mit dem Experiment nur moderate Übereinstimmungen im Strömungsmuster von Partikeln. Der Unterschied lag vor allem am Verhalten der Partikelströmung in den Zonen mit erhöhten Partikelkonzentrationen (Rückflusszonen). Im befeuchteten Zustand lag in diesen Zonen ein stoßendes Verhalten vor, welches bei der simulierten Strömung nicht vorhanden war. Die Autoren vermerkten, dass eine Ergänzung des Kontaktmodells mit Kohäsionskräften zu einer Verbesserung in der Simulation führen würde.

Für ein DEM-Kontaktmodell bedeutet dies vor allem, dass die Partikel bei Kollisionen mit kleinen relativen Geschwindigkeiten untereinander oder mit einer Apparatewand nicht nur ihre kinetische Energie vollständig verlieren können, sondern, dass nach dem Ablauf des Kollisionsereignisses eine anziehende Kraft weiterhin wirken soll und überwunden werden muss, um Kontaktpartner voneinander zu trennen. Das in DEM verwendete Kontaktmodell ist dabei neben der Partikelanzahl für die Rechenzeit der Simulationen ausschlaggebend. Je komplexer das Modell wird, desto langsamer werden Simulationen, da dieses Modell für jeden Einzelkontakt berechnet wird und die Anzahl von Kontakten und Kollisionen in Strahl- und Wirbelschichten selbst im Labormaßstab Milliarden pro Sekunde betragen kann (Sutkar u. a. 2013c, Fries u. a. 2013). Eine Möglichkeit das kohäsive Verhalten von befeuchteten Partikeln zu modellieren stellt die Verwendung eines vergleichsweise wenig rechenintensiven Kohäsionsmodells dar. Allerdings steht hinter diesem Ansatz keine rigorose theoretische Begründung. Die in DEM meist verwendeten Kohäsionsmodelle sind das Modell nach Johnson, Kendall und Roberts (Johnson u. a. 1971) und das Modell der linearen Kohäsion (EDEM 2013), das auch als das vereinfachte Johnson-Kendall-Roberts-Modell bezeichnet wird.

¹¹ Damit das charakteristische Druckverhalten der Gasphase, das durch die Wirkung von Kohäsion in den Strahl-Rückflusszonen-Grenzflächen entsteht, in der Simulation nachgebildet werden kann.

In den Abbildungen 5.5 (a) und 5.6 (a) wird dargestellt, wie die Ergänzung des Kontaktmodells für „trockene“ Kontakte (HMT-Modell) um das Modell der linearen Kohäsion bei den verschiedenen Werten des Modellparameters Kohäsionsenergiedichte k auswirkt.

Für die „trockenen“ Kollisionen (die roten Kurven in Abb. 5.5a und 5.6a) wurde der Modellparameter des HMT-Modells, der Restitutionskoeffizient, anhand der Kollisionen mit der trockenen Glasplatte für Partikel mit d_p von 1 mm experimentell ermittelt bzw. für Partikel mit d_p von 1,74 mm der Veröffentlichung von Crüger u. a. (2016) entnommen. Für zwei Simulationen wurde der Modellparameter k so gewählt, dass die Haftgeschwindigkeiten aus den Experimenten in den Simulationen wiedergegeben werden (die blauen Kurven in Abb. 5.5a und 5.6a). Beim Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen aus Abb. 5.4 kann folgendes festgestellt werden:

- (i) Für die „trockenen“ Kollisionen ($k = 0 \text{ J/m}^3$ in Abb. 5.5a und 5.6a) wird eine Energiedissipation mit dem HMT-Modell korrekt berechnet,
- (ii) Die Ergänzung des „trockenen“ Kontaktmodells mit einer adhäsiven Kontaktkraft ändert den Verlauf des Restitutionskoeffizienten signifikant. Qualitativ gibt die Kurve den im Experiment ermittelten charakteristischen Verlauf wieder, d.h. bei kleinen Stoßgeschwindigkeiten bleiben die Partikel haften, und bei einer leichten Erhöhung der Geschwindigkeit über eine Haftgeschwindigkeit hinaus nimmt der Restitutionskoeffizient sehr schnell zu. Bei den hohen Geschwindigkeiten wird die Abhängigkeit der Restitutionskoeffizienten von der Kollisionsgeschwindigkeit (die Steigung der Kurve) ebenfalls kleiner.
- (iii) Beim quantitativen Vergleich (Abb. 5.5 c und d) wird jedoch ersichtlich, dass, auch wenn der Modellparameter Kohäsionsenergiedichte k so gewählt wird, dass die Haftpunkte korrekt nachgebildet werden, eine im Vergleich zum Experiment geringere Energiedissipation bei den höheren Kollisionsgeschwindigkeiten berechnet wird. Dieser Fehler wird bei höherer Dicke des Wasserfilms von 200 μm größer.

Diese Abweichungen zum Experiment lassen sich damit erklären, dass im Kontaktmodell die kinetische Energie außer der adhäsiven Dissipationskraft lediglich durch das inelastische Materialverhalten dissipiert wird. Damit ist für die modellierten überwiegend elastischen Kontaktmaterialien die ganze Energiedissipation fast nur auf den Einfluss der adhäsiven Dissipationskraft zurückzuführen. Deshalb, wenn die realitätsnahe Berechnung des Haftpunktes nur durch ein Kohäsionsmodell realisiert wird, wird der Betrag der adhäsiven Kraft überschätzt, da in der Realität auch weitere Dissipationskräfte wirken.

In einem Langzeitkontakt wirken auf die Kontaktpartner nur adhäsive Kräfte wie eine Randkraft durch die Oberflächenspannung und die Kapillarkraft durch die Flüssigkeitsbrücke (Schubert u. a. 1990). Im Fall einer Kollision ist jedoch die Anzahl von beteiligten Dissipationskräften wesentlich höher. Diese Kräfte können dabei auf die Kontaktpartner sowohl anziehend als auch abstoßend wirken. Eine Kollision in der Anwesenheit eines Flüssigkeitsfilms kann in eine Penetrationsphase des Partikels in die Flüssigkeit und eine Restitutionsphase unterteilt werden (Antonyuk u. a. 2009). In beiden Kollisionsphasen wird die kinetische Energie dissipiert. In der

Penetrationsphase wirken die Auftriebs- und Widerstandskräfte, die Kapillarkraft, die Randkraft durch die Oberflächenspannung sowie eine viskose Kraft, die bei der Verdrängung der Flüssigkeit aus dem Kontaktbereich entsteht. Diese Kräfte wirken abstoßend. In der Restitutionsphase einer Kollision bei der Anwesenheit eines Flüssigkeitsfilms wirken die viskose Kraft, die Randkraft durch die Oberflächenspannung und eine Kapillarkraft durch die Flüssigkeitsbrücke, die zwischen den Kontaktpartnern entsteht. Diese Kräfte wirken auf Kollisionspartner anziehend und können mit einer adhäsiven Kraft modelliert werden. Damit ein Kollisionsereignis korrekt modelliert werden kann, reicht offensichtlich jedoch die adhäsive Kontaktkraft alleine nicht aus; das Kontaktmodell muss um mindestens eine weitere Dissipationskraft ergänzt werden, um die Energiedissipation in der Penetrationsphase zu berücksichtigen.

Die Simulationen mit dem JKR-Kohäsionsmodell liefern sehr ähnliche Ergebnisse. Ein wesentlicher Nachteil des Modells im Vergleich zum Modell der linearen Kohäsion besteht jedoch darin, dass bei Verwendung des JKR-Modells der DEM-Zeitschritt signifikant verkleinert werden muss und somit der Rechenaufwand erheblich steigt. Alle Simulationen mit dem Modell der linearen Kohäsion wurden mit einem Zeitschritt von 10^{-7} s durchgeführt. Die Abbildung 5.6 (b) zeigt Ergebnisse von Simulationen mit dem JKR-Modell, die bei DEM-Zeitschritten von 10^{-7} s und $5 \cdot 10^{-8}$ s durchgeführt wurden, im Vergleich. Es wird ersichtlich, dass die berechneten Stoßzahlen in der Nähe des Haftpunktes eine große Abweichung voneinander aufweisen. Außerdem weisen die Ergebnisse beim Zeitschritt von 10^{-7} s eine erhöhte Streuung auf. Diese Abweichung tritt bei den Simulationen mit dem Modell der linearen Kohäsion nicht auf. Damit sind für die Simulationen mit dem JKR-Modell kleinere Zeitschritte als für Simulationen mit dem Modell der linearen Kohäsion erforderlich. Der DEM-Zeitschritt ist aber für den Euler-Lagrange-Ansatz, wo im DEM-Teil der Kopplung Kontaktkräfte für jeden Zeitschritt berechnet werden, oft wegen einer hohen Anzahl von Kontakten und Kollisionen (siehe Kap. 1.5) kritisch.

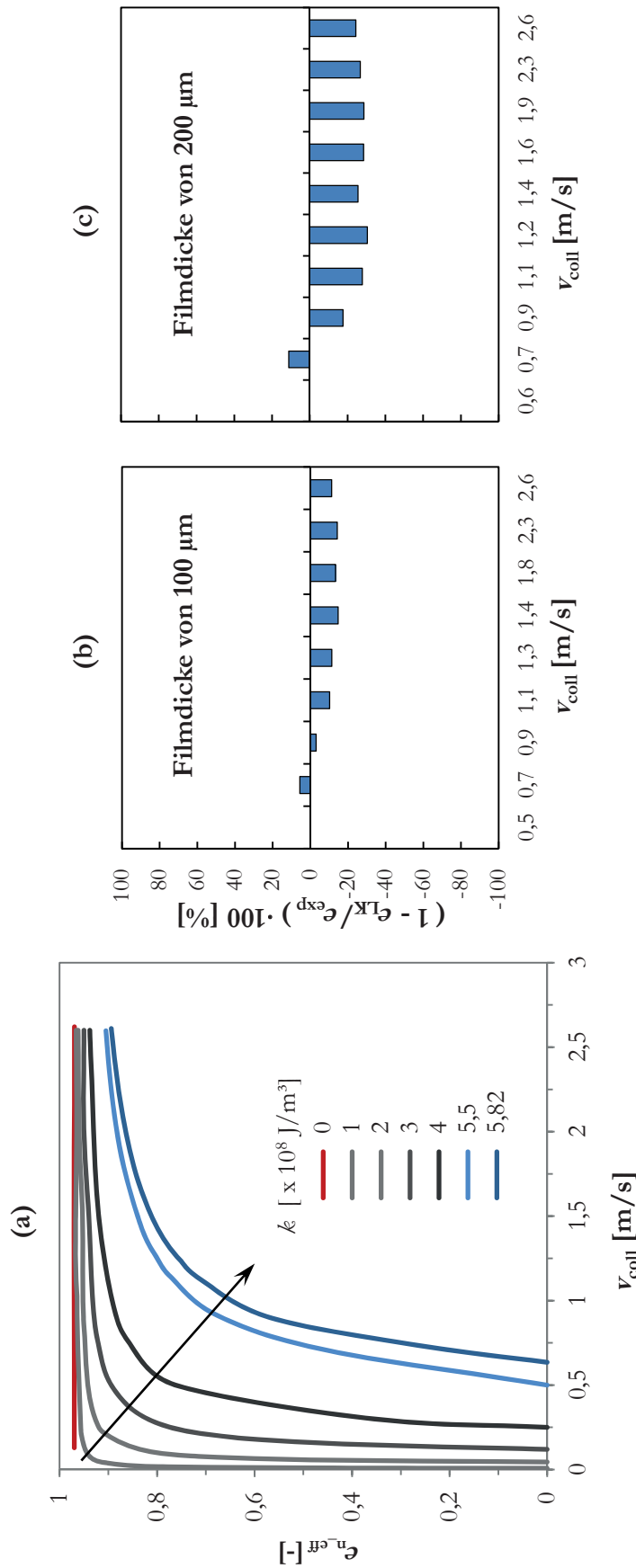


Abbildung 5.5: Der Einfluss der adhäsiven Kraft auf den Partikel-Wand-Stoß in DEM-Simulationen in Abhängigkeit von Kohäsionsenergiegedichte k und der Kollisionsgeschwindigkeit für Kollisionen von Glasparkeln ($d_{50,3} = 1,06$ mm) mit einer Glasplatte. (a) Verlauf des Restitutionskoeffizienten mit dem Hertz-Mindlin-Tsuji-Modell (HMT-Modell) für Trockenkollisionen ($k = 0$ J/m³) und einer Kombination des HMT-Modells mit dem Modell der linearen Kohäsion; (b) Relative Abweichung des effektiven Restitutionskoeffizienten aus der Simulation mit $k = 5,5 \cdot 10^8$ J/m³ von experimentellen Daten (Dicke des Wasserfilms von 100 µm); (c) aus der Simulation mit $k = 5,82 \cdot 10^8$ J/m³ von experimentellen Daten (Dicke des Wasserfilms von 200 µm). DEM-Zeitschritt von 10^{-7} s und Restitutionskoeffizient $e = 0,97$ im HMT-Modell sind bei allen Simulationen konstant.

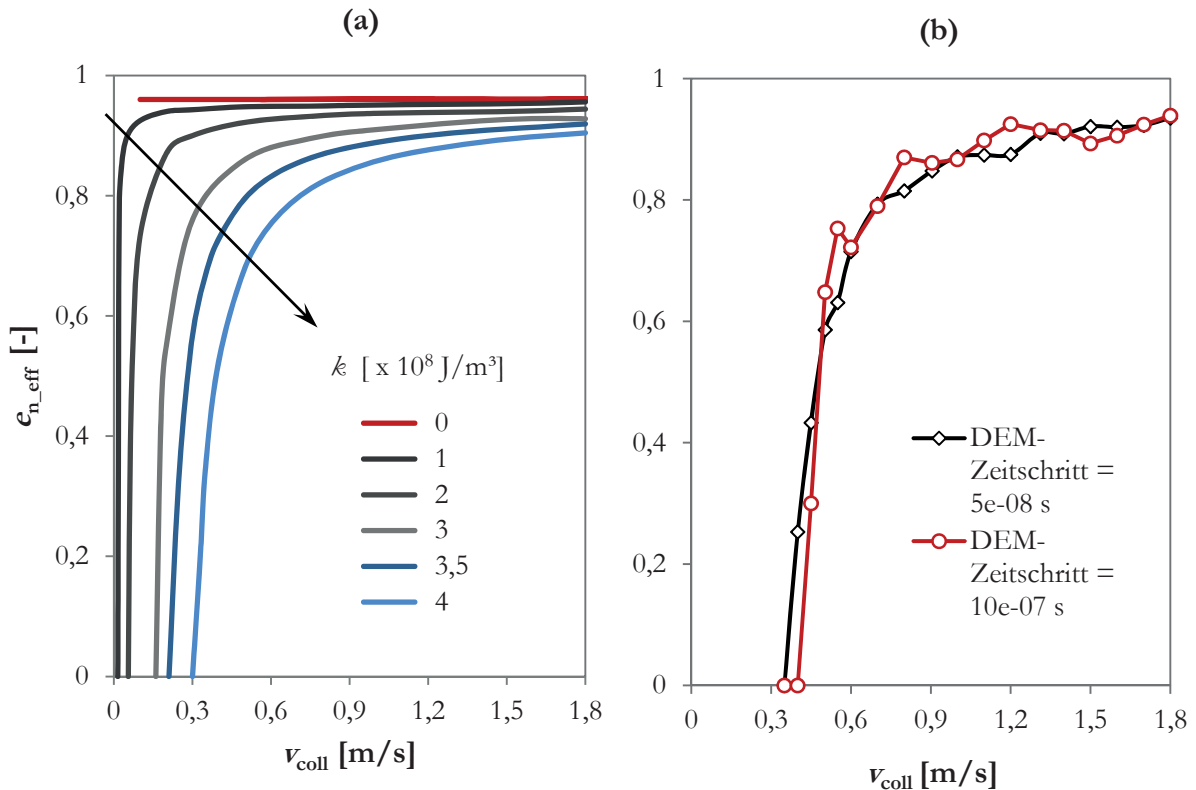


Abbildung 5.6 Der Einfluss der adhäsiven Kraft auf den Partikel-Wand-Stoß in DEM-Simulationen für Glaspartikel mit $d_{50,3} = 1,74$ mm aus Crüger u. a. (2016). (a) Der Verlauf des Restitutionskoeffizienten simuliert mit HMT-Modell für Trockenkollisionen ($k = 0$ J/m³) und einer Kombination des HMT-Modells mit dem LK-Modell (Parameter: DEM-Zeitschritt von 10^{-7} s, Restitutionskoeffizient $e = 0,96$); (b) ein beispielhafter Verlauf des Restitutionskoeffizienten simuliert mit dem JKR-Modell bei verschiedenen DEM-Zeitschritten (Parameter: Oberflächenenergie $\gamma_s = 765$ J/m², Restitutionskoeffizient $e = 0,96$).

5.3 Zusammenfassung

Die Untersuchungen zum Verhalten einer flüssigkeitsbedühten Strahlschicht sind von einer hohen anwendungstechnischen Relevanz, da die überwiegende Anzahl von Strahlschichtprozessen eine Einsprühung von Flüssigkeiten beinhaltet. Kapitel 5 fasst die experimentellen und Simulationsergebnisse zum Einfluss der Anwesenheit einer Flüssigkeit in der Strahlschicht zusammen.

Bei den durchgeführten Strömungsuntersuchungen lag ein besonderer Fokus auf den Veränderungen in Strömungszustand und -stabilität in Abhängigkeit von Sprühdichte im Vergleich zum Verhalten der Strömung im Trockenzustand. Die optimierte Anlagengeometrie mit Steigplatten wurde mit einer Zweistoffdüse nachgerüstet. Als Modellflüssigkeit und -partikel dienten de-ionisiertes Wasser und Glaskugeln.

Wenn die Flüssigkeit mit einer geringen Rate eingesprüht wird, verändern sich der Strömungszustand und die Stabilität sowie das Druckverhalten nur geringfügig. Unter den verwendeten Prozessparameter bleibt die Partikelströmung bis etwa der Sprühdichte, bei der die Sättigung der

Luft am Gasausgang der Anlage erreicht wird, stabil. Bei den höheren Raten erfolgt eine Akkumulation der Flüssigkeit in der Anlage mit nachfolgender „Überfeuchtung“ des Partikelbetts. Eine Agglomeration von Partikeln tritt dabei auf. Wie auch im Trockenfall rufen die Veränderungen im Strömungszustand charakteristische Veränderungen im Druckverhalten hervor. Bei kleinen Einsprühraten bleiben die Druckfluktuationen sehr periodisch. Die Amplituden der Fluktuationen sind gegenüber dem Trockenzustand erhöht. Wird das Partikelbett überfeuchtet, verschwinden die Druckfluktuationen. Dieses Druckverhalten kann plausibel durch den Einfluss der Kohäsion auf die Dynamik der Strahl-Rückflusszonen-Grenzflächen erklärt werden.

Ein weiterer Teil des Kapitels befasst sich mit den Überlegungen zur CFD-DEM-Modellierung der Strömung von befeuchteten Partikeln. Dafür wurden experimentelle und numerische Untersuchungen zum Kollisionsverhalten von Einzelpartikeln vorgenommen. Zunächst wurde eine experimentelle Studie zum Einfluss der Anwesenheit von dünnen Flüssigkeitsfilmen auf das Kollisionsverhalten durchgeführt. Der effektive Restitutionskoeffizient, aufgetragen gegen die Kollisionsgeschwindigkeit, weist bei der Anwesenheit von Flüssigkeitsfilmen einen charakteristischen Verlauf auf. Die durchgeführten Kollisionsversuche wurden dann in DEM unter Anwendung von zwei verschiedenen Kohäsionsmodellen simuliert. Die Simulationen wurden weiterhin auf die experimentellen Daten aus Crüger u. a. (2016) erweitert. Durch die Ergänzung des Kontaktmodells mit anziehenden Kräften mittels eines Kohäsionsmodells wird der Verlauf des Restitutionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Kollisionsgeschwindigkeit signifikant beeinflusst. Der simulierte Verlauf ist allerdings mit dem Experiment nur in einer qualitativen Übereinstimmung, da weitere dissipative Kräfte im Kontaktmodell berücksichtigt werden müssen.

6 Schlussfolgerungen und Ausblick

Diese Arbeit befasst sich mit dem Strömungsverhalten einer prismatischen Strahlschichtanlage mit einer tangentialen Gaseinleitung über zwei spaltförmige, horizontal angeordnete und regelbare Gaseingänge.

Im ersten Teil der Arbeit wurde die prismatische Strahlschicht experimentell charakterisiert und mittels der numerischen Strömungsmechanik in einer Kopplung mit der Diskreten-Elemente-Methode (Euler-Lagrange-Ansatz) modelliert. Die wesentlichen Ergebnisse dieser Untersuchungen mit einigen kurzen Bemerkungen zu ihrer Relevanz lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- (i) In Abhängigkeit der Betriebs- und Anlagenparameter, wie Gasgeschwindigkeit, Bettmasse und Gaseingangsgröße, erfährt die Partikelströmung in der prismatischen Anlage mehrere Transformationen, und es stellen sich verschiedene stabile und instabile Strömungszustände von Partikeln ein. Die stabilen Strömungszustände haben dabei eine höhere anwendungstechnische Relevanz. In der untersuchten Anlagengeometrie existiert neben dem stabilen Strömungszustand im dichten Strömungsbereich, der aus den früheren Untersuchungen bekannt war, ein zweiter stabiler Zustand im verdünnten Strömungsbereich.
- (ii) Alle Strömungszustände unterscheiden sich deutlich in der Dynamik der Gasphase hinsichtlich der Druckfluktuationen und können mittels hochfrequenter Messungen des Gasdrucks identifiziert werden. Dies sollte eine nichtvisuelle Prozesskontrolle und -regelung ermöglichen. Als Auswertemethoden für die Druckzeitreihen kommen dabei neben der Fourier-Transformation (deren Anwendbarkeit bereits der Stand des Wissens war) auch Methoden aus der deterministischen Chaostheorie in Frage. Während mit der Fourier-Transformation überwiegend qualitative Informationen über die Strömungsstabilität erhalten werden können, indem die Form der Verteilungskurve qualitativ bewertet wird, eignen sich die chaotischen Eigenschaften, wie die Kolmogorov-Entropie und die Korrelationsdimension des gemessenen Drucksignals, zur Quantifizierung der Stabilität von Strömungen im dichten Strömungsbereich.
- (iii) Für die graphische Darstellung des Strömungsverhaltens wurde eine Auftragung vorgeschlagen, der für den gegebenen Partikeltyp und die Anlagengeometrie die Lage der Übergangspunkte zwischen den einzelnen Strömungszuständen in Abhängigkeit von dimensionslosen Größen Gaseingang-Bett-Höhenverhältnis und Reynolds-Zahl von Partikeln entnommen werden kann.

- (iv) Im Gegensatz zu dem in Vorarbeiten verwendeten Euler-Euler-Modell lässt sich das Strömungsverhalten der prismatischen Strahlschicht mit dem Euler-Lagrange-Ansatz sehr realitätsnah simulieren. Lediglich bei der höchsten der simulierten Gasgeschwindigkeiten war im Vergleich zum Experiment eine geringe Abweichung in der Bettausdehnung festzustellen; deshalb kann empfohlen werden, für den Bereich hoher Gasgeschwindigkeiten Gas-Partikel-Widerstandsmodelle zu testen, mit denen im verdünnten Strömungsbereich etwas höhere Widerstandskräfte als mit dem Ansatz von Wen und Yu (1966) berechnet werden.
- (v) Aus den durchgeführten Simulationen wurde ersichtlich, dass in der prismatischen Anlage mit der Ausdehnung in die Tiefenrichtung von 0,1 m die Partikelströmung ein ausgeprägtes dreidimensionales Verhalten aufweist. Dies hat zu Folge, dass diese nicht in 2D modelliert werden kann. Weiterhin eignen sich optische Messmethoden, wie z.B. Particle Image Velocimetry, die lediglich Partikelbewegungen im Sichtfeld erfassen, nicht für eine vollständige Charakterisierung der Partikelströmung. Mit diesen Methoden werden in diesem Fall nur erhöhte Geschwindigkeiten von Partikeln in der Nähe der Apparatewand erfasst.

Weitere Studien befassten sich mit der Optimierung der prismatischen Anlagengeometrie bezüglich der Strömungsstabilität sowie mit dem Einfluss der Anlagentiefe und der Einsprühung einer Flüssigkeit auf Strömungsverhalten und -stabilität:

- (i) Aus den Simulationen und experimentellen Untersuchungen an der Startgeometrie wird ersichtlich, dass die alternierenden Strahlauslenkungen und die Strömungsinkohärenz die wichtigsten Destabilisierungsmechanismen für die Partikelströmung in der prismatischen Anlage sind. Der erste Mechanismus ist für die Destabilisierung bei erhöhten Gasgeschwindigkeiten verantwortlich. Die Strömungsinkohärenz steigt mit zunehmender statischer Höhe des Partikelbetts.
- (ii) Der Winkel des prismatischen Apparateteils hat einen signifikanten Einfluss auf die Partikelströmung. In Bezug auf die Strömungsstabilität verstärkt eine Erhöhung des prismatischen Winkels die Neigung zu alternierenden Strahlauslenkungen, reduziert aber die Strömungsinkohärenz und umgekehrt. Es existiert kein geeigneter Winkel bei dem die beiden Instabilitäten gleichzeitig behoben werden können.
- (iii) Eine Geometrie der prismatischen Strahlschicht wurde vorgeschlagen, wo eine außergewöhnliche Stabilität der Partikelströmung erzielt werden kann. Dafür müssen Steigplatten in die Anlage mit dem prismatischen Winkel von 80° installiert werden. Weiterhin wird in der optimierten Anlage die Strömungsstabilität nahezu von der Gasgeschwindigkeit unabhängig. Die Stabilität hängt allerdings von geometrischen Parametern wie der Relation zwischen der Länge der Steigplatten und der Höhe des Partikelbetts ab. Bei großen Bettmassen kann eine symmetrische Verteilung der Partikel nur dann erreicht werden, wenn eine Konfiguration mit zwei Plattenpaaren verwendet wird. Für die Referenzanlage wurde eine signifikante Verkleinerung des

stabilen Betriebsfensters bei einer Prozessskalierung durch Erhöhung der Apparate-tiefe bei einer konstant bleibenden Höhe des Partikelbetts festgestellt. In der optimierten Geometrie führte die Skalierungsprozedur dagegen nicht zu einer Reduzierung des stabilen Strömungsbereichs.

- (iv) Das Druckverhalten der Gasphase lässt sich nicht nur für die nicht-visuelle Kontrolle des Strömungsverhaltens der prismatischen Strahlschicht unter trockenen Bedingungen sondern auch unter den Bedingungen einer Flüssigkeitseinsprühung anwenden. Wenn die Flüssigkeit mit einer geringen Sprühdrate in die prismatische Strahlschicht eingesprüht wird, verändern sich der Strömungszustand und -stabilität sowie das Druckverhalten geringfügig. Die Amplituden der Druckfluktuationen sind gegenüber dem Trockenzustand nur leicht erhöht. Die Fluktuationen bleiben dabei sehr periodisch. Bei den hohen Sprühdraten tritt eine Akkumulation der Flüssigkeit in der Anlage mit nachfolgender Strömungsdestabilisierung und einer unkontrollierbaren Agglomeration von Partikeln auf. Dabei verschwinden die partikelbedingten Druckfluktuationen.
- (v) Die Entstehung und Veränderungen in der Intensität von Druckfluktuationen lassen sich plausibel mit der Dynamik von Strahl-Rückflusszonen-Grenzflächen erklären: (a) die Druckfluktuationen entstehen durch periodische Deformationen dieser Grenzflächen und daraus resultierenden periodischen Verjüngungen des Strahls, (b) die Strömungsinkohärenz (ein stark pulsierendes Strömungsverhalten) kann durch eine Stabilisierung eines Teils dieser Grenzflächen mittels Steigplatten eliminiert werden, (c) das Verschwinden von Druckfluktuationen im Strömungszustand der verdünnten Strahlschicht bei hohen Gasgeschwindigkeiten und kleinen Bettmassen lässt sich durch die komplette Auflösung dieser Grenzflächen erklären, (d) bei einem befeuchteten Partikelbett erfolgt das Verschwinden von Druckfluktuationen bei hohen Sprühdraten durch eine Stabilisierung der Strahl-Rückflusszonen-Grenzflächen durch sehr hohe adhäsive Kräfte zwischen den Partikeln; diese Stabilisierung führt zur Ausbildung eines stabilen Strömungskanals.
- (vi) Eine CFD-DEM-Simulation der befeuchteten Strahlschicht wurde in Rahmen dieser Arbeit nicht durchgeführt; es wurden lediglich die ersten Überlegungen zum Modellierungsansatz gemacht. Um die Strahlschicht mit befeuchteten und kohäsiven Partikel mit CFD-DEM-Kopplung simulieren zu können, muss das Kontaktmodell in DEM verändert bzw. ergänzt werden. Um den Einfluss der Anwesenheit der Flüssigkeit auf die Dynamik von Einzelpartikeln besser zu verstehen, wurden experimentelle und numerische Untersuchungen vorgenommen: zu einem zum Einfluss von dünnen Flüssigkeitsfilmen auf das Kollisionsverhalten von Partikeln und zum anderen zum Einfluss der Ergänzung des DEM-Kontaktmodells für „trockene“ Wechselwirkungen mit einer adhäsiven Kontaktkraft.

Anhang

A Messtechnik

(i) *Messung und Einstellung des Luftvolumenstroms:*

Messgerät: Heißfilmanemometer EE65 (E+E Elektronik).

Die Messwerte wurden mit dem Programm *Insta Cal* in Volt angezeigt. Die Einstellung des Luftvolumenstroms erfolgte mit einem Potentiometer und die Umrechnung von Spannungswerten in Volumenstromwerte mit der Gleichung A1:

$$\dot{V}_L = 33,192 \cdot CH_0 \quad (\text{Gl. A1})$$

wobei $\dot{V}_L$ der Luftvolumenstrom in m^3/h und CH_0 der Messwert in Volt sind.

(ii) *Hochgeschwindigkeit-Drucksensor:*

Messgerät Type PD 23, 8666.1 (Keller).

Speicherung der Messwerte erfolgte mit dem Programm *Tracer Dac* und die Umrechnung von gemessenen Spannungswerten in Druckdifferenzwerte mit der Gleichung A2:

$$\Delta P = (62,5 \cdot (CH_1 - 2) + 2,3) \cdot 100, \quad (\text{Gl. A2})$$

wobei ΔP die Druckdifferenz zur Umgebung in Pa und CH_1 der Messwert in Volt sind.

Die Kalibrierung des Drucksensors wurde mit dem geeichten Differenzdruckmessgerät GHD 2000 (Greisinger Electronic) vorgenommen.

B Verhalten der leeren Anlage

(i) *Druckverlust*

Abbildung B1 zeigt den Verlauf des Druckverlusts in der leeren Anlage in Abhängigkeit vom Luftvolumenstrom $\dot{V}_L$ und der Spaltweite b .

(ii) *Druckfluktuationen*

Abbildung B2 zeigt die typischen Frequenzen der Druckfluktuationen, die in der leeren Anlage bei den erhöhten Luftvolumenströmen auftreten.

C Design und Positionierung von Steigplatten

(i) Abmessungen und Positionen der Steigplatten

Die festen Abmessungen und Positionen der Steigplatten sind in der Tab. C1 und die Veränderlichen in Tab. C2 (für die Anlagentiefe β von 0,1 m) und C3 (für $\beta = 0,2$ m) zusammengefasst.

(ii) Nomenklatur

Abbildung C1 dient zur Veranschaulichung von Symbolen, die für die Bezeichnung der Abmessungen und Positionen der Steigplatten verwendet wurden.

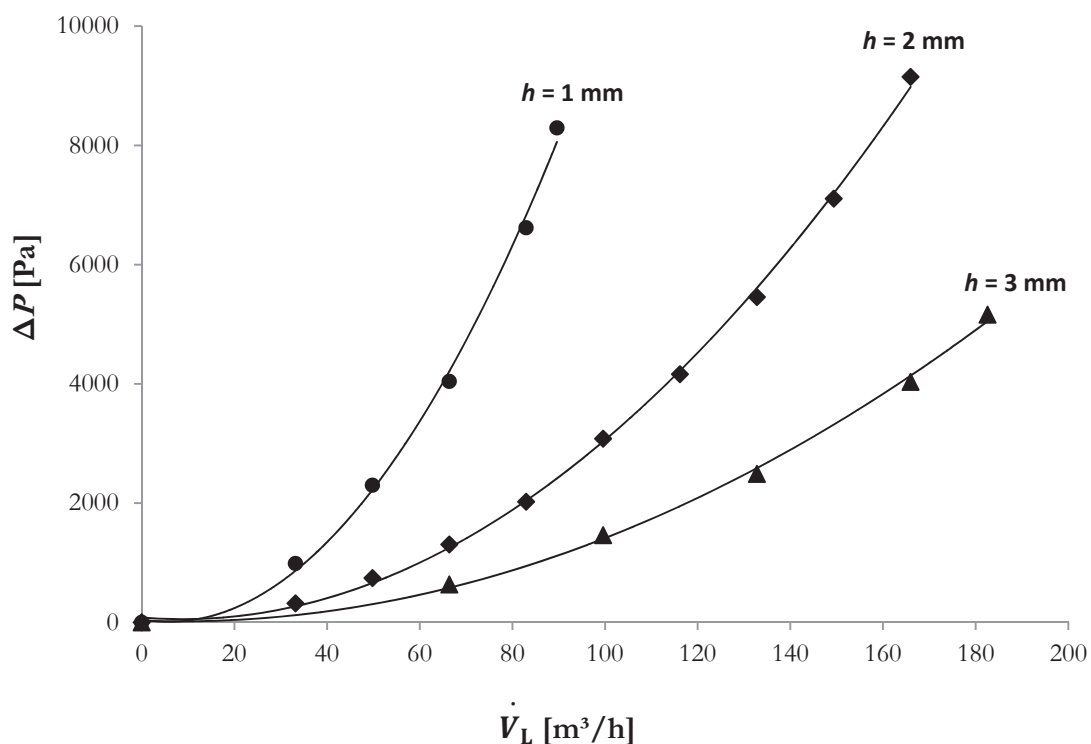


Abbildung B1: Der Druckverlust der leeren Anlage in Abhängigkeit vom Luftvolumenstrom $\dot{V}_L$ und Spaltweite h für die Anlage mit der Tiefe β von 0,1 m.

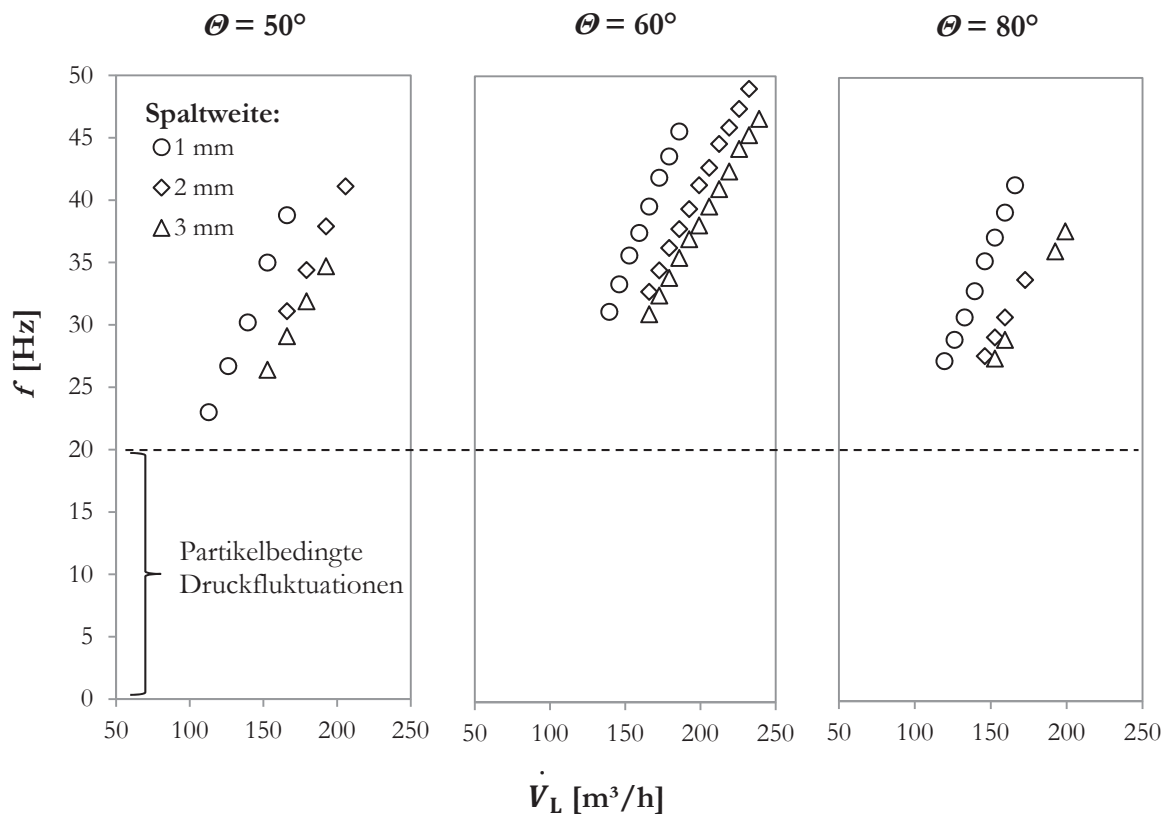


Abbildung B2: Druckfluktuationen in der leeren Anlage mit der Tiefe β von 0,1 m bei verschiedenen prismatischen Winkeln Θ und Spaltweiten h .

Tabelle C1: Kontante Positionen und Abmessungen der Steigplatten in der Anlage mit dem prismatischen Winkel von 80° ¹².

Abmessung	$H_{\text{pl_bottom}}$ [mm]	$W_{\text{pl_bottom}}$ [mm]	$h_{\text{pl_bottom}}$ [mm]	$h_{\text{pl_top}}$ [mm]	γ (°)
Wert	80	34	30	30	30

¹² Für die Nomenklatur siehe Abbildung C1(a).

Tabelle C2: Positionierung der Steigplatten in der Anlage mit dem prismatischen Winkel von 80° und der Tiefe von 0,1 m.

Partikel	Bettmasse [kg]	Verwendete Plattenpaare	$H_{\text{pl_top}}$ [mm]	$W_{\text{pl_top}}$ [mm]
Glas, $d_{50,3} = 1,57 \text{ mm}$	0,5	nur unteres Paar ¹³	-	-
	0,75	nur unteres	-	-
	1	nur unteres	-	-
	2	nur unteres	-	-
	3	unteres und oberes	140	34
	4	unteres und oberes	165	34
	5	unteres und oberes	198	40
	6	unteres und oberes	216	40
$\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$, $d_{50,3} = 1,77 \text{ mm}$	0,5	nur unteres	-	-
	0,75	nur unteres	-	-
	1	unteres und oberes	135	34
	1	unteres und oberes	160	34
	2	unteres und oberes	170	34
	2,5	unteres und oberes	230	50
Polypropylen $d_{50,3} = 4,4 \text{ mm}$	0,25	nur unteres	-	-
	0,5	nur unteres	-	-
	0,75	nur unteres	-	-
	1	nur unteres	-	-
	1,5	unteres und oberes	160	34
	2	unteres und oberes	200	40
	2,5	unteres und oberes	240	50
$\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$, $d_{50,3} = 0,65 \text{ mm}$	0,5	nur unteres	-	-
	0,75	nur unteres	-	-
	1	nur unteres	-	-
	1,5	nur unteres	-	-
	2	nur unteres	-	-
	2,5	nur unteres	-	-

¹³ Die Positionen des unteren Plattenpaares sind die gleichen für alle verwendeten Partikel (siehe $H_{\text{pl_bottom}}$ und $W_{\text{pl_bottom}}$ in Tabelle C1).

Tabelle C3: Positionierung der Steigplatten in der Anlage mit dem prismatischen Winkel von 80° und der Tiefe von 0,2 m.

Partikel	Bettmasse [kg]	Verwendete Plattenpaare	H_{pl_top} [mm]	W_{pl_top} [mm]
$\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$, $d_{50,3} = 1,77 \text{ mm}$	1	nur unteres ¹⁴	-	-
	1,5	nur unteres	-	-
	2.6	unteres und oberes	135	34
	3.5	unteres und oberes	160	34
	4.4	unteres und oberes	190	34

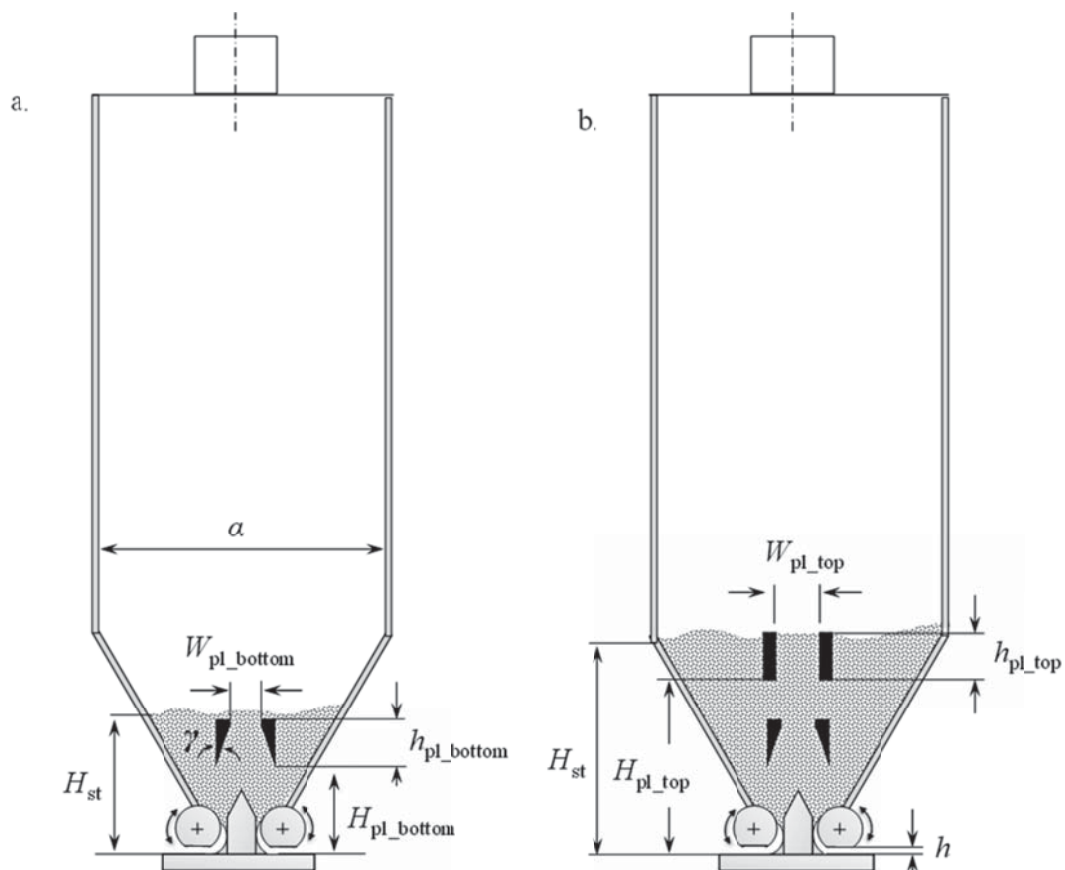


Abbildung C1: Positionierung der Steigplatten. (a) In einer "Zwei-Platten"-Anordnung, (b) in einer "Vier-Platten"-Anordnung. Die jeweiligen Abmessungen sind in Tabellen 4.1 und Tab. 4.2 spezifiziert. Modifizierte Abbildung aus Salikov u. a. (2015b).

¹⁴ Die Positionen des unteren Plattenpaares sind die gleichen für alle verwendeten Partikel (siehe H_{pl_bottom} und W_{pl_bottom} in Tabelle C1).

Literaturverzeichnis

Altzibar u. a. 2008

H. Altzibar, G. Lopez, S. Alvarez, M.J. San Jose, A. Barona, M. Olazar, *A Draft-Tube Conical Spouted Bed for Drying Fine Particles*, Dry. Technol. 26 (2008), 308-314.

Altzibar u. a. 2009

H. Altzibar, G. Lopez, R. Aguado, S. Alvarez, M.J. San Jose, M. Olazar, *Hydrodynamics of conical spouted beds using different types of internal devices*, Chem. Eng. Technol. 32 (2009), 463-469.

Altzibar u. a. 2013

H. Altzibar, G. Lopez, J. Bilbao, M. Olazar, *Minimum Spouting Velocity of Conical Spouted Beds Equipped with Draft Tubes of Different Configuration*, Ind. Eng. Chem. Res. 52 (2013), 2995-3006.

Antonyuk 2006

S. Antonyuk, *Deformations- und Bruchverhalten von kugelförmigen Granulaten bei Druck- und Stoßbeanspruchung*, Dissertation, Universität Magdeburg, Docupoint Verlag, 2006.

Antonyuk u. a. 2009

S. Antonyuk, S. Heinrich, N.G. Deen, J.A.M Kuipers, *Influence of liquid layers on energy absorption during particle impact*, Particuology 7 (2009), 245-259.

Alnaif u. a. 2012

M. Alnaif, S. Antonyuk, C.M. Hentzschel, C.S. Leopold, S. Heinrich, I. Smirnova, *A novel process for coating of silica aerogel microspheres for controlled drug release applications*, Micropor. Mesopor. Mat. 160 (2012), 167-173.

Bacelos u. a. 2007

M.S. Bacelos, M.L. Passos, J.T. Freire, *Effect of interparticle forces on the conical spouted bed behavior of wet particles with size distribution*, Powder Technol. 174 (2007), 114-126.

Bao u. a. 2011

X. Bao, W. Du, J. Xu, *Computational Fluid Dynamic Modeling of Spouted Beds*, in N. Epstein, J.R. Grace (Hrsg.), *Spouted and Spout-fluid Beds: Fundamentals and Applications*, Cambridge University Press, Cambridge, 2011, 57-81.

Bao u. a. 2013

X. Bao, W. Du, J. Xu, *An Overview on the Recent Advances in Computational Fluid Dynamics Simulation of Spouted Beds*. Can. J. Chem. Eng. 91 (2013), 1822-1836.

Beetstra u. a. 2007

R. Beetstra, M.A. van der Hoef, J.A.M. Kuipers, *Drag force of intermediate Reynolds number flow past mono- and bidisperse arrays of spheres*. AIChE Journal. 53 (2007), 489-501.

Bi 2011

X. Bi, *Initiation of Spouting*, in N. Epstein, J.R. Grace (Hrsg.), *Spouted and Spout-fluid Beds: Fundamentals and Applications*, Cambridge University Press, Cambridge, 2011, 24.

Bleek und Schouten 1993

C.M. van den Bleek, J.C. Schouten, *Deterministic chaos: a new tool in fluidized bed design and operation*. Chem. Eng. J. 53 (1993), 75-87.

Borovkova u. a. 1999

S. Borovkova, R. Burton, H. Dehling, *Consistency of the Takens estimator for the correlation dimension*, Ann. Appl. Prob. 9 (1999), 376-390.

Brandt u. a. 2013

K. Brandt, M.F.H. Wolff, V. Salikov, S. Heinrich, and G.A. Schneider, *A novel method for a multi-level hierarchical composite with brick-and-mortar structure*, Sci. Rep. 3 (2013), 2322.

Chen 2008

Z. Chen, *Hydrodynamics, Stability and Scale-Up of Slot-Rectangular Spouted Beds*, Dissertation, The University of British Columbia, Vancouver, 2008.

Clift u. a. 1978

R. Clift, J.R. Grace, M.E. Weber: *Bubbles, Drops and Particles*. In: Academic Press New York (1978).

Crüger u. a. 2016

B. Crüger, V. Salikov, S. Heinrich, S. Antonyuk, V.S. Sutkar, N.G. Deen, J.A.M. Kuipers, *Coefficient of restitution for particles impacting on wet surfaces: An improved experimental approach*. Particuology 25 (2016), 1-9.

Cundall und Strack 1979

P.A. Cundall, O.D.L. Strack, *A discrete numerical model for granular assemblies*. Geotechnique 29 (1979), 47-65.

Davis u. a. 2002

R.H. Davis, D.A. Ragerd, B.T. Good, *Elastohydrodynamic rebound of spheres from coated surfaces*. J. Fluid Mech. 468 (2002), 107-119.

Deen u. a. 2007

N.G. Deen, M. van Sint Annaland, M.A. van der Hoef, J.A.M. Kuipers, *Review of discrete particle modeling of fluidized beds*. Chem. Eng. Sci. 62 (2007), 28-44.

Dogan u. a. 2000

O.M. Dogan, L.A.P. Freitas, C.J. Lim, J.R. Grace, B. Luo, *Hydrodynamics and Stability of Slot-rectangular Spouted beds. Part I: Thin Bed*. Chem. Eng. Comm. 181 (2000), 225-242.

EDEM 2013

EDEM Solutions, *EDEM 2.5 User Guide*. Edinburgh (2013), 25, 32, 136.

Elias 2001

H.-G. Elias, *Makromoleküle. Band 2: Physikalische Strukturen und Eigenschaften*, Wiley VCH, Weinheim, 2001, 517 und 585.

Epstein und Grace 2011

N. Epstein, J.R. Grace, *Spouted and Spout-fluid Beds: Fundamentals and Applications*, Cambridge University Press, Cambridge, 2011, 5.

Ergun 1952

S. Ergun, *Fluid flow through packed columns*, Chem. Eng. Prog. 48 (1952), 89-94.

Fluent 2013

ANSYS Fluent 14.5 User's Guide, *Fluent Theory Guide: Pressure-Velocity Coupling*, 2013.

Freitag 2007

M. Freitag, *Modellierung und Analyse von Produktionssystemen mit Methoden der Nichtlinearen Dynamik*, in B. Scholz-Reiter (Hrsg.), *Informationstechnische Systeme und Organisation von Produktion und Logistik*, Gito Verlag, Berlin, 2007, 41, 42.

Freitas u. a. 2000

L.A.P. Freitas, O.M. Dogan, C.J. Lim, J.R. Grace, B. Luo, *Hydrodynamics and Stability of Slot-rectangular Spouted Beds. Part II: Increasing Bed Thickness*. Chem. Eng. Comm. 181 (2000), 243-258.

Freitas u. a. 2004

L.A.P. Freitas, O.M. Dogan, C.J. Lim, J.R. Grace, D. Bai, *Identification of Flow Regimes in Slot-Rectangular Spouted Beds using Pressure Fluctuations*. Can. J. Chem. Eng. 82 (2004), 60-73.

Fries u. a. 2013

L. Fries, S. Antonyuk, S. Heinrich, D. Dopfer, S. Palzer, *Collision dynamics in fluidised bed granulators: A DEM-CFD study*. Chem. Eng. Sci. 86 (2013), 108-123.

Geldart 1973

D. Geldart, *Types of Fluidization*, Powder Technol. 7 (1973), 285-292.

Gidaspow u. a. 1992

D. Gidaspow, R. Bezburuah, J. Ding, *Hydrodynamics of circulating fluidized beds, kinetic theory approach*. In: Fluidization 7, Proceedings of the 7th Engineering Foundation Conference on Fluidization (1992), 75-82.

Gidaspow 1994

D. Gidaspow, *Multiphase Flow and Fluidization*. Academic Press, San Diego, 1994.

Glatt 2016

<http://www.glatt.com/de/produkte/strahlschichtanlagen>, 06.08.2016

Goldschmidt u. a. 2003

M.J.V. Goldschmidt, G.G.C. Weijers, R. Boerefijn, J.A.M. Kuipers, *Discrete element modelling of fluidised bed spray granulation*. Powder Technol. 138 (2003), 39-45.

Grace and Lim 2011

J.R. Grace, C.J. Lim, *Scaleup, slot-rectangular, and multiple spouting*, in N. Epstein, J.R. Grace (Hrsg.), *Spouted and Spout-fluid Beds: Fundamentals and Applications*, Cambridge University Press, Cambridge, 2011, 283-296.

Grbavcic u. a. 2011

Z.B. Grbavcic, H. Littman, M.H. Morgan III, J.D. Paccione, *Spouted and spout-fluid beds with draft tubes*, in: N. Epstein, J.R. Grace (Hrsg.), *Spouted and Spout-fluid Beds: Fundamentals and Applications*, Cambridge University Press, Cambridge, 2011, 128-140.

Griffith 1920

A.A. Griffith, *The phenomena of rupture and flow in solids*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London, Series A 221 (1920), 163-198.

Gryczka u. a. 2008

O. Gryczka, S. Heinrich, V. Miteva, N.G. Deen, J.A.M. Kuipers, M. Jacob, L. Mörl, *Characterization of the pneumatic behavior of a novel spouted bed apparatus with two adjustable gas inlets*. Chem. Eng. Sci. 63 (2008), 791-814.

Gryczka u. a. 2009a

O. Gryczka, S. Heinrich, N.G. Deen, M. van Sint Annaland, J.A.M. Kuipers, M. Jacob, L. Mörl, *Characterization and CFD-modeling of the hydrodynamics of a prismatic spouted bed apparatus*. Chem. Eng. Sci. 64 (2009), 3352-3375.

Gryczka u. a. 2009b

O. Gryczka, S. Heinrich, N.G. Deen, J.A.M. Kuipers, L. Mörl, *Three-Dimensional Computational Fluid Dynamics Modeling of a Prismatic Spouted Bed*. Chem. Eng. Technol. 32 (2009), 470-481.

Gryczka 2009c

O. Gryczka, *Untersuchung und Modellierung der Fluidodynamik in prismatischen Strahlschichten*, Dissertation, Technische Universität Hamburg-Harburg, 2009.

Gupta und Pagalthivarthi 2006

P.K. Gupta, K.V. Pagalthivarthi, *A comparative study of the effect of model lift coefficients on particle trajectory*. Indian J. Eng. Mater. 13 (2006), 293-306.

Hattori und Takeda 1978

H. Hattori, K. Takeda, *Side-Outlet Spouted Bed with Inner Draft-Tube for Small-Sized Solid Particles*, J. Chem. Eng. Jpn. 11 (1978), 125-129.

Hertz 1882

H. Hertz, *Über die Berührung fester elastischer Körper*, J. Reine Angew. Math. 92 (1882), 156-171.

Hoffmann u. a. 2011

T. Hoffmann, A. Hailu Bedane, M. Peglow, E. Tsotsas, M. Jacob, *Particle-Gas Mass Transfer in a Spouted Bed with Adjustable Air Inlet*, Drying Technol. 29 (2011), 257-265

Hoffmann und Wolff 2014

R. Hoffmann, M. Wolff, *Intelligente Signalverarbeitung 1: Signalanalyse*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 2014, 139.

Hoomans u. a. 1996

B.P.B. Hoomans, J.A.M. Kuipers, W.J. Briels, W.P.M. van Swaaij, *Discrete particle simulation of bubble and slug formation in a two-dimensional gas-fluidised bed: a hard-sphere approach*. Chem. Eng. Sci. 51 (1996), 99-118.

Jacob 2009

M. Jacob, *ProCell technology: Modelling and application*. Powder Technol. 189 (2009), 332-342.

Jajcevic u. a. 2013

D. Jajcevic, E. Siegmund, C. Radeke, J.G. Khinast, *Large-scale CFD-DEM simulations of fluidized granular systems*. Chem. Eng. Sci. 98 (2013), 298-310.

Johnson u. a. 1971

K.L. Johnson, K. Kendall, A.D. Roberts, *Surface energy and the contact of elastic solids*. Proc. R. Soc. Lond. A. 324 (1971), 301-313.

Kafui und Thornton 2008

D.K. Kafui, C. Thornton, *Fully-3D DEM simulation of fluidised bed spray granulation using an exploratory surface energy-based spray zone concept*, Powder Technol. 184 (2008), 177-188.

Kalwar u. a. 1992

M.I. Kalwar, G.S.V. Raghavan, A.S. Mujumdar, *Spouting of Two-Dimensional Beds with Draft Plates*, Can. J. Chem. Eng. 70 (1992), 887-894.

Kalwar u. a. 1993

M.I. Kalwar, G.S.V. Raghavan and A.S. Mujumdar, *Circulation of Particles in Two-Dimensional Spouted Beds with Draft Plates*, Powder Technol. 77 (1993), 233-242.

Kawaguchi u. a. 2000

T. Kawaguchi, M. Sakamoto, T. Tanaka, Y. Tsuji, *Quasi-three-dimensional numerical simulation of spouted bed in cylinder*. Powder Technol. 109 (2000), 3-12.

Kinnebrock 2011

W. Kinnebrock, *Bedeutende Theorien des 20. Jahrhunderts: Relativitätstheorie, Kosmologie, Quantenmechanik und Chaostheorie: Relativitätstheorie, Kosmologie, Quantenmechanik und Chaostheorie*, Oldenbourg Wissenschaftsverlag, München, 2011, 121-129.

Koch und Hill 2001

D.L. Koch, R.J. Hill, *Inertial effects in suspension and porous-media flows*. Annu. Rev. Fluid Mech. 33 (2001), 619-647.

Kojouharov 2004

K. Kojouharov, *Entwicklung einer neuen Anströmeinrichtung für Strahlschichten*, Dissertation, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg, 2004.

Leu und Pan 2004

L. Leu, R-S. Pan, *Pressure Fluctuations in Jet Spouted Beds*, Can. J. Chem. Eng. 82 (2004), 1044-1047.

Limtrakul u. a. 2004

S. Limtrakul, A. Boonsrirat, T. Vatanatham, *DEM modeling and simulation of a catalytic gas-solid fluidized bed reactor: a spouted bed as a case study*. Chem. Eng. Sci. 59 (2004), 5225-5231.

Link u. a. 2005

J.M. Link, L.A. Cuypers, N.G. Deen, J.A.M. Kuipers, *Flow regimes in a spout-fluid bed: a combined experimental and simulation study*. Chem. Eng. Sci. 60 (2005), 3425-3442.

Link u. a. 2007

J.M. Link, W. Godlieb, N.G. Deen, J.A.M. Kuipers, *Discrete element study of granulation in a spout-fluidized bed*. Chem. Eng. Sci. 62 (2007), 195-207.

Liu u. a. 2008

G.Q. Liu, S.Q. Li, X.L. Zhao, Q. Yao, *Experimental studies of particle flow dynamics in a two-dimensional spouted bed*. Chem. Eng. Sci. 63 (2008), 1131-1141.

Liu u. a. 2015

M. Liu, Y. Wen, R. Liu, B. Liu, Y. Shao, *Investigation of fluidization behavior of high density particle in spouted bed using CFD-DEM coupling method*. Powder Technol. 280 (2015), 72-82.

Lorenz 1997

A. Lorenz, C. Tuozzolo, M.Y. Louge, *Measurements of impact properties of small, nearly spherical particles*, Exp. Mech. 37 (1997), 292-298.

Luo u. a. 2004

B. Luo, C.J. Lim, L.A.P. Freitas, J.R. Grace, *Flow Characteristics in Slot-Rectangular Spouted Beds with Draft Plates*, Can. J. Chem. Eng. 82 (2004), 83-88.

- Maretto u. a. (2009)
R.N. Marreto, M.P.G. Peixoto, C.C.C. Teixeira, L.A.P. Freitas, *Analysis of Pressure Fluctuations During Water Evaporation in Spouted Bed*, Can. J. Chem. Eng. 87 (2009), 386-393.
- Mathur und Gishler (1954)
K.B. Mathur, P.E. Gishler, *Method of contacting solid particles with fluids*, US Patent US2786280 A, 1954.
- Mathur und Gishler (1955a)
K.B. Mathur, P.E. Gishler, *A technique for contacting gases with coarse solid particles*. A.I.Ch.E.J. 1 (1955), 157-164.
- Mathur und Gishler (1955b)
K.B. Mathur, P.E. Gishler, *A study of the application of the spouted bed technique to wheat drying*. J. Appl. Chem. 5 (1955), 624-636.
- Mathur und Epstein 1974
K. Mathur, N. Epstein, *Spouted Beds*, Academic Press, New York, 1974, 6-9, 112-120 und 260.
- Matlab 2010
<http://de.mathworks.com/help/matlab/ref/fft.html>, 12.10.2015
- Markowski und Kaminski 1983
A. Markowski, W. Kaminski, *Hydrodynamic characteristics of jet-spouted beds*. Can. J. Chem. Eng. 61 (1983), 377-381.
- Mei 1992
R. Mei, *An approximate expression for the shear lift force on a spherical particle at finite Reynolds number*, Int. J. Multiphase Flow 18 (1992), 145-147.
- Mikami u. a. 1998
T. Mikami, H. Kamiya, M. Horio, *Numerical simulation of cohesive powder behavior in a fluidized bed*, Chem. Eng. Sci. 53 (1998), 1927-1940.
- Mindlin 1949
R.D. Mindlin, *Compliance of Elastic Bodies in Contact*. J. Appl. Mech. 16 (1949), 259-268.
- Mitev 1979
D.T. Mitev, *Theoretische und experimentelle Untersuchung der Hydrodynamik, des Wärme- und Stoffüberganges in Strahlschichtapparaten*, Habilitation, LTI Leningrad, 1979, in Russisch.
- Mohs u. a. 2009
G. Mohs, O. Gryczka, S. Heinrich, L. Mörl, *Magnetic monitoring of a single particle in a prismatic spouted bed*, Chem. Eng. Sci. 64 (2009), 4811-4825.

Mörl u. a. 2001

L. Mörl, G. Krüger, S. Heinrich, M. Ihlow, E. Jordanova, *Steuerbare Gasanströmeinrichtung für Strahlschichtapparate*, Deutsches Patent 10004939.7, 2001. Patenteigner: Glatt Ingenieurtechnik GmbH.

Mujumdar 1984

A.S. Mujumdar, *Spouted bed technology – a brief review*, in Drying '84, Hemisphere, New York, 1984, 151-157.

Nagahashi u. a. 2006

Y. Nagahashi, J.R. Grace, N. Epstein, Y. Asako, D.H. Lee, A. Yokogawa, *Spouting Enhancement by Addition of Small Quantities of Liquid to Large-Particle Gas-Spouted Beds*. Can. J. Chem. Eng. (2006), 527-531.

Olazar u. a. 2011

M. Olazar, M.J. San Jose, J. Bilbao, *Conical Spouted Beds*, in: N. Epstein, J.R. Grace (Hrsg.), *Spouted and Spout-fluid Beds: Fundamentals and Applications*, Cambridge University Press, Cambridge, 2011, 82-104.

Oliveira u. a. 2008

W.P. Oliveira, C.R.F. Souza, C.J. Lim, J.R. Grace, *Evaluation of Flow Regimes in a Semi-Cylindrical Spouted Bed through Statistical, Mutual Information, Spectral and Hurst's Analysis*, Can. J. Chem. Eng. 86 (2008), 582-597.

Oliveira u. a. 2009

W.P. Oliveira, C.R.F. Souza, C.J. Lim, J. R. Grace, *Identification of the State of a Wet Spouted Bed Through Time-Frequency Analysis of Pressure Fluctuation Time Series*. Can. J. Chem. Eng. 87 (2009), 289-297.

Passos u. a. 1993

M.L. Passos, A.S. Mujumdar, V.S.G. Raghavan, *Prediction of the maximum spoutable bed height in two-dimensional spouted beds*. Powder Technol. 74 (1993), 97-105.

Passos und Mujumdar 2000

M.L. Passos, A.S. Mujumdar, *Effect of cohesive forces on fluidized and spouted beds of wet particles*. Powder Technol. 110 (2000), 222-238

Pepiot und Desjardins 2012

P. Pepiot, O. Desjardins, *Numerical analysis of the dynamics of two- and three-dimensional fluidized bed reactors using an Euler-Lagrange approach*. Powder Technol. 220 (2012), 104-121.

Piskova und Mörl 2008

E. Piskova, L. Mörl, *Characterization of spouted bed regimes using pressure fluctuation signals*. Chem. Eng. Sci. 63 (2008), 2307-2316.

Publio und Oliveira 2004

M.C.P. Publio and W.P. Oliveira, *Effect of the Equipment Configuration and Operating Conditions on Process Performance and on Physical Characteristics of the Product During Coating in Spouted Bed*, Can. J. Chem. Eng. 82 (2004), 122-133

Qiu u. a. 2016.

K. Qiu, C. Hu, S. Yang, K. Luo, K. Zhang, J. Fan, *Computational evaluation of depth effect on the hydrodynamics of slot-rectangular spouted bed*. Powder Technol. 287 (2016), 51-60.

Olazar u. a. 1992

M. Olazar, M.J. san Jose, A.T. Aguayo, J.M. Arandes, J. Bilbao, *Stable Operation Conditions for Gas-Solid Contact Regimes in Conical Spouted Beds*. Ind. Eng. Chem. Res. 31 (1992), 1784-1791.

Ren u. a. 2012

B. Ren, Y. Shao, W. Zhong, B. Jin, Z. Yuan, Y. Lu, *Investigation of mixing behaviors in a spouted bed with different density particles using discrete element method*. Powder Technol. 222 (2012), 85-94.

Ren u. a. 2013

B. Ren, W. Zhong, B. Jin, Y. Shao, Z. Yuan, *Numerical simulation on the mixing behavior of corn-shaped particles in a spouted bed*. Powder Technol. 234 (2013), 58-66.

Rocha und Taranto 2011

S.C.S. Rocha, O.P. Taranto, *Granulation and particle coating*, in: N. Epstein, J.R. Grace (Hrsg.), *Spouted and Spout-fluid Beds: Fundamentals and Applications*, Cambridge University Press, Cambridge, 2011, 222-237.

Romankov 1971

P.G. Romankov, *Drying*, in J.F. Davidson, D. Harrison (Hrsg.), *Fluidization*, Academic Press, New York, 1971, 581.

Roylance 2001

D. Roylance, *Introduction to Fracture Mechanics*, Lecture Series of Department of Materials Science and Engineering, Massachusetts Institute of Technology, 2001, 2-4.

Saidi u. a. 2015

M. Saidi, H.B. Tabrizi, J.R. Grace, C.J. Lim, G. Ahmadi, *Hydrodynamic and Mixing Characteristics of Gas-Solid Flow in a Pulsed Spouted Bed*. Ind. Eng. Chem. Res. 54 (2015), 7933-7941.

Saidi u. a. 2016

M. Saidi, Z. Wang, J.R. Grace, C.J. Lim, *Numerical and Experimental Investigation of Hydrodynamic Characteristics of a Slot-Rectangular Spouted Bed*. Can. J. Chem. Eng. 94 (2016), 332-339.

Salikov u. a. 2015a

V. Salikov, S. Antonyuk, S. Heinrich, V. S. Sutkar, N.G. Deen, J.A.M. Kuipers: *Characterization and CFD-DEM modelling of a prismatic spouted bed*, Powder Technol. 270 (2015), 622-636.

Salikov u. a. 2015b

V. Salikov, S. Heinrich, S. Antonyuk, V.S. Sutkar, N.G. Deen, J.A.M. Kuipers: *Investigations on the spouting stability in a prismatic spouted bed and apparatus optimization*, Adv. Powder Technol. 26 (2015), 718-733.

Salikov u. a. 2015c

V. Salikov, S. Heinrich, S. Antonyuk, V.S. Sutkar, N.G. Deen, J.A.M. Kuipers, *Spouting in a prismatic apparatus: a numerical and experimental evaluation*, Proceedings of 7th Int. Granulation Workshop, Sheffield, England.

Schiller und Naumann 1935

Schiller, L. ; Naumann, Z.: In: Verein Deutscher Ingenieure 77:318 (1935)

Schouten u. a. 1994a

J.C. Schouten, F. Takens, C.M. van den Bleek, *Maximum-likelihood estimation of the entropy of an attractor*. Phys. Rev. E 49 (1994), 126-129.

Schouten u. a. 1994b

C. Schouten, F. Takens, C.M. van den Bleek, *Estimation of the dimension of a noisy attractor*. Phys. Rev. E 50 (1994), 1851-1861.

Schubert u. a. 1990

H. Schubert, E. Heidenreich, F. Liepe, T. Neeße, *Mechanische Verfahrenstechnik*. Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig, 1990, 108-110.

Schuster und Just 2005

H. G. Schuster, W. Just, *Deterministic Chaos: An Introduction*, WILEY-VCH Verlag, Weinheim, 2005, 96.

Schwartz und Smith 1953

C.E. Schwartz, J.M. Smith, *Flow Distribution in Packed Beds*. Ind. Eng. Chem. 45 (1953), 1209-1218.

Sutkar u. a. 2013a

V.S. Sutkar, N.G. Deen, J.A.M. Kuipers, *Spout fluidized beds: Recent advances in experimental and numerical studies*, Chem. Eng. Sci. 86 (2013), 124-136.

Sutkar u. a. 2013b

V.S. Sutkar, T.J.K. van Hunsel, N.G. Deen, V. Salikov, S. Antonyuk, S. Heinrich, J.A.M. Kuipers, *Experimental investigations of a pseudo-2D spout fluidized bed with draft plates*, Chem. Eng. Sci. 102 (2013), 524-543.

Sutkar u. a. 2013c

V.S. Sutkar, N.G. Deen, B. Mohan, V. Salikov, S. Antonyuk, S. Heinrich, J.A.M. Kuipers, *Numerical investigations of a pseudo-2D spout fluidized bed with draft plates using a scaled discrete particle model*, Chem. Eng. Sci. 104 (2013), 790-807.

Swasdisevi u. a. 2004

T. Swasdisevi, W. Tanthapanichakoon, T. Charinpanitkul, T. Kawaguchi, T. Tanaka, Y. Tsuji, *Investigation of fluid and coarse-particle dynamics in a two-dimensional spouted bed*. Chem. Eng. Technol. 27 (2004), 971-981.

Takens 1981

F. Takens, *Detecting strange attractors in turbulence*, in D.A. Rand, L.-S. Young (Hrsg.), *Lecture Notes in Mathematics, Vol. 898: Dynamical Systems and Turbulence*, Springer, 366-381.

Takeuchi u. a. 2004

S. Takeuchi, S. Wang, M. Rhodes, *Discrete element simulation of a flat-bottomed spouted bed in the 3-D cylindrical coordinate system*. Chem. Eng. Sci. 59 (2004), 3495-3504.

Tsuji u. a. 1992

Y. Tsuji, T. Tanaka, T. Ishida, *Lagrangian numerical simulation of plug flow of cohesionless particles in a horizontal pipe*. Powder Technol. 71 (1992), 239-250.

Tsuji u. a. 1993

Y. Tsuji, T. Kawaguchi, T. Tanaka: *Discrete particle simulation of 2-dimensional fluidized bed*, Powder Technol. 77 (1993), 79-87.

van Buijtenen u.a. 2009

M.S. van Buijtenen, N.G. Deen, S. Heinrich, S. Antonyuk, J.A.M. Kuipers, *A Discrete Element Study of Wet Particle-Particle Interaction During Granulation in a Spout Fluidized Bed*. Can. J. Chem. Eng. 87 (2009), 308-317.

van der Hoef u. a. 2005

M.A. van der Hoef, R. Beestra, J.A.M. Kuipers, *Lattice Boltzmann simulations of low-Reynolds-number flow past mono- and bidisperse arrays of spheres: results for the permeability and drag force*. J. Fluid Mech. 528 (2005), 233-254.

Vojta und Vojta 2013

G. Vojta, M. Vojta, *Teubner-Taschenbuch der statistischen Physik*, Springer-Verlag, 2013, 442, 443.

Wang u. a. 2016

Z. Wang, M. Saidi, C. J. Lim, J.R. Grace, H. B. Tabrizi, Z. Chen, Y. Li, *Comparison of DEM simulation and experiments in a dual-column slot-rectangular spouted bed with a suspended partition*. Chem. Eng. J. 290 (2016), 63-73.

Wen und Yu 1966

Y.C. Wen, Y.H. Yu, *Mechanics of Fluidization*. Chem. Eng. Prog. Symposium Series 62 (1966), 100-111.

Willert und Gharib 1991

C.E. Willert, M. Gharib: *Digital particle image velocimetry*, Exp. Fluids 10 (1991), 181-193.

Wolff u. a. 2014

M.F.H. Wolff, V. Salikov, S. Antonyuk, S. Heinrich, G.A. Schneider, *Novel, highly-filled ceramic-polymer composites synthesized by a spouted bed spray granulation process*. Comp. Sci. Tech 90 (2014), 154-159.

Xu u. a. 2014

H. Xu, W. Zhong, B. Jin, J. Wang, *Flow pattern and transition in gas-liquid-solid three phase spouted bed*. Powder Technol. 267 (2014), 18-25.

Xu u. a. 2015

H. Xu, W. Zhong, A. Yu, Z. Yuan, *Spouting Characteristics of Wet Particles in a Conical-Cylindrical Spouted Bed*. Ind. Eng. Chem. Res. 54 (2015), 9894-9902.

Yakhot und Orszag 1986

V. Yakhot, S.A. Orszag, *Renormalization Group Analysis of Turbulence. I. Basic Theory*. J. Sci. Comp. 1 (1986), 3-51.

Zhao u. a. 2008

X.L. Zhao, S.Q. Li, G.Q. Liu, Q. Yao, J.S. Marshall, *DEM simulation of the particle dynamics in two-dimensional spouted beds*. Powder Technol. 184 (2008), 205-213.

Zhu u. a. 2011

R.R. Zhu, W.B. Zhu, L.C. Xing, Q.Q. Sun, *DEM simulation on particle mixing in dry and wet particles spouted bed*. Powder Technol. 210 (2011), 73-81.

Publikationsliste

- [1] V. Salikov, S. Antonyuk, S. Heinrich, V.S. Sutkar, N.G. Deen, J.A.M. Kuipers: *Investigations on spouting stability in a prismatic spouted bed and apparatus optimization*, Advanced Powder Technology 26 (2015), 718-733.
- [2] V. Salikov, S. Antonyuk, S. Heinrich, V.S. Sutkar, N.G. Deen, J.A.M. Kuipers: *Characterization and CFD-DEM Modeling of a prismatic spouted bed*, Powder Technology 270 (2015), 622-636.
- [3] V. Salikov, S. Antonyuk, S. Heinrich: *Using DPM on the way to tailored prismatic spouted beds*, Chemie Ingenieur Technik 84 (2012), 388-394.
- [4] E. Eichner, V. Salikov, P. Bassen, S. Heinrich, G.A. Schneider: *Using dilute spouting for fabrication of highly filled metal-polymer composite materials*, Powder Technology 316 (2017), 426-433
- [5] B. Crüger, V. Salikov, S. Heinrich, S. Antonyuk, V.S. Sutkar, N.G. Deen, J.A.M. Kuipers: *Coefficient of restitution for particles impacting on wet surfaces: An improved experimental approach*, Particuology 25 (2016), 1-9.
- [6] V.S. Sutkar, N.G. Deen, A.V. Patil, V. Salikov, S. Antonyuk, S. Heinrich, J.A.M. Kuipers: *CFD-DEM model for coupled heat and mass transfer in a spout fluidized bed with liquid injection*, Chemical Engineering Journal 288 (2016), 185-197.
- [7] S. Schnegas, V. Salikov, S. Antonyuk, S. Heinrich, N. Rajabi, J. Müller: *Fluid paths inside a spiral-shaped microchannel: A CFD study with discussion about possible Chinese hamster ovary cell trajectories*, Microfluidics Nanofluidics, 18 (2015), 685-694.
- [8] V.S. Sutkar, N.G. Deen, V. Salikov, S. Antonyuk, S. Heinrich, J.A.M. Kuipers: *Experimental and numerical investigations of a pseudo-2D spout fluidized bed with draft plates*, Powder Technology 270 (2015), 537-547.
- [9] V.S. Sutkar, N.G. Deen, J.T. Padding, V. Salikov, B. Crüger, S. Antonyuk, S. Heinrich, J.A.M. Kuipers: *A Novel Approach to Determine Wet Restitution Coefficients Through a Unified Correlation and Energy Analysis*, AIChE 61 (2015), 769-779.
- [10] V.S. Sutkar, N.G. Deen, A.V. Patil, E.A.J.F. Peters, J.A.M. Kuipers, V. Salikov, S. Antonyuk, S. Heinrich: *Experimental study of hydrodynamics and thermal behavior of a pseudo-2D spout-fluidized bed with liquid injection*, AIChE 61 (2015), 1146-1159.
- [11] M.F.H. Wolff, V. Salikov, S. Antonyuk, S. Heinrich, G.A. Schneider: *Novel, ultra-dense ceramic-polymer composites synthesized by a spouted bed spray granulation process*, Composites Science and Technology 90 (2014), 154-159.

- [12] M.F.H. Wolff, V. Salikov, S. Antonyuk, S. Heinrich, G.A. Schneider: *Discrete-Element-Modeling of micromechanical bending tests of high-filled ceramic-polymer composite materials*, Powder Technology 248 (2013), 77-83.
- [13] K. Brandt, M. F.H. Wolff, V. Salikov, S. Heinrich, G.A. Schneider: *A novel method for a multi-level hierarchical composite with brick-and-mortar structure*, Scientific Reports 3 (2013) 2322.
- [14] V.S. Sutkar, N.G. Deen, B. Mohan, V. Salikov, S. Antonyuk, S. Heinrich, J.A.M. Kuipers: *Numerical investigations of a pseudo-2D spout fluidized bed with draft plates using a scaled discrete particle model*, Chemical Engineering Science 104 (2013), 790-807.
- [15] V.S. Sutkar, T.J.K. van Hunsel, N.G. Deen, V. Salikov, S. Antonyuk, S. Heinrich, J.A.M. Kuipers: *Experimental investigations of a pseudo-2D spout fluidized bed with draft plates*, Chemical Engineering Science 102 (2013), 524-543.
- [16] H. Özcoban, V. Salikov, H. Jelitto, G.A. Schneider: *Experimental crack front investigation of unpoled soft lead zirconate titanate (PZT) using the single edge V-notched beam (SEVNB) method*, Experimental Mechanics 52 (2012), 1565-1568.
- [17] K. Brandt, V. Salikov, H. Özcoban, P. Staron, A. Schreyer, L.A.S.A. Prado, K. Schulte, S. Heinrich, G.A. Schneider: *Novel ceramic-polymer composites synthesized by compaction of polymer-encapsulated TiO₂-nanoparticles*, Composites Science and Technology 72 (2011), 65-71.

Lebenslauf

Name	Salikov
Vorname	Vitalij
Geburtsdatum	28.11.1975
Geburtsort, -land	Alma-Ata, Kasachstan
10.1981 – 05.1990	Mittelschule Nr. 89, Alma-Ata (Kasachstan)
07.1990 – 05. 1994	Berufsausbildung zum Maschinenbautechniker-Mechaniker, Alma-Atauer Industriefachschule, Alma-Ata (Kasachstan)
05.1994 – 08.2000	Berufstätigkeiten als Schlosser, Mechaniker, Abteilungsleiter, Alma-Ata (Kasachstan)
08.2001 – 07.2003	Aufnahme ins Förderprogram der Otto Benecke Stiftung e.V., Abitur, Studienkolleg Hamburg
10.2003 – 05.2010	Maschinenbaustudium an der Technischen Universität Hamburg-Harburg, Abschluss: Diplomingenieur (Werkstofftechnik)
08.2008 – 01.2009	Praktikumssemester bei Lufthansa Technik AG, Hamburg
02.2009 – 02.2010	Hilfswissenschaftler, Technische Universität Hamburg-Harburg, Institut für keramische Hochleistungswerkstoffe
06.2010 – 04.2016	Wissenschaftlicher Mitarbeiter, Technische Universität Hamburg-Harburg, Institut für Feststoffverfahrenstechnik und Partikeltechnologie.





