

# Modellierung und numerische Simulation der konvektiven Trocknung von Braunkohlepartikeln in einer blasenbildenden Wirbelschicht

Philipp Wiedemann



# **Modellierung und numerische Simulation der konvektiven Trocknung von Braunkohlepartikeln in einer blasenbildenden Wirbelschicht**

Von der Fakultät für Maschinenbau, Elektro- und Energiesysteme  
der Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus–Senftenberg  
zur Erlangung des akademischen Grades eines  
Doktors der Ingenieurwissenschaften  
genehmigte

**Dissertation**

vorgelegt von

Diplom–Ingenieur (FH)

**Philipp Wiedemann**

geboren am 24.03.1988 in Bautzen

Vorsitzender: Prof. Dr.–Ing. Georg Möhlenkamp  
Gutachter: Prof. Dr.–Ing. Hans Joachim Krautz  
Gutachter: Prof. Dr.–Ing. Fabian Mauß

Tag der mündlichen Prüfung: 18.01.2019



---

# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand im Zusammenhang mit meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl Kraftwerkstechnik der Brandenburgischen Technischen Universität Cottbus–Senftenberg. Mein besonderer Dank gilt dem Inhaber des Lehrstuhls, Herrn Prof. Dr.–Ing. Hans Joachim Krautz, für die Betreuung dieser Arbeit, die von ihm gewährten Freiräume zur eigenständigen wissenschaftlichen Entfaltung sowie für die Arbeitsbedingungen, welche die Anfertigung dieser Arbeit erst ermöglichten.

Weiterhin danke ich Herrn Prof. Dr.–Ing. Fabian Mauß für die Anfertigung des Zweitgutachtens und Herrn Prof. Dr.–Ing. Georg Möhlenkamp für die Übernahme des Vorsitzes des Promotionsausschusses.

Allen Kolleginnen und Kollegen am Lehrstuhl Kraftwerkstechnik danke ich für die hervorragende Arbeitsatmosphäre und die freundschaftliche Zusammenarbeit. Hervorzuheben ist hierbei Herr Dr.–Ing. Matthias Klatt, der jederzeit ein offenes Ohr bei Problemen hatte und durch interessante Diskussionen immer wieder Anregungen zur Vertiefung der Arbeit lieferte. Weiterhin ist besonders Herr Dr.–Ing. Matthias Schreiber zu erwähnen, der mir zu Beginn meiner Forschungstätigkeit durch viele wertvolle Diskussionen einen raschen Einstieg in die Thematik ermöglichte. Für den regen und unverzichtbaren Gedankenaustausch im wissenschaftlichen Alltag danke ich weiterhin Matthias Merzsch sowie meinem Bürokollegen Christian Katzer. Des Weiteren trugen Joachim Posselt mit der Durchführung der Desorptionsmessungen an der Magnetschwebewaage, Jörg Waske mit seiner Unterstützung bei messtechnischen Fragestellungen und meine studentischen Mitarbeiter durch ihre Mithilfe bei den Experimenten wichtige Teile zu dieser Arbeit bei.

Außerdem gilt mein Dank dem Bundesministerium für Wirtschaft und Energie für die Förderung des Forschungsprojektes, in dessen Rahmen ein Teil der Arbeiten ermöglicht wurde.

Neben der wissenschaftlichen Arbeit waren das Verständnis und der Rückhalt meiner Familie unverzichtbar. Den größten Dank möchte ich meiner Frau und meinen Kindern aussprechen, die mir die Zeit und Unterstützung gegeben haben, ein solches Projekt zu vollenden.

Oberlichtenau, im Januar 2019

Philipp Wiedemann



---

# Kurzfassung

In der vorliegenden Arbeit werden die Modellierung und die numerische Simulation von Strömung, Wärme- und Stofftransport zur Abbildung eines Trocknungsprozesses von Braunkohlepartikeln in einer blasenbildenden Wirbelschicht behandelt. Hierbei wird das Euler–Euler Two Fluid Model zugrunde gelegt und die Beschreibung des Fließverhaltens der Feststoffphase mittels der Kinetic Theory of Granular Flow realisiert. Ausgehend von einem Überblick zum aktuellen Stand der Forschung wird der Bedarf nach einer geeigneten Konfiguration von Modellparametern und Submodellen hinsichtlich der Strömungsmodellierung sowie nach der Implementierung eines Trocknungsmodells abgeleitet und als Zielsetzung formuliert.

Experimentelle Voruntersuchungen an einer Wirbelschichtanlage im Labormaßstab schaffen die Datenbasis für die spätere Validierung des Modells. Dabei erfolgt zunächst eine Betrachtung einzelner Zustandspunkte von diskontinuierlichen Trocknungsprozessen, um die darin auftretenden, strömungstechnischen Veränderungen zu quantifizieren. Zur Bewertung werden die makroskopischen Eigenschaften sowie Charakteristiken meso- und mikroskaliger Strömungsstrukturen herangezogen, die sich aus der Analyse von Druckfluktuationen ergeben. Des Weiteren werden die Trocknungsverläufe mehrerer Chargen für verschiedene Betriebsparameter aufgezeichnet.

In einem ersten Untersuchungsschwerpunkt werden ausschließlich strömungsmechanische Aspekte fokussiert. Auf Basis umfangreicher Sensitivitätsanalysen zu den Einflüssen der rheologisch relevanten Parameter, der Impulsaustauschfunktion einschließlich der Partikelsphärizität und der Randbedingungen für Behälterwand und Gaseinlass, sowie durch Vergleiche mit den experimentellen Daten wird eine Parameterkonfiguration des Strömungsmodells vorgeschlagen. Die damit erzielten Ergebnisse sind insgesamt zufriedenstellend und geben die beobachteten Veränderungen im Trocknungsprozess korrekt wieder. Ursachen für bestehende Abweichungen zum Experiment werden diskutiert.

Im zweiten Untersuchungsschwerpunkt wird der gesamte Trocknungsprozess betrachtet. Hierzu werden Wärme- und Stofftransportmechanismen innerhalb des Modells berücksichtigt, wobei die eigens implementierte Trocknungskinetik auf Ebene der Partikel ansetzt. Die Einflüsse der Sphärizität und zwei verschiedener Formulierungen zur Berechnung der Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten werden untersucht. Für den favorisierten Parametersatz werden die Simulationen mit einem expliziten Vorwärtsverfahren gekoppelt, wodurch die Trocknungsverläufe auf makroskopischer Zeitskala approximiert und somit mit den experimentellen Daten verglichen werden können. Es wird gezeigt, dass das vorgeschlagene Gesamtmodell die Trocknungsverläufe bei niedrigen bis mäßigen Leerrohrgeschwindigkeiten zuverlässig abbilden kann. Auftretende Diskrepanzen werden diskutiert und weiterer Entwicklungsbedarf abgeleitet.

---

# Abstract

The present thesis deals with mathematical modeling and numerical simulation of hydrodynamics, heat and mass transfer in order to reproduce the drying process of lignite particles inside a bubbling fluidized bed. The Eulerian–Eulerian Two Fluid Model is applied and the rheological behavior of the solid phase is modeled by means of Kinetic Theory of Granular Flow. On the basis of a literature review the demand for an appropriate configuration of parameters and sub–models of the hydrodynamic model as well as for the implementation of a drying model is deduced and treated as objective of the study.

The database for validation purposes is created by preliminary experiments with a lab–scale fluidized bed apparatus. At first, several single points of a batch drying process are investigated in order to quantify the changes in the flow behavior that occur during the process. The evaluation is accomplished by macroscopic properties as well as characteristics of meso- and microscopic flow structures that are taken from analysis of pressure fluctuations. Furthermore, the drying curves of several samples are recorded at different operating conditions.

The first part of the investigation focuses on hydrodynamics exclusively. Basing on extensive sensitivity analyses for investigating the influence of rheological parameters, the drag function including the particle sphericity, the wall and inlet boundary conditions, as well as by comparison with experimental data, a suitable parameter configuration is proposed for the hydrodynamic model. The corresponding results of the simulations are satisfactory and correctly reproduce the changes of the flow. Deviations in comparison to the experiments are discussed.

Secondly, heat and mass transfer mechanisms are considered in order to describe the drying process. The implemented drying kinetics are modeled on particle scale. The numerical investigations encompass the influence of particle sphericity and two different correlations for calculating the heat and mass transfer coefficients. Subsequently, simulations with the favored parameter set are performed in combination with the explicit Euler method, which enables the approximation of the drying process on macroscopic time scale and thus comparison with the experimental data. It is shown that the proposed model is capable for reproducing the drying behavior at low and moderate superficial gas velocities. Existing discrepancies are discussed and need for further research and development is derived.



# Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	IX
Tabellenverzeichnis	XIII
Nomenklatur	XV
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Motivation und Zielstellung . . . . .	1
1.2 Grundlagen der Wirbelschichttechnik . . . . .	5
1.3 Grundlagen der Partikelrocknung . . . . .	9
<b>2 Stand der Forschung</b>	<b>15</b>
2.1 Modellierung und Simulation von Wirbelschichten . . . . .	15
2.1.1 Übersicht . . . . .	15
2.1.2 Euler–Lagrange–Ansatz . . . . .	17
2.1.3 Euler–Euler–Ansatz . . . . .	19
2.2 Simulation von Wirbelschichtrocknungsprozessen mittels Two Fluid Model	20
2.2.1 Berücksichtigung der Turbulenz . . . . .	21
2.2.2 Auflösung heterogener Strukturen . . . . .	22
2.2.3 Untersuchungen zur Strömungsmechanik . . . . .	24
2.2.4 Polydisperse Partikelkollektive . . . . .	27
2.2.5 Wärmeübertragung . . . . .	28
2.2.6 Stofftransport . . . . .	29
2.2.7 Fazit . . . . .	31
2.3 Messmethoden für Wirbelschichten . . . . .	32
2.3.1 Strömungsmechanik . . . . .	32
2.3.2 Wärme- und Stofftransport . . . . .	39
<b>3 Experimentelle Voruntersuchungen</b>	<b>41</b>
3.1 Versuchsaufbau . . . . .	41
3.2 Strömungsmechanik . . . . .	44
3.2.1 Lockerungspunkt . . . . .	44
3.2.2 Charakterisierung der Wirbelschicht . . . . .	45
3.3 Trocknungsprozess . . . . .	52
3.3.1 Chargenweise Trocknung in der Wirbelschicht . . . . .	52
3.3.2 Desorptionsmessungen mittels Magnetschwebewaage . . . . .	53
<b>4 Modellierung</b>	<b>55</b>
4.1 Bilanzgleichungen . . . . .	55
4.2 Schließungsgleichungen . . . . .	58
4.2.1 Rheologische Beschreibung der Phasen und Kinetic Theory of Granular Flow . . . . .	58
4.2.2 Impulsübertragung . . . . .	62
4.2.3 Wärmeübertragung . . . . .	67
4.2.4 Stoffübertragung . . . . .	70

4.3	Lösungsmethodik . . . . .	78
4.3.1	Punktweises Lösungsverfahren . . . . .	78
4.3.2	Rand- und Anfangsbedingungen . . . . .	79
4.3.3	Numerische Lösung . . . . .	82
4.3.4	Datenaufzeichnung und Analysemethodik . . . . .	83
<b>5</b>	<b>Numerische Untersuchungen zur Strömungsmechanik</b>	<b>85</b>
5.1	Voruntersuchungen . . . . .	85
5.1.1	Auswahl des Rechengitters . . . . .	87
5.1.2	Einfluss des Analysezeitraumes . . . . .	95
5.1.3	Einfluss numerischer Methoden . . . . .	97
5.2	Sensitivitätsanalysen zum Einfluss von Modellparametern und Submodellen	101
5.2.1	Einfluss der rheologischen Beschreibung der Feststoffphase . . . . .	102
5.2.2	Einfluss des Impulsaustauschkoeffizienten . . . . .	120
5.2.3	Einfluss der Teilschlupfrandbedingung . . . . .	125
5.2.4	Einfluss der Gaseinlassrandbedingung . . . . .	128
5.2.5	Diskussion und Wahl der Parameter . . . . .	136
5.3	Bewertung des strömungsmechanischen Modells . . . . .	141
5.3.1	Ergebnisse der Simulationen . . . . .	141
5.3.2	Diskussion der Abweichungen zwischen Simulation und Experiment	146
<b>6</b>	<b>Numerische Untersuchungen zum Trocknungsprozess</b>	<b>153</b>
6.1	Voruntersuchungen . . . . .	153
6.1.1	Anmerkungen zum Rechengitter . . . . .	154
6.1.2	Einfluss des Analysezeitraumes . . . . .	155
6.1.3	Auswahl numerischer Methoden . . . . .	158
6.2	Sensitivitätsanalysen zum Einfluss von Modellparametern . . . . .	159
6.3	Bewertung des Trocknungsmodells . . . . .	164
6.3.1	Ergebnisse der Simulationen . . . . .	164
6.3.2	Diskussion der Abweichungen zwischen Simulation und Experiment	171
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>177</b>
7.1	Zusammenfassung . . . . .	177
7.2	Ausblick . . . . .	179
	<b>Literatur</b>	<b>181</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>203</b>
A.1	Verwendete Stoffdaten . . . . .	203
A.1.1	Braunkohle . . . . .	203
A.1.2	Stickstoff . . . . .	205
A.1.3	Wasser . . . . .	206
A.2	Kalibrierung der Feuchtemessung und Replikationsexperiment . . . . .	208
A.3	Massen- und Impulstransport im Gasversorgungssystem . . . . .	209
A.4	Spezifikationen des Attraktorvergleichs . . . . .	213

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Verfahrensschema der Druckaufgeladenen Dampfwirbelschichttrocknung von Braunkohlen mit den Schnittstellen zur Anbindung an den Kraftwerksprozess. (entnommen aus [136]) . . . . .	2
1.2	Darstellung der Volumenanteile der Phasen einer Wirbelschicht oder Schüttung . . . . .	6
1.3	Charakteristische Strömungszustände in Wirbelschichten. (adaptiert nach [134] und [256]) . . . . .	7
1.4	Einteilung der Partikelklassen nach Geldart [75]. . . . .	8
1.5	Bindung des Wassers an und in Kohlepartikeln. (adaptiert nach [57]) . . .	10
1.6	Gebräuchliche Darstellungsformen von Sorptionsgleichgewichten . . . . .	11
1.7	Darstellungsformen des Trocknungsverlaufs. (adaptiert nach [134]) . . . . .	12
2.1	Druckfeld in Anwesenheit einer dreidimensionalen Blase gemäß dem Davidson-Modell. (adaptiert nach [139]) . . . . .	36
3.1	Schematische Darstellung der Versuchsanordnung . . . . .	41
3.2	Partikelgrößenverteilung der Kohle bei verschiedenen Wassergehalten . . .	43
3.3	Messergebnisse des Druckverlusts und Expansionsverhaltens der Wirbelschicht in Abhängigkeit von Feststofffeuchte und Leerrohrgeschwindigkeit .	45
3.4	Mehrskalenanalyse: Hurst-Analyse der Subsignale eines ausgewählten Versuchspunkts ( $X_s = 0.46$ , $v_0 = 0.32 \text{ m/s}$ ) und Fraktale Dimensionen aller experimentellen Versuche . . . . .	47
3.5	Amplitudenspektren der Druckfluktuationen für fünf Versuchspunkte des Trocknungsverlaufs bei drei verschiedenen Leerrohrgeschwindigkeiten . . .	49
3.6	Dominante Frequenz der Druckfluktuationen sowie deren Amplitude in Abhängigkeit der Feststofffeuchte . . . . .	50
3.7	Spektrale Leistungsdichte der Druckfluktuationen der jeweils fünf Versuchspunkte bei drei unterschiedlichen Leerrohrgeschwindigkeiten . . . . .	51
3.8	Temperaturabhängigkeit des effektiven Diffusionskoeffizienten der Feuchtigkeit im Feststoff . . . . .	54
4.1	Vergleich der Modelle des Impulsaustauschkoeffizienten als Funktion des Feststoffvolumenanteils . . . . .	66
4.2	Vergleich der Modelle des konvektiven Wärmetransports für $Pr = 0.7$ . . .	69
4.3	Qualitativer Verlauf der Trocknungsgeschwindigkeit im zweiten Trocknungsabschnitt bei Variation des Exponenten $b$ . . . . .	76
4.4	Punktweise Approximation chargenweiser Trocknungsprozesse nach [244] .	78
4.5	Schematische Darstellung des Rechengebiets . . . . .	79
5.1	Makroskopische Eigenschaften der Wirbelschicht in Abhängigkeit der Zellgröße und Dimension des Rechengitters . . . . .	90
5.2	Momentaufnahmen der räumlichen Verteilung der Feststoffvolumenanteile bei Variation des Rechengitters . . . . .	91
5.3	Räumliche Verteilungen der zeitlich gemittelten Feststoffvolumenanteile bei Variation des Rechengitters . . . . .	91
5.4	Spektrale Leistungsdichte der Druckfluktuationen bei Simulation mit verschiedenen Rechengittern sowie der experimentellen Vergleichsreihe . . . .	92
5.5	Kolmogorov-Entropie der simulierten Druckfluktuationen bei Variation des Rechengitters . . . . .	94

5.6	Konturen der zeitlich gemittelten Feststoffkonzentrationen und Vektoren der zeitlich gemittelten Feststoffgeschwindigkeiten ( $\vec{v}_{s,\max} = 0.3 \text{ m/s}$ ) bei Variation des Analysezeitraumes . . . . .	96
5.7	Spektrale Leistungsdichte der Druckfluktuationen bei Variation der Analysezeit . . . . .	97
5.8	Vergleich von Experiment und Simulation bei Variation des Restitutionskoeffizienten. Zeitlich gemittelte Ergebnisse von Druckverlust, Wirbelschichthöhe und mittlerem Feststoffvolumenanteil der Wirbelschicht . . . . .	106
5.9	Konturen der momentanen Feststoffvolumenanteile bei Variation des Restitutionskoeffizienten (beispielhaft für $X_s = 0.46$ ) . . . . .	106
5.10	Einfluss des Restitutionskoeffizienten auf den mittleren Feststoffvolumenanteil und den Volumenanteil, in welchem Reibungsmodelle wirken . . . . .	107
5.11	Leistungsdichtespektren der Druckfluktuationen aus Experiment und Simulation unter Variation des Restitutionskoeffizienten und der Feststofffeuchte . . . . .	108
5.12	Standardabweichung der Druckfluktuationen von Experiment und Simulation unter Variation des Restitutionskoeffizienten und der Feststofffeuchte . . . . .	110
5.13	Einfluss der Packungsgrenze auf den Verlauf der radialen Verteilungsfunktion von Ogawa et al. [173] . . . . .	111
5.14	Konturen der momentanen Feststoffvolumenanteile bei Variation der Packungsgrenze und des Reibungsschwellwertes (für $X_s = 0.86$ und $e = 0.70$ ) . . . . .	112
5.15	Leistungsdichtespektren der Druckfluktuationen aus Experiment und Simulation unter Variation der Packungsgrenze, des Reibungsschwellwertes und des Restitutionskoeffizienten für den Versuchspunkt $X_s = 0.86$ . . . . .	113
5.16	Konturen der zeitlich gemittelten Feststoffvolumenanteile und Vektoren der zeitlich gemittelten Feststoffgeschwindigkeiten ( $\vec{v}_{s,\max} = 0.29 \text{ m/s}$ ) bei Variation des inneren Reibungswinkels (beispielhaft für $X_s = 0.66$ ) . . . . .	117
5.17	Leistungsdichtespektren der Druckfluktuationen aus Experiment und Simulation unter Variation des Reibungswinkels und der Feststofffeuchte . . . . .	118
5.18	Vergleich von Experiment und Simulation bei Variation des Impulsaustauschkoeffizienten. Zeitlich gemittelte Ergebnisse von Druckverlust, Wirbelschichthöhe und mittlerem Feststoffvolumenanteil der Wirbelschicht . . . . .	121
5.19	Konturen der zeitlich gemittelten Feststoffkonzentrationen und Vektoren der zeitlich gemittelten Feststoffgeschwindigkeiten ( $\vec{v}_{s,\max} = 0.33 \text{ m/s}$ ) bei Variation der Impulsaustauschfunktion (beispielhaft für $X_s = 0.46$ ) . . . . .	122
5.20	Leistungsdichtespektren der Druckfluktuationen aus Experiment und Simulation unter Variation des Impulsaustauschkoeffizienten und der Feststofffeuchte . . . . .	123
5.21	Standardabweichung der Druckfluktuationen aus Experiment und Simulation unter Variation des Impulsaustauschkoeffizienten und der Feststofffeuchte . . . . .	124
5.22	Konturen der zeitlich gemittelten Feststoffkonzentrationen bei Variation des Spekularitätskoeffizienten (beispielhaft für $X_s = 0.46$ ) . . . . .	126
5.23	Amplitudenspektren der Druckfluktuationen aus Experiment und Simulation unter Variation des Spekularitätskoeffizienten und der Feststofffeuchte . . . . .	127
5.24	Übersicht der untersuchten Einlassrandbedingungen . . . . .	131

---

5.25	Konturen der zeitlich gemittelten Feststoffkonzentrationen und Vektoren der zeitlich gemittelten Feststoffgeschwindigkeiten ( $\vec{v}_{s,\max} = 0.32 \text{ m/s}$ ) bei Variation der Einlassrandbedingung . . . . .	133
5.26	Amplitudenspektren der Druckfluktuationen aus Experiment und Simulation unter Variation der Einlassrandbedingung und der Feststofffeuchte . .	134
5.27	Einfluss von Packungsgrenze und Reibungsschwellwert auf den Verlauf des Reibungspartikeldrucks nach [115] . . . . .	139
5.28	Vergleich von Simulation und Experiment hinsichtlich zeitlich gemittelter Werte von Druckverlust, Wirbelschichthöhe und mittlerem Feststoffvolumenanteil der Wirbelschicht, jeweils im Trocknungsverlauf für drei verschiedene Leerrohrgeschwindigkeiten . . . . .	141
5.29	Amplitudenspektren von Simulation und Experiment im Trocknungsverlauf bei drei verschiedenen Leerrohrgeschwindigkeiten . . . . .	143
5.30	Vergleich von Simulation und Experiment hinsichtlich dynamischer Kennwerte, jeweils im Trocknungsverlauf für drei verschiedene Leerrohrgeschwindigkeiten . . . . .	144
5.31	Spektrale Leistungsdichte der Druckfluktuationen aus Simulation und Experiment im Trocknungsverlauf bei drei verschiedenen Leerrohrgeschwindigkeiten . . . . .	145
5.32	Ergebnisse des Attraktorvergleichs nach [52, 175] . . . . .	145
6.1	Verlauf der über Zeit und Querschnitt gemittelten Gastemperatur entlang der Höhenkoordinate . . . . .	154
6.2	Zeitliche Entwicklung des Strömungsfeldes für $X_s = 0.20$ . . . . .	156
6.3	Zeitliche Entwicklung der Trocknungsgeschwindigkeit für $X_s = 0.20$ . . . .	156
6.4	Trocknungsgeschwindigkeit und zugehörige Mittelwerte sowie Temperaturgradient in Abhängigkeit des Analysezeitraumes für $X_s = 0.95$ . . . . .	157
6.5	Mittlere relative Gasfeuchte entlang der Höhenkoordinate in Abhängigkeit des Analysezeitraumes für $X_s = 0.95$ . . . . .	158
6.6	Vergleich der Simulationsergebnisse bei Variation der Modellparameter . .	160
6.7	Verläufe der relativen Gasfeuchte und der Gastemperatur entlang der Höhenkoordinate bei Variation der Modellparameter . . . . .	161
6.8	Konturen der Feststoffvolumenanteile und relativen Gasfeuchten für die betrachteten Prozesspunkte . . . . .	163
6.9	Simulationsergebnisse von Trocknungsgeschwindigkeit und zeitlichem Temperaturgradienten im Vergleich mit den experimentellen Daten und unter Variation der Leerrohrgeschwindigkeit . . . . .	165
6.10	Rekonstruierte zeitliche Verläufe von Feststofffeuchte und Wirbelschichttemperatur im Vergleich mit den experimentellen Daten und unter Variation der Leerrohrgeschwindigkeit . . . . .	166
6.11	Simulationsergebnisse von Trocknungsgeschwindigkeit und zeitlichem Temperaturgradienten im Vergleich mit den experimentellen Daten und unter Variation der Gaseintrittstemperatur . . . . .	168
6.12	Rekonstruierte zeitliche Verläufe von Feststofffeuchte und Wirbelschichttemperatur im Vergleich mit den experimentellen Daten und unter Variation der Gaseintrittstemperatur . . . . .	168
6.13	Konturen der momentanen Feststoffvolumenanteile und momentanen relativen Gasfeuchten vergleichend für verschiedene Leerrohrgeschwindigkeiten und Feststofffeuchten . . . . .	172

A.1	Kalibrierung mittels Kontrollmessungen sowie Replikationsexperiment . . .	208
A.2	Schematische Darstellung der Charakteristiken im $x-t$ -Bereich. (adaptiert nach [118]) . . . . .	210
A.3	Wichtungsfunktion zur Druckmittelung am Düsenboden . . . . .	212
A.4	Schematische Darstellung der Attraktorrekonstruktion, vereinfacht mit einer Einbettungsdimension von drei. (adaptiert nach [175]) . . . . .	213
A.5	Schematischer Ablauf des Attraktorvergleichs. (adaptiert nach [179]) . . . .	214

# Tabellenverzeichnis

2.1	Klassifikation von Modellierungsansätzen für Gas–Feststoff–Systeme nach [97]	16
3.1	Lockerungsgeschwindigkeiten und -porositäten der Partikelklassen . . . . .	44
4.1	Justierte Parameter im Widerstandskraftmodell von Syamlal et al. [243] . .	65
5.1	Konfiguration von Submodellen und Modellparametern für die Vorunter- suchungen zur Strömungsmechanik . . . . .	85
5.2	Simulationsparameter für die Voruntersuchungen zur Strömungsmechanik .	86
5.3	Größen der untersuchten Rechengitter zur Vernetzung der Anlagengeome- trie mit $H = 250$ mm und $d = 127$ mm . . . . .	89
5.4	Übersicht einiger gewählter Anlauf- und Analysezeiträume . . . . .	95
5.5	Übersicht ausgewählter Größen bei Variation des Analysezeitraumes . . . .	96
5.6	Übersicht ausgewählter Ergebnisse bei der Variation numerischer Methoden	99
5.7	Simulationsparameter für die Sensitivitätsanalysen zu strömungsmechani- schen Modellparametern und Submodellen . . . . .	101
5.8	Parametervariationen für die Sensitivitätsanalysen zum strömungsmecha- nischen Modell . . . . .	102
5.9	Untere Grenzwerte des Restitutionskoeffizienten für TFM–KTGF–Simula- tionen aus der Literatur . . . . .	105
5.10	Vorläufige Wahl des Restitutionskoeffizienten . . . . .	110
5.11	Literaturwerte des inneren Reibungswinkels für Schüttungen aus Kohlepar- tikeln . . . . .	115
5.12	Standardabweichung der Druckfluktuationen bei Variation der Gaseinlass- randbedingung . . . . .	135
5.13	Finale Konfiguration der Submodelle und Modellparameter des strömungs- mechanischen Modells. . . . .	140
6.1	Basismodell für die Voruntersuchungen zur Simulation des Trocknungspro- zesses . . . . .	153
6.2	Simulationsparameter für die Sensitivitätsanalysen zum Trocknungsmodell	159
6.3	Einfluss von Gaseintritts- und Wirbelschichttemperatur auf die effektive Leerrohrgeschwindigkeit . . . . .	169
6.4	Abweichungen der Trocknungsdauer von Simulation zu Experiment . . . .	170





# Nomenklatur

## Formelzeichen

$A$	Fläche	$\text{m}^2$
$a$	Schallgeschwindigkeit	$\text{m/s}$
$B$	Verformungsfaktor im Zellenmodell, s. Gl. (4.46)	–
$b$	Exponent im nichtlinearen Trocknungsmodell	–
$C$	Formfaktor im Zellenmodell, s. Gl. (4.46)	–
$C_D$	Widerstandsbeiwert	–
$C_i$	Konstanten	–
$c$	Stoffmengenkonzentration	$\text{mol/m}^3$
$c_p$	spezifische isobare Wärmekapazität	$\text{J/kg K}$
$Co$	Courant-Zahl	–
$D$	Diffusionskoeffizient	$\text{m}^2/\text{s}$
$D_F$	fraktale Dimension	–
$d$	Durchmesser	$\text{m}$
$E$	kinetische Energie der Partikelfluktuationen	$\text{J}$
$e$	Restitutionskoeffizient	–
$F$	Kraft	$\text{N}$
$f$	Funktion	–
$f$	Frequenz	$\text{Hz}$
$f_s$	Abtastrate	$\text{Hz}$
$Fr$	Froude-Zahl	–
$g$	Fallbeschleunigung	$\text{m/s}^2$
$g_0$	radiale Verteilungsfunktion	–
$H$	Höhe	$\text{m}$
$H$	Hurst-Exponent	–
$h$	spezifische Enthalpie	$\text{J/kg}$
$\Delta h_W$	spezifische Verdampfungsenthalpie des Wassers	$\text{J/kg}$
$\bar{\bar{I}}$	Einheitstensor	–
$I_{2D}$	zweite Invariante des Deviators des Schergeschwindigkeits-tensors	$1/\text{s}^2$
$i$	Zählvariable	–
$J_s$	Fluktuationsenergieaustausch zwischen den Phasen	$\text{J/m}^3 \text{s}$
$j$	imaginäre Zahl ( $j = \sqrt{-1}$ )	–
$K_{ML}$	Kolmogorov-Entropie (berechnet nach [225])	$\text{bits/s}$
$k$	Koeffizient, Zählvariable	–
$k_\Theta$	Diffusionskoeffizient der Granularen Energie	$\text{J s/m}^3$
$L$	Blockanzahl (Welch-Methode)	–
$l$	Länge	$\text{m}$
$M$	molare Masse	$\text{kg/mol}$
$m$	Masse	$\text{kg}$
$\dot{m}$	Massenstrom	$\text{kg/m}^3 \text{s}$
$\hat{m}$	Massenstromdichte	$\text{kg/m}^2 \text{s}$
$N$	Blocklänge der DFT	–
$n$	Stoffmenge	$\text{mol}$
$\hat{n}$	Stoffmengenstromdichte	$\text{mol/m}^2 \text{s}$

$Nu$	Nußelt-Zahl	—
$P$	Druckamplitude im Frequenzbereich	Pa
$P_{xx}$	spektrale Leistungsdichte des Drucks	Pa <sup>2</sup> /Hz
$p$	Druck	Pa
$Pr$	Prandtl-Zahl	—
$\dot{Q}$	Wärmestrom	W
$q_3$	Massenverteilungsdichte	1/m
$R$	Radius	m
$R^*$	universelle (molare) Gaskonstante	J/mol K
$R_i$	spezifische Gaskonstante des Stoffes $i$	J/kg K
$R_v$	Parameter im Syamlal-Modell, s. Gl. (4.38)	—
$R/S$	Rescaled Range	—
$r$	Radialkoordinate	m
$Re$	Reynolds-Zahl	—
$S$	S-Statistik nach [52]	—
$s$	Ordnungszahl der Spektrallinien	—
$Sc$	Schmidt-Zahl	—
$Sh$	Sherwood-Zahl	—
$T$	Temperatur	K
$t$	Zeit	s
$V$	Volumen	m <sup>3</sup>
$\dot{V}_{g,N}$	Gasvolumenstrom im Normzustand	Norm m <sup>3</sup> /s
$v$	Strömungsgeschwindigkeit	m/s
$W$	Fensterfunktion der DFT	—
$w$	Wassergehalt, s. Gl. (1.8)	(kg <sub>w</sub> /kg <sub>ges</sub> )
$X$	Feuchte, s. Gl. (1.7)	(kg <sub>w</sub> /kg <sub>tr</sub> )
$x, y, z$	kartesische Koordinaten	m
$\alpha$	Wärmeübergangskoeffizient	W/m <sup>2</sup> K
$\beta$	Stoffübergangskoeffizient	m/s
$\Gamma$	Energiebarriere	J/mol
$\gamma_s$	Dissipation der Granularen Energie	J/m <sup>3</sup> s
$\delta$	Grenzschichtdicke	m
$\varepsilon$	Volumenanteil	(m <sup>3</sup> <sub><math>i</math></sub> /m <sup>3</sup> <sub>ges</sub> )
$\varepsilon_{s,max}$	Packungsgrenze	(m <sup>3</sup> <sub><math>s</math></sub> /m <sup>3</sup> <sub>ges</sub> )
$\varepsilon_{s,r,min}$	Reibungsschwellwert	(m <sup>3</sup> <sub><math>s</math></sub> /m <sup>3</sup> <sub>ges</sub> )
$\zeta$	Impulsaustauschkoeffizient	kg/m <sup>3</sup> s
$\eta$	dynamische Viskosität	kg/m s
$\Theta$	Granulare Temperatur	m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup>
$\theta$	Polarwinkel	°
$\vartheta$	Temperatur	°C
$\kappa$	Konstante in Gl. (4.21)	—
$\lambda$	Wärmeleitfähigkeit	W/m K
$\nu$	Konstante in Gl. (4.21)	—
$\xi$	Volumenviskosität	kg/m s
$\varrho$	Dichte	kg/m <sup>3</sup>
$\sigma$	Normalspannung	N/m <sup>2</sup>
$\tau$	Teilsignallänge (Hurst-Analyse), Verzögerungszeit	s

$\tau$	Schubspannung	$\text{N/m}^2$
$\bar{\tau}$	viskoser Spannungstensor	$\text{N/m}^2$
$\Upsilon$	Parameter in Gl. (4.21)	$\text{N/m}^2$
$\Phi$	Azimutwinkel	$^\circ$
$\phi$	Sphärizität	—
$\phi^*$	Spekularitätskoeffizient	—
$\varphi$	relative Feuchte	—
$\varphi^*$	Winkel innerer Reibung	$^\circ$
$\Psi$	Stoffmengenanteil	$(\text{mol}_i/\text{mol}_{\text{ges}})$
$\omega$	Parameter im Zellenmodell, s. Gl. (4.44)	—

## Indizes

0	Leerrohr, Filmoberfläche, Anfang
2d	zweidimensional
I	erster Trocknungsabschnitt
II	zweiter Trocknungsabschnitt
A	Auftrieb
ab	abgeführt
b	Blase
ch	charakteristisch
D	Wasserdampf
d	dominant
DB	Düsenboden
diff	diffusiv
eff	effektiv
el	elektrisch
end	Ende
Exp	Experiment
f	Fluid
FB	Festbett, ruhende Schüttung
G	Gewicht
g	gasförmige Phase (gaseous)
gas	Gas (als reiner Stoff)
ges	gesamt
GG	Gleichgewicht
<i>i</i>	Laufindex
init	initialisiert
<i>k</i>	Laufindex
kin	kinetisch
koll	kollisionsbedingt
konv	konvektiv
krit	kritisch
LE	Luftherhitzer
m	mittlere(r)
max	maximal
mf	Lockerungspunkt (Minimalfluidisierung)

min	minimal
N <sub>2</sub>	Stickstoff
n	normal (senkrecht)
p	Partikel
pm	Partikelmaterial
r	Reibung
real	tatsächlich
ref	Referenz
s	feste Phase (solid)
sat	Sättigungszustand
sed	Sedimentation
Sim	Simulation
stat	statisch
tr	trocken
U	Umgebung
Verl	Verlust
W	Wasser
Wi	Widerstand
WS	Wirbelschicht
zu	zugeführt
zyl	Zylinder
$\delta$	Grenzschicht

### Mathematische Konventionen

.	Dezimaltrennzeichen
$a$	Skalar
$\bar{a}$	Mittelwert von $a$
$a'$	Schwankungsanteil von $a$
$\sigma(a)$	Standardabweichung von $a$
$f(a)$	Funktion von $a$
$a _b$	$a$ an der Stelle $b$
$\vec{a}$	Vektor
$ \vec{a} $	Betrag eines Vektors
$\bar{\bar{a}}$	Tensor zweiter Stufe (Matrix)
$\bar{\bar{a}}^T$ bzw. $\vec{a}^T$	Transponierte einer Matrix bzw. eines Vektors
$\Delta$	finite Differenz
$d$	infinitesimale Differenz
$\partial/\partial a$	partielle Ableitung nach $a$
$d/d a$	totale Ableitung nach $a$
$\vec{a} \cdot \vec{b}$	Skalarprodukt zweier Vektoren
$\vec{a} \otimes \vec{b}$	dyadisches Produkt zweier Vektoren
$\bar{\bar{a}} : \bar{\bar{b}}$	Frobenius-Skalarprodukt zweier Matrizen
$\nabla$	Gradient
$\nabla \cdot$	Divergenz
$\nabla \cdot (\nabla)$	Divergenz des Gradienten (Laplace-Operator)

**Abkürzungen**

1d, 2d, 3d	ein-, zwei-, dreidimensional
CFD	Computational Fluid Dynamics
CLC	Chemical Looping Combustion
DB	Düsenboden
(D)DWT	(Druckaufgeladene) Dampfwirbelschichttrocknung
DFT	diskrete Fourier-Transformation
DIN	Deutsches Institut für Normung
DNS	Direct Numerical Simulation
DPM	(nicht aufgelöstes) Discrete Particle Model
(D)QMOM	(Direct) Quadrature Method of Moments
EMMS	Energy-Minimization Multi-Scale
Exp.	Experiment
FCC	Fluid Catalytic Cracking
FFT	schnelle Fourier-Transformation
FVM	Finite-Volumen-Methode
GGCB	Green-Gauß Cell-Based
GGNB	Green-Gauß Node-Based
IAPWS-IF97	International Association for the Properties of Water and Steam: Industrial Formulation 1997
IBM	Immersed Boundary Method
konst.	konstant
KTGF	Kinetic Theory of Granular Flow
LES	Large Eddy Simulation
LSCB	Least-Squares Cell-Based
MFM	Multi Fluid Model
PC-SIMPLE	Phase-Coupled Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations
QUICK	Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics
RB	Randbedingung
rel. Abw.	relative Abweichung
TFM	Two Fluid Model
UDF	User Defined Function
UDS	User Defined Scalar
VS	Gasversorgungssystem



---

# 1 Einleitung

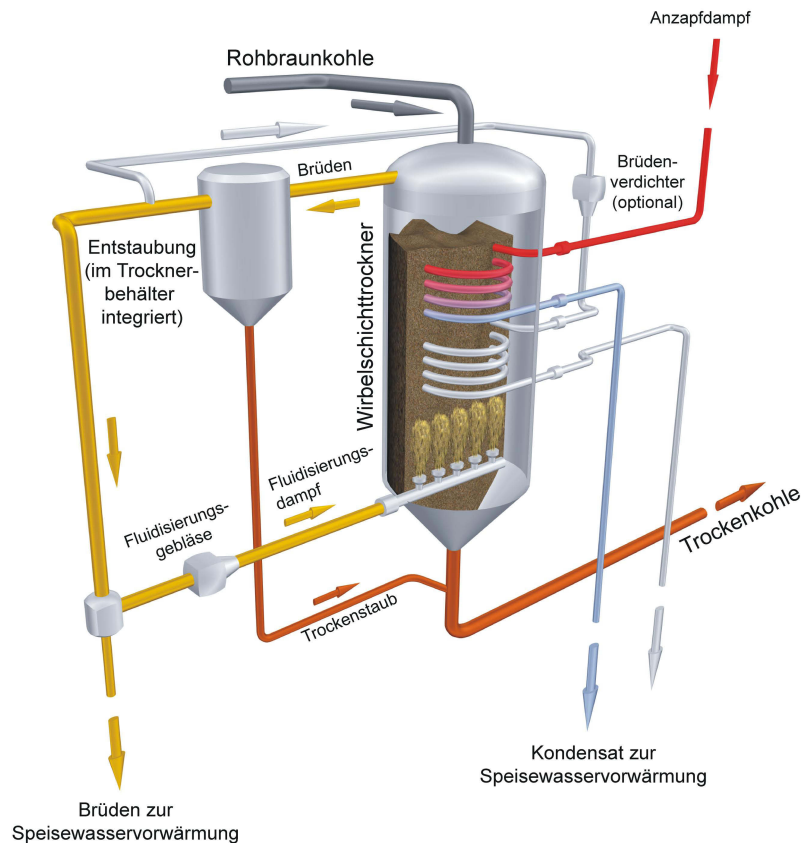
## 1.1 Motivation und Zielstellung

Durch den zunehmenden Ausbau von Anlagen zur Bereitstellung elektrischer Energie aus regenerativen Quellen und deren gemäß dem Erneuerbare-Energien-Gesetz geregelte Vorrangspeisung in das deutsche Versorgungsnetz ergeben sich für bestehende konventionelle Anlagen wachsende Anforderungen an Flexibilität und Effizienz, um die Versorgungssicherheit bei gleichzeitig wirtschaftlichem Betrieb zu gewährleisten. Um diesen Anforderungen gerecht zu werden, sind Optimierungsmaßnahmen an den bestehenden Kraftwerken unumgänglich. Für braunkohlebefeuerte Kraftwerke, welche im Jahr 2017 mit einem Anteil von 22.6% zur Bruttostromerzeugung in Deutschland beitrugen [28] und bislang in der Regel mit grubenfeuchter Rohbraunkohle versorgt werden, birgt die vorgelagerte Trocknung des Brennstoffes erhebliches Potenzial, vgl. [130]. Einerseits wird hierdurch eine Steigerung des Heizwertes erreicht, wodurch Brennstoff eingespart werden kann. Andererseits können auch Zünd- oder Stützfeuersysteme mit Trockenbraunkohle betrieben werden. Hierdurch kann der zusätzliche Einsatz kostenintensiver Brennstoffe wie Heizöl reduziert oder gar kompensiert werden, aber auch die Flexibilität der Anlage durch Absenkung der technischen Mindestlast gesteigert werden.

Zur Bereitstellung von Trockenbraunkohle existieren verschiedene Verfahren, deren Konzepte mitunter seit vielen Jahrzehnten bekannt sind. Zusammenfassende Überblicke zu den Verfahrensprinzipien sowie deren Vor- und Nachteilen sind beispielsweise in [94] und [141] zu finden, wobei in letztgenannter Literaturangabe ein detaillierter Vergleich zur Eignung der Verfahren für den großtechnischen Einsatz im Kraftwerk aufgeführt ist. Als besonders geeignet wird dort das Verfahren der Dampfwirbelschichttrocknung (DWT) angeführt, bei dem die Braunkohlepartikel innerhalb einer Wasserdampf-atmosphäre in einer blasenbildenden Wirbelschicht getrocknet werden. Die Zufuhr der dafür benötigten Wärme erfolgt über interne Heizflächen, die mit Sattedampf aus dem Wasser-Dampf-Kreislauf des Kraftwerks beaufschlagt werden, siehe Abbildung 1.1. Im Gegensatz zur konvektiven Trocknung mit Luft oder rezirkuliertem Rauchgas ergibt sich dabei die Möglichkeit, den aus den Partikeln ausgetriebenen Brüden mit vertretbarem anlagentechnischen Aufwand so zu verwenden, dass ein Teil der zur Trocknung aufgebrauchten Energie zur Nutzung im Wasser-Dampf-Kreislauf zurückgewonnen werden kann. Favorisierte Möglichkeiten hierfür sind

- die Kondensation des Brüdens zur Erzeugung von Wasserdampf, der nach einer anschließenden Verdichtung zur teilweisen Eigenbeheizung der Wirbelschichttrocknungsanlage mittels der internen Heizflächen genutzt wird,
- die Kondensation des Brüdens zur Erzeugung von Wasserdampf, der zur Verrichtung mechanischer Arbeit anschließend in einer Turbine entspannt wird, sowie
- die Nutzung der Kondensationsenthalpie innerhalb der Niederdruckvorwärmstrecke des Kraftwerksprozesses, wodurch die Anzapfmassenströme der Turbine zur regenerativen Speisewasservorwärmung teilweise substituiert werden können.

Für alle Varianten ergibt sich durch die energetische Nutzung des Brüdens eine Wirkungsgradsteigerung der Gesamtanlage. Vorteilhaft ist die Konzeption von DWT-Anlagen mit erhöhtem Systemdruck (DDWT), da hierdurch der Brüden auf einem höheren Tempe-



**Abbildung 1.1:** Verfahrensschema der Druckaufgeladenen Dampfwirbelschichttrocknung von Braunkohlen mit den Schnittstellen zur Anbindung an den Kraftwerksprozess. (entnommen aus [136])

raturniveau vorliegt, was die weitere energetische Nutzung erleichtert. Dies gilt gleichermaßen für das Kondensat des zur Beheizung der Tauchheizflächen eingesetzten Anzapfdampfes, welches dem Wasser–Dampf–Kreislauf ebenso wieder zugeführt wird.

Seit dem Beginn der Entwicklung des DWT–Verfahrens für Braunkohle um das Jahr 1980 wurden diverse Testanlagen vom Technikums- bis zum Pilotmaßstab errichtet und anhand zahlreicher Untersuchungen weitere Kenntnisse über den Prozess gewonnen. Detaillierte Ausführungen zur Entwicklungsgeschichte bieten beispielsweise [94] und [141]. Trotz des mittlerweile hohen Entwicklungsstands der Technologie scheint eine Realisierung weiterer Anlagen im großtechnischen Maßstab in Deutschland aufgrund der aktuellen gesellschafts-politischen Rahmenbedingungen jedoch nicht möglich. Die Bedeutung der Technologie für den globalen Klima- und Ressourcenschutz wird allerdings im internationalen Kontext — vor allem mit Blick auf Entwicklungs- und Schwellenländer, aber auch einige Industrieländer, welche an der konventionellen Bereitstellung elektrischer Energie mittels Braunkohlefeuerung festhalten — deutlich. Dies ist dadurch begründet, dass mit der Wirkungsgradsteigerung beim Einsatz der (D)DWT–Technologie im Kraftwerksprozess eine Erhöhung des Brennstoffausnutzungsgrades einhergeht, wodurch die spezifischen Emissionen der Elektroenergiebereitstellung gesenkt werden, vgl. [239]. Neben der Möglichkeit einer nachträglichen Implementierung von (D)DWT–Anlagen für Bestandskraftwerke, bei denen nur ein begrenzter Teil des Gesamtbrennstoffmassenstromes vorgetrocknet werden kann, generiert die Konzeption neuer Kraftwerksblöcke auf Basis einer reinen Trockenbraunkohlefeuerung, ggf. auch unter gleichzeitiger Steigerung der Frischdampfparameter, erhebliche Potenziale für eine Reduktion der Emission klimaschädlicher Treibhausgase.



Durch die Realisierung derartiger moderner Konzepte als Ersatzneubau für ineffiziente Altanlagen kann ein Beitrag zum Erreichen der globalen Klimaschutzziele geleistet werden. Auch mit Bezug auf die potenzielle Realisierung einer  $\text{CO}_2$ -Sequestrierung im Rahmen von Carbon Dioxide Capture & Storage Konzepten stellt die Einbeziehung der (D)DWT-Technologie im Kraftwerksprozess aus ingenieurtechnischer Sicht eine Notwendigkeit dar. Dies betrifft nicht nur die teilweise Kompensation der Wirkungsgradverluste durch den erhöhten Eigenbedarf, sondern auch die Reduktion des brennstoffbedingten Anteils an Wasserdampf im Rauchgas, wodurch der anlagentechnische Aufwand zur Rauchgasbehandlung verkleinert werden kann.

Im Zusammenhang mit der stetigen Weiterentwicklung des (D)DWT-Verfahrens wurden neben der Klärung vielzähliger anwendungsbezogener Fragestellungen auch umfangreiche Grundlagenuntersuchungen durchgeführt, wodurch bereits ein vertieftes theoretisches Verständnis für die Teilprozesse des Verfahrens und ihr Zusammenwirken entwickelt werden konnte. Letzteres stellt eine wesentliche Voraussetzung zur weiteren Optimierung des Verfahrens sowohl für bestehende als auch für zukünftige Anlagen dar. Dennoch basieren Auslegungsrechnungen in der Praxis — auch für vielzählige andere verfahrenstechnische Prozesse — nicht nur in der Entwurfsphase maßgeblich auf althergebrachten, empirischen Korrelationen, wodurch neuere Erkenntnisse nicht oder nur in stark begrenztem Umfang einfließen. Durch die enorme Entwicklung der kommerziell verfügbaren Rechentchnik ist im Bereich der Energie- und Verfahrenstechnik in den letzten Jahrzehnten eine zunehmende Etablierung der numerischen Strömungssimulation (Computational Fluid Dynamics, CFD) als unterstützende Methode zu beobachten. Mit ihrer Hilfe können Einflüsse konstruktiver Details auf die zumeist komplexen Strömungsphänomene, welche ggf. auch mit Wärme- und Stofftransportprozessen gekoppelt sind, vorab analysiert werden. Entscheidende Vorteile einer simulationsgestützten Auslegung liegen gegenüber den sonst zusätzlich nötigen Experimentalstudien in einer höheren Kosteneffizienz und einem geringeren Zeitaufwand — insbesondere bei Berücksichtigung der industriell relevanten Betriebsparameter und Anlagengrößen. Voraussetzung ist allerdings die Verfügbarkeit zuverlässiger Programme, auf deren Basis die Anwender Simulationsstudien durchführen und die entsprechenden Schlussfolgerungen ableiten können. Zwar basieren die für Ingenieuranwendungen herangezogenen Codes üblicherweise auf der Finiten-Volumen-Methode (FVM), wodurch seitens des Lösungsverfahrens per Definition die Konservativität garantiert ist (vgl. [69]), jedoch stellt vor allem die Modellierung — gerade mit Bezug auf die in der Verfahrenstechnik häufig anzutreffenden Mehrphasenströmungen, bei denen komplexe Interaktionen von Prozessen verschiedener Raum- und Zeitskalen auftreten — eine große Herausforderung dar. Derzeit existiert kein universell einsetzbares Modell, welches alle relevanten Raum- und Zeitskalen unter vertretbarem Rechenaufwand innerhalb einer Simulation abbilden kann. Daher ist stets eine Beschränkung auf einen ausgewählten Bereich erforderlich, woraus ein Konflikt zwischen dem abbildbaren Anlagenmaßstab und der Genauigkeit der Vorhersagen resultiert, vgl. [56, 97].

Speziell für die Simulation von Gas-Feststoff-Strömungen sind verschiedene Modellierungsansätze bekannt, auf die in Abschnitt 2.1 näher eingegangen wird. Für das sogenannte Two Fluid Model, welches zur Abbildung von Wirbelschichtprozessen im technisch relevanten Maßstab großes Potenzial besitzt, wurden bereits umfangreiche Entwicklungsarbeiten geleistet. Die hohe Entwicklungsgeschwindigkeit basiert vor allem auf dem großen Interesse in diversen Industriezweigen (z. B. chemische Industrie, Energie- und Verfahrenstechnik, Pharmazie und Lebensmitteltechnik), deren unterschiedliche Wirbel-

schichtenanwendungen durch die zugrunde liegenden, physikalischen Prozesse geeint sind. Trotz vieler Gemeinsamkeiten existieren zwischen den jeweiligen Prozessen allerdings auch wesentliche Unterschiede, die bislang nicht durch ein übergeordnetes Gesamtmodell erfasst werden können und somit nach [83] für jeden speziellen Anwendungsfall separate Forschungstätigkeiten mit einer Prüfung der Simulationsergebnisse anhand experimenteller Vergleichsdaten erfordern. Mit Blick auf die numerische Strömungssimulation des (D)DWT-Prozesses stellen insbesondere die charakteristischen Eigenschaften der Braunkohlepartikel eine Herausforderung dar, da diese mitunter deutlich von den Grundannahmen einiger Submodelle dieses Modellierungsansatzes abweichen. Schreiber zeigte in seiner Dissertation [226] auf Basis von umfangreichen Sensitivitätsanalysen und Vergleichen mit experimentellen Daten, dass die Abbildung einer blasenbildenden Wirbelschicht aus trockenen Braunkohlepartikeln mit dem Two Fluid Model bei der Wahl entsprechender Modellparameter und Submodelle generell möglich ist. Er validierte seine Simulationen anhand von Größe und Aufstiegsgeschwindigkeit der Gasblasen und konnte je nach Betriebsparametern zufriedenstellende bis gute Übereinstimmung mit den Experimenten erzielen. Weiterhin wurden in [226] bereits Untersuchungen zur Abbildung der Wärmeübertragung zwischen internen Heizflächen und der Wirbelschicht durchgeführt. Aufbauend auf den Erkenntnissen von Schreiber [226] verfolgt die vorliegende Arbeit das Ziel, das von ihm vorgeschlagene Modell in der Art zu modifizieren und zu erweitern, sodass folgende zusätzliche Aspekte innerhalb der Simulationen berücksichtigt werden können.

- Die Partikeleigenschaften unterliegen im Trocknungsprozess teilweise starken Veränderungen, woraus ein signifikanter Einfluss auf die Ausbildung der Wirbelschichtströmung resultiert. Dieser soll im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstmalig mittels Two Fluid Model Simulationen untersucht und erfasst werden. Dazu erfolgt einerseits die zweckmäßige Einbeziehung der stofflichen Eigenschaften der Partikel in Abhängigkeit ihrer Feuchte. Darüber hinaus wird eine von der Partikelfeuchte abhängige Konfiguration der strömungsmechanischen Modellparameter entwickelt. Hierzu erfolgen simulationsseitige Sensitivitätsanalysen und Vergleiche mit experimentellen Daten, da eine direkte experimentelle Bestimmung der Parameter sehr aufwendig bzw. teilweise nicht möglich ist.
- Durch die Implementierung von Wärme- und Stofftransportmechanismen und eines physikalisch fundierten Modells der Trocknungskinetik soll die Berechnung des Trocknungsprozesses ermöglicht werden.

Für beide Untersuchungsschwerpunkte erfolgt die Betrachtung als diskontinuierlicher, konvektiver Trocknungsprozess in einer Stickstoffatmosphäre. Eine ausführliche Ableitung der notwendigen Entwicklungsarbeit aus dem Stand der Forschung sowie weitere Einschränkungen zur Abgrenzung der Arbeit sind in Abschnitt 2.2 gegeben.

Zur Übersicht ist die Struktur der vorliegenden Arbeit nachfolgend kurz erläutert.

- In den folgenden Abschnitten in Kapitel 1 sind wesentliche Grundlagen zur Wirbelschichttechnik und der Trocknung von Partikeln dargestellt.
- Kapitel 2 gibt einen Überblick zum aktuellen Stand der Forschung. Dabei werden zunächst die derzeit verfügbaren Methoden zur modellhaften Abbildung von Gas-Feststoff-Strömungen vorgestellt und anschließend detailliertere Ausführungen zum Einsatz des Two Fluid Models zur Simulation von Wirbelschichttrocknungsprozessen gegeben. Weiterhin folgt eine Diskussion experimenteller Methoden zur

Charakterisierung der Gas–Feststoff–Verteilung sowie des Trocknungsprozesses, auf deren Basis die Messverfahren für den experimentellen Teil ausgewählt wurden.

- Kapitel 3 fasst die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten experimentellen Voruntersuchungen zusammen. Hierbei werden der verwendete Versuchsaufbau sowie die erzielten Ergebnisse beschrieben, welche die Datenbasis für die spätere Validierung der Simulationen bilden.
- In Kapitel 4 werden die dem Modell zugrunde liegenden Bilanz- und Schließungsgleichungen dargestellt sowie Anmerkungen zu deren numerischer Lösung und der Datenaufzeichnung in den Simulationen gegeben.
- Kapitel 5 befasst sich mit Untersuchungen zu ausschließlich strömungstechnischen Aspekten der Wirbelschicht unter dem Einfluss der sich ändernden Partikelfeuchte. Nach Voruntersuchungen zur Auswahl eines geeigneten Rechengitters, Analysezeitraumes und numerischer Methoden werden hier umfangreiche Sensitivitätsanalysen dargestellt, auf deren Basis die abschließende Konfiguration von Modellparametern und Submodellen erfolgt. Die unter Nutzung dieser Konfiguration erzielten Simulationsergebnisse werden mit den experimentellen Daten verglichen und Abweichungen diskutiert.
- Das optimierte, strömungsmechanische Modell wird in Kapitel 6 als Basis für die Simulation des Trocknungsprozesses genutzt. Nach einigen Vorbetrachtungen werden ebenfalls Sensitivitätsanalysen für ausgewählte Modellparameter des Wärme- und Stofftransportes durchgeführt. Unter Nutzung des entwickelten Gesamtmodells werden Trocknungsverläufe von Braunkohle–Wirbelschichten simuliert und den experimentellen Daten gegenübergestellt. Abschließend erfolgt eine Bewertung des Modells.
- Kapitel 7 fasst die Erkenntnisse dieser Arbeit zusammen und gibt einen Ausblick auf weiteren Forschungsbedarf.

Teile dieser Arbeit wurden bereits in [135] veröffentlicht.

## 1.2 Grundlagen der Wirbelschichttechnik

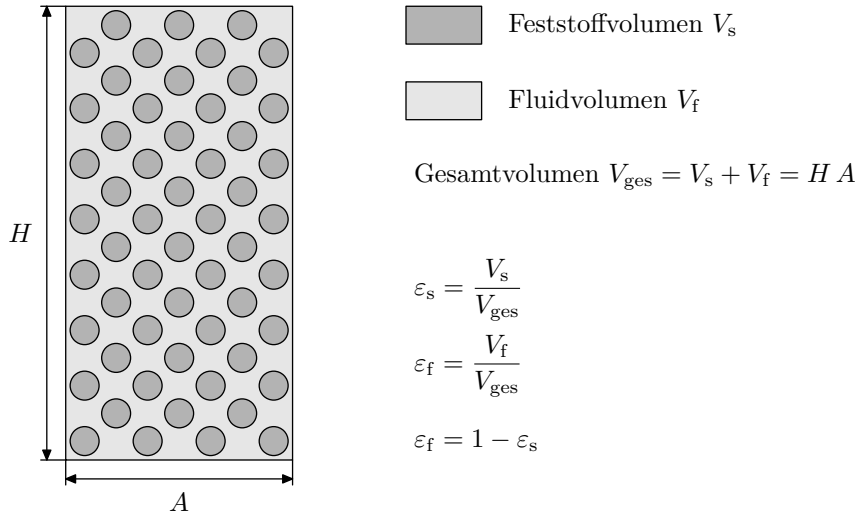
Als Wirbelschicht bezeichnet man allgemein ein Mehrphasensystem, in dem eine Schüttung von Feststoffpartikeln durch ein aufwärts strömendes Fluid entgegen der Gravitation suspendiert wird. Die Partikel befinden sich im zeitlichen Mittel in einem Schwebезustand, weshalb das System aus Feststoff und Fluid flüssigkeitsähnliche Eigenschaften aufweist. Man spricht daher auch von einer Fluidisierung der Partikel. [160]

Der Schwebезustand der Partikel in einer Wirbelschicht wird durch das Gleichgewicht von der um den Auftrieb verminderten Gewichtskraft der Partikel und der bei deren Umströmung durch das Fluid auf sie ausgeübten Widerstandskraft beschrieben:

$$\vec{F}_{Wi} = \vec{F}_G - \vec{F}_A \quad (1.1)$$

Unter Einführung des Volumenanteils des Feststoffes  $\varepsilon_s$  gemäß Abbildung 1.2 erhält man für einen Apparat der konstanten Querschnittsfläche  $A$  Gleichung (1.2).

$$\frac{\vec{F}_{Wi}}{A} = \frac{\vec{F}_G - \vec{F}_A}{A} = \frac{\vec{g}(\rho_s - \rho_f) V_s}{A} = \frac{\vec{g}(\rho_s - \rho_f) \varepsilon_s H A}{A} \quad (1.2)$$



**Abbildung 1.2:** Darstellung der Volumenanteile der Phasen einer Wirbelschicht oder Schüttung

Deutet man nun die auf die Partikel wirkende Widerstandskraft gemäß dem dritten Newtonschen Axiom auf die Fluidströmung um, lässt sich der bei der Durchströmung der Wirbelschicht entstehende Druckverlust je Höhe berechnen, vgl. z. B. [134].

$$\frac{\Delta p}{H} = g (\varrho_s - \varrho_f) (1 - \varepsilon_f) \quad (1.3)$$

Zur Ausbildung einer Wirbelschicht aus einer ruhenden durchströmten Schüttung ist ein Mindestvolumenstrom bzw. eine minimale Leerrohrgeschwindigkeit des Fluids erforderlich. Diese sogenannte Lockerungsgeschwindigkeit  $v_{mf}$  lässt sich durch Gleichsetzen von Gleichung (1.3) mit der empirischen Gleichung zur Berechnung des Druckverlustes bei der Durchströmung einer ruhenden Schüttung nach Ergun [63]

$$\frac{\Delta p}{H} = 150 \frac{(1 - \varepsilon_f)^2}{\varepsilon_f^3} \frac{\eta_f}{\phi^2 d_p^2} v_0 + 1.75 \frac{1 - \varepsilon_f}{\varepsilon_f^3} \frac{\varrho_f}{\phi d_p} v_0^2 \quad (1.4)$$

bestimmen. Hierbei ist die Sphärizität  $\phi$  ein Formfaktor, der die Ähnlichkeit der Partikel zu einer Kugel beschreibt. Die Sphärizität eines Partikels ist definiert als das Quadrat des Verhältnisses aus den Durchmessern einer Kugel gleichen Volumens und einer Kugel gleicher Oberfläche. Für  $\phi = 1$  liegt eine Kugel vor. Je geringer die Sphärizität ist, desto stärker ist die Abweichung von der Kugelgestalt.

Durch Gleichsetzen der Gleichungen (1.3) und (1.4) erhält man die quadratische Gleichung

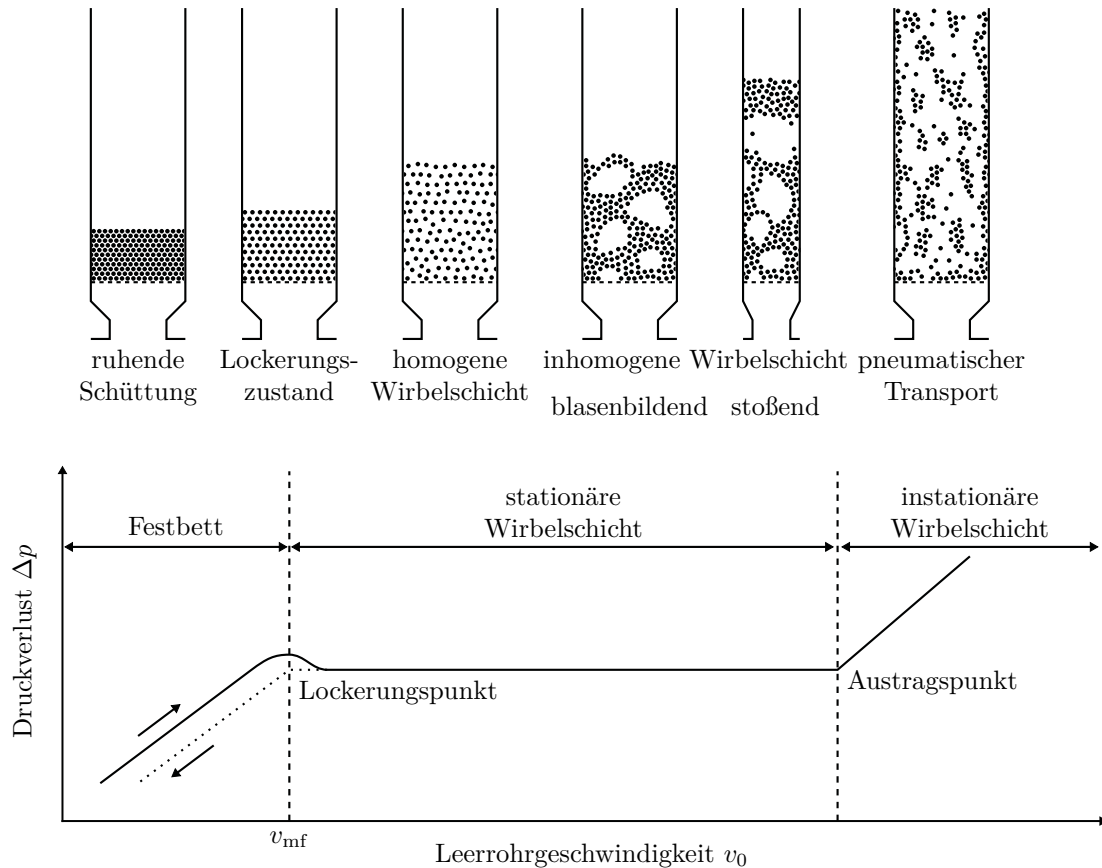
$$g (\varrho_s - \varrho_f) (1 - \varepsilon_{f,mf}) = 150 \frac{(1 - \varepsilon_{f,mf})^2}{\varepsilon_{f,mf}^3} \frac{\eta_f}{\phi^2 d_p^2} v_{mf} + 1.75 \frac{1 - \varepsilon_{f,mf}}{\varepsilon_{f,mf}^3} \frac{\varrho_f}{\phi d_p} v_{mf}^2, \quad (1.5)$$

wobei zur Bestimmung von  $v_{mf}$  neben der Kenntnis von Stoffdaten des Fluids und der Partikel auch die Porosität am Lockerungspunkt  $\varepsilon_{f,mf}$  als bekannt angenommen wird. Jene lässt sich durch die empirische Formulierung nach Wen und Yu [273]

$$\frac{1 - \varepsilon_{f,mf}}{\varepsilon_{f,mf}^3} = 11 \phi^2 \quad (1.6)$$

abschätzen oder experimentell bestimmen.

Abbildung 1.3 verdeutlicht den Übergang von einer ruhenden durchströmten Schüttung zur Wirbelschicht. Es fällt auf, dass im Lockerungspunkt eine leichte Überhöhung des Druckverlustes vorliegt. Diese resultiert aus den zu überwindenden Haftkräften zwischen den Oberflächen der Partikel im Festbett. Durch das Lösen dieser Verbindungen können sich die Partikel voneinander entfernen, wodurch eine Expansion der Schüttung auftritt.

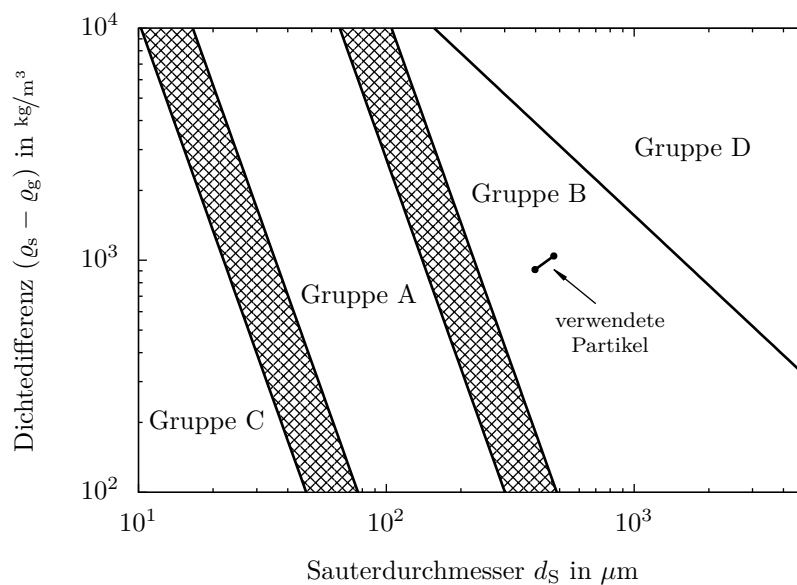


**Abbildung 1.3:** Charakteristische Strömungszustände in Wirbelschichten. (adaptiert nach [134] und [256])

Bei weiterer Steigerung der Leerrohrgeschwindigkeit  $v_0$  über die Lockerungsgeschwindigkeit  $v_{mf}$  hinaus findet eine weitere Expansion der Wirbelschicht statt. Sofern das Fluidisierungsmedium eine Flüssigkeit ist, werden lokale Instabilitäten der Strömung gedämpft. Dadurch kommt es zur Ausbildung einer homogenen Wirbelschicht, vgl. [139]. Das heißt, dass die Porosität in der gesamten Wirbelschicht annähernd konstant ist. Falls ein Gas als Fluidisierungsmedium verwendet wird, bildet sich in der Regel eine inhomogene Wirbelschicht aus, in welcher keine einheitliche Porositätsverteilung vorliegt. Es kommt zur Bildung von Gasblasen, die zu einer intensiven Durchmischung des Feststoffes führen. Im Falle eines kleinen Strömungsquerschnitts des Apparates oder hoher Gasvolumenströme können sich Gasblasen in der Dimension des Apparatedurchmessers ausbilden. Man bezeichnet solche Gas–Feststoff–Strömungen aufgrund ihres pulsierenden Verhaltens als stoßende Wirbelschichten. Überschreitet die Leerrohrgeschwindigkeit den Austragspunkt, werden zunehmend Partikel aus der Wirbelschicht ausgetragen. Man bezeichnet dies als pneumatischen Transport. Bei weiterer Steigerung der Leerrohrgeschwindigkeit bildet sich eine Zweiphasenströmung mit überwiegend geringer Feststoffkonzentration aus, in der einzelne Bereiche hoher Partikelkonzentration in Form von Feststoffballen (sog. Clustern) transportiert werden. Hierbei wird von einer turbulenten Wirbelschicht gesprochen. Beim

Einsatz zusätzlicher Apparate zur Trennung der Zweiphasenströmung, wie z. B. Zyklonen, und durch die anschließende Rückführung der ausgetragenen Partikel kann eine zirkulierende Wirbelschicht geschaffen werden.

Die Materialkonstellation aus verwendetem Fluidisierungsmedium und zu fluidisierenden Partikeln beeinflusst die Ausbildung und das Erscheinungsbild einer Wirbelschicht. Geldart [75] schlug auf Basis empirischer Daten und Beobachtungen hierzu die in Abbildung 1.4 dargestellte Klassifikation von Schüttgütern vor. Darin sind die ursprünglich empirisch bestimmten Grenzen bzw. Übergangsbereiche zur Differenzierung der Gruppen durch die mathematisch fassbaren Überlegungen von Molerus [169] ersetzt.



**Abbildung 1.4:** Einteilung der Partikelklassen nach Geldart [75]. (Definition der Übergangsbereiche C/A und A/B sowie Grenze B/D nach Molerus [169])

Die vier von Geldart [75] eingeteilten Gruppen lassen sich wie folgt charakterisieren.

- Gruppe C beschreibt Systeme sehr kleiner Partikeldurchmesser, in denen Oberflächenkräfte zwischen den Partikeln dominieren und daher ein kohäsives Verhalten beobachtet werden kann. Die Schüttung neigt bei der Durchströmung zur Bildung einzelner Kanäle. Eine Fluidisierung ist in der Regel nur schwer erreichbar, z. B. mittels unterstützendem Rührwerk.
- Partikel der Gruppe A weisen kleine Durchmesser auf und lassen sich exzellent fluidisieren. Am Lockerungspunkt liegt in der Regel eine homogene Wirbelschicht vor. Bei höheren Leerrohrgeschwindigkeiten findet eine kontrollierte Bildung kleiner Gasblasen statt.
- Bei Gruppe B handelt es sich häufig um schwere, Sand-ähnliche Partikel, welche sich gut fluidisieren lassen. Bereits am Lockerungspunkt setzt eine starke Blasenbildung ein. Bei einer Unterbrechung der Fluidisierung bricht die Wirbelschicht sehr schnell zusammen.
- Gruppe D beinhaltet sehr große und/oder schwere Partikel, die nur mit entsprechend hohen Leerrohrgeschwindigkeiten fluidisiert werden können. Die Wirbelschicht ist durch große Blasen charakterisiert, neigt zu einem stoßenden Verhalten und kollabiert schnell.

Die in dieser Arbeit untersuchten Partikel sind in Abbildung 1.4 einschließlich ihrer Veränderung im Trocknungsverlauf gekennzeichnet und lassen sich eindeutig der Gruppe B zuordnen. Es sei angemerkt, dass die ursprüngliche Darstellung von Geldart [75] nur für eine Fluidisierung mit Luft unter atmosphärischem Druck gültig ist. Verschiedene Forschergruppen erweiterten Geldarts Klassifikation für andere Fluide und Betriebsparameter. Einen Überblick hierzu gibt [286].

Eine Darstellungsform, welche die Betriebsparameter der Anlage direkt berücksichtigt und somit die Vorhersage der verschiedenen Strömungszustände von Gas–Feststoff–Systemen ermöglicht, wurde von Reh [199] vorgeschlagen. Aufgrund ihrer Relevanz in der Praxis wird sie beispielsweise auch in [256] angegeben. Ähnliche Strömungskarten, die wiederum Geldarts Klassifikation einschließen, sind in [139] dargestellt. Eine moderne dreidimensionale Strömungskartierung wird in [140] vorgestellt.

Abschließend wird auf einige spezielle Eigenschaften von Wirbelschichten eingegangen, aus denen je nach zu realisierendem Prozess mitunter deutliche Vorteile gegenüber anderen Reaktortypen resultieren. Hierzu ist an erster Stelle die große reaktive Oberfläche anzuführen, die sich durch die Auflockerung der Schüttung ergibt und exzellente Bedingungen für Wärme- und Stofftransportmechanismen an den Partikeln schafft. Weiterhin liegt im Falle einer blasenbildenden Wirbelschicht eine gute Durchmischung der Partikel vor, wodurch sich ein nahezu isothermes Temperaturfeld einstellt. Beim Einbringen von Wärmeübertragerflächen (z. B. Rohrbündeln) können aufgrund der hohen Austauschrate der Partikel hohe Wärmeübergangskoeffizienten erreicht werden. Das Wirbelschichtverfahren besitzt nicht zuletzt durch seine Eignung für große Bereiche verschiedener Partikeleigenschaften vielzählige Einsatzgebiete in der Verfahrenstechnik. Beispielhaft seien an dieser Stelle die Trocknung, Vergasung, Verbrennung, Polymerisation, das Cracken von Kohlenwasserstoffen, das Beschichten sowie das Agglomerieren aufgeführt. Je nach Prozess ergeben sich unterschiedliche Anforderungen an die Gestaltung und den Betrieb der Wirbelschicht.

## 1.3 Grundlagen der Partikel Trocknung

Unter dem Begriff der Trocknung versteht man üblicherweise das vollständige oder teilweise Entfernen von Flüssigkeit aus einem feuchten Gut durch Verdunsten oder Verdampfen, siehe [134]. Es treten dabei Wärme- und Stofftransportprozesse auf, wodurch sich das Trocknen vom rein mechanischen Entfernen der Flüssigkeit (auch Entwässerung genannt) unterscheidet. Das Medium, welches die Feuchtigkeit aufnimmt, wird als Trockenmittel bezeichnet.

Um den Wasserinhalt im Gut und damit den Fortschritt des Trocknungsprozesses charakterisieren zu können, werden folgende Definitionen<sup>1)</sup> vorgenommen.

Die Feuchte sei die im Gut enthaltene Wassermasse je Masse an absolut trockener Substanz:

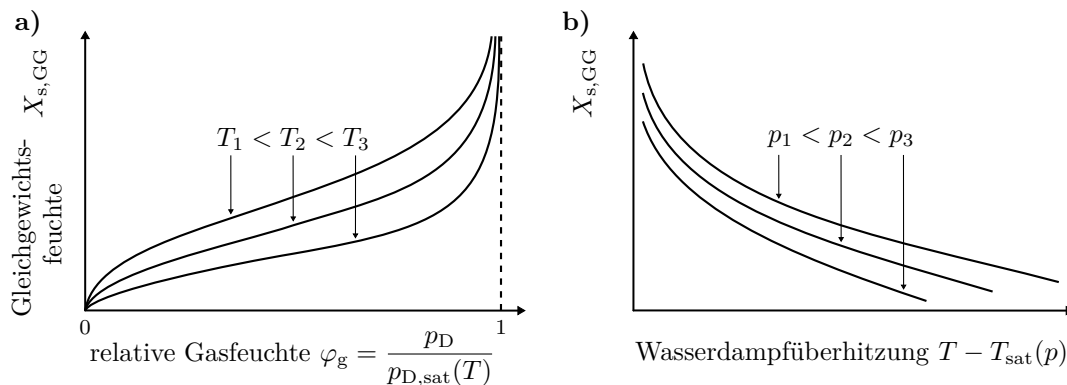
$$X = \frac{m_W}{m_{tr}} \quad (1.7)$$

<sup>1)</sup>Diese Definitionen werden im Folgenden sowohl für die trocknenden Partikel bzw. die Feststoffphase (Index s) als auch für die Gasphase (Index g) genutzt, welche die abzuführende Feuchtigkeit aufnimmt.





der umgebenden Gasphase bereits bei Feuchten  $X_s > 0$  des Guts ein Sorptionsgleichgewicht einstellen kann, siehe Abbildung 1.6 a). Würde das Partikel aus einem solchen



**Abbildung 1.6:** Gebräuchliche Darstellungsformen von Sorptionsgleichgewichten: a) Sorptionsisothermen bei Trocknung in Gasgemischen, b) Sorptionsisobaren bei Trocknung in reinem Wasserdampf

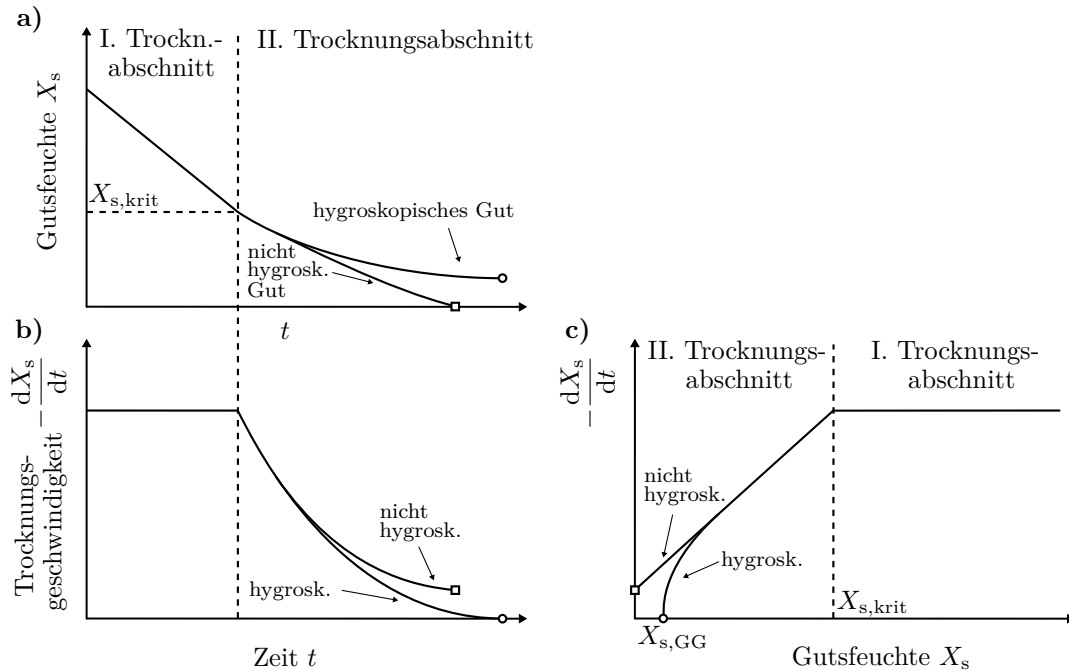
Gleichgewichtszustand anschließend einem höheren Wasserdampfpartialdruck ausgesetzt werden, würde es Feuchtigkeit aus der umgebenden Gasphase aufnehmen. Man bezeichnet diese Eigenschaft als Hygroskopizität. Sofern jedoch eine weitere Trocknung realisiert werden kann, können immer kleinere Kapillaren erreicht werden bis schließlich keine vollständige Füllung der Querschnitte mit Wassermolekülen mehr vorliegt. Die verbleibenden Wassermolekülschichten unterliegen dann physisorptiven bzw. in der letzten Ebene chemisorptiven Bindungen an die Wände der Kapillaren, vgl. [94, 132, 181].

Aus den beschriebenen Bindungsarten ergibt sich der für hygroskopische Braunkohlepartikel typische sigmoide Verlauf der Sorptionsisothermen in Abbildung 1.6 a), welcher gemäß [181] Typ II der BET-Klassifikation (nach Brunauer, Emmett & Teller) zugeordnet werden kann. Es sei angemerkt, dass das dargestellte Desorptionsverhalten für Braunkohlepartikel irreversibel ist. Eine erneute Adsorption verlief mit Hysterese, siehe [94, 132, 137]. Für die Trocknung in einer reinen Wasserdampf-atmosphäre werden die Gleichgewichtszustände üblicherweise in Form von Desorptionsisobaren dargestellt. Abbildung 1.6 b) zeigt dies in Abhängigkeit der zum jeweiligen Systemdruck gehörenden Wasserdampfüberhitzung. Weitere Darstellungsmöglichkeiten sind beispielsweise in [94] erläutert.

Zusätzlich zu dem nach [57] und Abbildung 1.5 als innere Feuchtigkeit beschriebenen Wasser liegen in der Feststoffmatrix chemisch gebundene Wassermoleküle in Form von Kristallwasser oder Ionen vor, siehe [94]. Diese können nur mittels chemischer Reaktionen entfernt werden, weshalb sie für den in dieser Arbeit betrachteten Trocknungsprozess nicht berücksichtigt werden.

Anhand der vorgestellten Bindungsarten des Wassers an das Partikel lässt sich der Trocknungsvorgang in Abschnitte unterteilen. Abbildung 1.7 zeigt die Modellvorstellung der Trocknungskinetik in den drei gebräuchlichen Darstellungsformen.

Wird vorausgesetzt, dass zu Beginn der Trocknung Oberflächenwasser und innere Feuchtigkeit vorliegen, wird aufgrund der nur schwachen Bindungskräfte zuerst das an der Partikeloberfläche gehaltene Adhäsions- und Zwischenkapillarwasser entfernt. Man spricht hierbei vom ersten Trocknungsabschnitt. Während der Verdunstung oder Verdampfung des Wassers an der Filmoberfläche liefern große Kapillaren im Gut immer ausreichend Feuchtigkeit nach, sodass die Trocknungsgeschwindigkeit nur von den Stofftransportme-



**Abbildung 1.7:** Darstellungsformen des Trocknungsverlaufs: a) Gutsfeuchte in Abhängigkeit der Zeit, b) Trocknungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Zeit, c) Trocknungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Gutsfeuchte. (adaptiert nach [134])

chanismen an der Filmoberfläche abhängt. Sofern unter konstanten äußeren Bedingungen getrocknet wird, ist die Trocknungsgeschwindigkeit im ersten Trocknungsabschnitt somit konstant, vgl. [132, 133, 137]. Ist das Oberflächenwasser entfernt, weist das Gut die kritische Feuchte  $X_{s,krit}$  auf.

Bei weiter fortschreitender Trocknung verlagert sich der Trocknungsspiegel, die Grenze zwischen getrockneter und feuchter Schicht des Guts, allmählich ins Innere des Kornes. Man spricht dann vom zweiten Trocknungsabschnitt, in welchem der Feuchtigkeitstransport durch Kapillar- und Diffusionskräfte bestimmt wird. Bei der kapillarporösen Braunkohle wird davon ausgegangen, dass die Kapillarkräfte diesen Vorgang dominieren. Gemäß den Kapillardurchmessern und den hieraus resultierenden Widerständen für den Stofftransport trocknen zunächst die groben und anschließend immer feinere Kapillaren aus. Da die Bindungskräfte zwischen Wasser und Partikel hierbei ansteigen, sinkt die Trocknungsgeschwindigkeit fortwährend. Im Allgemeinen hängt der qualitative und quantitative Verlauf der Trocknungsgeschwindigkeit dabei stark von den Eigenschaften des Trocknungsguts ab, vgl. [133]. Für das Ende des zweiten Trocknungsabschnittes muss zwischen dem Verhalten für hygroscopische und nicht hygroscopische Stoffe unterschieden werden. Bei nicht hygroscopischen Stoffen kann das gesamte im Gut enthaltene Wasser entfernt werden. Die Trocknung endet bei  $X_s = 0$  mit einer endlichen Trocknungsgeschwindigkeit. Hingegen wirken bei hygroscopischen Stoffen bei sinkender Feuchte zunehmend Kapillarkräfte der weiteren Trocknung entgegen, wodurch die Trocknungsgeschwindigkeit noch weiter reduziert wird. Für hygroscopische Stoffe endet der Trocknungsprozess mit dem Sorptionsgleichgewicht bei der endlichen Feuchte  $X_{s,GG}$  und einer Trocknungsgeschwindigkeit von  $-\frac{dX_s}{dt} = 0$ .

In einigen Literaturstellen wird das hygroscopische Verhalten zum Ende des zweiten Trocknungsabschnittes separat als dritter Trocknungsabschnitt behandelt, siehe z. B. [94, 137]. Der überwiegende Teil der Literatur (wie z. B. [46, 76, 132–134]) bleibt jedoch mit

Bezug auf die konsequente Unterscheidung zwischen Oberflächen- und innerer Feuchtigkeit bei der auch hier dargestellten Unterscheidung von nur zwei Trocknungsabschnitten. Des Weiteren seien zu der obigen Modellvorstellung folgende Anmerkungen bezüglich des Beginns der Trocknung gegeben. Bei der Trocknung unter äußerlich konstanten Bedingungen befindet sich das zu trocknende Gut vor Erreichen einer konstanten Trocknungsgeschwindigkeit im ersten Trocknungsabschnitt in der Regel zunächst in einer Aufwärm- oder Abkühlphase. Wird als Trockenmittel ein ungesättigtes Gasgemisch verwendet, findet je nach Temperatur der Partikel sowie Zustandsgrößen des zuströmenden Gases solange eine Erwärmung oder Abkühlung des Trocknungsguts (unter gleichzeitiger Abgabe von Feuchtigkeit) statt, bis der Beharrungszustand bzw. die Kühlgrenztemperatur erreicht ist. Hierbei verändert sich die Trocknungsgeschwindigkeit den vorliegenden Betriebsparametern entsprechend. Bei der Trocknung im (D)DWT-Verfahren wird reiner Wasserdampf als Trockenmittel verwendet. Beim Eintrag der vergleichsweise kalten Kohlepartikel in die heiße Wasserdampf-atmosphäre tritt aufgrund des Temperaturunterschieds kurzzeitig eine Kondensation des Wasserdampfes an der Partikeloberfläche auf. Es findet demzufolge zunächst eine Befeuchtung, das heißt Erhöhung des Wassergehalts, statt. Dieser Vorgang endet, sobald sich durch den Wärmetransport vom Dampf zum Partikel die Sättigungstemperatur in Letzterem einstellt. In dieser kurzzeitigen Phase treten vom Betrage her extrem hohe, jedoch negative Trocknungsgeschwindigkeiten auf, vgl. [158]. Diese Aufwärmphase wird im Zusammenhang mit der Trocknung in einer reinen Wasserdampf-atmosphäre häufig als nullter Trocknungsabschnitt bezeichnet. Bei der Trocknung mit ungesättigten Gasgemischen kann die Aufwärm- oder Abkühlphase trotz abweichender Trocknungsgeschwindigkeit aufgrund identischer Berechnungsgrundlage jedoch dem ersten Trocknungsabschnitt zugerechnet werden.

Unabhängig vom verwendeten Trocknungsmedium handelt es sich bei den oben aufgeführten und in Abbildung 1.7 veranschaulichten Darstellungen um eine Modellvorstellung zur Beschreibung der Trocknung eines einzelnen Partikels. In praktischen Anwendungen werden jedoch Chargen oder kontinuierliche Massenströme getrocknet. Aufgrund der Überlagerung der Trocknungskinetik unzähliger Partikel, die den Einflüssen der Prozessgestaltung (z. B. Umwälzung/Durchmischung, Rezirkulation, Stufung etc.) unterliegen, sowie Einflüssen des Prozesses selbst (z. B. Bypass-Strömung durch Gasblasen), kann sich das globale Trocknungsverhalten des Guts qualitativ und quantitativ erheblich von dem des Einzelpartikels unterscheiden.

Detaillierte Ausführungen zur mathematischen Beschreibung des Trocknungsverhaltens der Braunkohlepartikel werden in Abschnitt 4.2.4 gegeben. Experimentelle Daten werden im Vergleich mit den Simulationsergebnissen in Abschnitt 6.3 dargestellt.



---

## 2 Stand der Forschung

### 2.1 Modellierung und Simulation von Wirbelschichten

#### 2.1.1 Übersicht

Der Einsatz von Modellen zur Abbildung komplexer verfahrenstechnischer Prozesse ist durch einen Interessenskonflikt bezüglich der in der Simulation aufzulösenden Raum- und Zeitskalen geprägt. Aus technischer Sicht ist vor allem das makroskopische Verhalten von industriellen Anlagen mit Abmessungen mehrerer Meter von Relevanz, bei denen sich dynamische Betrachtungen über Zeitintervalle von einigen Stunden erstrecken können. Demgegenüber fordert eine wissenschaftliche Auseinandersetzung mit dem Prozess die Betrachtung deutlich kleinerer Skalen, wie z. B. die Auflösung lokaler Strömungsphänomene auf räumlich und zeitlich mikroskopischer Ebene. Dieser hohe Detaillierungsgrad ist insofern erforderlich, als dass hierdurch einerseits die zugehörigen Wärme- und Stofftransportmechanismen in entscheidender Weise bestimmt werden. Andererseits wird dadurch gerade bei stark heterogenen Mehrphasensystemen die Strömung auf größeren Skalen, also auf meso- und makroskopischer Ebene, beeinflusst, siehe [49, 97]. Ein steigender Detaillierungsgrad führt dementsprechend zu einer höheren Genauigkeit der Ergebnisse, erfordert allerdings einen zunehmenden Rechenaufwand, wodurch wiederum nur ein kleinerer Ausschnitt des Prozesses betrachtet werden kann. Die Betrachtung aller für den Prozess relevanten Raum- und Zeitskalen innerhalb einer Simulation ist mit der bislang kommerziell verfügbaren Rechentechnik nicht möglich, siehe [186, 277]. Daher existieren verschiedenste Simulationsansätze, mit denen jeweils ein gewisser Bereich des Prozesses bzw. ein eingegrenzter Anlagenmaßstab abgebildet werden kann. Die fehlenden Informationen über Prozesse kleinerer Skalen werden dabei durch Submodelle bereitgestellt, welche teilweise empirisch basiert sind oder aus Simulationen auf Basis detaillierterer Modelle abgeleitet werden können, siehe [49]. Parallel hierzu bestehen derzeit Bestrebungen, simultane Berechnungen der Vorgänge verschiedener Raum- und Zeitskalen in einem sogenannten Mehrskalenansatz zu koppeln, siehe [277].

Auch für die modellhafte Abbildung von Wirbelschichten existieren verschiedene Ansätze. Im einfachsten Fall kann eine Wirbelschicht durch die klassische Bilanzierung von Stoff- und Energieströmen an einem offenen System abgebildet werden. Dabei sind je nach Einsatzzweck des Modells verschiedene Detaillierungsgrade erforderlich. Üblicherweise wird der Prozess in solch einem Ansatz räumlich null- oder eindimensional abgebildet, meist für stationäre Betriebspunkte betrachtet und enthält je nach Anwendung spezielle Austauschgrößen zur Beschreibung der Wechselwirkungen der Stoff- und Energieströme. Für den Anwendungsfall eines Wirbelschichttrocknungsprozesses ist die erfolgreiche Realisierung eines derartigen Modells beispielsweise in [29] dargestellt. Das dort beschriebene Modell ist zudem in der Lage, auch das dynamische Betriebsverhalten des Prozesses abzubilden.

Grundlegend werden für diesen Modellierungsansatz jedoch Annahmen über die Strömung im Reaktor getroffen. Für die disperse Phase wird in den meisten Fällen eine ideale Durchmischung oder, wie in [29], eine Reihenschaltung mehrerer Teilprozesse dieser Art zugrunde gelegt, vgl. [76, 186]. Teilweise fließen auch empirische Modelle zur Beschreibung der Rückvermischung der Partikel ein. Die Gasströmung wird zumeist anteilig in Form von

partikelfreien Blasen sowie innerhalb der Suspensionsphase<sup>3)</sup> berücksichtigt und jeweils als Pfropfenströmung aufgefasst. Daher liegt ein entscheidender Nachteil dieses verhältnismäßig einfachen Modellierungsansatzes darin, dass die für Wirbelschichten typischen großen lokalen Unterschiede im Strömungsfeld nicht oder nur unzureichend abgebildet werden. Diese sind jedoch, wie bereits eingangs erwähnt, essentiell für die adäquate Abbildung der Strömung sowie Wärme- und Stofftransportmechanismen, vgl. [97]. Zur detaillierten Auflösung des instationären Strömungsfeldes in verfahrenstechnischen Reaktoren hat sich in den vergangenen Jahrzehnten die numerische Strömungssimulation etabliert. Gerade bei komplexen Mehrphasenströmungen ist die Modellierung jedoch nicht trivial und daher nach wie vor ein Schwerpunkt aktueller Forschungstätigkeiten in der Energie- und Verfahrenstechnik, vgl. [49, 186, 277].

Bei der Auswahl eines Modellierungsansatzes für die Simulation partikelbeladener Strömungen besitzt die im jeweiligen Prozess vorliegende Partikelkonzentration einen entscheidenden Einfluss. Diese ist maßgebend für die zu berücksichtigenden Wechselwirkungen innerhalb der Strömung. Nach [59] ist für Systeme mit Partikelkonzentrationen bis zu  $\varepsilon_s = 10^{-6}$  eine Ein-Weg-Kopplung ausreichend. Das heißt, dass die Partikelbewegung ausschließlich an die Bewegung des Fluids gebunden ist. Im Bereich  $\varepsilon_s = 10^{-6} \dots 10^{-3}$  sei eine Zwei-Wege-Kopplung erforderlich, welche auch die Auswirkungen der Partikelbewegung auf das Fluid berücksichtigt. Die für Wirbelschichten üblichen Werte oberhalb  $\varepsilon_s = 10^{-3}$  erfordern nach [59] eine Vier-Wege-Kopplung. Hierbei werden neben der beidseitigen Interaktion zwischen den Phasen auch Interaktionen innerhalb der dispersen Phase berücksichtigt, da diese bei hohen Partikelkonzentrationen das Strömungsverhalten erheblich beeinflussen. Für die Simulation von Wirbelschichtsystemen existieren wiederum verschiedene Modellierungsansätze, in denen die Berücksichtigung dieser Wechselwirkungen jeweils unterschiedlich erfolgt. Eine ausführliche Darstellung gebräuchlicher Modellierungsansätze ist beispielsweise in [97] gegeben. Tabelle 2.1 fasst diese zusammen.

**Tabelle 2.1:** Klassifikation von Modellierungsansätzen für Gas-Feststoff-Systeme nach [97]

Name	Gasphase	Feststoffphase	Phasenkopplung	Maßstab
Discrete Bubble Model	Lagrange	Euler	Widerstandsfunktion für Gasblasen	Industrie ( $10^1$ m)
Two Fluid Model	Euler	Euler	Gas-Feststoff-Widerstandsfunktion	Technikum ( $10^0$ m)
nicht aufgelöstes Discrete Particle Model	Euler (nicht aufgelöst)	Lagrange	Gas-Partikel-Widerstandsfunktion	Labor ( $10^{-1}$ m)
aufgelöstes Discrete Particle Model	Euler (aufgelöst)	Lagrange	Randbedingungen an Partikeloberfläche	Labor ( $10^{-2}$ m)
Molecular Dynamics	Lagrange	Lagrange	elastische Kollisionen an Partikeloberfläche	Mesoskopie ( $< 10^{-3}$ m)

Die aufgeführten Modellierungsansätze unterscheiden sich durch die Konstellation der mathematisch-physikalischen Beschreibung von Gas- und Feststoffphase. Je nach betrachtetem Anlagenmaßstab können diese sowohl in der Eulerschen Auffassung als Kontinuum als auch nach Lagrange in Form von diskreten Elementen im Raum behandelt werden.

<sup>3)</sup>Obwohl die Fluidisierung durch ein Gas und nicht durch eine Flüssigkeit erfolgt, wird der Bereich außerhalb der Blasen in der Fachliteratur dennoch als Suspensionsphase bezeichnet.

Hieraus resultieren unterschiedliche Erfordernisse für Schließungsgleichungen, wie z. B. die Beschreibung der Phasenkopplung (s. Tabelle 2.1) oder der rheologischen Eigenschaften, welchen mittels entsprechender Submodelle nachzukommen ist, vgl. [49, 97, 277].

Neben den in Tabelle 2.1 aufgeführten Modellen sind in der Literatur weitere Ansätze zu finden, die sich mitunter nicht in dieser Klassifikation einordnen lassen. Beispielsweise sei dafür das Multiphase Particle-in-Cell Model nach [233] angeführt, in welchem die Feststoffphase sowohl einer Eulerschen als auch Lagrangeschen Betrachtungsweise unterliegt, vgl. [97]. Dieses hybride Verfahren ließe sich näherungsweise zwischen dem Two Fluid Model und dem nicht aufgelösten Discrete Particle Model einordnen.

Zur Simulation von Gas–Feststoff–Wirbelschichten sind Euler–Euler- und Euler–Lagrange-Modelle am häufigsten in der Literatur anzutreffen. Diese werden in den nachfolgenden Abschnitten näher beschrieben.

### 2.1.2 Euler–Lagrange–Ansatz

Beim Euler–Lagrange–Ansatz erfolgt die Beschreibung der Gasphase in Eulerscher Betrachtungsweise innerhalb eines ortsfesten Koordinatensystems auf Grundlage der Bewegungsgleichungen der Kontinuumsmechanik. Seitens der Feststoffphase werden die einzelnen Partikel als diskrete Elemente in Lagrangescher Betrachtungsweise innerhalb des Kontinuums behandelt. Ihre Bewegung ergibt sich auf Basis der Newtonschen Axiome aus der Summe der auf sie wirkenden Kräfte und Momente.

Beim aufgelösten Discrete Particle Model sind die Zellgrößen des Eulerschen Rechengitters um mindestens eine Größenordnung kleiner als die Abmessungen der Partikel, siehe [97]. Die Oberflächen der Partikel bilden seitens des umgebenden Fluids somit zusätzliche Randbedingungen innerhalb des Rechengebiets. Man spricht daher auch von der sogenannten Immersed Boundary Method (IBM) oder teilweise auch Direct Numerical Simulation (DNS). Eine direkte numerische Simulation im Sinne der Abbildung von Turbulenz ist dabei allerdings nur gegeben, sofern für das Eulersche Gitter eine entsprechend hohe räumlich–zeitliche Auflösung verwendet wird, vgl. z. B. [69, 70]. Weiterhin wird die Oberfläche der Partikel räumlich diskretisiert, wodurch ihre Bewegung aus der Summe der an den Oberflächenelementen wirkenden Kräfte abgeleitet werden kann. Dabei können zusätzlich zu den Kräften der Fluidströmung prinzipiell auch Interaktionen zwischen Partikeln oder zwischen Partikel und Wand berücksichtigt werden. Hierdurch wird eine insgesamt sehr detaillierte Betrachtung der einzelnen Wechselwirkungen ermöglicht. Diese ist allerdings mit einem immensen Rechenaufwand verbunden, weshalb dieser Modellansatz in der Literatur nur sehr selten im Zusammenhang mit der Simulation kompletter Wirbelschichtsysteme anzutreffen ist. Vielmehr dient diese Methode zur Entwicklung von Widerstandskraftmodellen, die wiederum in größeren Maßstäben eingesetzt werden können. Weitere Details zum aufgelösten Discrete Particle Model sind beispielsweise in [97] zusammengetragen. Aktuelle Forschungsarbeiten, in denen optimierte Modelle entwickelt wurden, sind z. B. in [127, 251] dargestellt.

Für das nicht aufgelöste Discrete Particle Model (DPM) werden die Zellgrößen des Eulerschen Rechengitters wenigstens eine Größenordnung oberhalb der Abmessungen der Partikel gewählt, wodurch die Partikel mit Bezug auf die Impulsbilanz der Gasphase als punkthafte Quellen bzw. Senken aufgefasst werden können, vgl. [97]. Da eine Auflösung der Partikelumströmung bzw. der Strömung zwischen den Partikeln somit nicht erfolgt,

sind zur Beschreibung der Gas–Feststoff–Interaktion analog zum Euler–Euler–Ansatz Submodelle erforderlich. Weiterhin werden in dem Kräftegleichgewicht zur Beschreibung der Partikelbahnen auch Kollisionen mit anderen Partikeln sowie Wänden berücksichtigt. Die Basis hierfür bilden die aus der Festkörpermechanik bekannten Stoßgesetze, wobei dafür nun die finiten Volumen der Partikel zu berücksichtigen sind. Die numerische Simulation des Kollisionsverhaltens kann auf unterschiedliche Weise erfolgen.

In dem auf Cundall und Strack [43] zurückgehenden Ansatz werden die Kontaktkräfte zwischen den Partikeln unter einer modellhaften Analogie zu einem System aus Feder, Dämpfer und Gleiter beschrieben. Die Parameter dieser Elemente werden dabei von ausgewählten Eigenschaften der Partikel abgeleitet. Da bei dieser Methode ein konstanter Zeitschritt verwendet wird, können bei der Betrachtung der Kollisionen geringfügige Überlappungen der Partikel auftreten, wodurch ihnen eine gewisse Deformierbarkeit eingeräumt wird. Man spricht daher auch von dem sogenannten Soft–Sphere Ansatz, siehe [49]. Die zahlenmäßige Bestimmung der Kontaktkräfte erfolgt auf Basis der Deformationshistorie der Partikel. Der Vorteil des Soft–Sphere Ansatzes liegt in der Fähigkeit, die zeitgleiche Kollision mehrerer Partikel zu beschreiben. Der ursprünglich aus der Bodenmechanik stammende Ansatz wurde erstmals von Tsuji et al. [252] zur Simulation einer Gas–Feststoff–Wirbelschicht adaptiert.

Demgegenüber steht der von Campbell und Brennen [32] entwickelte Hard–Sphere Ansatz, bei dem die Partikel als starr aufgefasst werden und die Betrachtung ihrer Kollisionen augenblicklich und ausschließlich paarweise erfolgt. Die für die Impulsbilanz relevante Dissipation wird durch Einbeziehung eines normalen und eines tangentialen Restitutionskoeffizienten sowie eines Koeffizienten für Oberflächenreibung berücksichtigt. Hoomans et al. [99] nutzten den Hard–Sphere Ansatz erstmals zur Simulation von Gas–Feststoff–Systemen, indem sie ihn mit einem CFD–Code kombinierten, der die zusätzliche Lösung der Bewegungsgleichungen der Gasphase bewerkstelligte. Für Systeme mit geringer bis mäßiger Partikelbeladung können mit dem Hard–Sphere Ansatz wesentlich kürzere Rechenzeiten als mit dem Soft–Sphere Ansatz erreicht werden, vgl. [49]. Für Systeme, in denen sehr hohe Feststoffkonzentrationen vorliegen, ist der Hard–Sphere Ansatz allerdings nicht geeignet, da er die zeitgleiche Kollision mehrerer Partikel nicht erfasst.

Detailliertere Ausführungen sowie weiterführende Literatur zum Einsatz des nicht aufgelösten Discrete Particle Models für die Simulation von Gas–Feststoff–Wirbelschichten sind beispielsweise in [49, 97] zusammengetragen. Gegenüber dem im nächsten Abschnitt vorgestellten Kontinuumsansatz besitzt das DPM einige wesentliche Vorteile, die u. a. von Gera et al. [78] in einer Übersicht zusammengestellt wurden. Hervorzuheben sind hieraus zum einen die Möglichkeit zur Zuweisung individueller Partikeleigenschaften wie Größe, Form, Dichte etc., wodurch polydisperse Partikelkollektive abgebildet werden können und zum anderen die Nachvollziehbarkeit jeder einzelnen Partikelbahn, wodurch sich Ver- oder Entmischungserscheinungen sowie individuelle Verweilzeiten detailliert analysieren lassen. Weiterhin kann aufgrund der physikalisch fundierten Beschreibung der Partikelinteraktionen diesbezüglich weitestgehend auf empirische Korrelationen verzichtet werden. Allerdings resultiert aus der Berechnung der Bewegungsgleichung eines jeden einzelnen Partikels beim DPM ein extremer Zuwachs an Rechenaufwand bei steigender Partikelanzahl. Diverse Studien zeigen, dass bereits bei der Simulation von wenigen Hunderttausend Partikeln nur einige Sekunden der Strömung in einem vertretbaren Rechenzeitraum abgebildet werden können. Derzeit gelten etwa  $10^6$  Partikel als Obergrenze (s. [91]), weshalb die DPM–Simulation von Wirbelschichten im technisch relevanten Maßstab nur bei einer deutlichen Weiterentwicklung der Rechentechnik denkbar ist.



### 2.1.3 Euler–Euler–Ansatz

Beim Euler–Euler–Ansatz werden sowohl die Gas- als auch die Feststoffphase nach den Gesetzmäßigkeiten der Kontinuumsmechanik behandelt, weshalb auch vom Kontinuumsansatz oder dem Two Fluid Model (TFM) gesprochen wird. Im Gegensatz zum DPM erfolgt seitens des Feststoffes somit keine Betrachtung individueller und differenzierbarer Partikel, sondern eine Interpretation ihrer Gesamtheit als fluide Phase. Gas- und Feststoffphase sind in der Lage, sich gegenseitig vollständig zu durchdringen, jedoch nicht mischbar. Ein mathematisches Modell zur Beschreibung ihrer Bewegungen ist durch die Massen- und Impulserhaltungsgleichungen gegeben. Diese sind unter Berücksichtigung ihres jeweiligen Anteils im Kontrollvolumenelement für beide Phasen separat aufzustellen. Durch deren numerische Lösung innerhalb eines Rechengebiets wird unter Berücksichtigung gegebener Randbedingungen die zeitliche Entwicklung der Strömungsfelder berechnet.

Grundlegende Arbeiten, welche die erforderliche Überführung der gedanklich zuvor diskret behandelten Partikel und insbesondere deren Wechselwirkungen untereinander sowie mit der Gasphase in ein kontrollvolumenbasiertes System mathematisch nachvollziehbar darlegen, gehen auf Anderson und Jackson [4] sowie Ishii [107] zurück. Deren hierzu verwendete Volumenmittelungsverfahren sowie die resultierenden Formulierungen der Impulsbilanzgleichungen werden in [262] gegenübergestellt. Wesentlich für die Anwendung solcher Mittelungsverfahren ist die Verwendung hinreichend großer Kontrollvolumen bei der Diskretisierung der Bilanzgleichungen, um der Auffassung der Partikel als Kontinuum gerecht zu werden, vgl. [61]. Zugleich müssen diese mit Bezug auf die makroskopischen Abmessungen der Strömung jedoch hinreichend klein gewählt werden, um auch eine Auflösung mesoskopischer Strukturen (Gasblasen, Scherschichten, Cluster) zu erreichen.

In den Impulsbilanzgleichungen von [4] bzw. [108] und [107] ergeben sich für die Berücksichtigung der Wechselwirkungen zwischen den Partikeln Terme für einen Druck sowie den viskosen Spannungstensor der Feststoffphase. Diese charakterisieren das Fließverhalten der Partikelschüttung und sind durch angemessene Modelle zu bestimmen, um das Gleichungssystem zu schließen. Zu Beginn der Nutzung des TFM für Wirbelschichtsimulationen wurden für die entsprechenden Parameter (Druck, Scher- und Volumenviskosität der Feststoffphase) meist auf Experimenten basierende Konstanten oder sehr einfache Korrelationen verwendet, weshalb hierbei auch vom Constant Viscosity Model gesprochen wird, vgl. [97]. Eine adäquate physikalische Beschreibung der Rheologie der Feststoffphase ist hierdurch allerdings nicht gegeben. Weitere Ausführungen zum Constant Viscosity Model sind beispielsweise in [12] und [226] zu finden. Demgegenüber hat sich zur Modellierung der rheologischen Eigenschaften der Feststoffphase die sogenannte Kinetic Theory of Granular Flow (KTGF) etabliert. Auf Basis der kinetischen Gastheorie werden hierbei analog zur Bewegung von Atomen bzw. Molekülen in idealen Gasen stochastische Fluktuationsbewegungen der Partikel innerhalb von granularen Strömungen angenommen. Als Maß der Fluktuationsenergie der Partikel wird eine Granulare Temperatur verwendet, deren Entwicklung im Strömungsfeld durch eine zusätzliche Erhaltungsgleichung beschrieben wird. Neben dem konvektiven und diffusiven Transport dieser Größe erfolgen deren Produktion durch Verrichtung von Reibungsarbeit durch Scherung der Feststoffphase sowie Dissipation durch verlustbehaftete Partikelkollisionen. Letztere werden dabei durch einen für das jeweilige Feststoffmaterial definierbaren Restitutionskoeffizienten individuell konfiguriert. Aus der räumlich–zeitlichen Verteilung der Fluktuationsenergie sowie unter Berücksichtigung des lokalen Feststoffvolumenanteils lassen sich dann lokale Fließeigen-

schaften der Feststoffphase ableiten. Basis dieses Modells bilden die wegweisenden Arbeiten von Ogawa et al. [173], Jenkins und Savage [113] sowie Lun et al. [156]. Nach weiterer Entwicklungsarbeit stellten Ding und Gidaspow [53] ein vollständiges Modell zur Simulation von Gas–Feststoff–Wirbelschichten vor. Eine umfassende Darstellung der KTGF und ihrer Anwendung zur Wirbelschichtsimulation wurde von Gidaspow [81] vorgelegt. Die mathematische Beschreibung des Modells ist in Abschnitt 4.2.1 gegeben.

Die Berücksichtigung der Wechselwirkungen zwischen Gas- und Feststoffphase erfolgt im TFM über einen Quell- bzw. Senkenterm innerhalb der Impulsbilanzen. Der je Zeitschritt übertragene Impuls bzw. die Impulsänderung ergibt sich dabei als Produkt der Relativgeschwindigkeit der Phasen mit einem sogenannten Impulsaustauschkoeffizienten. Der Impulsaustauschkoeffizient fasst dabei die Widerstandskräfte zusammen, die sich bei der Partikelumströmung aus der Partikelform und Oberflächenreibung ergeben, vgl. [262]. Nähere Erläuterungen hierzu folgen in Abschnitt 4.2.2.

Ein wesentlicher Vorteil des TFM im Vergleich zum DPM besteht darin, dass gerade bei einer großen Partikelanzahl ein deutlich geringerer Rechenaufwand zur Ermittlung der Feststoffbewegung erforderlich ist. Dadurch wird unter einer dennoch verhältnismäßig detailreichen Beschreibung der Partikelinteraktionen die Simulation von Anlagen im technisch relevanten Maßstab ermöglicht. Da im Eulerschen Ansatz allerdings eine Berechnung der zeitlichen Entwicklung von Strömungsfeldern auf einem ortsfesten Gitter erfolgt, können nur lokale Geschwindigkeiten und Volumenanteile der Phasen oder daraus deren zeitliche Mittelwerte bestimmt werden. Die exakte Beschreibung einzelner Partikelbahnen wie im DPM ist nicht möglich. Ebenso können beim TFM den einzelnen Partikeln keine individuellen Eigenschaften zugewiesen werden, da dieses von einem völlig homogenen Partikelkollektiv ausgeht. Dies stellt für die Simulation polydisperser Systeme einen entscheidenden Nachteil dar. In der Literatur werden mit dem TFM daher bevorzugt monodisperse Systeme bzw. mit Bezug auf den Partikeldurchmesser sehr enge Verteilungen untersucht. Unabhängig davon ist die Beschreibung von Partikelgrößenverteilungen im TFM in jedem Fall durch die Approximation mittels eines geeigneten äquivalenten Durchmessers zu realisieren, wodurch sich zwangsweise Abweichungen zur Realität ergeben. Untersuchungen zur Eignung verschiedener Äquivalentdurchmesser werden in [152] dargestellt. Alternativ können für die Simulation multimodaler oder kontinuierlicher Verteilungen erweiterte Modelle verwendet werden, die auf dem Euler–Euler–Ansatz basieren und unter anderem im nächsten Abschnitt vorgestellt werden.

## 2.2 Simulation von Wirbelschichttrocknungsprozessen mittels Two Fluid Model

Trotz der größeren Ungenauigkeiten mit Bezug auf die Modellierung von Partikel–Partikel- sowie Gas–Partikel–Interaktionen beim TFM gegenüber dem DPM (vgl. [97]) wurde und wird der Kontinuumsansatz für Auslegungs- und Optimierungszwecke eingesetzt und insbesondere aufgrund seines Potenzials für die Simulation großtechnischer Anlagen intensiv weiterentwickelt. Im Folgenden wird daher ein vertiefender Einblick zum aktuellen Stand der Forschungsarbeiten gegeben. Dabei werden diverse grundlegende Aspekte der TFM–KTGF–Simulation von Wirbelschichten berücksichtigt sowie die bezüglich des vorliegenden Anwendungsfalls eines Trocknungsprozesses relevanten Themen diskutiert.

### 2.2.1 Berücksichtigung der Turbulenz

Bei Gas–Feststoff–Wirbelschichten handelt es sich um stark heterogene Mehrphasensysteme mit einer komplexen Strömungsstruktur. Das Auftreten von Wirbelstrukturen auf verschiedenen Raum- und Zeitskalen ist aus der Natur des Prozesses heraus gegeben und unvermeidbar.

Gemäß Abschnitt 2.1.3 liegt dem Euler–Euler–Ansatz die Auffassung der Gesamtheit aller fluidisierten Partikel als kontinuierliche Phase zugrunde, was Kontrollvolumen erfordert, die größer als die Abmessungen der Partikel sind, siehe auch [4, 61, 108]. Im Gegensatz zur IBM bzw. DNS sind seitens der Gasphase somit weder die Auflösung der kleinsten Wirbelstrukturen bei der Umströmung von Partikeln noch die Auflösung der Strömung zwischen benachbarten Partikeln realisierbar. Lediglich die durch die Interaktion mit dem Feststoff als Phase sowie mit den Wänden hervorgerufenen Strukturen größerer Skalen können in einer TFM–Simulation mit den üblichen Gitterweiten und Zeitschritten erfasst werden. Die ggf. notwendige Berücksichtigung des Einflusses der nicht aufgelösten, aber dennoch vorhandenen Geschwindigkeitsschwankungen des Gases wird beim TFM in der Regel mittels statistischer Turbulenzmodellierung realisiert. Zur Beschreibung des Reynolds–Spannungstensors kommen dabei üblicherweise Zweigleichungsmodelle zum Einsatz, siehe z. B. [11, 60, 91, 147, 150, 283]. Die Implementierung eines Turbulenzmodells für die Gasphase ist jedoch nicht für jedes Wirbelschichtregime erforderlich. In einer umfassenden Diskussion führen Enwald et al. [61] aus, dass in der stark partikelbeladenen Suspensionsphase blasenbildender Wirbelschichten die Massenträgheit der Partikel die hochfrequenten Fluktuationen innerhalb der Gasphase dämpft. Daher könne auf eine Turbulenzmodellierung bei solchen Regimen verzichtet werden, was auch andere Autoren bestätigen, siehe [138, 147, 207, 209]. Genauer betrachtet ist dies für die Strömung innerhalb von Blasen sowie im Freiraum oberhalb des Bettes allerdings nicht zulässig, da hier die Partikelkonzentration sehr gering ist [61]. Eine aktuelle Studie [150] zeigt jedoch, dass bei der Simulation einer blasenbildenden Wirbelschicht mit und ohne Turbulenzmodell keine signifikanten Unterschiede in den Verteilungen der zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten und Konzentrationen des Feststoffes feststellbar sind. Vereinzelt zeigen Studien, dass die Berücksichtigung der Gasphasenturbulenz in blasenbildenden Wirbelschichten bei bestimmten Betriebszuständen notwendig sein kann. Enwald et al. [60] verdeutlichen den Einfluss auf die Aufstiegsfrequenz der Gasblasen bei deutlich erhöhtem Systemdruck. Lindborg et al. [147] zeigen einen Einfluss auf die Rückvermischung des Gases bei Verwendung von Geldart A Partikeln, wobei die Feststoffbewegung jedoch unbeeinflusst bleibt. Für die Simulation von zirkulierenden Wirbelschichten, welche innerhalb des Risers großräumig durch sehr geringe Feststoffkonzentrationen gekennzeichnet sind, ist die Berücksichtigung der Gasphasenturbulenz jedoch zwingend erforderlich.

Seitens der Feststoffphase müssen beim TFM mesoskalige Strömungsstrukturen räumlich und zeitlich aufgelöst werden, da diese einen enormen Einfluss auf die Ausbildung der Strömung auf größeren Skalen besitzen, vgl. [3]. Mikroskopische Phänomene werden mittels Submodellen berücksichtigt. Vom Grundprinzip her kann die Behandlung der Feststoffphase in TFM–Simulationen von Gas–Feststoff–Wirbelschichten deshalb mit der Grobstruktursimulation (Large Eddy Simulation, LES, siehe z. B. [70]) einphasiger Strömungen verglichen werden. Die innerhalb eines Feinstrukturmodells abzubildende Turbulenz der Feststoffphase befasst sich aus physikalischer Sicht mit den Geschwindigkeitsfluktuationen der Partikel, welche durch deren Kollisionen sowie ihre Interaktion mit der Gasphase hervorgerufen werden, vgl. [61]. Im Gegensatz zum früheren Constant Viscosity

Model werden solche Prozesse im heute üblichen KTGF-Modell bereits erfasst, vgl. [60] und Abschnitt 2.1.3. Durch die Nutzung der KTGF wird eine skalenübergreifende Dissipationsstruktur implementiert, bei welcher die kinetische Energie der makroskopischen Strömung auf die Schwankungsbewegung der Partikel transferiert und schließlich durch inelastische Kollisionen dissipiert wird. Syamlal et al. [243] stellen die Ähnlichkeit dieses Modells zur Energiekaskade einer einphasigen turbulenten Strömung dar. Die Formulierung des resultierenden Gesamtspannungstensors kann anhand der Modellgleichungen in Abschnitt 4.2.1 nachvollzogen werden. Der in manchen Studien zusätzlich anzutreffende Einsatz statistischer Turbulenzmodelle für die Feststoffphase ist fragwürdig, vgl. [91].

## 2.2.2 Auflösung heterogener Strukturen

Wie bereits im vorigen Abschnitt angedeutet wurde, erfordern TFM-KTGF-Simulationen von Gas-Feststoff-Wirbelschichten eine hohe räumliche und zeitliche Auflösung der Strömung, um eine adäquate Abbildung der kleinsten mesoskopischen Strukturen zu erreichen, da diese wiederum einen erheblichen Einfluss auf die Ausbildung größerer Strukturen (z. B. Gasblasen) besitzen, vgl. [3, 5, 221, 222]. Dies betrifft insbesondere die Bereiche stark heterogener Feststoffkonzentrationen bzw. die scheinbaren Phasengrenzen zwischen Gas- und Suspensionsphase. Die Notwendigkeit zur Auflösung dieser Strukturen resultiert aus der starken Abhängigkeit der Berechnung des Impulsaustausches zwischen den Phasen von der lokalen Feststoffkonzentration, vgl. [105, 221]. Bei zu groben Gittern wird die heterogene Phasenverteilung innerhalb einer Rechenzelle nicht abgebildet und durch die Mittelung über das Kontrollvolumen somit eine verfälschte Widerstandskraft berechnet, siehe [3]. Da diese den bedeutendsten Anteil innerhalb der Impulsbilanz einnimmt [262], sind fehlerbehaftete Simulationsergebnisse unvermeidbar. Das Verhalten gilt analog für die Berechnung der Fließeigenschaften der Feststoffphase, da die Produktion und Dissipation der Granularen Fluktuationsenergie ebenfalls von der lokalen Feststoffkonzentration abhängen. Dieser Einfluss äußert sich gemäß [105, 221] erst im Bereich hoher Feststoffkonzentrationen, welcher aber insbesondere für blasenbildende Wirbelschichten von hoher Relevanz ist. Somit ist für die Anwendung des standardmäßigen TFM-KTGF-Ansatzes eine Verwendung entsprechend feiner Rechengitter unumgänglich. Bei Untersuchungen zur Gitterkonvergenz ist aber zugleich auf hinreichend große Kontrollvolumen zu achten, um der Auffassung der Feststoffphase als Kontinuum weiterhin gerecht zu bleiben. Hinsichtlich der tatsächlich nötigen Zellgrößen erfolgt in der Literatur üblicherweise eine Orientierung am Zehnfachen des Partikeldurchmessers, vgl. z. B. [84, 145, 200, 281], da dies nach [5] der Größenordnung der kleinsten aufzulösenden Strukturen entspricht.

Für die Betrachtung von Anlagen im industriellen Maßstab und/oder sehr kleinen Partikeln im Geldart A und C Bereich stellt die auflösende TFM-Simulation ein praktisch nicht lösbares Problem dar, da die Auflösung der Heterogenität hier in einer enormen Anzahl an Rechenzellen resultiert, die verfügbaren Rechenkapazitäten allerdings begrenzt sind. Alternativ können sogenannte Grobgittersimulationen durchgeführt werden, bei denen die nicht explizit aufgelöste Heterogenität mittels Korrekturen der betroffenen Parameter, sogenannten Sub Grid Models, einbezogen wird, siehe [3]. Diese Modelle werden an Stelle der standardmäßigen Formulierungen von Impulsaustauschkoeffizient sowie Viskosität, Druck und Wandrandbedingung der Feststoffphase verwendet.

Einer der ersten Ansätze, dem dieses Prinzip zugrunde liegt, ist die von Li und Kwauk [144] entwickelte Energy-Minimization Multi-Scale (EMMS) Methode. Hierbei werden die he-

terogenen Strukturen für den Anwendungsfall einer zirkulierenden Wirbelschicht durch eine zusätzliche Unterteilung der beiden Phasen in jeweils einen Anteil hoher und einen Anteil geringer Feststoffkonzentration berücksichtigt. Daraus resultieren zwar jeweils vier zu lösende Massen- und Impulsbilanzen, jedoch kann die Berechnung der Impulsübertragung innerhalb jeder Rechenzelle wesentlich genauer abgebildet werden. Neben dem üblichen Impulsaustausch zwischen Gas und Feststoff — jeweils innerhalb der stark bzw. schwach feststoffbeladenen Bereiche — wird zusätzlich der Impulsaustausch zwischen den Feststoffballen (Clustern) und der schwach beladenen Gasphase berücksichtigt, vgl. auch [98]. Im Gegensatz zum standardmäßigen TFM, welches von einer homogenen Partikelverteilung im Kontrollvolumen ausgeht, lässt sich hierdurch die resultierende Widerstandskraft wesentlich realitätsnäher bestimmen. Zur Schließung des Gleichungssystems ist allerdings die Bestimmung der Heterogenität, u. a. durch Abschätzung der Größe der Cluster, erforderlich.

In neueren Veröffentlichungen [98, 285] werden auf Basis der EMMS Methode strukturabhängige Schließungsgleichungen formuliert, die eine Berücksichtigung der heterogenen Bereiche im ursprünglichen Zweiphasensystem erlauben und somit den Rechenaufwand im Vergleich zur vierphasigen EMMS Methode reduzieren. Die ursprüngliche Impulsübertragung wird dabei mittels einer von der Feststoffkonzentration abhängigen Korrekturfunktion modifiziert. Die Notwendigkeit des Einsatzes solcher Sub Grid Models zur korrekten Vorhersage der Feststoffverteilung in zirkulierenden Wirbelschichten wird beispielsweise von Hartge et al. [91] demonstriert. Wang et al. [269] verdeutlichen, dass auch für die Simulation von blasenbildenden Wirbelschichten (mit Partikeln der Geldart-Gruppen B oder D) im industriellen Maßstab derartige Modifikationen erforderlich sind.

Neben der EMMS Methode können Sub Grid Models für Grobgittersimulationen auch anhand detaillierter Analysen von hochauflösenden Simulationen (sog. Filtern, siehe [105]), rein analytisch durch modellbasierte Abschätzung der Heterogenität (siehe [222]) oder durch andere Methoden (siehe [267, 269]) erstellt werden. Teilweise sind die Sub Grid Models von der Filterlänge abhängig und erfordern sogar eine Modifikation der KTGF-Modelle [222]. Überblicke zu derzeit verfügbaren Sub Grid Models zur Korrektur der Impulsübertragung sind in [222, 267] gegeben. Für weiterführende Informationen ist auf [5, 104, 106, 185, 220, 221, 240, 267–269] verwiesen.

Der Ursprung der Entwicklung von Sub Grid Models ist nicht zwangsweise auf die Simulation großtechnischer Anlagen zurückzuführen, sondern vielmehr auf die in der Verfahrenstechnik häufig anzutreffenden sehr kleinen Partikel (Geldart-Gruppen A und C). Hier besteht das Problem der Auflösung heterogener Strukturen mit einer großen Anzahl an Rechenzellen bereits bei kleinen Anlagen im Labormaßstab. Daher sind die meisten Sub Grid Models für Partikeldurchmesser bis höchstens  $150\ \mu\text{m}$  validiert. Prinzipiell ist der Simulationsansatz für Geldart A und B Partikel zwar identisch [268], jedoch ist die Gültigkeit der Sub Grid Models für Geldart B Partikel bislang nicht bestätigt. Igei und Sundaresan [105] weisen darauf hin, dass die von ihnen entwickelten Korrekturen bei größeren Partikeln von der (partikelbezogenen) Froude- und Reynolds-Zahl abhängig sein könnten und somit nicht ohne weitere Prüfung anwendbar wären. In der aktuellen Literatur wird ein komplexes, aber vielversprechendes Modell von Schneiderbauer und Pirker [220] präsentiert, das sowohl für Partikel der Geldart-Gruppe A als auch B und D, verschiedene Strömungsregime der Wirbelschicht und Zellgrößen bis zum 200-Fachen des Partikeldurchmessers geeignet ist. Auch wenn dieses Modell anhand einiger Beispiele bereits zufriedenstellende Simulationsergebnisse hinsichtlich ausgewählter Kenngrößen liefert, ist eine Validierung in ausreichendem Umfang derzeit noch nicht gegeben.

Aus dem vorangegangenen Überblick geht hervor, dass die TFM–KTGF–Simulation von Anlagen im industriellen Maßstab einen zusätzlichen Schritt in der Modellierung erfordert. Voraussetzung hierfür bilden allerdings die bis dahin erforderliche Modellierung der jeweiligen Strömung sowie eine umfangreiche und detaillierte Validierung dieses Basismodells unter Berücksichtigung aller mittels des Modellierungsansatzes auflösbaren Raum- und Zeitskalen. Das heißt, dass für Grundlagenuntersuchungen zur Auswahl und Justierung von Submodellen und Modellparametern die explizite Auflösung der oben angesprochenen heterogenen Strömungsstrukturen notwendig ist. Darüber hinaus sind im Kontext von Grobgittersimulationen grundlegende Fragen bezüglich des Einflusses nicht aufgelöster Heterogenitäten auf Wärme- und Stofftransportprozesse in der Wirbelschicht bislang nicht geklärt. Zur Realisierung der Zielstellung dieser Arbeit wird daher auf den standardmäßigen TFM–KTGF–Ansatz zurückgegriffen, der die Auflösung der eingangs diskutierten kleinsten heterogenen Strukturen durch die Wahl eines entsprechend feinen Rechengitters erfordert.

### 2.2.3 Untersuchungen zur Strömungsmechanik

Seit dem Beginn der Nutzung von TFM und KTGF zur Simulation von Gas–Feststoff–Wirbelschichten wurden zahlreiche Weiterentwicklungen bzw. alternative Formulierungen der Schließungsgleichungen vorgeschlagen, siehe u. a. Literatur in den Abschnitten 2.1.3 und 4.2. In einem umfangreichen Vergleich stellen van Wachem et al. [262] einige dieser Submodelle gegenüber und demonstrieren ihre Auswirkungen auf die Simulationsergebnisse verschiedener Wirbelschichtkonfigurationen. Dabei verweisen die Autoren insbesondere auf den Einfluss des Impulsaustauschkoeffizienten, da dieser neben der Gravitation die bedeutendste Rolle innerhalb der Impulsbilanz einnimmt. Weiterhin zeigen die Arbeiten von Goldschmidt et al. [82] sowie Reuge et al. [200], dass auch die Modellierung des Fließverhaltens der Feststoffphase sowie die Justierung der Parameter dieser Modelle einen signifikanten Einfluss auf die Ausbildung der Strömung besitzen. Gerade bei dicht gepackten Wirbelschichten, welche nahe des Lockerungspunktes betrieben werden, beeinflusst die Reibungswirkung zwischen den Partikeln das Strömungsverhalten stark [187]. In der Literatur sind zahlreiche Untersuchungen verfügbar, in denen der Einfluss der Submodelle mittels Sensitivitätsanalysen verdeutlicht wird und teilweise auch eine Validierung dieser für einen gewissen Parameterbereich anhand experimenteller Daten erfolgt. Allerdings bezieht sich der überwiegende Teil dieser Studien auf Partikel, welche eine sehr hohe Sphärizität, einen Restitutionskoeffizienten nahe Eins sowie eine glatte Oberfläche aufweisen. Ursächlich hierfür ist einerseits die Tatsache, dass die TFM–KTGF–Modellgleichungen ausgehend von diesen Eigenschaften abgeleitet wurden, siehe [113, 156]. Andererseits werden in den experimentellen Studien, welche zur Validierung herangezogen werden, überwiegend Glaskugeln oder Sand, gelegentlich auch Zeolithe (Katalysatorpartikel beim Fluid Catalytic Cracking, FCC) eingesetzt, welche eben solche Eigenschaften aufweisen. Umfangreiche Validierungssimulationen mit Partikeln aus realen industriellen Prozessen sind dagegen seltener anzutreffen, da deren Eigenschaften (z. B. Sphärizität, Restitutionskoeffizient, innerer Reibungswinkel) zur Justierung der Submodelle zumeist unzureichend bekannt sind, vgl. [226].

Mit Bezug zu den in der vorliegenden Arbeit betrachteten Kohlepartikeln befassen sich numerische Untersuchungen mittels TFM vorrangig mit deren thermochemischer Umsetzung zu Synthesegas innerhalb von Wirbelschichtvergasern. In [287] und [271] können

für einen solchen Prozess die Produktgaszusammensetzungen am Auslass des jeweiligen Reaktors im Vergleich mit experimentellen Daten bereits sehr gut vorhergesagt werden. Eine detaillierte Beschäftigung mit strömungsmechanischen Parametern erfolgt jedoch nicht. Auch neuere Arbeiten [10, 64] haben mit den zuvor genannten eine starke Fokussierung der Reaktionskinetik unter gleichzeitiger Vernachlässigung der zugrunde liegenden Strömungsmodellierung gemein. Die Konfiguration des strömungsmechanischen Modells erfolgt in den genannten Quellen weitestgehend mit Standardwerten, welche in der Regel für Glaskugeln verwendet werden. Auf eine Angabe des Restitutionskoeffizienten wird in den drei letztgenannten Publikationen gänzlich verzichtet, obgleich dieser einen entscheidenden Einfluss auf die Ausbildung der Strömung besitzt, vgl. [82, 272]. Ähnlich verhält es sich mit Publikationen, welche sich mit der Verbrennung von Kohlepartikeln in Wirbelschichtreaktoren befassen. Für den in [163] modellierten Reduktionsreaktor einer CLC-Anlage (Chemical Looping Combustion) zur Verbrennung indischer Kohle werden weitestgehend die Standardwerte des CFD-Softwarepakets angegeben. Für die in [155] betrachtete Co-Verbrennung von Siedlungsabfällen und Kohlepartikeln in einer blasenbildenden Wirbelschicht werden die Parameterwerte für die KTGF-Gleichungen nicht angegeben. Bezüglich der Sphärizität gehen alle genannten Studien vereinfachend von kugelförmigen Partikeln aus, was jedoch anhand zahlreicher für Kohlepartikel publizierter Messwerte fragwürdig erscheint, vgl. z. B. [71, 188, 226].

Die Einbeziehung der Form nichtsphärischer Partikel erfolgt bei TFM-Simulationen in der Regel durch eine Modifikation des Impulsaustauschkoeffizienten. Abhängig vom verwendeten Modell sind dabei verschiedene Varianten möglich. Die wohl gebräuchlichste Art stellt hierbei die Multiplikation des Partikeldurchmessers mit der Sphärizität der Partikel dar, wodurch sich eine Reduktion des effektiven Partikeldurchmessers und eine Zunahme des Impulsaustausches ergeben. Dieses Verfahren wurde beispielsweise von Johansson et al. [114] für die Simulation einer Wirbelschicht mit Quarzsand ( $\phi = 0.8$ ) verwendet. Sobieski [234] bemängelt in diesem Zusammenhang allerdings die in den meisten Publikationen fehlende Angabe einer Definition der Sphärizität, da hierfür verschiedene Formulierungen möglich sind. Am Beispiel der mittleren Feststoffverteilung einer Strahlschicht verdeutlicht er den signifikanten Einfluss auf die Simulationsergebnisse. In der vorliegenden Arbeit wird der Begriff Sphärizität stets mit Bezug zu der auf Seite 6 aufgeführten Definition verwendet. Eine weitere Variante zur Berücksichtigung des Formeinflusses nichtsphärischer Partikel stellen justierbare Widerstandskraftmodelle dar, z. B. [242, 255]. Bei diesen werden einige Modellparameter auf Basis experimenteller Daten des Lockerungspunktes so angepasst, dass der Einfluss der Partikelform innerhalb des Impulsaustauschkoeffizienten automatisch berücksichtigt wird. Des Weiteren zeigten Peirano et al. [193], dass unabhängig vom Impulsaustauschkoeffizienten die Verwendung der experimentell bestimmten Packungsgrenze der Schüttung nötig ist, um die Abweichung der Partikel von der Kugelgestalt einzubeziehen. In ihren Simulationen konnten sie hierdurch eine deutlich bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erzielen als mit dem theoretischen Wert. Eine zusätzliche Modifikation der Partikelrelaxationszeit besitzt in ihren Ergebnissen einen weniger bedeutsamen Einfluss.

Detaillierte Untersuchungen von Submodellen und Modellparametern zur TFM-KTGF-Simulation einer Wirbelschicht aus Braunkohlepartikeln sind in der Dissertation von Schreiber [226] dargestellt. Hierin sind umfangreiche Sensitivitätsanalysen zum Einfluss des Restitutionskoeffizienten, des inneren Reibungswinkels, der Impulsaustauschfunktion sowie des für die Randbedingung der Feststoffphase relevanten Spekularitätskoeffizienten dokumentiert. Die Bewertung erfolgte durch die Analyse und den Vergleich ausgewähl-

ter Eigenschaften der aufsteigenden Gasblasen. Für die experimentelle Validierung des Modells wurden Daten herangezogen, die an einer quasi-zweidimensionalen Versuchsanlage mittels Videoaufzeichnungen und anschließender digitaler Bildauswertung gewonnen wurden. Aufgrund des zur Validierung verwendeten Versuchsaufbaus ist die vorgeschlagene Parameterkonfiguration des TFM-KTGF-Modells allerdings nicht unbedenklich auf reale dreidimensionale Anlagen zu übertragen. Die unterschiedliche Ausbildung der Strömung in quasi-zwei- und dreidimensionalen Systemen wird in diversen Literaturstellen angeführt. Durch die starke Reduktion des Strömungsquerschnittes in der dritten Raumdimension werden Strömungen in dieser Richtung nahezu unterbunden, vgl. [16, 193, 281]. Weiterhin ergibt sich ein veränderter hydraulischer Durchmesser bzw. eine erhöhte Reibungswirkung durch die Nähe von Vorder- und Rückwand. Folglich tritt in zwei- und dreidimensionalen Systemen ein unterschiedliches Koaleszenzverhalten der Blasen auf, vgl. [76]. In quasi-zweidimensionalen Wirbelschichten werden daher auch kleinere Blasen und geringere Aufstiegsgeschwindigkeiten beobachtet, siehe [260, 281]. Hinzu kommt, dass ausschließlich das Blasenwachstum analysiert wurde, womit eine vollumfängliche Bewertung des Wirbelschichtprozesses, welcher sich über mehrere Raum- und Zeitskalen erstreckt, nur eingeschränkt möglich ist. Des Weiteren beschränkt sich die Arbeit von Schreiber [226] auf Braunkohlepartikel mit einem Restwassergehalt von 10%, was aus praktischer Sicht als trocken zu interpretieren ist. Es ist allerdings hinreichend bekannt, dass Schüttungen aus Braunkohlepartikeln höherer Feuchte einen kohäsiven Charakter aufweisen, siehe z. B. [131], der sich in einem ungünstigeren Fluidisierungs- [7, 188] und Fließverhalten [131, 270] äußert. Neben dem offensichtlichen Einfluss der vorhandenen Oberflächenfeuchtigkeit der Partikel ist als Ursache hierfür auch eine zunehmende Deformierbarkeit der Partikel aufgrund der aufgeweichten Feststoffmatrix denkbar. Generell müsste ein solches feuchteabhängiges Verhalten innerhalb der Parameter der KTGF-Modelle berücksichtigt werden.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass ein grundlegender Untersuchungsbedarf zur Wahl von Submodellen und Modellparametern zur Abbildung der dreidimensionalen Strömung einer Braunkohle-Wirbelschicht variabler Feststofffeuchte mittels TFM-KTGF-Simulation besteht.

Fortführend sind unter dem Aspekt strömungsmechanischer Untersuchungen im Zusammenhang mit dem DDWT-Verfahren auch solche anzuführen, welche sich mit der Beeinflussung der Strömung durch die in Form von Rohrbündeln eingebrachten Tauchheizflächen befassen. Detaillierte Ausführungen hierzu sind in den Arbeiten von Asegehegn [12] und Schreiber [226] zu finden. Die Berücksichtigung solcher internen Strömungswiderstände in TFM-Simulationen erfolgt in der Regel auf Basis ihrer geometrischen Anordnung als interne Wand-Randbedingung innerhalb des Rechengebiets. Der zusätzliche Aufwand ergibt sich somit im Wesentlichen aus der Anpassung des Rechengitters. Hierbei müssen insbesondere die Grenzschichten an den Rohroberflächen durch kleinere Rechenzellen als im übrigen Rechengebiet aufgelöst werden, da hier lokal größere Geschwindigkeitsgradienten zu erwarten sind, vgl. [226]. Die Untersuchung verschiedener Rohrbündelgeometrien ist aus praktischer Sicht von hoher Relevanz, da verschiedene Konfigurationen die Strömung in unterschiedlicher Weise beeinflussen und sich hiermit entscheidend auf den Prozess auswirken können. Allerdings ist als Basis einer solchen Parametervariation die angemessene Modellierung der Strömung einer vergleichbaren freien Wirbelschicht ohne interne Strömungswiderstände vorauszusetzen, da die Ermittlung der erforderlichen Modellparameter hierbei weitaus weniger stark durch geometrische Aspekte beeinflusst ist.



### 2.2.4 Polydisperse Partikelkollektive

Beim Two Fluid Model wird für die Feststoffphase ein homogenes Partikelkollektiv angenommen. Wie bereits in Abschnitt 2.1.3 angedeutet wurde, werden größenverteilte Systeme in den Simulationen standardmäßig nicht erfasst, sondern durch die Verwendung eines entsprechenden Äquivalentdurchmessers ausgedrückt. Bei zu breiten Verteilungen ergeben sich hierbei jedoch deutliche Abweichungen zwischen Simulation und Experiment, da Entmischungserscheinungen nicht erfasst werden. Auch gezielte Untersuchungen zum Segregationsverhalten bimodaler Verteilungen können mittels TFM nicht realisiert werden.

Die Simulation polydisperser Partikelkollektive kann mittels des sogenannten Multi Fluid Models (MFM) realisiert werden. Hierbei werden neben der Gasphase mehrere Feststoffphasen in der Simulation berücksichtigt, von denen jede jeweils eine Partikelklasse repräsentiert, siehe [112]. Für bi- oder multimodale Verteilungen können die Partikelklassen direkt zugeordnet werden. Kontinuierliche Verteilungen lassen sich durch mehrere Klassen approximieren, wobei der Rechenaufwand mit zunehmender Anzahl der Feststoffphasen jedoch steigt. Modellseitig erhält jede Feststoffphase eine eigene Granulare Temperatur mit den zugehörigen KTGf-Gleichungen. Die Herausforderung beim Einsatz des MFM besteht in der modellhaften Beschreibung der Interaktion der einzelnen Feststoffphasen innerhalb der Impulsbilanzen. Lösungsansätze hierfür werden beispielsweise in [80, 159, 161, 261] vorgestellt. Gera et al. [79] nutzten einen heuristischen Ansatz, um zusätzlich den Einfluss der Reibung zwischen den Partikeln zu berücksichtigen, der bei hohen Feststoffkonzentrationen an Bedeutung gewinnt. Weiterführende Entwicklungen hierzu finden sich in [180] und [36]. Lu et al. [153] nutzten ein MFM mit drei Feststoffphasen in Kombination mit einer EMMS-basierten Korrektur des Impulsaustausches zwischen Gas und Feststoff zur Simulation der Strömung einer Wirbelschichtfeuerung. Die vorhandenen Abweichungen zu den experimentellen Daten führen die Autoren auf die noch zu starke Vereinfachung der realen Partikelgrößenverteilung zurück. Allerdings weisen sie auch auf die unzureichende Datenlage für eine vollständige Validierung ihres Modells hin.

Eine elegante Variante zur Simulation von breiten, kontinuierlichen Partikelgrößenverteilungen mittels des Kontinuumsansatzes ist die Nutzung sogenannter Momentenmethoden. Hierbei wird die Möglichkeit genutzt, dass sich Verteilungen auch über ihre Momente charakterisieren lassen. Bei der auf McGraw [162] zurückgehenden Quadrature Method of Moments (QMOM) wird die kontinuierliche Partikelgrößenverteilung mittels eines Algorithmus durch eine endliche Anzahl von Dirac-Funktionen bei sogenannten Knoten, welche den repräsentativen Durchmessern entsprechen, und zugehörigen Wichtungsfaktoren approximiert, vgl. [39]. Aus diesen sogenannten Quadratur-Variablen lassen sich die Momente der Verteilung rekonstruieren, die wiederum, aufgefasst als skalare Größe, innerhalb des Rechengebiets transportiert werden und so die Bestimmung der Partikelgrößenverteilung in jeder Rechenzelle ermöglichen. Ein wesentlicher Nachteil von QMOM liegt allerdings in der Nutzung der über die gesamte Verteilung gemittelten Geschwindigkeit innerhalb der Transportgleichungen der Momente. Daher schlugen Fan et al. [66] die Direct Quadrature Method of Moments (DQMOM) vor, bei der die Quadratur-Variablen direkt mittels der zu ihrer Feststoffphase gehörigen Geschwindigkeit transportiert werden. Jedem Knoten bzw. repräsentativen Durchmesser wird dabei eine Feststoffphase eines MFM zugeordnet, wodurch das Verfahren direkt mit Populationsbilanzgleichungen kombinierbar ist. Hieraus ergibt sich zusätzlich die Möglichkeit, Agglomerations- und/oder Bruchprozesse innerhalb des MFM zu berücksichtigen, siehe z. B. [66]. Fan und Fox [65]

nutzten ein DQMOM–MFM zur Untersuchung des Segregationsverhaltens von bimodalen und kontinuierlichen Partikelgrößenverteilungen. Sie verglichen ihre Ergebnisse mit experimentellen Daten bzw. Ergebnissen von DPM–Simulationen und zeigten, dass für die Simulation kontinuierlicher Verteilungen mindestens drei Feststoffphasen und Paare an Quadratur–Variablen notwendig sind, um das Systemverhalten angemessen zu beschreiben. Die Anzahl müsse für breitere Verteilungen und niedrigere Leerrohrgeschwindigkeiten allerdings erhöht werden, woraus sich für viele praktisch relevante Systeme eine deutliche Steigerung des Rechenaufwands ergibt.

### 2.2.5 Wärmeübertragung

Zur Berücksichtigung des Wärmetransports innerhalb von TFM–Simulationen ist die Einbeziehung der Energieerhaltungsgleichungen erforderlich. Diverse Studien befassten sich mit dem Einfluss verschiedener Terme in deren Formulierung, siehe Abschnitt 4.1. Im Vergleich zu einphasigen Strömungen ergeben sich Besonderheiten einerseits in der Berechnung der phasenspezifischen Wärmeleitfähigkeiten, da sich diese aufgrund der lokalen Porosität und des Einflusses der geometrischen Anordnung einer Partikelschüttung von den stofflichen Wärmeleitfähigkeiten unterscheiden. Andererseits ist in den Bilanzgleichungen ein Austauschterm zur Beschreibung des konvektiven Wärmetransports zwischen den Phasen vorzusehen. Für beide Aspekte finden sich in der Fachliteratur unter breitem Konsens bevorzugte Modelle, auf welche in Abschnitt 4.2.3 näher eingegangen wird.

Arbeiten im Bereich der angewandten Forschung befassen sich vorrangig mit den häufig anzutreffenden Rohrbündeln, welche zur Wärmezu- oder -abfuhr in Wirbelschichtsysteme eingebracht werden. Für derartige Untersuchungen ist es von besonderer Relevanz, die thermische Grenzschicht zwischen der Oberfläche des Heiz- oder Kühlelements und der umgebenden Zweiphasenströmung durch hinreichend kleine Rechenzellen aufzulösen. Da der größte Temperaturgradient direkt an der Oberfläche zu erwarten ist [138], erfolgt hierbei eine Verfeinerung zur Oberfläche hin, wobei minimale Zellgrößen erreicht werden, die in der Größenordnung von Bruchteilen des Partikeldurchmessers liegen, vgl. [8, 9, 138]. Daraus resultiert einerseits, dass zur Gewährleistung einer stabilen Lösung aufgrund der besonders am Rohr stark heterogenen Strömung sehr kleine Zeitschritte erforderlich sind, woraus sich sehr hohe Rechenzeiten ergeben. Andererseits muss beachtet werden, dass seitens des numerischen Lösers auch in den kleinsten Zellen rechnerisch die Packungsgrenze, das heißt der maximale Feststoffvolumenanteil, erreicht werden kann. Praktisch trifft dies nicht zu, da für näherungsweise kugelförmige Partikel ein Porositätsanstieg in Richtung der Oberfläche vorliegt, vgl. [76]. Zur Berücksichtigung dieses Effekts bei der TFM–Simulation des Wärmeübergangs verwenden einige Wärmeleitfähigkeitsmodelle eine lokale Korrekturfunktion der Porosität in unmittelbarer Nähe der Oberfläche des Heiz- oder Kühlelements, z. B. [190, 288]. Eine Gegenüberstellung derer, ein Vergleich zu einem Standardmodell ohne Korrektur sowie die Bewertung anhand experimenteller Daten sind in [226] aufgeführt. Es zeigen sich für alle Modelle qualitativ ähnliche Ergebnisse des Wärmeübergangskoeffizienten in Abhängigkeit der Winkelposition am Rohr. Quantitativ treten abhängig vom verwendeten Modell und den gewählten Betriebsparametern jedoch Unterschiede auf. Die insgesamt verhältnismäßig hohen Diskrepanzen im Vergleich zu den experimentellen Daten werden in [226] ausführlich diskutiert. Weiterhin ist anzumerken, dass für die TFM–Simulation des Wärmeübergangs an eingebrachten Oberflächen bei strenger Betrachtung die Gültigkeit des strömungstechnischen Modellierungsansatzes in Frage zu stellen ist. Gemäß den zur Herleitung des Modells eingesetzten Volumenmitte-

lungsverfahren (s. Abschnitt 2.1.3) ist die Voraussetzung angemessener Kontrollvolumen lokal nicht erfüllt.

### 2.2.6 Stofftransport

Stofftransportprozesse werden in FVM-basierten CFD-Simulationen üblicherweise durch zusätzliche Skalartransportgleichungen der Massenanteile der zu berücksichtigenden Spezies modelliert, siehe z. B. [62]. Gemäß [186] stellt dieses Vorgehen de facto eine Erweiterung der Massenbilanz auf alle betrachteten Komponenten einer Phase dar. Die ggf. auftretenden Austausch- oder Umwandlungsprozesse werden dabei durch entsprechende Quell- und Senkenterme implementiert. Diese beinhalten zugleich die zugehörige Kinetik der Transportvorgänge bzw. Reaktionen, welche je nach betrachtetem Prozess durch ein entsprechendes Modell abgebildet werden muss.

Auch im Bereich der TFM-KTGF-Simulation partikelbeladener Strömungen wird dieses Vorgehen für diverse Anwendungsfälle genutzt. Chang et al. [35] simulierten einen FCC-Prozess, wofür ein System aus zwölf Spezies mit insgesamt 56 möglichen Umwandlungsprozessen implementiert wurde. In dem Übersichtsartikel von Adanez et al. [2] sind zahlreiche Studien zusammengestellt, welche sich mit der Simulation verschiedener Varianten des CLC-Verfahrens befassen. In [33] und [242] wird die Zerfallsreaktion von Ozon simuliert, welche häufig als Testfall zur Bestimmung von Stofftransportkoeffizienten benutzt wird. Wang et al. [271] modellierten die thermochemische Vergasung von Kohlepartikeln in einer blasenbildenden Wirbelschicht, wobei die Kinetik von Pyrolyse, heterogenen und homogenen Reaktionen jeweils über separate Modelle abgebildet wurde. Die simulierte Zusammensetzung des Produktgases am Austritt der Anlage erreichte damit eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten.

Mit Bezug auf die Simulation von Trocknungsprozessen kann das oben beschriebene Vorgehen analog angewendet werden. Hierbei werden der absolut trockene Anteil der jeweiligen Phase und das darin enthaltene Wasser als Spezies definiert. Die zusätzlichen Skalartransportgleichungen beschreiben damit den Massenanteil der Komponente Wasser, das heißt den lokalen Wassergehalt der jeweiligen Phase. Szafran und Kmiec [245] modellierten hiermit einen chargenweisen Trocknungsprozess von Getreide in einer Strahlschicht mit Steigrohr. Sie implementierten eine Trocknungskinetik ähnlich zu Abbildung 1.7, bei welcher die übertragenen Wassermassenströme im ersten und zweiten Trocknungsabschnitt gemäß Oberflächenverdunstung bzw. Diffusion im Inneren des Partikels berechnet wurden. Die simulierten Wärme- und Stofftransportraten führen zu einer wesentlich besseren Übereinstimmung mit den experimentellen Daten als solche, die mittels verschiedener empirischer Korrelationen bestimmt wurden. In einer nachfolgenden Publikation [244] stellten Szafran und Kmiec ein Lösungsverfahren vor, das auch die Berechnung langwieriger Trocknungsprozesse mittels CFD ermöglicht. Der Trocknungsverlauf wird hierbei durch eine endliche Anzahl an quasi-stationären Prozesspunkten approximiert, worauf in Abschnitt 4.3.1 näher eingegangen wird. Die Simulationsergebnisse in [244] zeigen dennoch eine hohe Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Trocknungsverläufen. Zhonghua und Mujumdar [294] betrachteten ebenfalls die Trocknung von Getreide in einer Strahlschicht und nutzten hierfür eine ähnliche Formulierung der Kinetik wie [245]. Es werden jedoch nur ein kurzer zeitlicher Abschnitt analysiert und Ursachen für strömungstechnische Unterschiede bezüglich der Simulation mit und ohne Trocknungsprozess diskutiert. Ein Vergleich zu experimentellen Daten wird nicht angeführt.

In [284] wird die Modellierung der Trocknung von Raps in einer überhitzten Wasserdampf-atmosphäre dargestellt. Bezüglich der Trocknungskinetik wird zunächst eine Kondensationsphase berücksichtigt (vgl. Abschnitt 1.3), für welche sich der kondensierte Wassermassenstrom aus der lokalen Energiebilanz des Kondensationsprozesses am Partikel ergibt. Für den zugehörigen Wärmeübergangskoeffizienten wird dabei eine empirische Korrelation verwendet. Der verdampfte Massenstrom im ersten Trocknungsabschnitt ergibt sich analog, jedoch unter Nutzung eines entsprechenden Wärmeübergangskoeffizienten. Die Modellierung des zweiten Trocknungsabschnittes erfolgt wiederum mit dem Diffusionsansatz wie in [244, 245] und [294]. Die zugehörigen Ergebnisse der Simulationen in [229] zeigen im Vergleich mit den experimentellen Daten zufriedenstellende Übereinstimmungen hinsichtlich der zeitlichen Verläufe von Temperatur und Feuchte. Die hieraus abgeleitete Trocknungsgeschwindigkeit lässt jedoch einen erheblichen zeitlichen Versatz zwischen Experiment und Simulation erkennen, der auf eine unzureichende Modellierung der Kondensationsphase schließen lässt.

Gegenüber diesen physikalisch fundierten Modellen zur Beschreibung der Trocknungskinetik verwendeten Assari et al. [17] den semi-empirischen Ansatz von Paláncz [183]. Hiermit simulierten sie die Wirbelschichttrocknung von Weizen unter Variation der Eintrittstemperaturen und -geschwindigkeiten des Trocknungsgases. Der Vergleich der Simulationsergebnisse mit den experimentellen Daten zeigt allerdings, dass die zeitlichen Verläufe von Temperatur und Wassergehalt zwar qualitativ angemessen abgebildet werden können, in den Bereichen hoher Dynamik jedoch deutliche quantitative Abweichungen auftreten. Wang et al. [266] nutzten ebenfalls die in [183] vorgeschlagene Kinetik zur Simulation der Trocknung von Grieß. Ihre Simulationen können die Feuchte- und Temperaturverläufe qualitativ und quantitativ besser wiedergeben. Außerdem können die einzelnen Abschnitte des Trocknungsprozesses eindeutig identifiziert werden. Ein anderer semi-empirischer Ansatz wurde in [232] zur Simulation der Trocknung von Sojaschrot verwendet. Für den darin enthaltenen Stofftransportkoeffizienten wurde eine Korrelation aus [157] verwendet, welche speziell für diesen Anwendungsfall und die betrachteten Betriebsparameter entwickelt wurde. Hierbei handelt es sich jedoch um einen willkürlich gewählten Gleichungstyp, dessen Koeffizienten anhand der experimentellen Daten angepasst wurden. Die simulierten Trocknungsverläufe weisen daher eine sehr hohe Übereinstimmung mit den experimentellen Daten auf.

Die Verwendung derartiger empirischer Ansätze wird in [126] kritisiert, da durch die bloße mathematische Beschreibung der Trocknungsverläufe mittels angepasster Gleichungstypen häufig der Bezug zur physikalisch-theoretischen Basis des Trocknungsprozesses verloren geht. Darüber hinaus besitzen die experimentell ermittelten Koeffizienten zumeist nur in einem sehr eingeschränkten Parameterbereich Gültigkeit. Kemp [126] gibt zwar an, dass gerade bei makroskopischer Betrachtung mit vielen semi-empirischen Ansätzen die Trocknungsverläufe hinreichend genau abgeschätzt werden können. Auch die Berechnung der in den meisten Fällen gesuchten Trocknungsdauer ist hiermit möglich. Mit Bezug auf die in dieser Arbeit betrachteten Kohlepartikel können beispielhaft hierfür die Modelle in [128] und [142] angeführt werden. Demgegenüber sind im Kontext der numerischen Strömungssimulation, welche die mesoskopischen Phänomene ohnehin aufzulösen vermag, in jedem Zeitschritt ausführliche Informationen zu den Strömungs-, Temperatur- und Konzentrationsfeldern vorhanden. Unter dieser Voraussetzung kann die Modellierung der Trocknungskinetik detailliert auf mikroskopischer Ebene und physikalisch fundierter Basis erfolgen, weshalb die in [244, 245, 284, 294] genutzten Ansätze hierbei zu bevorzugen sind.

Publikationen zur Anwendung eines solchen Trocknungsmodells bei der TFM–KTGF–Simulation von Wirbelschichten mit Braunkohlepartikeln sind dem Autor nicht bekannt. Es besteht ein grundlegender Untersuchungsbedarf zur Übertragbarkeit, da sich dieses Material von der feineren Porenstruktur von Polymeren oder Lebensmitteln unterscheidet [182]. Weiterhin ist anzumerken, dass in den genannten Quellen nicht nur aus strömungstechnischer Sicht, sondern auch für den Wärme- und Stofftransport jeweils von sphärischen Partikeln ausgegangen wird, was für Kohlepartikel jedoch nicht zutreffend ist, vgl. [71, 188, 226]. Des Weiteren werden in der oben genannten Literatur Veränderungen der Strömung innerhalb des Trocknungsprozesses vernachlässigt. Es wird von jeweils unveränderlichen Parametern des KTGF–Modells und teils auch von unveränderlichen Stoffeigenschaften ausgegangen. Dass dies für Braunkohlepartikel mit üblichen Wassergehalten von  $w_s \approx 0.10 \dots 0.55$  nicht zutrifft, wurde bereits im Abschnitt zu strömungsmechanischen Aspekten diskutiert. Da die Berechnung der Stofftransportraten bei mikroskopisch modellierter Trocknungskinetik im ersten Trocknungsabschnitt aber stark vom lokalen Strömungszustand abhängt, ergibt sich die Notwendigkeit einer ganzheitlichen Betrachtung von Strömung, Wärme- und Stofftransport für diesen Trocknungsprozess.

### 2.2.7 Fazit

Anhand der Ausführungen in den vorangegangenen Abschnitten lässt sich feststellen, dass bei der TFM–Simulation eines Wirbelschichttrocknungsprozesses zahlreiche Aspekte aus verschiedenen Teilgebieten betrachtet werden müssen. Dabei kann auf einen umfangreichen Wissens- und Entwicklungsstand aus der Literatur zurückgegriffen werden. Mit Blick auf den Anwendungsfall der Trocknung von Braunkohlepartikeln im industriellen Maßstab (gemäß Abschnitt 1.1) wäre eine Berücksichtigung aller angeführten Aspekte innerhalb einer Simulation erstrebenswert. Aufgrund diverser, bislang nicht überwundener Herausforderungen ist dies allerdings nicht möglich. So sind nötige theoretische Grundlagen zur Kopplung der in den verschiedenen Teilgebieten betrachteten Mechanismen derzeit nicht verfügbar. Dies betrifft beispielsweise die Formulierung von Sub Grid Korrekturen für die ohnehin schwer zu modellierende Wechselwirkung zweier Feststoffphasen in einer hypothetischen Grobgitter–MFM–Simulation, oder auch Modelle zur Priorisierung von Feststoffphasen beim Erreichen von Sättigungszuständen in MFM–Simulationen mit Stofftransport. Demgegenüber mangelt es bereits an grundlegenden Untersuchungen zum Strömungsverhalten von Braunkohle–Wirbelschichten mit veränderlicher Partikelfeuchte sowie einer entsprechenden Parameterkonfiguration der KTGF–Modelle für die auflösende TFM–Simulation. Des Weiteren ist die Übertragbarkeit der beschriebenen Trocknungskinetik, welche überwiegend für Stoffe aus dem Bereich der Lebensmitteltechnik eingesetzt wird, zu untersuchen.

Die vorliegende Arbeit knüpft an den beiden letztgenannten Aspekten an und soll damit einen Beitrag zur Weiterentwicklung der TFM–KTGF–Simulation von Wirbelschichttrocknungsprozessen von Braunkohlepartikeln leisten. Um die Untersuchungen von den anderen praktisch relevanten Fragestellungen abzugrenzen, werden die nachfolgenden Einschränkungen vorgenommen.

Es wird eine Wirbelschicht im blasenbildenden Regime betrachtet, die bei Leerrohrgeschwindigkeiten nahe des Lockerungspunktes und ohne Druckaufladung betrieben wird. Auf die Berücksichtigung der Gasphasenturbulenz kann somit verzichtet werden. Als Wirbelgut werden Braunkohlepartikel mit einem engen Kornspektrum verwendet, wodurch

eine monodisperse Betrachtung mittels des Two Fluid Models zulässig ist. Für die Simulationen soll zur Auflösung heterogener Strömungsstrukturen ein entsprechend feines Rechengitter verwendet und auf den Einsatz von Sub Grid Models verzichtet werden. Es wird ein diskontinuierlicher bzw. chargenweiser Trocknungsprozess betrachtet, der eine detaillierte Analyse der Strömungszustände der Wirbelschicht bei unterschiedlichen Wassergehalten der Partikelschüttung ermöglicht. Anhand dessen soll eine Sensitivitätsanalyse zu Modellparametern und Submodellen erfolgen und eine geeignete Auswahl bzw. Kombination dieser vorgeschlagen werden. Um dabei die Beeinflussung der Strömung durch interne Hindernisse auszuschließen, wird eine freie Wirbelschicht betrachtet. Bei der Simulation des Gesamtprozesses einschließlich des Wärme- und Stofftransports erfolgt somit auch kein zusätzlicher Wärmeeintrag über Tauchheizflächen, was sich für Sensitivitätsanalysen und Parameterstudien positiv auf die Rechenzeit auswirkt. Im Gegensatz zum (D)DWT-Prozess erfolgt die Trocknung der Partikel nicht in Wasserdampf, sondern in einer Stickstoffatmosphäre. Die Validierung des Wärme- und Stofftransportmodells soll durch die Simulation der Trocknungsverläufe mit dem von Szafran und Kmiec [244] vorgestellten punktweisen Lösungsverfahren erfolgen.

## 2.3 Messmethoden für Wirbelschichten

Zur Überprüfung der Güte von Simulationsmodellen, die zur Abbildung eines realen Prozesses eingesetzt werden sollen, stellen Grace und Taghipour [83] für den speziellen Anwendungsfall von Wirbelschichten detaillierte Handlungsempfehlungen vor. Hierzu zählt insbesondere ein kritischer Vergleich der modellbasierten Vorhersagen mit experimentellen Daten für einen möglichst großen Bereich an Betriebsparametern.

Zum Zwecke einer solchen Validierung von CFD-Simulationen, deren Ergebnisse üblicherweise einen sehr hohen Detaillierungsgrad aufweisen, ist eine möglichst umfangreiche Instrumentierung der Experimentieranlage wünschenswert, um zahlreiche globale und lokale Messgrößen für den Vergleich aufzuzeichnen. Aus wirtschaftlichen Erfordernissen kann Messtechnik häufig jedoch nur in einem begrenzten Umfang eingesetzt werden. Um geeignete Messgrößen bzw. -methoden für die vorliegende Aufgabe zu identifizieren, wird nachfolgend eine Auswahl verschiedener Verfahren dargestellt, welche zur Charakterisierung von Gas-Feststoff-Wirbelschichten eingesetzt werden. Dabei erfolgt eine unterteilte Betrachtung gemäß der Relevanz für strömungstechnische Phänomene sowie den Wärme- und Stofftransport.

### 2.3.1 Strömungsmechanik

#### Übersicht

Die komplexe Zweiphasenströmung einer Wirbelschicht ist durch skalenübergreifende Prozesse gekennzeichnet. Unzählige, simultane Interaktionen einzelner Partikel mit dem Gas, vielzähligen anderen Partikeln und ggf. auch den Behälterwänden beeinflussen sich gegenseitig sowie die Ausbildung heterogener Strukturen im mesoskopischen Bereich. Letztere bestimmen wiederum das makroskopische Verhalten des Gesamtprozesses. Zur Gewinnung von Daten über die jeweiligen Prozesse wurde die Anwendung zahlreicher verschiedener

Messverfahren erprobt. Eine Systematisierung solcher Verfahren kann beispielsweise anhand der folgenden Kriterien vorgenommen werden:

- Werden Sensoren in die Strömung eingebracht, spricht man von invasiven beziehungsweise auch intrusiven Messverfahren. Für letztere ist grundsätzlich von einer lokalen Beeinflussung der Strömung auszugehen, wodurch sich zwangsweise Abweichungen im Vergleich zur ungestörten Strömung ergeben. Mögliche Einflüsse auf den Gesamtprozess sind von der jeweiligen Ausführung abhängig. Durch den Einsatz moderner Fertigungsverfahren können allerdings Sonden mit sehr kleinen Abmessungen gefertigt werden, wodurch die Beeinflussung der Strömung deutlich reduziert werden kann. Nichtsdestotrotz werden nichtintrusive Verfahren, z. B. Tomografie, in der Regel favorisiert. Diese sind jedoch häufig deutlich aufwendiger.
- Rüdüsüli et al. [198] schlagen eine Unterteilung in direkte und indirekte Methoden vor. Direkte Methoden beinhalten beispielsweise die Analyse der Eigenschaften von Gasblasen (Durchmesser, Wachstumsrate, Größenverteilung, Aufstiegsgeschwindigkeit) durch Hochgeschwindigkeitsaufnahmen und Videoanalysen, kapazitive oder optische Messungen. Hierzu zählen auch die Messungen von Lockerungsgeschwindigkeit, Bettexpansion und Druckverlust oder auch Austragsraten der Partikel. Indirekte Methoden nutzen hingegen aus den in der Wirbelschicht stattfindenden Prozessen abgeleitete Wirkungen. Dazu zählt beispielsweise die Analyse von Druckfluktuationen, die überwiegend aus der Bewegung der Gasblasen resultieren, vgl. [25].
- Für den in dieser Arbeit betrachteten Trocknungsprozess kann auch eine Differenzierung anhand der den Messgrößen zu zuordnenden Raum- und Zeitskalen erfolgen: Makroskopische Messgrößen wie Druckverlust oder Betthöhe unterliegen bei momentaner Betrachtung aufgrund der Bewegung und Eruption der Gasblasen zwar deutlichen Schwankungen, die zugehörigen Mittelwerte in Aufzeichnungsintervallen von wenigen Minuten zeigen mit Bezug auf den langwierigen Trocknungsprozess ( $t > 1$  h) allerdings nur sehr langsame Änderungen. Derartige Messgrößen können für einen solchen Zustandspunkt des Prozesses als quasi-statisch interpretiert werden. Demgegenüber steht die Messung und Analyse hoch dynamischer Prozesse wie z. B. das Aufstiegsverhalten einzelner Gasblasen, welches im vorliegenden Fall Intervalle von unter einer Sekunde in Anspruch nimmt, vgl. Messergebnisse in Kapitel 3.

Im Gegensatz zu einphasigen Strömungen, bei denen die Messung von Strömungsgeschwindigkeiten oftmals ausreichend ist, ist bei den meisten mehrphasigen Prozessen vor allem die räumliche und zeitliche Verteilung der jeweiligen Phasen von Interesse. Dies gilt nicht nur für die wissenschaftliche Analyse solcher Prozesse, sondern insbesondere auch im industriellen Umfeld zum Zwecke der Prozessüberwachung. Bei der Bestimmung der Phasenverteilung in blasenbildenden Wirbelschichten bestehen gemäß [176] folgende zwei Herausforderungen: Zum einen unterliegt die Gas-Feststoff-Verteilung einer schnellen Veränderung, was eine sehr hohe zeitliche Auflösung der Messung erfordert. Zum anderen sind die meisten Wirbelschichten im Bereich des sichtbaren Lichts opak, wodurch laserbasierte und andere optische Methoden, welche sich bei einphasigen Strömungen bewährt haben, nur sehr begrenzt eingesetzt werden können.

Verschiedene Messmethoden zur Bestimmung der Gas-Feststoff-Verteilung in Wirbelschichten sind ausführlich in den Übersichtsartikeln von Werther [276] sowie van Ommen und Mudde [176] dargestellt. In Anlehnung daran und teilweise ergänzt werden nachfolgend einige Methoden kurz erläutert.

- Die Messung des Differenzdrucks über die gesamte Wirbelschichthöhe ist eine industriell eingesetzte Standardmethode zur Ermittlung der mittleren Porosität gemäß Gleichung (1.3). Häufig erfolgt auch eine Betrachtung mehrerer Höhenabschnitte, um das Expansionsverhalten zu erfassen.
- Bei Prozessen mit Wärmetransport kann mittels Temperaturfeldmessungen eine indirekte Bewertung der Durchmischung der Partikel erfolgen und ggf. auf lokale Störungen geschlossen werden.
- Ähnlich zu vorherigem Punkt können durch Wärmeübergangssonden lokale Strömungszustände indirekt bestimmt werden.
- Eine direkte Bestimmung lokaler Feststoffkonzentrationen kann durch Messungen der relativen Permittivität mittels einer elektrokapazitiven Sonde erfolgen. Auch optische Verfahren können zu diesem Zweck lokal eingesetzt werden.
- Videoaufzeichnungen und -analysen von quasi-zweidimensionalen Wirbelschichten ermöglichen die Detektion, Verfolgung und Berechnung der Eigenschaften von Gasblasen, siehe z.B. [14]. Bedingt durch das bei einer solchen Versuchsanordnung deutlich größere Verhältnis von Begrenzungsfläche zu Wirbelschichtvolumen ist allerdings von einer Beeinflussung der Strömung im Vergleich zu sonst üblichen, meist zylindrischen Wirbelschichtanlagen zu rechnen.
- Mit tomografischen Methoden können räumlich und zeitlich hoch aufgelöste Schnittbilder des Prozesses generiert werden. Es werden zwei Varianten unterschieden:
  - Bei der sogenannten Hard-Field Tomography wird hochenergetische Röntgen- oder  $\gamma$ -Strahlung genutzt, wodurch die Feldlinien bzw. Bahnen der Strahlen von der die Schnittebene umgebenden Gas-Feststoff-Verteilung unabhängig sind. Beispielsweise nutzten Verma et al. [258] die Ultraschnelle Elektronenstrahl-Röntgencomputertomographie zur Untersuchung des Blasenwachstums in Wirbelschichten mit Glas-, Aluminiumoxid- und Polyethylenpartikeln.
  - Bei der sogenannten Soft-Field Tomography werden wesentlich schwächere, in der Regel elektrische Felder genutzt. Dabei werden die Feldlinien durch das Gas-Feststoff-System außerhalb der betrachteten Schnittebene beeinflusst. Diese Nichtlinearitäten müssen bei der ohnehin aufwendigen Bildrekonstruktion tomografischer Verfahren hier zusätzlich beachtet werden. Aufgrund der elektrischen Eigenschaften üblicher Fluidisierungsmedien und Partikelmaterialien werden überwiegend kapazitive Verfahren genutzt, z. B. in [266].
- Mittels Positron Emission Particle Tracking können Informationen über die Bewegung und insbesondere die Geschwindigkeit einzelner Partikel gewonnen werden. Aussagen zur gesamten mittleren Feststoffverteilung können nur bei statistisch zuverlässiger Datenlage, das heißt bei sehr langer Beobachtungszeit und/oder der Verwendung zahlreicher Partikelbahnen getroffen werden.
- Zeitlich hoch aufgelöste Drucksignale beinhalten Informationen über verschiedene Strömungsphänomene und können mittels diverser Verfahren analysiert werden, um diese zu extrahieren, siehe [174]. Beispielsweise eignen sich Spektralanalysen von Druckfluktuationen zur Unterscheidung von Strömungsregimen, vgl. [117].

Ergänzend zu den industriellen Standardmessgrößen sind für die vorliegende Validierungsaufgabe experimentelle Daten erforderlich, die einen detaillierteren Aufschluss über die Prozesse innerhalb der Wirbelschicht liefern. Van Ommen und Mudde [176] stellen in ihrem Artikel Vor- und Nachteile für einige der oben aufgeführten Methoden einander gegenüber und bewerten sie hinsichtlich ihrer Eignung für den industriellen Einsatz anhand



von Kriterien wie Bedienkomfort, Interpretierbarkeit der Signale, erfasstem Messraum, räumlicher und zeitlicher Auflösung sowie Kosten. Für die vorliegende Arbeit, bei der die erforderlichen Daten mittels einer Versuchsanlage im Labormaßstab generiert werden, lassen sich einige wesentliche Aussagen übertragen:

- Lokale optische oder kapazitive Sonden sind vom Messraum her beschränkt. Eine räumlich aufgelöste Erfassung der Gas–Feststoff–Verteilung durch die synchrone Verwendung mehrerer Sonden ist aufgrund des intrusiven Prinzips nicht empfehlenswert.
- Tomografische Methoden liefern als bildgebende Verfahren leicht zu interpretierende Ergebnisse, erfassen einen großen Messraum und beeinflussen die Strömung nicht. Sie weisen allerdings einen hohen technischen Aufwand und sehr hohe Kosten auf. (Letzteres gilt analog für das Positron Emission Particle Tracking.)
- Die Messung von Druckfluktuationen ist aus technischer Sicht sehr einfach zu bewerkstelligen. Das Verfahren ist nichtintrusiv, sofern die Sonde an der Behälterwand installiert wird. Die aufgezeichneten Signale enthalten vielzählige Informationen über den Prozess, sind jedoch im Allgemeinen nicht einfach zu interpretieren.

Dass die Analyse von Druckfluktuationen großes Potenzial besitzt, Aussagen über Strömungsvorgänge in Wirbelschichtsystemen abzuleiten, wird anhand der zahlreichen Publikationen hierzu in den letzten Jahrzehnten deutlich. Der Umfang der Forschungsarbeiten zeigt sich auch an vermehrt publizierten Übersichtsartikeln, die sich ausschließlich diesem Thema widmen, z. B. [25, 174, 209]. Unter Voraussetzung dieses verfügbaren Wissens und aufgrund der technisch unkomplizierten Realisierbarkeit wird die Messung und Analyse von Druckfluktuationen als geeignete Methode betrachtet, um Informationen über die dynamischen Prozesse innerhalb der Wirbelschicht bereitzustellen und damit eine detaillierte experimentelle Validierung des CFD–Modells hinsichtlich der Strömungsvorgänge zu ermöglichen. Nachfolgend ist eine kurze Einführung zum Phänomen der Druckfluktuationen und zu möglichen Analysemethoden gegeben.

### Druckfluktuationen in blasenbildenden Wirbelschichten

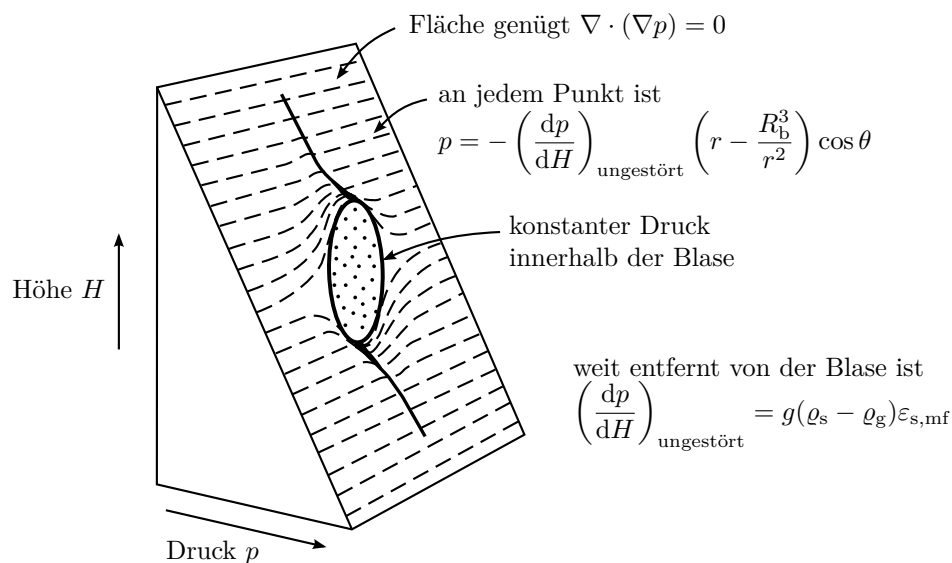
Druckfluktuationen beschreiben allgemein einen mit Abstraten von  $f_s = (20 \dots 200)$  Hz (vgl. [174]) zeitlich hoch aufgelösten Schwankungsanteil  $p'(t)$  des statischen Drucks um seinen Mittelwert  $\bar{p}$ , wodurch ein aufgezeichnetes Signal als

$$p(t) = \bar{p} + p'(t) \tag{2.1}$$

beschrieben werden kann. Die Ursachen der Schwankungen können vielfältig sein. Man unterscheidet gemäß [25, 176, 177, 209] zwei Kategorien:

- Lokaler Durchgang von Gasblasen:  
Passiert eine vertikal aufsteigende Blase die Messposition, ergibt sich ein charakteristischer Druckverlauf. Dieser resultiert aus der Druckverteilung um die Blase, welche vereinfacht durch das Modell von Davidson (siehe z. B. [139]) beschrieben werden kann, siehe Abbildung 2.1. Die Amplitude der registrierten Druckschwankung ist dabei proportional zum Durchmesser der Blase, siehe [25]. Für Wirbelschichtsysteme mit geringen Apparatedurchmessern ergeben sich höhere Amplituden, da die

temporär nach oben verdrängte Bettmasse zu einem höheren statischen Druck an der Messposition führt, vgl. [177].



**Abbildung 2.1:** Druckfeld in Anwesenheit einer dreidimensionalen Blase gemäß dem Davidson-Modell. (adaptiert nach [139])

$r \dots$  Radialkoordinate ausgehend vom Blasenmittelpunkt,  $\theta \dots$  Polarwinkel ausgehend von der Höhenkoordinate am Blasenmittelpunkt,  $R_b \dots$  Radius der Blase,  $\varepsilon_{s,mf} \dots$  Feststoffvolumenanteil im Lockerungszustand

- Kompressionswellen:

Alle weiteren Prozesse, die eine lokale Veränderung des Geschwindigkeits- oder Porositätsfeldes hervorrufen, aber nicht unmittelbar an der Position des Sensors auftreten müssen, generieren ein Kräfteungleichgewicht am System, wodurch Kompressionswellen erzeugt werden, die sich durch die Wirbelschicht bis zur Messposition ausbreiten, siehe [209]. Zu diesen Prozessen gehören nach [25, 176, 177, 209]

- die Bildung der Gasblasen oberhalb des Düsenbodens, wodurch die Partikel aufwärts beschleunigt werden,
- die Koaleszenz von Blasen, bei welcher die bestehende Druckdifferenz zwischen diesen zu einer Gasströmung aus der nachlaufenden in die vorauslaufende Blase und somit zu einem lokalen Druckausgleich führt,
- die Eruption von Blasen an der Bettoberfläche, woraus eine Reduktion der aktuellen Betthöhe und damit auch des statischen Drucks resultieren,
- Schwankungen des zugeführten Fluidisierungsgasmassenstromes, welche einen direkten Einfluss auf das Druck- und Geschwindigkeitsfeld am Düsenboden und somit auch auf die Blasenbildung besitzen, sowie
- mechanische Schwingungen fluidisierter Partikel.

In der Fachliteratur wird der Anteil des Signals, welcher auf global verteilte Phänomene zurückzuführen ist, auch als kohärenter Anteil bezeichnet, während sich lokale Phänomene im inkohärenten Anteil wiederfinden, vgl. z. B. [25, 176].

Zur Messung von Druckfluktuationen haben sich drei Konfigurationen von Sonden als gebräuchlich erwiesen. Diese sind die Messung absoluter Schwankungen an einem einzelnen Punkt in der Wirbelschicht, die Messung der Druckdifferenz zwischen einem Punkt innerhalb und einem Punkt oberhalb des Bettes sowie die Messung der Druckdifferenz

zweier nahe beieinander liegender Punkte innerhalb des Bettes [25, 176]. Bei der Messung von Druckdifferenzen können Informationen über rein lokale Phänomene am Messpunkt im Bett bzw. zwischen den beiden Positionen innerhalb des Bettes gewonnen werden, da der an beiden Positionen erfasste kohärente Anteil durch die Subtraktion der Signale entfernt wird. Dies ermöglicht beispielsweise die Bestimmung lokaler Blasengrößen und -geschwindigkeiten, siehe [176]. Die Messung absoluter Schwankungen an nur einer Position führt hingegen zu einem Signal, das die Effekte aller zuvor aufgeführten Prozesse enthält und somit eine umfassende Charakterisierung des Systems ermöglicht. Mit dem Ziel einer optimalen messtechnischen Erfassung dieser Prozesse führten van Ommen et al. [177] umfangreiche Studien zur Bewertung des Dämpfungsverhaltens bei der Ausbreitung von Kompressionswellen in Wirbelschichten durch. Sie zeigten, dass die Dämpfung in radialer Richtung des Behälters etwa doppelt so groß ist wie in axialer Richtung und dass für niedrige Leerrohrgeschwindigkeiten eine Detektion der Kompressionswellen sichergestellt ist, solange sich deren Entstehungsort innerhalb eines Radius von 0.3 m um die Messposition befindet. Hinsichtlich der notwendigen Instrumentierung für die in Abschnitt 3.1 vorgestellte Laboranlage ist die Verwendung eines einzelnen Sensors somit ausreichend.

Zur Extraktion von Informationen aus aufgezeichneten Drucksignalen werden zahlreiche Analysemethoden eingesetzt. Sie lassen sich nach [174] in drei Kategorien einteilen. Nachfolgend sind diese erläutert und jeweils einige Beispiele angegeben.

- Analysen im Zeitbereich:  
Hierbei erfolgt eine direkte Nutzung des aufgezeichneten Signals in Form der Zeitreihe  $p(t)$  bzw. des Schwankungsanteils  $p'(t)$ . Zu solchen Analyseverfahren zählen beispielsweise:
  - die Bestimmung der Häufigkeitsverteilung sowie daraus abgeleiteter statistischer Kenngrößen (z. B. die Standardabweichung, welche zur Beschreibung der Gesamtintensität des Signals verwendet wird [209])
  - die Ermittlung der mittleren Zykluszeit
  - die Rescaled-Range-Analyse nach Hurst [103]
- Analysen im Frequenzbereich:  
Für spektrale Analysen wird das Signal einer diskreten Fourier-Transformation (DFT) unterzogen. Üblicherweise wird hierbei die Welch-Methode genutzt, um ein statistisch zuverlässigeres Ergebnis zu erhalten [209]. Das berechnete Spektrum enthält diverse Informationen über die Strömung:
  - Allgemein lässt sich der niederfrequente Bereich mesoskaligen Prozessen, das heißt der Bewegung von Gasblasen und Partikelclustern zuordnen, vgl. [117, 193]. Die hochfrequenten Anteile werden den mikroskaligen Partikel-Partikel- und Partikel-Wand-Interaktionen zugeschrieben [291], obgleich die Ursachen für die Druckschwankungen in diesem Bereich noch nicht vollständig erforscht sind, siehe [25, 174].
  - Anhand der Form des Spektrums ist eine Charakterisierung des Strömungsregimes möglich, vgl. [117]. Hierdurch lassen sich beispielsweise Scale-up Experimente validieren, siehe [198, 206].
  - Bei blasenbildenden Regimen wird die Hauptfrequenz des Spektrums (diejenige mit der größten Amplitude) der Eruption der Blasen zugeordnet, siehe [25, 72]. Sie kann zur Bewertung der mittleren Aufstiegs geschwindigkeit der Blasen verwendet werden. Die Hauptfrequenz ist unabhängig von der Messposition,

- vgl. z. B. [1], während die Form des Spektrums, das heißt die Relation der Amplitudenwerte zueinander, aufgrund der unterschiedlichen Intensitäten der lokalen Prozesse diesbezüglich eine leichte Sensitivität zeigt.
- Die zugehörige Amplitude der Hauptfrequenz beschreibt folglich die Intensität der Blaseneruption und kann daher als Maß für die Größe der eruptierenden Blasen genutzt werden, vgl. [25].
  - Zusätzlich zur reinen Spektralanalyse stellt die Anwendung der Wavelet–Transformation eine Möglichkeit dar, um Signale anschließend simultan im Zeit- und Frequenzbereich analysieren zu können. Hierbei erfolgt eine Betrachtung einzelner Signalanteile ähnlich zu einer Bandpass–Filterung.
- Analysen im Zustandsraum:  
Zustandsraum- oder Chaosanalysen befassen sich mit dem Verhalten nichtlinearer Systeme. Die Abbildung des Zustands eines nichtlinearen Systems erfolgt durch die Projektion aller Variablen, die das System bestimmen, in einen mehrdimensionalen Raum — den Zustandsraum. Den zeitlichen Verlauf aller dieser Zustände bezeichnet man als Attraktor. [174, 209]
    - Die Basis für Zustandsraumanalysen bildet die Rekonstruktion des Attraktors. Nach Takens [248] ist dies anhand einer Zeitreihe einer einzelnen charakteristischen Variablen des Systems möglich, vgl. [174, 209]. Im Kontext der Wirbelschichttechnik werden hierzu bevorzugt Drucksignale verwendet. Grundlagen zur Rekonstruktion von Attraktoren sind beispielsweise im Buch von Kantz und Schreiber [120] dargestellt. Untersuchungen zur Wahl geeigneter Einbettungsparameter für Drucksignale aus Wirbelschichten finden sich in [289].
    - Die Kolmogorov–Entropie eines Attraktors beschreibt die Menge an Information, welche notwendig ist, um die Entwicklung des Systems über ein Zeitintervall von einem zum nächsten Zustandspunkt vorherzusagen, vgl. [209]. Sie kann somit als Verlust an Information entlang des Attraktors interpretiert werden [117] und gilt als Maß für die Vorhersagbarkeit des Systems [117, 209]. Eine Abschätzung der Kolmogorov–Entropie kann über die von Schouten et al. [225] vorgeschlagene Methode erfolgen.
    - Diks et al. [52] stellten ein Verfahren zum Vergleich zweier Attraktoren vor, mit dem festgestellt werden kann, ob die den beiden Systemen zugrunde liegenden Dynamiken ähnlich oder verschieden sind. Anwendungen auf Wirbelschichtsysteme findet dieses Verfahren bei der Prozessüberwachung zur Detektion von Agglomeration [175] sowie der Validierung von Scale–up Experimenten [198] und numerischen Simulationen [122].

Für ausführlichere Darstellungen und weitere Analysemethoden ist auf die entsprechende Fachliteratur [25, 174, 209] verwiesen.

### 2.3.2 Wärme- und Stofftransport

Zur Bewertung von Wärme- und Stofftransportprozessen ist in der Regel die Kenntnis von Temperatur- bzw. Konzentrationsfeldern erforderlich.

Standardmäßig erfolgt die Temperaturmessung in Wirbelschichten lokal durch Widerstandstemperaturfühler oder Thermoelemente. Aufgrund der hohen Durchmischungsraten weisen Wirbelschichten ein nahezu isothermes Verhalten auf (vgl. [139]), weshalb nur wenige Messstellen notwendig sind. Alternativ zur konventionellen Temperaturmesstechnik ist auch der Einsatz lokaler Infrarot-Sonden möglich. Eine vollständig berührungslose Infrarot-Temperaturfeldmessung von außen zur Analyse des dynamischen Verhaltens sollte hingegen schwer zu realisieren sein, da die Behälterwände der Wirbelschicht in der Regel eine zu hohe thermische Kapazität aufweisen, als dass kurzfristig lokale, thermische Gleichgewichte im Bezug auf das Bettmaterial erreicht werden könnten.

Diverse Studien widmen sich der Erfassung des konvektiven Wärmetransports zwischen der Wirbelschicht und eingebrachten Heiz- oder Kühlflächen. Hierfür werden spezielle Sonden eingesetzt, die beispielsweise in [165, 226, 276] näher beschrieben sind.

Hinsichtlich des Stofftransports unterscheiden sich die Messverfahren je nach betrachtetem Prozess und den zu erfassenden Messgrößen. In Analogie zu den Ausführungen in Abschnitt 2.3.1 lassen sich hierbei direkte und indirekte Verfahren unterscheiden. Unabhängig davon sind räumlich aufgelöste Messungen für Wirbelschichtsysteme, z. B. in verschiedenen Ebenen, häufig schwer zu realisieren, weshalb üblicherweise eine globale Betrachtung ein- und austretender Stoffströme erfolgt. Beispielsweise untersuchten Ocampo et al. [171] die Konversionsraten von Kohlenstoff bei der Wirbelschichtvergasung von Kohle anhand der mittels Chromatographie bestimmten Produktgaszusammensetzung am Austritt des Reaktors. Für den speziellen Anwendungsfall von Trocknungsprozessen werden zur Bewertung der Trocknungskinetik Informationen über die Menge an Feuchtigkeit benötigt, die den Partikeln je Zeiteinheit entzogen wird. Allgemein kann deren Bereitstellung seitens des Trocknungsguts oder des Trockenmittels erfolgen. Nachfolgend sind jeweils einige Verfahren aufgeführt, die sich für chargenweise Trocknungsprozesse eignen.

- Bestimmung seitens des Trocknungsguts:
  - Probennahme und Bestimmung des Wassergehaltes in regelmäßigen Zeitintervallen, z. B. mittels Feuchteanalysator [266] oder Mikrowellen-Absorptions-Messtechnik [29]
  - Massebestimmung der gesamten Schüttung in regelmäßigen Zeitintervallen, vgl. z. B. [17, 128, 167]
  - Wang et al. [266] erweiterten ihre elektrokapazitive Tomografie um ein aufwendiges dynamisches Kalibrierverfahren, wodurch die Methode für Online-Feuchtemessungen qualifiziert wurde.
  - Andere Verfahren, die zur Feuchtemessung in Echtzeit genutzt werden (z. B. Mikrowellen-Resonanz-Technologie [30], Nahinfrarotspektroskopie [47] oder die Nutzung triboelektrischer Sonden [195]) sind in der Regel auf statische Kalibrierwerte angewiesen.
- Bestimmung seitens des Trockenmittels:
 

Hierbei erfolgt eine zeitlich fortlaufende Bestimmung der an das Trockenmittel übertragenen Feuchtigkeit mittels Bilanzierung der in die Anlage ein- und austretenden Wassermassenströme. Für die Trocknung mit ungesättigten Gasen oder Gasgemischen

schen ist hierfür die Erfassung der jeweiligen Anteile des Wasserdampfes am Gemisch erforderlich. Dies kann beispielsweise erfolgen mittels

- Psychrometer (z. B. in [244, 245]),
- elektro–kapazitiver oder elektro–resistiver Sensoren oder
- Infrarotspektroskopie (z. B. in [29]).

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die Erfassung der Wirbelschichttemperatur anhand lokaler Messungen ausreichend ist. Die Charakterisierung von Stofftransportprozessen erfolgt in der Regel gasseitig auf Basis globaler Systembilanzen. Diese Methodik soll auch für den in der vorliegenden Arbeit betrachteten Trocknungsprozess zum Einsatz kommen und wird im Zusammenhang mit dem Versuchsaufbau im folgenden Kapitel näher beschrieben.

# 3 Experimentelle Voruntersuchungen

## 3.1 Versuchsaufbau

Für die im Rahmen der Arbeit durchgeführten experimentellen Voruntersuchungen wurde ein aus Acrylglas (Polymethylmethacrylat) gefertigter Wirbelschichtapparat im Labormaßstab verwendet, der auf Vorarbeiten von Rochlitz [202], Merzsch [164] und Schreiber [226] basiert. Der bestehende Versuchsaufbau wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit modifiziert, um die Untersuchung des Trocknungsprozesses und der veränderlichen Strömung zu ermöglichen. Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Darstellung der Anlage. Sie weist einen Innendurchmesser von 127 mm auf und erlaubt eine maximale Wirbelschichthöhe von ca. 400 mm. Der Düsenboden ist als Lochplatte mit konischen Bohrungen ausgeführt, welche einen Auslassdurchmesser von 1 mm besitzen. Die Bohrungen sind in einem quadratischen Raster von etwa 5.5 mm Abstand angeordnet. Das für die Ausbildung einer stabilen Wirbelschicht in [139] empfohlene Mindestverhältnis der Druckverluste von Düsenboden zu Wirbelschicht wird in allen Versuchspunkten erreicht bzw. überschritten. Hierdurch ist sichergestellt, dass eine gleichmäßige Verteilung des Fluidisierungsgases über den gesamten Querschnitt der Wirbelschicht vorliegt.

Die Einstellung der Leerrohrgeschwindigkeit erfolgt durch einen thermischen Massenstromregler, der die Stickstoff-Druckleitung des Labors mit der Versuchsanlage verbindet. Es können Leerrohrgeschwindigkeiten im Bereich  $v_0 = (0.03 \dots 0.51) \text{ m/s}$  erreicht werden.

Oberhalb der Wirbelschicht befindet sich ein konischer Diffusor zur Strömungsberuhigung, um einem eventuellen Austrag von Partikeln entgegen zu wirken. Zusätzlich ist der Gasauslass der Anlage mit einem Filtertuch versehen.

Mittels eines elektrischen Lufterhitzers mit einer Nennleistung von 700 W kann die Eintrittstemperatur des Gases in die Wirbelschicht angehoben werden. Hierfür wurde eine Regelung installiert, die auch das Takten des Lufterhitzers im unteren Leistungsbereich berücksichtigt. Aufgrund der Pufferwirkung der Windbox wurde hiermit stets eine konstante Anströmtemperatur erreicht. Die Maximaltemperatur wurde auf  $60^\circ\text{C}$  begrenzt,

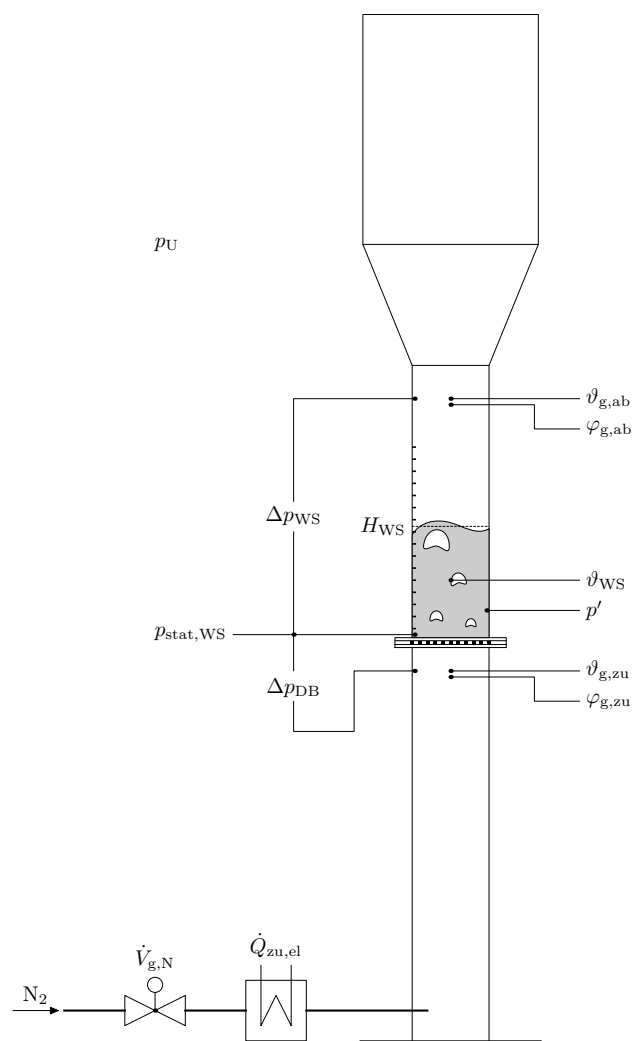


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Versuchsanordnung

um Schäden an der Anlage aufgrund der geringen thermischen Beständigkeit des Materials auszuschließen. Für die Trocknungsexperimente wurde die gesamte Wirbelschichtanlage mit aluminiumkaschierten Isolierschalen aus 30 mm starker Steinwolle umhüllt, wodurch der Wärmetransport zur bzw. von der Umgebung derart reduziert wird, sodass von einer nahezu adiabaten Randbedingung an den Wänden ausgegangen werden kann.

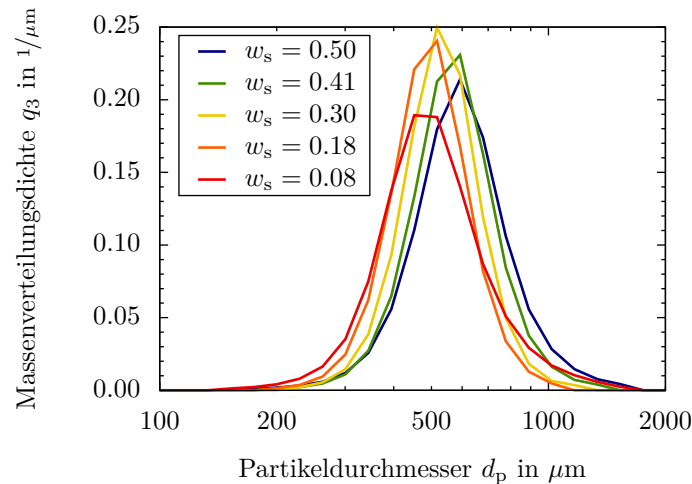
Die Steuerung der Versuchsanlage sowie die Aufzeichnung von Messdaten erfolgten über einen Messcomputer mit Datenloggersystem. Alle Mess- und Steuersignale wurden in einem Intervall von 5 s aufgezeichnet bzw. ausgegeben.

Zur strömungsmechanischen Charakterisierung wurden mittels Differenzdrucksensoren, welche über Wandbohrungen mit der Versuchsanlage verbunden sind, die Druckverluste über die Wirbelschicht und den Düsenboden erfasst, siehe Abbildung 3.1. Die Höhe der Wirbelschicht wurde anhand einer aufgetragenen Skala visuell ermittelt. Zur zeitlich hoch aufgelösten Aufzeichnung von Druckfluktuationen innerhalb der Wirbelschicht wurde ein hochempfindlicher Niederdrucksensor (Kistler Typ 7261) verwendet, der über einen Ladungsverstärker (Kistler Typ 5018A) an einen separaten Datenlogger mit entsprechend hoher Abtastrate angebunden war. Die Drucksonde wurde gemäß den Empfehlungen in [177] für die vorliegende Wirbelschichtkonfiguration 50 mm oberhalb des Düsenbodens an der Behälterwand installiert. Mit einer Länge von 100 mm und einem Innendurchmesser von 4 mm sowie einer Reduzierung auf 2 mm direkt am Sensor liegt gemäß [178] ein optimales System zur dynamischen Druckmessung vor. Die Signalerfassung erfolgte hier mit einer Abtastfrequenz von  $f_s = 256$  Hz unter Verwendung eines Tiefpass-Filters bei der Nyquist-Frequenz. Für jeden Versuchspunkt wurde ein Drucksignal von ca. 235 s Dauer (entspricht 60 000 Datenpunkten) aufgezeichnet.

Zur Bestimmung der Wirbelschichttemperatur wurden zwei Widerstandstemperaturfühler direkt in die Gas-Feststoff-Strömung eingebracht und das arithmetische Mittel ihrer Messwerte für die Auswertung genutzt. Weiterhin wurden für die Untersuchungen zum Trocknungsprozess elektro-kapazitive Sensoren (Michell Instruments PCMini52) im Zu- und Abströmbereich der Wirbelschicht installiert (s. Abbildung 3.1), um die relative Feuchte des Fluidisierungsgases bzw. Trockenmittels zu erfassen. Die zugehörigen Temperaturen wurden mittels Widerstandstemperaturfühlern gemessen. Damit lässt sich unter zusätzlicher Aufzeichnung des statischen Drucks oberhalb des Düsenbodens sowie des Umgebungsdrucks der zeitliche Verlauf der mittleren Feststofffeuchte in der Wirbelschicht bestimmen. Dies wird in Abschnitt 3.3.1 detailliert erläutert.

Als Wirbelgut wurden Braunkohlepartikel verwendet. Es handelt sich dabei um eine Mischung von Kohlen aus zwei Niederlausitzer Tagebauen, die üblicherweise für Veredelungszwecke (z. B. Brikkettierung) genutzt wird. Im Anlieferungszustand wies die Kohle einen Wassergehalt von  $w_s \approx 0.57$  und Partikelgrößen von  $d_p \leq 2$  mm auf. Durch Mahlen mit einer Hammermühle erfolgte zunächst eine Optimierung des Kornspektrums für die anschließende Siebung. Um eine möglichst enge Partikelgrößenverteilung zu erhalten, wurden für die Siebung Maschenweiten von  $500 \mu\text{m}$  und  $710 \mu\text{m}$  als Unter- bzw. Obergrenze gewählt. Aufgrund der verfahrensbedingt mäßigen Trennschärfe liegen in der Probe jedoch größere Anteile Unter- und Überkorn vor. Die Datenreihe  $w_s = 0.50$  in Abbildung 3.2 zeigt die resultierende Partikelgrößenverteilung, welche mittels Laserbeugungsspektrometrie gemessen wurde. Aufgrund der während der Probenaufbereitung aufgetretenen Trocknung durch die Umgebungsluft konnten die Wirbelschichtversuche mit einem maximalen Wassergehalt von  $w_s = 0.50$  begonnen werden. Abbildung 3.2 zeigt zusätzlich die Ent-





**Abbildung 3.2:** Partikelgrößenverteilung der Kohle bei verschiedenen Wassergehalten

wicklung der Partikelgrößenverteilung im Trocknungsverlauf. Weitere und im Wesentlichen von der Feuchte abhängige Stoffeigenschaften der Braunkohle sind im Anhang A.1.1 aufgeführt. In Anlehnung an den Messwert von [226] wird davon ausgegangen, dass die Sphärizität der Braunkohlepartikel  $\phi \approx 0.78$  beträgt. Für die Simulationen wird dies im Rahmen einer Sensitivitätsanalyse in Abschnitt 5.2 überprüft.

Als Fluidisierungsmedium wurde aus Sicherheitsgründen Stickstoff verwendet, welcher durch die Luftzerlegungsanlage des Technikums bereitgestellt wurde. Prozessbedingt wird dabei der in der angesaugten Umgebungsluft enthaltene Wasserdampf kondensiert und abgeführt, sodass für die relative Feuchte des Gases am Eintritt in die Wirbelschicht  $\varphi_{g,zu} \rightarrow 0$  gilt. Die verwendeten Korrelationen zur Bestimmung der Stoffeigenschaften sind im Anhang A.1.2 angegeben. Geringfügig vorhandene Anteile an Restsauerstoff werden hierbei vernachlässigt.

Die Ergebnisse der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten experimentellen Untersuchungen, welche für das Verständnis der Veränderungen der Wirbelschicht im Trocknungsprozess von Bedeutung sind und die Validierungsgrundlage für die Simulationen bilden, werden in den folgenden Abschnitten kurz zusammengefasst.

## 3.2 Strömungsmechanik

### 3.2.1 Lockerungspunkt

Bei der wissenschaftlichen Behandlung von Wirbelschichten werden die untersuchten Strömungszustände üblicherweise durch die Angabe der Leerrohrgeschwindigkeit  $v_0$  als Vielfaches der Lockerungsgeschwindigkeit  $v_{mf}$  des Partikelkollektivs definiert. Daher wurde zunächst der Lockerungspunkt der betrachteten Schüttung bestimmt. Hierbei wurde das übliche Verfahren der Aufnahme eines  $\Delta p_{WS-v_0}$ -Diagramms (vgl. Abbildung 1.3) angewendet, welches beispielsweise in [139] beschrieben ist. Neben der im Rahmen der Arbeit betrachteten Partikelklasse ( $500 \dots 710$ )  $\mu\text{m}$  wurden hierbei vergleichsweise zwei weitere Partikelklassen untersucht. Die Experimente erfolgten jeweils bei einem Wassergehalt von  $w_s = 0.50$  und bei Umgebungsbedingungen. Die experimentell bestimmten Lockerungsgeschwindigkeiten und -porositäten sind den Abschätzungen gemäß den Gleichungen (1.5) bzw. (1.6) in Tabelle 3.1 gegenübergestellt.

**Tabelle 3.1:** Lockerungsgeschwindigkeiten und -porositäten der Partikelklassen

Partikelklasse $d_p$ $\mu\text{m}$	experimentell		berechnet	
	$v_{mf}$ m/s	$\varepsilon_{g,mf}$ –	$v_{mf}$ m/s	$\varepsilon_{g,mf}$ –
300...500	0.120	0.615	0.050	0.438
500...710	0.160	0.519	0.130	0.438
710...1000	0.270	0.519	0.230	0.438

Es ist zu erkennen, dass die experimentell bestimmten Lockerungsgeschwindigkeiten stets oberhalb der rechnerischen Vorhersagen liegen. Zwar kann ein gewisser Anteil der Abweichung auf den empirischen Charakter von Gleichung (1.5) bzw. Gleichung (1.4) zurückgeführt werden, jedoch muss die vorhandene Oberflächenfeuchtigkeit der Partikel als eine wesentliche Ursache angeführt werden. Dies zeigt sich im Vergleich mit den geringeren Abweichungen für trockene Braunkohlepartikel in [226] sowie mit den Untersuchungen von Pata et al. [188]. Letztere beobachteten in ihren Experimenten eine deutliche Steigerung der Lockerungsgeschwindigkeit bei zunehmendem Wassergehalt der Partikel, weshalb sie eine Korrekturfunktion zur Berechnung der Lockerungsgeschwindigkeit bei  $w_s \geq 0.25$  vorschlagen. Für den hier vorliegenden, sehr hohen Wassergehalt von  $w_s = 0.50$  führt die Verwendung der in [188] angegebenen, empirischen Funktion im Vergleich mit den experimentell bestimmten Werten allerdings zu einer deutlichen Überschätzung der Lockerungsgeschwindigkeit. Auffällig ist weiterhin, dass die relative Abweichung der berechneten Lockerungsgeschwindigkeit mit zunehmender Größe der Partikel sinkt. Ursache hierfür ist die größere volumenspezifische Oberfläche kleinerer Partikel, wodurch die Wirkung von Oberflächenkräften (z. B. Kohäsion aufgrund von Feuchtigkeit) an Bedeutung gewinnt. Hinsichtlich der Lockerungsporositäten resultieren die höheren Werte im Experiment direkt aus der erhöhten Lockerungsgeschwindigkeit, welche nach Überwindung der Oberflächenkräfte als erhöhte Leerrohrgeschwindigkeit einer kohäsionsfreien Schüttung interpretiert werden kann. Weiterhin könnten die Abweichungen zu einem Teil durch die nicht exakt bekannte Sphärizität verursacht sein.

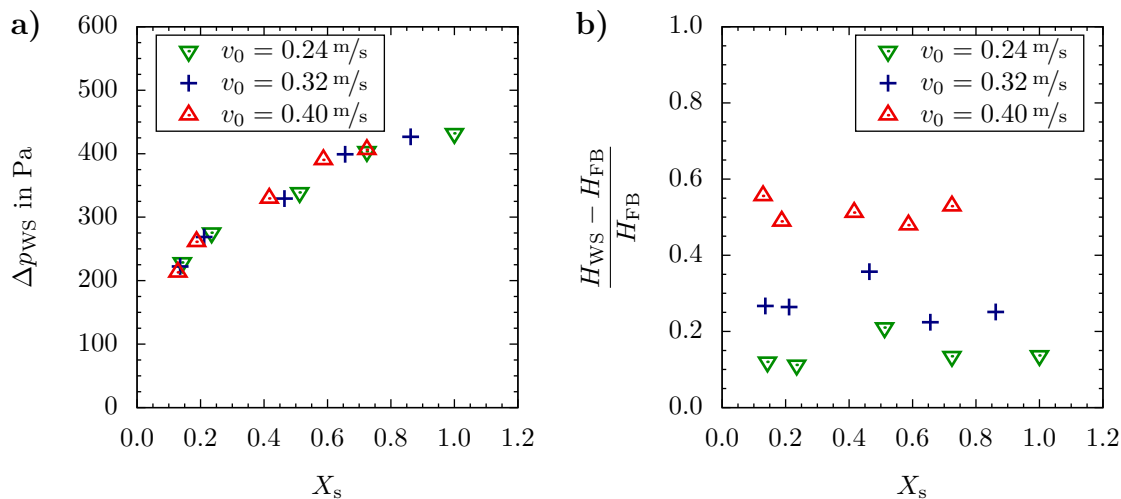
Auf Basis des experimentell bestimmten Lockerungspunktes mit  $v_{mf} = 0.16 \text{ m/s}$  wurde für alle weiteren Untersuchungen eine Variation der Leerrohrgeschwindigkeiten von  $v_0 = (1.5, 2.0, 2.5)v_{mf} = (0.24, 0.32, 0.40) \text{ m/s}$  zugrunde gelegt.

### 3.2.2 Charakterisierung der Wirbelschicht

Zur Charakterisierung der strömungstechnischen Veränderungen der Wirbelschicht im Trocknungsverlauf wurden für jede der betrachteten Leerrohrgeschwindigkeiten fünf einzelne Prozesspunkte bei verschiedenen Gutsfeuchten analysiert.

#### Makroskopische Eigenschaften

Bei der Durchströmung der Wirbelschicht erfährt das Gas aufgrund des Widerstands bei der Partikelumströmung einen Druckverlust. Sein zeitlicher Mittelwert ist für Wirbelschichten ohne Stoffübertragungsprozesse üblicherweise konstant. Im vorliegenden Fall einer chargenweise betriebenen Wirbelschichttrocknung tritt im zeitlich makroskopischen Verlauf im Zusammenhang mit der Entfernung des Wassers jedoch eine Reduktion des Partikeldurchmessers und der Feststoffdichte auf. Hieraus resultieren abnehmende Werte der Gewichtskraft der Partikel sowie der vom Fluid ausgeübten Widerstandskraft. Dementsprechend ist bezogen auf die gesamte Schüttung ein Rückgang des gaseitigen Druckverlustes zu beobachten, siehe Abbildung 3.3 a).



**Abbildung 3.3:** Messergebnisse des a) Druckverlusts und b) Expansionsverhaltens der Wirbelschicht in Abhängigkeit von Feststofffeuchte und Leerrohrgeschwindigkeit

Das Expansionsverhalten der Wirbelschicht ist in Abbildung 3.3 b) dargestellt. Hierbei wurden die Höhen der ruhenden Feststoffschüttungen  $H_{FB}$  als Bezugsgröße gewählt, da die Höhen der jeweiligen Lockerungszustände  $H_{mf}$ , welche üblicherweise hierfür verwendet werden, entlang des Trocknungsverlaufs nicht bekannt sind. Anhand der Daten ist zu erkennen, dass eine Steigerung der Leerrohrgeschwindigkeit eine zunehmende Expansion verursacht. Dieses Verhalten entspricht den bekannten Erkenntnissen aus der Literatur, vgl. z. B. [77, 143, 148, 246]. Mit Bezug auf die Feststofffeuchte weisen die Datenreihen im Rahmen der Messgenauigkeit eine jeweils nahezu konstante Expansionsrate auf. Es sei jedoch darauf hingewiesen, dass sich die Höhen der expandierten Wirbelschicht  $H_{WS}$  sowie des Festbettes  $H_{FB}$  im Trocknungsverlauf reduzieren. Für die spätere Validierung der Simulationen wird der direkte Messwert der Wirbelschichthöhe  $H_{WS}$  verwendet.

## Charakterisierung der Systemdynamik anhand meso- und mikroskopischer Strömungsstrukturen

Aus den zeitlich hoch aufgelösten Datenreihen des Niederdrucksensors können vielzählige Informationen über den Wirbelschichtprozess abgeleitet werden. Um eine differenzierte Analyse der verschiedenen Strömungsphänomene vornehmen zu können, wurde die von Zhao und Yang [291] vorgestellte Methode verwendet, mit welcher eine Trennung der Signalanteile in die den Strömungsstrukturen zuzuordnenden Raum- und Zeitskalen ermöglicht wird. Die Schritte des Verfahrens werden nachfolgend kurz beschrieben und wurden im Rahmen der Arbeit zur automatisierten Analyse der Daten als Algorithmus in MATLAB<sup>®</sup> (The Mathworks<sup>®</sup>, Inc., USA) implementiert.

Zunächst erfolgt mittels einer diskreten Wavelet-Transformation die Zerlegung der Zeitreihe in Subsignale. Hierbei wird durch den Einsatz eines Hochpass-Filters ein sogenanntes Detail (D) vom Signal abgetrennt, welches nur die hochfrequenten Anteile der ursprünglichen Zeitreihe enthält. Der mittels Tiefpass-Filter verbleibende niederfrequente Anteil wird als Approximation (A) bezeichnet. Diese kann erneut zerlegt werden:

$$\begin{aligned}
 p(t) &= A_0 \\
 &= D_1 + A_1 \\
 &= D_1 + D_2 + A_2 \\
 &= D_1 + D_2 + D_3 + A_3 \\
 &= \dots \\
 &= \sum_{i=1}^n D_i + A_n
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

Man spricht von einer Multilevel Wavelet Decomposition, wobei  $n$  das maximale Decomposition Level darstellt, welches von den zur Verfügung stehenden Datenpunkten und dem gewählten Mother-Wavelet der Transformation abhängig ist. In der vorliegenden Arbeit wurde gemäß der Empfehlung in [174] die diskrete Version des Meyer-Wavelets als Mother-Wavelet verwendet. Hiermit ergibt sich ein maximales Decomposition Level von  $n = 9$ . Die in den resultierenden Subsignalen enthaltenen Frequenzanteile lassen sich für alle Level  $i = 1, 2, \dots, n$  durch folgende Intervalle beschreiben.

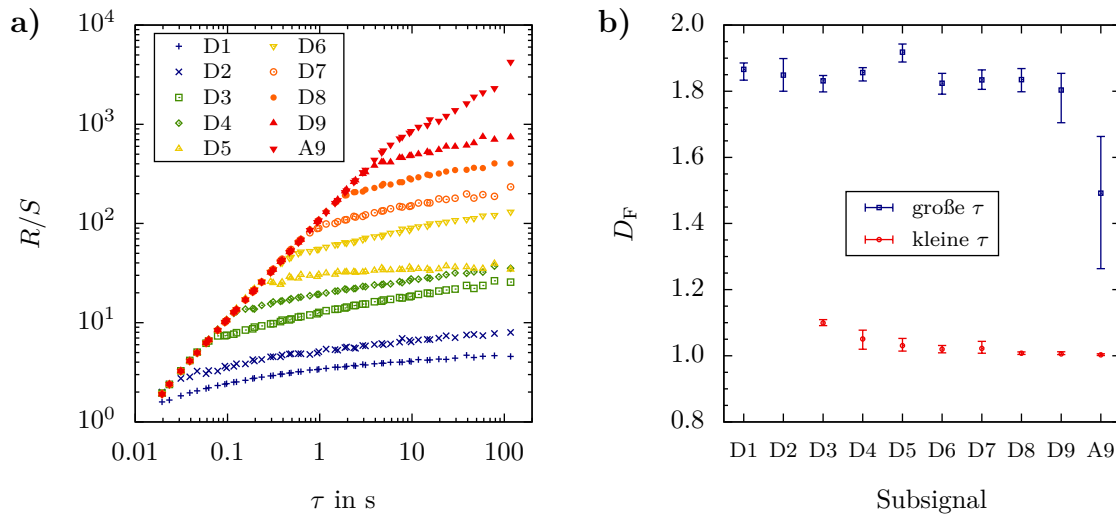
$$f(D_i) = [2^{-(i+1)} f_s, 2^{-i} f_s] \tag{3.2}$$

$$f(A_i) = [0 \text{ Hz}, 2^{-(i+1)} f_s] \tag{3.3}$$

Darin ist  $f_s = 256 \text{ Hz}$  die verwendete Abtastrate des Signals.

Im nächsten Schritt wird jedes der Subsignale ( $D_1$  bis  $D_9$  und  $A_9$ ) der Rescaled-Range-Analyse von Hurst [103] unterzogen. Dabei erfolgt eine Zerlegung des Subsignals entlang der Zeitachse in nichtüberlappende Teilabschnitte der Länge  $\tau$ . Für jeden der Abschnitte wird das Verhältnis der Spannweite der Werte zu ihrer Standardabweichung berechnet.<sup>4)</sup> Der Mittelwert aus allen Teilabschnitten wird als Rescaled Range  $R/S$  dieses Subsignals bezeichnet. Die Berechnung wird für alle möglichen Werte von  $\tau$  durchgeführt, woraus sich ein funktionaler Zusammenhang zwischen  $R/S$  und  $\tau$  herstellen lässt. Abbildung 3.4 a) zeigt die resultierenden Funktionen aller Subsignale eines ausgewählten Versuchspunktes.

<sup>4)</sup>Ein ausführlich beschriebener Rechenweg ist beispielsweise in [291] und [174] dargestellt.



**Abbildung 3.4:** Mehrskalenanalyse: a) Hurst–Analyse der Subsignale eines ausgewählten Versuchspunkts ( $X_s = 0.46$ ,  $v_0 = 0.32$  m/s) und b) Fraktale Dimensionen der Details D1 bis D9 sowie Approximation A9 aller experimentellen Versuche

Die Verläufe der einzelnen Subsignale werden mit einer Potenzfunktion, welche in der doppelt-logarithmischen Darstellung als Gerade erscheint, mittels der Methode der kleinsten Fehlerquadrate approximiert. Die zu den Potenzfunktionen ermittelten Exponenten, welche den Anstieg der Geraden beschreiben, werden als Hurst–Exponenten  $H$  bezeichnet. Für die Subsignale  $D1$  und  $D2$ , welche im gesamten Wertebereich von  $\tau$  jeweils durch eine einzige Funktion beschrieben werden können, ergeben sich Hurst–Exponenten von  $H < 0.5$ . Hierdurch ist gemäß [121] ein wenig persistentes, das heißt stark chaotisches dynamisches Verhalten gekennzeichnet, welches eine Zuordnung von mikroskaligen Strömungsstrukturen, das heißt unregelmäßigen Interaktionen zwischen Partikeln bzw. zwischen Partikeln und Fluid, impliziert. Dies steht im Konsens mit den kleinen Zeitskalen in diesem Frequenzbereich ( $D1$  und  $D2$  entsprechen 32 Hz bis 128 Hz), die ebenfalls auf mikroskalige Prozesse schließen lassen, vgl. [291]. Für die Subsignale  $D3$  bis  $A9$  liegen jeweils zwei deutlich unterschiedliche Anstiege der Funktionen vor, weshalb eine Trennung in einen Bereich kleiner Werte von  $\tau$  und einen Bereich großer Werte von  $\tau$  erfolgt. Jeder dieser Bereiche wird über eine separate Potenzfunktion approximiert. Für große Werte von  $\tau$  weisen auch diese Subsignale Hurst–Exponenten von  $H < 0.5$  auf. Im Bereich kleiner Werte von  $\tau$  liegen jedoch Hurst–Exponenten nahe Eins vor, wodurch ein stark persistentes dynamisches Verhalten charakterisiert wird. Letzteres kann nach [121] der Bewegung von Gasblasen zugeschrieben werden. In [291] wird hieraus geschlossen, dass Subsignale mit einem derartigen Verhalten mesoskalige Interaktionen von Blasen mit der sie umgebenden Suspensionsphase charakterisieren. Die hohen Hurst–Exponenten repräsentieren dabei die Dynamik der Blasen und die niedrigen die Dynamik der Suspensionsphase. Weiterhin ist dieses bifraktale dynamische Verhalten nach [291] typisch für heterogene Mehrphasenströmungen.

Ergänzend lassen sich aus den ermittelten Hurst–Exponenten die fraktalen Dimensionen  $D_F = 2 - H$  bestimmen, welche die Selbstähnlichkeit der Zeitreihen beschreiben. Abbildung 3.4 b) zeigt deren Mittelwerte und Spannweiten bezogen auf die jeweiligen Subsignale aller 15 Versuchspunkte. Je höher die Werte von  $D_F$  sind, desto weniger persistent sind die zugehörigen Zeitreihen und umso komplexer ist die ihnen zugrunde liegende Dynamik.

Auf Basis dieser Mehrskalenganalyse können die im aufgezeichneten Drucksignal enthaltenen Frequenzanteile den jeweiligen Strömungsstrukturen zugeordnet werden. Für weiterführende Analysen wird das Gesamtsignal  $p(t)$  eines jeden Versuchspunktes nun in den Frequenzbereich transformiert. In der vorliegenden Arbeit kommt hierfür die üblicherweise für Drucksignale in Wirbelschichten verwendete Welch-Methode zum Einsatz, vgl. [178, 209]. Dabei wird die zeitdiskrete Reihe  $p(t)$  bzw.  $p(i) = p(0, 1, \dots, 59\,999)$  zunächst in sich jeweils zur Hälfte überlappende Blöcke mit je  $N = 1024$  Datenpunkten unterteilt:

$$p_k(i) = p\left(i + \frac{N}{2}k\right) \quad (3.4)$$

mit

$$i = 0, 1, \dots, N - 1 \quad (\text{Datenpunkte})$$

$$k = 0, 1, \dots, L - 1 \quad (\text{Blöcke})$$

Die Anzahl  $L$  der Blöcke resultiert aus der Länge der verfügbaren Datenreihe, der Blocklänge  $N$  sowie der gewählten Überlappung von  $N/2$ . Im vorliegenden Fall ergeben sich für jeden Versuchspunkt  $L = 116$  vollständige Blöcke. Mittels einer diskreten Fourier-Transformation (DFT) wird für jeden dieser Blöcke  $p_k$  das zugehörige, einseitige Leistungsdichtespektrum berechnet<sup>5)</sup>:

$$P_{xx,k}(s) = \frac{2}{f_s \sum_{i=0}^{N-1} W(i)^2} \left| \sum_{i=0}^{N-1} p_k(i) W(i) \exp\left(-2\pi j \frac{s i}{N}\right) \right|^2 \quad (3.5)$$

$P_{xx,k}(s)$  beschreibt hierbei die Folge der spektralen Leistungsdichte der komplexwertigen Druckamplituden, deren Darstellung im einseitigen Spektrum entlang der Ordnungszahl  $s = 0, 1, \dots, N/2$  der Spektrallinien erfolgt. Die Umrechnung von  $s$  zur Frequenz  $f$  ist über die Beziehung zur Abtastrate gegeben:

$$f = \frac{s}{N} f_s \quad (3.6)$$

Zur Reduktion von Leck-Effekten wird in Gleichung (3.5) ein von-Hann-Fenster als Wichtungsfunktion einbezogen:

$$W(i) = \frac{1}{2} \left[ 1 - \cos\left(\frac{2\pi i}{N}\right) \right] \quad (3.7)$$

Schließlich wird aus den Spektren aller  $L = 116$  Blöcke ein mittleres Spektrum berechnet, wodurch ein statistisch zuverlässiges Ergebnis erzielt wird:

$$P_{xx}(f) = \frac{1}{L} \sum_{k=0}^{L-1} P_{xx,k}(f) \quad (3.8)$$

Neben dem Leistungsdichtespektrum, welches sich auf die Effektivwerte der Fluktuationen bezieht und üblicherweise in doppelt-logarithmischer Darstellung anzutreffen ist, wird der niederfrequente Bereich häufig auch als lineares Amplituden- oder Betragsspektrum dargestellt. In der vorliegenden Arbeit erfolgt die Umrechnung gemäß nachfolgender Rechen-

---

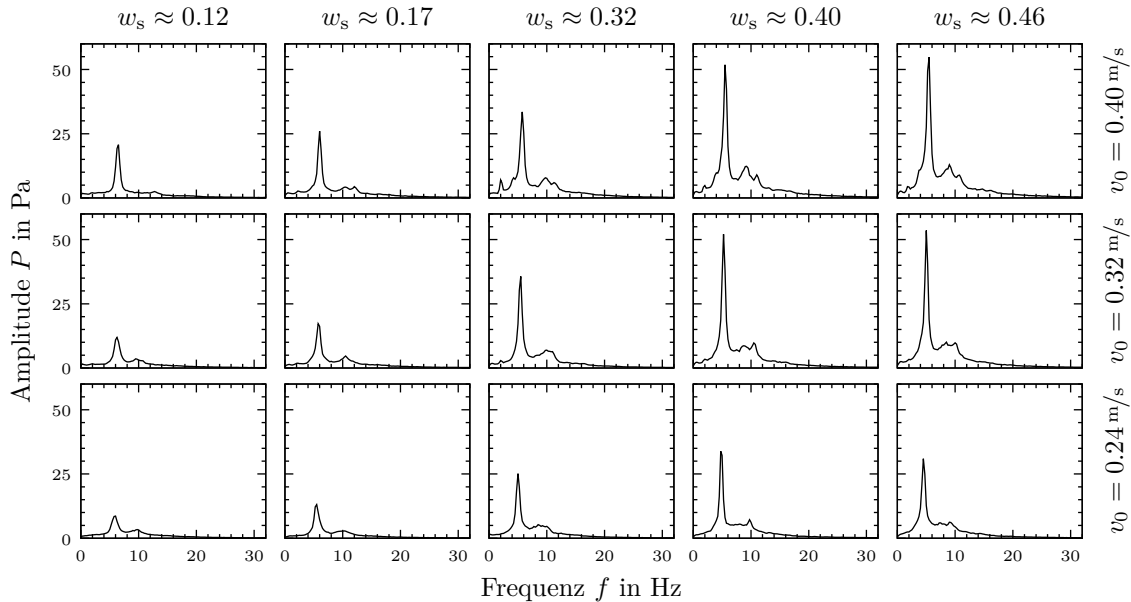
<sup>5)</sup>Die Multiplikation mit dem Faktor 2 in Gleichung (3.5) erfolgt nicht für  $s = 0$  und  $s = N/2$ .

vorschrift, wodurch anschließend die tatsächlichen Amplituden  $P$ , das heißt Spitzenwerte, der Fluktuationen visualisiert werden können.

$$P(f) = \sqrt{2f_s \frac{\sum_{i=0}^{N-1} W(i)^2}{\left(\sum_{i=0}^{N-1} W(i)\right)^2} P_{xx}(f)} \quad (3.9)$$

Das beschriebene Verfahren zur Transformation der Signale in den Frequenzbereich wurde im Rahmen der Arbeit in MATLAB<sup>®</sup> realisiert. Dabei wurde zur Ausführung der DFT der bereits in MATLAB<sup>®</sup> implementierte FFT-Algorithmus (Fast Fourier Transform) verwendet, welcher eine sehr effiziente Berechnung der Spektren ermöglicht. Details zum FFT-Algorithmus sind beispielsweise in [166] aufgeführt.

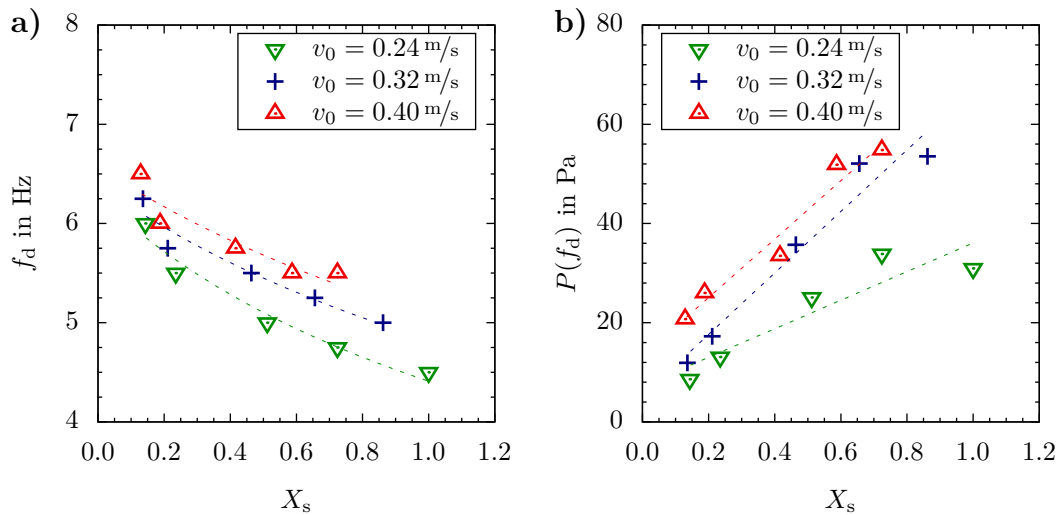
Abbildung 3.5 zeigt die Amplitudenspektren der aufgezeichneten Drucksignale für den Frequenzbereich mesoskaliger Strömungsstrukturen.



**Abbildung 3.5:** Amplitudenspektren der Druckfluktuationen für fünf Versuchspunkte des Trocknungsverlaufs<sup>6)</sup> bei drei verschiedenen Leerrohrgeschwindigkeiten

Es ist ersichtlich, dass sich der Hauptanteil der Signale jeweils in dem für Wirbelschichten typischen Bereich bis etwa 10 Hz befindet, vgl. [174, 209]. Aufgrund der relativ geringen Abmessungen der Versuchsanlage und den damit verbundenen kleinen Zeitskalen liegen jedoch auch oberhalb von 10 Hz noch erkennbare Signalanteile vor. Alle Spektren weisen eine dominante Frequenz auf, deren Amplitude deutlich oberhalb derer der übrigen Frequenzen liegt. Dies deutet auf eine hohe Periodizität des Signals hin, woraus sich gemäß [20, 117] auf die Eruption einzelner großer Gasblasen an der Bettoberfläche schließen lässt. Man spricht hierbei von einem sogenannten Einzelblasenregime. Die höherfrequenten Anteile deutlich geringerer Amplituden lassen sich im Wesentlichen der Entstehung der Blasen am Düsenboden, deren Koaleszenz und dem Passieren des Sensors zuordnen, siehe [20, 25, 176].

<sup>6)</sup>Für die exakten Feststofffeuchten der einzelnen Punkte ist auf Abbildung 3.7 verwiesen.



**Abbildung 3.6:** a) Dominante Frequenz der Druckfluktuationen sowie b) deren Amplitude in Abhängigkeit der Feststofffeuchte

Bei genauerer Analyse der dominanten Frequenz der Blaseneruptionen in Abbildung 3.6 a) zeigt sich ein Anstieg bei sinkender Feststofffeuchte. Dies ist auf die Reduktion der Bettmasse und die Schrumpfung der Partikel im fortschreitenden Trocknungsprozess zurückzuführen, wodurch sich geringere Wirbelschichthöhen einstellen. Durch den damit verringerten Aufstiegsweg der Blasen liegen bezüglich der aufeinanderfolgenden Eruptionen kürzere Zeitintervalle bzw. höhere Frequenzen vor. Dieser Einfluss der Wirbelschichthöhe wird in zahlreichen Korrelationen zur Bestimmung der dominanten Frequenz berücksichtigt, siehe z. B. Übersicht in [25]. Für die Trendlinien in Abbildung 3.6 a) wurde das Modell von Baskakov et al. [20] verwendet, welches häufig zur Abschätzung der dominanten Frequenz in Einzelblasenregimen herangezogen wird. Die unbekannte Wirbelschichthöhe des Lockerungszustandes wurde hierbei durch einen linearen Zusammenhang zur Feststofffeuchte  $H_{mf} = f(X_s)$  approximiert.

Weiterhin zeigt Abbildung 3.6 b) die Amplituden der dominanten Frequenzen, welche im Trocknungsverlauf eine deutliche Reduktion erfahren. Ursächlich hierfür ist die Eruption kleinerer Gasblasen an der Bettoberfläche, die deutlich schwächere Kompressionswellen erzeugen. Die kleineren Blasendurchmesser können zu einem Teil ebenfalls auf die geringere Betthöhe zurückgeführt werden, da hierdurch ein geringerer Zeitraum für Wachstum und Koaleszenz vorliegt. Da die Amplituden im Vergleich zur Wirbelschichthöhe allerdings überproportional stark sinken, müssen auch andere Effekte in Betracht gezogen werden. Denkbar sind beispielsweise Veränderungen der rheologischen Eigenschaften der Suspensionsphase, welche aus der Trocknung der Partikel resultieren und das Wachstumsverhalten der Gasblasen beeinträchtigen.

Mit Bezug auf die drei untersuchten Leerrohrgeschwindigkeiten ist zunächst festzuhalten, dass sich eine Steigerung des Gasdurchsatzes erfahrungsgemäß in einer Zunahme der Blasengrößen sowie der Aufstiegsgeschwindigkeiten der Blasen äußert. Dies wird in der Literatur durch zahlreiche Experimente und Korrelationen zu deren Beschreibung bestätigt, vgl. z. B. [12, 45, 123, 139]. Auch die eigenen Messdaten in den Abbildungen 3.6 a) und b) spiegeln dieses Verhalten wider.

Ergänzend zur spektralen Analyse der Blasengrößen lässt sich bereits im Zeitbereich durch die Berechnung der Standardabweichung des Signals ein Maß für die Gesamtintensität der



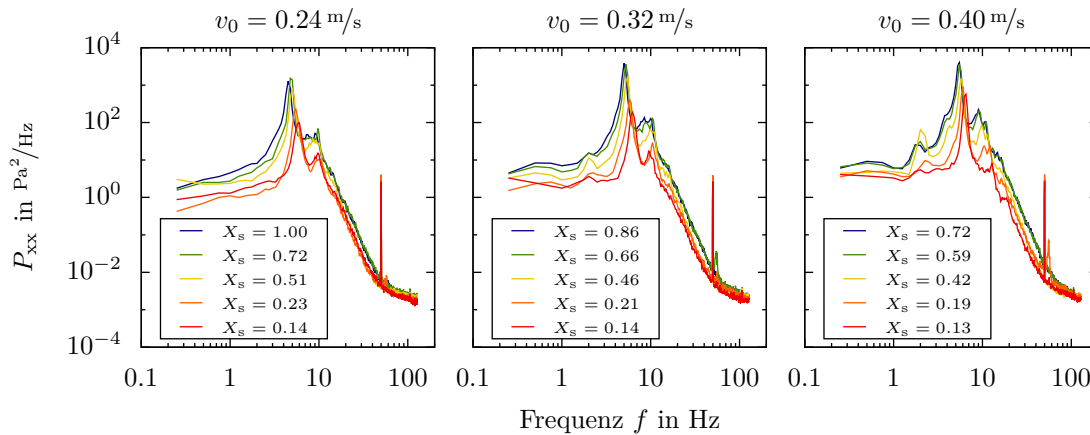
Druckfluktuationen ermitteln:

$$\sigma(p) = \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (p(i) - \bar{p})^2} \quad (3.10)$$

Dabei ist  $\bar{p}$  der arithmetische Mittelwert aller Elemente  $p(i)$  der Zeitreihe  $i = 1, 2, \dots, n$ . Mittels der Standardabweichung können in der Regel bereits Rückschlüsse auf die Intensität der Blasendynamik gezogen werden. Da nach dem Parsevalschen Theorem die Signalleistung auch im Frequenzbereich erhalten bleibt, beinhaltet die Standardabweichung allerdings auch mikroskalige Strömungsstrukturen des höheren Frequenzbereichs, welche gemäß Mehrskalenanalyse den Wechselwirkungen von Partikeln zuzuschreiben sind:

$$\sigma(p) = \sqrt{\int_0^{\infty} P_{xx}(f) df} \quad (3.11)$$

Der Einsatz der Standardabweichung zur Bewertung der Intensität der Blasendynamik ist allerdings zulässig, da die Prozesse der Mesoskala eine deutliche Dominanz im Leistungsdichtespektrum besitzen, vgl. Abbildung 3.7 sowie [25, 122, 176, 291].



**Abbildung 3.7:** Spektrale Leistungsdichte der Druckfluktuationen der jeweils fünf Versuchspunkte bei drei unterschiedlichen Leerrohrgeschwindigkeiten

Mit Bezug auf die mikroskopischen Partikelinteraktion, die in Abbildung 3.7 dem Bereich  $f > 32$  Hz zugeordnet werden können, kann festgestellt werden, dass auch deren Intensität im Trocknungsverlauf abnimmt. Als Ursachen hierfür können die Schrumpfung der Partikel und abnehmende Kohäsionskräfte während der Trocknung angeführt werden, wodurch sich bei konstanter Leerrohrgeschwindigkeit eine stärkere Auflockerung der Schüttung ergibt. Dies wird später durch die sinkende mittlere Feststoffkonzentration in Abbildung 5.8 c) verdeutlicht. Folglich reduziert sich dadurch die Wahrscheinlichkeit von Partikelkollisionen, vgl. auch Seite 60 und Abbildung 5.13.

Zusätzlich sei angemerkt, dass die markante Spitze bei 50 Hz nicht auf den Wirbelschichtprozess zu beziehen ist. Es handelt sich hierbei um sogenanntes Netzbrummen, das im Ausgang elektrischer Verstärker auftritt, vgl. [120].

Im Rahmen der Validierung des numerischen Modells werden neben den hier dargestellten Analyseverfahren teilweise auch Methoden aus dem Bereich der Zustandsraumanalysen verwendet. Darauf wird in Kapitel 5 näher eingegangen.

### 3.3 Trocknungsprozess

#### 3.3.1 Chargenweise Trocknung in der Wirbelschicht

Mit der in Abschnitt 3.1 vorgestellten Versuchsanlage wurden chargenweise Trocknungsexperimente durchgeführt. Um eine Vergleichbarkeit zwischen den Versuchen zu gewährleisten, wurde für alle Experimente eine konstante Trockenmasse der Charge von  $m_{s,tr} = 350$  g zugrunde gelegt. Da die Lagerung der Partikel in einem einzigen Probenbehälter erfolgte, aus dem jede Charge entnommen wurde, konnte für alle Versuche ein etwa identischer Anfangswassergehalt von  $w_s \approx 0.50$  erzielt werden. Damit ergibt sich jeweils eine Gesamtmasse der Charge von ca. 700 g. Es wurden Versuche für die drei auch strömungstechnisch betrachteten Leerrohrgeschwindigkeiten von  $v_0 = (1.5, 2.0, 2.5) v_{mf}$  sowie für drei unterschiedliche Gaseintrittstemperaturen  $\vartheta_{g,zu} = (24, 40, 60)^\circ\text{C}$  durchgeführt. Dabei wurden die in Abschnitt 3.1 aufgeführten Größen aufgezeichnet, woraus sich die thermophysikalischen Stoffgrößen sowie der zeitliche Trocknungsverlauf des Guts bestimmen lassen. Letzteres erfolgt durch die Bilanzierung der in der Wirbelschicht enthaltenen Wassermasse unter Berücksichtigung der ein- und austretenden Wassermassenströme<sup>7)</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{dm_W(t)}{dt} &= \dot{m}_{W,zu}(t) - \dot{m}_{W,ab}(t) & (3.12) \\ \frac{d(m_{s,tr}X_s(t))}{dt} &= \dot{m}_{g,tr}(X_{g,zu}(t) - X_{g,ab}(t)) \\ \int_{X_s(t_0)}^{X_s(t)} dX_s(t) &= \frac{\dot{m}_{g,tr}}{m_{s,tr}} \int_{t_0}^t (X_{g,zu}(t) - X_{g,ab}(t)) dt \\ X_s(t) &= X_s(t_0) + \frac{\dot{m}_{g,tr}}{m_{s,tr}} \int_{t_0}^t (X_{g,zu}(t) - X_{g,ab}(t)) dt & (3.13) \end{aligned}$$

Hierbei ist

$$X_g = \frac{R_{g,tr}}{R_D} \frac{\varphi_g p_{D,sat}(T_g)}{p_{ges} - \varphi_g p_{D,sat}(T_g)} \quad , \quad (3.14)$$

wobei bezüglich des Gesamtdrucks zwischen Ein- und Austritt zu unterscheiden ist:

$$p_{ges} = \begin{cases} p_U + p_{stat,WS} + \Delta p_{DB} & \text{für } X_{g,zu} \\ p_U + p_{stat,WS} - \Delta p_{WS} & \text{für } X_{g,ab} \end{cases} \quad (3.15)$$

Die in Gleichung (3.13) enthaltene Anfangsfeuchte  $X_s(t_0)$  des Trocknungsprozesses wird gemäß DIN 51718 [50] mittels Feuchteanalysator anhand einer Probe des Guts bestimmt. Aus dem zeitlichen Verlauf der mittleren Gutsfeuchte  $X_s(t)$  lässt sich anschließend die temporär zugehörige Trocknungsgeschwindigkeit als Gradient  $-dX_s/dt$  bestimmen. Für die Durchführung der Trocknungsexperimente in der Wirbelschicht wurde das Erreichen eines praxisrelevanten Restwassergehalts von  $w_s \approx 0.12$  angestrebt.

Wie aus den Gleichungen (3.13) und (3.14) hervorgeht, besitzen die Messwerte der relativen Gasfeuchten  $\varphi_{g,zu}$  und  $\varphi_{g,ab}$  einen großen Einfluss bei der Bestimmung der Trocknungs-

<sup>7)</sup>Abweichend von der Nomenklatur besitzen Massenströme  $\dot{m}$  in diesem Zusammenhang die Einheit kg/s.

verläufe. Da die verwendeten Sensoren gerade im Bereich sehr kleiner und sehr großer relativer Gasfeuchten, welche an den ausgewählten Messpositionen häufig auftreten, verhältnismäßig große Messungenauigkeiten aufweisen, wurden die Messgeräte kalibriert und das Messverfahren auf Reproduzierbarkeit der Ergebnisse geprüft, siehe Anhang A.2.

Auf eine Darstellung der Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen zur chargenweisen Wirbelschichttrocknung sei an dieser Stelle verzichtet, da diese im Wesentlichen innerhalb der numerischen Untersuchungen in Kapitel 6 als Vergleichsbasis für die Simulationsergebnisse dienen. In diesem Zusammenhang folgen dort die grafische Veranschaulichung und Diskussion. Es sei allerdings angemerkt, dass sich die bekannten Abhängigkeiten zum Einfluss der variierten Parameter (siehe z. B. [128, 132, 137]) in den experimentellen Ergebnissen widerspiegeln. Zusätzlich sei darauf hingewiesen, dass die aufgezeichneten Trocknungsverläufe mitunter von den idealisierten Darstellungen der Trocknung eines einzelnen Partikels in Abbildung 1.7 abweichen. Dies ist auf die Überlagerung der Trocknung unzähliger Partikel sowie auf Einflüsse des Wirbelschichtprozesses selbst zurückzuführen, wodurch sich beispielsweise kein deutlich erkennbarer Knickpunkt der Trocknungsgeschwindigkeit beim Wechsel vom ersten in den zweiten Trocknungsabschnitt abzeichnet.

### 3.3.2 Desorptionsmessungen mittels Magnetschwebewaage

Bei der Abbildung des Wirbelschichttrocknungsprozesses mit dem im nachfolgenden Kapitel 4 dargestellten Modell erfolgt die Beschreibung der Trocknungskinetik auf der Ebene einzelner Partikel. Hierzu sind insbesondere für das Teilmodell des zweiten Trocknungsabschnittes detaillierte Informationen zum Desorptionsverhalten des betrachteten Materials erforderlich. Dies betrifft im Speziellen den effektiven Diffusionskoeffizienten  $D_s$  der Feuchtigkeit im Inneren der Partikel. Für dessen exakte Bestimmung müsste theoretisch das Desorptionsverhalten einzelner Partikel analysiert werden. Aufgrund der geringen Probenmasse, die aus den betrachteten Partikelgrößen resultiert, stoßen die verfügbaren Messmethoden jedoch an die Grenze ihres Messbereichs. Daher müssen die Desorptionsmessungen zur Bestimmung des effektiven Diffusionskoeffizienten an Proben durchgeführt werden, die eine größere Anzahl an Partikeln enthalten. Zur Realisierung einer solchen Messung mit möglichst hohem Detaillierungsgrad wurde auf ein thermogravimetrisches Messverfahren mittels einer Magnetschwebewaage zurückgegriffen. Die verwendete Versuchsanlage der Firma Rubotherm Präzisionsmesstechnik GmbH besitzt eine Auflösung von 0.01 mg, wodurch sehr geringe Probenmengen verwendet werden können. Weiterhin erlaubt sie Untersuchungen in einem großen Temperatur- und Druckbereich. Die verwendete Apparatur wurde bereits in [94] erfolgreich zur Untersuchung des Desorptionsverhaltens von Kohlepartikeln eingesetzt. In der genannten Literatur sind weitere Angaben zum Aufbau und der Funktionsweise der Magnetschwebewaage zu finden.

Für die vorliegende Arbeit wurden alle Untersuchungen in Analogie zu den Wirbelschichtexperimenten innerhalb einer Stickstoffatmosphäre durchgeführt. Um die äußeren Bedingungen der Trocknung und die Gleichgewichtsfeuchte konstant zu halten, wurde der Versuchsraum mit trockenem Stickstoff gespült. Die Einwaage wurde der Anfangsfeuchte entsprechend so gewählt, dass die Messungen auf einer Trockenmasse von  $m_{s,tr} \approx 40$  mg basieren. Eine Probe enthält damit etwa 500 bis 600 Partikel. Die Temperaturniveaus der Desorptionsmessungen wurden mit Bezug auf den Wertebereich der Wirbelschichtexperimente gewählt. Es wurden Werte von ca. (17, 38, 63) °C erreicht.

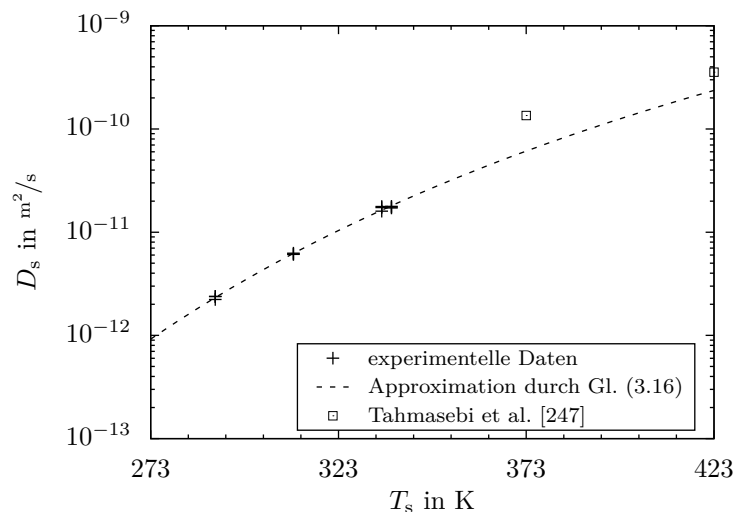
Anhand der mittels Messsoftware aufgezeichneten Verläufe der Massenabnahmen wurden die zugehörigen Trocknungsverläufe ermittelt. Anschließend wurden daraus die Trocknungsgeschwindigkeiten berechnet und wie in den Abbildungen 1.7 c) und 4.3 über der Gutsfeuchte aufgetragen. Durch die Approximation der experimentellen Daten mittels der gewählten Modellfunktion, Gleichung (4.87), wurde unter Berücksichtigung der Schrumpfung  $d_p = f(X_s)$  gemäß Gleichung (A.1) der effektive Diffusionskoeffizient  $D_s$  bestimmt. Aus den verschiedenen Temperaturen der Desorptionsexperimente ergeben sich somit Wertepaare zur Beschreibung der Abhängigkeit  $D_s = f(T_s)$ . Für die Diffusion durch Feststoffe wird diese Temperaturabhängigkeit durch die Arrhenius-Gleichung beschrieben, vgl. [236, 247]:

$$D_s = D_{s,0} \exp\left(-\frac{\Gamma}{R^* T_s}\right) \quad (3.16)$$

Für die Approximation der Messdaten mittels Gleichung (3.16) wird analog zum Vorgehen in [236, 247] allerdings ein linearer Zusammenhang betrachtet, der sich durch Logarithmieren ergibt:

$$\begin{aligned} \ln(D_s) &= \ln(D_{s,0}) - \frac{\Gamma}{R^*} \frac{1}{T_s} \\ f(x) &= k_0 + k_1 x \end{aligned} \quad (3.17)$$

Aus den anhand der experimentellen Daten bestimmten Koeffizienten  $k_0$  und  $k_1$  ergeben sich ein präexponentieller Faktor von  $D_{s,0} = 5.756 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$  und eine Energiebarriere von  $\Gamma = 35.523 \text{ kJ/mol}$ . Abbildung 3.8 zeigt die hiermit beschriebene Temperaturabhängigkeit gemäß Gleichung (3.16) im Vergleich mit den Datenpunkten.



**Abbildung 3.8:** Temperaturabhängigkeit des effektiven Diffusionskoeffizienten der Feuchtigkeit im Feststoff

Vergleichend zeigt Abbildung 3.8 zusätzliche Datenpunkte für eine chinesische Braunkohle aus [247]. Weitere Messwerte für eine französische Braunkohle aus [37] sowie eine polnische Braunkohle aus [182] liegen mit Werten um  $10^{-16} \text{ m}^2/\text{s}$  bzw.  $10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$  außerhalb des dargestellten Wertebereichs und verdeutlichen die Abhängigkeit von der Lagerstätte.

---

# 4 Modellierung

## 4.1 Bilanzgleichungen

Der im Rahmen dieser Arbeit betrachtete Wirbelschichttrocknungsprozess wird unter Nutzung des in Abschnitt 2.1.3 beschriebenen Euler–Euler–Ansatzes modelliert. Die Basis hierfür bilden die aus der Kontinuumsmechanik bekannten Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und thermische Energie, welche sowohl für die Gas- als auch die Feststoffphase formuliert werden. Zusätzlich wird für jede Phase eine Transportgleichung für ein Skalar eingeführt, das den Massenanteil des in der Phase enthaltenen Wassers, den Wassergehalt, repräsentiert. Dabei wird angenommen, dass sich das Wasser in der Gasphase ebenfalls im gasförmigen Aggregatzustand befindet, wohingegen das in der Feststoffphase enthaltene Wasser als Flüssigkeit vorliegt.

Zur praktischen Umsetzung und numerischen Lösung der Modellgleichungen wird im Rahmen der Arbeit die kommerzielle Software ANSYS® Fluent® (ANSYS®, Inc., USA) verwendet. Die nachfolgend dargestellten Gleichungen basieren auf den Formulierungen in [6], wurden jedoch hinsichtlich der für den Anwendungsfall relevanten mathematischen Terme sowie der verwendeten Symbolik angepasst. Grundlegend erfolgt die Bilanzierung der oben genannten Erhaltungsgrößen an einem stationären Kontrollvolumenelement ( $dx dy dz$ ) im kartesischen Koordinatensystem. Zur Übersichtlichkeit sind die Bilanzgleichungen (4.1) bis (4.6) sowie (4.8) und (4.9) in Differentialform dargestellt. Die Phasen sind in Analogie zu ihren Aggregatzuständen mit g für die Gasphase und s für die Feststoffphase indiziert. Eine ausführliche Beschreibung der physikalischen Eigenschaften der Phasen sowie der Wechselwirkungen zwischen den Phasen folgt in Abschnitt 4.2.

### Massenerhaltung

Die zeitliche Änderung der Masse im Kontrollvolumen resultiert im Allgemeinen aus den über dessen Begrenzungsflächen ein- und austretenden Massenströmen. Dies gilt für beide Phasen, wobei sich deren Volumenanteile  $\varepsilon_g$  und  $\varepsilon_s$  definitionsgemäß zu Eins ergänzen. Zur Abbildung des Trocknungsprozesses wird ein Senken- bzw. Quellterm  $\dot{m}$  (in  $\text{kg}/\text{m}^3 \text{s}$ ) eingeführt, der die Übertragung eines Massenstromes an Wasser vom Feststoff in die Gasphase beschreibt.

$$\frac{\partial(\varepsilon_g \rho_g)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_g \rho_g \vec{v}_g) = +\dot{m} \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial(\varepsilon_s \rho_s)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_s \rho_s \vec{v}_s) = -\dot{m} \quad (4.2)$$

Die Bestimmung von  $\dot{m}$  ist im Abschnitt 4.2.4 dargestellt.

### Impulserhaltung

Zur Formulierung der Impulserhaltungsgleichungen werden zunächst die zeitliche Änderung des Impulses im Kontrollvolumen, die daran ein- und austretenden Impulsströme sowie die daran angreifenden Oberflächen- und Volumenkräfte in Analogie zu einer einphasigen Strömung (vgl. [18, 69, 172, 215, 231]) unter Berücksichtigung des Volumenanteils

teils  $\varepsilon_i$  bilanziert, vgl. [81]. Zusätzlich muss ein Term  $\zeta(\vec{v}_g - \vec{v}_s)$  berücksichtigt werden, der die Kraftwirkung an der mitbewegten Phasengrenze beschreibt, siehe [81]. Diese aus der Widerstandskraft bei der Partikelumströmung resultierende Impulsübertragung wirkt nur, sofern die Relativgeschwindigkeit zwischen den Phasen im Kontrollvolumen von null verschieden ist. Des Weiteren wird der Term  $\dot{m}\vec{v}_s$  hinzugefügt, welcher die Impulsübertragung in Folge des bei der Trocknung übertragenen Massenstromes beinhaltet.

$$\frac{\partial(\varepsilon_g \varrho_g \vec{v}_g)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_g \varrho_g \vec{v}_g \otimes \vec{v}_g) = -\varepsilon_g \nabla p + \nabla \cdot \bar{\bar{\tau}}_g + \varepsilon_g \varrho_g \vec{g} - \zeta(\vec{v}_g - \vec{v}_s) + \dot{m}\vec{v}_s \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial(\varepsilon_s \varrho_s \vec{v}_s)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_s \varrho_s \vec{v}_s \otimes \vec{v}_s) = -\varepsilon_s \nabla p - \nabla p_s + \nabla \cdot \bar{\bar{\tau}}_s + \varepsilon_s \varrho_s \vec{g} + \zeta(\vec{v}_g - \vec{v}_s) - \dot{m}\vec{v}_s \quad (4.4)$$

In dieser Darstellung sind die Gesamtspannungstensoren jeweils in den hydrostatischen Druck  $p$ , welcher für beide Phasen identisch ist, und in einen phasenspezifischen viskosen Spannungstensor  $\bar{\bar{\tau}}_i$  aufgeteilt. Letzterer wird für beide Phasen in Abschnitt 4.2.1 näher beschrieben. Dem Gesamtspannungstensor der Feststoffphase in Gleichung (4.4) wird der Term  $p_s$  hinzugefügt, welcher einen weiteren für die Feststoffphase spezifischen Druck beschreibt und ebenfalls in dem genannten Abschnitt erläutert wird. Die Modellierung des Impulsaustauschkoeffizienten  $\zeta$  wird unter 4.2.2 separat aufgeführt.

## Energieerhaltung

Die Gesamtenergiebilanz eines offenen Systems ist durch den Ersten Hauptsatz der Thermodynamik gegeben. Die zeitliche Änderung der im Kontrollvolumen gespeicherten inneren und kinetischen Energie ist äquivalent zur Summe aus deren konvektiven und diffusiven Flüssen über die Begrenzungsflächen, der je Zeiteinheit an der Oberfläche und am Volumen des Systems verrichteten Arbeit sowie Quellen und Senken, siehe [62]. Um zur thermischen Energiebilanz zu gelangen, muss der Anteil der mechanischen Energie, welcher sich aus dem Skalarprodukt der lokalen Geschwindigkeit  $\vec{v}_i$  mit der Impulsbilanz ergibt, subtrahiert werden. Dieses Vorgehen ist beispielsweise in [62] und [218] detailliert beschrieben. Eine ausführliche Darstellung der anschließenden Überführung in die Enthalpieform ist in [218] gegeben.

Für die Zweiphasenströmung der Wirbelschicht lässt sich die Bilanz auf die dominanten Terme für Speicherung, Konvektion, Wärmeleitung sowie Wärmeübertragung zwischen den Phasen reduzieren, vgl. [9, 190, 243, 288]. Zur Berücksichtigung des Phasenübergangs des ausgetriebenen Wassermassenstromes wird der Feststoffphase der Enthalpiestrom  $\dot{m} \Delta h_W$  entzogen. Dabei ist  $\Delta h_W$  die spezifische latente Enthalpie des Phasenwechsels des Wassers vom flüssigen in den gasförmigen Aggregatzustand.

$$\frac{\partial(\varepsilon_g \varrho_g h_g)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_g \varrho_g \vec{v}_g h_g) = \nabla \cdot (-\varepsilon_g \lambda_g \nabla T_g) - \alpha(T_g - T_s) \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial(\varepsilon_s \varrho_s h_s)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_s \varrho_s \vec{v}_s h_s) = \nabla \cdot (-\varepsilon_s \lambda_s \nabla T_s) + \alpha(T_g - T_s) - \dot{m} \Delta h_W \quad (4.6)$$

In der dargestellten Form werden Beiträge durch viskose Dissipation  $\bar{\tau}_i : \nabla \vec{v}_i$  nicht berücksichtigt, da diese nur bei Mach-Zahlen nahe Eins eine relevante Größenordnung aufweisen, vgl. [243]. Ebenso können Kompressions- und Expansionsarbeit  $\varepsilon_i \partial p / \partial t$  gemäß [190] für Wirbelschichtsimulationen vernachlässigt werden. In [218, 226] wird die Verwendung eines zusätzlichen Terms  $\varepsilon_i \vec{v}_i \cdot \nabla p$  zur Einbeziehung der Arbeitsleistung des hydrostatischen Drucks diskutiert. Da dieser Term in der Literatur jedoch nur selten Berücksichtigung findet (vgl. [226]), wird dessen Beitrag auch in der vorliegenden Arbeit vernachlässigt.

Für die Wärmeübertragung zwischen den Phasen wird angenommen, dass diese rein konvektiv erfolgt und keine Wärmestrahlung auftritt. Die Modellierung des Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$  sowie der Wärmeleitfähigkeiten  $\lambda_i$  der Phasen folgen in Abschnitt 4.2.3. Für die Umrechnung vom Enthalpie- zum Temperaturfeld gilt:

$$h_i = \int_{T_{\text{ref}}}^{T_i} c_{p,i} dT_i \quad (4.7)$$

### Erhaltung der Wassermasse

Der Wassergehalt  $w_i$  ist definiert als Anteil der Masse des in einer Substanz vorhandenen Wassers an deren Gesamtmasse, vgl. Gleichung (1.8). Er wird als ein an eine Phase gebundenes und mitbewegtes Skalar interpretiert. Die Transportgleichungen ergeben sich durch die Bilanz von Speicher-, Konvektions-, Diffusions- sowie Quell- bzw. Senkenterm und stellen damit die Erhaltung der Masse an Wasser dar. Es wird angenommen, dass die konvektive Bewegung der Feuchtigkeit in der Feststoffphase dominiert; ein diffusiver Austausch von Feuchtigkeit zwischen den Partikeln wird nicht berücksichtigt, weshalb auf den entsprechenden Term in Gleichung (4.9) verzichtet wird.

$$\frac{\partial(\varepsilon_g \rho_g w_g)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_g \rho_g \vec{v}_g w_g) = \nabla \cdot (D_g \varepsilon_g \rho_g \nabla w_g) + \dot{m} \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial(\varepsilon_s \rho_s w_s)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_s \rho_s \vec{v}_s w_s) = -\dot{m} \quad (4.9)$$

### Anmerkung

Mit Bezug auf die Ausführungen in Abschnitt 2.2.1 wird im vorliegenden Modell auf die Berücksichtigung der Gasphasenturbulenz mittels eines zusätzlichen Turbulenzmodells verzichtet. Dies ist im Vergleich mit den diskutierten Quellen insofern zulässig, als dass die betrachtete Wirbelschicht im blasenbildenden Regime und ohne Druckbeaufschlagung betrieben wurde.

Für die Partikelphase wird in der Eulerschen Betrachtungsweise in der Regel kein gesondertes Turbulenzmodell vorgesehen. Es sei jedoch darauf hingewiesen, dass durch die Anwendung der Kinetic Theory of Granular Flow (s. Abschnitt 4.2.1) Mechanismen implementiert werden, durch welche eine skalenübergreifende Dissipationsstruktur erzeugt wird, die der Energiekaskade einer einphasigen turbulenten Strömung stark ähnelt, vgl. [243].

## 4.2 Schließungsgleichungen

### 4.2.1 Rheologische Beschreibung der Phasen und Kinetic Theory of Granular Flow

#### Viskoser Spannungstensor der Gasphase

Das in dieser Arbeit betrachtete Gas zur Fluidisierung und Trocknung der Partikel genügt den Anforderungen eines Newtonschen Fluids. Unter der üblichen Vernachlässigung der Volumenviskosität ergibt sich der viskose Spannungstensor wie folgt.

$$\bar{\bar{\tau}}_g = \varepsilon_g \left[ \eta_g \left[ \nabla \vec{v}_g + (\nabla \vec{v}_g)^T \right] - \frac{2}{3} \eta_g (\nabla \cdot \vec{v}_g) \bar{\bar{I}} \right] \quad (4.10)$$

Die Scherviskosität  $\eta_g$  wird als Funktion der Temperatur durch Gleichung (A.8) bestimmt.

#### Viskoser Spannungstensor der Feststoffphase

Obgleich gasdurchströmte Schüttungen gemäß den Untersuchungen in [214] nur bei geringen Schubspannungen Newtonschen Charakter aufweisen, wird die Feststoffphase formal ebenfalls als Newtonsches Fluid behandelt. Im Gegensatz zur Gasphase ist die Volumenviskosität hierbei zu berücksichtigen, da der Widerstand einer Partikelschüttung gegen Kompression nicht vernachlässigbar ist.

$$\bar{\bar{\tau}}_s = \varepsilon_s \left[ \eta_s \left[ \nabla \vec{v}_s + (\nabla \vec{v}_s)^T \right] + \left( \xi_s - \frac{2}{3} \eta_s \right) (\nabla \cdot \vec{v}_s) \bar{\bar{I}} \right] \quad (4.11)$$

Die Scher- und Volumenviskosität der Feststoffphase sind als solche keine realen physikalischen Größen, sondern resultieren aus der makroskopischen Betrachtung der Partikelgesamtheit als Kontinuum. Ihre Bestimmung sowie die des zusätzlichen Drucks  $p_s$  in Gleichung (4.4) erfolgen auf Basis der nachfolgend beschriebenen Kinetic Theory of Granular Flow. Dabei werden die rheologischen Eigenschaften in Abhängigkeit des lokalen und temporären Strömungszustandes berechnet, wodurch ein Abweichen vom Newtonschen Verhalten ermöglicht wird.

#### Kinetic Theory of Granular Flow

Zur Beschreibung rheologischer Eigenschaften der Feststoffphase wird die Kinetic Theory of Granular Flow angewendet. In dieser Modellvorstellung wird die örtliche Geschwindigkeit der Partikel als Summe des mittleren Anteils  $\vec{v}_s$  aus der Bewegung der Feststoffphase und einer individuellen Schwankungsgeschwindigkeit infolge von Partikelkollisionen interpretiert. In Analogie zur thermodynamischen Temperatur von Gasen verwendet die KTGF eine Granulare Temperatur  $\Theta$  zur Beschreibung der mittleren kinetischen Energie dieser zufälligen Fluktuationsbewegungen. Mit der quadratisch gemittelten Geschwindigkeit  $v'_p$  der Partikelfluktuationen ergibt sich die mittlere kinetische Energie nach [113] durch

$$E = \frac{1}{2} m_p v'_p{}^2 = \frac{3}{2} m_p \Theta \quad (4.12)$$



und damit die Granulare Temperatur zu

$$\Theta = \frac{1}{3} v_p'^2 \quad . \quad (4.13)$$

Im Rechengebiet wird eine zusätzliche Bilanzgleichung für die Granulare Energie eingeführt. Diese ist nach [53] gegeben durch:

$$\frac{3}{2} \left( \frac{\partial(\varepsilon_s \varrho_s \Theta)}{\partial t} + \nabla \cdot (\varepsilon_s \varrho_s \vec{v}_s \Theta) \right) = \left( -p_s \bar{I} + \bar{\tau}_s \right) : \nabla \vec{v}_s - \nabla \cdot (k_\Theta \nabla \Theta) - \gamma_s + J_s \quad (4.14)$$

Während die linke Seite von Gleichung (4.14) die Änderung der Fluktuationsenergie darstellt, bedeuten die Terme der rechten Seite gemäß [243, 262]:

$\left( -p_s \bar{I} + \bar{\tau}_s \right) : \nabla \vec{v}_s$	Quellterm zur Beschreibung der Produktion Granularer Energie infolge von Reibung <sup>8)</sup>
$\nabla \cdot (k_\Theta \nabla \Theta)$	Diffusionsterm mit $k_\Theta$ als Diffusionskoeffizienten
$\gamma_s$	Dissipation durch inelastische Zusammenstöße der Partikel <sup>9)</sup>
$J_s$	Term für Austausch mit der Gasphase (und weiteren Feststoffphasen im MFM)

In [243] wurde für Regime mit hoher Partikelkonzentration die Annahme eines lokalen Gleichgewichts von Produktion und Dissipation Granularer Energie vorgeschlagen, da diese Terme darin dominieren. Hierdurch kann an Stelle der partiellen Differentialgleichung (4.14) die folgende algebraische Formulierung verwendet werden.

$$0 = \left( -p_s \bar{I} + \bar{\tau}_s \right) : \nabla \vec{v}_s - \gamma_s \quad (4.15)$$

In [27, 262] wurde bestätigt, dass die Nutzung von Gleichung (4.15) für blasenbildende Wirbelschichten mit hohen Partikelkonzentrationen die Verteilung der Granularen Temperatur kaum beeinflusst. Zudem werden eine deutliche Reduktion des Rechenaufwands erreicht sowie Konvergenz und Stabilität der numerischen Lösung gefördert, vgl. [262]. Die algebraische Formulierung wurde bereits in [226] zur Simulation von Braunkohle-Wirbelschichten eingesetzt und wird daher auch in der vorliegenden Arbeit verwendet.

Zur Beschreibung des Dissipationsterms in den Gleichungen (4.14) und (4.15) wird in der Literatur überwiegend das Modell aus [156] genutzt.

$$\gamma_s = 12(1 - e^2) \frac{\varepsilon_s^2 \varrho_s g_0}{d_p \sqrt{\pi}} \Theta^{\frac{3}{2}} \quad (4.16)$$

Darin sind  $e$  der Restitutionskoeffizient und  $g_0$  die radiale Verteilungsfunktion.

Der Restitutionskoeffizient ist ein Maß für den Verlust Granularer Energie durch Zusammenstöße der Partikel. Er ist definiert als das Verhältnis der Relativgeschwindigkeit zweier Partikel nach einer Kollision zur Relativgeschwindigkeit vor der Kollision. Somit ist für vollkommen elastische bzw. verlustfreie Stöße  $e = 1$  und für vollkommen inelastische/plastische Stöße bzw. absolute Dissipation  $e = 0$ .

<sup>8)</sup>Eine ausnotierte Darstellung ist beispielsweise in [27] zu finden.

<sup>9)</sup>Eine Berücksichtigung der dissipierten Bewegungsenergie der Partikel als Quellterm innerhalb der thermischen Energiebilanz erfolgt weder in der Grundlagenliteratur, z. B. [81, 243], noch in anwendungsorientierten Studien, z. B. [9, 35, 190, 266, 271, 288].

Die radiale Verteilungsfunktion ist ein Korrekturfaktor zur Berücksichtigung der erhöhten Wahrscheinlichkeit von Partikelkollisionen bei hohen Feststoffvolumenanteilen. In [262] wurde durch einen Vergleich diverser Modelle zur Beschreibung dieser Größe gezeigt, dass die Auswahl einen geringen Einfluss auf den Gesamtspannungstensor und damit die Hydrodynamik des Systems hat. Das Modell von Ogawa et al. [173] hat sich in der Literatur durchgesetzt und wird auch in dieser Arbeit verwendet.

$$g_0 = \left[ 1 - \left( \frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_{s,\max}} \right)^{\frac{1}{3}} \right]^{-1} \quad (4.17)$$

Hierin beschreibt  $\varepsilon_{s,\max}$  die Packungsgrenze der Partikelschüttung, auf welche in Abschnitt 5.2.1 näher eingegangen wird.

Auf Basis des durch Gleichung (4.15) berechneten Feldes der Granularen Temperatur  $\Theta$  sowie  $e$ ,  $g_0$ ,  $\varepsilon_s$  und  $\varepsilon_{s,\max}$  ist eine Beschreibung der lokalen rheologischen Eigenschaften der Feststoffphase möglich. Hierfür werden die nachfolgend vorgestellten Modelle verwendet.

### Partikeldruck

Der zusätzliche Druck der Feststoffphase  $p_s$  in Gleichung (4.4) beschreibt die Übertragung von Normalspannungen innerhalb der Phase und sorgt dafür, dass keine unrealistisch hohen Volumenanteile  $\varepsilon_s$  erreicht werden. Man definiert hierbei einen Basisanteil der KTGF und einen Reibungsanteil, welcher bei Überschreiten eines Reibungsschwellwertes  $\varepsilon_{s,r,\min}$  additiv berücksichtigt wird.

$$p_s = \begin{cases} p_{s,\text{kin}} + p_{s,\text{koll}} & \text{für } \varepsilon_s \leq \varepsilon_{s,r,\min} \\ p_{s,\text{kin}} + p_{s,\text{koll}} + p_{s,r} & \text{für } \varepsilon_s > \varepsilon_{s,r,\min} \end{cases} \quad (4.18)$$

Für den Basisanteil werden zwischen einem kinetischen und einem kollisionsbedingten Anteil unterschieden und üblicherweise die Formulierungen von Lun et al. [156] verwendet.

$$p_{s,\text{kin}} = \varepsilon_s \rho_s \Theta \quad (4.19)$$

$$p_{s,\text{koll}} = 2g_0 \varepsilon_s^2 \rho_s \Theta (1 + e) \quad (4.20)$$

Der kinetische Anteil des Gesamtspannungstensors stellt aus physikalischer Sicht den Impulstransport dar, welcher aus der Bewegung der Partikel durch gedachte Scherschichten resultiert. Der Kollisionsanteil beschreibt hingegen den durch direkte Kollisionen der Partikel übertragenen Impuls. [262]

Der Reibungspartikeldruck  $p_{s,r}$  wird nach dem Modell von Johnson und Jackson [115] berechnet.

$$p_{s,r} = \Upsilon \frac{(\varepsilon_s - \varepsilon_{s,r,\min})^\kappa}{(\varepsilon_{s,\max} - \varepsilon_s)^\nu} \quad (4.21)$$

Darin werden die Konstanten  $\kappa = 2$  und  $\nu = 5$  aus [116] verwendet. Der ursprünglich ebenfalls konstante Wert  $\Upsilon = 0.05 \text{ N/m}^2$  wird nach [6] so modifiziert, dass auf Basis von  $\varepsilon_s = 0.5$  eine lineare Abhängigkeit vom lokalen Feststoffvolumenanteil vorliegt:

$$\Upsilon = \varepsilon_s 0.1 \text{ N/m}^2 \quad (4.22)$$

### Volumenviskosität der Feststoffphase

Die Volumenviskosität stellt den Widerstand der Phase gegen Kompression und Expansion dar und ist nach Lun et al. [156] gegeben.

$$\xi_s = \frac{4}{3} \varepsilon_s \varrho_s d_p g_0 (1 + e) \sqrt{\frac{\Theta}{\pi}} \quad (4.23)$$

### Scherviskosität der Feststoffphase

Analog zur Formulierung des Partikeldrucks wird auch für die Scherviskosität der Feststoffphase zwischen einer Basisvariante der KTGF und dem Hinzufügen eines Reibungsmodells unterschieden. Hierbei werden für die Basisvariante wiederum ein kinetischer und ein kollisionsbedingter Anteil berücksichtigt.

$$\eta_s = \begin{cases} \eta_{s,\text{kin}} + \eta_{s,\text{koll}} & \text{für } \varepsilon_s \leq \varepsilon_{s,r,\text{min}} \\ \eta_{s,\text{kin}} + \eta_{s,\text{koll}} + \eta_{s,r} & \text{für } \varepsilon_s > \varepsilon_{s,r,\text{min}} \end{cases} \quad (4.24)$$

Während für den Kollisionsanteil in der Literatur vorrangig das Modell von Lun et al. [156]

$$\eta_{s,\text{koll}} = \frac{4}{5} \varepsilon_s \varrho_s d_p g_0 (1 + e) \sqrt{\frac{\Theta}{\pi}} \quad (4.25)$$

verwendet wird, existieren zur Beschreibung des kinetischen Anteils unterschiedliche Auffassungen. Die Formulierung von Gidaspow [81] besitzt folgende Form.

$$\eta_{s,\text{kin}} = \frac{10}{96} \frac{\varrho_s d_p \sqrt{\Theta \pi}}{\varepsilon_s (1 + e) g_0} \left[ 1 + \frac{4}{5} \varepsilon_s (1 + e) g_0 \right]^2 \quad (4.26)$$

Syamlal et al. [243] beschreiben den kinetischen Anteil der Scherviskosität folgendermaßen.

$$\eta_{s,\text{kin}} = \frac{\varepsilon_s \varrho_s d_p \sqrt{\Theta \pi}}{6(3 - e)} \left[ 1 + \frac{2}{5} (1 + e) (3e - 1) \varepsilon_s g_0 \right] \quad (4.27)$$

In [12] wurde gezeigt, dass beide Ansätze zu einer nahezu identischen Gesamtscherviskosität führen. Nur im Bereich sehr kleiner Feststoffkonzentrationen liefert das Syamlal-Modell [243] etwas geringere Werte. Mit Bezug auf die in Abschnitt 4.2.2 dargestellten Impulsaustauschmodelle wird üblicherweise die jeweils zugehörige Formulierung genutzt.

Für die Reibungsscherviskosität  $\eta_{s,r}$  wird das Modell von Schaeffer [213] verwendet.

$$\eta_{s,r} = \frac{p_{s,r} \sin \varphi^*}{2\sqrt{I_{2D}}} \quad (4.28)$$

Dabei ist  $\varphi^*$  der Winkel innerer Reibung. Er beschreibt das Grenzverhältnis aus Schubspannungen zu Normalspannungen in einer ruhenden Schüttung, bis zu welchem die Schüttung stabil bleibt bzw. nicht verrutscht. Er charakterisiert somit das Einsetzen des Fließens und wird durch die Porosität der Schüttung, die Oberflächenbeschaffenheit der Partikel sowie deren Feuchte beeinflusst, vgl. [238]. In Abschnitt 5.2.1 wird eine Sensitivitätsanalyse durchgeführt, um seinen Einfluss im Trocknungsprozess zu bewerten.

$I_{2D}$  ist die zweite Invariante des Deviators des Schergeschwindigkeitstensors der Feststoffphase und ist für ein dreidimensionales kartesisches Koordinatensystem wie folgt definiert.

$$I_{2D} = \frac{1}{6} \left[ \left( \frac{\partial v_{s,x}}{\partial x} - \frac{\partial v_{s,y}}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_{s,y}}{\partial y} - \frac{\partial v_{s,z}}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_{s,z}}{\partial z} - \frac{\partial v_{s,x}}{\partial x} \right)^2 \right] + \frac{1}{4} \left[ \left( \frac{\partial v_{s,x}}{\partial y} + \frac{\partial v_{s,y}}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_{s,y}}{\partial z} + \frac{\partial v_{s,z}}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial v_{s,z}}{\partial x} + \frac{\partial v_{s,x}}{\partial z} \right)^2 \right] \quad (4.29)$$

## 4.2.2 Impulsübertragung

In der Fachliteratur wird der Modellierung der Impulsübertragung zwischen den Phasen eine große Bedeutung beigemessen, da sie bei der Simulation von Wirbelschichten neben der Gravitation die dominanteste Größe innerhalb der Impulsbilanz darstellt. Bei Nutzung des Euler–Euler–Ansatzes werden die bei der Umströmung des Partikels wirkenden Widerstandskräfte aus Oberflächenreibung und Partikelform im Impulsaustauschkoeffizienten  $\zeta$  zusammengefasst. Die verfügbaren Modelle basieren zumeist auf experimentellen Messungen des Druckverlustes von Festbetten und Wirbelschichten oder Sedimentationsexperimenten und sind in der Regel von der lokalen Partikelkonzentration und Geschwindigkeitsdifferenz abhängig. [262]

Viele Forschungen haben sich mit der Formulierung einer möglichst exakten und dennoch universell einsetzbaren Impulsaustauschfunktion befasst. Entsprechend viele Untersuchungen existieren daher auch zum Vergleich dieser Modelle. Wie aus zahlreichen Veröffentlichungen zur Simulation von Gas–Feststoff–Wirbelschichten hervorgeht, nimmt das Modell von Wen und Yu [274] eine zentrale Rolle ein. Es wird in vielen Simulationen angewendet (z. B. in [114, 210, 237, 246, 262, 272]) und bildet eine wichtige Grundlage für neuere Entwicklungen auf dem Gebiet der Sub Grid Models (s. Abschnitt 2.2.2). Des Weiteren werden bevorzugt auch die Modelle von Gidaspow [81] (z. B. in [1, 55, 82, 145, 187, 246, 262]) und Syamlal et al. [243] (z. B. in [19, 41, 200, 246, 262, 272]) eingesetzt. Neben den ursprünglichen Formulierungen dieser Modelle existieren einige Modifikationen (z. B. [100, 242]) sowie Modifikationen verwendeter Submodelle (z. B. [51, 73, 89, 235]). Des Weiteren sind in der Literatur zahlreiche andere Modelle des Widerstandskoeffizienten zu finden, welche mitunter aktueller sind und daher auf einer größeren Datenbasis beruhen oder unter Nutzung moderner Methoden (z. B. [22–24, 95, 96]) entwickelt wurden. Letzgenannte Quellen stützen sich auf die Verwendung von Lattice–Boltzmann Simulationen und liefern somit rein physikalisch begründete Widerstandskraftmodelle.

Weitere Modelle sowie vergleichende Studien zum Einfluss des Widerstandskraftmodells bei der Strömungssimulation von Gas–Feststoff–Wirbelschichten sind beispielsweise in [22, 150, 255, 262, 272] dargestellt. In der Regel liefern die verfügbaren Modelle im blasenbildenden Regime zufriedenstellende Ergebnisse (vgl. [207]) und können teilweise durch Justierung eines für das Wirbelschichtsystem charakteristischen Parameters sogar zu exzellenten Übereinstimmungen mit den experimentellen Daten führen, vgl. [255]. Schreiber [226] diskutiert für eine Auswahl an Widerstandskraftmodellen deren Einfluss bei der Simulation von Stickstoff–Braunkohle–Wirbelschichten. Anhand seiner Ergebnisse wird deutlich, dass trotz neuerer Entwicklungen die eingangs erwähnten und bewährten Modelle vergleichbare Ergebnisse liefern, wodurch die Aussage in [207] auch für diese Materialkombination bestätigt wird. Im Folgenden wird die Darstellung daher auf die populären Widerstandskraftmodelle von Wen und Yu [274], Gidaspow [81] und Syamlal et al. [243]

beschränkt. Es werden dennoch einige Anmerkung zu möglichen Modifikationen dieser Modelle gegeben und diskutiert.

### Wen & Yu–Modell

Das Modell von Wen und Yu [274] resultiert aus einer Weiterentwicklung der Richardson–Zaki–Gleichung [201], deren Ursprung in der mechanischen Verfahrenstechnik zur Beschreibung der Sedimentation konzentrierter Suspensionen liegt. Der Impulsaustauschkoeffizient ist gegeben durch:

$$\zeta_{\text{Wen\&Yu}} = \frac{3}{4} C_D \frac{\varepsilon_g (1 - \varepsilon_g)}{\phi d_p} \rho_g |\vec{v}_g - \vec{v}_s| \varepsilon_g^{-2.65} \quad (4.30)$$

Der Widerstandsbeiwert  $C_D$  wird dabei nach Rowe [205] in Abhängigkeit der Partikel–Reynolds–Zahl  $\text{Re}_p$  ermittelt.

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{\text{Re}_p} (1 + 0.15 \text{Re}_p^{0.687}) & \text{für } \text{Re}_p < 1000 \\ 0.44 & \text{für } \text{Re}_p \geq 1000 \end{cases} \quad (4.31)$$

Hierbei ist  $\text{Re}_p$  definiert durch:

$$\text{Re}_p = \varepsilon_g \frac{\rho_g |\vec{v}_g - \vec{v}_s| \phi d_p}{\eta_g} \quad (4.32)$$

Gleichung (4.31) gilt streng genommen nur für sphärische Partikel. Zur Berücksichtigung anderer Partikelformen wurden beispielsweise in [89] und [73] andere Formulierungen des Widerstandsbeiwerts vorgeschlagen. Nach den Darstellungen von Haider und Levenspiel [89] tritt der Einfluss der Sphärizität im Widerstandsbeiwert jedoch erst bei mittleren bis hohen Reynolds–Zahlen in Erscheinung. Außerdem sind die Unterschiede anfangs eher gering und steigen erst bei sehr hohen Reynolds–Zahlen deutlich an. Zudem wurde in [235] gezeigt, dass eine Veränderung des Widerstandsbeiwerts gegenüber der Wahl einer anderen Porositätsfunktion (letzter Faktor in Gleichung (4.30)) einen verhältnismäßig geringen Einfluss besitzt. In der Vergleichsstudie von Vejehati et al. [255] zeigten die Simulationen bei Verwendung der Porositätsfunktion von Di Felice [51] gegenüber der hier dargestellten Variante etwas bessere Ergebnisse hinsichtlich Druckverlust und Expansion der Wirbelschicht. Demgegenüber führte die Modifikation von Di Felice [51] in [226] zu einer unzureichenden Abbildung des Blasenwachstums, weshalb für die vorliegende Arbeit an der ursprünglichen, oben dargestellten Variante festgehalten wird.

### Gidaspow–Modell

Das Modell von Gidaspow [53, 81] nutzt den Impulsaustauschkoeffizienten von Wen und Yu [274] für den Bereich geringer Partikelkonzentration. Für höhere Partikelkonzentrationen wird der Impulsaustausch durch Einbeziehung der Ergun–Gleichung [63] berechnet:

$$\zeta = \begin{cases} \zeta_{\text{Ergun}} = 150 \frac{(1 - \varepsilon_g)^2}{\varepsilon_g} \frac{\eta_g}{\phi^2 d_p^2} + 1.75 (1 - \varepsilon_g) \frac{\rho_g}{\phi d_p} |\vec{v}_g - \vec{v}_s| & \text{für } \varepsilon_g < 0.8 \\ \zeta_{\text{Wen\&Yu}} = \frac{3}{4} C_D \frac{\varepsilon_g (1 - \varepsilon_g)}{\phi d_p} \rho_g |\vec{v}_g - \vec{v}_s| \varepsilon_g^{-2.65} & \text{für } \varepsilon_g \geq 0.8 \end{cases} \quad (4.33)$$

Die Ursache für die Wahl einer anderen Funktion im Bereich hoher Partikelkonzentrationen wird in [262] als unklar dargestellt, da das Modell von Wen und Yu [274] diesen Bereich ebenfalls abdeckt. In [81] und [22] wird allerdings argumentiert, dass der Gleichungstyp von Ergun [63] den Verlauf in diesem Bereich qualitativ besser widerspiegelt. Das Auftreten der damit verbundenen Unstetigkeitsstelle wird in [22, 262] als Nachteil herausgestellt. In [262] werden in diesem Zusammenhang auch Stabilitätsprobleme bei der numerischen Lösung angeführt, die jedoch in der vorliegenden Arbeit nicht beobachtet werden konnten.

Die im Kontext des Wen & Yu-Modells angeführten Modifikationen könnten prinzipiell auch im entsprechenden Bereich des Gidaspow-Modells angewendet werden. Da sich die Einflüsse jedoch ausschließlich in der nur schwach beladenen Blasenphase äußern, sind keine wesentlichen Veränderungen für die Strömung zu erwarten.

### Huilin-Gidaspow-Modell

In einer späteren Veröffentlichung [100] wird eine Modifikation des Gidaspow-Modells vorgeschlagen. Darin wird der abrupte Regimewechsel in Gleichung (4.33) durch die Funktion

$$\zeta = (1 - f) \zeta_{\text{Ergun}} + f \zeta_{\text{Wen\&Yu}} \quad (4.34)$$

geglättet. Als Wichtungsfaktor  $f$  wird die nachfolgende Gleichung angegeben.

$$f = \frac{\arctan [150 \cdot 1.75(0.2 - \varepsilon_s)]}{\pi} + 0.5 \quad (4.35)$$

Weitere Varianten für diesen Faktor werden beispielsweise in [234] diskutiert.

### Syamlal-Modell

Ein weiteres, häufig in Literatur zitiertes Modell wurde von Syamlal et al. [243] vorgestellt.

$$\zeta = \frac{3 C_D \varepsilon_g (1 - \varepsilon_g)}{4 R_v^2} \frac{1}{d_p} \rho_g |\vec{v}_s - \vec{v}_g| \quad (4.36)$$

Hierin wird der Widerstandsbeiwert  $C_D$  nach Dalla Valle [44] bestimmt:

$$C_D = \left( 0.63 + 4.8 \sqrt{\frac{R_v}{\text{Re}_p}} \right)^2 \quad (4.37)$$

Der Ausdruck  $R_v$  beschreibt das Verhältnis der Sedimentationsgeschwindigkeiten von Schwarm sedimentation zur Sedimentation eines einzelnen Partikels. Dieses Verhältnis wird durch die Korrelation von Garside und Al-Dibouni [74] beschrieben, vgl. [243].

$$R_v = 0.5 \left( k_1 - 0.06 \text{Re}_p + \sqrt{(0.06 \text{Re}_p)^2 + 0.12 \text{Re}_p (2 k_2 - k_1) + k_1^2} \right) \quad (4.38)$$

Dabei sind

$$k_1 = \varepsilon_g^{4.14} \quad (4.39)$$

$$k_2 = \begin{cases} C_1 \varepsilon_g^{1.28} & \text{für } \varepsilon_g \leq 0.85 \\ \varepsilon_g^{C_2} & \text{für } \varepsilon_g > 0.85 \end{cases} \quad (4.40)$$

In der ursprünglichen Formulierung werden die Konstanten in Gleichung (4.40) mit den Werten  $C_1 = 0.8$  und  $C_2 = 2.65$  angegeben. In einer späteren Veröffentlichung schlagen Syamlal und O'Brien [242] eine variable Anpassung dieser Werte vor. So können  $C_1$  und  $C_2$  mit Kenntnis der Partikelmasse und des Zustandes der Minimalfluidisierung justiert werden, wodurch eine Anpassung der Widerstandsfunktion an jede beliebige Gas–Feststoff–Wirbelschicht ermöglicht wird. Diese Justierung wurde beispielhaft für die Lockerungspunkte von drei verschiedenen Partikelklassen der verwendeten Braunkohlepartikel bei jeweils  $w_s \approx 0.5$  vorgenommen. Die in Tabelle 4.1 dargestellten Werte für  $C_1$  und  $C_2$  unterscheiden sich nicht nur im Vergleich zu den ursprünglichen Werten von Syamlal et al. [243], sondern weisen auch gegenüber den von Schreiber [226] für trockene Braunkohlepartikel bestimmten Werten signifikante Unterschiede auf, wodurch wiederum das schwierige Fluidisierungsverhalten feuchter Braunkohlepartikel deutlich wird.

**Tabelle 4.1:** Justierte Parameter im Widerstandskraftmodell von Syamlal et al. [243]

Partikelklasse $\mu\text{m}$	$C_1$	$C_2$
300... 500	0.247	9.897
500... 710	0.315	8.396
710... 1000	0.387	7.117

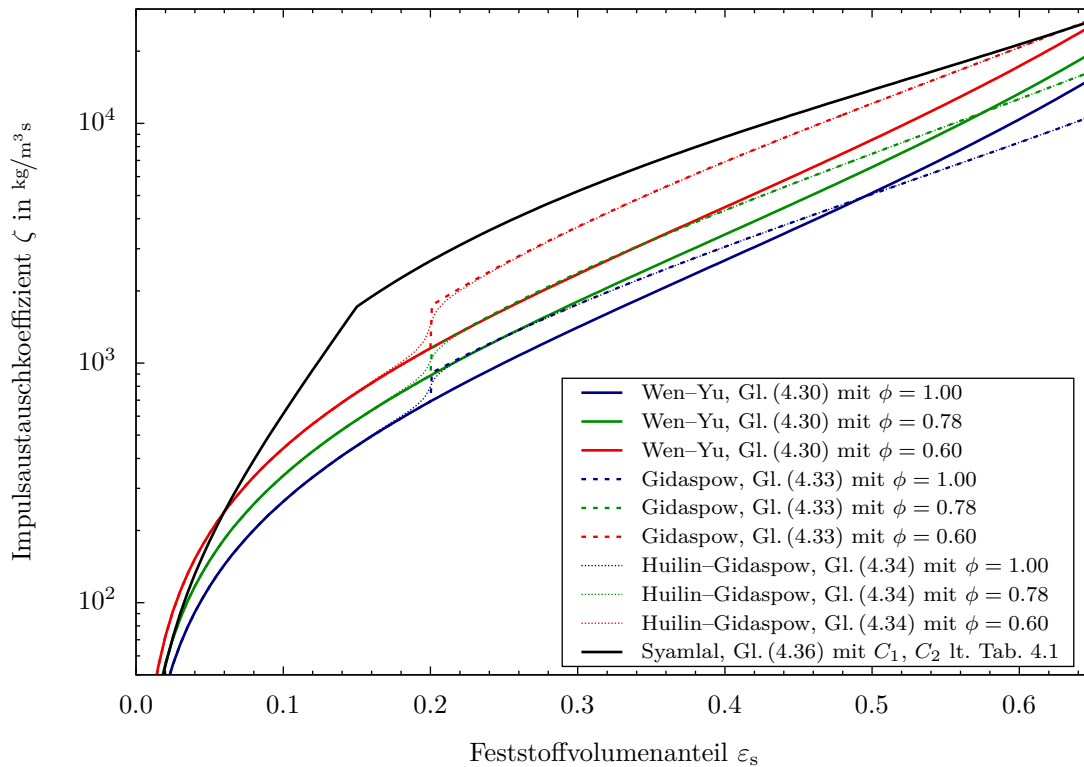
Zur Berechnung des Impulsaustauschkoeffizienten nach dem Modell von Syamlal et al. [243] wird folgende Definition der Reynolds–Zahl genutzt.

$$\text{Re}_p = \frac{\rho_g |\vec{v}_s - \vec{v}_g| d_p}{\eta_g} \quad (4.41)$$

Üblicherweise wird bei Verwendung dieses Modells auch der kinetische Anteil der Scherviskosität der Feststoffphase nach Syamlal et al. [243] berechnet, siehe Gleichung (4.27).

## Vergleich der Modelle

Die in den Modellen von Wen und Yu sowie Gidaspow berücksichtigte Sphärizität  $\phi$  der Partikel besitzt einen entscheidenden Einfluss auf die Impulsübertragung zwischen Gas und Partikeln und somit signifikante Auswirkungen auf die Ausbildung der Strömung, vgl. z. B. [234]. Im Modell von Syamlal wird die Partikelform indirekt durch die Justierung der Parameter des Modells anhand experimenteller Daten des Lockerungspunktes berücksichtigt. Abbildung 4.1 zeigt die Verläufe der aufgeführten Impulsaustauschkoeffizienten in Abhängigkeit des Feststoffvolumenanteils in Anlehnung an einen experimentellen Versuchspunkt.



**Abbildung 4.1:** Vergleich der Modelle des Impulsaustauschkoeffizienten als Funktion des Feststoffvolumenanteils

exemplarisch für  $d_p = 584 \mu\text{m}$ ,  $\eta_g = 1.7 \cdot 10^{-5} \text{ Pa s}$ ,  $\rho_g = 1.212 \text{ kg/m}^3$ ,  $|\vec{v}_g - \vec{v}_s| = 0.57 \text{ m/s}$

Der Einfluss einer veränderten Sphärizität zeigt sich für die Modelle von Wen und Yu sowie Gidaspow in einer deutlichen Skalierung der Impulsaustauschkoeffizienten. Weiterhin wird der abrupte Sprung im Gidaspow-Modell deutlich, wodurch sich dessen Verlauf ab  $\varepsilon_s = 0.2$  vom Wen-Yu-Modell unterscheidet. Die Glättungsfunktion im Huilin-Gidaspow-Modell spielt für den Verlauf entlang des Feststoffvolumenanteils nur eine untergeordnete Rolle, weshalb für die Strömung in der Wirbelschicht im Vergleich zum standardmäßigen Ansatz von Gidaspow keine wesentlichen Unterschiede zu erwarten sind. Da dieses Verhalten in Voruntersuchungen bestätigt wurde, wird von einer weiteren Betrachtung des Huilin-Gidaspow-Modells abgesehen und an der standardmäßigen Formulierung festgehalten. Der für die verwendeten Partikel justierte Impulsaustauschkoeffizient nach Syamlal weist im überwiegenden Bereich des Feststoffvolumenanteils die höchsten Werte auf. Voruntersuchungen zeigten, dass mit dem so eingestellten Syamlal-Modell ein deutlich zu großer Impuls vom Gas auf die Partikel übertragen wird. Es resultiert eine unrealistisch stark expandierte Wirbelschicht mit sehr geringen Feststoffkonzentrationen. Teilweise tritt sogar ein Austrag von Feststoff auf, was den experimentellen Erkenntnissen widerspricht. Als Ursache für dieses Verhalten werden die sehr starken Oberflächenkräfte der feuchten Partikel im Lockerungspunkt vermutet, wodurch die damit justierten Parameter bei höheren Leerrohrgeschwindigkeiten zu viel zu großen Impulsaustauschkoeffizienten führen. Ähnliche Auswirkungen wurden in [255] bereits für trockene Partikel beobachtet. Unabhängig von diesem Verhalten bei sehr hohen Feststoffgehalten wäre für eine potenzielle Nutzung des Syamlal-Modells eine aufwendige Justierung der Parameter  $C_1$  und  $C_2$  in Abhängigkeit der Feststofffeuchte erforderlich, um die Strömung im gesamten Trocknungsverlauf mit diesem Modell beschreiben zu können. Dies gestaltet sich auch aus experimenteller



Sicht schwierig, zumal bei der Bestimmung der jeweiligen Lockerungspunkte eine permanente Trocknung des Wirbelguts auftritt, wodurch eine exakte Ermittlung der zugehörigen Feststofffeuchte nahezu unmöglich ist. Für die Untersuchungen in Abschnitt 5.2.2 werden daher ausschließlich die Impulsaustauschmodelle von Wen und Yu [274] sowie Gidaspow [53, 81] unter gleichzeitiger Variation der Partikelsphärizität betrachtet.

### 4.2.3 Wärmeübertragung

Für die Erhaltungsgleichungen der thermischen Energie (4.5) und (4.6) sind zur Beschreibung des Wärmetransports innerhalb der beiden Phasen die jeweiligen Wärmeleitfähigkeiten  $\lambda_i$  zu modellieren. Weiterhin ist eine Formulierung für den Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$  erforderlich, der die konvektive Wärmeübertragung zwischen der Gas- und der Feststoffphase charakterisiert. Sowohl für die Wärmeleitung innerhalb der Phasen als auch für den konvektiven Transport zwischen diesen sind in der Literatur verschiedene Modellierungsansätze zu finden. Schmidt [218] stellt in seiner Arbeit einige Modelle gegenüber und vergleicht diese im Bezug auf die numerische Simulation des Wärmetransports in blasenbildenden Wirbelschichten. Am Beispiel eines in die Wirbelschicht eingetauchten und beheizten Zylinders werden die simulierten Wärmeübergangskoeffizienten mit der Penetrationstheorie sowie experimentell bestimmten Werten verglichen, siehe auch [216] bzw. [217]. Für die nachfolgend dargestellten Modelle werden dabei sowohl für zeitliche Mittelwerte als auch für Momentanwerte jeweils gute Übereinstimmungen erreicht, weshalb davon ausgegangen werden kann, dass die Wärmeleitung innerhalb der Phasen sowie der konvektive Transport zwischen ihnen mit ausreichender Genauigkeit wiedergegeben wird. Zudem zeigte Schreiber [226], dass mit diesen Modellen auch der Wärmetransport in Wirbelschichten aus trockenen Braunkohlepartikeln zufriedenstellend abgebildet werden kann.

#### Wärmeleitfähigkeiten der Phasen

Die Beschreibung der Wärmeleitfähigkeiten der Phasen basiert auf dem von Zehner und Schlünder [290] vorgestellten Zellenmodell, welches in seiner ursprünglichen Form zur Berechnung der effektiven Wärmeleitfähigkeit von zufällig angeordneten, nicht durchströmten Schüttungen dient. Eine formale Trennung dieses Modells in die jeweiligen Anteile für Gas und Feststoff führt zu

$$\lambda_g^* = \varepsilon_g \lambda_g = \left(1 - \sqrt{1 - \varepsilon_g}\right) \lambda_{\text{gas}} \quad (4.42)$$

und

$$\lambda_s^* = \varepsilon_s \lambda_s = \sqrt{1 - \varepsilon_g} \left[ \omega \frac{\lambda_{\text{pm}}}{\lambda_{\text{gas}}} + (1 - \omega) \frac{\lambda_{\text{zyl}}}{\lambda_{\text{gas}}} \right] \lambda_{\text{gas}} \quad (4.43)$$

mit

$$\omega = 7.26 \cdot 10^{-3} \quad . \quad (4.44)$$

Dabei beziehen sich die mit \* gekennzeichneten Größen rein auf die Komponenten der effektiven Wärmeleitfähigkeit der Mischung. Die für TFM-Simulationen relevanten, phasenspezifischen Wärmeleitfähigkeiten  $\lambda_s$  und  $\lambda_g$  folgen gemäß Kuipers et al. [138] aus der dargestellten Umrechnung mittels der zugehörigen Phasenvolumenanteile  $\varepsilon_s$  und  $\varepsilon_g$ .

Das Verhältnis  $\lambda_{\text{zyl}}/\lambda_{\text{gas}}$  wird anhand der folgenden Gleichung bestimmt, vgl. [138, 216–218].

$$\frac{\lambda_{\text{zyl}}}{\lambda_{\text{gas}}} = \frac{2}{1 - \frac{\lambda_{\text{gas}}}{\lambda_{\text{pm}}} B} \left[ \frac{\left(1 - \frac{\lambda_{\text{gas}}}{\lambda_{\text{pm}}}\right) B}{\left(1 - \frac{\lambda_{\text{gas}}}{\lambda_{\text{pm}}} B\right)^2} \ln \frac{\lambda_{\text{pm}}}{B \lambda_{\text{gas}}} - \frac{B + 1}{2} - \frac{B - 1}{1 - \frac{\lambda_{\text{gas}}}{\lambda_{\text{pm}}} B} \right] \quad (4.45)$$

mit

$$B = C \left( \frac{1 - \varepsilon_{\text{g}}}{\varepsilon_{\text{g}}} \right)^{\frac{10}{9}} \quad (4.46)$$

Die Indizes pm und gas stehen in diesem Zusammenhang für die mikroskopischen Eigenschaften der Stoffe (Partikelmaterial und Gas, s. Anhang A.1). Es sei darauf hingewiesen, dass die stoffliche Wärmeleitfähigkeit der Braunkohle gemäß Gleichung (A.5) eine funktionale Abhängigkeit von der Feststofffeuchte besitzt. Hierdurch wird gewissermaßen der Füllgrad der Kapillaren berücksichtigt, welcher aufgrund der komplexen Struktur kapillarporöser Güter einen wesentlichen Einfluss auf die effektive Wärmeleitfähigkeit des Materials besitzt, siehe [132].

Weiterhin ist  $C$  ein Formfaktor, wobei für Kugeln  $C = 1.25$  und für gebrochene Partikel  $C = 1.4$  gilt. Letztgenannter Wert wurde bereits in [226] für Braunkohlepartikel eingesetzt, weshalb er auch in dieser Arbeit verwendet wird.

Es sei angemerkt, dass die formale Übertragung des für nicht durchströmte Schüttungen entwickelten Ansatzes von Zehner und Schlünder [290] auf blasenbildende Wirbelschichten kritisch zu bewerten ist. Jedoch zeigen die Ergebnisse zahlreicher Studien [9, 138, 218, 226], dass hiermit insgesamt zufriedenstellende Ergebnisse erreicht werden, womit eine Übertragbarkeit auf durchströmte Schüttungen angenommen werden kann. Zudem werden hiermit bessere Ergebnisse erzielt als beispielsweise mit dem kinetischen Ansatz von Hunt [102], der die Wärmeleitfähigkeit der Feststoffphase auf Basis der Granularen Temperatur berechnet, vgl. [218].

### Konvektiver Wärmetransport zwischen den Phasen

Der in einem Kontrollvolumen konvektiv zwischen den Partikeln und dem Gas übertragene Wärmestrom ergibt sich aus dem Produkt des Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$  (in  $\text{W}/\text{m}^2 \text{K}$ ) mit der zugehörigen Temperaturdifferenz der Phasen. Unter Nutzung der volumenspezifischen Oberfläche der Partikel kann  $\alpha$  anhand des auf die Phasengrenzfläche bezogenen Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_{\text{p}}$  (in  $\text{W}/\text{m}^2 \text{K}$ ) eines repräsentativen Partikels berechnet werden. Wird angenommen, dass die Partikel eine Kugelgestalt aufweisen, gilt:

$$\alpha = \frac{6}{d_{\text{p}}} \varepsilon_{\text{s}} \alpha_{\text{p}} \quad (4.47)$$

Zur Berücksichtigung der vergrößerten Oberfläche bei nichtsphärischen Partikeln wird in [132] folgende allgemeine Variante angegeben.

$$\alpha = \frac{6}{\phi d_{\text{p}}} \varepsilon_{\text{s}} \alpha_{\text{p}} \quad (4.48)$$

Zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_p$  wird in der Literatur üblicherweise die Beziehung von Gunn [85] verwendet, welche speziell für Wirbelschichten und durchströmte Festbetten entwickelt wurde. Sie besitzt Gültigkeit für  $0 < \varepsilon_s < 0.65$  und  $Re_p \leq 10^5$ .

$$\begin{aligned} Nu_p &= \frac{\alpha_p \cdot d_p}{\lambda_g} \\ &= (7 - 10\varepsilon_g + 5\varepsilon_g^2)(1 + 0.7Re_p^{0.2}Pr^{\frac{1}{3}}) + (1.33 - 2.4\varepsilon_g + 1.2\varepsilon_g^2)Re_p^{0.7}Pr^{\frac{1}{3}} \end{aligned} \quad (4.49)$$

Hierbei sind

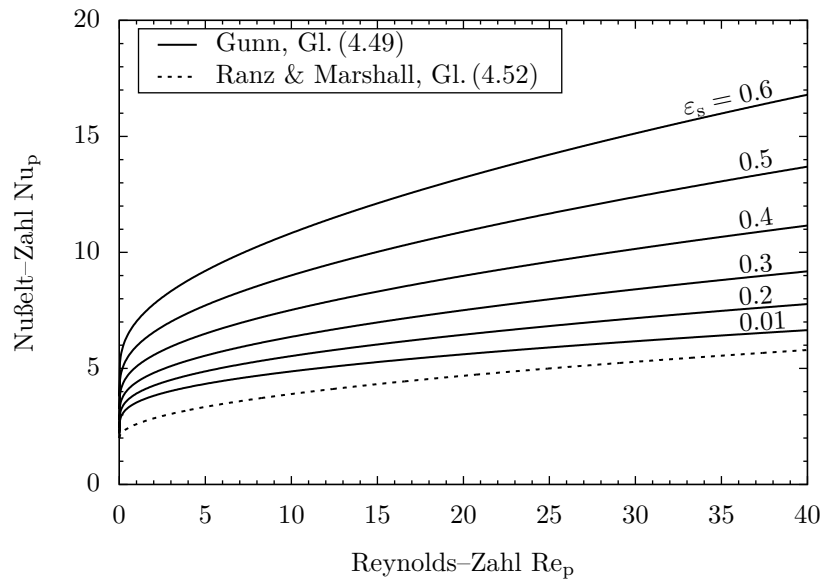
$$Re_p = \varepsilon_g \frac{\rho_g |\vec{v}_g - \vec{v}_s| d_p}{\eta_g} \quad (4.50)$$

$$Pr = \frac{c_{p,g} \eta_g}{\lambda_g} \quad (4.51)$$

Teilweise ist auch die Korrelation von Ranz und Marshall [197] anzutreffen, welche zur Beschreibung des Wärmeübergangs an einer einzelnen Kugel in einem sonst ungestörten Gastrom dient.

$$Nu_p = 2 + 0.6Re_p^{\frac{1}{2}}Pr^{\frac{1}{3}} \quad (4.52)$$

Sie weist einen Gültigkeitsbereich von  $Re_p \leq 200$  und  $Pr \leq 250$  auf. Die Definitionen für  $Nu_p$ ,  $Re_p$  und  $Pr$  werden in der vorliegenden Arbeit wie oben angegebenen genutzt. Abbildung 4.2 stellt die Verläufe der aus beiden Korrelationen resultierenden Nußelt-Zahlen gegenüber. Es ist zu erkennen, dass mit der Beziehung nach Gunn [85] grundsätzlich höhere Werte berechnet werden und diese bei steigendem Feststoffvolumenanteil weiter zunehmen.



**Abbildung 4.2:** Vergleich der Modelle des konvektiven Wärmetransports für  $Pr = 0.7$

### 4.2.4 Stoffübertragung

Zur Beschreibung des Stofftransports von Wasser aus der Feststoff- in die Gasphase wurde in den Bilanzgleichungen (4.1) bis (4.6) sowie (4.8) und (4.9) der Massenstrom  $\dot{m}$  eingeführt. Generell kann dessen Bestimmung anhand von rein empirischen, semi-empirischen oder physikalisch begründeten Modellen erfolgen. Da durch den gewählten Modellierungsansatz ohnehin zeitlich und räumlich hoch aufgelöste Strömungs-, Temperatur- und Konzentrationsfelder berechnet werden, ist die Verwendung eines möglichst detaillierten Berechnungsmodells für den Stofftransport naheliegend. Zudem soll es Ziel dieser Arbeit sein, den Trocknungsprozess auf Basis physikalisch fundierter Modelle zu beschreiben.

Mit Bezug auf die Ausführungen in Abschnitt 1.3 erfolgt gemäß der Feuchtigkeitsbindung an die Partikel hierfür zunächst eine Trennung des Trocknungsprozesses in zwei Teilabschnitte. Es wird davon ausgegangen, dass im ersten Trocknungsabschnitt der Transportwiderstand für den Stoffübergang von der Oberfläche des Wasserfilms in die umgebende Gasphase dominiert. Für den zweiten Trocknungsabschnitt seien vorrangig Stofftransportwiderstände im Inneren der Partikel verantwortlich. Unter dieser formalen Trennung kann die Modellierung beider Teilabschnitte anhand der bekannten Gesetze des Stofftransports erfolgen. Dieses Vorgehen wurde im Zusammenhang mit TFM-Simulationen der Trocknung anderer Güter bereits angewendet, z. B. [245, 284, 294]. Für die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Modelle der beiden Trocknungsabschnitte sind nachfolgend deren Herleitungen dargestellt, um getroffene Annahmen und Vereinfachungen, welche für das Gesamtmodell von Bedeutung sind, nachvollziehen zu können.

#### Erster Trocknungsabschnitt<sup>10)</sup>

In der einschlägigen Literatur [132–134] wird zur Beschreibung des ersten Trocknungsabschnittes eine vollständige Benetzung der Oberfläche des Partikels mit Wasser angenommen. Bei Verdunstung oder Verdampfung des Wassers an der Oberfläche wird dieser Film durch eine Nachlieferung aus den Kapillaren stets aufrechterhalten. Der Widerstand des Kapillartransportes kann dabei vernachlässigt werden. Es dominiert der Widerstand des Stoffübergangs an der Oberfläche.

Die Übertragung von Stoffen setzt sich allgemein aus einem diffusiven und einem konvektiven Anteil zusammen:

$$\vec{\hat{n}} = \vec{\hat{n}}_{\text{diff}} + \vec{\hat{n}}_{\text{konv}} \quad (4.53)$$

Das aus dem Partikel entfernte Wasser liegt in der Gasphase in Form von Wasserdampf vor. Unter Einführung des Index D für diesen Stoff als Komponente des Gemisches ergibt sich dessen transportierte Stoffmengenstromdichte analog zu Gleichung (4.53).

$$\vec{\hat{n}}_D = \vec{\hat{n}}_{D,\text{diff}} + \vec{\hat{n}}_{D,\text{konv}} \quad (4.54)$$

Da die Dicke des Wasserfilms im Vergleich zum Partikeldurchmesser verschwindend gering ist, wird eine eindimensionale Betrachtung des Problems zulässig. Der Stofftransport erfolgt somit entlang der Radialkoordinate  $r$  von der Oberfläche des Films in die Gasphase.

<sup>10)</sup>Anmerkung: Die Herleitung des Modells für den ersten Trocknungsabschnitt besteht zu einem wesentlichen Teil aus Grundlagenwissen, sodass es keiner Quellenangaben bedarf. Die Ausführungen auf den Seiten 70 bis 74 orientieren sich jedoch teilweise an [18].

Im Folgenden wird auf die vektorielle Darstellung verzichtet.

$$\hat{n}_D = \hat{n}_{D,\text{diff}} + \hat{n}_{D,\text{konv}} \quad (4.55)$$

Der diffusive Anteil wird im stationären Zustand durch das Erste Ficksche Gesetz beschrieben:

$$\begin{aligned} \hat{n}_{D,\text{diff}} &= -D_g \nabla c_D \\ &= -D_g \frac{dc_D}{dr} \end{aligned} \quad (4.56)$$

Dabei sind  $D_g$  der Diffusionskoeffizient und  $\frac{dc_D}{dr}$  der Konzentrationsgradient des Wasserdampfes in der Gasphase. Unter Verwendung des Stoffmengenanteils  $\Psi_D = \frac{n_D}{n}$  kann allgemeingültig Gleichung (4.57) geschrieben werden.

$$\hat{n}_{D,\text{diff}} = -c D_g \frac{d\Psi_D}{dr} \quad (4.57)$$

Der konvektive Anteil des Transportes der Komponente  $D$  kann allgemein als Anteil des konvektiven Transportes des Gemisches aufgefasst werden:

$$\hat{n}_{D,\text{konv}} = \Psi_D \hat{n}_{\text{konv}} \quad (4.58)$$

Setzt man nun die Gleichungen (4.57) und (4.58) in Gleichung (4.55) ein, folgt

$$\hat{n}_D = -c D_g \frac{d\Psi_D}{dr} + \Psi_D \hat{n}_{\text{konv}} \quad (4.59)$$

Für die eindimensionale Betrachtung ändert sich die Stoffmengenstromdichte mit zunehmender Entfernung von der Filmoberfläche nicht. Gleichung (4.59) muss demzufolge die Bedingung

$$\frac{d\hat{n}_D}{dr} = 0 \quad (4.60)$$

erfüllen. Damit ergibt sich eine Differentialgleichung zweiter Ordnung

$$-c D_g \frac{d^2\Psi_D}{dr^2} + \hat{n}_{\text{konv}} \frac{d\Psi_D}{dr} = 0 \quad (4.61)$$

wobei das Produkt  $c D_g$  als konstant angenommen wird. Nimmt man weiterhin an, dass der Stofftransport in einer Grenzschicht der endlichen Dicke  $\delta$  stattfindet, kann die Differentialgleichung durch Integration mit den Randbedingungen  $\Psi_D|_{r=0} = \Psi_{D,0}$  an der Filmoberfläche und  $\Psi_D|_{r=\delta} = \Psi_{D,\delta}$  am Ende der Grenzschicht gelöst werden. Man erhält die allgemeine Lösung für das Konzentrationsprofil  $\Psi_D = f(r)$  in der Form

$$\frac{\Psi_D - \Psi_{D,0}}{\Psi_{D,\delta} - \Psi_{D,0}} = \frac{\exp\left(\frac{\hat{n}_{\text{konv}}}{c D_g} r\right) - 1}{\exp\left(\frac{\hat{n}_{\text{konv}}}{c D_g} \delta\right) - 1} \quad (4.62)$$

Die Stoffmengenstromdichte des transportierten Wasserdampfes kann nun durch Differentiation von Gleichung (4.62)  $\frac{d\Psi_D}{dr}$  und anschließendem Einsetzen in Gleichung (4.59) bestimmt werden. Da  $\hat{n}_D \neq f(r)$ , ergibt sich die Stoffmengenstromdichte durch Betrachtung an der Filmoberfläche ( $r = 0$ ) zu

$$\hat{n}_D = \hat{n}_{D,0} = (\Psi_{D,0} - \Psi_{D,\delta}) \frac{\hat{n}_{\text{konv}}}{\exp\left(\frac{\hat{n}_{\text{konv}}}{c D_g} \delta\right) - 1} + \Psi_{D,0} \hat{n}_{\text{konv}} \quad . \quad (4.63)$$

Nun wird davon ausgegangen, dass der Wasserfilm auf der Partikeloberfläche eine einseitig durchlässige Wand sei. Der durch Wärmezufuhr gebildete Wasserdampf diffundiert in die umgebende Gasphase hinein, während der ihm entgegengesetzt gerichtete Diffusionsstrom des trockenen Gases den Film nicht durchdringen kann. Es muss sich demzufolge eine konvektive Bewegung von der Oberfläche in die umgebende Gasphase einstellen, die den Diffusionsstrom des trockenen Gases aufhebt. [132]

Man spricht dabei vom einseitigen Stoffübergang, wobei  $\hat{n}_{g,\text{tr}} = 0$  und damit  $\hat{n}_D = \hat{n}_{\text{konv}}$  gelten. Aus Gleichung (4.63) wird

$$\frac{\Psi_{D,0} - \Psi_{D,\delta}}{1 - \Psi_{D,0}} = \exp\left(\frac{\hat{n}_D}{c D_g} \delta\right) - 1 \quad (4.64)$$

oder aufgelöst nach der Stoffmengenstromdichte

$$\hat{n}_D = \frac{c D_g}{\delta} \ln \frac{1 - \Psi_{D,\delta}}{1 - \Psi_{D,0}} \quad . \quad (4.65)$$

Unter Verwendung der Molaren Masse  $M = \frac{m}{n}$  und der Zustandsgleichung idealer Gase  $c = \frac{n}{V} = \frac{p}{R^* T}$  erhält man die Massenstromdichte des übertragenen Wasserdampfes wie folgt.

$$\hat{m}_D = \hat{n}_D M_D = \frac{p}{R_D T_m} \frac{D_g}{\delta} \ln \frac{1 - \Psi_{D,\delta}}{1 - \Psi_{D,0}} \quad (4.66)$$

Dabei sei  $T_m = \frac{1}{2}(T_g + T_s)$  die mittlere Temperatur im Konzentrationsfeld. Der Term  $\frac{D_g}{\delta}$  wird als Stoffübergangskoeffizient  $\beta$  bezeichnet. Da in den bisherigen Ausführungen davon ausgegangen wurde, dass es sich um eine ruhende Konzentrationsgrenzschicht handelt, wird nun zur Berücksichtigung der Partikelumströmung die Sherwood-Zahl  $Sh_p$  als Korrekturfaktor eingeführt. Damit wird der erzwungenen Konvektionsströmung Rechnung getragen, die einen Teil des molekular bewegten Stoffstromes aus der Konzentrationsgrenzschicht abführt. Für Wirbelschichten hohen Feststoffanteils findet man für  $Sh_p$  in der Literatur größtenteils die auch für den Wärmeübergang verwendete Korrelation von Gunn [85], z. B. [48, 184, 245, 266].

$$\begin{aligned} Sh_p &= \beta \frac{d_p}{D_g} \\ &= (7 - 10\varepsilon_g + 5\varepsilon_g^2)(1 + 0.7\text{Re}^{0.2}\text{Sc}^{\frac{1}{3}}) + (1.33 - 2.4\varepsilon_g + 1.2\varepsilon_g^2)\text{Re}^{0.7}\text{Sc}^{\frac{1}{3}} \end{aligned} \quad (4.67)$$

Dabei sind die Reynolds- und Schmidt-Zahl folgendermaßen definiert.

$$\text{Re}_p = \varepsilon_g \frac{\rho_g |\vec{v}_s - \vec{v}_g| d_p}{\eta_g} \quad (4.68)$$

$$\text{Sc} = \frac{\eta_g}{\rho_g D_g} \quad (4.69)$$

Analog zur Wärmeübertragung wird die Korrelation von Ranz und Marshall [197] als Variante für umströmte Einzelpartikel betrachtet.

$$\text{Sh}_p = 2 + 0.6 \text{Re}_p^{\frac{1}{2}} \text{Sc}^{\frac{1}{3}} \quad (4.70)$$

Weitere Formulierungen der Sherwood-Zahl werden beispielsweise in [211] diskutiert. Unter Berücksichtigung einer dieser Korrelationen erhält man aus Gleichung (4.66) die Massenstromdichte des Wasserdampfes für den ersten Trocknungsabschnitt.

$$\hat{m}_{D,I} = \frac{p}{R_D T_m} \text{Sh}_p \frac{D_g}{d_p} \ln \frac{1 - \Psi_{D,\delta}}{1 - \Psi_{D,0}} \quad (4.71)$$

Die Stoffmengenanteile können durch das Einführen der Beladung bzw. Feuchte  $X_g$

$$X_g = \frac{m_D}{m_{g,\text{tr}}} = \frac{M_D}{M_{g,\text{tr}}} \frac{n_D}{n_{g,\text{tr}}} = \frac{M_D}{M_{g,\text{tr}}} \frac{\Psi_D}{\Psi_{g,\text{tr}}} = \frac{M_D}{M_{g,\text{tr}}} \frac{\Psi_D}{1 - \Psi_D} \quad (4.72)$$

ersetzt werden:

$$\Psi_D = \frac{X_g M_{g,\text{tr}}}{M_D \left( 1 + X_g \frac{M_{g,\text{tr}}}{M_D} \right)} \quad (4.73)$$

Gleichung (4.71) entsprechend wird dabei folgende Fallunterscheidung getroffen.

$$X_g = \begin{cases} X_g & \text{für } \Psi_{D,\delta} \\ X_{g,\text{sat}} & \text{für } \Psi_{D,0} \end{cases} \quad (4.74)$$

Die Beladung am Ende der Grenzschicht ( $r = \delta$ ) entspricht somit jener der umgebenden Gasphase im Kontrollvolumen. Direkt an der Oberfläche des Films liegt der Sättigungszustand vor:

$$X_{g,\text{sat}} = \frac{R_{g,\text{tr}}}{R_D} \frac{p_{D,\text{sat}}(T)}{p - p_{D,\text{sat}}(T)} \quad (4.75)$$

Die dort vorherrschende Temperatur  $T$  entspricht in guter Näherung der des Partikels  $T_s$ .

Geht man von einer geringen Beladung der Gasphase aus ( $X_g \ll 1$  bzw.  $\Psi_D \ll 1$ ), kann Gleichung (4.71) vereinfacht werden. Durch  $\ln(1 - \Psi_D) \approx -\Psi_D$  sowie  $\Psi_D = X_g M_{g,\text{tr}} / M_D$  statt Gleichung (4.73) erhält man den Ausdruck

$$\hat{m}_{D,I} = \frac{p}{R_D T_m} \text{Sh}_p \frac{D_g}{d_p} \frac{M_{g,\text{tr}}}{M_D} \left( \frac{R_{g,\text{tr}}}{R_D} \frac{p_{D,\text{sat}}(T)}{p - p_{D,\text{sat}}(T)} - X_g \right) \quad (4.76)$$

oder in zusammengefasster Form

$$\hat{m}_{D,I} = \frac{p}{R_{g,tr} T_m} \beta (X_{g,sat} - X_g) \quad . \quad (4.77)$$

Man spricht unter dieser Annahme vom vereinfachten Stefanschen Verdunstungsgesetz, das unter Berücksichtigung der Korrelation der Sherwood-Zahl für die Verwendung zur Wirbelschichttrocknung von Partikeln angepasst wurde.

Den in einer Rechenzelle übertragenen Massenstrom an Wasserdampf erhält man unter Einbeziehung der im Kontrollvolumen vorhandenen Phasengrenzfläche.

$$\dot{m}_I = \frac{6}{d_p} \varepsilon_s \hat{m}_{D,I} \quad (4.78)$$

Analog zur Wärmeübertragung ließe sich die vergrößerte Oberfläche bei nichtsphärischen Partikeln gemäß [132] berücksichtigen.

$$\dot{m}_I = \frac{6}{\phi d_p} \varepsilon_s \hat{m}_{D,I} \quad (4.79)$$

## Zweiter Trocknungsabschnitt<sup>11)</sup>

Im zweiten Trocknungsabschnitt kann der Transport der Feuchtigkeit aus dem Inneren des Partikels an dessen Oberfläche als instationäre Diffusion interpretiert werden, vgl. [124, 132, 134, 244, 245, 294]. Eine analytische Beschreibung ist durch das zweite Ficksche Gesetz gegeben, welches im dreidimensionalen kartesischen Koordinatensystem die folgende Form annimmt.

$$\frac{\partial X_s}{\partial t} = \nabla \cdot (D_s \nabla X_s) \quad (4.80)$$

$$= \frac{\partial}{\partial x} \left( D_s \frac{\partial X_s}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( D_s \frac{\partial X_s}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( D_s \frac{\partial X_s}{\partial z} \right) \quad (4.81)$$

Darin beschreibt  $D_s$  den effektiven Diffusionskoeffizienten der Feuchtigkeit im Gutsinneren.

Für die Betrachtung näherungsweise sphärischer Partikel scheint jedoch die Transformation in Kugelkoordinaten sinnvoll. Mit

$$\begin{aligned} x &= r \sin \theta \cos \Phi \\ y &= r \sin \theta \sin \Phi \\ z &= r \cos \theta \end{aligned} \quad (4.82)$$

ergibt sich

$$\frac{\partial X_s}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \left[ \frac{\partial}{\partial r} \left( D_s r^2 \frac{\partial X_s}{\partial r} \right) + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( D_s \sin \theta \frac{\partial X_s}{\partial \theta} \right) + \frac{D_s}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 X_s}{\partial \Phi^2} \right] \quad . \quad (4.83)$$

<sup>11)</sup>Anmerkung: Bei der Herleitung des Modells für den zweiten Trocknungsabschnitt handelt es sich um Grundlagenwissen, sodass es keiner Quellenangaben bedarf. Die Darstellungen auf den Seiten 74 und 75 orientieren sich an [42].



Alternativ erhält man Gleichung (4.83) auch direkt durch die Bilanzierung des Stofftransports an einem infinitesimalen Volumenelement ( $dr \ r d\theta \ r \sin \theta d\Phi$ ) im Kugelkoordinatensystem.

Beschränkt man die Betrachtung des Stofftransportes auf die radiale Richtung, reduziert sich Gleichung (4.83) zu

$$\frac{\partial X_s}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \left[ \frac{\partial}{\partial r} \left( D_s r^2 \frac{\partial X_s}{\partial r} \right) \right] \quad (4.84)$$

oder nach Ausführung der Differentiation unter Annahme der Unabhängigkeit des Diffusionskoeffizienten  $D_s$  von der Radialkoordinate  $r$  zu

$$\frac{\partial X_s}{\partial t} = D_s \left( \frac{\partial^2 X_s}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial X_s}{\partial r} \right) \quad (4.85)$$

Die Lösung von Gleichung (4.85) erfolgt unter Annahme der folgenden Bedingungen.

- Zu Beginn des zweiten Trocknungsabschnittes liege im gesamten Partikel die kritische Feuchte vor:  $X_s|_{t=0} = X_{s,\text{krit}}$  (vgl. Abbildung 1.7)
- Für  $t \rightarrow \infty$  werden  $X_s|_{r=\frac{d_p}{2}} = X_{s,\text{GG}}$  und  $\frac{\partial X_s}{\partial r}|_{r=0} = 0$  gesetzt.

Wie beispielsweise in [42] und [294] gezeigt wird, ist eine exakte Lösung in Form einer Reihenentwicklung möglich. Für den zeitlichen Verlauf der mittleren Partikelfeuchte  $X_s = f(t)$  ergibt sich

$$\frac{X_s - X_{s,\text{GG}}}{X_{s,\text{krit}} - X_{s,\text{GG}}} = \frac{6}{\pi^2} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{1}{i^2} \exp \left( -i^2 \pi^2 \frac{D_s t}{\left(\frac{d_p}{2}\right)^2} \right) \quad (4.86)$$

Nach [294] konvergiert diese Reihe sehr schnell, weshalb ein Abbruch der Reihe nach dem ersten Glied besonders für lange Trocknungszeiten zulässig ist, vgl. [132, 245, 294]. Der dabei entstehende Fehler ist nach [245] verhältnismäßig gering.

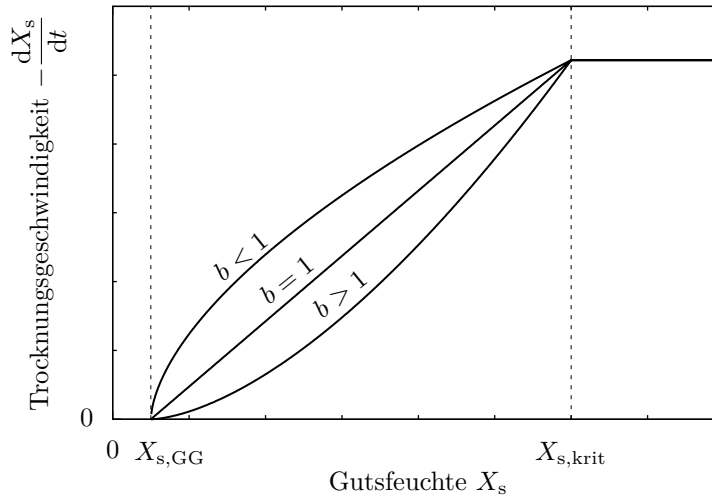
Die zeitliche Abnahme der Feststofffeuchte erhält man durch Bilden der Ableitung nach der Zeit

$$-\frac{dX_s}{dt} = D_s \left( \frac{\pi}{d_p/2} \right)^2 (X_s - X_{s,\text{GG}}) \quad (4.87)$$

wobei  $D_s$  als unabhängig von der Zeit angenommen wird. Gleichung (4.87) stellt den idealen Fall der linearen Abnahme der Trocknungsgeschwindigkeit mit sinkender Gutsfeuchte dar. Nach [133] nimmt der tatsächliche Trocknungsverlauf für viele in der Natur vorkommenden Stoffe aufgrund der jeweiligen Materialbeschaffenheit jedoch abweichende Formen an. In [244] wird zur Berücksichtigung dieses Verhaltens die Einführung eines Exponenten  $b$  vorgeschlagen, was ähnlich zur parametrischen Anpassung der Trocknungsverlaufsmodelle in [93] und [191] ist:

$$-\frac{dX_s}{dt} = D_s \left( \frac{\pi}{d_p/2} \right)^2 (X_s - X_{s,\text{GG}})^b \quad (4.88)$$

Abbildung 4.3 zeigt qualitativ den Einfluss des Exponenten  $b$  auf die Ausbildung der Trocknungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Gutsfeuchte bei als konstant angenommenen Werten der Gleichgewichtsfeuchte  $X_{s,GG}$  sowie der kritischen Feuchte  $X_{s,krit}$ .



**Abbildung 4.3:** Qualitativer Verlauf der Trocknungsgeschwindigkeit im zweiten Trocknungsabschnitt bei Variation des Exponenten  $b$

Die Nutzung eines Exponenten  $b < 1$  stellt im Vergleich mit Abbildung 1.7 c) prinzipiell eine Möglichkeit zur qualitativen Anpassung des Modells an den Verlauf der Trocknungsgeschwindigkeit im hygrokopischen Bereich dar. Allerdings ist durch die unmittelbare Kopplung zum Diffusionskoeffizienten  $D_s$ , der in diesem Fall somit zwangsläufig auch eine Anpassung erfahren müsste, dessen ursprüngliche physikalische Bedeutung sowie seine experimentelle Bestimmung kritisch zu betrachten. Vielmehr sollte im Falle der Berücksichtigung des hygrokopischen Verhaltens im Bereich sehr geringer Feuchte eine zusätzliche Abhängigkeit des Diffusionskoeffizienten von dieser eingeführt werden. Für die vorliegende Arbeit wird das ursprüngliche Modell mit  $b = 1$  verwendet.

Zur Umrechnung von Gleichung (4.87) bzw. (4.88) zu dem absolut aus einem Partikel entfernten Massenstrom an Wasser wird die Definition der Feuchte genutzt:

$$-\frac{dX_s}{dt} = -\frac{X_{s,2} - X_{s,1}}{t_2 - t_1} = \frac{1}{m_{s,tr}} \frac{m_{W,1} - m_{W,2}}{t_2 - t_1} = \frac{1}{m_{s,tr}} \left( -\frac{dm_W}{dt} \right) \quad (4.89)$$

Stellt man Gleichung (4.89) nun nach dem letzten Term um, folgt der je Rechenzelle übertragene Massenstrom an Wasser nach Division durch das Partikelvolumen und Multiplikation mit dem vorliegenden Feststoffvolumenanteil:

$$\dot{m}_{II} = -\frac{dm_W}{dt} \frac{\varepsilon_s}{V_p} = -\frac{dX_s}{dt} \frac{m_{s,tr}}{V_p} \varepsilon_s \quad (4.90)$$

Der Quotient  $\frac{m_{s,tr}}{V_p}$  kann als Dichte des absolut trockenen Feststoffes  $\varrho_{s,tr}$  interpretiert werden. Mit dieser Umformung und Einsetzen von Gleichung (4.87) folgt die abschließende Formulierung des ausgetriebenen Wassermassenstromes im zweiten Trocknungsabschnitt:

$$\dot{m}_{II} = D_s \left( \frac{\pi}{d_p/2} \right)^2 (X_s - X_{s,GG}) \varrho_{s,tr} \varepsilon_s \quad (4.91)$$

Die Gleichgewichtsfeuchte  $X_{s,GG}$  ergibt sich anhand der Desorptionsisothermen aus den äußeren, globalen Trocknungsbedingungen, das heißt der relativen Feuchte und der Temperatur des zuströmenden Trocknungsgases, vgl. Abschnitt 1.3. Für ihre Berechnung wird eine modifizierte Version des Henderson-Modells [92] als semi-empirischer Ansatz genutzt:

$$\varphi_{g,zu} = \frac{p_D}{p_{D,sat}(T_{g,zu})} = 1 - \exp\left(-k_0 X_{s,GG}^{k_1} T_{g,zu}^{k_2}\right) \quad (4.92)$$

Die in [181] hierfür angegebenen Koeffizienten

$$k_0 = 0.7623$$

$$k_1 = 1.5879$$

$$k_2 = 0.8392$$

führen in dem für Trocknungszwecke relevanten Bereich niedriger Gasfeuchten zu guten Übereinstimmungen mit Messdaten von Sorptionsgleichgewichten Lausitzer Braunkohlen aus [125, 204, 265]. Für die vorliegende Arbeit ergibt sich aufgrund des nahezu vollständig trockenen Gases und des relativ engen Variationsbereiches der Anströmtemperatur ein etwa konstanter Wert von  $X_{s,GG} = 0.003$ .

### Bestimmung des Trocknungsabschnittes und Implementierung

Die zur Modellierung des Trocknungsprozesses angenommene Trennung in zwei Teilabschnitte erfolgt formal anhand der kritischen Feuchte  $X_{s,krit}$ , siehe Abbildungen 1.7 c) und 4.3. Diese kann allerdings nicht a priori als stoffliche Konstante angesehen werden, da die Trocknungsgeschwindigkeiten der beiden Teilabschnitte gemäß den Gleichungen (4.79) mit (4.76) sowie (4.91) von den lokalen Gegebenheiten der Strömung, Temperaturen und Feuchten abhängig sind. Unter der eingangs getroffenen Annahme, dass jeweils nur einer der beiden in Reihe geschalteten Stofftransportwiderstände den Trocknungsprozess dominiert, kann der lokal übertragene Wassermassenstrom ohne vorherige Kenntnis der kritischen Feuchte  $X_{s,krit}$  in Anlehnung an [245] wie folgt bestimmt werden.

$$\dot{m} = \min(\dot{m}_I, \dot{m}_{II}) \quad (4.93)$$

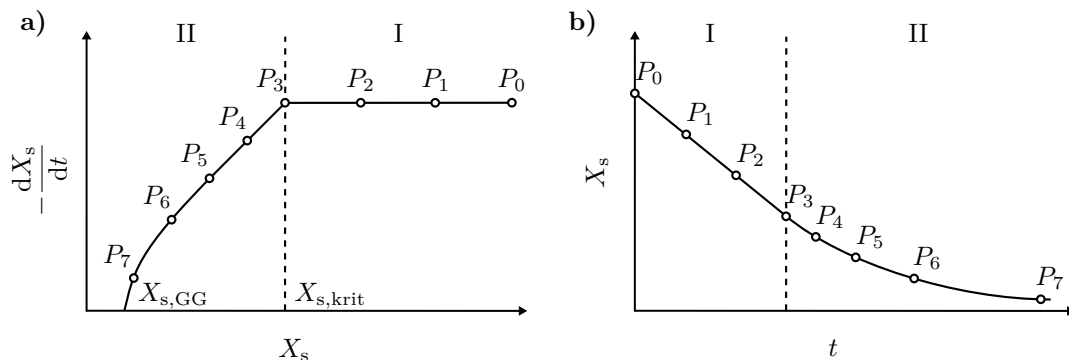
Zur Nutzung des Stofftransportmodells in den Bilanzgleichungen (4.1) bis (4.6) sowie (4.8) und (4.9) wurden bei der Implementierung folgende Bedingungen berücksichtigt.

- Ein Stofftransport kann nur stattfinden, sofern in der Rechenzelle beide Phasen vertreten sind:  $\varepsilon_s > 0$
- Die Gasphase muss lokal einen ungesättigten Zustand ( $X_g < X_{g,sat}$ ) aufweisen, um Feuchtigkeit aufnehmen zu können.
- Die maximale Wasseraufnahme seitens der Gasphase je Rechenzelle und Zeitschritt ist durch den lokalen Sättigungszustand  $X_{g,sat}$  limitiert. Hierdurch wird die Bildung von Nebel ausgeschlossen.
- Die vorliegende Feuchte des Feststoffes muss größer als dessen Gleichgewichtsfeuchte sein:  $X_s > X_{s,GG}$
- Die seitens der Feststoffphase auftretende Reduktion der Wassermasse je Rechenzelle und Zeitschritt darf kleiner oder gleich der dort unter Berücksichtigung von  $X_{s,GG}$  verfügbaren Wassermasse sein.

## 4.3 Lösungsmethodik

### 4.3.1 Punktweises Lösungsverfahren

Die diskontinuierliche bzw. chargenweise Trocknung von Gütern ist in der Regel ein langwieriger Prozess, der oftmals sogar eine Dauer von mehreren Stunden aufweisen kann, siehe [244]. Auch die in dieser Arbeit als Validierungsgrundlage betrachteten Experimente (s. Abschnitt 3.3.1) zeigten trotz einer relativ geringen Probenmasse je nach verwendeten Betriebsparametern bereits Trocknungszeiten von 1.25 h bis etwa 2.75 h. Eine vollständige, kontinuierliche Simulation eines solchen Prozesses mittels CFD ist aufgrund der unzureichenden Rechenleistung der kommerziell verfügbaren Computertechnik nicht möglich [244]. Die Ursache hierfür liegt in der Komplexität des mehrphasigen Wirbelschichtprozesses, der einer Auflösung kleinskaliger Strömungsstrukturen sowie des mikroskopischen Wärme- und Stofftransportes mittels sehr kleiner Zeitschritte bedarf, um die makroskopische Betrachtung der Feststofftrocknung auf physikalisch fundierter Basis adäquat abbilden zu können. Die skalenübergreifende Simulation solcher Prozesse sowie anderer partikelbeladener Systeme stellt einen aktuellen Forschungsschwerpunkt dar, vgl. [277]. Für die numerische Strömungssimulation von chargenweise betriebenen Wirbelschichttrocknern schlugen Szafran und Kmiec [244] einen Lösungsansatz vor, der eine effiziente Berechnung langwieriger Trocknungsprozesse erlaubt. Die Grundlage bildet hierbei eine Approximation des kontinuierlichen Trocknungsprozesses durch mehrere willkürlich gewählte Prozesspunkte in der zeitfreien Darstellung, siehe Abbildung 4.4 a).



**Abbildung 4.4:** Punktweise Approximation chargenweiser Trocknungsprozesse nach [244]:  
 a) Trocknungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Gutsfeuchte und b) Gutsfeuchte in Abhängigkeit der Zeit.

Ausgehend von jedem dieser Prozesspunkte  $P_i$  an der Stelle  $X_{s,i}$  kann unter Nutzung des CFD-Modells ein kurzer Teilabschnitt des Gesamtprozesses zeitlich hoch aufgelöst simuliert werden. Aufgrund der bei TFM-KTGF-Simulationen üblicherweise realisierbaren Zeitintervalle von nur einigen Sekunden kann davon ausgegangen werden, dass die Veränderungen auf makroskopischer Ebene dabei vernachlässigbar sind und die Prozesspunkte aus dieser Sicht als quasi-stationär betrachtet werden können. Die Simulationen selbst berücksichtigen jedoch die instationären Prozesse im mikro- und mesoskopischen Bereich. Anhand der resultierenden Ergebnisse kann für jeden Prozesspunkt  $P_i$  aus dem simulierten Zeitintervall eine mittlere Trocknungsgeschwindigkeit  $-\left.\frac{dX_s}{dt}\right|_i$  bestimmt werden,

welche die approximative Rekonstruktion des Trocknungsverlaufs entlang der Zeitkoordinate, Abbildung 4.4 b), ermöglicht:

$$\Delta t = t_{i+1} - t_i = \frac{X_{s,i} - X_{s,i+1}}{-\left.\frac{dX_s}{dt}\right|_i} \quad (4.94)$$

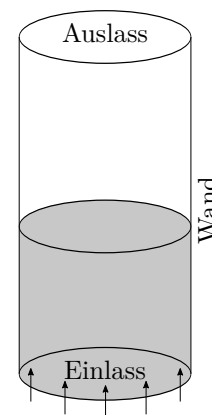
Die für die Simulationen relevanten Anfangsbedingungen können allerdings nur für den Beginn des Prozesses bei  $P_0$  als vollständig gegeben betrachtet werden. Für alle weiteren Punkte  $P_{i \geq 1}$  müssen die Initialisierungsparameter (v. a. die Temperaturen und davon abhängige Größen) anhand der Simulationsergebnisse des jeweils vorigen Punktes bestimmt werden. Analog zur Trocknungsgeschwindigkeit ist dies über die Berechnung mittlerer zeitlicher Gradienten im Simulationsintervall möglich:

$$\Delta T_s = T_{s,i+1} - T_{s,i} = \Delta t \left.\frac{dT_s}{dt}\right|_i \quad (4.95)$$

Diese Berechnungsmethodik kann auf zeitlich makroskopischer Ebene demzufolge als explizites Vorwärtsverfahren interpretiert werden. Da das punktweise Lösungsverfahren somit nur auf der Vorgabe der Anfangsbedingungen zu Prozessbeginn beruht, ist es für Extrapolationsrechnungen geeignet, womit beispielsweise der Einfluss veränderter Randbedingungen auf den Trocknungsprozess untersucht werden kann. Die Genauigkeit der Approximation des Trocknungsverlaufs hängt dabei von der Anzahl und Position der gewählten Prozesspunkte, also der Größe der makroskopischen Zeitschritte  $\Delta t$  ab. Um diesen Einfluss für die Sensitivitätsanalysen zunächst auszuschließen, werden die Anfangsbedingungen aller Prozesspunkte anhand experimenteller Daten bestimmt. Für die Validierungssimulationen erfolgt eine gesonderte Betrachtung in Abschnitt 6.3.

### 4.3.2 Rand- und Anfangsbedingungen

Für die numerische Lösung der vorgestellten Modellgleichungen im diskreten Raum sind Randbedingungen an den Begrenzungsflächen des Rechengebietes sowie Startwerte der Feldvariablen zu definieren. Als Rechengebiet wird mit Bezug auf die betrachtete Versuchsanlage (s. Abbildung 3.1) ein 250 mm hoher Abschnitt des zylindrischen Bereichs unmittelbar oberhalb des Düsenbodens verwendet. In Abbildung 4.5 ist eine schematische Darstellung der hieraus resultierenden Geometrie mit Bezeichnung der zugehörigen Begrenzungsflächen gegeben. Für die nachfolgende Erläuterung der eingesetzten Rand- und Anfangsbedingungen erfolgt eine Trennung in einerseits rein für die strömungsmechanische Betrachtung relevante Größen und andererseits zusätzliche Parameter für den Wärme- und Stofftransport zur Simulation des Gesamtprozesses.



**Abbildung 4.5:** Schematische Darstellung des Rechengebietes

## Simulation der Strömung

Als Randbedingung am Einlass wird angenommen, dass die Volumenanteile der Phasen mit  $\varepsilon_g = 1$  und  $\varepsilon_s = 0$  vorliegen. Hierdurch wird sichergestellt, dass kein Feststoffaustrag durch den Düsenboden erfolgt. Weiterhin ist die Eintrittsgeschwindigkeit des Gases normal zur Fläche  $\vec{v}_{g,n}$  identisch mit der Leerrohrgeschwindigkeit  $v_0$ . Andere Varianten mit inhomogener und zeitlich variabler Einströmung werden in Abschnitt 5.2.4 untersucht. Die Feststoffphase befinde sich formal in Ruhe.

Für den Auslass wird eine Druckrandbedingung gewählt, wobei durch den ohnehin an dieser Position berücksichtigten Betriebs- bzw. Umgebungsdruck  $p_U$  die Angabe eines weiteren Überdrucks nicht erforderlich ist. Gemäß dem TFM-Ansatz gilt diese Randbedingung für beide Phasen, vgl. Impulserhaltungsgleichungen (4.3) und (4.4). Für eventuell auftretende Rückströmungen wird  $\varepsilon_g = 1$  bzw.  $\varepsilon_s = 0$  angenommen. Der Richtungsvektor der Rückströmung wird aus der benachbarten Zelle im Rechengebiet übernommen.

An den Wänden wird in der Kontinuumsmechanik normalerweise von einer Haftrandbedingung ausgegangen. Das heißt, dass die erste Molekülschicht des Fluids an der Wand haftet und darüber- bzw. danebenliegende Schichten daran entlang fließen und sich durch die ergebende Scherbeanspruchung ein Geschwindigkeitsprofil, die Grenzschicht, ausbildet. Für die Gasphase wird dieses Verhalten vorausgesetzt. Für die ebenfalls als Kontinuum betrachtete Gesamtheit der Partikel kann dieses Verhalten jedoch nicht übernommen werden, da die in Lagrangescher Betrachtungsweise kleinsten Fluidteilchen in diesem Fall Partikel sind, deren Abmessungen deutlich größer als die Rauigkeit der Wand sind. Die Annahme des Anhaftens der ersten Partikelschicht wäre aus physikalischer Sicht somit nicht zu begründen. Weiterhin lässt sich mittels Beobachtung einfach feststellen, dass die Partikel in einer Wirbelschicht an der Behälterwand stoßartig entlang „rutschen“. Da sie allerdings trotzdem im Kontakt mit der Wand stehen und während der Bewegung Reibungseffekte auftreten, liegt demzufolge auch keine vollständig unbehinderte Bewegung, das heißt freier Schlupf, vor. Vor diesem Hintergrund entwickelten Johnson und Jackson [115] eine sogenannte Teilschlupfrandbedingung, welche auch die Zwischenzustände für Partikelbewegung an Wänden fassbar machte. In [6] wird die Scherspannung, die an der Wand auf die Feststoffphase wirkt, folgendermaßen angegeben.

$$\vec{\tau}_s = \eta_s \frac{\partial \vec{v}_{s,\parallel}}{\partial \vec{n}} = -\frac{\pi}{6} \sqrt{3} \phi^* \frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_{s,\max}} \varrho_s g_0 \sqrt{\Theta} \vec{v}_{s,\parallel} \quad (4.96)$$

Dabei sind  $\vec{v}_{s,\parallel}$  die Schlupfgeschwindigkeit der Feststoffphase parallel zur Wand und  $\vec{n}$  der zur Wand gehörige Normalenvektor. Der Spekularitätskoeffizient  $\phi^*$  dient der Skalierung der Wandreibung, da diese in Abhängigkeit der Partikel- und Wandeigenschaften variiert. Johnson und Jackson [115] geben in ihren Ausführungen diesbezüglich die Wandrauigkeit als wesentliche Einflussgröße an. Der Wertebereich des Spekularitätskoeffizienten erstreckt sich von  $\phi^* = 0$  für freien Schlupf bzw. eine Gleitrandbedingung an ideal glatten Wänden bis  $\phi^* = 1$  für die Haftbedingung mit einem endlichen Wert der Schubspannung. Die Teilschlupfrandbedingung von Johnson und Jackson [115] ist im Bereich der TFM-KTGF-Simulationen ein etabliertes Modell und wird von zahlreichen Forschergruppen verwendet, z. B. [8, 145, 150, 200]. Im Rahmen der numerischen Untersuchungen in Abschnitt 5.2 werden der Einfluss des Spekularitätskoeffizienten bewertet und eine Auswahl für das Gesamtmodell getroffen.

Die Festlegung von Startwerten im Rechengebiet erfolgt in den meisten Studien unter Annahme des Lockerungszustandes (vgl. [53]), da für diesen in der Regel viele Größen aus Messungen bekannt oder daraus ableitbar sind. Da in der vorliegenden Arbeit mehrere einzelne Strömungszustände eines langwierigen Trocknungsprozesses simuliert werden und die aufgrund der veränderlichen Stoffeigenschaften ebenfalls veränderlichen Lockerungspunkte in dessen Verlauf nicht bekannt sind, erfolgt die Initialisierung jeweils in dem zur aktuellen Feststofffeuchte  $X_s$  gehörigen Festbettzustand. Die zu initialisierende Masse an Feststoff ergibt sich aus der Feuchte und der für jeden Versuch konstanten Trockenmasse von 350 g. Die in der Simulation vorgegebene Höhe des Bettes  $H_{s,init}$  folgt aus der zylindrischen Geometrie und der experimentell ermittelten Schüttdichte gemäß Gleichung (A.3). Der zugehörige Feststoffvolumenanteil  $\varepsilon_{s,init}$  entspricht dem Quotienten aus Schütt- zu Rohdichte. Für das Festbett wird zu Beginn der Simulationen ein Ruhezustand vorausgesetzt. Als Startwert der Granularen Temperatur wird im gesamten Rechengebiet der in [27] empfohlene Wert von  $10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}^2$  verwendet. Die vertikale Komponente der Gasgeschwindigkeit entspricht der zum Versuchspunkt gehörigen Leerrohrgeschwindigkeit. In den Poren der Schüttung erhöht sich diese gemäß der vorliegenden Porosität.

### Simulation des Trocknungsprozesses

Zur Simulation des gesamten Prozesses einschließlich Wärme- und Stofftransport werden folgende zusätzliche Rand- und Anfangsbedingungen verwendet.

Der am unteren Rand in die Wirbelschicht eintretende Gasstrom weist die Temperatur  $T_{g,zu}$  und den Wassergehalt  $w_{g,zu}$  auf. Die Feststoffphase besitzt direkt am Rand dieselbe Temperatur wie die Gasphase, um Konvergenzprobleme zu vermeiden. Bezüglich des Wassergehalts der Feststoffphase wird am Einlass kein Fluss über die Systemgrenze zugelassen.

Für die Randbedingung am Auslass sind für Gas- und Feststoffphase ebenfalls Werte für den Fall einer Rückströmung zu definieren. Die Temperaturen seien für beide Phasen identisch und werden für die Sensitivitätsanalysen zunächst anhand der experimentell bestimmten Austrittstemperaturen des Gases gewählt. Für die Validierungssimulationen sowie für Extrapolationsrechnungen stellen die Initialisierungswerte der Wirbelschicht eine gute Näherung dar. Für den Wassergehalt des Feststoffes wird ein Wert von null angenommen, während für die Gasphase der experimentelle Wert der Abströmung genutzt wird. Für die Validierungssimulationen sowie bei Extrapolationsrechnungen ist aus Stabilitätsgründen für letzteren der zur Temperatur gehörige Sättigungswassergehalt zu wählen. Weiter wird angenommen, dass kein Transport von Wärme und Feuchtigkeit durch die Behälterwand auftritt.

Als Anfangswerte werden im gesamten Rechengebiet homogene Felder verwendet. Die Feuchte bzw. der Wassergehalt der Feststoffphase folgen dabei aus der Festlegung der Versuchspunkte gemäß Abbildung 4.4 a). Für die Temperaturen von Gas- und Feststoffphase werden die experimentell ermittelten Werte verwendet. Im Extrapolationsfall ergeben sich diese den Erläuterungen in Abschnitt 4.3.1 entsprechend für alle Punkte  $P_{i \geq 1}$  aus den Ergebnissen des jeweils vorigen Versuchspunktes. Die Initialisierung der Gasphase erfolgt mit dem zur Temperatur gehörigen Sättigungswassergehalt, um eine Anfangskonvergenz sicherzustellen.

## Veränderliche Stoffeigenschaften

Die Eigenschaften der Braunkohlepartikel verändern sich im Trocknungsverlauf mitunter stark. Daher werden diese in Abhängigkeit vom jeweils betrachteten Prozesspunkt und den zugehörigen Anfangsbedingungen gemäß den im Anhang A.1 zusammengestellten Korrelationen berücksichtigt. Ebenfalls sind dort die verwendeten Korrelationen zur Bestimmung der Stoffeigenschaften des Trocknungsgases sowie von Wasser aufgeführt.

### 4.3.3 Numerische Lösung

Zur Diskretisierung der Erhaltungsgleichungen auf einem Rechengitter und zur Lösung des Gleichungssystems wurde der kommerzielle CFD-Code ANSYS® Fluent® 14.5 verwendet. Dieser auf der Finite-Volumen-Methode basierende Löser stellt einen Großteil des zuvor aufgeführten TFM-KTGF Modells bereits durch interne Programmbibliotheken bereit. Nicht integrierte Bestandteile — wie angepasste Phaseninteraktionsmodelle (Gln. (4.30), (4.33), (4.34), (4.36) sowie (4.48) mit (4.49) bzw. (4.52)), die Wärmeleitfähigkeitsmodelle (Gln. (4.42) und (4.43)), die Trocknungskinetik (Gl. (4.93) mit (4.79), (4.76) sowie (4.91)) einschließlich der zugehörigen Quell- und Senkenterme in den Erhaltungsgleichungen sowie die speziellen Gaseinlassrandbedingungen in Abschnitt 5.2.4 — wurden der Software über die C-basierte Programmierschnittstelle per User Defined Functions (UDFs) im Rahmen dieser Arbeit hinzugefügt. Die Skalartransportgleichungen (4.8) und (4.9) der Wassergehalte wurden mittels User Defined Scalars (UDSs) umgesetzt. Die im Anhang A.1 angegebenen Stoffeigenschaften wurden teilweise über die grafische Benutzeroberfläche einbezogen. Komplexere Funktionen wurden ebenfalls durch UDFs implementiert.

Zur Lösung des instationären Problems, das durch die Bilanzgleichungen mathematisch formuliert wurde, wird ein implizites Berechnungsverfahren genutzt. Innerhalb eines Zeitschrittes werden dabei Iterationsschleifen durchlaufen, bei denen zunächst die Impulsgleichungen gelöst werden. Anschließend erfolgen die Lösung der Massebilanzen und die Durchführung der Druckkorrektur mittels der Phase-Coupled Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations (PC-SIMPLE) nach [254]. Nach der weiteren Lösung der Energieerhaltungsgleichungen und der Skalartransportgleichungen der Wassergehalte folgen die Aktualisierung von Stoffwerten und UDFs bevor die Konvergenz geprüft wird und ggf. in den nächsten Zeitschritt gewechselt werden kann. Im Lösungsprozess werden Unterrelaxationsfaktoren verwendet, welche die Änderung der betreffenden Größe während jeder Iteration reduzieren und damit das Konvergenzverhalten der Lösung stabilisieren. Weitere Details zur Struktur des verwendeten Löser sind in [6] zu finden.

Die Genauigkeit einer numerischen Lösung ist allgemein vom Rechengitter, der Zeitschrittweite und den numerischen Methoden (Diskretisierungsverfahren und finite Approximationen) abhängig, vgl. [69]. Der Einfluss des Rechengitters sowie der in Fluent® 14.5 für dieses Modell verfügbaren, numerischen Methoden wird im Rahmen der Arbeit untersucht. Als Zeitschrittweite wird ein konstanter Wert von  $\Delta t = 10^{-4}$  s verwendet. Dieser befindet sich in einem üblichen Bereich für die TFM-Simulation blasenbildender Wirbelschichten, vgl. z. B. [27, 53, 207, 226, 246] und ergab bei allen durchgeführten Simulationen ein stabiles und konvergentes Lösungsverhalten. Bezüglich der damit erreichbaren Genauigkeit sei auf die Diskussion auf Seite 98 verwiesen.

Alle Simulationen wurden parallelisiert und unter Nutzung des lehrstuhleigenen Hochleistungsrechenclusters durchgeführt.



### 4.3.4 Datenaufzeichnung und Analysemethodik

Um eine Bewertung der Simulationsergebnisse anhand von Vergleichen mit den experimentellen Daten zu ermöglichen, müssen während der fortlaufenden Berechnung des instationären Prozesses geeignete Informationen aufgezeichnet werden.

Für die numerischen Untersuchungen zum strömungsmechanischen Verhalten der Wirbelschicht in Kapitel 5 wird analog zu den experimentellen Voruntersuchungen in Abschnitt 3.2.2 zwischen Bewertungsgrößen im makro- sowie meso- und mikroskopischen Bereich unterschieden. Die makroskopischen Eigenschaften ergeben sich seitens der Simulation aus den zeitlich gemittelten Strömungsfeldern. Als Aufzeichnungsrate für die Daten, anhand denen die Mittelwertbildung erfolgt, werden 50 Hz gewählt. Der Vergleichswert für den Druckverlust wird als flächengewichteter Mittelwert der lokalen Verteilung des statischen Drucks am Gaseinlass berechnet. Die Wirbelschichthöhe ergibt sich aus dem ebenfalls flächengewichteten Mittelwert der Höhenkoordinaten aller Elemente einer Fläche, deren zeitlich gemittelter Feststoffvolumenanteil  $\varepsilon_s = 0.05$  ist. Dieser Wert wurde auch in [200] zur Bestimmung der Wirbelschichthöhe verwendet und seine Eignung hierfür in [13] bestätigt. Der mittlere Feststoffvolumenanteil wird anhand eines volumenbezogenen Mittelwertes aller Rechenzellen gebildet, welche durch die vorangegangene Definition der mittleren Wirbelschichthöhe innerhalb des Bettes liegen.

Die Aufzeichnung der Druckfluktuationen zur Charakterisierung der Strömungsdynamik erfolgt völlig analog zum Experiment an einem Punkt der Behälterwand 50 mm oberhalb des Düsenbodens. Eine abweichende Position würde zu einem abweichenden Verlauf des Spektrums führen, vgl. [1]. Es wurde ein Aufzeichnungsintervall von 39 Zeitschritten gewählt, was in sehr guter Näherung der experimentell realisierten Abtastrate von 256 Hz entspricht. Die weitere Analyse des aufgezeichneten Signals (speziell die diskrete Fourier-Transformation) ist identisch mit dem Vorgehen bei den experimentellen Daten.

Zur Untersuchung des Wärme- und Stofftransports werden in Analogie zum makroskopischen Verhalten der Strömung zunächst zeitlich gemittelte Felder der instationären Temperatur- und Wassergehaltsverteilungen ermittelt. Die Aufzeichnungsrate ist identisch mit jener der strömungstechnischen Größen.

Die Bestimmung der globalen Trocknungsgeschwindigkeit erfolgt entgegen dem experimentellen Vorgehen seitens der Feststoffphase. Hierzu wird mit einer Abtastrate von 100 Hz die im Feststoff befindliche Wassermasse im gesamten Volumen des Rechengebietes integriert und aufgezeichnet. Für zweidimensionale (2d) Simulationen ist dabei eine Korrektur auf das tatsächliche Wirbelschichtvolumen notwendig, da Fluent® für die Volumenintegration hierbei standardmäßig eine fiktiven Tiefe von  $z = 1$  m verwendet:

$$\frac{V_{\text{real}}}{V_{2d \text{ Sim}}} = \frac{\frac{\pi}{4} d_{\text{WS}}^2 H}{d_{\text{WS}} H z} = \frac{\pi}{4} \frac{d_{\text{WS}}}{z} \quad (4.97)$$

Aus der zeitlichen Änderung dieser Gesamtwassermasse wird die momentane Trocknungsgeschwindigkeit für das jeweils zugehörige Zeitintervall mittels Gleichung (4.89) bestimmt. Die mittlere Trocknungsgeschwindigkeit für den betrachteten Prozesspunkt ergibt sich schließlich als arithmetisches Mittel aller Momentanwerte im Analysezeitraum. Der zeitliche Temperaturgradient der Wirbelschicht wird als auf den Analysezeitraum bezogene Differenz zwischen End- und Startwert der gemäß der Masse gewichteten Temperatur des Feststoffes gebildet.

Es sei angemerkt, dass durch die Initialisierung der Simulation im Festbettzustand ein gewisser Zeitraum erforderlich ist, bevor eine vollständig ausgebildete Wirbelschicht vorliegt und eine Bewertung anhand der zuvor aufgeführten Methoden zulässig ist. Die Festlegungen dieses sogenannten Anlaufzeitraumes sowie des für die Bewertung erforderlichen Analysezeitraumes werden in Abschnitt 5.1.2 für die strömungsmechanischen Untersuchungen und Abschnitt 6.1.2 für die Untersuchungen zum Trocknungsprozess vorgenommen.

# 5 Numerische Untersuchungen zur Strömungsmechanik

In diesem Kapitel werden ausschließlich strömungsmechanische Aspekte der Gas–Feststoff–Wirbelschicht betrachtet. Die Basis hierfür bilden die Massen- und Impulserhaltungsgleichungen (4.1) bis (4.4) mit den zugehörigen Submodellen. Wärme- und Stofftransportprozesse werden zunächst vernachlässigt, indem einerseits der Austauschterm  $\dot{m}$  in den genannten Gleichungen zu null gesetzt wird und andererseits die Bilanzgleichungen der thermischen Energie sowie die Transportgleichungen des an die Phasen gebundenen Wassers von der Berechnung ausgeschlossen werden. Gemäß dem in Abschnitt 4.3.1 vorgestellten punktwisen Lösungsverfahren langwieriger Trocknungsprozesse erfolgt eine Betrachtung einzelner quasi–stationärer Prozesspunkte des Trocknungsverlaufs. Der Schwerpunkt der Untersuchungen liegt dabei auf den Auswirkungen verschiedener Trocknungszustände der Partikel auf die Eigenschaften der Strömung. Hierzu werden Sensitivitätsanalysen für ausgewählte Submodelle und Modellparameter durchgeführt und die Simulationsergebnisse mit den experimentellen Daten verglichen.

## 5.1 Voruntersuchungen

Bevor der Einfluss verschiedener Submodelle und Modellparameter auf die Simulationsergebnisse untersucht werden kann, sind die Auswahl eines geeigneten Rechengitters, die Bestimmung des erforderlichen Analysezeitraumes sowie die Bewertung der Einflüsse numerischer Methoden notwendig, vgl. [69]. Für diese Voruntersuchungen wird die in Tabelle 5.1 dargestellte Konfiguration von Submodellen und Modellparametern verwendet.

**Tabelle 5.1:** Konfiguration von Submodellen und Modellparametern für die Voruntersuchungen zur Strömungsmechanik

Parameter		Modell/Wert	Verweis
$\Theta$	Erhaltungsgleichung der Granularen Energie	algebraische Formulierung	Gl. (4.15)
$\eta_{s,kin}$	kinetischer Anteil der Scherviskosität	Gidaspow [81]	Gl. (4.26)
$e$	Restitutionskoeffizient	0.95	S. 59, [226]
$\varepsilon_{s,max}$	Packungsgrenze	0.63	S. 60, [6]
$\varepsilon_{s,r,min}$	Reibungsschwellwert	0.5	S. 60, [116]
$\varphi^*$	innerer Reibungswinkel	45°	S. 61, [226]
$\zeta$	Impulsaustauschfunktion	Gidaspow [81] ( $\phi = 0.78$ )	Gl. (4.33) [226]
$\phi^*$	Spekularitätskoeffizient	0.5	S. 80, [226]

Diese Zusammenstellung basiert maßgeblich auf den Erkenntnissen aus [226], worin Untersuchungen zur Simulation von Stickstoff–Braunkohle–Wirbelschichten mit trockenen Partikeln durchgeführt wurden. Abweichend wird jedoch an Stelle der dort als günstig herausgestellten Impulsaustauschfunktion nach Syamlal et al. [243] das Modell von Gidaspow [81] unter Berücksichtigung der Sphärizität  $\phi$  der Partikel verwendet. Der Grund für diese Wahl wurde bereits ausführlich in Abschnitt 4.2.2 diskutiert. Eine detaillierte

Untersuchung zur Identifikation einer geeigneten Impulsaustauschfunktion für den betrachteten Trocknungsprozess ist in Abschnitt 5.2.2 dargestellt.

Die Simulationen werden in Anlehnung an einen experimentellen Versuchspunkt mit mäßig feuchten Partikeln durchgeführt. Tabelle 5.2 fasst die zugehörigen Stoffdaten sowie Betriebs-, Anfangs- und Randbedingungen zusammen.

**Tabelle 5.2:** Simulationsparameter für die Voruntersuchungen zur Strömungsmechanik

Parameter		Wert	Einheit
$X_s$	Feststofffeuchte	0.46	—
$d_p$	Partikeldurchmesser	584	$\mu\text{m}$
$\rho_s$	Feststoffdichte	921	$\text{kg}/\text{m}^3$
$H_{s,\text{init}}$	Höhe der Schüttung	0.10	m
$\varepsilon_{g,\text{init}}$	Porosität der Schüttung	0.561	—
$\rho_g$	Gasdichte	1.212	$\text{kg}/\text{m}^3$
$\eta_g$	dynamische Viskosität d. Gases	$1.700 \cdot 10^{-5}$	$\text{kg}/\text{m s}$
$p_U$	Umgebungsdruck	101269	Pa
$v_0$	Leerrohrgeschwindigkeit	0.32	$\text{m}/\text{s}$

Das in Fluent<sup>®</sup> 14.5 implementierte Aufwind-Verfahren zweiter Ordnung wird für die räumliche Diskretisierung der Impulserhaltungsgleichungen verwendet. Als Ausgangspunkt für die Voruntersuchungen werden die Gradienten für die konvektiven Terme zunächst mittels der zellenbasierten Methode nach Green-Gauß (GGCB, vgl. [6]) berechnet. Die Volumenanteile werden unter Nutzung des QUICK-Verfahrens (Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics) ermittelt. Die zeitliche Diskretisierung erfolgt nach einem Verfahren erster Ordnung.

Die Aufzeichnung und Analyse der zur Auswertung benötigten Daten erfolgt anhand der in Abschnitt 4.3.4 dargestellten Methoden.

### 5.1.1 Auswahl des Rechengitters

Die Wahl eines geeigneten Rechengitters ist ein entscheidender Schritt im Prozess der Modellvalidierung. Der Einfluss des Rechengitters spiegelt sich einerseits in der Qualität der in der Simulation erzielbaren Ergebnisse wider; andererseits wirken sich die Dimension sowie die Zellgröße und damit auch die Anzahl der zur Vernetzung einer gegebenen Geometrie benötigten Rechenzellen direkt auf die erforderliche Rechenzeit aus.

Zur Simulation von Gas–Feststoff–Wirbelschichten mittels Two Fluid Model und Kinetic Theory of Granular Flow sind die Abmaße der Rechenzellen im Allgemeinen in einer Größenordnung zwischen den charakteristischen Größen der Partikel (Partikeldurchmesser) und des Apparates (Wirbelschichtdurchmesser) zu wählen, vgl. [61] und [279]. Hierdurch wird einerseits sichergestellt, dass die Forderung des TFM–Ansatzes nach hinreichend großen Mittelungsräumen erfüllt ist. Durch die damit zulässige Annahme der Partikelgesamtheit als Kontinuum ist auch die Anwendbarkeit der Kinetic Theory of Granular Flow zur Einbeziehung der mikroskopischen interpartikulären Wechselwirkungen gegeben. Andererseits wird durch eine entsprechend feine Auflösung des Rechenggebietes erreicht, dass nicht nur der makroskopische Zustand der Gas–Feststoff–Strömung, sondern auch die für Wirbelschichten charakteristischen mesoskopischen Strömungsstrukturen (Gasblasen, Feststoffstrahlen) adäquat abgebildet werden, vgl. auch Abschnitt 2.2.2. Letztere umfassen im Allgemeinen die heterogenen Regionen im Strömungsgebiet, welche durch Instabilitäten bei der Relativbewegung zwischen Gas und Partikeln sowie der Dämpfung der fluktuierenden Partikelbewegung entstehen, vgl. [3]. Die kleinsten dieser instabilen Gebilde, wie z. B. Scherschichten der Feststoffphase an der Grenzfläche zu Blasen oder Partikelcluster, besitzen nach [5] Abmessungen in der Größenordnung von etwa zehn Partikeldurchmessern und müssen durch entsprechend kleine Rechenzellen aufgelöst werden, um die korrekte Ausbildung von größeren Strukturen zu gewährleisten, vgl. [3, 5, 221, 222]. Die charakteristische Längenskala dieser kleinsten Strukturen kann nach [221] mittels der folgenden Formulierung aus [240] abgeschätzt werden.

$$l_{\text{ch}} = \frac{v_{\text{sed}}^2}{g} \text{Fr}_p^{-\frac{2}{3}} \quad (5.1)$$

Mit der auf das Partikel bezogenen Froude–Zahl  $\text{Fr}_p = v_{\text{sed}}^2/(g d_p)$  und der Materialkonstellation gemäß Tabelle 5.2 ergibt sich für den vorliegenden Fall in überraschend genauer Übereinstimmung mit der Angabe in [5]  $l_{\text{ch}} \approx 10 d_p$ . Zur Untersuchung der Gitterkonvergenz werden ausgehend von einer Zellgröße von 6 mm daher verschiedene Verfeinerungen bis zu 1 mm betrachtet. Letzteres entspricht etwa der in [84] gewählten Untergrenze. Da in der Literatur zur TFM–KTGF–Simulation von Wirbelschichten mit Geldart B Partikeln teilweise auch mit deutlich größeren Zellen gitterunabhängige Lösungen erzielt werden, vgl. [145, 187, 246, 263], und dies vorteilhaft für die Rechenzeit ist, werden zusätzlich Gitter bis 12 mm Zellgröße untersucht. Insgesamt wird damit ein Bereich des 1.7- bis 20.5–fachen des Partikeldurchmessers abgedeckt.

Hinsichtlich der Dimension des Rechengitters wird in der Literatur häufig auf eine zweidimensionale Abbildung des Wirbelschichtprozesses zurückgegriffen, siehe beispielsweise [16, 26, 187, 219, 228, 246, 263, 284]. Durch die Vernachlässigung der dritten räumlichen Dimension wird nur eine Schnittebene des Prozesses simuliert, wodurch eine erhebliche Reduktion des Rechenaufwands erreicht wird.

Aufgrund der Zugänglichkeit für bildbasierte Messmethoden befasst sich ein Großteil der Untersuchungen zum Strömungsverhalten von Wirbelschichten mit Anlagen geringer Ausdehnung in der dritten Dimension. Für diese sogenannten quasi-zweidimensionalen Wirbelschichten ist eine zweidimensionale Simulation insofern zulässig, weil Nebenströmungen in der dritten Raumrichtung im Vergleich zu den Hauptströmungen der Schnittebene vernachlässigbar sind, siehe [16, 193, 281, 282]. Jedoch werden durch die zweidimensionale Simulation die an Vorder- und Rückseite auftretenden Randeffekte nicht berücksichtigt, wodurch die simulierten Ergebnisse teils deutliche Abweichungen zu den experimentellen Vergleichswerten aufweisen, vgl. [145]. Asegehegn et al. [16] stellten bei einem Vergleich von zwei- und dreidimensionalen Simulationen einer quasi-zweidimensionalen blasenbildenden Wirbelschicht fest, dass dreidimensionale Simulationen hinsichtlich der Größe und Aufstiegsgeschwindigkeit der Blasen zu einer besseren Übereinstimmung mit den experimentellen Daten führen. Weiterhin zeigt sich bei zweidimensionalen Simulationen ein Zuwachs der Abweichungen bei Steigerung der Leerrohrgeschwindigkeit, wodurch deren Eignung zur Abbildung einer realen Anlage mit variierenden Betriebsparametern in Frage gestellt werden muss.

In praktischen Anwendungen sind quasi-zweidimensionale Anlagen eher ungewöhnlich. Üblicherweise liegen Wirbelschichten mit Grundrissen in Form eines Kreises, eines Quadrats oder auch Rechtecks mit einem Aspektverhältnis nahe Eins vor. Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Abbildung der wohl häufigsten Bauform — einer zylindrischen Wirbelschicht. Xie et al. [281, 282] zeigten in einer umfangreichen Studie zu Rechengittern, dass zweidimensionale Simulationen bei Verwendung eines kartesischen Koordinatensystems Ergebnisse liefern, die durchaus mit denen dreidimensionaler Simulationen zylindrischer Wirbelschichten vergleichbar sind. Vor allem im blasenbildenden Bereich geringer Leerrohrgeschwindigkeiten, welcher auch in der vorliegenden Arbeit untersucht wird, ist eine sehr gute Übereinstimmung zu beobachten. Allerdings nehmen die Diskrepanzen bei höheren Leerrohrgeschwindigkeiten zu. Zweidimensionale Simulationen unter Verwendung einer Symmetrierandbedingung an der Behälterachse und Zylinderkoordinaten führen jedoch zu einem physikalisch nicht korrekten Aufstiegs- und Koaleszenzverhalten der Blasen, da die Strömung naturgemäß nicht symmetrisch ist. Daher sollte dieses Verfahren nur für Wirbelschichten in Betracht gezogen werden, die auch in der Realität ein nahezu symmetrisches Strömungsverhalten aufweisen, z. B. Strahlschichten oder Wirbelschichten mit zentralem Düseninlass. Vollständige dreidimensionale Simulationen blasenbildender Wirbelschichten unter Anwendung von Zylinderkoordinaten findet man in der neueren Literatur, z. B. [19, 257]. Hierbei ist eine aufwendige Sonderbehandlung der Behälterachse notwendig, um der Strömung das Überqueren dieser zu ermöglichen. In den angegebenen Quellen wurde sich dieser Herausforderung angenommen und es konnten zufriedenstellende Ergebnisse erzielt werden. Jedoch ist bei der Verwendung von Zylinderkoordinaten stets ein ungünstiges Verhältnis der azimuthalen Ausdehnung der Zellen nahe der Behälterachse zu denen nahe der Behälterwand gegeben. Daraus resultiert ein ebenso ungünstiges Verhältnis der Auflösung der Strömungen in dieser Richtung. Dieses Problem wird durch die experimentellen Ergebnisse in [67, 68, 146], wo für einige Betriebsparameter deutlich nichtrotationssymmetrische Strömungsmuster beobachtet wurden, nochmals betont. Die Wahl kartesischer Gitter stellt in diesem Zusammenhang eine unvoreingenommene Alternative dar, obgleich diese deutlich mehr Rechenaufwand erfordern, vgl. [19].

Bei dreidimensionaler Simulation unter Verwendung von kartesischen Koordinaten werden häufig strukturierte Gitter eingesetzt. Die einfachste Form hierfür ist die Erstellung eines äquidistanten Gitters. Ein solches wurde beispielsweise in [19] zur Vernetzung einer kreis-

förmigen Grundfläche mit quadratischen Zellen genutzt. Statt der veralteten Approximation der Behälterkontur durch Abstufung kam hierbei die sogenannte Cut-Cell Methode zum Einsatz, bei welcher die Zellen an der Behälterwand rigoros gekürzt werden. Ein entscheidender Nachteil dieser Methode ist, dass die Zellen an der Wand drastisch in ihrer Größe variieren. Alternativ können unregelmäßige Gitter, bei denen Zellen Krümmungen aufweisen können, und/oder blockstrukturierte Gitter verwendet werden. In [203] wurde jedoch gezeigt, dass blockstrukturierte Gitter zur Ausbildung bevorzugter Strömungsrichtungen führen und somit die unabhängige Entwicklung der Strömung behindern. Für die Vernetzung der Querschnittsfläche in dreidimensionalen Simulationen wird in dieser Quelle daher ein Gitter regelmäßiger Struktur aus Dreieckszellen verwendet.

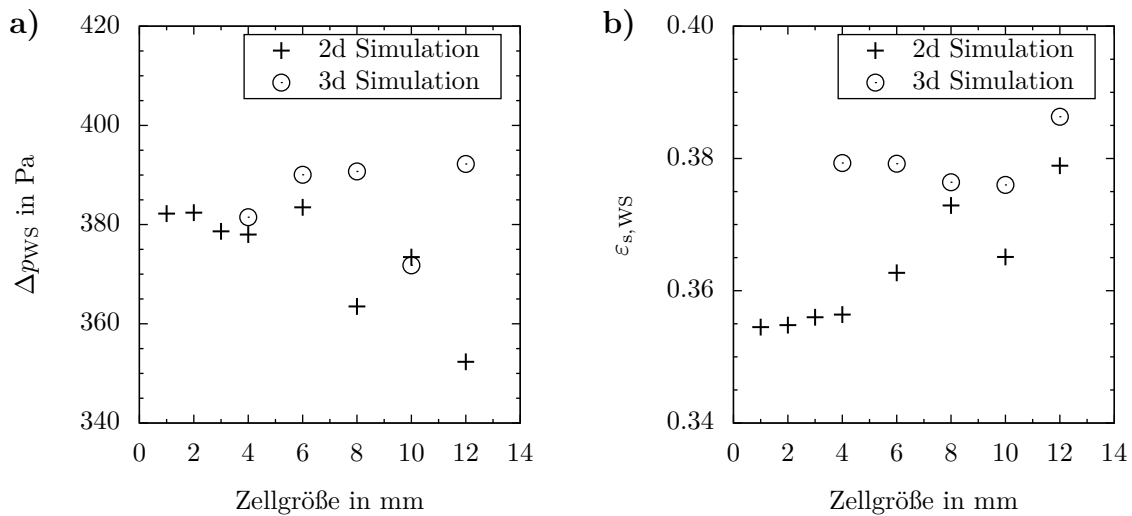
Peirano et al. [193] bezogen in ihre Untersuchungen zu Wirbelschichten mit rechteckiger Grundfläche auch das dynamische Verhalten der Strömung ein und folgerten, dass zweidimensionale Simulationen zwar für Sensitivitätsanalysen geeignet seien, für eine korrekte Abbildung der Strömungsdynamik jedoch zwingend dreidimensionale Simulationen erforderlich wären. Dies sei auf die natürliche Dreidimensionalität der Strömung zurückzuführen.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass für die vorliegende zylindrische Anlage eine dreidimensionale Simulation unter Verwendung einer einheitlichen Zellgröße im kartesischen Koordinatensystem am besten geeignet wäre. Unter Berücksichtigung der Empfehlungen in [203] wird die Grundfläche der Wirbelschicht mittels Dreieckszellen vernetzt, welche anschließend in Richtung der Wirbelschichtachse extrudiert und geschichtet werden. Da aus der Kombination dieses Gittertyps mit dem Einsatz kleiner Zellgrößen eine enorme Anzahl an Rechenzellen resultiert, ist der Untersuchungsbereich hinsichtlich der Zellgrößen bei der verfügbaren Rechenleistung nach unten limitiert. Um den Bereich der erforderlichen Zellgrößen zur Auflösung mesoskaliger Strukturen dennoch zu identifizieren, werden zusätzlich zweidimensionale Simulationen einer Schnittebene der Wirbelschicht durchgeführt. Hierbei erfolgt die Vernetzung durch quadratische Zellen. Tabelle 5.3 fasst die untersuchten Kombinationen, welche mit vertretbarem Zeitaufwand berechnet werden können, zusammen. Allerdings stellt die Variante einer Zellgröße von 4 mm im dreidimensionalen Fall eine Ausnahme dar. Diese wurde zu Vergleichszwecken berücksichtigt, ist jedoch durch den immensen Rechenaufwand nicht für Parameterstudien geeignet.

**Tabelle 5.3:** Größen der untersuchten Rechengitter zur Vernetzung der Anlagengeometrie mit  $H = 250$  mm und  $d = 127$  mm

nominelle Zellgröße mm	Anzahl der Zellen zur Vernetzung der		
	Höhe (2d & 3d)	Breite (2d)	Querschnittsfläche (3d)
1	250	127	–
2	125	64	–
3	83	42	–
4	63	32	1828
6	42	21	798
8	31	16	458
10	25	13	302
12	21	11	216

Abbildung 5.1 zeigt die berechneten Druckverluste und mittleren Feststoffvolumenanteile der Wirbelschicht für die untersuchten Rechengitter. Für die 2d Simulationen zei-

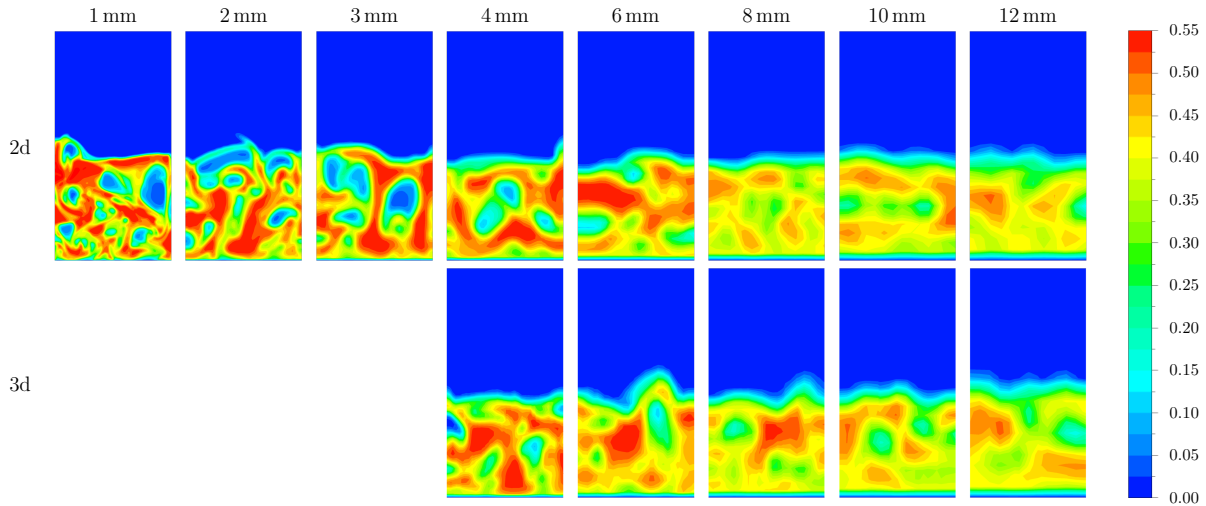


**Abbildung 5.1:** Makroskopische Eigenschaften der Wirbelschicht in Abhängigkeit der Zellgröße und Dimension des Rechengitters: a) Druckverlust und b) mittlerer Feststoffvolumenanteil

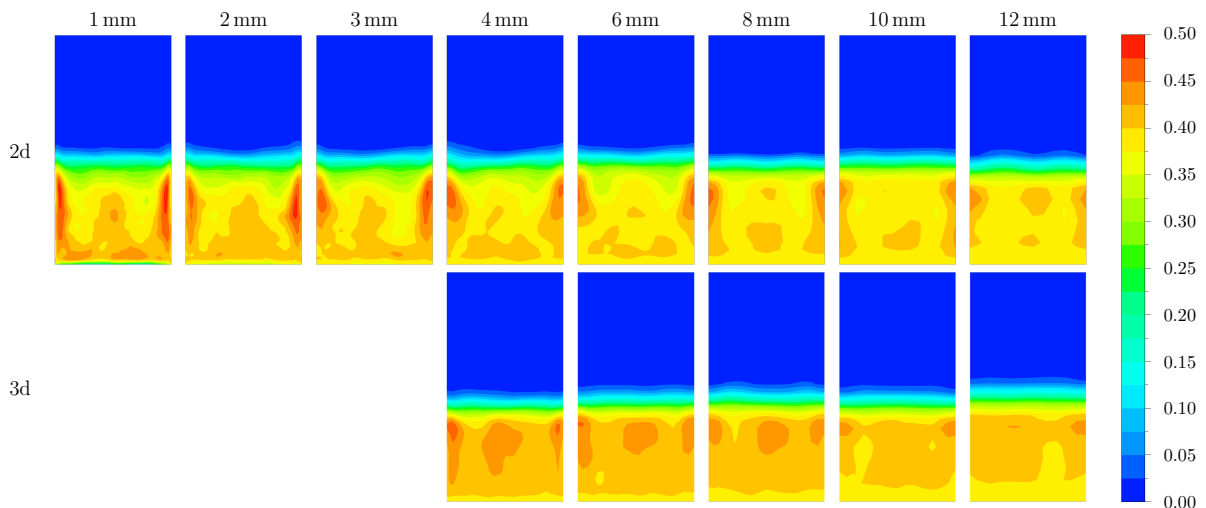
gen beide Grafiken eine deutliche Tendenz zu einer vom Gitter unabhängigen Lösung bei Verkleinerung der Zellgröße. Während die Werte oberhalb von 4 mm jeweils starken Schwankungen unterliegen, zeigen sich darunter nur noch geringfügige Änderungen. Diese Grenze entspricht in grober Näherung dem eingangs erwähnten Bereich des Zehnfachen des Partikeldurchmessers. Bei Verwendung einer Zellgröße von 2 mm kann bezüglich dieser Kennwerte von einer gitterunabhängigen Lösung ausgegangen werden. Im Falle der 3d Simulationen weisen die Druckverluste in Abbildung 5.1 a) ähnliche Werte auf wie die der gitterunabhängigen 2d Simulationen. Jedoch ist bei Verkleinerung der Rechenzellen von 6 mm auf 4 mm ein deutlicher Unterschied erkennbar, weshalb ohne eine Bestätigung durch Simulationen auf noch feineren Gittern nicht von einer gitterunabhängigen Lösung gesprochen werden kann. Die Schwankungen des mittleren Feststoffvolumenanteils in Abbildung 5.1 b) nehmen bei kleineren Zellgrößen jedoch deutlich ab. Allerdings ist hier eine starke Abweichung zwischen den Ergebnissen der 3d und der gitterunabhängigen 2d Simulationen festzustellen.

In Abbildung 5.2 sind die Konturbilder momentaner Feststoffverteilungen dargestellt. Für die 3d Simulation handelt es sich hierbei jeweils um eine Schnittebene der Wirbelschicht. Generell zeigen die Wertebereiche und Verteilungen von 2d und 3d Simulationen bei identischen Zellgrößen eine hohe Übereinstimmung. Die globalen Minimal- und Maximalwerte der Feststoffkonzentration innerhalb der Wirbelschicht erreichen bei Verkleinerung der Zellgröße auf 4 mm und darunter konstante Werte. Sowohl 2d als auch 3d Simulationen führen bei der Verwendung zu grober Gitter also zu keiner klaren Abgrenzung der Blasen von der Feststoffphase. Erst ab der erwähnten Grenze von 4 mm treten überhaupt feststofffreie Bereiche in Erscheinung. In den 2d Simulationen mit Zellgrößen unter 4 mm wird eine fortwährende Verbesserung der Auflösung von Blasenkonturen und Feststoffstrahlen erzielt. Des Weiteren liegt für grobe Rechengitter eine unzureichende Auflösung der Bereiche von Gaseinlass und Bettoberfläche vor.





**Abbildung 5.2:** Momentaufnahmen der räumlichen Verteilung der Feststoffvolumenanteile bei Variation des Rechengitters

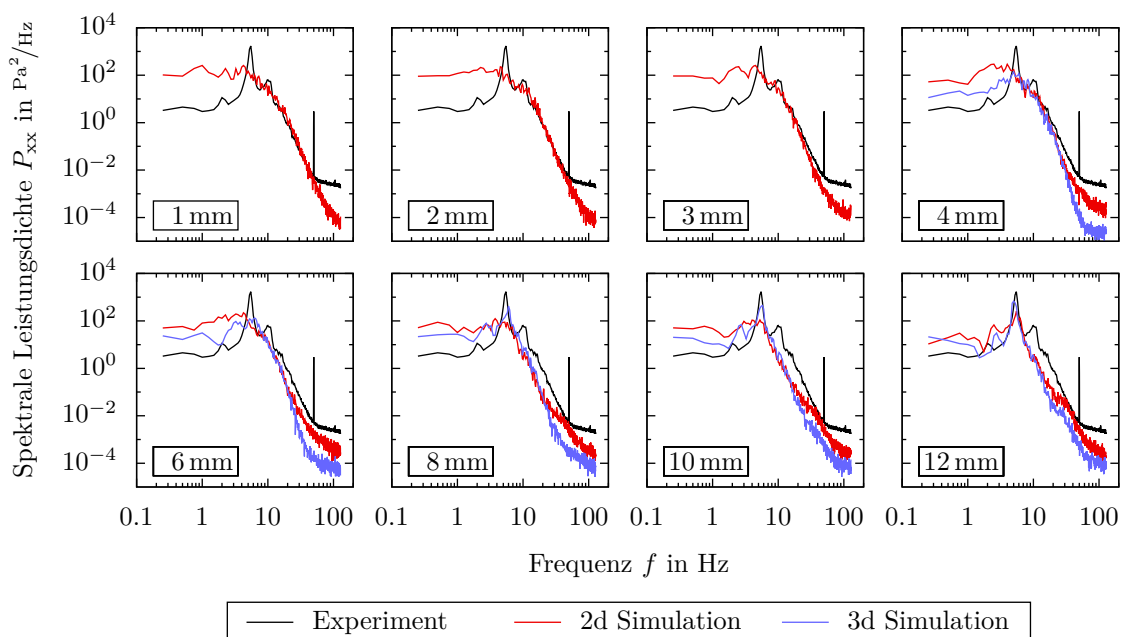


**Abbildung 5.3:** Räumliche Verteilungen der zeitlich gemittelten Feststoffvolumenanteile bei Variation des Rechengitters

Die Relevanz einer akkuraten Auflösung der Phasengrenzen zeigt sich vor allem in der Verteilung der zeitlich gemittelten Feststoffkonzentrationen in Abbildung 5.3. Für die 2d Simulationen mit Zellgrößen unterhalb von 4 mm zeigt sich die bekannte Verteilung des Feststoffes, welche aus den mittleren Aufstiegswegen der Gasblasen sowie der Feststoffrückführung entlang der Behälterwände resultiert, vgl. [76, 278]. Für gröbere Gitter sowie die 3d Simulationen sind die Unterschiede zwischen den Bereichen hoher und niedriger Feststoffkonzentrationen deutlich schwächer ausgeprägt und verweisen damit auf eine unzureichende Auflösung der mesoskopischen Strömungsstrukturen. Weiterhin zeigt sich, dass die wandnahen Bereiche, in welchen sich die Partikel während ihrer Rückführung zum Düsenboden anhäufen, erst bei Zellgrößen von 1 mm und 2 mm ihre maximale Konzentration aufweisen. Die Güte dieser hohen Auflösung zeigt sich für die benannten Simulationen auch am Gaseinlass, wo deutlich niedrigere Feststoffvolumenanteile auftreten. Dieses Verhalten steht im Konsens mit den Ergebnissen der von Molerus [168] publizierte Stabilitätsanalyse, wonach das am Eintritt befindliche Gaspolster mit geringer Feststoffbeladung erst nach wenigen Millimetern aufbricht und eine stark heterogene Zweiphasenströmung entsteht, vgl. [275]. Die übrigen Simulationen bilden dieses Verhalten nicht ab.

Zur Beurteilung der Dynamik des Wirbelschichtsystems wird für die folgenden Ausführungen neben Vergleichen der Simulationsergebnisse untereinander auch ein Vergleich mit den zugehörigen experimentellen Ergebnissen durchgeführt. Letzteres widerspricht streng genommen einer förmlichen Untersuchung zur Prüfung der Unabhängigkeit der Lösung vom Rechengitter. Dieses Vorgehen ist jedoch insofern erforderlich, da in umfangreichen Voruntersuchungen festgestellt wurde, dass TFM-Simulationen auch unter Verwendung eines ungeeigneten Gitters zu partiellen Übereinstimmungen mit den experimentellen Daten führen können. Hierbei treten allerdings erhebliche Diskrepanzen in anderen Bereichen auf, weshalb eine ganzheitliche Beurteilung erforderlich ist.

Die Bewertung der Wirbelschichtdynamik erfolgt in der vorliegenden Arbeit mittels der Spektralanalyse von aufgezeichneten Absolutdruckverläufen. Wie bereits in Abschnitt 3.2.2 anhand der experimentellen Daten gezeigt wurde, befinden sich die dominanten Frequenzen, welche die großskaligen Strömungsstrukturen — die Bewegung von Gasblasen — charakterisieren, in dem nach [174] für Wirbelschichten typischen Bereich bis etwa 10 Hz, siehe auch Abbildung 5.4. Die experimentellen Datenreihen weisen durchweg eine hohe Periodizität auf, was gemäß [117] auf ein Einzelblasenregime zurückgeführt werden kann. Das heißt, dass das globale Maximum bei der deutlich abgegrenzten dominanten Frequenz der regelmäßigen Eruption einzelner Blasen zugeordnet werden kann. Weitere abgeschwächte Spitzen deuten auch auf Resonanzerscheinungen bei Vielfachen der Periode hin. Als Ursache für die Ausbildung eines Einzelblasenregimes sind die Konfiguration und Betriebsparameter der Wirbelschichtanlage sowie insbesondere die speziellen Partikeleigenschaften der Braunkohle anzuführen.



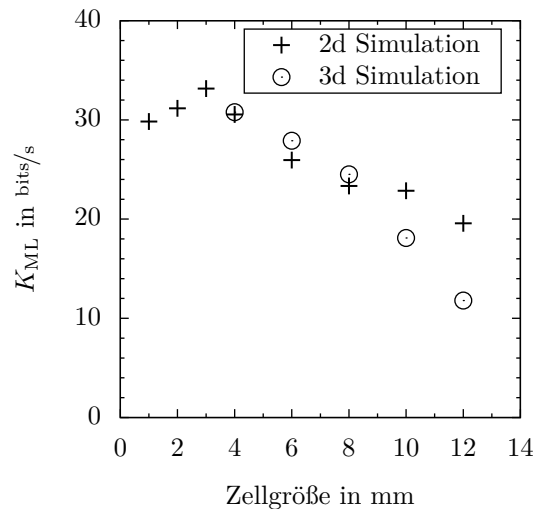
**Abbildung 5.4:** Spektrale Leistungsdichte der Druckfluktuationen bei Simulation mit verschiedenen Rechengittern sowie der experimentellen Vergleichsreihe

Auch die in Abbildung 5.4 dargestellten Simulationsergebnisse weisen die höchsten Intensitäten der Druckfluktuationen jeweils im Bereich bis etwa 10 Hz auf. Allerdings kann sowohl für die 2d als auch 3d Simulationen das zuvor beschriebene Einzelblasenregime nur für grobe Gitter festgestellt werden. Dabei zeigt sich, dass die 3d Simulationen stets größere Amplituden der dominanten Frequenz aufweisen. Die Ursache hierfür ist das schnellere Blasenwachstum bei Berücksichtigung der dritten Raumdimension, welches zur Eruption größerer Blasen an der Bettoberfläche führt, vgl. [226]. Bis zu einer nominellen Zellgröße

von 10 mm im 2d Fall bzw. bis 8 mm im 3d Fall ist jedoch ein deutlich abweichender Verlauf zu erkennen. Hierbei befindet sich im Bereich von 2 Hz bis etwa 8 Hz ein verhältnismäßig breites Frequenzband mit erhöhten Amplituden, wobei letztere jedoch nicht die Größenordnung der Spitzen des Einzelblasenregimes erreicht. Dieses Verhalten ist typisch für ein Regime, in dem viele kleine Blasen zeitgleich in der Wirbelschicht vorliegen und eruptieren, vgl. [117, 174, 209]. Die Ursache für diesen Regimewechsel innerhalb der Simulationen liegt in der Auflösung der kleinskaligen Strömungsstrukturen bei Verwendung entsprechend feiner Rechengitter. Hierbei werden lokale Unterschiede der Volumenanteile der Phasen stärker hervorgehoben, was zu einer erhöhten Anzahl kleinerer Blasen führt, vgl. Abbildung 5.2. Hinzu kommt der Einfluss der geringen Höhe der Wirbelschicht, die eine rasche Vereinigung der Blasen verhindert. Die resultierenden Druckfluktuationen liefern bei Auswertung im Frequenzbereich hinsichtlich der erhöhten Anzahl somit das bereits erwähnte breitere Frequenzband. Aufgrund der geringeren und unterschiedlichen Größen der Blasen im Vergleich zur Einzelblase sind die Amplituden der Druckschwankungen geringer und unregelmäßig verteilt, vgl. [25]. Es kann daher bereits an dieser Voruntersuchung festgestellt werden, dass die Simulation unter Verwendung der bisherigen Konfiguration von Modellparametern und Submodellen auf einem feinen Rechengitter die Systemdynamik des Experiments nicht korrekt wiedergeben kann. Es liegt ein Modellfehler vor, der durch die Wahl einer geeigneten Konfiguration dieser Größen behoben werden muss. Die alternative Verwendung eines groben Rechengitters widerspricht hingegen den Grundsätzen der Strömungssimulation sowie den bisherigen Erkenntnissen aus den Abbildungen 5.1 bis 5.3. Des Weiteren zeigt sich auch bei der Betrachtung kleinerer mesoskopischer Strukturen, welche sich im Spektrum gemäß der Mehrskalanalyse in Abschnitt 3.2.2 bis etwa 32 Hz erstrecken, dass die Unterschiede zwischen den Verläufen mit zunehmender Verfeinerung des Gitters abnehmen. In Abbildung 5.4 ist dies durch die fortwährende Annäherung der simulierten an die experimentelle Kurve erkennbar, wobei die Übereinstimmung jedoch als zufällig angesehen werden muss, da die hier verwendeten Modellparameter nur eine vorläufige Wahl darstellen. Im Fall der 2d Simulationen ist zwischen den Verläufen von 1 mm und 2 mm Zellgröße kein signifikanter Unterschied erkennbar, weshalb auch hier von einer gitterunabhängigen Lösung gesprochen werden kann. Beim Vergleich der beiden feinsten Gitter der 3d Simulationen liegen bei den höheren Frequenzen dieses Bereichs noch deutliche Unterschiede der Amplituden vor.

Der verbleibende Frequenzbereich oberhalb von 32 Hz beschreibt gemäß der Mehrskalanalyse Prozesse mikroskopischer Längen- und Zeitskalen, das heißt Partikel–Partikel- sowie Partikel–Wand–Interaktionen. Tendenziell findet hier bei einer Verfeinerung des Gitters eine zunehmende Übernahme des Verlaufs des mesoskopischen Bereichs statt, wodurch sich geringere Amplituden einstellen. Zeitgleich nehmen auch die Unterschiede sowohl für 2d als auch 3d Simulationen ab. Eine eindeutige Gitterunabhängigkeit kann allerdings nicht identifiziert werden. Im Vergleich zu den Simulationen zeigt der experimentelle Verlauf ein deutlich abweichendes Verhalten, wobei hierfür verschiedene Ursachen angeführt werden können. Einerseits könnte der Verlauf der experimentellen Datenreihe durch Alias–Effekte beeinträchtigt sein, da in dem Signal des realen Wirbelschichtprozesses auch Frequenzen deutlich oberhalb der gewählten Abtastfrequenz enthalten sein können. Andererseits ist auch die Qualität der Abbildung dieses Bereiches durch den TFM–KTGF–Ansatz anzuführen, da hierin keine explizite Auflösung der einzelnen Partikelbewegungen stattfindet. Die bei 50 Hz auftretende Störfrequenz in den experimentellen Daten ist seitens der Messtechnik durch die Spannungsversorgung bedingt und ist für den Vergleich zu den Simulationen unbedeutend.

Als weitere Größe zur Beurteilung der Systemdynamik wird die Kolmogorov–Entropie des aus den Druckfluktuationen rekonstruierten Attraktors verwendet. Diese kann als Maß für die Vorhersagbarkeit des nächsten Punktes im Zustandsraum interpretiert werden und somit das chaotische Verhalten der Wirbelschicht charakterisieren, siehe [117, 174, 209, 224, 225]. Die aus den simulierten Druckfluktuationen mittels [223, 225] berechneten Werte sind in Abbildung 5.5 dargestellt. Es ist für beide Datenreihen ein Absinken der Kolmogorov–



**Abbildung 5.5:** Kolmogorov–Entropie der simulierten Druckfluktuationen bei Variation des Rechengitters

Entropie bei gröberen Gittern zu verzeichnen, was auf eine Zunahme der Vorhersagbarkeit des dynamischen Systems schließen lässt. Dies ist einhergehend mit der Zunahme periodischer Strömungsstrukturen in der Wirbelschicht (vgl. [117]), also dem bereits in Abbildung 5.4 festgestellten Übergang vom Mehr- zum Einzelblasenregime. Die auftretenden Minima und Maxima stimmen sehr gut mit den in [117] angegebenen experimentellen Daten zur Unterscheidung dieser Strömungsregime überein, weshalb sich Abbildung 5.5 für eine quantitative Bewertung der zuvor in den Leistungsdichtespektren bereits qualitativ unterschiedenen Regime eignet. Im Falle der 2d Simulationen führt die Verwendung von Zellgrößen von 1 mm bis 4 mm zu nahezu konstanten Werten der Kolmogorov–Entropie, weshalb hier von einer Gitterunabhängigkeit gesprochen werden kann. Die geringfügigen Unterschiede sind auf den chaotischen zeitlichen Verlauf der Strömung zurückzuführen und könnten durch größere Simulationszeiträume einander angenähert werden. Für die 3d Simulationen liegt innerhalb der betrachteten Zellgrößen eine kontinuierliche Veränderung der Kolmogorov–Entropie vor, wodurch keine gitterunabhängige Lösung festgestellt werden kann. Allerdings zeigt die 3d Simulation bei Verwendung des 4 mm–Gitters bereits eine mit der gitterunabhängigen 2d Simulation vergleichbare Kolmogorov–Entropie.

Zusammenfassend kann für die Untersuchungen verschiedener Rechengitter festgehalten werden, dass hinsichtlich der makroskopischen Eigenschaften der Wirbelschicht, der Auflösung mesoskopischer Strömungsstrukturen, der zeitlich gemittelten Feststoffverteilung und der Dynamik des Wirbelschichtsystems eine gitterunabhängige Lösung für 2d Simulationen im Bereich bis 2 mm Zellgröße vorliegt. Die Ergebnisse bei Zellgrößen von 3 mm und 4 mm weichen je nach Bewertungskriterium wenig bis mäßig davon ab. Bei den 3d Simulationen führt die Verwendung des feinsten Gitters mit 4 mm Zellgröße teilweise zu Ergebnissen, welche mit denen der gitterunabhängigen 2d Simulationen vergleichbar sind.

Es ist zu vermuten, dass hierbei bereits eine gitterunabhängige 3d Lösung vorliegt, welche mit einer weiteren Simulation mit noch feinerem Gitter bestätigt werden müsste. Allerdings ist der Rechenaufwand für die 3d Simulation mit einer Zellgröße von 4 mm bereits so hoch, dass die Verwendung dieses Rechengitters für Sensitivitätsanalysen ausgeschlossen ist. Gemäß [193] wäre für eine korrekte Abbildung der Strömung zwar eine 3d Simulation erforderlich, diese ist mit der zur Verfügung stehenden Rechenkapazität allerdings nicht realisierbar. Als Kompromiss zwischen der Genauigkeit der Ergebnisse und dem erforderlichen Rechenaufwand wird daher für alle nachfolgenden Simulationen das 2d Gitter mit einer nominellen Zellgröße von 2 mm verwendet. Hiermit liegt zwar nur eine relativ geringe Anzahl an Partikeln je Rechenzelle vor, jedoch wird davon ausgegangen, dass die Forderung nach hinreichend großen Kontrollvolumen zur Anwendung des Kontinuumsansatzes damit erfüllt ist.

### 5.1.2 Einfluss des Analysezeitraumes

Ebenso relevant wie die Wahl des Rechengitters ist die Festlegung des Zeitraumes, für welchen die charakteristischen Bewertungsgrößen berechnet werden. Im Gegensatz zu experimentellen Untersuchungen, bei denen die Datenaufzeichnung nahezu beliebig lang fortgeführt werden kann, ist dieser Zeitraum für die numerische Simulation der komplexen Gas–Feststoff–Strömung als Kompromiss zwischen der statistischen Sicherheit der Ergebnisse und der zur Berechnung nötigen Dauer zu wählen. Zusätzlich ist für die numerische Berechnung ein gewisser vorgelagerter Zeitraum erforderlich, in welchem sich das bekanntermaßen chaotische Verhalten der Wirbelschicht aus den abschnittsweise homogen initialisierten Variablen ausbildet. Zur Reduzierung der Einflüsse aus diesem Anlaufzeitraum werden üblicherweise die ersten Sekunden des gesamten Simulationszeitraumes für die Berechnung der Kenngrößen vernachlässigt. Tabelle 5.4 gibt einen Überblick zu gewählten Zeiträumen in einigen anderen Arbeiten.

**Tabelle 5.4:** Übersicht einiger gewählter Anlauf- und Analysezeiträume

Anlaufzeitraum		Analysezeitraum	
Zeit	Referenzen	Zeit	Referenzen
1 s	[189, 257]	8 s	[15, 189, 227]
bis einschl. 3 s	[15, 60, 82, 101, 114, 193, 200, 227]	bis einschl. 10 s	[257, 281]
bis einschl. 5 s	[12, 16, 228, 246, 262]	bis einschl. 15 s	[12, 16, 228, 262]
bis einschl. 10 s	[269, 281]	bis einschl. 20 s	[82, 193, 246, 269]
über 10 s	[145]	über 20 s	[1, 60, 114, 145]

Obwohl die Übersicht gewiss nur einen sehr kleinen Auszug aus der verfügbaren Literatur zur TFM–Simulation blasenbildender Wirbelschichten darstellt, repräsentiert sie ein qualitatives Abbild der Häufigkeit verwendeter Zeiträume. Die meisten Autoren vernachlässigen die ersten drei bis fünf Sekunden der Strömung, während größere Zeiträume die Ausnahme bilden. Letztere sind vorrangig auf verhältnismäßig große Anlagen mit entsprechend hohen Zeitkonstanten zurückzuführen. Für die hier untersuchte Wirbelschicht wird ein Anlaufzeitraum von 5 s gewählt, da somit selbst bei niedrigen Leerrohrgeschwindigkeiten stets ein Vielfaches der mittleren Verweilzeit des Gases in der Anlage vorliegt. Hinsichtlich der Analysezeit kann keine vergleichbar deutliche Abgrenzung innerhalb der Literaturangaben festgestellt werden, siehe Tabelle 5.4. Die Zeiträume unterscheiden sich

je nach verwendetem Gitter und zur Verfügung stehenden Rechenkapazitäten sowie Untersuchungsgegenstand stark. Überwiegend werden 2d Simulationen unter Auswertung von Kenngrößen des makroskopischen Verhaltens der Wirbelschicht sowie Größe und Aufstiegsgeschwindigkeit von Gasblasen durchgeführt. Dem Autor sind keine numerischen Untersuchungen zum Einfluss des Analysezeitraumes auf die aus Druckfluktuationen gewonnenen Kenngrößen bekannt. Eine Untersuchung hierzu scheint auch daher von Bedeutung, da in experimentellen Studien meist sehr lange Zeitreihen ausgewertet werden, um statistisch zuverlässige Ergebnisse zu erhalten, siehe beispielsweise [177, 178, 289].

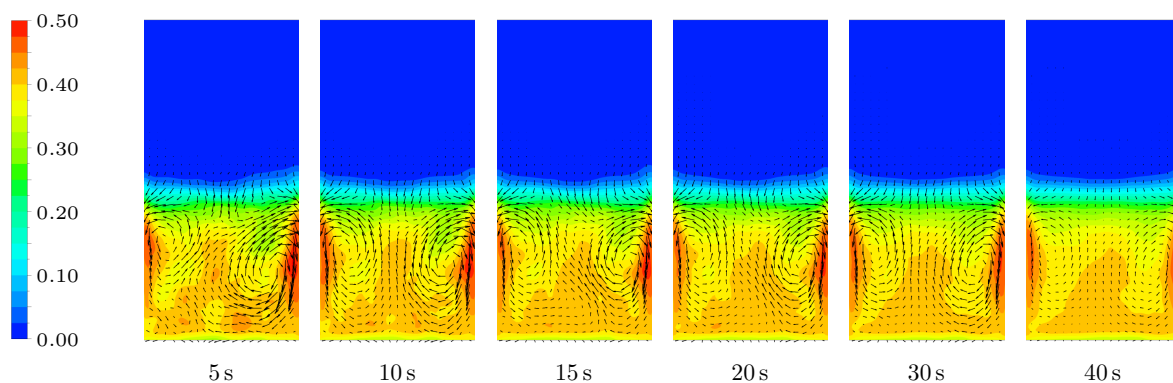
Um den Einfluss des Analysezeitraumes zu beurteilen, wurde eine Langzeit-Simulation unter Verwendung der in den Tabellen 5.1 und 5.2 dargestellten Modell- und Simulationsparameter durchgeführt. Bezüglich des Druckverlustes, der Expansion der Wirbelschicht und des mittleren Feststoffvolumenanteils wird bereits ab einer Analysezeit von 5 s ein stationärer Zustand erreicht, siehe Tabelle 5.5. Die Standardabweichung der Druckfluk-

**Tabelle 5.5:** Übersicht ausgewählter Größen bei Variation des Analysezeitraumes

$\Delta t$ s	$\Delta p_{WS}$ Pa	$H_{WS}$ m	$\varepsilon_{s,WS}$ –	$\sigma(p)$ Pa
5	382.2	0.124	0.355	28.8
10	382.4	0.124	0.356	29.0
15	382.3	0.124	0.355	31.8
20	382.4	0.124	0.355	32.9
30	382.4	0.124	0.355	33.1
40	382.3	0.124	0.354	33.2

tuationen weist erst ab 20 s vernachlässigbare Veränderungen auf. Allerdings ist dieses Ergebnis durch das bislang vorliegende Mehrblasenregime beeinflusst, in welchem die Strömung im Vergleich zu einem Einzelblasenregime ungeordneter erscheint und die Druckverläufe durch die Wechselwirkungen zwischen verschiedenen Blasen deutlich weniger determiniert sind.

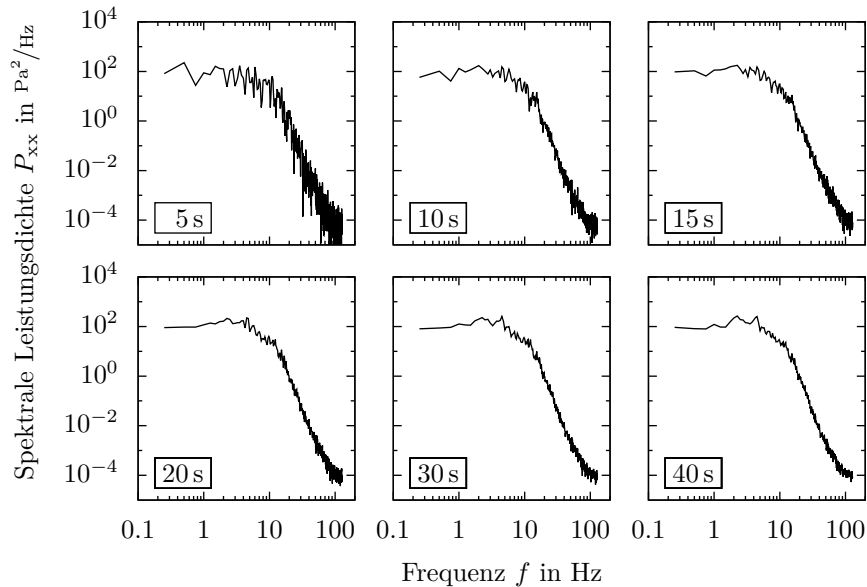
Mit Blick auf die in Abbildung 5.6 dargestellten Strömungsmuster der Feststoffphase lässt sich feststellen, dass bis zu einer Analysezeit von 15 s starke lokale Unterschiede der Massenstromdichten auftreten. Ab 20 s bleibt das gemittelte Strömungsmuster sowohl



**Abbildung 5.6:** Konturen der zeitlich gemittelten Feststoffkonzentrationen und Vektoren der zeitlich gemittelten Feststoffgeschwindigkeiten ( $\bar{v}_{s,max} = 0.3 \text{ m/s}$ ) bei Variation des Analysezeitraumes

qualitativ als auch quantitativ nahezu unverändert. Nur hinsichtlich der Symmetrie wird mit zunehmender Zeit eine Verbesserung erzielt, womit die Untersuchung im Konsens mit den Ergebnissen in [145] steht.

Abbildung 5.7 zeigt die aus den zugehörigen Druckfluktuationen berechneten Leistungsdichtespektren. Die Ursache für die Glättung bei wachsender Analysezeit liegt in der



**Abbildung 5.7:** Spektrale Leistungsdichte der Druckfluktuationen bei Variation der Analysezeit

steigenden Anzahl  $L$  der DFT-Blöcke, über welche das gemittelte Spektrum berechnet wird, siehe Gleichung (3.8). Während das zerklüftete Erscheinungsbild für 5 s auf der Auswertung eines einzelnen Blockes basiert, werden im Fall von 40 s bereits  $L = 19$  Blöcke einbezogen. Allerdings zeigt sich schon nach 20 s bzw. neun Blöcken ein vergleichbares Spektrum, in welchem der qualitative Verlauf sowie die schwach ausgeprägten Haupt- und Nebenfrequenzen der Blasenbewegung klar erkennbar sind.

Anhand der aufgeführten Ergebnisse wird eine Analysezeit von 20 s gewählt. Mit Bezug auf die in Tabelle 5.4 dargestellten Kategorien ordnet sich diese im oberen Bereich ein.

### 5.1.3 Einfluss numerischer Methoden

Der in dieser Arbeit eingesetzte CFD-Code Fluent<sup>®</sup> nutzt die Finite-Volumen-Methode zur Diskretisierung der in Abschnitt 4.1 vorgestellten Modellgleichungen auf dem Rechengitter. Hierdurch erfolgt die Umwandlung in ein algebraisches Gleichungssystem, welches unter Verwendung des implementierten Lösungsalgorithmus die Berechnung der gesuchten Größen im Strömungsfeld erlaubt. Weiterhin sind für diese Umwandlung finite Approximationen erforderlich, welche sich im Kontext der Finiten-Volumen-Methode auf die Interpolation von Stützstellen an den Zellgrenzen zur Berechnung von Gradienten sowie Oberflächen- und Volumenintegralen beziehen. Die Auswahl der Verfahren zur Diskretisierung sowie für finite Approximationen besitzt in der Regel einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die Genauigkeit der Ergebnisse sowie das Konvergenzverhalten des Lösungsprozesses, vgl. [62, 69]. Dies gilt insbesondere für heterogene Mehrphasenströmungen, da aufgrund der abrupten Phasengrenzen große Gradienten auftreten.

In Bezug auf TFM–KTGF–Simulationen von Gas–Feststoff–Wirbelschichten sind hierzu jedoch nur wenige Untersuchungen dieser Art zu finden. Nach [84, 101] führen Raumdiskretisierungsverfahren höherer Ordnung zu akzeptablen Lösungen, während Verfahren erster Ordnung aufgrund numerischer Diffusion unrealistische Ergebnisse liefern. Die Notwendigkeit zur Nutzung von Verfahren höherer Ordnung wurde auch in [226] durch die Analyse des Aufstiegsverhaltens von Gasblasen in einer Stickstoff–Braunkohle–Wirbelschicht bestätigt, weshalb auch für die vorliegende Arbeit das in Fluent<sup>®</sup> 14.5 implementierte Aufwind–Verfahren zweiter Ordnung zur Diskretisierung der konvektiven Terme verwendet wird. Dieses besitzt zudem standardmäßig einen Gradientenbegrenzer, wodurch Oszillationen gedämpft werden, die vermehrt an Unstetigkeitsstellen wie Phasengrenzen auftreten [186]. In der Studie von Guenther und Syamlal [84] wurde gezeigt, dass der in Fluent<sup>®</sup> verfügbare Begrenzer Minmod zufriedenstellende Ergebnisse liefert, obgleich andere wie z. B. Superbee mitunter zu noch genaueren Lösungen führen. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen weisen auch die Diskretisierungen der diffusiven Terme eine Genauigkeit zweiter Ordnung auf, da diese standardmäßig über zentrale Differenzen approximiert werden, vgl. [6]. Für die Volumenanteile wird das QUICK–Verfahren verwendet, womit für alle relevanten Größen gemäß der Empfehlung in [110] eine Genauigkeit höherer Ordnung gegeben ist.

Zur Berechnung der Variablenwerte an den Begrenzungsflächen der Zellen, die für die Approximation von Gradienten benötigt werden, stehen in Fluent<sup>®</sup> drei Verfahren zur Auswahl (s. [6]), deren Einfluss im Rahmen dieser Voruntersuchungen betrachtet wurde. Bei der zellenbasierten Methode nach Green–Gauß (GGCB) ergeben sich die Flächenwerte als Mittelwert der an die Fläche angrenzenden Zellen. Eine weitere Methode (LSCB) nimmt einen linearen Verlauf der Variable zwischen den Zellzentren an und interpoliert den Flächenwert gemäß seiner Lage zwischen diesen. Für die knotenbasierte Methode nach Green–Gauß (GGNB) ergibt sich der Flächenwert als Mittelwert der begrenzenden Knotenwerte. Diese ergeben sich durch ein gewichtetes Mittel der angrenzenden Zellwerte (vgl. [6]) und schließen damit auch die diagonal angrenzenden Nachbarzellen in die Berechnung ein.

Neben der räumlichen Diskretisierung ist für die instationäre Strömung des Wirbelschichtsystems auch eine diskrete Betrachtung entlang der Zeitkoordinate erforderlich. In Fluent<sup>®</sup> werden hierfür implizite Verfahren verwendet, wobei auch dabei zwischen erster und zweiter Ordnung gewählt werden kann. In [110] wird diesbezüglich ebenfalls die Verwendung von Verfahren höherer Ordnung empfohlen und zugleich darauf hingewiesen, dass die Genauigkeit der Lösung bei steigender Zeitschrittweite dennoch drastisch abnimmt. Hulme et al. [101] argumentieren in diesem Zusammenhang mit der Courant–Zahl  $Co$ , welche üblicherweise als Stabilitätskriterium für explizite Lösungsverfahren herangezogen wird, und empfehlen die Verwendung einer Zeitschrittweite, sodass die Bedingung  $Co < 0.3$  erfüllt ist. Für die vorliegende Arbeit wurde eine Zeitschrittweite von  $\Delta t = 10^{-4}$  s gewählt, womit unter Berücksichtigung des gewählten Rechengitters und der auftretenden Strömungsgeschwindigkeiten Maximalwerte erreicht werden, die stets eine Zehnerpotenz unterhalb der Empfehlung in [101] liegen und somit eine hohe Genauigkeit gewährleisten. Zur Erhöhung der Stabilität des Lösungsverfahrens bietet Fluent<sup>®</sup> für die implizite Zeitdiskretisierung zweiter Ordnung die optionale Verwendung eines Begrenzers an, der die Extrapolation der Volumenanteile auf das Intervall  $\varepsilon_i = [0, 1]$  beschränkt.

Die oben dargestellten Optionen zur Berechnung der Variablenwerte an den Zellgrenzen sowie zur zeitlichen Diskretisierung wurden in allen möglichen Kombinationen untersucht.



Tabelle 5.6 fasst einige ausgewählte Ergebnisse zusammen. Die makroskopischen Kenngrößen der Wirbelschicht weisen aus praktischer Sicht keine wesentlichen Unterschiede auf. Es zeigt sich jedoch, dass unabhängig von der Zeitdiskretisierung die Gradientenberechnung mittels GGNB systematisch zu etwas geringeren Druckverlusten und größeren Wirbelschichthöhen führt als die Verwendung der beiden anderen Methoden, welche aufgrund des regelmäßigen und etwa äquidistanten Gitters ohnehin nahezu identische Ergebnisse liefern. Dieses Verhalten lässt darauf schließen, dass der Anteil des Gases, der die Wirbelschicht abseits der Suspensionsphase in Form von Blasen passiert, tendenziell zunimmt. Dies geht mit einer leicht gesteigerten Intensität der Druckfluktuationen einher, welche sich in Form der höheren Standardabweichungen äußert, siehe Tabelle 5.6. Als Ursache hierfür muss die verbesserte Genauigkeit dieser Methode durch Einbeziehung der diagonal gelegenen Nachbarzellen angeführt werden (vgl. [6]), wodurch vor allem die Gradienten an den Blasenkonturen genauer bestimmt werden und damit die Stabilität der Blasenfront begünstigt wird. Anhand der Konturbilder momentaner Feststoffvolumenanteile kann dies allerdings nicht nachvollzogen werden, weshalb hier auf eine zusätzliche Abbildung verzichtet sei. Auch die spektrale Analyse der Druckfluktuationen in der Wirbelschicht liefert keine zusätzliche Erkenntnis, da in dem in der Simulation vorliegenden Mehrblasenregime die erhöhte Gesamtamplitude auf einen relativ breiten Frequenzbereich verteilt ist und statistischen Schwankungen unterliegt.

Mit Bezug auf die Zeitdiskretisierungsverfahren können anhand der Ergebnisse keine eindeutigen Tendenzen abgeleitet werden. Die in der letzten Spalte von Tabelle 5.6 dargestellte relative Rechenzeit zeigt für alle von der bisherigen Basisvariante abweichenden Methoden eine verhältnismäßig geringe Zunahme, wobei allerdings kein systematischer Zusammenhang zur Genauigkeit der Methoden identifiziert werden kann. Für die theoretisch beste Kombination (Zeitdiskretisierung zweiter Ordnung begrenzt und GGNB) ergibt sich im Vergleich zur Basisvariante für den Rechenaufwand sogar nur eine Steigerung um 5%. Für alle nachfolgenden Untersuchungen werden daher diese Methoden verwendet.

**Tabelle 5.6:** Übersicht ausgewählter Ergebnisse bei der Variation numerischer Methoden

<b>Zeit- diskretisierung</b>	<b>Gradienten- berechnung</b>	$\Delta p_{WS}$ Pa	$H_{WS}$ m	$\varepsilon_s$ –	$\sigma(p)$ Pa	<b>rel. Rechenzeit</b> %
erste Ordnung	GGCB	382.4	0.124	0.355	32.9	100
	GGNB	380.9	0.125	0.352	35.7	108
	LSCB	382.4	0.124	0.356	35.4	127
zweite Ordnung	GGCB	382.2	0.125	0.351	33.4	111
	GGNB	381.1	0.126	0.351	35.8	101
	LSCB	382.8	0.125	0.353	33.7	116
zweite Ordnung begrenzt	GGCB	381.9	0.124	0.355	34.5	103
	GGNB	381.0	0.126	0.350	37.8	105
	LSCB	382.0	0.124	0.354	32.7	116

Für implizite Berechnungsverfahren besitzt die Wahl der Konvergenzkriterien einen weiteren Einfluss auf die Genauigkeit der Ergebnisse. Standardmäßig ist im verwendeten CFD-Code für alle Größen ein Abbruchkriterium von  $10^{-3}$  vorgegeben. Erfahrungsgemäß konvergieren die Massebilanzen zuletzt, während die Residuen für die Impulserhaltung

dann bereits in der Größenordnung von  $10^{-5}$  bis  $10^{-6}$  liegen. Schreiber [226] untersuchte ein strengeres Konvergenzkriterium für das Masseresiduum und konnte für  $10^{-5}$  keine Veränderung bezüglich des Blasenwachstums in der Wirbelschicht feststellen. Jedoch erhöhte sich der Rechenaufwand auf etwa das Vierfache, weshalb für die vorliegende Arbeit an dem Standardwert von  $10^{-3}$  festgehalten wird.

## 5.2 Sensitivitätsanalysen zum Einfluss von Modellparametern und Submodellen

Innerhalb der Voruntersuchungen in Abschnitt 5.1 zeigte sich, dass unter Verwendung des Basismodells gemäß Tabelle 5.1 keine zufriedenstellende Abbildung des experimentell bestimmten Strömungszustandes der Wirbelschicht erreicht werden kann. Hieraus resultiert das Erfordernis zur Anpassung von Modellparametern und Submodellen innerhalb der TFM-KTGF-Simulationen für die vorliegende Wirbelschichtkonfiguration. Des Weiteren fokussiert diese Arbeit auch die Identifikation jener Parameter zur Abbildung veränderlicher Strömungseigenschaften während der Trocknung der Partikel. Hierzu werden im Folgenden Sensitivitätsanalysen zum Einfluss der Modellparameter und Submodelle auf die Simulationsergebnisse durchgeführt und diese mit den experimentellen Daten verglichen. Im Gegensatz zu bisherigen Studien dieser Art (z. B. [82, 150, 151, 226, 257, 272]) liegt der Schwerpunkt hierbei auf der Betrachtung verschiedener Prozesspunkte im Trocknungsverlauf sowie einer gesamtheitlichen Analyse der Einflüsse auf allen erfassbaren Raum- und Zeitskalen.

Die Analysen erfolgen für fünf experimentell untersuchte Prozesspunkte eines Trocknungsverlaufs der Partikelklasse (500...710)  $\mu\text{m}$  bei einer Leerrohrgeschwindigkeit von  $v_0 = 2v_{\text{mf}}(X_s \approx 1) \approx 0.32 \text{ m/s}$ , welche bereits in Abschnitt 3.2 diskutiert wurden. Tabelle 5.7 fasst die für die Simulation relevanten Daten, die gemäß Anhang A.1 resultierenden Stoffeigenschaften sowie einige Initialisierungswerte zusammen. Der aufgeführte Reibungs-

**Tabelle 5.7:** Simulationsparameter für die Sensitivitätsanalysen zu strömungsmechanischen Modellparametern und Submodellen

Parameter		Werte					Einheit
$X_s$	Feststofffeuchte	0.14	0.21	0.46	0.66	0.86	–
$d_p$	Partikeldurchmesser	533	545	584	614	647	$\mu\text{m}$
$\rho_s$	Feststoffdichte	913	911	921	951	1004	$\text{kg/m}^3$
$\varepsilon_{s,\text{max}}$	Packungsgrenze	0.589	0.587	0.577	0.563	0.543	–
$\varepsilon_{s,r,\text{min}}$	Reibungsschwellwert	0.520	0.519	0.513	0.504	0.491	–
$H_{s,\text{init}}$	Höhe der Schüttung	0.075	0.080	0.100	0.115	0.120	m
$\varepsilon_{g,\text{init}}$	Porosität der Schüttung	0.542	0.541	0.561	0.582	0.573	–
$\rho_g$	Gasdichte	1.186	1.209	1.212	1.223	1.230	$\text{kg/m}^3$
$\eta_g$	dyn. Viskosität d. Gases	1.734	1.721	1.700	1.703	1.698	$10^{-5} \text{ kg/m s}$
$p_U$	Umgebungsdruck	101440	102524	101269	102468	102626	Pa
$v_0$	Leerrohrgeschwindigkeit	0.320	0.319	0.320	0.320	0.319	$\text{m/s}$

schwellwert  $\varepsilon_{s,r,\text{min}}$  ist ein reiner Modellparameter, für welchen jedoch üblicherweise der experimentell bestimmte Feststoffvolumenanteil im Lockerungspunkt  $\varepsilon_{s,\text{mf}}$  gewählt wird, vgl. [200, 243]. Bezüglich der dargestellten Abhängigkeit von der Feststofffeuchte wurden hierzu der eigens bestimmte Wert für feuchte Kohle sowie der aus [226] bekannte Wert für trockene Kohle verwendet und der dazwischen liegende Verlauf in qualitativer Ähnlichkeit zur Packungsgrenze  $\varepsilon_{s,\text{max}}$  angenommen.

Eine Übersicht der untersuchten Modellparameter und Submodelle ist in Tabelle 5.8 gegeben. Hiervon wird jeweils nur eine Größe variiert, um deren Einfluss zu analysieren. Grundlage für die Übrigen bildet das Basismodell gemäß Tabelle 5.1 mit Ausnahme von

**Tabelle 5.8:** Parametervariationen für die Sensitivitätsanalysen zum strömungsmechanischen Modell

Rheologie Feststoffphase		Phaseninteraktion	Randbedingungen			
Restitutionskoeffizient	Reibungswinkel	Impulsaustauschkoeffizient	Spekularitätskoeffizient	Gaseinlass		
$e$	$\varphi^*$	$\zeta$	$\phi^*$	$v_{g,y}$	Auflösung	
					DB	VS
0.95	85°	Gidaspow	1.00	konst.	-	-
0.90	60°	$\phi = (0.60, 0.78, 1.00)$	0.75	$f(x, t)$	-	-
0.80	45°		0.50	$f(x, t)$	-	✓
0.70	30°	Wen & Yu	0.25	konst.	✓	-
0.50	15°	$\phi = (0.60, 0.78, 1.00)$	0.00	$f(x, t)$	✓	✓
0.30						

$\varepsilon_{s,\max}$  und  $\varepsilon_{s,r,\min}$  (s. Tabelle 5.7) und des Restitutionskoeffizienten  $e$ . Dessen Einfluss wird zuerst untersucht und anhand der Ergebnisse eine vorläufige Wahl für die folgenden Sensitivitätsanalysen vorgenommen.

Die Parameter zur rheologischen Beschreibung der Feststoffphase werden für alle fünf Prozesspunkte untersucht, da für diese ein stark von der Feuchte abhängiger Einfluss vermutet wird. Ergänzend werden auch die Einflüsse der gemessenen Packungsgrenzen und des angenommenen Reibungsschwellwertes anhand eines ausgewählten Beispiels beurteilt. Zur Bewertung der Einflüsse des Phaseninteraktionsmodells sowie der Randbedingungen wird jeweils ein Prozesspunkt zu Beginn, Mitte und Ende des Trocknungsprozesses analysiert. Damit wird sowohl den variierenden Stoffeigenschaften der Kohle als auch dem veränderten Aspektverhältnis des Bettes Rechnung getragen. Hinsichtlich der Gaseinlassrandbedingung beziehen sich die letzten beiden Spalten in Tabelle 5.8 auf die Auflösung der realen Geometrie des Düsenbodens (DB) mittels des Rechengitters und die Abbildung des Gasversorgungssystems (VS). Nähere Erläuterungen hierzu folgen in Abschnitt 5.2.4. Die Wahl der in Tabelle 5.8 dargestellten Parameterbereiche bzw. Modellannahmen wird in den jeweils zugehörigen Abschnitten näher erläutert.

Insgesamt wurden im Rahmen dieser eindimensionalen Sensitivitätsanalysen 108 Simulationen durchgeführt, deren Ergebnisse nachfolgend diskutiert werden. Die endgültige Auswahl geeigneter Parameter und Submodelle für die vorliegende Wirbelschichtkonfiguration basiert auf den Ergebnissen zahlreicher weiterer Simulationen zur Bewertung wechselseitiger Einflüsse dieser Größen und ist in Abschnitt 5.2.5 dargestellt.

### 5.2.1 Einfluss der rheologischen Beschreibung der Feststoffphase

Das Fließverhalten der Feststoffphase wird durch die auf der Kinetic Theory of Granular Flow basierenden Modelle für Partikeldruck, Scher- und Volumenviskosität charakterisiert, vgl. Abschnitt 4.2.1. Innerhalb dieser Modelle beeinflusst die Wahl der Packungsgrenze  $\varepsilon_{s,\max}$ , des Reibungsschwellwertes  $\varepsilon_{s,r,\min}$ , des Restitutionskoeffizienten  $e$  und des inneren Reibungswinkels  $\varphi^*$  die rheologischen Eigenschaften. Nachfolgend sind für diese Parameter jeweils kurze Zusammenfassungen hinsichtlich ihres Wirkungsbereichs und ihres Bezugs zum realen Fließverhalten angegeben, bevor im Anschluss detaillierte Untersuchungen dargestellt werden.

- Die Packungsgrenze  $\varepsilon_{s,\max}$  stellt das Maximum der Feststoffkonzentration  $\varepsilon_s$  dar. Sie dient als Skalierungsbasis in der radialen Verteilungsfunktion  $g_0$ , siehe Gleichung (4.17), und beeinflusst damit alle KTGF-basierten Größen. Weiterhin wird sie selbst in einigen KTGF-Submodellen berücksichtigt.
- Der Reibungsschwellwert  $\varepsilon_{s,r,\min}$  legt die Grenze des Einsetzens der Reibungsmodelle für Feststoffdruck und -viskosität fest, ab der die Erhöhung des Volumenanteils  $\varepsilon_s$  und die Deformation durch Scherspannungen zunehmend erschwert werden. Üblicherweise wird gemäß [200, 243] für diese Grenze der Wert  $\varepsilon_{s,mf}$  im Lockerungspunkt angenommen.
- Da der Restitutionskoeffizient  $e$  in den Modellen zur Berechnung von  $p_s$ ,  $\eta_s$  sowie  $\xi_s$  enthalten ist, besitzt er einen direkten Einfluss auf diese Größen. Des Weiteren tritt er im Dissipationsterm (Gleichung (4.16)) der Erhaltungsgleichung der Granularen Energie auf. Über den Umweg der Granularen Temperatur  $\Theta$  wird sein Einfluss auf das Fließverhalten der Schüttung deutlich verstärkt. In [82] wurde bereits gezeigt, dass kleinere Werte von  $e$  einen Anstieg von Feststoffdruck und -viskosität bewirken, was aus erhöhter Dissipation Granularer Energie resultiert.
- Der innere Reibungswinkel  $\varphi^*$  charakterisiert die Lage des Fließorts von Schüttgütern. Im dargestellten Modell dient er dementsprechend zur Skalierung von Scher- zu Normalspannungen im Reibungsfall.

Für die Sensitivitätsanalysen werden die Verläufe von  $\varepsilon_{s,\max}$  und  $\varepsilon_{s,r,\min}$  gemäß Tabelle 5.7 bzw. Gleichung (A.4) anhand experimenteller Erkenntnisse fixiert. Hierdurch wird eine Reduktion der Dimension der Versuchsmatrix erreicht, was eine detaillierte Untersuchung der Einflüsse von  $e$  und  $\varphi^*$  erlaubt. Nichtsdestotrotz werden auch die Auswirkungen veränderter Werte von  $\varepsilon_{s,\max}$  und  $\varepsilon_{s,r,\min}$  stichprobenartig untersucht.

### Variation des Restitutionskoeffizienten

Der Restitutionskoeffizient dient zur Beschreibung der Deformation bei der Kollision von Partikeln und beeinflusst damit die Dissipation Granularer Energie. Der Wertebereich des Restitutionskoeffizienten erstreckt sich von  $e = 0$  für vollkommen inelastische Stöße bis  $e = 1$  für vollkommen elastische Stöße. Eine Berücksichtigung der ggf. aus Experimenten bekannten Abhängigkeit des Restitutionskoeffizienten von der Aufprallgeschwindigkeit der Partikel ist nicht möglich, da aufgrund der im Euler-Euler-Ansatz nicht vorhandenen Informationen zu einzelnen Partikeln diese Geschwindigkeiten nicht bekannt sind. Des Weiteren besitzt ein Partikel im hier untersuchten, dicht gepackten Wirbelschichtregime meist mehrere Kollisionspartner zeitgleich. Inwieweit sich die einzelnen Kollisionen gegenseitig beeinflussen, wird mittels des KTGF-Modells nicht im Detail erfasst. Außerdem betrachtet das genutzte KTGF-Modell formal ausschließlich normale Kollisionen. Die Rotation der Partikel, die üblicherweise in DPM-Ansätzen sowie neueren TFM-Ansätzen (z. B. [293]) die Einführung eines tangentialen Restitutionskoeffizienten bedingt, wird nicht berücksichtigt. Gemäß [257] lassen sich solche Effekte allerdings auch im standardmäßigen KTGF-Modell durch die Betrachtung eines effektiven Restitutionskoeffizienten berücksichtigen. Für die Implementierung in der hier verwendeten Software kann mit den in [82] und [257] dargestellten Ansätzen beispielsweise auch der zusätzliche Einfluss der bei der Deformation auftretenden Reibung an den Partikeloberflächen einbezogen werden. Dafür ist jedoch die Kenntnis des zugehörigen Reibungskoeffizienten erforderlich. Zusammenfassend kann somit festgehalten werden, dass der im verwendete

ten Modell auftretende Restitutionskoeffizient  $e$  als ein Parameter zu interpretieren ist, welcher die zuvor beschriebenen Aspekte in einer Art Effektivwert berücksichtigt.

Da die Messung des Restitutionskoeffizienten verhältnismäßig aufwendig ist und die Bedeutung eines experimentell bestimmten Wertes für die Simulation mit Blick auf die vorangegangene Diskussion ohnehin hinterfragt werden muss, wurden zunächst Literaturquellen herangezogen, um einen Anhaltspunkt für die Größe des Restitutionskoeffizienten für Kohlepartikel zu finden. Die Datenlage hierzu ist allerdings stark begrenzt. Wang et al. [271] führten TFM–KTGF–Simulationen zur Vergasung von Kohlepartikeln durch, geben in ihrer Veröffentlichung allerdings keinen Wert des Restitutionskoeffizienten an. In [249] werden experimentelle Untersuchungen dargestellt, die Eingangswerte für DPM–Simulationen liefern sollen. Für trockene, südafrikanische Steinkohle unregelmäßiger Struktur werden für Partikel verschiedener Formen Werte von  $e = 0.27$  bis  $e = 0.66$  angegeben. Bei Variation der Partikelform treten hierbei Unterschiede von bis zu  $\Delta e = 0.19$  auf. Zudem zeigten die Kohlen zweier verschiedener Lagerstätten bei jeweils vergleichbarer Partikelform Abweichungen von bis zu  $\Delta e = 0.28$ . Als Vergleichsgröße wird der Standardwert der DPM–Software mit  $e = 0.5$  für sphärische Kohlepartikel angegeben. Demgegenüber stehen die Ergebnisse in [226], bei denen für  $e = 0.95$  die beste Übereinstimmung der TFM–KTGF–Simulation einer Wirbelschicht aus trockenen Braunkohlepartikeln mit dem Experiment vorliegt. Beim Vergleich der dargestellten Werte sowie der offenbar starken Abhängigkeit von Form und Lagerstätte wird die Notwendigkeit einer Sensitivitätsanalyse deutlich.

Weiterhin finden sich in der Literatur zahlreiche Studien, die einen Einfluss von Flüssigkeitsfilmen bei Stößen zwischen zwei Partikeln oder eines Partikels mit einer Platte aufzeigen, z. B. [7, 54, 109, 119]. Das Vorhandensein eines Films an der Kontaktfläche führt zu verstärkter Dissipation, wodurch der Restitutionskoeffizient deutlich geringere Werte aufweist. Hierbei ist eine Abhängigkeit von der Stärke des Films vorhanden, die mitunter signifikanter sein kann als die Abhängigkeit von der Aufprallgeschwindigkeit. Die Autoren stellen durch Wahl entsprechend hoher Filmstärken sogar den Fall der vollständigen Dissipation  $e = 0$  dar. Die Abhängigkeit von der Filmstärke ist für die vorliegende Arbeit von besonderer Relevanz, da bei Trocknungsprozessen im ersten Trocknungsabschnitt definitionsgemäß ein Wasserfilm an der Oberfläche der Partikel vorliegt. Durch die fortschreitende Trocknung wird dessen Stärke reduziert, bis der Film zu Beginn des zweiten Trocknungsabschnittes vollständig verschwunden ist. Der Einfluss des hierdurch als veränderlich anzusehenden Restitutionskoeffizienten auf die Strömung muss daher bewertet werden.

Bezüglich der Simulation von Gas–Feststoff–Wirbelschichten wurde der Einfluss des Restitutionskoeffizienten auf ausgewählte Eigenschaften der Strömung bereits in zahlreichen Veröffentlichungen diskutiert. Stellvertretend seien an dieser Stelle die wegweisenden Untersuchungen von Goldschmidt et al. [82] und Reuge et al. [200] angeführt. Hieraus ist bekannt, dass kleinere Restitutionskoeffizienten zu einer erhöhten Dissipation Granularer Energie führen, woraus eine stärkere Verdichtung der Feststoffphase resultiert, die wiederum die Bildung größerer Gasblasen fördert. Zudem führe die Verwendung eines experimentell bestimmten Wertes für  $e$  nicht zwangsweise zur besten Übereinstimmung der simulierten Wirbelschichteigenschaften mit dem Experiment. Schreiber [226] stellt die Ergebnisse weiterer Autoren in seiner Arbeit gegenüber und zeigt, dass teils widersprüchliche Ergebnisse im Bezug auf ausgewählte Eigenschaften der Wirbelschicht bestehen. Als

Ursache hierfür werden die Untersuchung verschiedener Materialkonstellationen sowie die Verwendung unterschiedlicher Methoden zur Bewertung der Auswirkungen angegeben. Weiterhin betrachten die Autoren teilweise auch unterschiedliche Strömungsregime. Eine Sensitivitätsanalyse mit Bezug auf die selbst ausgewählten Bewertungskriterien sei daher empfehlenswert. Notwendig wird sie jedoch, wenn die verwendeten Partikel deutlich von dem sphärischen und nahezu elastischen Ideal abweichen. Generell ist bei derartigen Variationen zu beachten, dass das maßgeblich durch Lun et al. [156] entwickelte KTGF-Modell nur für nahezu elastische Zusammenstöße der Partikel gilt. Tabelle 5.9 zeigt den Interpretationsspielraum dieser Angabe anhand der von verschiedenen Autoren gewählten Untergrenze des Restitutionskoeffizienten.

**Tabelle 5.9:** Untere Grenzwerte des Restitutionskoeffizienten für TFM-KTGF-Simulationen aus der Literatur

$e_{\min}$	0.9	0.85	0.8	0.74	0.7	0.6
<b>Referenzen</b>	[82, 246]	[55, 149]	[200, 226]	[257]	[90]	[293]

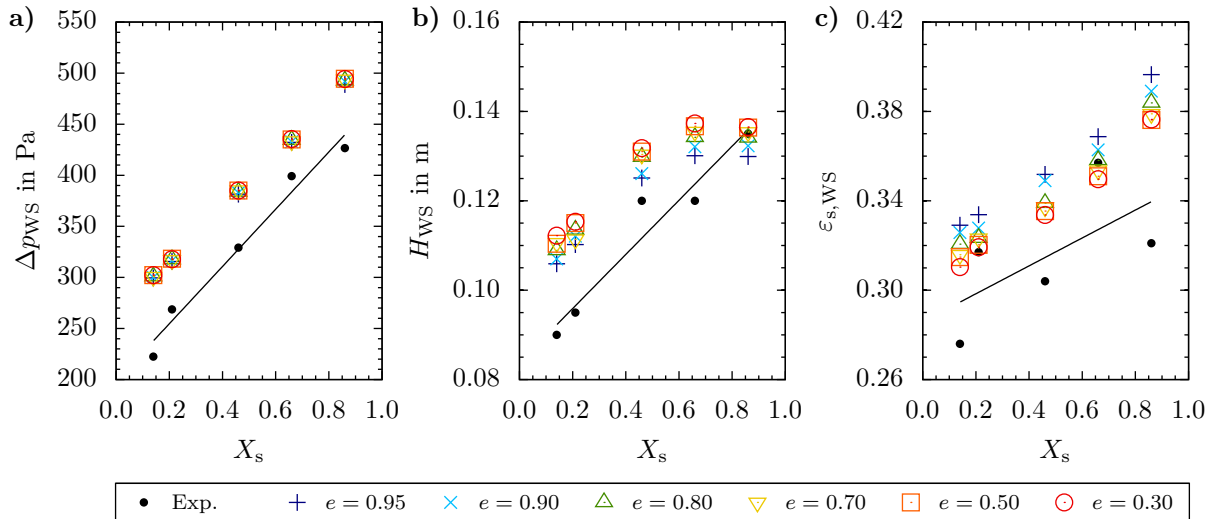
Demgegenüber stehen die oben erwähnten (teils experimentell bestimmten) Zahlenwerte bei Verwendung von Kohlepartikeln sowie der Einfluss eines Wasserfilms an den Kontaktflächen. Es besteht daher der Bedarf, auch sehr kleine Werte des Restitutionskoeffizienten zu untersuchen, obgleich dies außerhalb des formalen Gültigkeitsbereichs des KTGF-Ansatzes liegt. Die für die im Folgenden dargestellte Sensitivitätsanalyse gewählten Werte sind in Tabelle 5.8 aufgeführt. Gemäß dem Basismodell in Tabelle 5.1 wurde für diese Untersuchungen ein innerer Reibungswinkel von  $\varphi^* = 45^\circ$  gewählt.

Der Einfluss des Restitutionskoeffizienten auf die makroskopischen Eigenschaften der Wirbelschicht ist in Abbildung 5.8<sup>12)</sup> dargestellt. Die Übereinstimmungen der qualitativen Verläufe von Simulation und Experiment entlang der Feststofffeuchte  $X_s$  sind dabei zu einem wesentlichen Anteil auf die gemäß Abschnitt 4.3.2 jeweils unterschiedlich initialisierte Feststoffmasse zurückzuführen. Allerdings zeigen die Ergebnisse auch, dass der hierbei überlagerte Einfluss der veränderlichen Stoffeigenschaften wie Partikeldurchmesser und Feststoffdichte in den Simulationen grundlegend korrekt erfasst wird.

Aus quantitativer Sicht tritt für den Druckverlust im Vergleich zum Experiment für alle Versuchspunkte eine Überschätzung auf. Alle untersuchten Restitutionskoeffizienten liefern beim jeweiligen Versuchspunkt nahezu identische Ergebnisse. Es existiert jedoch eine systematische Zunahme des Druckverlustes bei sinkendem Restitutionskoeffizienten, welche sich allerdings in einer praktisch irrelevanten Größenordnung befindet und daher in der Darstellung nicht erkennbar ist. Ursächlich hierfür ist die bereits erwähnte Verdichtung der Feststoffphase, wie später auch gezeigt wird.

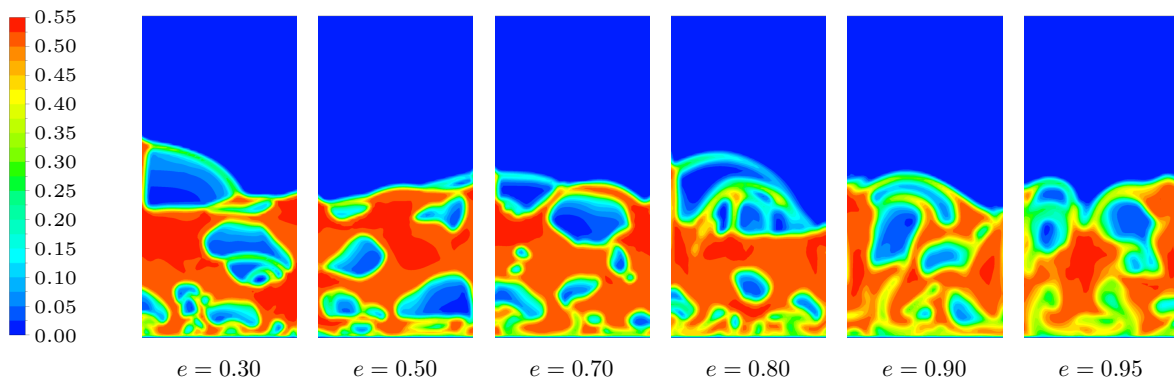
Die simulierten Wirbelschichthöhen und mittleren Feststoffkonzentrationen weisen unabhängig von der Feuchte eine deutliche Beeinflussung durch den Restitutionskoeffizienten auf. Bei kleineren Restitutionskoeffizienten tritt eine stärkere Expansion der Wirbelschicht auf, woraus bei nahezu unverändertem Druckverlust geringere Werte der mittleren Feststoffkonzentration resultieren. Die qualitativ vom Experiment abweichenden Verläufe im Versuchspunkt der höchsten Feststofffeuchte sind auf die im Basismodell gewählte Impulsaustauschfunktion zurückzuführen, vgl. Abbildung 5.18 in Abschnitt 5.2.2.

<sup>12)</sup>Die dargestellten Geraden dienen lediglich zur Kennzeichnung des tendenziellen Verlaufs der experimentellen Daten, beanspruchen jedoch keinen funktionalen Zusammenhang der Größen zur Feststofffeuchte.



**Abbildung 5.8:** Vergleich von Experiment und Simulation bei Variation des Restitutionskoeffizienten. Zeitlich gemittelte Ergebnisse von a) Druckverlust, b) Wirbelschichthöhe und c) mittlerem Feststoffvolumenanteil der Wirbelschicht

Abbildung 5.9 zeigt beispielhaft für  $X_s = 0.46$  die räumlich aufgelöste Verteilung der Feststoffkonzentration zu einem willkürlich ausgewählten Zeitpunkt.



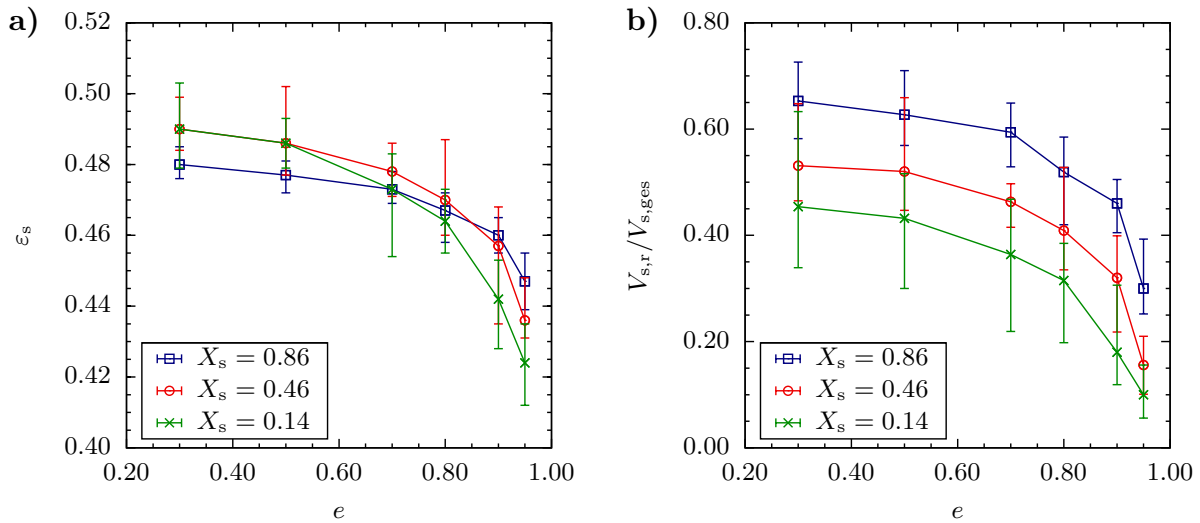
**Abbildung 5.9:** Konturen der momentanen Feststoffvolumenanteile bei Variation des Restitutionskoeffizienten (beispielhaft für  $X_s = 0.46$ )

Bei kleineren Restitutionskoeffizienten ist eine schärfere Abgrenzung der Blasen von der Feststoffphase erkennbar. Zudem tritt auch die bereits in [82] beobachtete Verstärkung der Blasenaktivität auf, welche sich in größeren Blasendurchmessern bei der Eruption an der Bettoberfläche äußert. Ursache hierfür ist der mit der zunehmenden Verdichtung der Feststoffphase einhergehende Anstieg der Viskosität an der Blasenkontur, welcher gemäß [40] die Stabilität und somit das Wachstum der Gasblasen begünstigt. Das Auftreten größerer Gasblasen erklärt die zuvor festgestellte Verschiebung der Bettoberfläche in vertikaler Richtung. Weiterhin ist Abbildung 5.9 zu entnehmen, dass die Veränderungen bei der Reduktion des Restitutionskoeffizienten von  $e = 0.95$  bis  $e = 0.70$  am deutlichsten erkennbar sind. Darunter treten kaum nennenswerte Unterschiede auf. Ein ähnliches Verhalten, jedoch mit abweichenden Zahlenwerten, wurde auch in [82, 149, 200] beschrieben. Vergleichbare Aussagen können auch anhand der hier nicht dargestellten Konturbilder der zeitlich gemittelten Feststoffkonzentrationen getroffen werden. Bei diesen geht eine Reduktion des Restitutionskoeffizienten mit einer deutlicheren Abgrenzung der Aufstiegs-



wege der Gasblasen einher. Zudem treten dabei insgesamt größere Maxima und kleinere Minima der zeitlich gemittelten Feststoffvolumenanteile innerhalb der Wirbelschicht auf, was beispielsweise auch in [293] gezeigt wurde.

Quantitativ ist der Einfluss des Restitutionskoeffizienten auf die Feststoffkonzentrationen in Abbildung 5.10 a) für die Versuchspunkte  $X_s = (0.86, 0.46, 0.14)$  ersichtlich. Die Darstellung bezieht sich ausschließlich auf den blasenfreien Bereich der Wirbelschicht, wobei zu dessen Abgrenzung der häufig verwendete Wert von  $\varepsilon_s > 0.2$  gemäß dem Impulsaustauschmodell von Gidaspow [53, 81] (vgl. Gleichung (4.33)) gewählt wurde.



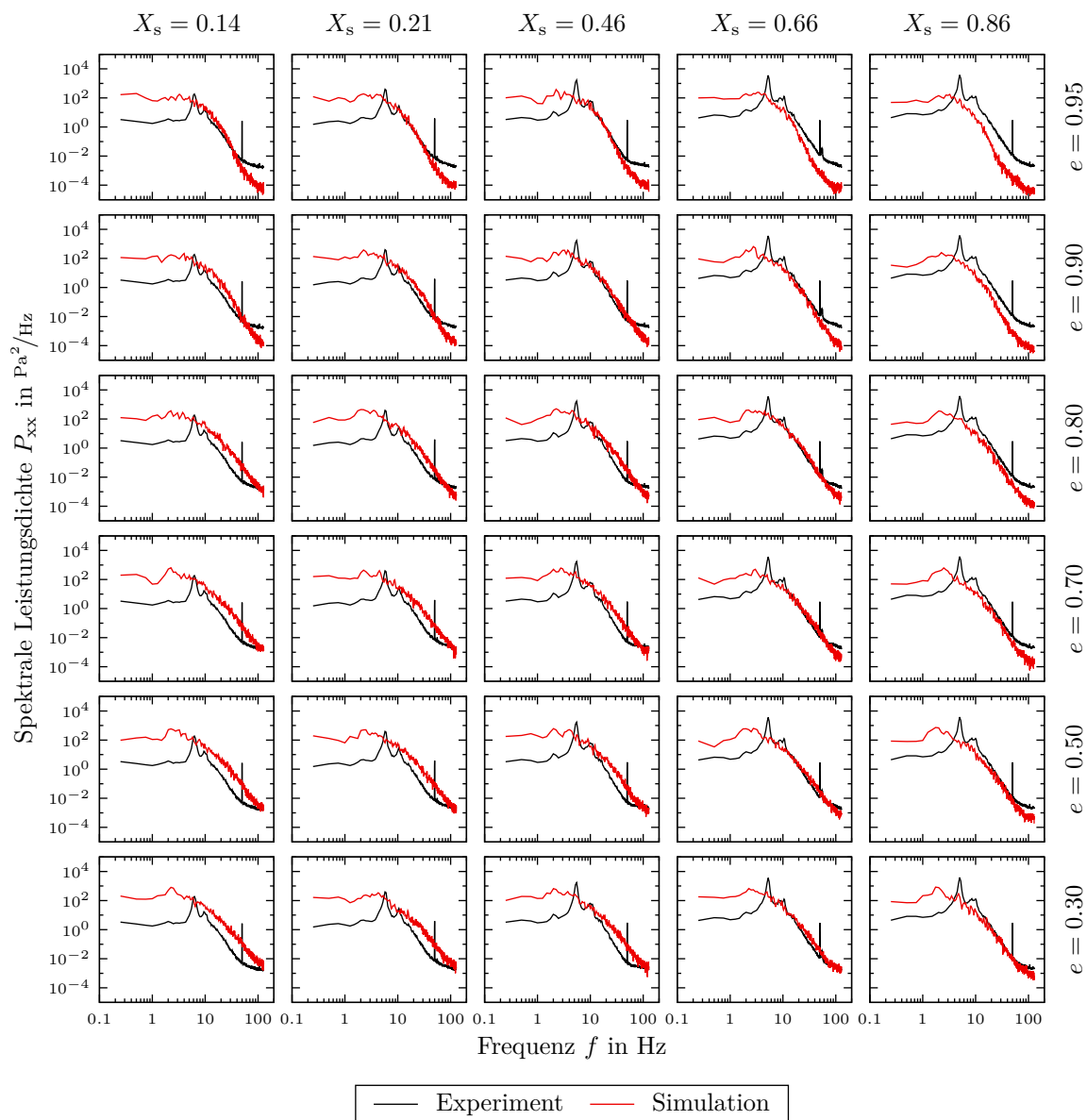
**Abbildung 5.10:** Einfluss des Restitutionskoeffizienten auf a) den mittleren momentanen Feststoffvolumenanteil und b) den Volumenanteil, in welchem Reibungsmodelle wirken

jeweils bezogen auf den blasenfreien Bereich ( $\varepsilon_s > 0.2$ ), Datenpunkte entsprechen Mittelwerten aus zehn Momentanzuständen mit  $\Delta t = 2$  s, Fehlerindikatoren zeigen zugehörige Minima und Maxima

In Analogie zu Abbildung 5.9 zeigen sich bei einer Reduktion des Restitutionskoeffizienten ein Anstieg des mittleren momentanen Feststoffvolumenanteils sowie eine Annäherung an einen konstanten Wert. Das entgegengesetzte Verhalten im Vergleich zu Abbildung 5.8 c) rührt daher, dass bei der Berechnung von  $\varepsilon_{s,WS}$  auch die Gasblasen mit zunehmender Größe und steigendem Gasvolumenanteil berücksichtigt werden. Hinsichtlich des Unterschieds zwischen niedrigeren und höheren Feststofffeuchten ist in Abbildung 5.10 a) zu beachten, dass für letztere kleinere Werte der Packungsgrenze und des Reibungsschwellwerts vorliegen, vgl. Tabelle 5.7. Hierdurch reduziert sich die Variationsbreite der Feststoffkonzentration bei hohen Feuchten, weshalb für diese Verläufe bei kleineren Restitutionskoeffizienten tendenziell niedrigere Maximalwerte erreicht werden. Bei höheren Restitutionskoeffizienten ist das Verhalten allerdings umgekehrt und die Feststoffvolumenanteile liegen für größere Feststofffeuchten höher. Die Ursache hierfür könnte in den veränderlichen Eigenschaften der Partikel während der Trocknung liegen. Da bei hohen Restitutionskoeffizienten die viskosen Kräfte in der Feststoffphase deutlich reduziert werden (vgl. [82]) bzw. der Widerstand gegen Deformation in den Hintergrund gedrängt wird, gewinnt der Austauschkoefizient  $\zeta$  zwischen den Phasen innerhalb der Impulsbilanz zunehmend an Bedeutung. Da dieser unter Berücksichtigung des während der Trocknung schrumpfenden Partikeldurchmessers ansteigt, könnte dies zu einer stärkeren Auflockerung der Schüttung bzw. kleineren Feststoffkonzentrationen führen.

Fortführend zu der Betrachtung des Feststoffvolumenanteils zeigt Abbildung 5.10 b) den Anteil des Volumens, in welchem die Reibungsmodelle wirken, am gesamten Feststoffvolumen ( $\varepsilon_s > 0.2$ ) der Wirbelschicht. Dieser Anteil steigt bei der Absenkung des Restitutionskoeffizienten für alle Versuchspunkte  $X_s$  zunächst stark und im weiteren Verlauf degressiv an. Die Zahlenwerte verdeutlichen den enormen Einfluss der zusätzlich wirkenden Reibungsmodelle im Spannungstensor der Feststoffphase zu den ohnehin ansteigenden Werten der Basismodelle und stützen somit die vorangegangene Argumentation bezüglich des Deformationsverhaltens. Der Versatz zwischen den verschiedenen Versuchspunkten ist wiederum auf die zugehörigen Reibungsschwellwerte und Packungsgrenzen zurückzuführen, zumal sich die Feststoffvolumenanteile (s. Abbildung 5.10 a)) bei identischem  $e$  nur geringfügig unterscheiden.

Abbildung 5.11 zeigt die Leistungsdichtespektren der Druckfluktuationen der Simulationen im Vergleich mit den experimentell bestimmten Datenreihen.

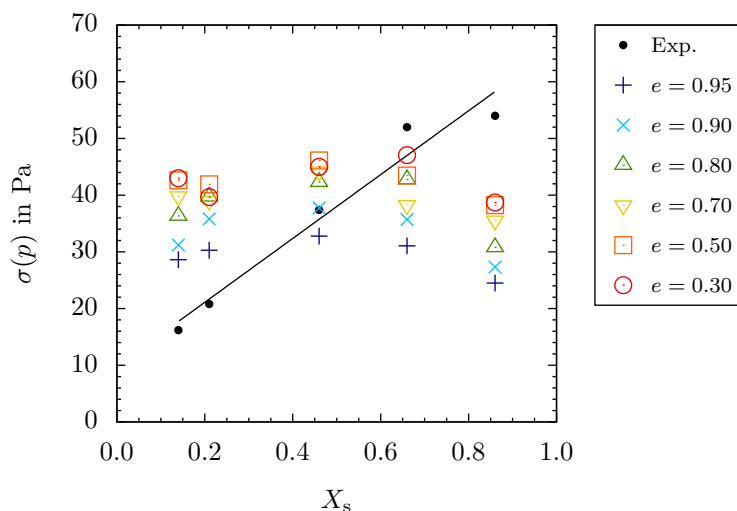


**Abbildung 5.11:** Leistungsdichtespektren der Druckfluktuationen aus Experiment und Simulation unter Variation des Restitutionskoeffizienten und der Feststofffeuchte

Grundsätzlich liefern alle Simulationen ein Spektrum, welches für Druckschwankungen in stationären Wirbelschichten charakteristisch ist, vgl. [117, 174]. Es besteht jedoch eine deutliche Diskrepanz zwischen den simulierten und experimentell bestimmten Datenreihen. Während in allen Experimenten ein markanter Peak bei etwa  $f = (5 \dots 6)$  Hz zu erkennen ist und somit auf ein Einzelblasenregime schließen lässt, liegt in allen Simulationen ein Mehrblasenregime vor. Dieses zeichnet sich durch einen breiten niederfrequenten Bereich erhöhter Amplituden aus. Bei der Nutzung des Basismodells mit den derzeitigen Modellparametern und Submodellen (s. Tabelle 5.1 mit  $\varepsilon_{s,r,\min}$  und  $\varepsilon_{s,\max}$  gemäß Tabelle 5.7) liegt demzufolge ein grundsätzlicher Modellfehler vor, der eine korrekte Abbildung der Strömung in der Wirbelschicht verhindert.

Ausgehend von den vorherigen Erkenntnissen zum Anstieg des lokalen Feststoffvolumenanteils bei erhöhten Dissipationsraten treten folglich vermehrt Kollisionen zwischen Partikeln in diesen Regionen der Wirbelschicht auf. Abbildung 5.11 zeigt im Bereich  $f > 32$  Hz, welcher gemäß Abschnitt 3.2.2 diese mikroskaligen Strömungsstrukturen charakterisiert, konsequenterweise eine Erhöhung der zugehörigen Intensitäten der Druckschwankungen. Weiterhin führt die schärfere Abgrenzung von Gas- und Suspensionsphase bei niedrigeren Restitutionskoeffizienten zu einer deutlicheren Ausbildung von mesoskaligen Strukturen, d. h. größeren Blasen und Feststoffstrahlen. Die hierdurch verstärkte Heterogenität der Wirbelschicht äußert sich ebenfalls im Druckfeld, was anhand der erhöhten Intensitäten unterhalb von 32 Hz nachvollzogen werden kann. Dieses Verhalten stimmt auch mit den Ergebnissen in [226] überein, wo für kleinere Werte von  $e$  bei direkter Bestimmung der Blaseneigenschaften mittels digitaler Bildanalyse im Mittel größere Blasendurchmesser beobachtet wurden. Des Weiteren kann festgestellt werden, dass der Einfluss des Restitutionskoeffizienten auf Strukturen der Mikroskala offenbar überwiegt. Eine Absenkung des Restitutionskoeffizienten führt nämlich zur Ausbildung insgesamt flacherer Verläufe im Spektrum. Demzufolge kann das Verhältnis zwischen Strukturen der Meso- und Mikroskala anhand des Restitutionskoeffizienten beeinflusst werden. Dies ist insofern von Bedeutung, da sich in den experimentellen Daten bei fortschreitender Trocknung eine Reduktion der Intensitäten im meso- und mikroskaligen Bereich zeigt. Dieses Verhalten wird in den Simulationen bei konstantem Restitutionskoeffizienten nicht erzeugt.

Auch wenn gemäß den vorangegangenen Betrachtungen die Blasengrößen aufgrund der veränderten Viskosität der umgebenden Feststoffphase allgemein beeinflusst werden können (vgl. [40]), zeigen die Ergebnisse in Abbildung 5.11, dass kleinere Restitutionskoeffizienten nur zu einer sehr schwach ausgeprägten dominanten Frequenz der Blasenruption führen. Zudem befindet sich diese Frequenz entgegen den experimentellen Daten etwa im Bereich von  $f = (2 \dots 3)$  Hz. Hieraus lässt sich schlussfolgern, dass die Bildung der Blasen am Gaseinlass und/oder das Koaleszenzverhalten während des Aufstiegs in den Simulationen bislang nicht korrekt wiedergegeben werden. Die Möglichkeit, die Art des Blasenregimes durch Variation des Restitutionskoeffizienten zu beeinflussen, ist demzufolge stark begrenzt. Da aufgrund des großen qualitativen Unterschieds zum Experiment hierdurch auch eine quantitative Bewertung der Blasencharakteristik erschwert wird, sind in Abbildung 5.12 die Standardabweichungen der Drucksignale dargestellt. Hierin werden formal zwar Effekte aller Skalen berücksichtigt, jedoch ist der Einfluss von Strömungsstrukturen der Mesoskala am dominantesten, vgl. Abbildung 5.11. Die dargestellten Resultate stimmen qualitativ mit den Beobachtungen von Goldschmidt et al. [82] für Schwankungen des Druckverlustes  $\Delta p_{WS}$  überein. Um die Intensitäten der Druckschwankungen aus den Simulationen denen des Experiments anzunähern, wären für hohe Feststofffeuchten kleinere Restitutionskoeffizienten und für niedrigere Feststofffeuchten höhere Restitutionskoeffi-



**Abbildung 5.12:** Standardabweichung der Druckfluktuationen von Experiment und Simulation unter Variation des Restitutionskoeffizienten und der Feststofffeuchte

zienten geeignet. Auch für die Verläufe im mikroskopischen Bereich des Spektrums wäre eine derartige Auswahl des Restitutionskoeffizienten mit der bestmöglichen quantitativen Übereinstimmung zum Experiment verbunden. Für die bereits in Abbildung 5.8 analysierten makroskopischen Eigenschaften der Wirbelschicht würde hierfür sogar in quantitativer und qualitativer Hinsicht die günstigste Variante resultieren. In Anlehnung an [7] ließe sich dieser von der Feststofffeuchte abhängige Verlauf des Restitutionskoeffizienten durch die folgenden Effekte begründen. Einerseits trägt das Vorhandensein eines Flüssigkeitsfilms an der Oberfläche der Partikel zur verstärkten Dissipation bei Kollisionen bei. Hierbei spielt, wie bereits eingangs erwähnt, die im Trocknungsprozess veränderliche Filmstärke eine entscheidende Rolle. Andererseits führt die im Inneren des Partikels enthaltene Feuchtigkeit zu einem Aufweichen der Struktur, wodurch die Verformung bei Kollisionen begünstigt und folglich die Dissipation verstärkt werden. Dieses Verhalten wird durch die Untersuchungen in [280] bestätigt. Auch im Zusammenhang mit Abbildung 5.10 b) würde der beschriebene feuchteabhängige Verlauf in einer erhöhten Anzahl hochviskoser Bereiche der Feststoffphase resultieren, was den praktischen Erfahrungen sowie den Darstellungen in [7] bezüglich des kohäsiven Charakters feuchter Schüttgüter entspricht.

Für die nachfolgenden Sensitivitätsanalysen wurden daher die in Tabelle 5.10 aufgeführten Werte der Restitutionskoeffizienten für die jeweiligen Versuchspunkte ausgewählt.

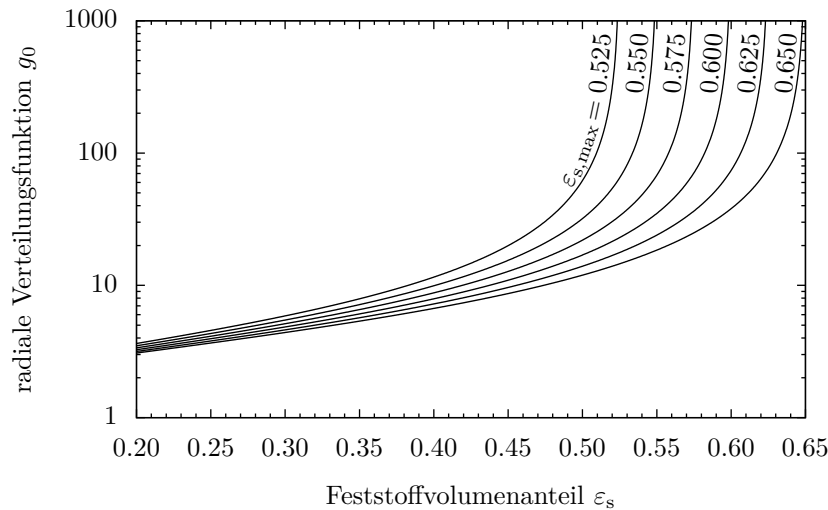
**Tabelle 5.10:** Vorläufige Wahl des Restitutionskoeffizienten

$X_s$	0.14	0.21	0.46	0.66	0.86
$e$	0.95	0.95	0.90	0.70	0.30

### **Einfluss der Packungsgrenze und des Reibungsschwellwertes**

Wie bereits in der Einleitung von Abschnitt 5.2.1 angedeutet wurde, stellen die Packungsgrenze und der Reibungsschwellwert wichtige Einflussgrößen für die Beschreibung des Fließverhaltens der Feststoffphase dar. Die Bedeutung des Reibungsschwellwertes innerhalb des KTGF-Modells ist eindeutig definiert. Durch die in der Literatur [200, 243] empfohle-

ne Orientierung am Lockerungspunkt ist anhand dessen experimenteller Bestimmung auch eine Größenordnung hierfür bekannt. Demgegenüber steht der wesentlich schwieriger abzuschätzende Einfluss der Packungsgrenze. Diese fixiert nicht nur das zulässige Maximum des Feststoffvolumenanteils, sondern beeinflusst gemäß Abbildung 5.13 auch bei mäßigen bis hohen Feststoffkonzentrationen den Verlauf der radialen Verteilungsfunktion  $g_0$ .



**Abbildung 5.13:** Einfluss der Packungsgrenze auf den Verlauf der radialen Verteilungsfunktion von Ogawa et al. [173]

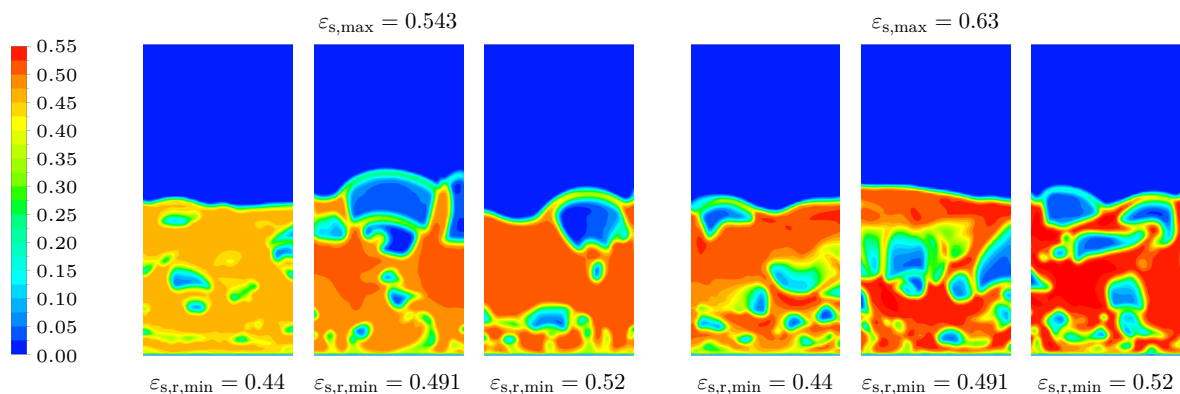
Da diese wiederum in den Berechnungsgleichungen der KTGF-basierten Deformationseigenschaften enthalten ist, ist auch ein Einfluss auf das Fließverhalten der Feststoffphase zu erwarten. In der Literatur wird für die Packungsgrenze der Schüttung häufig der in [6] empfohlene Standardwert von 0.63 für monodisperse, sphärische Partikel verwendet, obgleich die theoretisch dichteste Packung monodisperser Kugeln einen Wert von ca. 0.74 besitzt.<sup>13)</sup> Beispielsweise seien an dieser Stelle die Veröffentlichungen [189, 226, 293] erwähnt, welche sich an dem empfohlenen Zahlenwert orientieren. Demgegenüber stehen die Untersuchungen von Peirano et al. [193], bei welchen die Nutzung des experimentell bestimmten Wertes von  $\varepsilon_{s,\max} = 0.54$  für die nichtsphärischen Partikel hinsichtlich der simulierten Betthöhe und lokalen Häufigkeitsverteilung der Feststoffkonzentrationen zu einer besseren Übereinstimmung mit den experimentellen Daten führt. Andererseits zeigten die Untersuchungen von Johansson et al. [114], dass höhere Werte hinsichtlich der Blasendynamik bessere Ergebnisse liefern.

Mit Bezug auf die in Abhängigkeit der Feuchte experimentell bestimmten Verläufe von  $\varepsilon_{s,\max}$  und  $\varepsilon_{s,r,\min}$  zeigen bereits die Ergebnisse in Abbildung 5.11 beim Vergleich zwischen den einzelnen Versuchspunkten bei konstantem Restitutionskoeffizienten eine Beeinflussung der Systemdynamik. In der Abbildung ist erkennbar, dass bei den Versuchspunkten mit höherer Feststofffeuchte, also kleiner Packungsgrenze und kleinerem Reibungsschwellwert, die simulierten Intensitäten der Druckschwankungen im kleinskaligen Bereich einheitlich niedrigere Werte aufweisen als bei den Versuchspunkten kleinerer Feuchte. Da in diesem Frequenzbereich zwischen den Versuchspunkten im Experiment nur ein ge-

<sup>13)</sup>Anmerkung: Für Schüttungen multimodaler oder kontinuierlicher Partikelgrößenverteilungen werden deutlich höhere Werte erreicht. Bei nichtsphärischen Partikeln ist die Packungsgrenze stark von der Form der Partikel abhängig.

ringfügiger Unterschied besteht, kann davon ausgegangen werden, dass keine Abhängigkeit vom makroskopischen Wirbelschichtzustand (d. h. initialisierte Bettmasse) besteht. Folglich sind die Unterschiede in den Simulationen auf den Einfluss von Packungsgrenze und/oder Reibungsschwellwert zurückzuführen, wodurch die Notwendigkeit einer Untersuchung entsteht. Um den Einfluss stichprobenartig abzuschätzen, wurde der in der Literatur häufig anzutreffende Wert von  $\varepsilon_{s,\max} = 0.63$  zum Vergleich herangezogen. Die Simulationen werden beispielhaft für den Versuchspunkt  $X_s = 0.86$  durchgeführt, da hier im Vergleich zur experimentell bestimmten Packungsgrenze der größte Unterschied vorliegt. Bezüglich des Reibungsschwellwerts werden neben dem bisherigen, experimentell bestimmten Wert jeweils ein höherer und ein geringerer untersucht. Gemäß der empirischen Formulierung von Wen und Yu (s. Gleichung (1.6)) wäre ein zum Lockerungspunkt gehöriger Wert von ca. 0.56 zu nutzen. Voruntersuchungen zeigten allerdings, dass bereits bei  $\varepsilon_{s,r,\min} = 0.54$  kein konvergentes Lösungsverhalten mehr erreichbar ist. Als oberer Vergleichswert wird daher  $\varepsilon_{s,r,\min} = 0.52$  herangezogen. In [188] zeigte die experimentelle Bestimmung von Lockerungspunkten feuchter Kohlepartikel vergleichbarer Korngröße sogar Werte von  $\varepsilon_{s,mf} < 0.40$ . Voruntersuchungen führten bei Verwendung dieses Wertes als Reibungsschwellwert zur Ausbildung eines Festbettes, weshalb  $\varepsilon_{s,r,\min} = 0.44$  als unterer Vergleichswert genutzt wird. Um den bekannten Einfluss des Restitutionskoeffizienten zu berücksichtigen, werden auch hierfür zwei deutlich unterschiedliche Werte von  $e = 0.95$  und  $e = 0.70$  herangezogen.

Beispielhaft für den Fall des kleineren Restitutionskoeffizienten gibt Abbildung 5.14 zunächst einen Eindruck von der Strömung und der unterschiedlich starken Verdichtung der Feststoffphase.



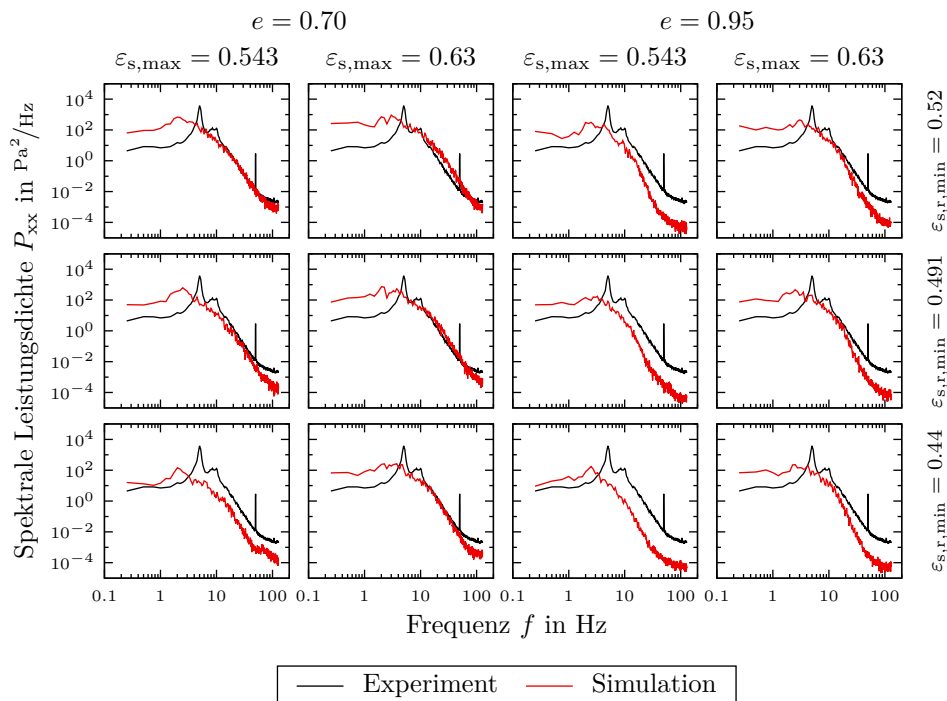
**Abbildung 5.14:** Konturen der momentanen Feststoffvolumenanteile bei Variation der Packungsgrenze und des Reibungsschwellwertes (für  $X_s = 0.86$  und  $e = 0.70$ )

Für den experimentell bestimmten Wert der Packungsgrenze entsprechen die gewählten Reibungsschwellwerte etwa auch dem tatsächlich auftretenden Maximum des Feststoffvolumenanteils. Demgegenüber führt  $\varepsilon_{s,\max} = 0.63$  zu einer Anhebung der Volumenanteile im gesamten Feststoffbereich, wobei überwiegend Werte erreicht werden, die deutlich oberhalb der jeweiligen Reibungsschwellwerte liegen. Die Ursache hierfür kann aus Abbildung 5.13 abgeleitet werden. Erreicht die Feststoffkonzentration den Reibungsschwellwert, so liegen bei einer höheren Packungsgrenze deutlich reduzierte Werte von  $g_0$  vor. Da hierdurch nur die kinetischen und kollisionsbedingten Anteile von  $\eta_s$  und  $p_s$  sowie  $\xi_s$  beeinflusst werden, ist die zusätzliche Wirkung der Reibungsmodelle im Gesamtspannungstensor der Feststoffphase in diesem Fall teilweise kompensiert. Damit wird eine weitere Verdichtung

der Phase weniger stark behindert, wodurch höhere Feststoffvolumenanteile auftreten. Weiterhin begründet Abbildung 5.13 auch, dass die gewählte Packungsgrenze in den Simulationen faktisch nicht erreicht werden kann.

Bezüglich der makroskopischen Eigenschaften der Wirbelschicht kann festgehalten werden, dass der Einfluss von Packungsgrenze und Reibungsschwellwert verhältnismäßig gering ist, weshalb an dieser Stelle auf eine zusätzliche Grafik verzichtet sei. Jedoch kann aus Abbildung 5.14 geschlossen werden, dass die nahezu unveränderten Werte von Druckverlust, Wirbelschichthöhe und mittlerer Feststoffkonzentration aus einer gleichzeitigen Veränderung der lokalen Feststoffkonzentration und der mittleren Blasengröße resultieren müssen.

Abbildung 5.15 zeigt die Leistungsdichtespektren der simulierten Druckfluktuationen im Vergleich mit der zugehörigen experimentellen Datenreihe.



**Abbildung 5.15:** Leistungsdichtespektren der Druckfluktuationen aus Experiment und Simulation unter Variation der Packungsgrenze, des Reibungsschwellwertes und des Restitutionskoeffizienten für den Versuchspunkt  $X_s = 0.86$

Es ist deutlich zu erkennen, dass für beide Restitutionskoeffizienten eine Reduktion des Reibungsschwellwertes oder der Packungsgrenze jeweils zur Absenkung der Intensität der Druckfluktuationen führen. Im Bereich kleinskaliger Strömungsstrukturen lässt sich dies eindeutig auf die zuvor analysierte Reduktion der lokalen Feststoffkonzentration zurückführen. Aufgrund der geringeren Häufigkeit von interpartikulären oder Partikel-Wand-Kollisionen treten bei hohen Frequenzen geringere Druckschwankungen auf. Bei niedrigerer Packungsgrenze tritt der Einfluss der untersuchten Reibungsschwellwerte deutlicher hervor als bei dem hohen Wert. Ursache dafür ist, dass für beide Packungsgrenzen jeweils identische Reibungsschwellwerte untersucht wurden, denn in Relation zur Packungsgrenze unterscheiden sich die Reibungsschwellwerte für  $\varepsilon_{s,max} = 0.543$  deutlicher als für  $\varepsilon_{s,max} = 0.63$ .

Mit Blick auf die mesoskopischen Strömungsstrukturen kann geschlussfolgert werden, dass die kleineren Feststoffkonzentrationen das Ausströmen des Gases aus den Blasen begünstigen. Hieraus resultiert eine geringere Tendenz zum Wachstum der Blasen, was sich folglich in geringeren Druckfluktuationen äußert. Andererseits begründen Passalacqua und Marmo [187] den Einfluss des Reibungsschwellwertes damit, dass ein reduzierter Wert schon bei kleineren Feststoffkonzentrationen zu so hohen Viskositäten in der Feststoffphase führt, dass eine weitere Ausdehnung der Blase verhindert wird.

Bei Betrachtung der Spektren für  $e = 0.70$  kann festgestellt werden, dass bei Verwendung der kleineren Packungsgrenze die Ausbildung eines Peaks im niederfrequenten Bereich tendenziell gefördert wird. Es treten hier gleichmäßigere, größere Blasen auf, was durch die erhöhte Gesamtviskosität der Feststoffphase bedingt ist, vgl. [40]. Für den hohen Wert der Packungsgrenze ist dies aufgrund des zuvor diskutierten Effekts der überproportionalen Wirkung von  $g_0$  nicht gegeben. Die Ausbildung eher instabiler Blasen in diesem Fall kann auch anhand Abbildung 5.14 nachvollzogen werden. Ein ähnliches Verhalten wurde in [55] bei der Simulation einer Strahlschicht dargestellt. Dort führte  $\varepsilon_{s,\max} = 0.63$  zur Ausbildung eines instabilen Strahls, während er für geringere Werte stets ein stabiles Verhalten zeigte. Für  $e = 0.95$  ist der beschriebene Einfluss der Packungsgrenze nicht in dieser Deutlichkeit zu beobachten, da hier die Blasenkonturen ohnehin wesentlich verschwommener sind, vgl. Abbildung 5.9.

Aus den Abbildungen 5.14 und 5.15 geht hervor, dass für  $e = 0.70$  sowohl mit der Kombination  $\varepsilon_{s,\max} = 0.543$  und  $\varepsilon_{s,r,\min} = 0.52$  als auch mit  $\varepsilon_{s,\max} = 0.63$  und  $\varepsilon_{s,r,\min} = 0.44$  ähnliche Ergebnisse hinsichtlich der momentanen Feststoffkonzentrationen sowie der Abbildung kleinskaliger Strömungsstrukturen erreicht werden. Allerdings zeigt sich, dass für die Variante mit kleinerer Packungsgrenze eine gleichmäßigere Verteilung der Feststoffkonzentration vorliegt und größere, stabilere Blasen mit regelmäßigerer Eruptionsfrequenz zu beobachten sind.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass deutliche Einflüsse von Packungsgrenze und Reibungsschwellwert auf die Simulationsergebnisse bestehen. Zudem sind die Resultate von der Wahl des Restitutionskoeffizienten abhängig. Bei der Festlegung der finalen Modellparameter muss daher in jedem Fall die Kombination dieser drei Größen und ihre Wirkung auf die Ergebnisse betrachtet werden. Das schließt eine eventuelle Anpassung der bislang anhand experimenteller Daten bestimmten Verläufe von Packungsgrenze und Reibungsschwellwert nicht aus. Für die weiteren Sensitivitätsanalysen wird zur Gewährleistung der Vergleichbarkeit der Ergebnisse zunächst jedoch an den Werten gemäß den Tabellen 5.7 und 5.10 festgehalten.

### Innerer Reibungswinkel

In der mechanischen Verfahrenstechnik werden zur Beschreibung der Spannungen in ruhenden Schüttungen sogenannte Mohrsche Spannungskreise verwendet. Ein Mohrkreis charakterisiert die auftretenden Schub- und Normalspannungen in allen gedachten Schnittebenen der Schüttung im Gleichgewichtszustand, das heißt solange diese formstabil ist. Für unterschiedliche Spannungszustände existieren unterschiedliche Mohrkreise. Diese lassen sich zweidimensional in einem  $\tau$ - $\sigma$ -Diagramm darstellen. Man bezeichnet die Umhüllende der Grenzmohrkreise, welche die letzten stabilen Zustände unmittelbar vor dem Fließen beschreiben, als Fließort, vgl. [238]. Der Fließort beinhaltet somit



sämtliche Grenzzustände, für welche die Schüttung gerade noch stabil ist. Eine weitere Belastung würde den Fließprozess einleiten. Da der Fließort zumeist als Gerade angenähert werden kann, ist dessen Anstieg über den zugehörigen Winkel im  $\tau$ - $\sigma$ -Diagramm, den inneren Reibungswinkel  $\varphi^*$ , eindeutig definiert. Er ist somit ein vom aktuellen Spannungszustand unabhängiges Maß für das Verhältnis aus Schub- zu Normalspannungen, für welches die Schüttung gerade noch stabil ist. Im verwendeten KTGF-Ansatz tritt der innere Reibungswinkel ausschließlich im Reibungsmodell von Schaeffer [213] auf, vgl. Gleichung (4.28), wodurch sich seine Relevanz für die Strömung nur auf den Reibungsfall  $\varepsilon_s > \varepsilon_{s,r,\min}$  beschränkt. Dies ist vor allem dadurch begründet, dass nur bei entsprechend hohen Feststoffkonzentrationen von einer hinreichend gering aufgelockerten Schüttung ausgegangen werden kann, in der die notwendigen Kontaktstellen zwischen den Partikeln auch vorliegen. Aus den vorangegangenen Untersuchungen zum Restitutionskoeffizienten ist bekannt, dass der Reibungsfall vor allem bei kleinen Werten von  $e$  bzw. hohen Feststofffeuchten Bedeutung erlangt, vgl. Abbildung 5.10.

Gemessene Werte für den inneren Reibungswinkel von Braunkohlepartikeln sind in der Literatur nur spärlich vertreten. Tabelle 5.11 fasst einige verfügbare Werte für Kohlepartikel zusammen, wobei unter Anmerkungen die in der jeweiligen Quelle angegebenen näheren Spezifikationen der Partikel aufgeführt sind.

**Tabelle 5.11:** Literaturwerte des inneren Reibungswinkels für Schüttungen aus Kohlepartikeln

$\varphi^*$	Quelle	Anmerkungen
31°	[238]	Kohle
39°	[253]	gemahlene Kohle
39°	[196]	indische Kohle, befeuchtet mit $\Delta w_s = +0.15$
$\approx 42^\circ$	[86]	trockene Kohle
42.9°	[154]	chinesische Kohle mit $w_s = 0.0633$ und $d_p = 33.5 \mu\text{m}$
44.5°	[154]	chinesische Kohle mit $w_s = 0.0281$ und $d_p = 57.8 \mu\text{m}$
46°	[196]	indische Kohle, be- und entfeuchtet mit $\Delta w_s = \pm 0.15$
46°...51°	[295]	australische Fettkohle mit $w_s \approx 0.10$ und $d_p \leq 4 \text{mm}$

Weiterhin kann anhand der Messungen von Chen et al. [38] an Braunkohlepartikeln mit einem Mediandurchmesser von  $150 \mu\text{m}$  und einem Wassergehalt von  $w_s = 0.24$  geschlossen werden, dass für diese noch kleinere Reibungswinkel als die in [238] angegebenen erreicht werden können. Anhand der Messergebnisse in [194] an aus praktischer Sicht trockener Kohle lässt sich zudem feststellen, dass für Normalspannungen bis etwa  $1 \text{ kN/m}^2$  Werte von  $38^\circ$  bis  $41^\circ$  auftreten. Darüber hinaus sinkt der innere Reibungswinkel auf Werte um  $16^\circ$ .

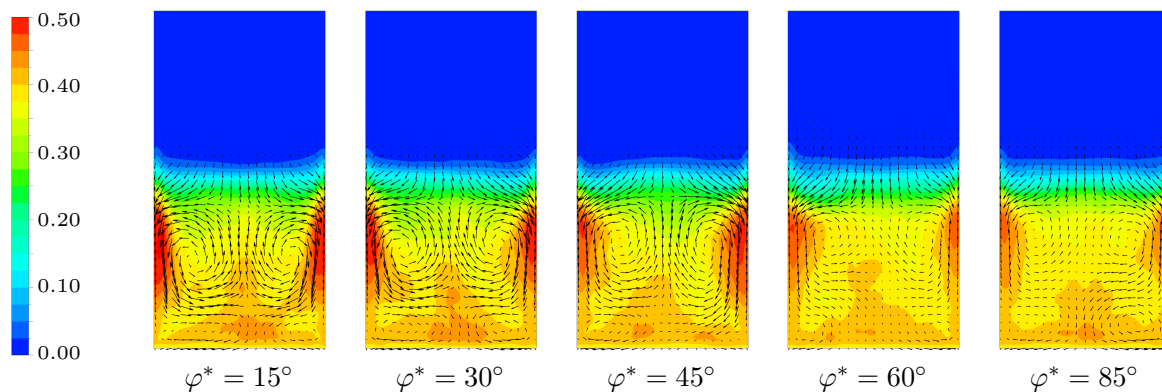
Da die experimentelle Bestimmung des inneren Reibungswinkels für die betrachteten Partikel nur mit aufwendiger apparativer Ausstattung realisiert werden kann, erscheint eine Sensitivitätsanalyse zu seiner Auswirkung auf die Strömung durch numerische Untersuchungen sinnvoll. Günstig hierfür erweist sich die Argumentation in [27], nach welcher der innere Reibungswinkel und der wesentlich einfacher zu bestimmende Schüttwinkel korrelieren. In [200] (zitiert [250]) wird angegeben, dass Reibungswinkel und Schüttwinkel für kohäsionslose Schüttgüter etwa identisch sind. Aus praktischen Erfahrungen sowie auf Basis von Schüttwinkelmessungen in [87, 270] ist allerdings bekannt, dass Kohlepartikel in der Regel als kohäsiv einzustufen sind. In [131] werden Ergebnisse von Messungen mittels Schergerät angegeben, wonach die Fließfähigkeit sogar als sehr kohäsiv bis nicht

fließend bewertet wird. Ließe sich das prinzipielle Verhalten zumindest in qualitativer Hinsicht auch auf Schüttungen kohäsiver Kohlepartikel übertragen, könnten die folgenden Erkenntnisse in die Untersuchungen einbezogen werden. Gemäß [165] ist bekannt, dass für polydisperse Lausitzer Braunkohle mit einem Partikeldurchmesser von bis zu 2 mm eine Abhängigkeit des Schüttwinkels vom Wassergehalt vorliegt. Für  $w_s \leq 0.30$  liegen Werte von etwa  $36^\circ$  bis  $39^\circ$  vor. In [226] wird für identische Kohle enger Kornfraktionen mit  $w_s \approx 0.10$  ein vergleichbarer Bereich von  $30^\circ$  bis  $35^\circ$  angegeben. Bei höheren Wassergehalten ist in [165] ein deutlicher Anstieg des Schüttwinkels bis über  $50^\circ$  zu verzeichnen, was auf den Einfluss von Oberflächenwasser an den Partikeln zurückgeführt wird. Dieses Verhalten bestätigen auch [58] sowie die Messergebnisse in [270]. Zweifel an der Übertragbarkeit auf den inneren Reibungswinkel lassen jedoch die in Tabelle 5.11 aufgeführten Werte aus [196] aufkommen, die ein gegenteiliges Verhalten zeigen. Allerdings werden in der Quelle wichtige Informationen zum Ausgangszustand der Probe nicht angegeben, wodurch sich die Messwerte nur schwer interpretieren lassen. Da zudem in [270] gezeigt wird, dass für Kohlepartikel bei einem mittleren Partikeldurchmesser von etwa  $150 \mu\text{m}$  ein Minimum des Schüttwinkels vorliegt und bei kleineren sowie größeren Partikeln ein erheblicher Anstieg zu verzeichnen ist, könnten die Daten des inneren Reibungswinkels aus [196] auch von Schrumpfungseffekten überlagert sein. Weiterhin stützt die Erkenntnis zum Einfluss des Partikeldurchmessers den prinzipiellen Zusammenhang von innerem Reibungs- und Schüttwinkel für kohäsive Güter, da hierdurch auch die geringen Werte von Chen et al. [38] erklärt werden können.

Untersuchungen zum Einfluss des inneren Reibungswinkels auf die mittels TFM–KTGF–Ansatz simulierte Strömung einer Gas–Feststoff–Wirbelschicht wurden bislang nur in wenigen Studien publiziert. In [34] wird für die Simulation einer Wirbelschicht aus Polyethylenpartikeln ohne Angabe detaillierter Analysen aufgeführt, dass sich eine Erhöhung des inneren Reibungswinkels in der Ausbildung größerer Gasblasen äußert. Reuge et al. [200] zeigten bei der Simulation einer Wirbelschicht aus Aluminiumoxidpartikeln, dass eine Reduktion des inneren Reibungswinkels von  $40^\circ$  auf  $30^\circ$  bzw.  $10^\circ$  die zeitlich gemittelte Expansion der Wirbelschicht nur unwesentlich beeinflusst. Allerdings wurden dabei ein deutlicher Rückgang der Fluktuationshöhe, das heißt der durchschnittlichen Blasengröße, und ein Anstieg der Fluktuationsfrequenz der Bettoberfläche beobachtet. Daraus wird geschlussfolgert, dass eine Wirbelschicht aus irregulären Partikeln mit rauer Oberfläche stärkere Fluktuationen bzw. größere Blasen hervorbringt als eine aus sphärischen Partikeln mit glatter Oberfläche. Schreiber [226] führte eine Sensitivitätsanalyse für eine Braunkohlewirbelschicht durch und zeigte eine Beeinflussung des Blasendurchmessers durch den inneren Reibungswinkel im oberen Teil der Wirbelschicht. Dort treten bei kleineren Reibungswinkeln tendenziell geringere Blasendurchmesser auf, wobei jedoch deren Anzahl steigt. Er begründet dies mit der Wirkung des inneren Reibungswinkels auf die Gesamtscherviskosität der Feststoffphase an der Blasenkontur, welche die Stabilität und somit das Teilungsverhalten der Blasen beeinflusst. Allerdings tritt der Reibungsfall  $\varepsilon_s > \varepsilon_{s,r,\min}$  üblicherweise in Bereichen hoher Feststoffkonzentrationen ein, also nicht unmittelbar an den Blasen. Dies gilt vor allem im Zusammenhang mit dem in [226] verwendeten hohen Restitutionskoeffizienten, der ohnehin geringe Gradienten der Feststoffkonzentrationen am Übergang zwischen Gasblase und Feststoffphase verursacht. Unabhängig davon führt die Verwendung von  $\varphi^* = 45^\circ$  in [226] für trockene Braunkohlepartikel ( $w_s \approx 0.10$ ) zur besten qualitativen Übereinstimmung hinsichtlich des Wachstumsverhaltens der Gasblasen zwischen Simulation und Experiment.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass alle drei angegebenen Referenzen dieselbe Tendenz zum Einfluss des inneren Reibungswinkels auf die Blasengröße nennen. Im Folgenden werden Untersuchungen zum zusätzlichen Einfluss des überlagerten Trocknungsprozesses dargestellt. Für die fünf Versuchspunkte werden hierfür jeweils die folgenden inneren Reibungswinkel in den Simulationen verwendet. Ausgangspunkt bildet der in [226] für trockene Kohlepartikel als günstig ermittelte Wert von  $\varphi^* = 45^\circ$ . Weiterhin wurden  $\varphi^* = 30^\circ$  und  $\varphi^* = 60^\circ$  mit Bezug auf Tabelle 5.11 bzw. die Untersuchungen zum Schüttwinkel gewählt. Zusätzlich wurden mit deutlicher Abweichung von den Literaturangaben  $\varphi^* = 15^\circ$  und  $\varphi^* = 85^\circ$  verwendet, um Werte nahe den Extrema der Sinusfunktion in Schaeffers Modell (s. Gleichung (4.28)) zu analysieren.

Bezüglich der makroskopischen Eigenschaften der Wirbelschicht kann in Analogie zu [200] kein Einfluss des inneren Reibungswinkels auf die Simulationsergebnisse festgestellt werden. Allerdings zeigt sich bei einer räumlich aufgelösten Betrachtung der zeitlich gemittelten Feststoffkonzentrationen, dass diese für die Versuchspunkte mittlerer bis hoher Feststofffeuchte von der Wahl des inneren Reibungswinkels beeinflusst wird. Dies betrifft vorrangig die Bereiche an den Behälterwänden, in denen gemäß den bekannten Zirkulationsmustern die Maxima der Feststoffkonzentration vorliegen, vgl. Abbildung 5.16.

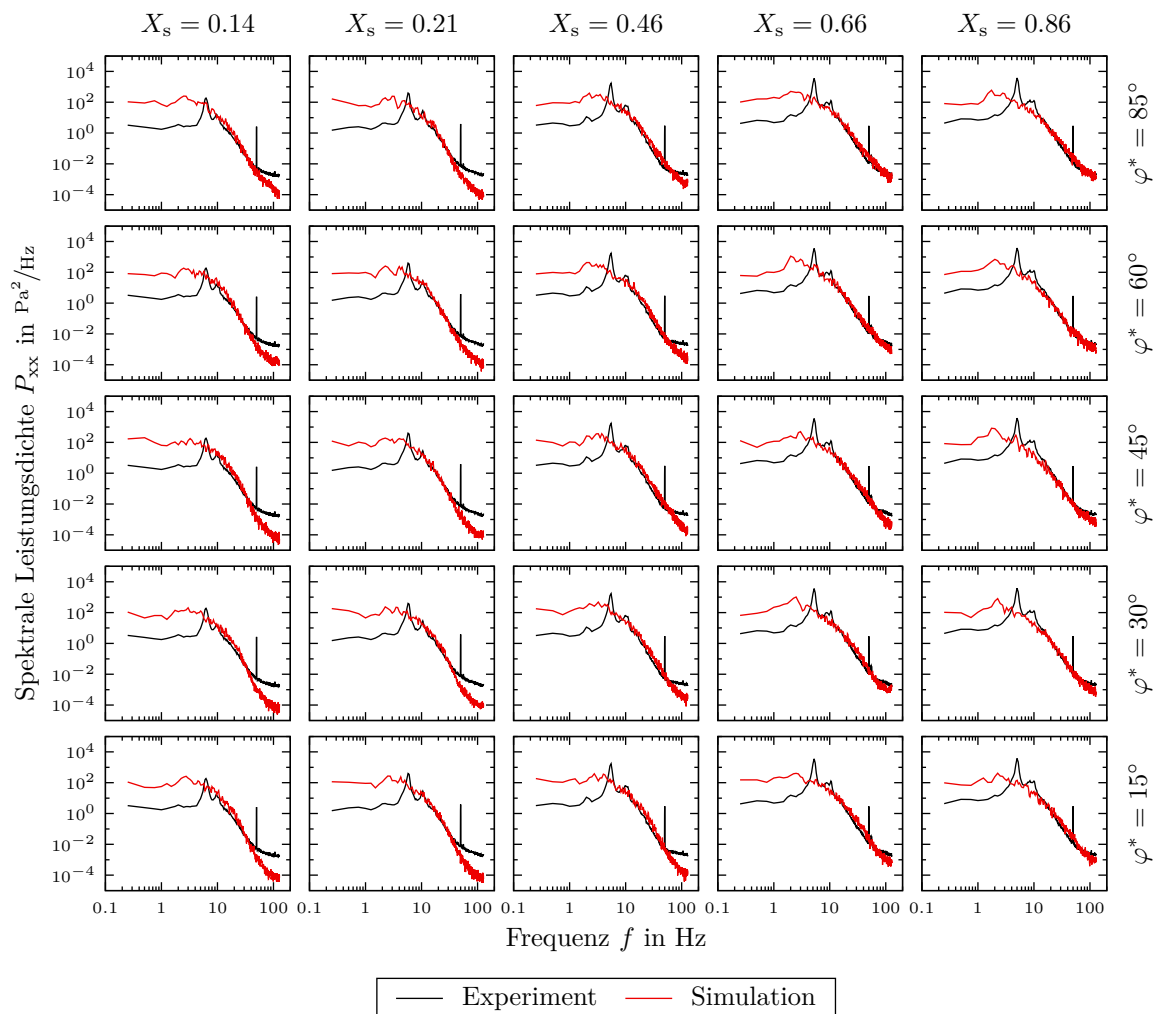


**Abbildung 5.16:** Konturen der zeitlich gemittelten Feststoffvolumenanteile und Vektoren der zeitlich gemittelten Feststoffgeschwindigkeiten ( $\vec{v}_{s,\max} = 0.29 \text{ m/s}$ ) bei Variation des inneren Reibungswinkels (beispielhaft für  $X_s = 0.66$ )

Während diese Bereiche für hohe Werte des inneren Reibungswinkels vorrangig auf den oberen Teil der Wirbelschicht begrenzt sind, dehnen sich diese bei Absenkung des inneren Reibungswinkels zunehmend in Richtung des Düsenbodens aus. Zeitgleich ist in diesen Fällen ein Anstieg der Maxima sowie der Gesamtniveaus der Feststoffvolumenanteile in diesen Bereichen zu verzeichnen. Im Extremfall einer Änderung von  $\varphi^* = 85^\circ$  auf  $\varphi^* = 15^\circ$  beträgt die relative Änderung des Maximums jedoch nur etwa +8.5%. Gemäß der Massenerhaltung sinken die Feststoffkonzentrationen im Zentrum der Wirbelschicht, dem Aufstiegsbereich der Blasen, aufgrund des wesentlich größeren Volumens nur geringfügig ab. Als Ursache für dieses Verhalten muss die mit der Reduktion des inneren Reibungswinkels einhergehende Absenkung der Druckfestigkeit der Schüttung angesehen werden. Die Bereiche hoher Feststoffkonzentrationen, welche lokal als Schüttung zu interpretieren sind, beginnen demzufolge bereits bei geringeren Normalspannungen zu fließen und setzen der Verformung somit einen geringeren Widerstand entgegen. Dies betrifft einerseits die wandnahen Bereiche, welche sich folglich weiter ausdehnen. Andererseits begünstigt der reduzierte Widerstand der Feststoffphase zwischen den Gasblasen deren

Aufstieg, wodurch die Zirkulationsrate des Feststoffes erhöht wird (s. Geschwindigkeitsvektoren in Abbildung 5.16) und höhere Konzentrationsunterschiede zwischen Wand- und Innenbereich erreicht werden. Für die beiden Versuchspunkte kleinerer Feststofffeuchten  $X_s = 0.14$  und  $X_s = 0.21$  ist dieses Verhalten allerdings nicht zu beobachten, da hier der Wahl des Restitutionskoeffizienten geschuldet (vgl. Tabelle 5.10 und Abbildung 5.10) insgesamt deutlich weniger bzw. kleinere Bereiche mit wirkenden Reibungsmodellen auftreten und die Feststoffkonzentrationen im zeitlichen Mittel geringer und ausgeglichener sind.

Abbildung 5.17 zeigt die Leistungsdichtespektren der simulierten und gemessenen Druckfluktuationen in der Wirbelschicht.



**Abbildung 5.17:** Leistungsdichtespektren der Druckfluktuationen aus Experiment und Simulation unter Variation des Reibungswinkels und der Feststofffeuchte

Fortführend zu obigen Erkenntnissen kann für den Versuchspunkt  $X_s = 0.86$  festgestellt werden, dass sich das Maximum der Druckfluktuationen bei einer Reduktion des inneren Reibungswinkels zu geringfügig höheren Frequenzen verschiebt. Dies ist gleichzusetzen mit einer Erhöhung der Eruptionsfrequenz der Blasen, welche aus dem reduzierten Widerstand seitens der Feststoffphase resultiert. Dieses Ergebnis steht im Einklang mit den Untersuchungen in [226], wo für die Verwendung kleinerer Werte des inneren Reibungswinkels höhere Aufstiegsgeschwindigkeiten beobachtet sowie in einem definierten Zeitraum

eine größere Anzahl an Blasen detektiert wurden. Für die Versuchspunkte  $X_s = 0.46$  und  $X_s = 0.66$  ist eine identische Tendenz vorhanden, welche mitunter stärker ausgeprägt ist. Diese ist aufgrund der geringen Unterschiede der Amplituden im Mehrblasenregime in Kombination mit der logarithmischen Skalierung der Ordinate im Spektrum allerdings schlecht erkennbar, kann jedoch anhand der Rohdaten nachvollzogen werden. In Übereinstimmung mit den vorangegangenen Analysen zur räumlichen Verteilung der mittleren Feststoffkonzentrationen sowie der Feststoffzirkulation kann dies für die Versuchspunkte kleiner Feuchten nicht beobachtet werden. Hinsichtlich der Amplituden der Druckfluktuationen kann sowohl bei spektral aufgelöster Betrachtung als auch mittels der Standardabweichung des Drucksignals als Maß für die Gesamtintensität keine eindeutige Beeinflussung durch den inneren Reibungswinkel festgestellt werden. Auch auf mikroskaliger Ebene können in Abbildung 5.17 keine nennenswerten Unterschiede bei Variation des inneren Reibungswinkels identifiziert werden.

Insgesamt besitzt der innere Reibungswinkel im Vergleich zu den bisher untersuchten rheologischen Parametern einen verhältnismäßig geringen Einfluss auf die Strömung. Einzig bei geringen Restitutionskoeffizienten, welche eine erhöhte Ausbildung von Gebieten mit Reibungsmodellen hervorrufen, tritt seine Wirkung auf die Intensität der Feststoffzirkulation und folglich die mittlere Konzentrationsverteilung in Erscheinung. Betrachtet man hierfür jedoch den Wertebereich publizierter Messwerte für Kohleschüttungen (Tabelle 5.11), sind auch damit nur geringe Unterschiede in der Strömungsbildung zu erwarten.

Mit Bezug auf die zur Definition des inneren Reibungswinkels eingangs erwähnte Darstellung der Spannungszustände mittels der Mohrkreise sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass kohäsive Schüttungen ohne die Wirkung stützender Normalspannungen bereits Schubspannungen übertragen können. Man bezeichnet diese als Kohäsion oder auch Scherfestigkeit [238]. Weiterhin resultiert hieraus, dass der Fließort auch den Bereich negativer Normalspannungen passiert, die Schüttung also auch geringe Zugspannungen übertragen kann. Dieser Effekt ist im standardmäßigen TFM-KTGF-Ansatz nicht berücksichtigt, könnte für den vorliegenden Anwendungsfall jedoch von Relevanz sein, zumal die Lage des Fließorts bekanntermaßen von der Feuchte der Schüttung abhängt (vgl. [238]) und dieses Verhalten in [194] bereits modellhaft beschrieben wurde. In letztgenannter Referenz wurde gezeigt, dass der innere Reibungswinkel davon allerdings unberührt bleibt und lediglich eine Verschiebung des Fließorts entlang der Normalspannungsachse erfolgt. Im verwendeten Modell könnte dieses Verhalten prinzipiell durch eine von der Feuchte abhängige Wahl des inneren Reibungswinkels nachempfunden werden, sofern davon ausgegangen wird, dass sich die möglichen Spannungszustände auf einen verhältnismäßig engen Bereich beschränken. Für zukünftige Entwicklungen scheint es jedoch empfehlenswert, die tatsächliche Scherfestigkeit und die Übertragung von Zugspannungen im Modell zu berücksichtigen. Hierfür könnte ein semi-empirischer Ansatz verwendet werden, der zusätzliche Daten aus Messungen am jeweiligen Material bei verschiedenen Feuchten und Volumenanteilen einbezieht.

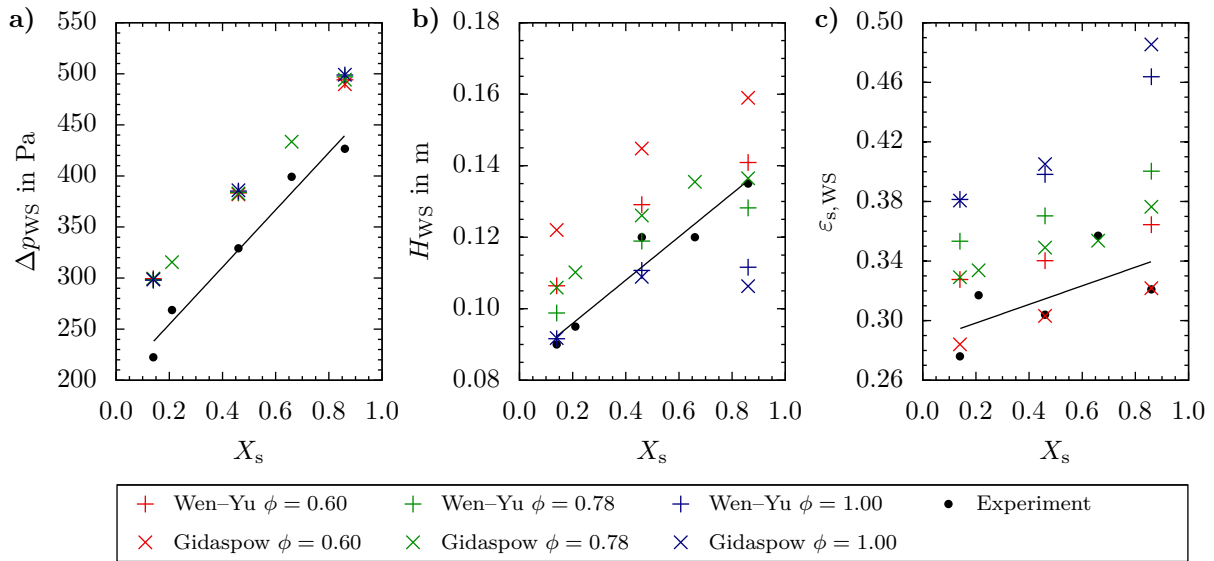
### 5.2.2 Einfluss des Impulsaustauschkoeffizienten

Die Modellierung des Impulsaustausches zwischen den Phasen besitzt einen wesentlichen Einfluss auf die Ausbildung der Strömung einer Gas–Feststoff–Wirbelschicht, vgl. [226, 255, 262, 272]. Eine ausführliche Vorstellung einiger Modelle des Impulsaustauschkoeffizienten sowie ein Vergleich ihrer Verläufe in Abhängigkeit des Feststoffvolumenanteils wurden in Abschnitt 4.2.2 gegeben. Zum Vergleich dieser Modelle bezüglich ihrer Auswirkungen auf die Ergebnisse von TFM–Simulationen wurden zahlreiche Studien publiziert. Zumeist werden in den Analysen jedoch nur ausgewählte Größen (z. B. Expansion, Blasendurchmesser oder -aufstiegsgeschwindigkeit etc.) zur Bewertung dieser Auswirkungen herangezogen. Da sich zudem auch Materialkombination, Partikelform, Anlagengeometrie und Wirbelschichtzustand zwischen den Studien unterscheiden, ist die Ableitung allgemeingültiger Aussagen schwierig. Daher wird im Folgenden eine Sensitivitätsanalyse für die untersuchte Stickstoff–Braunkohle–Wirbelschicht dargestellt. Dabei erfolgt unter Einbeziehung bereits publizierter Erkenntnisse eine möglichst weitreichende Analyse der Auswirkungen des Impulsaustauschkoeffizienten auf allen Skalen.

Gemäß der Diskussion in Abschnitt 4.2.2 werden die Modelle von Wen & Yu ([274], Gleichung (4.30)) und Gidaspow ([53, 81], Gleichung (4.33)) untersucht. Weiterhin wird die in den Modellgleichungen enthaltene Sphärizität der Partikel variiert, da sie gemäß Abbildung 4.1 einen entscheidenden Einfluss auf den Impulsaustausch besitzt und für die untersuchte Schüttung nicht exakt bekannt ist. Ausgehend vom Basismodell (s. Tabelle 5.1) wird hierfür einerseits  $\phi = 0.78$  verwendet, was der von Schreiber [226] gemessenen Sphärizität Lausitzer Braunkohle entspricht. Diese Größenordnung wird auch in [212] für Kohlepartikel angegeben. Andererseits werden in [71] Literaturwerte u. a. aus [58] mit  $\phi = 0.57$  sowie  $\phi = 0.61$  angegeben und dort mittels eigener Messungen an Lausitzer Braunkohle bestätigt. Diese Übereinstimmung betrifft allerdings nur Partikelgrößen von 2 mm bis 4 mm. Darüber hinaus werden geringere Werte angegeben. Im Bereich kleinerer Partikeldurchmesser werden höhere Sphärizitäten erreicht, wobei  $\phi \approx 0.68$  für  $d_p = 1$  mm,  $\phi \approx 0.75$  für  $d_p = 500 \mu\text{m}$  und  $\phi \approx 0.85$  für  $d_p = 300 \mu\text{m}$  gemessen wurden. Für noch kleinere Durchmesser nähert sich die Partikelform gemäß den Messungen in [71] immer mehr der Kugelgestalt an. Für die Partikelgrößen der vorliegenden Arbeit stimmen diese Sphärizitäten wiederum mit den Angaben in [226] überein. Als Minimum wird der häufig in der Literatur anzutreffende Wert von  $\phi = 0.60$  untersucht, da diese Größenordnung gemäß Gleichung (1.6) in etwa auch aus den experimentell bestimmten Lockerungsporositäten (vgl. Tabelle 3.1) resultiert. Zudem wird erwartet, dass die effektive Sphärizität der Schüttung durch faserige Xylitbestandteile herabgesetzt sein könnte, da diese gemäß den Messungen in [71] deutlich geringere Sphärizitäten aufweisen. Weiterhin wird auch ein Wert von  $\phi = 1.00$  untersucht, da der Einfluss der Sphärizität auf die Entwicklung der Blasengröße in den numerischen Untersuchungen von [226] eine untergeordnete Rolle spielte.

Die Simulationen wurden für diese Untersuchung auf die Versuchspunkte der höchsten und niedrigsten Feststofffeuchte sowie den in der Mitte gelegenen Versuchspunkt beschränkt, da hierdurch die charakteristischsten Zustände des Trocknungsprozesses abgebildet werden und es sinnvoll erscheint, das finale Modell auf eine einzige, von der Feuchte unabhängige Impulsaustauschfunktion zu beschränken.

Die simulierten makroskopischen Eigenschaften der Wirbelschicht sind in Abbildung 5.18 im Vergleich mit den experimentellen Daten dargestellt.



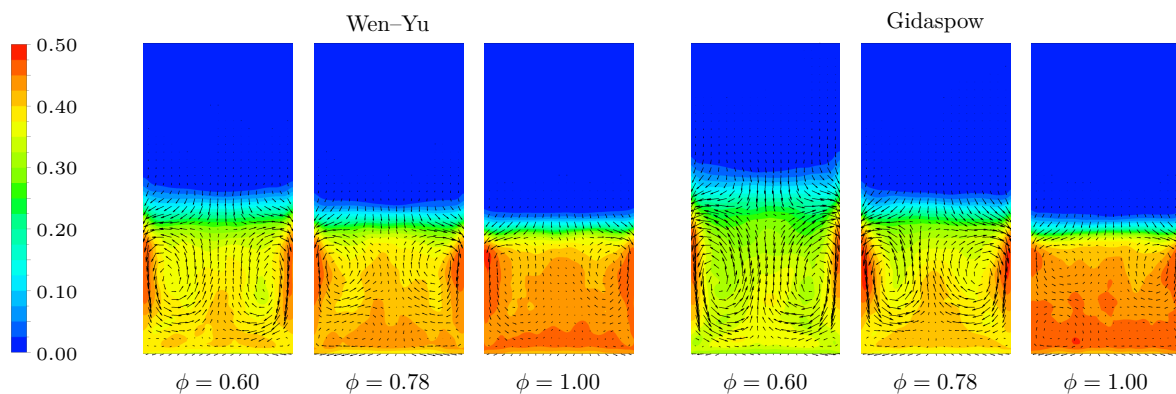
**Abbildung 5.18:** Vergleich von Experiment und Simulation bei Variation des Impulsaustauschkoeffizienten. Zeitlich gemittelte Ergebnisse von a) Druckverlust, b) Wirbelschichthöhe und c) mittlerem Feststoffvolumenanteil der Wirbelschicht

Der Verlauf des Druckverlustes wird für alle untersuchten Impulsaustauschkoeffizienten qualitativ gut wiedergegeben. Analog zur Untersuchung des Restitutionskoeffizienten ist im Vergleich zum Experiment jedoch eine Überbewertung vorhanden, vgl. auch Abbildung 5.8 a). Da Impulsaustausch- und Restitutionskoeffizient die Haupteinflussparameter für die Ausbildung der Strömung darstellen (s. [272]) und auf den Druckverlust offenbar einen vernachlässigbaren Einfluss besitzen, ist von einem globalen Modellfehler auszugehen. Allerdings stimmt die quantitative Abweichung zum Experiment in Relation zum Absolutwert mit Angaben anderer Autoren überein, die TFM-KTGF-Simulationen durchführten, z. B. [12, 16, 255].

An der simulierten Wirbelschichthöhe wird der Einfluss der untersuchten Impulsaustauschmodelle jedoch ersichtlich. Die Verwendung kleinerer Sphärizitäten führt im jeweiligen Modell zu einer höheren Expansion der Wirbelschicht in allen betrachteten Versuchspunkten. Dieses Verhalten entspricht dem gemäß den Gleichungen (4.30) und (4.33) erwarteten Zuwachs der Impulsübertragung durch die Annahme einer größeren wirksamen Oberfläche der Partikel bei gleichem Volumen. Des Weiteren wird der qualitative Verlauf des Experiments bei geringeren Sphärizitäten besser wiedergegeben. Dieser wird allerdings vorrangig durch den Versuchspunkt der höchsten Feuchte beeinflusst, bei welchem mit zunehmender Sphärizität abnehmende Wirbelschichthöhen vorausgesagt werden. Aus quantitativer Sicht sind kleinere Sphärizitäten im Bereich kleiner bis mäßiger Feuchte im Vergleich zum Experiment jedoch ungünstiger. Hierzu sei allerdings angemerkt, dass die Methode der visuellen Bestimmung der Wirbelschichthöhe im Experiment tendenziell zu geringe Werte liefert, da sich die subjektiv geprägte Abschätzung der Feststoffkonzentration meist an der klar abgegrenzten Suspensionsphase orientiert. Beim Vergleich der Modellansätze zeigt sich eine größere Expansion der Wirbelschicht bei Verwendung des Gidaspow-Modells. Die Ursache hierfür liegt in der erhöhten Impulsübertragung im Bereich von Feststoffkonzentrationen  $\varepsilon_s > 0.2$ . Zudem tritt dieser Unterschied für kleinere Sphärizitäten deutlicher in Erscheinung, wie auch aus Abbildung 4.1 hervorgeht. Weiterhin zeigt der Vergleich mit dieser Abbildung bezüglich der sehr ähnlich verlaufenden Datenreihen Gidaspow  $\phi = 0.78$  und Wen-Yu  $\phi = 0.60$ , dass der Verlauf im Bereich

$\varepsilon_s > 0.2$  offensichtlich einen dominanten Einfluss besitzt. Die beiden genannten Modelle liefern nahezu identische Ergebnisse.

Die eben beschriebenen Einflüsse des Impulsaustauschkoeffizienten spiegeln sich analog in der mittleren Feststoffkonzentration der Wirbelschicht wider, siehe Abbildung 5.18 c). In dieser Darstellung wird allerdings deutlich, dass die mit  $\phi = 1.00$  zu gering berechnete Widerstandskraft im Versuchspunkt höchster Feuchte zu extrem hohen Feststoffkonzentrationen führt. Die visuelle Analyse dieser Simulationen ergab, dass die Ausbildung einer Wirbelschicht nicht stattfindet. In beiden Simulationen liegt ein Festbett vor, wobei die Nutzung des Wen–Yu–Modells immerhin zu vereinzelt Gasdurchgängen führt. Auch für die anderen Feuchten liegen die mittleren Feststoffkonzentrationen im Vergleich zum Experiment deutlich zu hoch. Angesichts der aktuell betrachteten Leerrohrgeschwindigkeit, welche bereits das Doppelte der Lockerungsgeschwindigkeit beträgt, sowie einer später noch zu untersuchenden niedrigeren Leerrohrgeschwindigkeit scheint die Verwendung von  $\phi = 1.00$  trotz der guten Übereinstimmung bei geringen und mäßigen Feuchten in Abbildung 5.18 b) ausgeschlossen. Für die Auswahl der Impulsaustauschfunktion muss daher ein Kompromiss zwischen den Vorzugsvarianten aus Abbildung 5.18 b) und c) getroffen werden. Abbildung 5.19 fasst diese Erkenntnisse beispielhaft für den Versuchspunkt  $X_s = 0.46$  anschaulich zusammen.

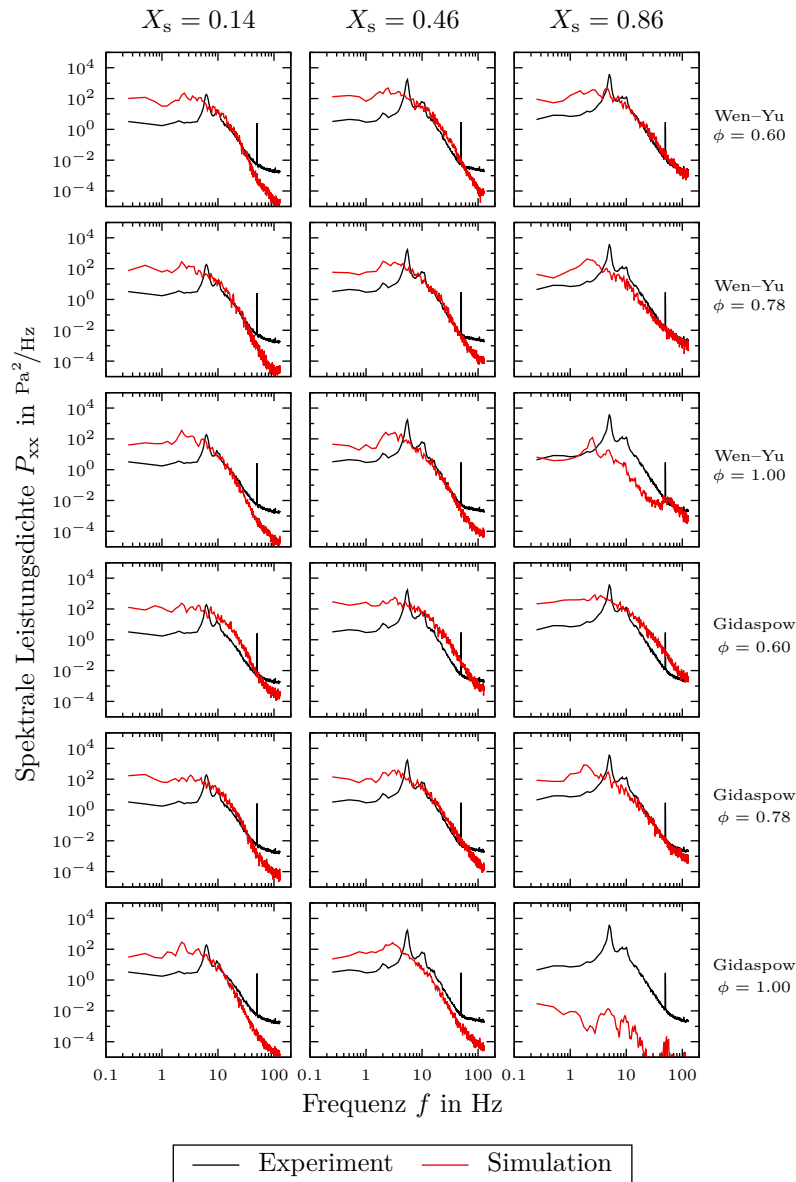


**Abbildung 5.19:** Konturen der zeitlich gemittelten Feststoffkonzentrationen und Vektoren der zeitlich gemittelten Feststoffgeschwindigkeiten ( $\vec{v}_{s,\max} = 0.33 \text{ m/s}$ ) bei Variation der Impulsaustauschfunktion (beispielhaft für  $X_s = 0.46$ )

Außerdem wird hierin deutlich, dass eine Verdichtung der Wirbelschicht bei Verwendung einer erhöhten Sphärizität zu geringeren Feststoffgeschwindigkeiten sowie zu unterschiedlichen Zirkulationsmustern führt. Allerdings ist die quantitative Auswirkung auf die Durchmischung des Feststoffes verhältnismäßig gering, da die vertikalen Massenstromdichten, welche das Produkt aus Geschwindigkeit und Volumenanteil einbeziehen, für alle Varianten annähernd identisch sind.

Die Leistungsdichtespektren der Druckfluktuationen aus Experiment und Simulation werden in Abbildung 5.20 gegenübergestellt. Die aus der Simulation erhaltenen Verläufe bei  $X_s = 0.86$  und  $\phi = 1.00$  zeigen sowohl im Vergleich zu den anderen Simulationen als auch im Vergleich zum Experiment ein deutlich abweichendes Verhalten und bekräftigen die vorangegangenen Feststellungen. Während im Falle des Gidaspow–Modells definitiv nicht von einem für Wirbelschichten typischen Verlauf gesprochen werden kann, weisen die Ergebnisse der Simulation mittels Wen–Yu–Modell lediglich zu geringe Amplituden der Fluktuationen in einem weiten Frequenzbereich auf.





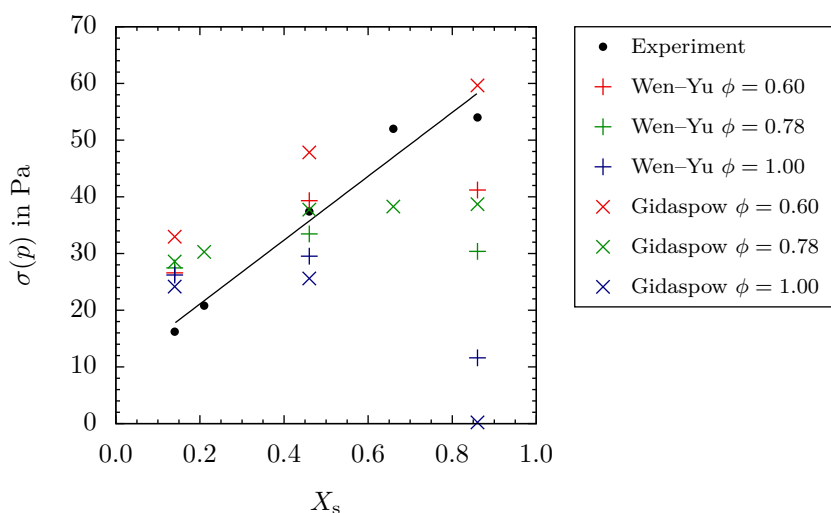
**Abbildung 5.20:** Leistungsdichtespektren der Druckfluktuationen aus Experiment und Simulation unter Variation des Impulsaustauschkoeffizienten und der Feststofffeuchte

Des Weiteren zeigt sich bei Verwendung kleinerer Sphärizitäten einheitlich für alle betrachteten Versuchspunkte eine Zunahme der Intensität der Fluktuationen über den gesamten Frequenzbereich. Für das Gidaspow-Modell tritt dieser Effekt stärker hervor, da der Einfluss der Sphärizität im Bereich  $\varepsilon_s > 0.2$  durch die Einbeziehung der Ergun-Gleichung an Bedeutung gewinnt, vgl. Abbildung 4.1. Die Verstärkung der Druckfluktuationen lässt sich aus physikalischer Sicht dadurch erklären, dass kleinere Sphärizitäten gemäß den Gleichungen (4.30) und (4.33) zunächst formal eine zunehmende Impulsübertragung bewirken. Bei unverändertem Gesamtimpulsstrom des in die Anlage eintretenden Gases resultieren hieraus die bereits festgestellte stärkere Expansion sowie niedrigere Feststoffvolumenanteile, vgl. Abbildungen 5.18 und 5.19. Über die Kopplung mit der KTGF ergeben sich damit zwangsweise auch Veränderungen im Fließverhalten der Feststoffphase. Die herabgesetzten Viskositäten führen gemäß den Überlegungen in [40] zu einer erhöhten Instabilität der Blasen, wodurch einerseits häufiger Teilungsprozesse auftreten, die vermehrt kleinere Strukturen hervorbringen. Dies äußert sich im Bereich der Mesoskala bei Frequenzen ab

etwa 8 Hz in höheren Amplituden, wodurch auch die Form des Spektrums eine leichte Veränderung erfährt. Andererseits erlaubt der geringere Widerstand der Feststoffphase eine verstärkte Interaktion benachbarter Blasen, weshalb auch bei kleineren Frequenzen Anstiege der Intensitäten zu verzeichnen sind. Im Bereich der Mikroskala müssen die höheren Intensitäten direkt aus der beim Impulsaustausch innerhalb der Feststoffphase umgesetzten höheren kinetischen Energie der Partikel resultieren.

Anhand Abbildung 5.20 ist außerdem erkennbar, dass die Nutzung einer höheren Sphärizität die Ausbildung eines Einzelblasenregimes tendenziell fördert. Ein identisches Verhalten wurde bereits bei der Verwendung niedriger Restitutionskoeffizienten beobachtet, siehe Abschnitt 5.2.1. Gemäß der obigen Darstellung ist die Ursache somit in beiden Fällen auf die durch den jeweiligen Parameter veränderte Feststoffkonzentration zurückzuführen, die das Fließverhalten und damit die Blasendynamik beeinflusst. Für die Auswahl der finalen Modellparameter und Submodelle ist somit die gegenseitige Beeinflussung von Restitutions- und Impulsaustauschkoeffizient zu berücksichtigen.

Abbildung 5.21 zeigt zusätzlich, dass die Gesamtintensität der Druckschwankungen außerdem stark vom betrachteten Versuchspunkt abhängig ist.



**Abbildung 5.21:** Standardabweichung der Druckfluktuationen aus Experiment und Simulation unter Variation des Impulsaustauschkoeffizienten und der Feststofffeuchte

Die Ursache hierfür ist einerseits in den variablen Stoffeigenschaften der Kohlepartikel zu finden. Die bei der Trocknung stattfindende Schrumpfung führt gemäß den Gleichungen (4.30) und (4.33) bereits zu einer Erhöhung des Impulsaustausches, der sich in einer zunehmend aufgelockerten Schüttung äußert, vgl. experimentelle Daten in Abbildung 5.18 c). Entsprechend kleiner ist hier der Spielraum für den Einfluss einer veränderten Sphärizität. Andererseits wurden für die Sensitivitätsanalyse die Restitutionskoeffizienten gemäß Tabelle 5.10 gewählt, wodurch für die Versuchspunkte höherer Feststofffeuchte ohnehin eine verstärkte Ausbildung heterogener Strukturen vorliegt. Entsprechend der zugehörigen Argumentation in Abschnitt 5.2.1 wird ein derartiger Verlauf jedoch auch für die finalen Modellparameter favorisiert. Betrachtet man die Verläufe der Simulationen in Abbildung 5.21 im Vergleich zum Experiment, wird analog zu Abbildung 5.18 ersichtlich, dass für die Sphärizität von  $\phi = 0.60$  in qualitativer Hinsicht die besten Übereinstimmungen erzielt werden. Hinsichtlich der Modelle liefert hierbei die Formulierung von Gidaspow das bessere Ergebnis, was jedoch auf die insgesamt zu starke Impulsübertragung

zurückzuführen sein könnte (vgl. Abbildung 5.18 b) und Abbildung 5.20). Dadurch treten für kleine und mäßige Feuchten größere quantitative Abweichungen auf, welche aufgrund des bereits sehr hoch gewählten Restitutionskoeffizienten auch nicht durch eine Anpassung dessen kompensiert werden können, vgl. Abbildung 5.12. Aus dieser Sicht führt der Impulsaustauschkoeffizient nach Wen–Yu unter den derzeitigen Modellparametern zu einer besseren Übereinstimmung mit den experimentellen Daten.

Die vorliegenden Untersuchungen zeigen, dass das Modell des Impulsaustauschkoeffizienten einen erheblichen Einfluss auf die Ausbildung der Gas–Feststoff–Strömung besitzt und bekräftigen damit die Erkenntnisse aus [226, 255, 262, 272]. Außerdem wurde gezeigt, dass die Wahl der Sphärizität entscheidend für die Simulationsergebnisse ist. Dies betrifft vor allem die Kopplung zu den variablen Stoffeigenschaften und Modellparametern im Trocknungsverlauf. Insgesamt liefert das Wen–Yu–Modell mit  $\phi = 0.60$  die besten Resultate.

### 5.2.3 Einfluss der Teilschlupfrandbedingung

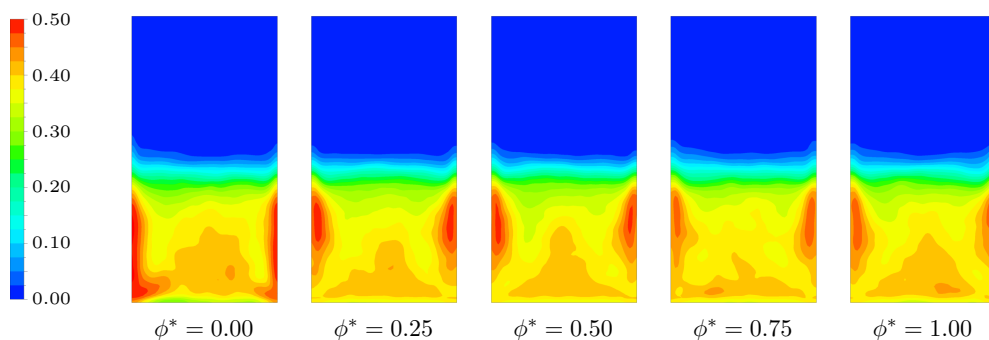
Bei TFM–KTGF–Simulationen wird als Randbedingung der Feststoffphase an Wänden in der Regel die von Johnson und Jackson [115] vorgestellte Teilschlupfrandbedingung verwendet. Darin stellt der Spekularitätskoeffizient  $\phi^*$  einen Parameter zur Anpassung der Wandreibung an die vorliegende Materialkombination dar, siehe Seite 80. Da es sich beim Spekularitätskoeffizienten um eine reine Modellgröße handelt und eine direkte experimentelle Messung nicht möglich ist (vgl. [145]), kann ein geeigneter Wert nur anhand einer Sensitivitätsanalyse ermittelt werden.

Die Untersuchungen von Reuge et al. [200] zeigten keinen Unterschied zwischen der Verwendung einer Teilschlupfrandbedingung mit  $\phi^* = 0.6$  und einer Gleitrandbedingung bezüglich der Bettexpansion sowie deren Fluktuationen bei der Simulation einer Wirbelschicht im blasenbildenden Regime. Li et al. [145] untersuchten verschiedene Werte des Spekularitätskoeffizienten im Bereich  $\phi^* = 0 \dots 0.5$  und analysierten hierfür die vertikalen und horizontalen Profile der Feststoffkonzentrationen sowie die horizontale Verteilung der Feststoffgeschwindigkeit. Sie stellten fest, dass eine Reduktion des Spekularitätskoeffizienten zur Erhöhung von Feststoffkonzentration und -geschwindigkeit in Wandnähe führt. Dieses Verhalten ist für höhere Leerrohrgeschwindigkeiten stärker ausgeprägt. Bis auf den Fall  $\phi^* = 0$  zeigten alle anderen Werte sehr ähnliche Ergebnisse. Des Weiteren wurde durch den Vergleich von 2d und 3d Simulationen nachgewiesen, dass neben der Wahl des Spekularitätskoeffizienten vor allem die im Rechengitter berücksichtigte Wandfläche einen deutlichen Einfluss auf die Feststoffzirkulation besitzt. In [151] wurden für Spekularitätskoeffizienten von  $\phi^* = 0$  bis  $\phi^* = 1$  räumlich aufgelöste Zirkulationsmuster sowie die Verteilung der Feststoffkonzentrationen in 2d Simulationen analysiert. Es wurden tendenziell ähnliche Ergebnisse wie in [145] erzielt, wobei allerdings erst Werte  $\phi^* \geq 0.1$  zu einem einheitlichen Verhalten und guter Übereinstimmung mit experimentellen Daten führen. Demzufolge können Teilschlupfrandbedingung mit deutlich von null verschiedenem Spekularitätskoeffizienten und Haftfrandbedingung äquivalent verwendet werden. Dies stellten selbige Autoren bereits in einer früheren Veröffentlichung [150] fest. Die in [226] dargestellten Untersuchungen zum Einfluss des Spekularitätskoeffizienten auf das Blasenwachstum in Braunkohle–Wirbelschichten zeigen analoge Ergebnisse. Hierbei treten für  $\phi^* = 0$  und  $\phi^* = 0.25$  starke Abweichungen von den Ergebnissen der Simula-

tionen mit größeren Spekularitätskoeffizienten auf. Letztere führen auch in [226] zu einer besseren qualitativen Übereinstimmung mit den experimentellen Daten.

Für die Untersuchungen in der vorliegenden Arbeit wurde der Wertebereich des Spekularitätskoeffizienten in Übereinstimmung mit [226] gewählt (vgl. Tabelle 5.8), wodurch auch die Randwerte für die Gleit- und die Hafttrandbedingung eingeschlossen sind. Die Simulationen wurden für die drei auch in Abschnitt 5.2.2 betrachteten Versuchspunkte unterschiedlicher Feststofffeuchte durchgeführt.

Die Simulationsergebnisse zeigen bei der Variation des Spekularitätskoeffizienten für alle Versuchspunkte keine Sensitivität im Bezug auf die makroskopischen Eigenschaften der Wirbelschicht. Druckverlust, Höhe sowie mittlerer Feststoffvolumenanteil der Wirbelschicht bleiben unverändert. In Abbildung 5.22 ist allerdings ersichtlich, dass die räumliche Verteilung der zeitlich gemittelten Feststoffkonzentrationen stark beeinflusst wird.

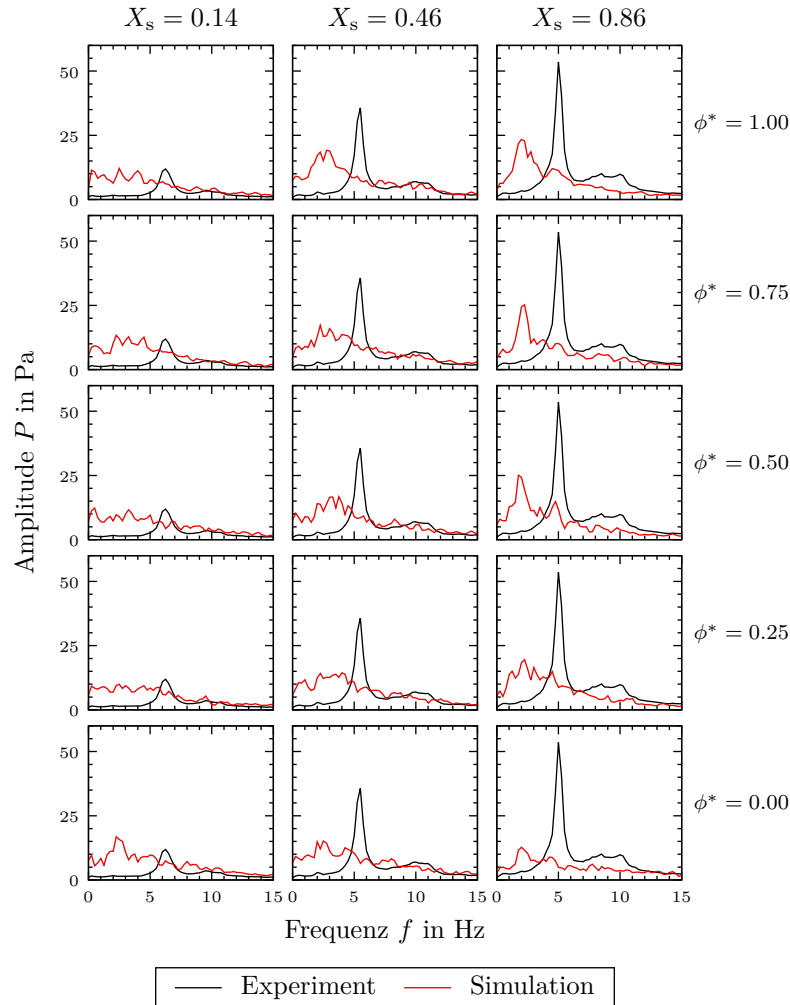


**Abbildung 5.22:** Konturen der zeitlich gemittelten Feststoffkonzentrationen bei Variation des Spekularitätskoeffizienten (beispielhaft für  $X_s = 0.46$ )

Erwartungsgemäß betrifft dies im Wesentlichen die Gebiete in unmittelbarer Wandnähe. Die Bereiche erhöhter Konzentration weisen für kleinere Werte des Spekularitätskoeffizienten eine größere Ausdehnung in Richtung des Düsenbodens sowie höhere Beträge auf. In Übereinstimmung mit den Erkenntnissen der oben aufgeführten Literatur tritt auch hier für  $\phi^* = 0$  ein deutlich von den übrigen Werten abweichendes Verhalten auf. In diesem Fall wird der Feststoffrückführung seitens der Wand kein Widerstand entgegengesetzt, wodurch die Partikel in hohen Konzentrationen bis zum Düsenboden gleiten und die aufsteigenden Blasen im zeitlichen Mittel aus diesen Bereichen verdrängen. Dieses Verhalten widerspricht den experimentellen Erfahrungen (vgl. z. B. [76, 139, 278]) und lässt darauf schließen, dass eine Gleitrandbedingung für die Feststoffphase ungeeignet ist.

Weiterhin bestätigen die Simulationsergebnisse die in [226] festgestellte systematische Reduktion der mittleren vertikalen Feststoffgeschwindigkeiten in Wandnähe bei Erhöhung des Spekularitätskoeffizienten. Allerdings liegen die Zahlenwerte für alle Werte von  $\phi^* > 0$  sehr dicht beieinander. Zusätzlich schwindet dieser Einfluss bei sinkender Feststofffeuchte.

Bei der Analyse der Druckfluktuationen wurde keine Beeinflussung im Bereich hoher Frequenzen festgestellt. Es sind jedoch Auswirkungen im Bereich geringer bis mäßiger Frequenzen, das heißt größeren mesoskopischen Strömungsstrukturen, zu erkennen. Zweckmäßigerweise sind diese in Form von Amplitudenspektren in Abbildung 5.23 für den relevanten Frequenzbereich dargestellt. Für den Versuchspunkt  $X_s = 0.86$  führen die Spekularitätskoeffizienten  $\phi^* \geq 0.5$  zu einer qualitativ guten Übereinstimmung der simulierten mit den experimentellen Datenreihen. Dies betrifft vorrangig die gute Abbildung des durch den markanten Peak gekennzeichneten Einzelblasenregimes. Weiterhin zeigt



**Abbildung 5.23:** Amplitudenspektren der Druckfluktuationen aus Experiment und Simulation unter Variation des Spekularitätskoeffizienten und der Feststofffeuchte

sich in diesen Simulationen eine überraschend gute Wiedergabe der ersten Harmonischen der Hauptschwingung durch die leicht erhöhte Amplitude bei der doppelten Frequenz. In quantitativer Hinsicht bleiben im Vergleich zum Experiment jedoch deutliche Abweichungen auf der Frequenz- und der Amplitudenachse bestehen. Demgegenüber zeigen die Simulationen mit den Spekularitätskoeffizienten  $\phi^* = 0$  und  $\phi^* = 0.25$  deutliche qualitative Abweichungen im Vergleich zum Experiment. Für  $X_s = 0.46$  lässt sich das Verhalten ansatzweise übertragen, obgleich es sich hierbei jeweils eher um einen Bereich dominanter Frequenzen handelt. Für den Versuchspunkt der kleinsten Feuchte ist ein Einfluss von  $\phi^*$  nicht eindeutig identifizierbar. Als Ursache für den geringen Einfluss bei kleinen und mäßigen Feststofffeuchten muss die vorläufige Wahl des hohen Restitutionskoeffizienten angesehen werden, da dieser gemäß Abbildung 5.11 einen signifikanten Einfluss auf die Gas-Feststoff-Strömung im Bereich der Mikro- und Mesoskale besitzt, vgl. auch [82]. Jedoch wird für  $\phi^* > 0$  zumindest die Abnahme der Amplituden während der Trocknung in qualitativer Übereinstimmung zum Experiment abgebildet. Bei  $\phi^* = 0$  ist dies nicht der Fall, wodurch sich die Nichteignung der Gleitrandbedingung erneut bestätigt.

Unter Einbeziehung von Abbildung 5.22 kann für die Versuchspunkte mittlerer und hoher Feststofffeuchte eine Interpretation der Unterschiede bezüglich der Wahl des Spekularitätskoeffizienten vorgenommen werden. In dieser Abbildung verlaufen die zeitlich gemit-

telten Wege der Gasblasen, also die Bereiche niedriger Feststoffvolumenanteile, während des Aufstiegs bei großen Spekularitätskoeffizienten mit starker Tendenz zur Behälterachse. Die reduzierte Feststoffrückführung bzw. erhöhte Feststoffkumulation im oberen Wirbelschichtbereich zwingt die Blasen somit zur Koaleszenz in horizontaler Richtung und damit zur tendenziellen Ausbildung des beobachteten Einzelblasenregimes. Für kleinere Spekularitätskoeffizienten mit gesteigerter Rezirkulation des Feststoffes verlaufen die Aufstiegswege der Blasen wesentlich steiler, wodurch vorrangig vertikale Koaleszenzprozesse auftreten und somit kleinere Eruptionsamplituden vorliegen.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die Wahl des Spekularitätskoeffizienten trotz der lokal begrenzten Wirkung der Randbedingung einen signifikanten Einfluss auf die gesamte Dynamik der Wirbelschicht besitzt. Die Rückführung des Feststoffes an der Behälterwand befindet sich in direkter Interaktion mit den im Gegenstrom aufsteigenden Gasblasen, wodurch deren Koaleszenzverhalten beeinflusst wird. Insgesamt ist für steigende Werte des Spekularitätskoeffizienten eine zunehmende Wandlung vom Mehr- zum Einzelblasenregime ersichtlich, was sich im vorliegenden Fall als günstig im Vergleich zum Experiment herausstellt. Auch andere Autoren zeigten unter Nutzung anderer Bewertungsmethoden, dass höhere Werte des Spekularitätskoeffizienten tendenziell zur besseren Übereinstimmung mit experimentellen Daten führen, z. B. [145, 150, 151, 226]. Weiterhin bestätigen die Simulationsergebnisse die aus der eingangs vorgestellten Literatur bekannte Nichteignung der Gleitrandbedingung sowie die starke Ähnlichkeit der Ergebnisse aller hiervon deutlich abweichenden Spekularitätskoeffizienten.

### 5.2.4 Einfluss der Gaseinlassrandbedingung

Die bisher aufgeführten Untersuchungen zeigen, dass einige der Modellparameter einen deutlichen Einfluss auf die Dynamik der Wirbelschicht besitzen. Bei der Wahl entsprechender Werte bzw. Wertebereiche können in qualitativer Hinsicht bereits vielversprechende Ergebnisse bezüglich der Abbildung des im Experiment auftretenden Einzelblasenregimes erzielt werden. Allerdings liegen hierfür nicht zu vernachlässigende quantitative Abweichungen der simulierten Hauptfrequenzen sowie deren Amplituden vor. Es muss daher davon ausgegangen werden, dass die großskalige Blasenbewegung noch nicht korrekt abgebildet wird. In Anlehnung an Erkenntnisse aus der Literatur [88, 118, 207, 208] besteht eine mögliche Ursache für diese Abweichungen in der unzureichend abgebildeten Kopplung der Dynamik der Wirbelschicht mit der des Gasversorgungssystems. Hierbei kommt dem Düsenboden, welcher die Wirbelschicht mit dem darunter befindlichen Plenum verbindet, eine besondere Bedeutung zu. Gemäß den Untersuchungen in [230] wirkt dieser im Bezug auf die Übertragung von Druckstößen zwischen Wirbelschicht und dem Plenum als Tiefpassfilter. Die Übertragung von hochfrequenten Anteilen wird also deutlich gedämpft, während für die niederfrequenten Anteile eine dynamische Kopplung bestehen bleibt. Seitens der Wirbelschicht betrifft dies also unmittelbar die größeren mesoskopischen Strömungsstrukturen, das heißt das Verhalten der Gasblasen. Seit Jahrzehnten ist im Bereich der Wirbelschichttechnik bereits bekannt, dass der Düsenboden einen möglichst hohen Druckverlust aufweisen sollte, um diesem Problem entgegen zu wirken und damit eine räumlich und zeitlich gleichmäßige Blasenentstehung zu fördern, siehe z. B. [139]. Eine derartige Lösung steht jedoch im Gegensatz zu den energetischen und wirtschaftlichen Anforderungen an eine Wirbelschichtanlage, da hierdurch auch eine entsprechend größere

Dimensionierung des Gasversorgungssystems (z. B. Gebläse) erforderlich wäre. In [139] sind in einer ausführlichen Diskussion praktische Erfahrungen hierzu dargestellt, anhand derer die gegenseitigen Anforderungen abgewogen werden können. Als Fazit bleibt in [139] die bewährte Daumenregel des Verhältnisses der Druckverluste von Düsenboden zu Wirbelschicht von 0.2 bis 0.4 bestehen. Dieses wurde auch in der vorliegenden Arbeit als Orientierung zur Konzeptionierung der experimentellen Begleituntersuchungen gewählt, vgl. Abschnitt 3.1. Bei Betrachtung der bisherigen Simulationsergebnisse sowie der oben aufgeführten Literatur liegt es jedoch nahe, dass die Kopplung zum Gasversorgungssystem dennoch einen Einfluss besitzen könnte. Auch Schreiber [226], der das Wachstumsverhalten von Gasblasen in einer quasi-zweidimensionalen Wirbelschicht aus trockenen Braunkohlepartikeln untersuchte, führte die Abweichungen seiner numerischen Simulationen hierauf zurück, obgleich das in [139] empfohlene Verhältnis der Druckverluste stets eingehalten wurde. Andere numerische Studien [88, 114, 192, 207] zeigten, dass eine Berücksichtigung der dynamischen Kopplung innerhalb der Simulationen bedingt Abhilfe schaffen kann. In den aufgeführten Referenzen wurden teilweise unterschiedliche Ansätze zur Abbildung dieser Kopplung gewählt, welche nachfolgend dargestellt werden.

Gustavsson [88] implementierte eine Subroutine zur Lösung einer instationären Massen- und Energiebilanz für das als nulldimensional betrachtete Plenum. Die Berechnung erfolgte mittels eines expliziten Verfahrens. Die Einströmung des Gases aus einer Druckleitung in das Plenum wurde als polytrope Düsenströmung behandelt, vgl. z. B. [231]. Die Ausströmung in die 2d Wirbelschicht erfolgte in Abhängigkeit der lokalen Druckdifferenz zum Plenum zeitlich und räumlich veränderlich, wobei zur Ermittlung des Geschwindigkeitsprofils die experimentell bekannte Kennlinie des Düsenbodens auch als lokal gültig angenommen wurde. Die Simulationsergebnisse zeigen für Wirbelschichten unter atmosphärischem Druck im Vergleich zur standardmäßigen homogenen Einströmung eine signifikant bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten im Spektrum der Druckfluktuationen. Für eine zunehmende Druckaufladung der Wirbelschicht werden die Zugewinne allerdings wieder vernachlässigbar. Johansson et al. [114] adaptierten die in [88] vorgeschlagene Randbedingung und zeigten für drucklose Wirbelschichten ähnlich gute Ergebnisse. Allerdings weisen die Spektren zusätzlich eine Abhängigkeit von der gewählten Packungsgrenze  $\varepsilon_{s,\max}$  auf, woraus deutlich wird, dass auch bezüglich der Gaseinlassrandbedingung eine gegenseitige Beeinflussung mit anderen Parametern des Gesamtmodells besteht.

Einen anderen Ansatz zur Berücksichtigung der dynamischen Kopplung wählten Peirano et al. [192]. Sie integrierten das Plenum in ihr dreidimensionales Rechengitter und modellierten dessen Zuströmung durch ein stationäres Geschwindigkeitsprofil einer vollständig ausgebildeten Rohrströmung. Die Abbildung des Düsenbodens erfolgte durch die Berücksichtigung eines zusätzlichen Druckverlustterms  $\partial p/\partial x$  in der lokalen Impulsbilanz am Eintritt in die Wirbelschicht. Dieser reguliert die lokale Strömungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit der aktuellen Druckdifferenz, wobei analog zu [88] die experimentell bestimmte Kennlinie des Düsenbodens lokal Anwendung findet. Die Ergebnisse zeigen, dass eine Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment nur im Falle eines sehr hohen Düsenbodendruckverlustes erreicht wird, bei welchem sich ein Mehrblasenregime ausbildet. Für die Simulation des Einzelblasenregimes können im Vergleich nur qualitative Übereinstimmungen erreicht werden. Peirano et al. [192] empfehlen daher, in weiterführenden Untersuchungen das gesamte Gasversorgungssystem abzubilden.

Ein Modell zur Abbildung der Strömung im Gasversorgungssystem bis zum Eintritt in die Wirbelschicht wurde von Johansson et al. [118] vorgestellt. Hierbei erfolgt eine ein-

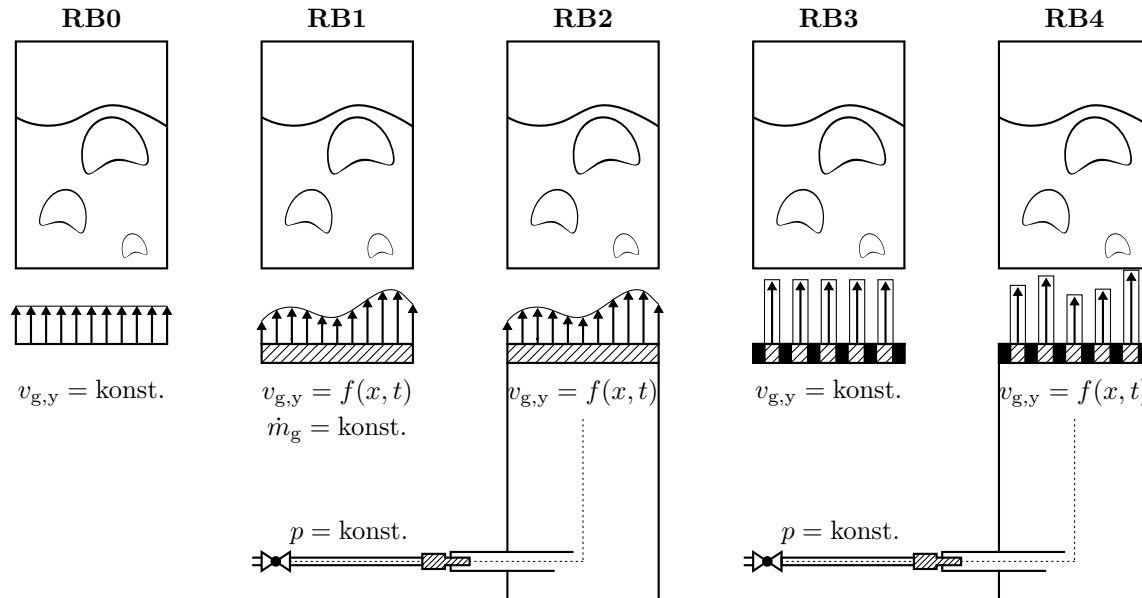
dimensionale Betrachtung der Gasströmung entlang der Versorgungsleitungen. Das Modell basiert auf der Kopplung von Massen- und Impulsbilanzen, wodurch die Schwankungen von Druck und Massenstrom zeitlich und örtlich aufgelöst werden können. Die mathematische Behandlung erfolgt durch eine explizite Lösung des Rand- und Anfangswertproblems mittels der sogenannten Methode der Charakteristiken. Johnsson et al. [118] untersuchten hiermit den Einfluss unterschiedlicher Positionen der Stellarmaturen auf das Resonanzverhalten bezüglich der Druckwellen und den hieraus resultierenden Eintrittsmassenstrom in die Wirbelschicht. Sie stellten fest, dass für Düsenböden, deren Druckverlust gleich oder größer dem der Wirbelschicht ist, keine signifikante dynamische Kopplung zum Gasversorgungssystem vorliegt. Für niedrigere Druckverluste treten jedoch deutliche Schwankungen des in die Wirbelschicht eintretenden Gasmassenstromes auf, wobei sich zwei Fälle unterscheiden lassen. Sofern die Stellarmatur nahe des Plenums angeordnet ist und dort einen hohen Druckverlust erzeugt, besteht die Kopplung ausschließlich zwischen Wirbelschicht und Plenum. Befindet sich die Armatur weit vom Plenum entfernt, so muss das gesamte Rohrleitungssystem in die Betrachtung einbezogen werden. Dabei nehmen die transienten Effekte mit steigender Rohrleitungslänge zu.

Sasic et al. [207] kombinierten das in [192] genutzte 3d Rechengitter einschließlich des Plenums mit dem in [118] vorgestellten 1d Modell zur Simulation der instationären Strömung in den Rohrleitungen. Aufgrund des hohen Rechenaufwands — einerseits durch die dreidimensionale Abbildung und andererseits durch die Verwendung sehr kleiner Zeitschritte zur Gewährleistung des Konvergenzverhaltens — konnten jedoch nur 4.5 s der Strömung simuliert werden. Da dies für die Berechnung statistisch aussagekräftiger Spektren nicht ausreichend ist, wurden die gewonnenen Daten genutzt, um die Spektren anhand parametrischer Modelle zu approximieren. Sasic et al. [207] folgerten anhand der qualitativ und quantitativ guten Übereinstimmung mit den experimentellen Daten, dass die Simulation des Gesamtsystems zwingend erforderlich sei, um die schwankenden Massenströme am Eintritt der Wirbelschicht und somit deren Dynamik akkurat abzubilden. Die standardmäßige Randbedingung einer homogenen Eintrittsgeschwindigkeit sei für die meisten Wirbelschichtsysteme mit Kopplung zum Gasversorgungssystem daher ungeeignet. Allerdings weisen die Autoren auch auf den damit verbundenen enormen Rechenaufwand sowie numerische Herausforderungen hin, welche die vollständige Validierung des TFM-KTGF-Modells anhand von Sensitivitätsanalysen und Parameterstudien praktisch ausschließen.

Angesichts der oben diskutierten Ergebnisse anderer Autoren lässt sich zusammenfassend festhalten, dass die in [139] angegebene Daumenregel zur Wahl des Düsenbodendruckverlustes überdacht werden sollte. Die Untersuchungen von [192] und [118] zeigen, dass die Druckverluste von Düsenboden und Wirbelschicht etwa identisch sein sollten. Das heißt, dass auch für die vorliegende Arbeit eine dynamische Kopplung zwischen Wirbelschicht und Gasversorgungssystem in Betracht zu ziehen ist. Im Folgenden werden daher Untersuchungen zu optimierten Einlassrandbedingungen dargestellt, bei denen einerseits das Gasversorgungssystem mittels einer Subroutine einbezogen wird. Andererseits werden auch Varianten mit einer räumlichen Auflösung des realen Düsenbodens innerhalb der Simulationen betrachtet, da hierdurch an den Stellen der Einlässe lokal größere Gasmassenströme eintreten, welche die Bildung größerer Initialblasen fördern. Gemäß dem Wachstumsmodell für Gasblasen nach Darton et al. [45] resultieren hieraus auch insgesamt größere Blasendurchmesser in der gesamten Wirbelschicht, weshalb größere Druckamplituden der Blaseneruptionen zu erwarten sind.



Ausgehend von der bisher verwendeten und in der Literatur am häufigsten anzutreffenden Standardvariante einer homogenen Einlassgeschwindigkeit über die gesamte Querschnittsfläche wurden vier weitere Randbedingungen (RB) mit unterschiedlicher räumlicher und zeitlicher Auflösung des Gasversorgungssystems und Düsenbodens untersucht. Abbildung 5.24 fasst die Varianten in einer Übersicht<sup>14)</sup> schematisch zusammen.



**Abbildung 5.24:** Übersicht der untersuchten Einlassrandbedingungen (nicht maßstäblich)

Einige Erläuterungen hierzu sind nachfolgend angegeben.

- RB0 stellt die Standardrandbedingung mit einer örtlich und zeitlich konstanten Gasgeschwindigkeit über den gesamten Einlassquerschnitt dar.
- Für RB1 wird angenommen, dass die Wirbelschicht weiterhin vom Plenum entkoppelt ist, wodurch der eintretende Gasmassenstrom analog zu RB0 zeitlich konstant ist. Anhand des aktuellen, räumlich gemittelten Drucks oberhalb des Düsenbodens wird gemäß der aus dem Experiment bekannten Druckverlustkennlinie zunächst der Druck unterhalb des Düsenbodens bestimmt. Unter der Annahme, dass die Kennlinie auch lokal gültig ist (vgl. [88]), wird anhand der lokalen Druckdifferenz die zur jeweiligen Rechenzelle gehörige Eintrittsgeschwindigkeit bestimmt. Hieraus resultiert ein zeitlich variierendes Geschwindigkeitsprofil, welches nur vom Strömungszustand oberhalb des Düsenbodens abhängig ist.
- In Anlehnung an die Erkenntnisse von Johnsson et al. [118] erfolgt für die Variante RB2 eine Einbeziehung des Gasversorgungssystems bis zum Durchsatzregler, welcher das betrachtete System durch einen Druckverlust von über 7 bar von der hausinternen Versorgungsleitung trennt. Da sowohl die sich anschließende Schlauchverbindung als auch das Plenum kreisförmige Querschnitte aufweisen und die Längen dieser Abschnitte deutlich größer als deren Durchmesser sind, wird zur Be-

<sup>14)</sup>Hinweis: In den Abschnitten 5.2.4 und A.3 werden zur Beschreibung der einphasigen Gasströmung vor Eintritt in die Wirbelschicht die Symbole  $\dot{m}$  und  $\lambda$  abweichend von der Nomenklatur mit folgenden Bedeutungen und Einheiten verwendet. Der Massenstrom des Gases  $\dot{m}$  besitze die Einheit kg/s. Weiterhin sei  $\lambda$  die dimensionslose Rohrreibungszahl zur Beschreibung des Druckverlustes bei Durchströmung eines geraden Rohres, siehe z. B. [231].

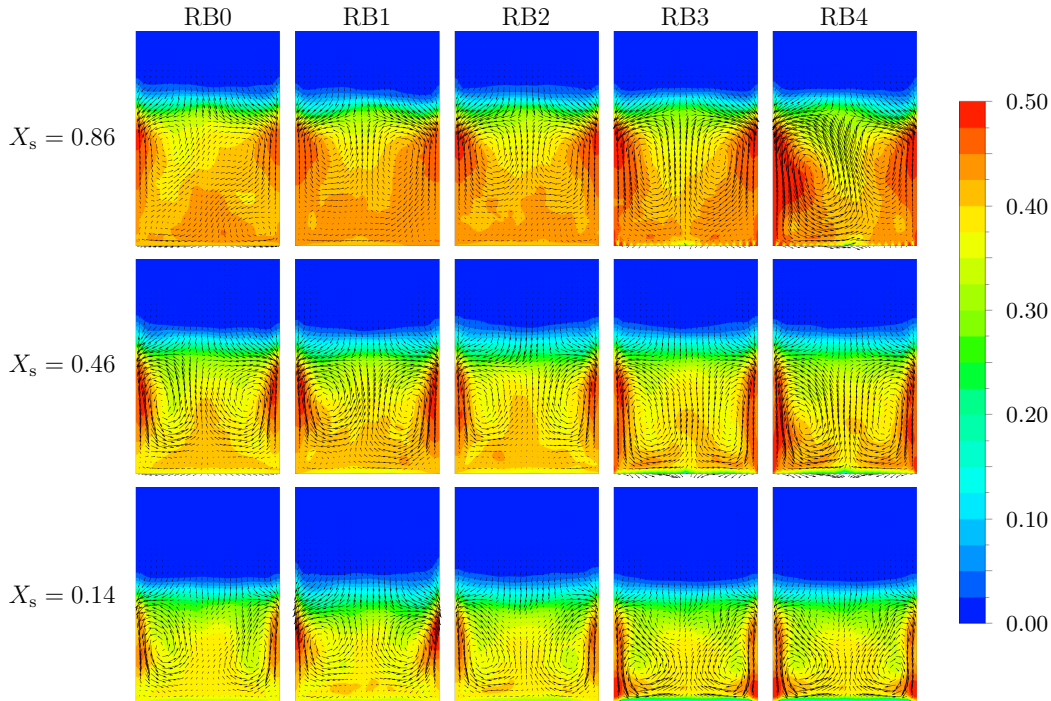
schreibung des Massen- und Impulstransportes das in [118] vorgestellte 1d Modell verwendet. Eine Übersicht hierzu sowie die spezifischen Randbedingungen für das vorliegende System sind im Anhang A.3 dargestellt. Die Implementierung dieses Modells führt zur Berücksichtigung der Interaktion von Wirbelschicht und Gasversorgungssystem, wodurch im Unterschied zu RB1 zeitlich variable Werte des am Düsenboden antreffenden Gasmassenstromes berechnet werden. Die Umrechnung zu dem in die Wirbelschicht eintretenden Geschwindigkeitsprofil erfolgt analog zu RB1 gemäß der Druckverteilung.

- Für Variante RB3 wurden in Annäherung an die reale Geometrie des Düsenbodens die einzelnen Einströmöffnungen durch eine lokale Verfeinerung des Rechengitters auf 1 mm Zellgröße sowie eine differenzierte Ansteuerung der einzelnen Zellen abgebildet. Die Auswahl der Einströmzellen erfolgt hierbei entsprechend des realen Bohrungsrasters, wobei der als konstant angenommene Gasmassenstrom gleichmäßig auf die resultierenden 22 Öffnungen verteilt wird. Für die verbleibenden Zellen, welche die undurchlässigen Bereiche des Düsenbodens repräsentieren, gilt  $v_{g,y} = 0$  m/s.
- RB4 stellt eine Kombination aus der in RB2 abgebildeten Massen- und Impulsübertragung im Gasversorgungssystem sowie aus der in RB3 realisierten räumlichen Auflösung des Düsenbodens dar. Weiterhin wird in dieser Variante eine variable Einströmung durch die einzelnen Düsen ermöglicht, welche auch in diesem Fall aus der Annahme der lokalen Gültigkeit der Kennlinie des Düsenbodens resultiert.

Die Simulationen wurden für die Untersuchung der Einlassrandbedingung auf die Versuchspunkte der höchsten und niedrigsten Feststofffeuchte sowie den in der Mitte gelegenen Versuchspunkt beschränkt, da hierdurch die charakteristischen Strömungszustände eingeschlossen sind. Eine Beurteilung detaillierter Verläufe entlang der Feststofffeuchte durch Einbeziehung der Zwischenpunkte erscheint nicht notwendig, da die zu wählende Randbedingung für den gesamten Trocknungsverlauf Gültigkeit besitzen soll.

Da für die komplexeren Einlassrandbedingungen die Ausbildung und Eruption größerer Gasblasen erwartet wurden, welche stärkere Inhomogenitäten im Geschwindigkeitsfeld des abströmenden Gases verursachen, wurde die Abströmzone oberhalb der Wirbelschicht vorbeugend in vertikaler Richtung erweitert. Hierdurch wird der Raum zur Dissipation von Wirbelstrukturen vergrößert, wodurch sich das Geschwindigkeitsprofil der einphasigen Gasströmung stärker dem einer ausgebildeten Rohrströmung annähert und das Konvergenzverhalten aufgrund des reduzierten Auftretens von Rückströmgebieten am Auslass gefördert wird. Um die Vergleichbarkeit zu gewährleisten wurde diese Erweiterung des Rechengebiets für alle Varianten (einschließlich RB0) vorgenommen.

Die Simulationsergebnisse zeigen keine Beeinflussung der makroskopischen Eigenschaften der Wirbelschicht durch eine veränderte Randbedingung. Es sind jedoch Veränderungen in den Feldern der zeitlich gemittelten Feststoffvolumenanteile und -geschwindigkeiten identifizierbar, siehe Abbildung 5.25. Hierbei besteht ein genereller Unterschied zwischen den Varianten mit Gaseinlass durch alle Zellen (RB0, RB1, RB2) und denen mittels Gitter aufgelöstem Düsenboden (RB3, RB4). Für die Erstgenannten befindet sich der Bereich der maximalen Feststoffkonzentration in Wandnähe im oberen bis mittleren Teil der Wirbelschicht. Bei den Varianten RB3 und RB4 sind diese Bereiche in vertikaler Richtung deutlich vergrößert und teilweise bis zum Düsenboden ausgedehnt. Sie erinnern an die in Abbildung 5.22 dargestellte Verteilung bei Verwendung eines Spekularitätskoeffizienten von  $\phi^* = 0$ . Die Ursache hierfür ist in dem durch die Einlassdüsen lokal verstärkten



**Abbildung 5.25:** Konturen der zeitlich gemittelten Feststoffkonzentrationen und Vektoren der zeitlich gemittelten Feststoffgeschwindigkeiten ( $\vec{v}_{s,\max} = 0.32 \text{ m/s}$ ) bei Variation der Einlassrandbedingung

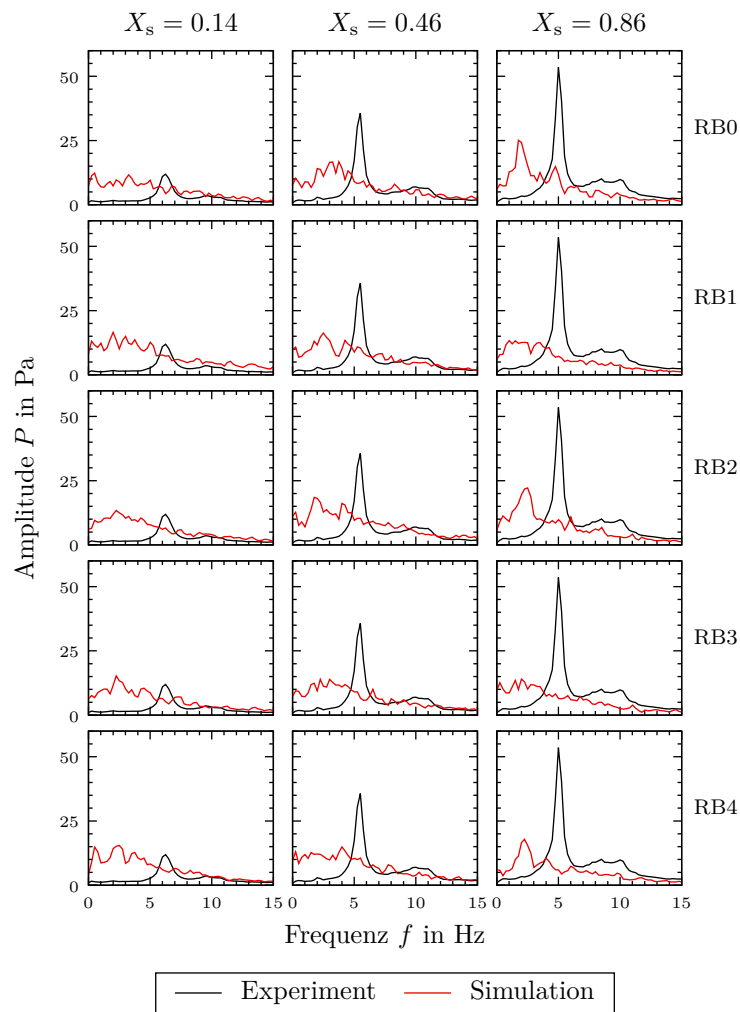
Gasimpuls zu finden, welcher den Feststofftransport aus dem Zentrum der Wirbelschicht intensiviert. Dies ist an den größeren Geschwindigkeitsvektoren und den geringeren Konzentrationen im Vergleich zu RB0, RB1 und RB2 zu erkennen. Folglich findet eine Verstärkung des Feststoffumlaufs statt. Da außerdem unmittelbar an der Wand kein Gaseinlass stattfindet, wird die Abwärtsbewegung des Feststoffes hier nur durch die Wandreibung behindert, weshalb sich die Bereiche hoher Konzentration weiter ausdehnen können. Auch die mittleren Aufstiegswege der Blasen werden hierdurch für  $X_s = 0.86$  und  $X_s = 0.46$  tendenziell in Richtung der Behälterachse gedrängt. Weiterhin ist die lokale Verdrängung des Feststoffes oberhalb der Düsen anhand der mittleren Feststoffkonzentrationen erkennbar, wobei die Unterschiede zur umgebenen Suspensionsphase bei kleinerer Feuchte aufgrund der ohnehin stärkeren Auflockerung sinken.

Bezüglich der Strömungsmuster weisen alle Simulationen zunächst die bekannte Struktur zweier dominanter Zirkulationszellen auf, vgl. z. B. [139, 278]. Bei den Varianten RB0 bis RB2 zeigen sich unter diesen zwei weitere Wirbel mit entgegengesetztem Drehsinn, deren Größe je nach Höhe der Wirbelschicht variiert und die für  $X_s = 0.14$  kaum erkennbar sind. Für die Varianten mit aufgelöstem Düsenboden treten diese Strukturen unterhalb der Hauptzirkulation nicht auf, da hier die erforderliche Querbewegung der Blasen aufgrund obiger Feststellungen nicht in erforderlichem Maße zu Stande kommt. Allerdings treten für die kleinste Wirbelschichthöhe jeweils zwei zusätzliche Wirbel zentral im oberen Bereich der Wirbelschicht auf. Ein Vergleich mit dem zugehörigen Experiment ist nicht möglich, da die erforderlichen Daten hierzu nicht erfasst wurden.

Bei der Analyse der Druckfluktuationen im Leistungsdichtespektrum ist keine wesentliche Beeinflussung durch eine veränderte Gaseinlassrandbedingung feststellbar, weshalb an dieser Stelle auf eine zusätzliche Abbildung verzichtet sei. Lediglich bei den Varianten mit

Einbeziehung des Gasversorgungssystems mittels eindimensionaler Massen- und Impulsbilanz (RB2 und RB4) treten im Bereich  $f > 100$  Hz Störfrequenzen mit leicht erhöhten Amplituden auf. Diese sind eindeutig auf die periodische Aktualisierung der dynamischen Randbedingung zurückzuführen, vgl. Anhang A.3. Sie treten für kleinere Wirbelschichthöhen tendenziell stärker in Erscheinung als für größere.

Für eine detailliertere Beurteilung des Frequenzbereichs mesoskopischer Strömungsstrukturen zeigt Abbildung 5.26 die zugehörigen Amplitudenspektren bis 15 Hz.



**Abbildung 5.26:** Amplitudenspektren der Druckfluktuationen aus Experiment und Simulation unter Variation der Einlassrandbedingung und der Feststofffeuchte

Entgegen den Erwartungen führt keine der Varianten zur Ausbildung eines eindeutigen Einzelblasenregimes für alle betrachteten Versuchspunkte. Im Vergleich zur Standardrandbedingung RB0 ist lediglich die Variante RB2 in der Lage, ähnliche Ergebnisse hervorzubringen. Alle anderen führen vor allem für den Versuchspunkt  $X_s = 0.86$  zu einer mäßigen bis deutlichen Verschlechterung in Bezug auf die Ausbildung einer dominanten Frequenz bzw. deren Amplitude. Für die anderen beiden Versuchspunkte zeigen die qualitativen Verläufe der Spektren keine signifikante Verbesserung. Die aus dem Experiment bekannte Abnahme der zur dominanten Frequenz gehörigen Amplitude mit fortschreitender Trocknung wird sogar nur von den Varianten RB0 und RB2 qualitativ korrekt wiedergegeben. Für eine um den Modellfehler des Mehrblasenregimes bereinigte Betrachtung zeigt Tabelle 5.12 die Standardabweichungen als Maß der Gesamtintensität der Druckfluktuationen.

**Tabelle 5.12:** Standardabweichung der Druckfluktuationen bei Variation der Gaseinlassrandbedingung

$X_s$	$\sigma(p)$ in Pa					
	RB0	RB1	RB2	RB3	RB4	Exp.
0.86	38.7	32.0	37.4	32.1	29.3	54.0
0.46	37.7	35.6	40.7	34.3	35.8	37.4
0.14	28.6	38.1	30.4	30.3	32.5	16.2

Im Vergleich zu den experimentellen Daten kann ausschließlich unter Verwendung der Standardrandbedingung RB0 ein qualitativ ähnlicher Verlauf entlang der Feststofffeuchte erzielt werden. Die quantitativen Abweichungen sind maßgeblich auf die derzeit verwendete Impulsaustauschfunktion (vgl. Abbildung 5.21) sowie die vorläufig gewählten Restitutionskoeffizienten (vgl. Abbildung 5.12 und Tabelle 5.10) zurückzuführen. Während für den mittleren Versuchspunkt zwar alle Randbedingungen vertretbare quantitative Ergebnisse liefern, sprechen die einheitliche Abnahme der Standardabweichungen bei  $X_s = 0.86$  sowie die einheitliche Zunahme bei  $X_s = 0.14$  für RB1 bis RB4 im Vergleich zur Basisvariante RB0 gegen die Verwendung dieser komplexeren Einlassrandbedingungen. Es scheint bei Verwendung dieser eine tendenzielle Angleichung der Gesamtintensitäten für alle Versuchspunkte aufzutreten, was den experimentellen Daten widerspricht. Der durch die Wirbelschicht durchsetzte Gasmassenstrom wird somit in noch stärker fehlerbehaftete Anteile für Suspensionsphase und Blasen aufgeteilt.

Insgesamt kann festgehalten werden, dass sich die untersuchten Gaseinlassrandbedingungen vor allem anhand der Auflösung der realen Düsenbodengeometrie unterscheiden lassen. Dies äußert sich deutlich in den zeitlich gemittelten Strömungsfeldern in Abbildung 5.25. Allerdings kann mittels der Analyse von Druckfluktuationen diesbezüglich keine einheitliche Beeinflussung der Systemdynamik oder Blasengrößen festgestellt werden. Weiterhin deuten die Ergebnisse darauf hin, dass die realisierten instationären Einströmprofile sowie die eindimensionale Einbeziehung des Gasversorgungssystems einen untergeordneten Einfluss auf die Ergebnisse besitzen. Zwar führen die Varianten mit Berücksichtigung des Massen- und Impulstransportes im Gasversorgungssystem vereinzelt zu qualitativ besseren Ergebnissen als die jeweiligen Äquivalente ohne, allerdings schneiden hinsichtlich der mittleren Blasengröße auch diese deutlich schlechter ab als die Standardrandbedingung RB0. Die in die Wirbelschicht eintretenden Gasmassenströme schwanken für RB2 und RB4 mit Spitzenwerten von nur etwa 10% bezogen auf das zeitliche Mittel. Im Durchschnitt sind die Schwankungen wesentlich geringer, was darauf hindeutet, dass das implementierte 1d Modell die einphasige Gasströmung nur unzureichend abbildet. Vor allem mit Blick auf die am Eintritt in das Plenum befindliche Umlenkung der Strömung (s. Abbildung 5.24) ist mit dem Auftreten von Ablösegebieten zu rechnen, welche sich im Zusammenhang mit dem instationären Strömungszustand durch die Kopplung zur Wirbelschicht in Form von Wirbeln in Richtung des Düsenbodens bewegen und dort die lokale Druck- und Geschwindigkeitsverteilung beeinflussen. Hierzu wurden weiterführende Simulationen unter Einbeziehung des Plenums im Rechengitter durchgeführt, wobei der Düsenboden analog zum eingangs beschriebenen Vorgehen in [192] als poröses Medium mit einer lokal modifizierten Impulsbilanz abgebildet wurde. Allerdings ergeben sich aufgrund der nur zweidimensionalen Betrachtung ebenfalls unrealistische Strömungsfelder, aufgrund der Länge des Plenums große Anlaufzeiten sowie aufgrund der besonderen Behandlung des Düsenbodens erhebliche Stabilitätsprobleme im Konvergenzverhalten der

Lösung. Letzteres erfordert drastisch reduzierte Zeitschrittweiten und schließt ein solches Verfahren für weitere Sensitivitätsanalysen praktisch aus. Außerdem wären für eine realitätsnahe Abbildung der Gasströmung im Plenum die Verwendung eines dreidimensionalen Rechengitters sowie die Einbeziehung eines angemessenen Turbulenzmodells erforderlich, was den Rechenaufwand noch weiter steigen ließe. Alternativ wäre eine separate experimentelle Untersuchung der Strömung im Plenum denkbar, wobei anhand der Ergebnisse eine optimierte Einlassrandbedingung für die Wirbelschicht entwickelt werden könnte. Dies würde den Rahmen der vorliegenden Arbeit übersteigen, ist jedoch für zukünftige Untersuchungen zu empfehlen. Auf Basis der dargestellten Ergebnisse wird für die folgenden Simulationen an der Standardrandbedingung einer homogenen und zeitlich konstanten Einlassgeschwindigkeit festgehalten. Weiterhin wird die Erweiterung des Rechengitters im Bereich der Abströmzone beibehalten, da diese einerseits keinen erkennbaren Einfluss auf den zweiphasigen Teil der Strömung besitzt (vgl. Abbildungen der vorherigen Sensitivitätsanalysen mit Parametern des Basismodells). Andererseits dominiert das günstigere Konvergenzverhalten gegenüber der größeren Anzahl an Rechenzellen, was insgesamt zu einer leichten Reduktion der Rechenzeit führt.

### 5.2.5 Diskussion und Wahl der Parameter

Die in den Abschnitten 5.2.1 bis 5.2.4 dargestellten Vergleiche der Simulationsergebnisse untereinander sowie mit den experimentellen Daten lassen für einige der untersuchten Modellparameter und Submodelle bereits eine Auswahl an Vorzugsvarianten zu. Dies betrifft einerseits die Teilschlupfrandbedingung der Feststoffphase, bei welcher die Verwendung hoher Spekularitätskoeffizienten zur besten Übereinstimmung mit dem Experiment führt. Andererseits kann für die Gaseinlassrandbedingung die standardmäßige Zuströmung eines zeitlich konstanten und gleichmäßigen Geschwindigkeitsprofils als am besten geeignete Variante identifiziert werden. Die detaillierteren Varianten führen im Vergleich zum Experiment jeweils zu schlechteren Ergebnissen. Weiterhin zeigte sich bei der Untersuchung der Impulsaustauschfunktionen, dass die Varianten mit niedriger Sphärizität qualitativ und überwiegend auch quantitativ besser geeignet sind, um die Strömung im gesamten Trocknungsverlauf abzubilden. Im Vergleich zu der im Basismodell verwendeten Kombination (Gidaspow mit  $\phi = 0.78$ ) zeigte das Modell von Wen & Yu mit  $\phi = 0.60$  etwas bessere Ergebnisse, weshalb es für alle weiteren Simulationen ausgewählt wurde. Demgegenüber stehen die Einflüsse der Parameter zur rheologischen Beschreibung der Feststoffphase. Es wurde gezeigt, dass der Restitutionskoeffizient hierbei eine entscheidende Rolle einnimmt, aber die Simulationsergebnisse zugleich von der Wahl der Packungsgrenze und des Reibungsschwellwertes beeinträchtigt werden. Die Parameter setzen mittels des KTGF-Modells zwar nur im Spannungstensor der Feststoffphase an, entfalten ihre Wirkung aufgrund der komplexen Strömungsdynamik jedoch auf allen Skalen des Wirbelschichtsystems, vgl. Abschnitt 5.2.1. Im Gegensatz dazu zeigte die Variation des inneren Reibungswinkels keinen wesentlichen Einfluss auf die Simulationsergebnisse. Allerdings ist eine Steigerung dessen Bedeutung zu erwarten, falls die Justierung der anderen Parameter zur verstärkten Ausbildung von Gebieten führt, in denen Reibungsmodelle berücksichtigt werden.

Um die gegenseitigen Einflüsse der für das Fließverhalten relevanten Parameter detailliert bewerten zu können, wurden weitere Simulationen als mehrdimensionale Parametervar-

riation durchgeführt. Dabei wurden zunächst die Prozesspunkte niedrigster und höchster Feststofffeuchte betrachtet, um die aus strömungstechnischer Sicht besonders markanten Ränder des Validierungsbereiches zu analysieren. Vor dem Hintergrund der sehr ähnlichen Ergebnisse von angepasster (Wen & Yu mit  $\phi = 0.60$ ) und ursprünglich verwendeter (Gidaspow mit  $\phi = 0.78$ ) Impulsaustauschfunktion, vgl. Abschnitt 5.2.2, war eine Neubewertung der prinzipiellen Abhängigkeiten nicht erforderlich. Vielmehr konnten die Variationsbreiten der zu untersuchenden Parameter gemäß den bisherigen Erkenntnissen hierdurch eingeschränkt werden. Jedoch wurden zusätzliche Zwischenwerte betrachtet, um möglichst hohe Übereinstimmungen der Simulationsergebnisse mit den experimentellen Daten zu erzielen. Anschließend wurden die drei übrigen Versuchspunkte einbezogen und die zu bestimmenden Parameter als Zwischenwerte der für die Prozesspunkte niedrigster und höchster Feuchte als günstig herausgestellten Werte geschätzt. Hierbei wurden für einige Parameter zur Berücksichtigung einer potenziellen Abhängigkeit von der Feststofffeuchte funktionale Zusammenhänge in Form von Polynomen unterstellt. Durch iteratives Vorgehen wurden die Verläufe der Parameter justiert und eine geeignete Kombination bestimmt. Insgesamt wurden für diese mehrdimensionale Parametervariation über 120 weitere Simulationen durchgeführt. Im Folgenden werden die wesentlichen Ergebnisse kurz zusammengefasst.

Da innerhalb der untersuchten Parameter ausschließlich der Restitutionskoeffizient einen Einfluss auf das Verhältnis der Intensitäten von meso- zu mikroskaligen Strömungsstrukturen besitzt (vgl. Abschnitt 5.2.1), kann nur anhand dessen der Anstieg im zugehörigen Bereich der Leistungsdichtespektren der Druckfluktuationen angepasst werden. Gemäß Abbildung 5.11 sowie den weiteren Simulationsergebnissen mit der angepassten Impulsaustauschfunktion lässt sich für Werte um  $e = 0.70$  eine qualitativ gute Übereinstimmung der simulierten mit den experimentellen Daten erzielen. In Anlehnung an die in Abschnitt 5.2.1 diskutierte Abhängigkeit des Restitutionskoeffizienten von der Feuchte der Partikel führt eine weitere leichte Absenkung bei sehr hohen Feuchten tendenziell sogar zu noch besseren Ergebnissen. Während für den Bereich hoher Feuchten hierdurch bereits auch quantitativ zufriedenstellende Ergebnisse erzielt werden, tritt für die Versuchspunkte kleiner bis mäßiger Feststofffeuchte eine deutliche Überbewertung der Intensitäten im Bereich der meso- und mikroskopischen Strömungsstrukturen auf. Dieses Verhalten kann an den in diesem Abschnitt erläuterten systematischen Zusammenhängen sowie in den Abbildungen 5.11 und 5.12 nachvollzogen werden.

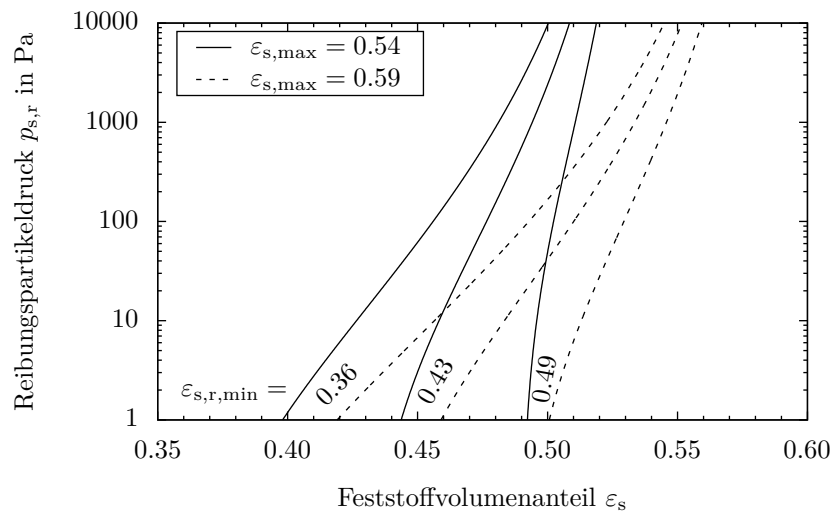
Die zuvor dargestellten Sensitivitätsanalysen zeigten, dass eine teilweise oder gegebenenfalls auch vollständige Kompensation dieser Abweichungen durch eine Absenkung der Packungsgrenze und/oder des Reibungsschwellwertes erreicht werden kann, vgl. Abbildung 5.15. Die in Abhängigkeit der Feststofffeuchte experimentell bestimmte Packungsgrenze wurde zunächst beibehalten. Es wurden Simulationen unter Variation des Reibungsschwellwertes durchgeführt, da dieser als reine Modellgröße keinen real existenten, experimentellen Bezugswert besitzt. Der für die Sensitivitätsanalysen verwendete Verlauf, welcher gemäß [200, 243] den Feststoffvolumenanteilen der Lockerungspunkte angenähert wurde, liefert für den Versuchspunkt der höchsten Feuchte mit  $\varepsilon_{s,r,\min} = 0.49$  zufriedenstellende Ergebnisse. Allerdings wäre für den Versuchspunkt der kleinsten Feuchte eine so große Absenkung des Reibungsschwellwertes erforderlich, dass fast im gesamten Wirbelschichtbereich Reibungsmodelle wirken würden. Bei sehr geringen Feuchten wären hiervon sogar die feststoffarmen Gasblasen betroffen, was aus Sicht des physikalischen Hintergrundes der Reibungsmodelle nicht vertretbar ist. Weiterhin zeigte die Simulation

mit einer kleineren Leerrohrgeschwindigkeit von  $1.5 v_{mf}$ , dass die hohen Spannungen die Ausbildung einer heterogenen Wirbelschicht verhindern und ein Festbett bestehen bleibt, was den experimentellen Erkenntnissen bekanntlich widerspricht. Insgesamt zeigen die Simulationsergebnisse jedoch, dass für die Versuchspunkte geringerer Feststofffeuchten eine Übereinstimmung mit den experimentellen Daten nur erreicht werden kann, sofern die Feststoffkonzentrationen in der Suspensionsphase, welche durch den niedrigen Restitutionskoeffizienten deutlich erhöht wurden (vgl. Abbildung 5.10), durch Anpassung eines anderen Parameters wieder reduziert werden. Aufgrund der dargestellten Begrenzung seitens des Reibungsschwellwertes ist eine Modifikation der Packungsgrenze für geringe und mäßige Feststofffeuchten innerhalb der Simulationen unumgänglich.

Zwar wurden gemäß Gleichung (A.4) für getrocknete Partikel experimentell höhere Packungsgrenzen bestimmt als für feuchte, jedoch ist ein tatsächliches Erreichen dieser im betrachteten Wirbelschichtprozess äußerst unwahrscheinlich. Dies ist im Wesentlichen durch die Schrumpfung der Partikel zu begründen (vgl. Abbildung 3.2 und Gleichung (A.1)), welche bei unveränderter Leerrohrgeschwindigkeit zu einer erhöhten Impulsübertragung vom Gas auf die Partikel führt und somit eine insgesamt stärkere Auflockerung der Schüttung verursacht als im feuchten Zustand. Weiterhin führt die Entfernung des Oberflächenwassers der Partikel zu einer Reduktion des kohäsiven Charakters der Schüttung, wodurch die Auflockerung weiter begünstigt wird. Anhand des Verlaufs der experimentell bestimmten mittleren Feststoffkonzentration in der Wirbelschicht wird dieser Sachverhalt bestätigt und zudem der Einfluss der betrachteten Suspensionsphase innerhalb des Messwertes durch die zeitgleich reduzierte Blasengröße verstärkt, vgl. experimentelle Datenreihen in den Abbildungen 5.8 c) und 5.12. Eine Reduktion der Packungsgrenze für kleine und mäßige Feststofffeuchten scheint seitens dieser prozesstechnischen Betrachtung zulässig. Weiterhin zeigt eine Betrachtung der experimentell bestimmten Packungsgrenze seitens des strömungsmechanischen Modells, dass deren Anstieg bei fortschreitender Trocknung zu einem Verhalten führt, das den experimentellen Erfahrungen widerspricht. So wird das gesamte Fließverhalten der Feststoffphase mittels der radialen Verteilungsfunktion  $g_0$  in der Art beeinträchtigt, dass die der Bewegung entgegenwirkenden Viskositäten und der Feststoffdruck bei allen Feststoffkonzentrationen ansteigen, vgl. Abschnitt 4.2.1 und Abbildung 5.13. Erfahrungsgemäß wird das Fließverhalten von Schüttgütern durch das Entfernen der Feuchtigkeit jedoch verbessert, vgl. z. B. [7, 238]. Auch im Bezug auf die direkte Wirkung im Reibungspartikeldruck  $p_{s,r}$ , welcher ausschlaggebend für die tatsächlich erreichbare Verdichtung der Feststoffphase ist, resultiert der experimentell bestimmte Verlauf der Packungsgrenze in einem Verhalten, das den oben genannten Messwerten widerspricht. Abbildung 5.27 verdeutlicht diesen Zusammenhang für die experimentell bestimmten Packungsgrenzen der an den Rändern gelegenen Versuchspunkte, vgl. auch Tabelle 5.7. Anhand zahlreicher Simulationsergebnisse ist bekannt, dass das tatsächlich auftretende Maximum der Feststoffvolumenanteile etwa dem Bereich von  $p_{s,r} \approx (100 \dots 1000)$  Pa zuzuordnen ist. Die Verläufe in Abbildung 5.27 begründen damit auch, weshalb für den Versuchspunkt niedrigster Feuchte mit dem experimentellen Wert  $\varepsilon_{s,max} = 0.59$  selbst bei sehr geringen Reibungsschwellwerten trotzdem noch zu große Feststoffkonzentrationen auftreten. Im dargestellten Fall mit  $\varepsilon_{s,r,min} = 0.36$  erreichen diese gerade solche Werte, wie sie auch für den Versuchspunkt der höchsten Feststofffeuchte mit den experimentellen Werten  $\varepsilon_{s,max} = 0.54$  und  $\varepsilon_{s,r,min} = 0.49$  vorliegen.

Um dem realen Verlauf des Feststoffvolumenanteils im Wirbelschichtprozess Rechnung zu tragen und um den allgemein bekannten Einfluss von Feuchtigkeit auf das prinzipielle Fließverhalten einer Schüttung innerhalb des KTGF-Modells korrekt wiederzugeben,





**Abbildung 5.27:** Einfluss von Packungsgrenze und Reibungsschwellwert auf den Verlauf des Reibungspartikelldrucks nach [115], vgl. Seite 60

wurde die Packungsgrenze auch für trockene und mäßig feuchte Partikel auf den konstanten Wert von  $\epsilon_{s,max} = 0.54$  angepasst. Durch die Unabhängigkeit von der Feststofffeuchte ergibt sich eine einheitliche Skalierungsbasis für die radiale Verteilungsfunktion  $g_0$  im KTGF-Modell, wodurch eine Bewertung der Einflüsse der verbleibenden Parameter erleichtert wird, zumal die im Trocknungsprozess mitunter stark variierenden Stoffeigenschaften einen ohnehin großen Einfluss auf die Strömungseigenschaften besitzen.

Mit der modifizierten Packungsgrenze können somit auch bei geringen Feuchten moderate Reibungsschwellwerte verwendet werden. Für den Versuchspunkt der kleinsten Feststofffeuchte werden mit  $\epsilon_{s,r,min} = 0.36$  zufriedenstellende Übereinstimmungen der Simulationen mit den experimentellen Daten erreicht. Gemäß Abbildung 5.27 beträgt die relative Änderung der maximal auftretenden Feststoffkonzentration im Trocknungsverlauf damit bis zu  $-10\%$ . Anhand der drei verbleibenden Versuchspunkte wurde der Verlauf des Reibungsschwellwertes entlang der Feststofffeuchte fixiert. Hierbei zeigte sich, dass die Verwendung des zur höchsten Feuchte gehörigen Wertes von  $\epsilon_{s,r,min} = 0.49$  in jenem Feuchtebereich zu zufriedenstellenden Ergebnissen führt, der mit dem ersten Trocknungsabschnitt übereinstimmt, vgl. Kapitel 6. Eine kontinuierliche Absenkung auf den Wert der getrockneten Partikel ist erst mit der schwindenden Wirkung des Oberflächenwassers erforderlich. Zur mathematischen Beschreibung wurde hierfür eine lineare Abhängigkeit gewählt.

Anschließend an die getroffene Auswahl von Restitutionskoeffizienten, Packungsgrenze und Reibungsschwellwerten wurde der Einfluss des inneren Reibungswinkels stichprobenartig neu bewertet. In Analogie zu den Sensitivitätsanalysen zeigte sich keine erkennbare Abhängigkeit der Simulationsergebnisse. Die in der Literatur angegebenen Werte von  $\varphi^* = 30^\circ \dots 50^\circ$  führen zu zufriedenstellenden Übereinstimmungen mit dem Experiment. Für niedrige Feuchten wird daher der von Schreiber [226] vorgeschlagene Wert von  $\varphi^* = 45^\circ$  verwendet. Aufgrund der Korrelation zum Schüttwinkel wird eine Steigerung für höhere Feuchten gewählt, vgl. Abschnitt 5.2.1. Hierbei wird im Versuchspunkt der höchsten Feuchte ein Wert von  $\varphi^* = 60^\circ$  erreicht. Damit wird aus theoretischer Sicht auch das physikalische Verhalten der Schüttung korrekt wiedergegeben, da bei hohen Feuchten im Mittel nun höhere Viskositäten der Feststoffphase vorliegen.

Tabelle 5.13 fasst die anhand der Sensitivitätsanalysen und der vorangegangenen Diskussion ausgewählten Submodelle und justierten Modellparameter zusammen.

**Tabelle 5.13:** Finale Konfiguration der Submodelle und Modellparameter des strömungsmechanischen Modells.

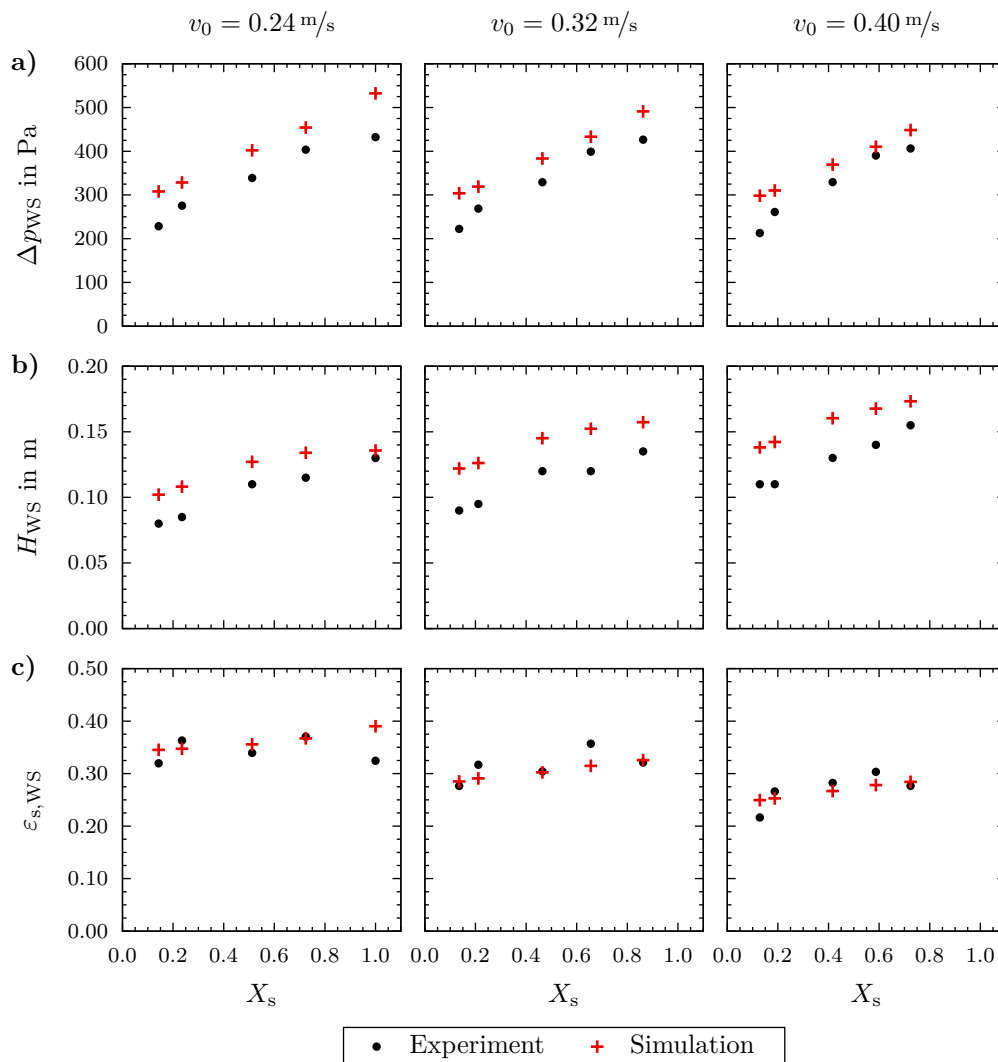
Parameter	Modell/Wert
Erhaltungsgleichung der Granularen Energie	algebraische Formulierung, Gl. (4.15)
kinetischer Anteil der Scherviskosität	Gidaspow [81], Gl. (4.26)
Restitutionskoeffizient	$e = 0.7 - 0.135X_s^2$
Packungsgrenze	$\varepsilon_{s,\max} = 0.54$
Reibungsschwellwert	$\varepsilon_{s,r,\min} = \begin{cases} 0.32 + 0.26X_s & \text{für } X_s < \frac{17}{26} \\ 0.49 & \text{für } X_s \geq \frac{17}{26} \end{cases}$
innerer Reibungswinkel	$\varphi^* = 45^\circ + 25^\circ X_s^3$
Impulsaustauschfunktion	Wen & Yu [274], Gl. (4.30) mit $\phi = 0.60$
Spekularitätskoeffizient	$\phi^* = 1.00$
Gaseinlassrandbedingung	RB0, s. Abbildung 5.24

## 5.3 Bewertung des strömungsmechanischen Modells

### 5.3.1 Ergebnisse der Simulationen

Unter Nutzung der ausgewählten Konfiguration von Submodellen und Modellparametern wurden die Simulationen für die fünf in den Sensitivitätsanalysen betrachteten Versuchspunkte erneut durchgeführt. Weiterhin wurden die jeweils fünf Strömungszustände der beiden anderen experimentell untersuchten Leerrohrgeschwindigkeiten (vgl. Kapitel 3) simuliert. Die Ergebnisse der Simulationen werden nachfolgend im Vergleich zu den experimentellen Daten dargestellt und diskutiert.

Abbildung 5.28 zeigt die Gegenüberstellungen für Druckverlust, Höhe sowie mittlere Feststoffkonzentration der Wirbelschicht entlang der Feststofffeuchte für die drei betrachteten Leerrohrgeschwindigkeiten.



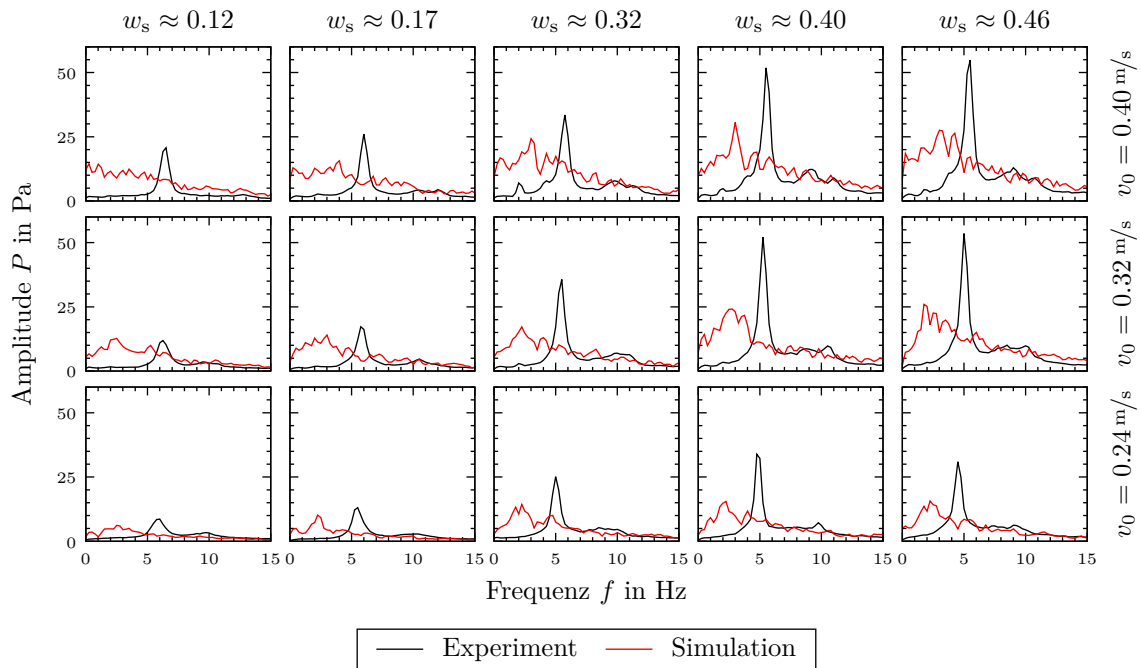
**Abbildung 5.28:** Vergleich von Simulation und Experiment hinsichtlich zeitlich gemittelter Werte von a) Druckverlust, b) Wirbelschichthöhe und c) mittlerem Feststoffvolumenanteil der Wirbelschicht, jeweils im Trocknungsverlauf für drei verschiedene Leerrohrgeschwindigkeiten

Generell lässt sich für alle drei Bewertungskriterien unabhängig von der Leerrohrgeschwindigkeit eine sehr gute qualitative Übereinstimmung zwischen den simulierten und experimentellen Verläufen entlang der Feststofffeuchte feststellen. In quantitativer Hinsicht ist bezüglich des Druckverlustes eine Überwertung innerhalb der Simulation zu erkennen, wobei die Abweichungen mit steigender Leerrohrgeschwindigkeit sinken. Insgesamt decken sich die mittleren relativen Abweichungen von +19% mit Angaben anderer Autoren, z. B. [12, 16, 255]. Zwar zeigten die in Abschnitt 5.2 untersuchten Parameter keinen relevanten Einfluss auf den Druckverlust, jedoch deuten die Veränderungen in Abhängigkeit der Leerrohrgeschwindigkeiten auf Ungenauigkeiten im Zusammenhang mit der empirischen Impulsaustauschfunktion hin, vgl. [255]. Weiterhin sind diesbezüglich Einflüsse der nur zweidimensionalen Abbildung der realen Geometrie zu erwarten, siehe [282].

Durch das globale Kräftegleichgewicht der Wirbelschicht haben die fehlerbehafteten Vorhersagen des Druckverlustes zugleich Konsequenzen für die erzielbaren Ergebnisse der Wirbelschichthöhe und der mittleren Feststoffkonzentration. Mit dem Ziel einer möglichst genauen Wiedergabe der Feststoffkonzentrationen, welche für die Abbildung der Wärme- und Stofftransportprozesse von besonderer Relevanz sind, wurden die Modellparameter dementsprechend gewählt und die auftretenden Abweichungen der resultierenden Wirbelschichthöhe in Kauf genommen. Abbildung 5.28 b) zeigt, dass die simulierten Wirbelschichthöhen dadurch deutliche Abweichungen von im Mittel +22% zu den Experimenten aufweisen. Hierbei sollte allerdings die Genauigkeit der Messwerte kritisch betrachtet werden, da die Beurteilung der Wirbelschichthöhe ausschließlich visuell erfolgte. Im Gegensatz zur rechnerischen Bestimmung der Lage einer durchschnittlichen Konzentrationsgrenze in den Simulationen ist durch die Orientierung an der Grenze von Suspensions- zu Gasphase eine Unterschätzung der experimentell bestimmten Wirbelschichthöhe wahrscheinlich. Unabhängig davon zeigen die mittleren Feststoffvolumenanteile mit einer mittleren relativen Abweichung von +7% sehr zufriedenstellende Ergebnisse.

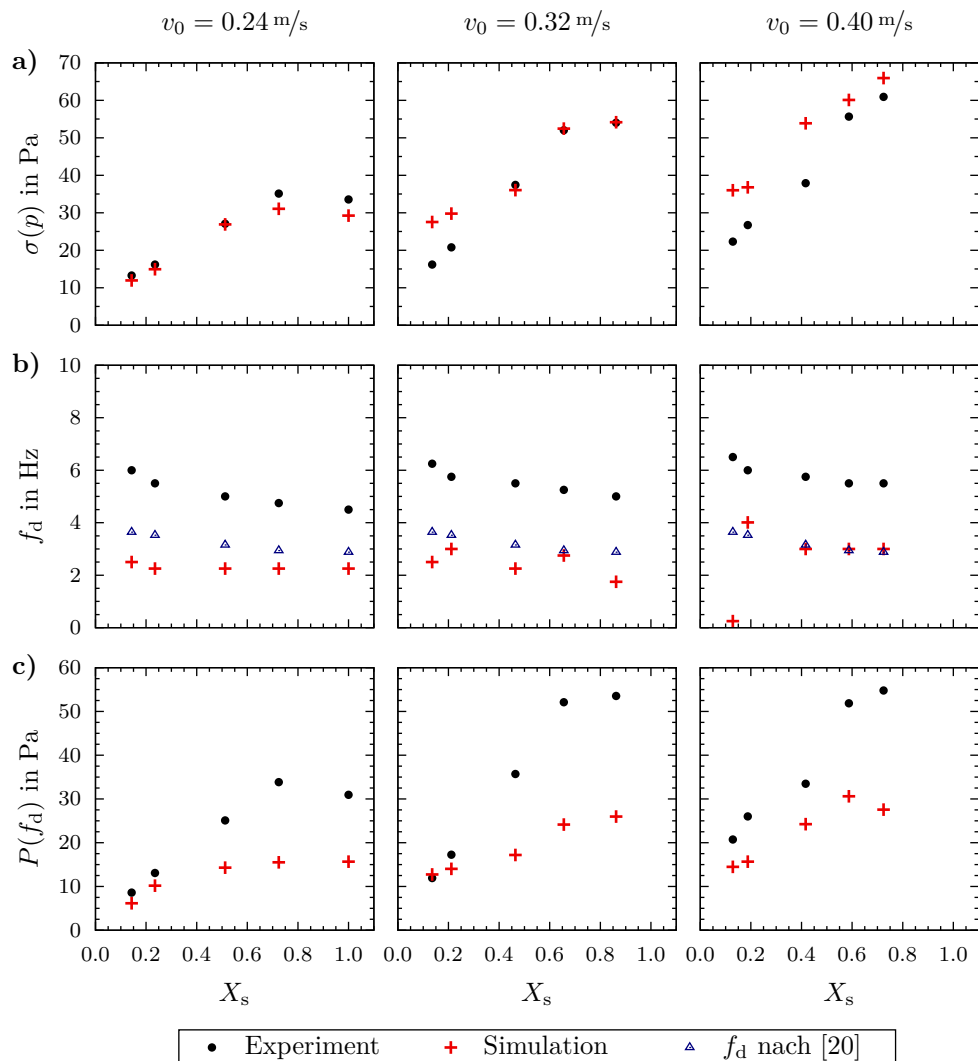
Abbildung 5.29 zeigt die Amplitudenspektren der Druckfluktuationen im Bereich bis 15 Hz vergleichend für Experiment und Simulation. Die Datenreihen zeigen, dass die Simulationen insgesamt nicht in der Lage sind, das im Experiment auftretende Einzelblasenregime korrekt wiederzugeben. Im Gegensatz zu der deutlich hervortretenden Amplitude der Eruptionsfrequenz im Experiment, weisen die Simulationsergebnisse erneut einen breiten Frequenzbereich erhöhter Amplituden auf, welcher nach [117] mit einem Mehrblasenregime zu assoziieren ist. Jedoch nähert sich die Form der Spektren bei kleineren Leerrohrgeschwindigkeiten tendenziell der des Experiments.

Für die Hauptfrequenz der Blasenruption zeigen sich im Vergleich zu den experimentellen Daten stets geringere Werte, vgl. auch Abbildung 5.30 b), was gemäß den Ergebnissen in [193] auf die zweidimensionale Abbildung der Wirbelschicht zurückzuführen sein könnte. Weiterhin liegen die Simulationsergebnisse sehr nah an dem häufig zu Vergleichszwecken herangezogenen Modell nach [20] für ein typisches Einzelblasenregime, siehe Abbildung 5.30 b). Dies betont nochmals die Differenzen zwischen dem vorrangig anhand von Glaskugel–Luft–Wirbelschichten validierten TFM–KTGF–Ansatz und dem speziellen Charakter einer Wirbelschicht aus Braunkohlepartikeln, welche wesentlich stärker vom Idealzustand vollkommen elastischer Kugeln mit glatter Oberfläche abweichen. Allerdings bilden die Simulationen die mit höherer Leerrohrgeschwindigkeit auftretende Zunahme der Blasenauftiegs geschwindigkeit im Gegensatz zum Modell aus [20] qualitativ richtig ab. Aufgrund der starken qualitativen Abweichungen bezüglich der Form der Spektren bei  $v_0 = 0.40 \text{ m/s}$  ist die Identifikation einer eindeutigen Hauptfrequenz teilweise jedoch nicht möglich, vgl. Simulationsergebnis bei  $w_s \approx 0.12$  bzw.  $X_s = 0.13$  in Abbildung 5.30 b).



**Abbildung 5.29:** Amplitudenspektren von Simulation und Experiment im Trocknungsverlauf bei drei verschiedenen Leerrohrgeschwindigkeiten

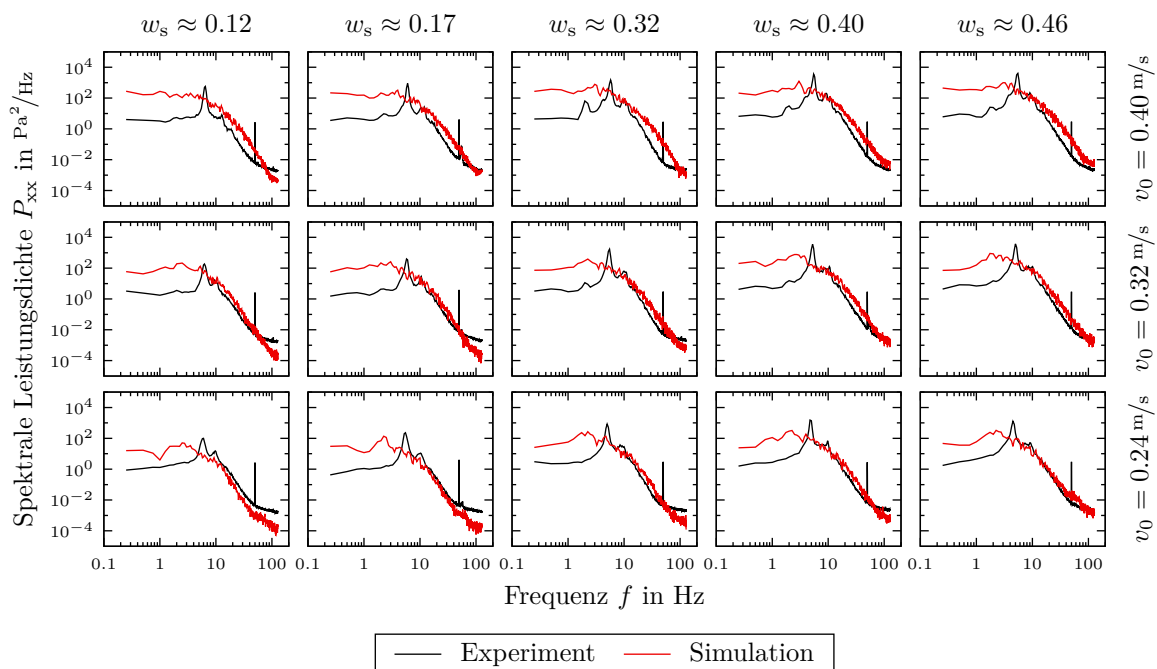
Neben der dominanten Frequenz selbst, zeigen die Abbildungen 5.29 und 5.30 c), dass deren Amplitude nur im Bereich kleiner Feststofffeuchten zuverlässig abgebildet werden kann. Für zunehmende Feuchten steigen die Abweichungen deutlich an. Aus der Standardabweichung in Abbildung 5.30 a) geht jedoch hervor, dass die Gesamtintensität der Druckfluktuationen insgesamt gut wiedergegeben wird. Das lässt darauf schließen, dass ausschließlich die im Experiment beobachtete Periodizität der Blasenruption bei höheren Feuchten nicht korrekt wiedergegeben werden kann, was auf eine unzureichende Abbildung der Blasenentstehung am Düsenboden zurückzuführen sein muss. Hierfür sind einerseits Unzulänglichkeiten in der Modellierung des Fließverhaltens der Feststoffphase und der Einlassgeometrie wahrscheinlich, welche ein realitätsgereutes Wachstum der Blasen nicht zulassen. Andererseits könnte auch ein Einfluss der fehlenden dynamischen Kopplung zum Gasversorgungssystem bestehen, da gerade bei höheren Bettmassen und größeren Blasen deutlich höhere Druckimpulse in das Gasversorgungssystem übertragen werden als bei niedrigen Feuchten. Weiterhin zeigt Abbildung 5.30 a), dass die Simulationen die Zunahme der mittleren Blasengröße bei Steigerung der Leerrohrgeschwindigkeit qualitativ gut abbilden, jedoch treten dabei im Vergleich zum Experiment zunehmend quantitative Abweichungen auf. Diese müssen zu einem Teil wiederum dem Einfluss der Impulsaustauschfunktion zugerechnet werden. Die zugehörigen Leistungsdichtespektren in Abbildung 5.31 zeigen nämlich, dass für  $v_0 = 0.40 \text{ m/s}$  zusätzlich zur mittleren Blasengröße auch kleinere mesoskopische Strömungsstrukturen eine deutlich überbewertete Intensität aufweisen. Zudem ist der Verlauf der Spektren für Frequenzen oberhalb von etwa 15 Hz deutlich stärker gekrümmt als für die beiden niedrigeren Leerrohrgeschwindigkeiten, obwohl bei vergleichbaren Wassergehalten jeweils identische Restitutionskoeffizienten vorliegen, die diesen Verlauf gemäß Abschnitt 5.2.1 maßgeblich bestimmen. Gemäß Abbildung 5.20 deutet dies auf eine zu große Impulsübertragung bei hohen Leerrohrgeschwindigkeiten hin. Für die Leerrohrgeschwindigkeiten  $v_0 = 0.24 \text{ m/s}$  und  $v_0 = 0.32 \text{ m/s}$  zeigen die simulierten Leistungsdichtespektren im Bereich kleinskaliger Strömungsstrukturen eine qualitativ



**Abbildung 5.30:** Vergleich von Simulation und Experiment hinsichtlich dynamischer Kennwerte: a) Standardabweichung, b) Hauptfrequenz und c) deren Amplitude, jeweils im Trocknungsverlauf für drei verschiedene Leerrohrgeschwindigkeiten

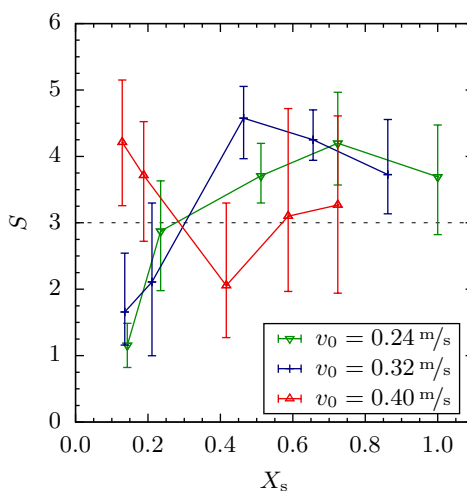
und quantitativ bessere Übereinstimmung mit den experimentellen Daten, wodurch der gewählte Parametersatz in Tabelle 5.13 für den praktisch relevanten Bereich der Leerrohrgeschwindigkeiten insgesamt zufriedenstellende Ergebnisse liefert. Mit Bezug auf die Wahl der rheologischen Modellparameter zeigt sich zudem in Übereinstimmung mit den experimentellen Daten (s. Abbildung 3.7) auch eine Abnahme der Intensitäten kleinskaliger Interaktionen bei fortschreitender Trocknung. Die Wertebereiche dieser Veränderung werden in den Simulationen allerdings etwas zu groß wiedergegeben.

Neben den spektralen Analysen der Druckfluktuationen zur detaillierten Beurteilung meso- und mikroskopischer Strömungsstrukturen werden zur abschließenden Bewertung der gesamten Strömungsdynamik der Wirbelschicht nachfolgend die Ergebnisse des Attraktorvergleichs dargestellt, welcher in Abschnitt 2.3.1 als eine Methode der Zustandsraumanalysen vorgestellt wurde. Die dem Test zugrunde liegenden Spezifikationen sind in Anhang A.4 erläutert. Um statistisch aussagekräftige Ergebnisse zu erhalten, wurde für jeden Versuchspunkt die Referenzzeitreihe der experimentellen Daten in jeweils zehn Abschnitte zerlegt, die aus der Simulation erhaltene Analysereihe mit jedem dieser



**Abbildung 5.31:** Spektrale Leistungsdichte der Druckfluktuationen aus Simulation und Experiment im Trocknungsverlauf bei drei verschiedenen Leerrohrgeschwindigkeiten

Abschnitte dem Vergleich unterzogen und anschließend der arithmetische Mittelwert der Ergebnisse betrachtet. Abbildung 5.32 zeigt die Resultate der jeweils fünf Versuchspunkte der betrachteten Leerrohrgeschwindigkeiten.



**Abbildung 5.32:** Ergebnisse des Attraktorvergleichs nach [52, 175].

Datenpunkte entsprechen Mittelwerten aus jeweils zehn Vergleichen, Fehlerindikatoren zeigen zugehörige Minima und Maxima

In den Fällen, in denen der Wert der S-Statistik oberhalb von drei liegt, kann mit einer definitiven Sicherheit von 95% davon ausgegangen werden, dass die Dynamik der den beiden Zeitreihen zugrunde liegenden Systeme verschieden ist, vgl. [175]. Diks et al. [52] zeigten durch numerische Beispielrechnungen, dass das Vertrauensintervall des Tests sogar bis zu 99% beträgt. In jedem Fall ist anhand der Ergebnisse zu erkennen, dass für die Leerrohrgeschwindigkeiten von  $v_0 = 0.24 \text{ m/s}$  und  $v_0 = 0.32 \text{ m/s}$  eine hydrodynamische Ähnlichkeit zwischen Simulation und Experiment nur bei geringen Feststofffeuchten er-

zielt werden kann. Bei mittleren und hohen Feuchten ist dies nicht der Fall, wobei diese Ergebnisse aufgrund der großen Abweichungen hinsichtlich der unzureichend abgebildeten Blasendynamik (vgl. Abbildungen 5.29 und 5.30) zu erwarten waren. Dies betrifft im Wesentlichen die Amplitude der dominanten Frequenz. Für die höchste untersuchte Leerrohrgeschwindigkeit zeigt sich tendenziell ein umgekehrtes Verhalten. Zwar liegen für die Versuchspunkte hoher Feuchte die Mittelwerte auch oberhalb von drei, jedoch befindet sich jeweils die Hälfte der analysierten Teilabschnitte im Bereich einer ähnlichen Dynamik. Dies könnte, verglichen mit den anderen Leerrohrgeschwindigkeiten, auf die etwas geringeren relativen Abweichungen von Simulation zu Experiment in Abbildung 5.30 c) zurückzuführen sein. Die definitive Unähnlichkeit bei kleinen Feststofffeuchten muss wiederum auf die fehlerhafte Abbildung des Regimes zurückzuführen sein, zumal die simulierten Spektren für diese Versuchspunkte denen eines Feststoffmitrisses ähneln, was aufgrund der überschätzten Impulsübertragung bei kleinen Partikeln nachvollziehbar erscheint. Insgesamt zeigen die Ergebnisse des Attraktorvergleichs eine eher geringe Übereinstimmungsquote zwischen Simulation und Experiment. Dies ist nicht verwunderlich, da einerseits die Möglichkeiten zur detailgetreuen Abbildung der Prozesse auf allen Raum- und Zeitskalen der Wirbelschicht mittels des TFM-KTGF-Ansatzes begrenzt sind. Insbesondere stellen in diesem Zusammenhang die charakteristischen Eigenschaften der Braunkohlepartikel sowie deren Veränderung im Trocknungsverlauf große Herausforderungen dar. Andererseits wird die Methode des Attraktorvergleichs auch bei rein experimentellen Studien zur Untersuchung der Maßstabsvergrößerung von Wirbelschichten als zu streng kritisiert, siehe [198, 206]. Die hier diskutierten Ergebnisse zur Ähnlichkeit der Dynamik von Simulation und Experiment sollten aus diesem Grund nicht alleinig, sondern bestenfalls ergänzend zur Bewertung des Modells herangezogen werden. Insbesondere die zuvor detailliert dargestellten Ergebnisse liefern im Gegensatz zum versuchspunktfixierten Attraktorvergleich eine genauere Bewertung der qualitativen Verläufe entlang des Trocknungsprozesses.

### 5.3.2 Diskussion der Abweichungen zwischen Simulation und Experiment

Die im vorherigen Abschnitt dargestellten Simulationsergebnisse zeigen in Bezug auf die Veränderungen makro-, meso- und — soweit beurteilbar — auch mikroskopischer Eigenschaften im Trocknungsverlauf aus qualitativer Sicht insgesamt sehr gute Übereinstimmungen mit den experimentellen Daten. Dieses Verhalten wird zwar durch die gemäß der vorliegenden Feststofffeuchte initialisierte Bettmasse auf makroskopischer Ebene dominiert, jedoch liefert das optimierte Modell gerade in Kombination mit den veränderlichen Stoffeigenschaften (v. a. Partikeldurchmesser) auch auf kleineren Skalen gute Ergebnisse. Allerdings treten mitunter deutliche quantitative Abweichungen auf. Zudem sind weiterhin Diskrepanzen bei der qualitativen Abbildung der Systemdynamik vorzufinden, wobei die Entwicklung einzelner Kenngrößen im Trocknungsverlauf teilweise wiederum zufriedenstellend ist. Mögliche Ursachen für die Abweichungen zwischen den Simulationsergebnissen und experimentellen Daten werden nachfolgend diskutiert.

Die komplexe Zweiphasenströmung in einer zylindrischen Wirbelschicht ist naturgemäß instationär und räumlich 3d ausgebildet. Mit Bezug auf die Diskussion in Abschnitt 5.1.1 werden für TFM-Simulationen, wie auch in dieser Arbeit, häufig 2d Schnittebenen des



Prozesses simuliert, da diese in der Lage sind, die charakteristischen Hauptströmungsrichtungen bei deutlich reduziertem Rechenaufwand zufriedenstellend abzubilden. Hierdurch werden Querbewegungen allerdings nur in einer Ebene betrachtet, woraus sich Unzulänglichkeiten, beispielsweise für das Koaleszenzverhalten der Blasen, ergeben. Weiterhin sind bei der 2d Simulation von zylindrischen Wirbelschichten aufgrund des fehlerhaft bewerteten Verhältnisses der Querschnittsflächen für auf- und abwärts gerichteten Feststofftransport zu hohe Massenstromdichten für die Rezirkulation in Wandnähe zu erwarten. Daraus ergibt sich eine weitere Beeinflussung des aufsteigenden Stroms aus Blasen und Feststoff. Diverse Studien zeigen, dass durch die Nichtberücksichtigung der dritten Raumdimension einerseits zwar erheblich Rechenaufwand eingespart werden kann, aber andererseits mitunter deutliche Abweichungen zwischen den Simulationsergebnissen und experimentellen Vergleichsdaten in Kauf genommen werden müssen. So wird bei den Vergleichen von 2d und 3d Simulationen in [193, 200] dargestellt, dass sich im 2d Fall analog zu den Ergebnissen in dieser Arbeit zu starke Bettexpansionen ergeben. 3d Simulationen führen in den angeführten Quellen jeweils zu einer sehr guten Übereinstimmung mit dem Experiment. In [31] weisen die Simulationsergebnisse eine vergleichbare Tendenz auf, jedoch werden keine experimentellen Vergleichswerte in Betracht gezogen. Weiterhin wird in letztgenannter Referenz das Wachstumsverhalten der Gasblasen in 2d und 3d Simulationen dem Modell von Darton et al. [45] gegenübergestellt und gezeigt, dass 2d Simulationen im zeitlichen Mittel zu geringe Blasengrößen voraussagen, während 3d Simulationen zu deutlich besseren Übereinstimmungen führen. Auch in den vorliegenden Simulationen fallen die Blasengrößen zu gering aus, wie anhand der Eruptionsamplituden in den Abbildungen 5.29 und 5.30 c) nachvollzogen werden kann. Im Zusammenhang mit dem zeitlich aufgelösten Verhalten des Wirbelschichtsystems argumentieren Peirano et al. [193] ebenfalls mittels Spektralanalysen von Druckfluktuationen, dass die Dynamik ausschließlich durch 3d Simulationen korrekt wiedergegeben werden kann. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen in [193] zeigen auch die Resultate der 2d Simulationen in den Abbildungen 5.29 und 5.30 b), dass die dominanten Frequenzen im Vergleich zum Experiment zu gering ausfallen. Van Wachem et al. [263] bildeten mit ihren 2d TFM-Simulationen auch ausgewählte dynamische Charakteristiken der Wirbelschicht, wie z. B. die dominante Frequenz, ab. Allerdings erfolgte der Vergleich der Simulationsergebnisse ausschließlich mit dem theoretischen Modell von Baskakov et al. [20], welches in der vorliegenden Arbeit ebenfalls vergleichbare Werte liefert, jedoch deutlich von den experimentellen Daten abweicht. Zufriedenstellende Nachbildungen experimenteller Daten wurden beispielsweise in [88, 114] erreicht, wobei die 2d Simulationen durch eine angepasste Einlassrandbedingung dynamisch an das Gasversorgungssystem gekoppelt wurden. Allerdings zeigten die Untersuchungen in Abschnitt 5.2.4, dass die in dieser Arbeit betrachteten Einlassrandbedingungen im Vergleich zur standardmäßigen Einströmung mit homogenem Geschwindigkeitsprofil im Bezug auf die Dynamik der Wirbelschicht keine besseren Ergebnisse generieren. In der Diskussion wurde bereits angedeutet, dass hierfür die Einbeziehung des Plenums in einem 3d Rechengitter die aussichtsreichste Variante darstellt. Ein solches Vorgehen wurde bereits von Sasic et al. [207] für eine 3d simulierte quasi-2d Wirbelschicht vorgestellt, wobei aufgrund des immensen Rechenaufwands allerdings nur eine sehr kurze Dauer der Strömung berechnet werden konnte und die Druckspektren durch parametrische Modelle approximiert werden mussten. Für die hier betrachtete zylindrische Wirbelschicht wäre ein solches Vorgehen mit noch weiter gesteigertem Rechenaufwand verbunden, wodurch die erforderlichen Analysezeiträume — insbesondere auch mit Blick auf die folgenden Trocknungssimulationen — nicht erreicht werden könnten.

Die Abbildung der Wirbelschicht in nur zwei Raumdimensionen äußert sich neben den aufgeführten Abweichungen einzelner Bewertungsgrößen auch in der von Xie et al. [282] dargestellten Abhängigkeit von der Leerrohrgeschwindigkeit. Dies kann beispielsweise an den systematischen Veränderungen des Druckverlustes, der Form der Spektren und der Intensität kleinskaliger Strömungsstrukturen nachvollzogen werden. Gemäß den Analysen in [282] gewinnen die für die Querbewegung relevanten Terme in der Impulsbilanz bei steigender Leerrohrgeschwindigkeit an Bedeutung, weshalb sie nicht mehr vernachlässigbar sind und nur eine 3d Simulation die Strömung korrekt abbilden kann.

Weitere Ursachen für die Abweichungen zwischen Simulation und Experiment finden sich in den Modellen zur Beschreibung des Fließverhaltens der Feststoffphase. Passalacqua und Marmo [187] zeigten bei einem Vergleich verschiedener Reibungsmodelle, bei dem die Bildung und Entwicklung einer in ein Bett induzierten Einzelblase analysiert wurde, dass das Reibungsmodell von Johnson und Jackson [115] im Vergleich zum Experiment etwas zu geringe Blasendurchmesser liefert. Zudem tritt im oberen Drittel des Bettes eine Stagnation des Blasenwachstums auf. Die anderen in [187] untersuchten Modelle können die experimentellen Daten besser abbilden. Da das Reibungsmodell von Johnson und Jackson [115] auch in der vorliegenden Arbeit verwendet wurde, könnten die insgesamt zu geringen Druckamplituden der Blasenruption in Abbildung 5.30 c) zu einem Teil hierauf zurückzuführen sein.

Da die Abweichungen der Eruptionsamplituden mit steigender Feuchte deutlich zunehmen, jedoch die mittels der Standardabweichungen ausgedrückten Gesamtintensitäten der Signale gut bzw. sogar etwas zu groß wiedergegeben werden, ist weiterhin davon auszugehen, dass das globale Blasenwachstum bei höheren Feuchten zunehmend schlechter wiedergegeben wird. Offenbar überwiegen Teilungseffekte gegenüber der Koaleszenz von Blasen, wodurch insgesamt eine erhöhte Anzahl kleinerer Blasen auftritt und die Amplitudenspektren (Abbildung 5.29) somit Mehrblasenregime erkennen lassen, während im Experiment jeweils ein Einzelblasenregime vorliegt. Als weitere Ursache für diese Abweichung muss daher die unzureichende Abbildung des kohäsiven Charakters der feuchten Kohleschüttung im Modell angesehen werden. Hieraus resultiert im Vergleich zum Experiment ein zu schwacher Zusammenhalt der Feststoffphase, der die Teilung von Blasen begünstigt. Dies ist bereits durch den Eulerschen Modellansatz begründet, da die Annahme der Partikelgesamtheit als Newtonsches Fluid eine Übertragung nennenswerter Zugspannungen nicht zulässt, obgleich diese in kohäsiven Schüttungen auftreten können (vgl. [238]). Ein vergleichbares Verhalten der Feststoffphase müsste im Modell demzufolge durch Scherung nachgebildet werden, wobei eine Realisierung hoher Viskositäten bei hoher Feststofffeuchte erforderlich wäre. Dies steht im Konsens mit der in [40] postulierten stabilisierenden Wirkung einer hohen Viskosität auf die Konturen der Blasen, wodurch deren Teilung vermieden und Wachstum begünstigt wird. Die eingesetzten Standardmodelle bieten allerdings keine Möglichkeit hierzu. Für zukünftige Untersuchungen wird daher die Entwicklung geeigneter Submodelle unter Einbeziehung von Flüssigkeitsfilmen an den Partikeloberflächen empfohlen. Im Zusammenhang mit der Modellierung von Kohäsion innerhalb von TFM–KTGF–Simulationen haben Sasic und van Wachem [210] einen ersten Ansatz dargestellt, mit welchem kohäsive Effekte in der Strömung berücksichtigt werden können. Sie bezogen sich in ihren Untersuchungen auf Partikel des Geldart A Bereichs, bei denen kohäsive Kräfte bereits im trockenen Zustand von hoher Bedeutung sind. Auf Basis eines Gleichgewichts aus Widerstands-, Gravitations-, Auftriebs-, Kollisions- und Kohäsionskraft berechneten sie dynamisch lokale Partikeldurchmesser, die sich durch Ag-

glomeration einstellen und verwendeten diese innerhalb des KTGF-Modells. Auch für die hier betrachteten Partikel mit anfangs vorliegendem Oberflächenwasser ist eine lokale Agglomeration innerhalb der Wirbelschicht denkbar, zumal bei großen Filmstärken gemäß [7] auch vollkommen unelastische Kollisionen zwischen Partikeln auftreten können. Die mangelnde Berücksichtigung der Kohäsion kann allerdings nur teilweise als Ursache für die qualitativ fehlerbehaftete Abbildung der Amplitudenspektren herangezogen werden, da sich nicht nur im Bereich erhöhter Feststofffeuchte, sondern überwiegend auch im trockenen Zustand Abweichungen zwischen Simulation und Experiment einstellen.

Eine weitere Möglichkeit besteht in der unzureichenden Berücksichtigung der tatsächlichen Partikeloberfläche. Während im verwendeten KTGF-Modell von ideal glatten Partikeln ausgegangen wird (vgl. [113]), weisen die betrachteten Braunkohlepartikel aufgrund ihrer Struktur aus natürlich gewachsenen organischen Substanzen sowie vorhandenen Bruchstellen von Zerkleinerungsprozessen verhältnismäßig unebene Oberflächen auf. Hieraus resultieren seitens des Modells Abweichungen vom realen Kollisionsverhalten der Partikel, wodurch sich folglich Unzulänglichkeiten in der Abbildung des Fließverhaltens der Phase ergeben müssen. Es ist davon auszugehen, dass die Einbeziehung der rauen Partikeloberflächen bei einer Scherverformung der Feststoffphase aufgrund erhöhter Reibungswirkung zu einem deutlich erhöhten Formänderungswiderstand führt. In Analogie zur vorangegangenen Diskussion ist dies gleichbedeutend mit einer erhöhten Viskosität der Feststoffphase, die das Blasenwachstum nach [40] begünstigt. In der aktuellen Literatur [292] wird hierzu bereits ein vielversprechender Ansatz vorgestellt. Dabei wird zusätzlich zur translatorischen Bewegung der Partikel deren Rotation einbezogen, wobei eine zweite Granulare Temperatur als Maß für die Intensität der Fluktuationen der Rotationsenergie eingeführt wird. Unter Berücksichtigung eines Reibungskoeffizienten für den Kontakt von Partikeln mit rauen Oberflächen und eines tangentialen Restitutionskoeffizienten werden die Partikelkollisionen in deutlich höherem Detail betrachtet und das ursprüngliche KTGF-Modell angepasst und erweitert. Im Vergleich zum Standardmodell für Partikel mit glatten Oberflächen zeigten sich in den Simulationen deutlich größere Blasen und stärkere Fluktuationen der Bettoberfläche, was auf die erhöhte Dissipation Granularer Energie bei rauen Partikeloberflächen zurückzuführen sei. In einer Sensitivitätsanalyse [293] zeigten dieselben Autoren, dass innerhalb ihres Modells vor allem der Reibungskoeffizient, welcher die Oberflächenbeschaffenheit der Partikel charakterisiert, einen enormen Einfluss auf die Ausbildung heterogener Strukturen besitzt. Bei entsprechend hohen Werten zur Nachbildung sehr rauer Partikeloberflächen konnten extrem große Blasen sowie sehr hohe Feststoffvolumenanteile in der Suspensionsphase beobachtet werden. Dieses Verhalten ähnelt tendenziell der in dieser Arbeit praktizierten Absenkung des normalen Restitutionskoeffizienten, weist nach [293] im Vergleich jedoch grundlegende Unterschiede für die Entwicklung der Granularen Energie sowie das Fluktuationsverhalten der Bettoberfläche auf. Weiterhin lässt sich anhand der Darstellungen in den genannten Quellen für raue Partikeloberflächen auf eine hohe Periodizität der Blasenruption schließen, wodurch wiederum ein Teil der Abweichungen der hier erzielten Ergebnisse erklärt werden kann. Für eine eventuelle, zukünftige Implementierung des Modells aus [292] ist aufgrund der zusätzlichen Bilanzgleichung allerdings ein erhöhter Rechenaufwand zu erwarten. Die umfangreichen Sensitivitätsanalysen in [293] wurden für eine Wirbelschicht mit sehr geringen Abmessungen und einer entsprechend geringen Anzahl an Rechenzellen durchgeführt.

Analog zum Einfluss von Kohäsion und rauen Partikeloberflächen auf die Wechselwirkung zwischen Partikeln stellen beide Phänomene auch im Zusammenhang mit der Partikel-

Wand-Interaktion potenzielle Ursachen für Abweichungen zwischen Simulation und Experiment dar. Einerseits führt das Vorhandensein von Oberflächenwasser auch bei der Kollision mit starren Wänden zu erhöhter Dissipation, vgl. [7]; andererseits befinden sich die Unebenheiten der Partikeloberfläche in einer Größenordnung, welche im Bezug auf die Wandrauigkeit des Behälters für Wechselwirkungen relevant sein könnte. Diese These steht im Zusammenhang mit dem zuvor diskutierten Modell [292, 293], bei welchem die Interaktion der Partikel mit der Wand durch die zusätzliche Einführung entsprechender Reibungs- und Restitutionskoeffizienten berücksichtigt wurde. Für hohe Wandreibungskoeffizienten bzw. raue Partikel wird zwar in Übereinstimmung zu Abbildung 5.22 ein Entlanggleiten der Partikel an der Wand verhindert und eine Ansammlung im mittleren und oberen Bereich der Wirbelschicht erzwungen, was die getroffene Wahl des Spekularitätskoeffizienten von  $\phi^* = 1.00$  bestätigt. Allerdings führt das detailliertere Modell [293] zeitgleich zu einer deutlichen Ausdehnung dieses Bereiches in Richtung der Behälterachse, wodurch eine Zwangsvereinigung der Blasen und somit deutlich größere Durchmesser bei der Eruption herbeigeführt werden. Zudem weisen die Ergebnisse in [293] bei Variation des Wandreibungskoeffizienten im Vergleich zu Abbildung 5.22 ein gegenteiliges Verhalten der maximalen Feststoffkonzentration auf, was für den vorliegenden Anwendungsfall auf eine Schwäche der eingesetzten Teilschlupfrandbedingung von Johnson und Jackson [115] hindeutet. Die besondere Relevanz des diskutierten Aspektes zeigt auch der in [238] angegebene Wandreibungskoeffizient für Kohle an polierten Wänden von 0.44, welcher im Bezug auf den untersuchten Wertebereich in [293] sehr hoch ist.

Eine weitere Diskrepanz ergibt sich durch die unzureichende Berücksichtigung der in der Schüttung vorhandenen faserigen Xylitbestandteile. Xylit besitzt im Vergleich zu den Kohlepartikeln gemäß [71] nur etwa die halbe Rohdichte und durch die längliche Gestalt eine deutlich geringere Sphärizität. Friedrich [71] gibt nach eigenen Messungen hierzu einen Wertebereich von 0.2 bis 0.7 mit einem mittleren Wert von 0.43 an. Für den Bereich der in der vorliegenden Arbeit untersuchten Partikelgrößen ergeben sich Werte zwischen 0.33 und 0.37. Das Vorhandensein von Xylit wird im Modell ausschließlich durch die für den Impulsaustauschkoeffizienten ermittelte, effektive Sphärizität der Schüttung berücksichtigt. Die deutlich geringere Dichte findet allerdings keine Berücksichtigung in den Simulationen, da zur Bestimmung der Dichte der Feststoffphase nur die Braunkohlepartikel und deren Beladung mit Wasser betrachtet werden, siehe Gleichung (A.2). Insgesamt besitzt die Schüttung in den Simulationen daher eine zu hohe Dichte, wodurch sich ein Teil der zu hoch berechneten Druckverluste der Wirbelschicht erklären lässt. Für eine Korrektur in zukünftigen Arbeiten müsste der Xylitanteil quantifiziert werden und rechnerisch in der Dichte der Feststoffphase Berücksichtigung finden. Alternativ wäre aufgrund der stark abweichenden Gestalt des Xylits von den Kohlepartikeln sogar eine modellseitige Separation als zweite Feststoffphase in einem Multi Fluid Model zu favorisieren. Hierdurch könnte die Verteilung des Xylits innerhalb der Strömung und dessen Einfluss auf die Blasenentwicklung näher untersucht werden. Allerdings ergeben sich bei Verwendung eines Multi Fluid Models zusätzliche Herausforderungen, vor allem bei der Beschreibung der Interaktion der beiden Feststoffphasen.

Unabhängig vom Einfluss des Faserxylits sind vorhandene Abweichungen zwischen Simulation und Experiment ebenfalls auf die Polydispersität innerhalb der Kohleschüttung zurückzuführen. Zwar wurden für die Untersuchungen gemäß Abbildung 3.2 relativ enge Kornspektren verwendet, jedoch liegt zwischen dem kleinsten und größten vorhandenen Partikeldurchmesser ein Faktor von etwa fünf, der sich bei der Fluidisierung entsprechend

auf die Widerstandskraft auswirkt. Da das Two Fluid Model allerdings von monodispersen Partikeln ausgeht, müssen zwangsläufig Abweichungen zwischen Simulation und Experiment vorliegen.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die in Abschnitt 5.3.1 dargestellten Abweichungen zwischen den Simulationsergebnissen und experimentellen Daten verschiedene Ursachen haben können. Zentrale Diskussionspunkte sind hierbei die zweidimensionale Abbildung der Wirbelschicht, eine eventuelle Kopplung der Dynamik zum Gasversorgungssystem, die fehlende Berücksichtigung von Kohäsion bei Oberflächenfeuchtigkeit, der Einfluss rauer Partikeloberflächen sowie der verhältnismäßig hohe Xylitanteil in der Schüttung. Gemäß den obigen Ausführungen weist das für den vorliegenden Anwendungsfall angepasste Simulationsmodell weiteren Optimierungsbedarf auf. Nichtsdestotrotz werden wesentliche Charakteristiken der untersuchten Wirbelschicht sowie grundlegende Abhängigkeiten im Trocknungsverlauf korrekt wiedergegeben, weshalb das optimierte Modell den Untersuchungen zum Trocknungsprozess im folgenden Abschnitt zugrunde gelegt wird. Die hier ausführlich diskutierten Abweichungen strömungstechnischer Art können Auswirkungen auf die Simulation des Trocknungsprozesses besitzen und müssen bei der Bewertung dieser berücksichtigt werden.



---

# 6 Numerische Untersuchungen zum Trocknungsprozess

Auf Basis der vorangegangenen Untersuchungen werden in diesem Kapitel Simulationen des Trocknungsprozesses in der Wirbelschicht betrachtet. Hierfür wurde das gesamte, in Kapitel 4 dargestellte Modell genutzt, wobei für die strömungsmechanischen Parameter die Werte in Tabelle 5.13 angewendet wurden. Der Einfluss ausgewählter Modellparameter des Wärme- und Stofftransports auf den Trocknungsvorgang wird analysiert. Die Ergebnisse der Simulationen werden untereinander sowie mit experimentellen Daten verglichen. Abschließend erfolgt eine Bewertung des Gesamtmodells anhand der Gegenüberstellung der Simulationsergebnisse und Experimente für verschiedene Betriebsparameter der Wirbelschicht.

## 6.1 Voruntersuchungen

Analog zu den Betrachtungen in Abschnitt 5.1 sind nachfolgend zunächst Voruntersuchungen bezüglich des Modells für den Wärme- und Stofftransport dargestellt. Als Basis für die Parameter der in den Abschnitten 4.2.3 und 4.2.4 vorgestellten Schließungsgleichungen werden die in Tabelle 6.1 angegebenen Korrelationen und Werte verwendet.

**Tabelle 6.1:** Basismodell für die Voruntersuchungen zur Simulation des Trocknungsprozesses

Parameter		Modell/Wert	Verweis
$Nu_p$	Nußelt-Korrelation	Gunn [85]	Gl. (4.49)
$Sh_p$	Sherwood-Korrelation	Gunn [85]	Gl. (4.67)
$\phi$	Sphärizität	0.60	Gln. (4.48) und (4.79)

Die Berechnung des konvektiven Wärmetransports zwischen den Phasen sowie des Stofftransports im ersten Trocknungsabschnitt erfolgt somit auf Grundlage einer in der Literatur häufig genutzten Korrelation. Die Wahl der Sphärizität erfolgt in Anlehnung an die verwendete Impulsaustauschfunktion, siehe Tabelle 5.13.

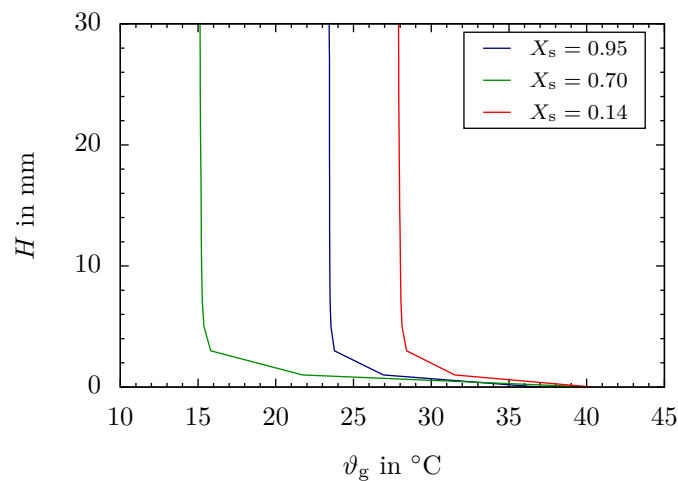
Die Analysen werden anhand einzelner ausgewählter Versuchspunkte eines kontinuierlich durchlaufenen Trocknungsexperimentes durchgeführt, welches in seiner Gesamtheit die Grundlage für die Sensitivitätsanalysen in Abschnitt 6.2 bildet. Hierfür wurde ein Versuch mit moderaten Werten der Leerrohrgeschwindigkeit und der Temperatur des zu strömenden Gases verwendet. Für eine Übersicht bezüglich der hier relevanten Initialisierungswerte und Randbedingungen der Simulationen ist auf Tabelle 6.2 in jenem Abschnitt verwiesen.

Zur räumlichen Diskretisierung der Energiebilanz- und Skalartransportgleichungen werden die in Fluent<sup>®</sup> 14.5 implementierten Aufwind-Verfahren zweiter bzw. erster Ordnung verwendet.

Die Aufzeichnung und Analyse der zur Auswertung benötigten Daten erfolgt anhand der in Abschnitt 4.3.4 dargestellten Methoden.

### 6.1.1 Anmerkungen zum Rechengitter

Das für die strömungstechnischen Untersuchungen verwendete Rechengitter mit einer nominellen Zellgröße von 2 mm führte hinsichtlich der herangezogenen Bewertungskriterien zu gitterunabhängigen Lösungen, siehe Abschnitt 5.1.1. Für die Einbeziehung des Wärme- und Stofftransports ist nun weiterhin der Wärmeeintrag in die Wirbelschicht durch das zuströmende Fluidisierungsgas zu betrachten, da der Wärmeübergang zwischen Gas und Partikeln gemäß [46, 76] in einer sehr dünnen Schicht oberhalb des Düsenbodens stattfindet. Abbildung 6.1 zeigt anhand der Verläufe der mittleren Gastemperatur entlang der Höhe, dass die Simulationen dieses Verhalten grundsätzlich widerspiegeln und bereits nach wenigen Millimetern etwa die Temperatur des Feststoffes (vgl. Tabelle 6.2) erreicht wird. Die in [76] angegebene Näherungsgleichung zur Berechnung solcher Ein-



**Abbildung 6.1:** Verlauf der über Zeit und Querschnitt gemittelten Gastemperatur entlang der Höhenkoordinate

dringtiefen liefert Werte in vergleichbarer Größenordnung. Szafran und Kmiec [245] beobachteten innerhalb ihrer Simulationen einer Strahlschicht mit Steigrohr Ähnliches für die Grenzfläche zwischen Gas- und Suspensionsphase nahe des Gaseinlasses und argumentierten, dass die rasche Abkühlung des eintretenden Gasstromes durch die Kombination des sehr hohen Wärmeübergangskoeffizienten mit der großen Wärmekapazität des Feststoffes verursacht wird. Sie verwendeten ein Gitter, das im unteren Bereich des Konus kleinere Zellen aufwies, um die für Strahlschichten typischen Fluktuationbewegungen der Phasengrenze besser auflösen zu können. Die Temperaturdifferenz von 33 K zwischen eintretendem Gas und Suspensionsphase wurde in einem Bereich von etwa 5 mm ebenfalls mit nur drei bis vier Rechenzellen abgebildet. In weiteren Literaturstellen zur Simulation von Wirbelschichttrocknungsprozessen wird dem Temperaturgradienten am Einlass in der Regel wenig (s. [266]) bis keine (s. [17, 229, 271, 294]) Beachtung beigemessen. Allerdings wäre für eine detailliertere Analyse des Wärmeeintrags in die Wirbelschicht eine deutlich höhere räumliche Auflösung des Temperaturgradienten notwendig. Dies gestaltet sich jedoch schwierig, da durch die hierfür erforderliche, sehr geringe Ausdehnung der Zellen in Strömungsrichtung die Zeitschrittweite für die Berechnungen deutlich reduziert werden müsste, um ein konvergentes Lösungsverhalten zu gewährleisten. Zusammen mit der aufgrund der Lösung von vier zusätzlichen Erhaltungsgleichungen ohnehin mehr als verdoppelten Rechenzeit ist dies für die zeitaufwendige Simulation verschiedener Betriebs-



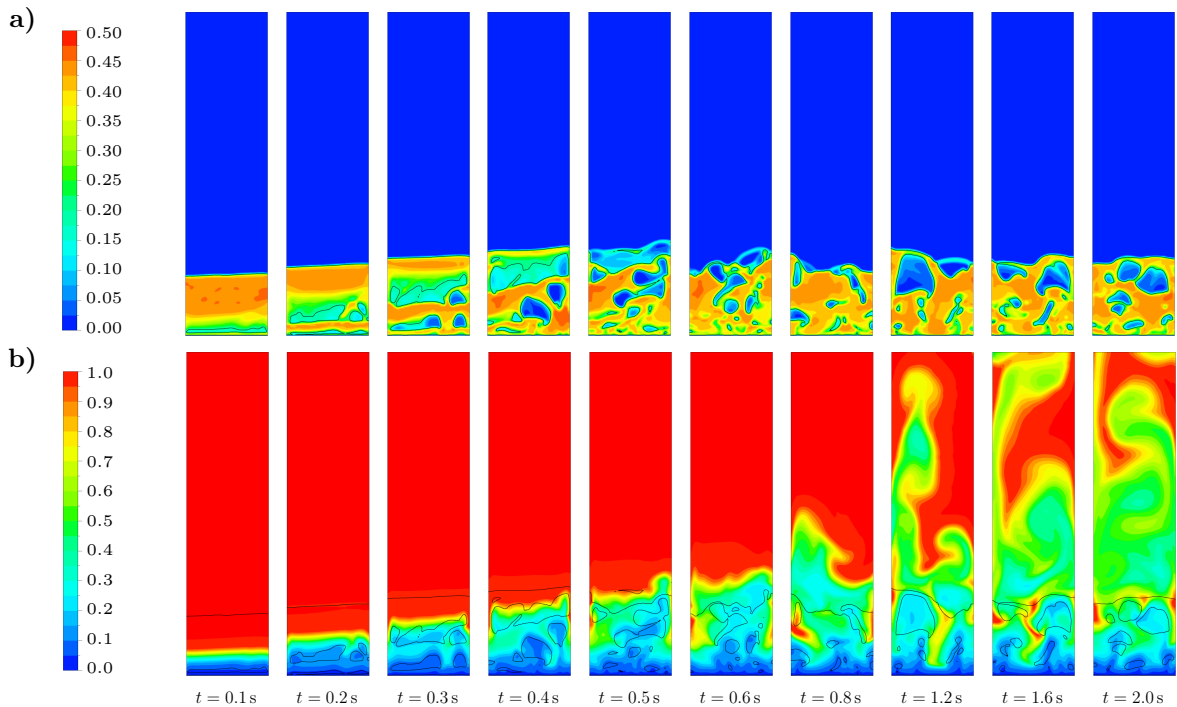
parameter innerhalb dieser Arbeit nicht realisierbar. Hieraus ergeben sich voraussichtlich zwar Schwierigkeiten bei der Bewertung der Einflüsse der zugehörigen Modellparameter, jedoch fehlt es auch an geeigneten Messwerten, um eine Validierung hinsichtlich dieser Detailfrage zu realisieren. Ohnehin erfolgt die Zuströmung des Gases im Experiment durch kleine Düsen, deren Geometrie die gewählte Einlassrandbedingung im Modell nicht abzubilden vermag, vgl. Abschnitte 3.1 und 5.2.4. Weiterführende Untersuchungen unter Verwendung entsprechender Einlassgeometrien (z. B. RB3 oder RB4 aus Abschnitt 5.2.4) sind daher zu empfehlen. Dabei sollte zusätzlich geprüft werden, ob die Modellierung des Wärmeeintrags einen Einfluss auf den Trocknungsprozess besitzt, da letzterer deutlich langsamer abläuft und die jeweils zugehörigen Bereiche hoher Transportraten nicht zusammenfallen [245]. Weiterhin führt der starke konvektive Transport des Feststoffes zu einer raschen räumlichen Verteilung des gaseitig absolut zugeführten Wärmestromes.

### 6.1.2 Einfluss des Analysezeitraumes

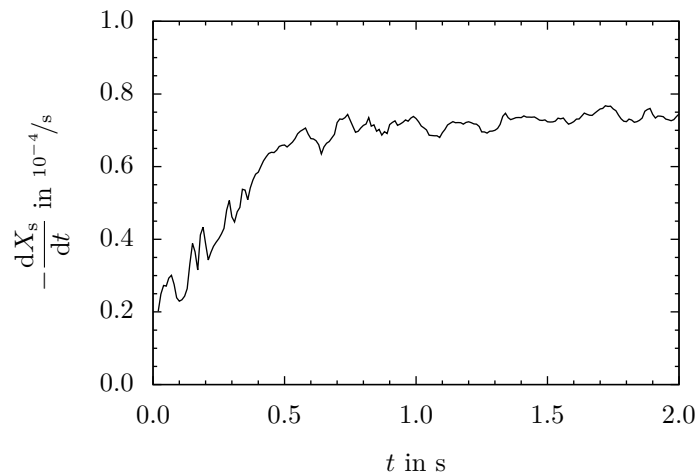
Zur Bewertung des Wirbelschichttrocknungsmodells anhand experimenteller Daten wird in den nachfolgenden Abschnitten die mittlere, globale Trocknungsgeschwindigkeit als Vergleichskriterium herangezogen. Weiterhin erfordert das auf makroskopischer Zeitebene eingesetzte, explizite Vorwärtsverfahren (s. Abschnitt 4.3.1) die Bestimmung des zeitlichen Temperaturgradienten der Wirbelschicht in jedem Zustandspunkt. Analog zu den strömungstechnischen Voruntersuchungen sind für die Berechnung dieser Größen die Einflüsse des Anlauf- und des Analysezeitraumes zu bewerten. Dem Autor sind keine Publikationen zu derartigen Untersuchungen bekannt. Lediglich Szafran und Kmiec [244] geben bei der Vorstellung des Lösungsverfahrens an, dass die mittlere Verweilzeit des Gases im Apparat zur Mittelwertbildung ausreichend sei.

Innerhalb des Anlaufzeitraumes, welcher bis zum Beginn der Bewertung zu verstreichen hat, sind einerseits die Ausbildung der Wirbelschicht aus dem Festbettzustand und andererseits der vollständige Austrag des gesättigt initialisierten Gases aus dem Bett zu erreichen. Abbildung 6.2 zeigt die zeitliche Entwicklung des Strömungsfeldes anhand der Konturen der Feststoffvolumenanteile und der relativen Gasfeuchten für den Versuchspunkt  $X_s = 0.20$ . Es ist zu erkennen, dass die erste Blase, welche durch die Gaszufuhr am Düsenboden entsteht, das Bett nach etwa 0.5s passiert hat. Die bis zu ihrer Eruption nachfolgend entstandenen Blasen benötigen etwa dieselbe Zeitspanne, sodass nach einer Gesamtzeit von über 1s von einer ausgebildeten Strömung gesprochen werden kann. Die unregelmäßig auftretenden Blasen in den weiteren Zeitschritten bestätigen dies. Abbildung 6.2 b) ist zu entnehmen, dass sich die Grenzfläche zwischen gesättigtem und ungesättigtem Gas unwesentlich schneller durch das Bett bewegt. Durch die Eruption der Blasen an der Bettoberfläche erfolgt innerhalb der Gasphase die Bildung von Wirbeln, wodurch eine Rückvermischung des gesättigten Gases in Richtung Feststoff hervorgerufen wird. Erst nach 2s weist die Konzentrationsgrenze des Wasserdampfes einen deutlichen Abstand zur Bettoberfläche auf, wodurch eine Rückwirkung auf den Trocknungsprozess unwahrscheinlich wird.

Abbildung 6.3 zeigt den zeitlichen Verlauf der zugehörigen Trocknungsgeschwindigkeit. Der zunächst auftretende Anstieg ist durch das Zuströmen des ungesättigten Gases am Düsenboden und der gleichzeitigen Verdrängung des gesättigten Gases aus der Partikel-schüttung bedingt. Hierdurch erfolgt eine fortlaufende Vergrößerung des für den Stoff-



**Abbildung 6.2:** Zeitliche Entwicklung des Strömungsfeldes für  $X_s = 0.20$ : Konturen der a) momentanen Feststoffvolumenanteile und b) momentanen relativen Gasfeuchten

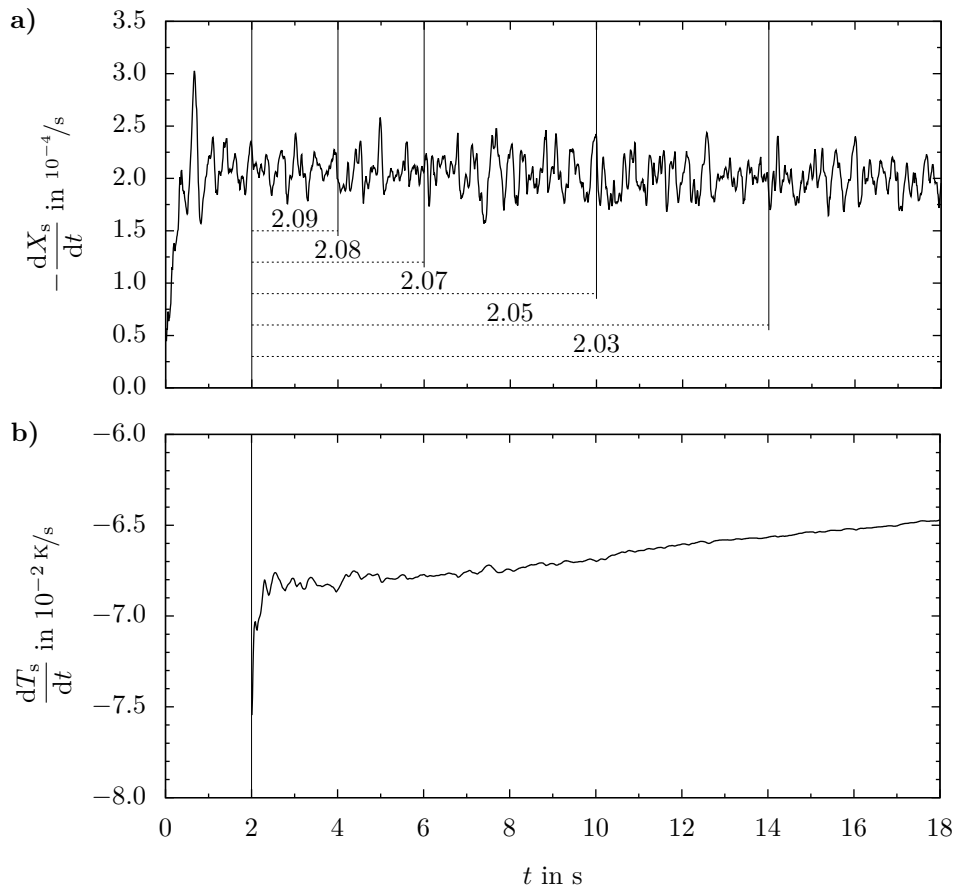


**Abbildung 6.3:** Zeitliche Entwicklung der Trocknungsgeschwindigkeit für  $X_s = 0.20$

transport zur Verfügung stehenden Volumens bis die Konzentrationsgrenzfläche die Bett-oberfläche erreicht hat. Ab etwa 0.5 s bleibt das Niveau der Trocknungsgeschwindigkeit unverändert. Allerdings treten bis ca. 1 s noch größere Schwankungen im Verlauf der Trocknungsgeschwindigkeit auf, welche zwar allgemein durch den Bypass-Effekt der Gasblasen hervorgerufen werden, aber aufgrund der verhältnismäßig großen Blasendurchmesser und geordneten Bettstruktur während des Anlaufprozesses in diesem Zeitraum stärker hervortreten.

Insgesamt scheint für den betrachteten Versuchspunkt ein Anlaufzeitraum von etwa 1 s ausreichend zu sein. Es wird mit 2 s allerdings eine konservative Wahl vorgenommen, um mit Blick auf die Parametervariation in Abschnitt 6.3 eine Beeinflussung auch für kleinere Leerrohrgeschwindigkeiten auszuschließen. Zudem ergibt sich hierdurch eine Reduktion eventuell weiter bestehender Einflüsse hinsichtlich der Strömung, vgl. Tabelle 5.4.

Die Abhängigkeiten der mittleren Trocknungsgeschwindigkeit und des zeitlichen Temperaturgradienten von der Länge des sich anschließenden Analysezeitraum sind in Abbildung 6.4 für den Prozesspunkt  $X_s = 0.95$  dargestellt.

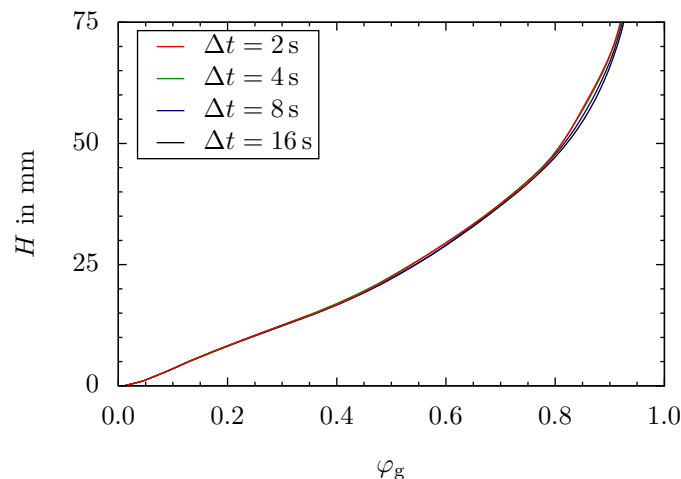


**Abbildung 6.4:** a) Trocknungsgeschwindigkeit und zugehörige Mittelwerte sowie b) Temperaturgradient in Abhängigkeit des Analysezeitraumes für  $X_s = 0.95$

Dieser Punkt befindet sich am Beginn des Trocknungsprozesses innerhalb der Abkühlphase (vgl. Abschnitt 1.3), bei welcher die vom Betrage her größten zeitlichen Gradienten von Wirbelschichttemperatur und Trocknungsgeschwindigkeit auftreten und die stärksten Einflüsse hinsichtlich des Analysezeitraumes zu erwarten sind. Der Verlauf der Trocknungsgeschwindigkeit in Abbildung 6.4 a) weist mit zunehmender Simulationsdauer ein leichtes Absinken auf, was anhand der eingetragenen Bereichsmittelwerte erkennbar ist. Die relative Abweichung der Werte zwischen dem kleinsten (2s) und größten (16s) betrachteten Zeitraum beträgt allerdings nur etwa  $-3\%$ , weshalb der Einfluss der Simulationsdauer auf die Trocknungsgeschwindigkeit als gering eingestuft werden kann. Der Temperaturgradient in Abbildung 6.4 b), welcher im Gegensatz zur Trocknungsgeschwindigkeit nicht als Mittelwert, sondern als Differenz (bezogen auf den Beginn des Analysezeitraumes) gebildet wird, zeigt mit fortlaufender Simulationsdauer tendenziell einen Anstieg. Der Unterschied zwischen Analysezeiträumen von 2s und 16s beträgt hierbei ca.  $+6\%$ . Zur korrekten Abbildung des Verhaltens unmittelbar am Prozesspunkt wäre somit eine möglichst kurze Analysezeit zu bevorzugen, um den Einfluss der Prozessentwicklung zu minimieren. Allerdings sind gerade bei sehr kleinen Zeiträumen starke Schwankungen des Temperaturgradienten zu beobachten. Diese resultieren aus der Kopplung zur Dynamik

der Gasblasen, was auch an der korrelierenden Datenreihe in Abbildung 6.4 a) deutlich wird. Erst bei größeren Zeit- und damit Temperaturdifferenzen schwindet dieser Einfluss und erlaubt die Berechnung eines statistisch zuverlässigen Temperaturgradienten.

Als Kompromiss zwischen den konkurrierenden Einflüssen wird für die Sensitivitätsanalysen ein Zeitraum von 8 s gewählt. Für die zugehörigen strömungstechnisch relevanten Größen ist dieser Zeitraum zwar nicht optimal, aber dennoch aussagekräftig genug, um eventuelle Zusammenhänge aufzuzeigen, vgl. Abschnitt 5.1.2. Zur Berechnung der Trocknungsverläufe im punktwisen Lösungsverfahren nach [244] ist der sich damit ergebende Rechenaufwand allerdings inakzeptabel. Daher wird auf die von Szafran und Kmiec [244] empfohlene mittlere Verweilzeit des Gases im Apparat zurückgegriffen. Unter Berücksichtigung des erweiterten Rechengitters (s. Abschnitt 5.2.4) ergibt sich diese für die kleinste betrachtete Leerrohrgeschwindigkeit zu etwa 2 s. Abbildung 6.5 zeigt, dass der über Zeit und Querschnitt gemittelte Verlauf der relativen Gasfeuchte nahezu identisch mit denen deutlich größerer Zeiträume ist und hinsichtlich des Stofftransportes damit eine ausreichende Genauigkeit vorliegt.



**Abbildung 6.5:** Mittlere relative Gasfeuchte entlang der Höhenkoordinate in Abhängigkeit des Analysezeitraumes für  $X_s = 0.95$

### 6.1.3 Auswahl numerischer Methoden

Zusätzlich zu den in Abschnitt 5.1.3 ausgewählten numerischen Methoden sind für die Einbeziehung des Wärme- und Stofftransportes die Energiebilanzen, Gleichungen (4.5) und (4.6), sowie die Skalartransportgleichungen (4.8) und (4.9), welche die Massenerhaltung des in den Phasen mitbewegten Wassers beschreiben, auf dem Rechengitter zu diskretisieren. Für die Energiebilanzen wird hierfür das in Fluent<sup>®</sup> 14.5 implementierte Aufwind-Verfahren zweiter Ordnung verwendet, womit allgemein eine höhere Genauigkeit erreicht wird als mit Verfahren erster Ordnung, vgl. [6]. Bezüglich der Diskretisierung der Skalartransportgleichungen zeigten Voruntersuchungen, dass die Nutzung des Aufwind-Verfahrens zweiter Ordnung die Stabilität des Lösungsprozesses negativ beeinträchtigt und keine konvergente Lösung erreicht werden kann. Daher müssen die entsprechenden Gleichungen mit dem Aufwind-Verfahren erster Ordnung diskretisiert werden.

Als Konvergenzkriterium für die zusätzlichen Erhaltungsgleichungen wird der im CFD-Code hinterlegte Standardwert von  $10^{-3}$  verwendet. Die tatsächlich erreichte Genauigkeit ist allerdings höher, da die Massenerhaltung stets als letzte Größe konvergiert und die Residuen für die Energieerhaltung dann bereits im Bereich von  $10^{-10}$  bis  $10^{-11}$  liegen. Für die Skalartransportgleichungen werden Größenordnungen von  $10^{-5}$  bis  $10^{-9}$  erreicht.

## 6.2 Sensitivitätsanalysen zum Einfluss von Modellparametern

Als Vergleichsbasis für die numerischen Untersuchungen zum Einfluss von Modellparametern werden Daten eines vollständig durchlaufenen Trocknungsexperimentes verwendet. Hierfür wurde ein Versuch mit moderaten Werten für Leerrohrgeschwindigkeit und Temperatur des zuströmenden Gases gewählt. Die betrachteten Prozesspunkte und die zugehörigen Initialisierungswerte sowie Randbedingungen sind in Tabelle 6.2 dargestellt. Alle relevanten Stoffeigenschaften wie Partikeldurchmesser, Feststoffdichte etc. ergeben sich gemäß den im Anhang A.1 dargestellten Korrelationen. Der Umgebungsdruck betrug bei diesem Versuch  $p_U = 101.5$  kPa.

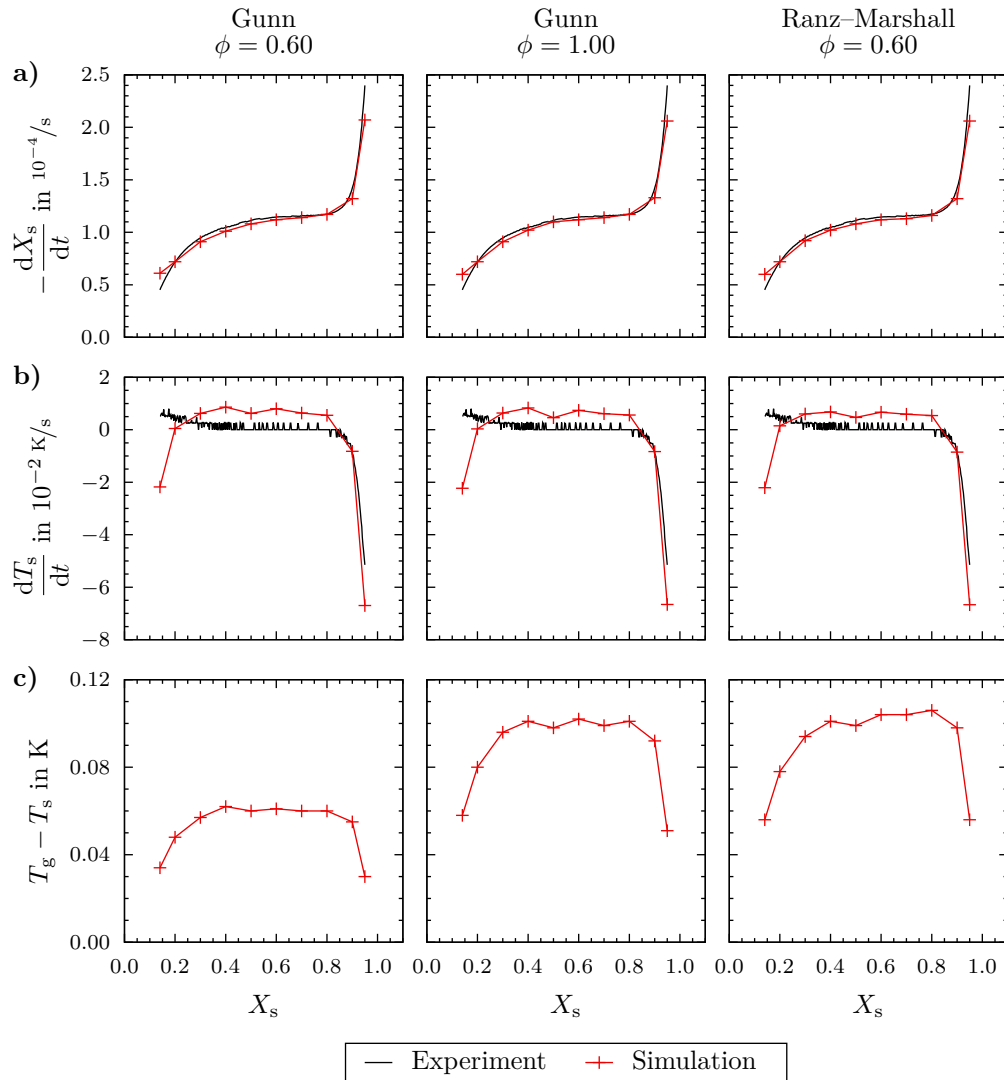
**Tabelle 6.2:** Simulationsparameter für die Sensitivitätsanalysen zum Trocknungsmodell

$X_s$	$H_{s,init}$	$\varepsilon_{s,init}$	$\vartheta_{init}$	$w_{g,init}$	$v_0$	$\vartheta_{g,zu}$	$w_{g,zu}$
–	m	–	°C	–	m/s	°C	–
0.95	0.110	0.475	23.86	0.018424	0.308	36.93	0.000375
0.90	0.110	0.470	16.67	0.011917	0.311	39.98	0.000355
0.80	0.108	0.466	14.88	0.010659	0.312	40.29	0.000364
0.70	0.105	0.468	15.08	0.010793	0.312	40.31	0.000365
0.60	0.099	0.473	15.48	0.011067	0.312	40.60	0.000369
0.50	0.093	0.479	16.00	0.011431	0.312	40.18	0.000373
0.40	0.087	0.486	16.72	0.011954	0.312	40.40	0.000364
0.30	0.080	0.492	18.40	0.013259	0.312	40.16	0.000362
0.20	0.073	0.496	22.45	0.016942	0.312	40.21	0.000360
0.14	0.069	0.497	28.04	0.023528	0.312	40.37	0.000361

Mit Bezug auf die in den Abschnitten 4.2.3 und 4.2.4 dargestellten Modellparameter werden ausgehend vom Basismodell in Tabelle 6.1 die folgenden Variationen untersucht.

- Durch die alternative Verwendung einer Sphärizität von  $\phi = 1.00$  innerhalb der Gleichungen (4.48) und (4.79) wird untersucht, ob die in [132] vorgeschlagene Berücksichtigung der durch die Partikelform veränderten Phasengrenzfläche einen Einfluss auf die Simulationsergebnisse besitzt.
- Weiterhin wird der Einfluss der verwendeten Korrelation für die Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten untersucht. Neben der für Wirbelschichten mehrheitlich genutzten Formulierung von Gunn [85] wird die auch gebräuchliche Variante für Einzelpartikel von Ranz und Marshall [197] getestet.

Gemäß den Gleichungen (4.48) und (4.79) ist für beide Variationen im Vergleich zum Basismodell eine Verringerung des konvektiven Wärmetransportes zwischen den Phasen sowie des Stofftransportes im ersten Trocknungsabschnitt zu erwarten.

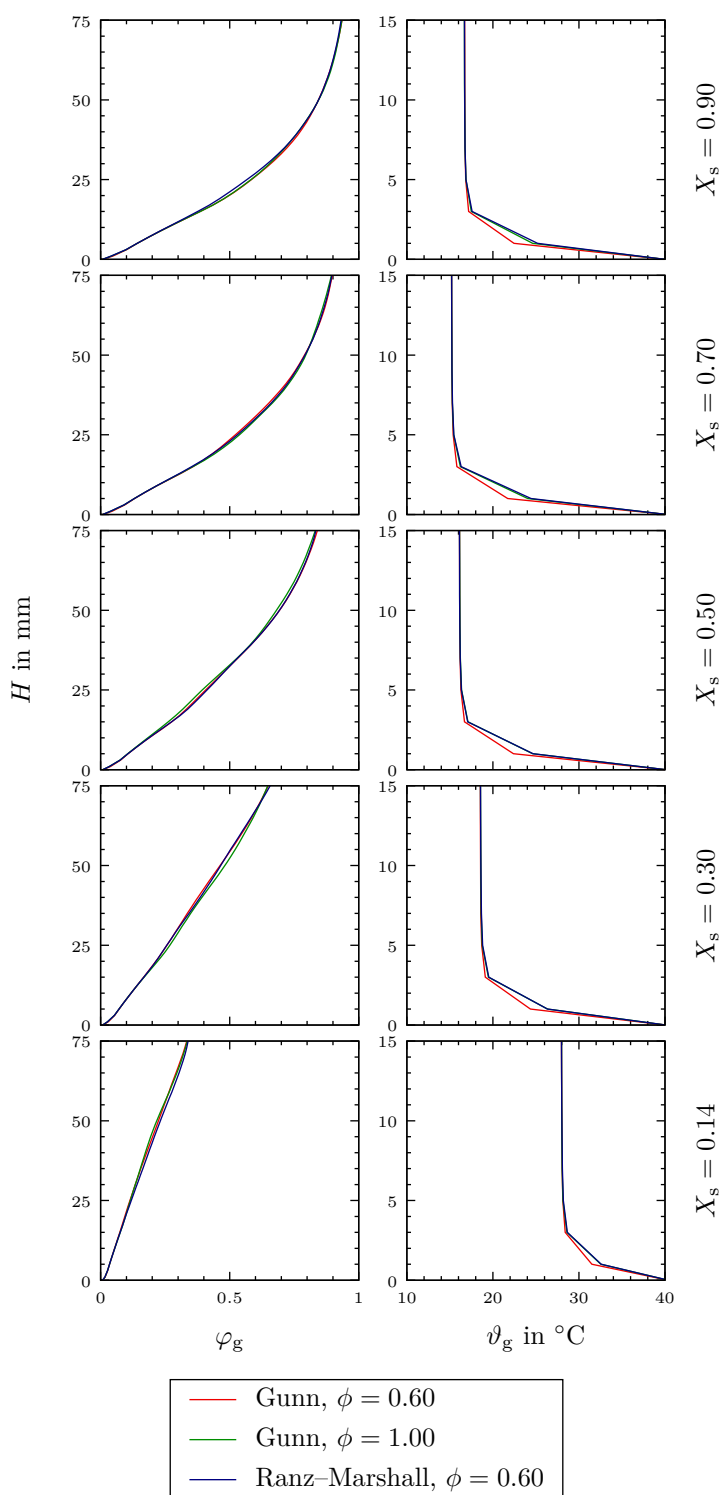


**Abbildung 6.6:** Vergleich der Simulationsergebnisse bei Variation der Modellparameter: a) Trocknungsgeschwindigkeit, b) zeitlicher Temperaturgradient und c) mittlere Temperaturdifferenz zwischen Gas und Feststoff

Abbildung 6.6 zeigt die Simulationsergebnisse bei Variation der Modellparameter. Die berechneten Trocknungsgeschwindigkeiten zeigen für alle Parameterkombinationen nahezu identische Werte und geben den experimentellen Verlauf qualitativ und überwiegend auch quantitativ sehr gut wieder. Lediglich die jeweils ersten und letzten Prozesspunkte zeigen mit ca.  $-14\%$  bzw.  $+34\%$  größere Abweichungen zu den Messwerten.

Auch die berechneten Temperaturgradienten weisen keine Sensitivität bezüglich der variierten Modellparameter auf. Jedoch zeigen die Werte deutliche Abweichungen im Vergleich zu den Messwerten und zum theoretischen Verlauf. Nach Beendigung der Abkühlphase liegen die Temperaturgradienten im ersten Trocknungsabschnitt deutlich oberhalb des theoretischen und gemessenen Verlaufs entlang der Nulllinie. Eine Ursache hierfür könnten die im Mittel um ca.  $3\%$  zu geringen Trocknungsgeschwindigkeiten sein. Zum Ende des Trocknungsprozesses tritt im letzten Prozesspunkt ( $X_s = 0.14$ ) entgegen Theorie und Messung sogar ein negativer Temperaturgradient auf. Es ist davon auszugehen, dass dieser aus der starken Überschätzung der Trocknungsgeschwindigkeit resultiert, welche zu einem übermäßigen Entzug von Wassermasse und Energie aus der Feststoffphase führt. Eine Korrelation zur Trocknungsgeschwindigkeit kann jedoch nur bedingt als Ursache angeführt

werden, da diese für  $X_s = 0.80$  und  $X_s = 0.20$  eine nahezu exakte Übereinstimmung mit dem Experiment zeigen und die Temperaturgradienten dennoch von den experimentellen Daten abweichen. Eine weitere Ursache wird in den Näherungsgleichungen und Annahmen zur Bestimmung der Stoffeigenschaften, insbesondere der spezifischen Wärmekapazität der Partikel, vermutet. In Abbildung 6.6 c) sind die mittleren Temperaturdifferenzen zwischen Gas- und Feststoffphase innerhalb der Wirbelschicht dargestellt. Beide Variationen zeigen einen deutlichen Anstieg der Werte im Vergleich zum Basismodell, wodurch die erwartete Verringerung des konvektiven Wärmetransportes zwischen den Phasen bestätigt wird. Die nahezu identische relative Änderung korreliert vom Betrage her in etwa mit der Verringerung des Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$  in Gleichung (4.48), die aus der veränderten Sphärizität bzw. Nußelt-Zahl (unter Voraussetzung identischer Strömungsbedingungen, vgl. auch Abbildungen 4.2 und 5.28 c)) resultiert. Zusätzlich zu den globalen Werten zeigt Abbildung 6.7 die zeitlich und über den Querschnitt gemittelten Profile der relativen Gasfeuchte und der Gastemperatur für ausgewählte Prozesspunkte. Die Zunahme der relativen Feuchte entlang der Höhe weist für die untersuchten Varianten keine signifikanten Unterschiede auf. Lediglich in der ersten Rechenzelle nach Gaseintritt liegen die Werte der Variationsrechnungen im Mittel aller Prozesspunkte um  $(11 \pm 5)\%$  unter denen des Basismodells, was im Vergleich mit den absoluten Schwankungen im weiteren Verlauf allerdings vernachlässigbar ist. Im Bezug auf den Stofftransport kann demzufolge auch hier keine wesentliche Beeinflussung durch die betrachteten Modellparameter festgestellt werden. Anhand der Temperaturverläufe wird



**Abbildung 6.7:** Verläufe der relativen Gasfeuchte und der Gastemperatur entlang der Höhenkoordinate bei Variation der Modellparameter

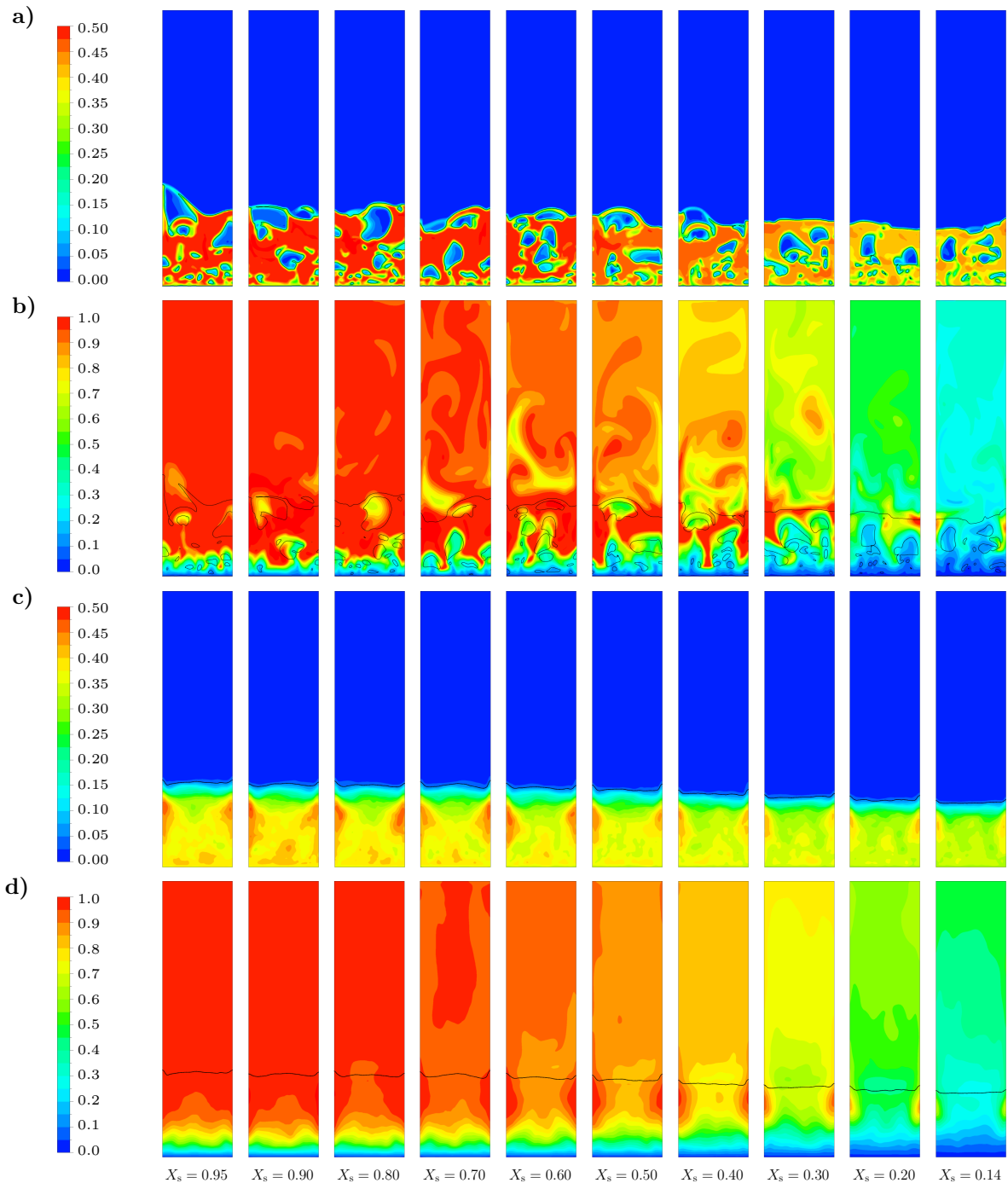
wiederum bestätigt, dass der Wärmeübergang vom Gas an die Partikel direkt oberhalb des Gaseinlasses für beide Parametervariationen geringer und etwa identisch ausfällt. Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die Sphärizität und die empirischen Formulierungen zur Bestimmung der Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten anhand der betrachteten Werte bzw. Korrelationen keinen signifikanten Einfluss auf den Trocknungsprozess besitzen. Zur Bewertung des festgestellten Einflusses auf den konvektiven Wärmetransport zwischen den Phasen fehlt es an geeigneten experimentellen Vergleichswerten. Aufgrund der überwiegenden Nutzung der Korrelation von Gunn [85] für dicht gepackte Wirbelschichten in der Literatur (z. B. [48, 184, 245, 266]) wird an dieser Variante zur Berechnung der Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten festgehalten. Hinsichtlich der Sphärizität wird für die folgenden Simulationen weiterhin der Wert des strömungsmechanischen Modells  $\phi = 0.60$  verwendet, womit die Parameter des Wärme- und Stofftransportmodells gemäß Tabelle 6.1 insgesamt beibehalten wird.

Zur Analyse des Trocknungsprozesses zeigt Abbildung 6.8 abschließend die Konturbilder der Feststoffvolumenanteile und relativen Gasfeuchten der mit dem Basismodell simulierten Prozesspunkte. Anhand der Abbildungen 6.8 a) und b) ist zu erkennen, dass das eintretende Gas im ersten Trocknungsabschnitt bei der Durchströmung der Suspensionsphase sehr schnell den Sättigungszustand erreicht. Der als Bypass-Strömung in Form von Blasen transportierte Gasanteil zeigt selbiges Verhalten bei der Ausströmung an der Blasenfront. Das im Nachlauf der Blasen zuströmende Gas, welches im weiteren Aufstiegsverlauf gesättigt vorliegt, führt zu einem Anstieg der relativen Feuchte innerhalb der Blasen. Es ist allerdings ersichtlich, dass während des Aufstiegs aufgrund der geringen Höhe der Wirbelschicht bei diesen Betriebsparametern meist keine vollständige Sättigung innerhalb der Blasen erreicht wird, siehe auch Abbildung 6.8 d). Das ungesättigt austretende Gas stellt ungenutztes Potenzial für die Partikel-trocknung dar, vgl. [76, 93].

Im fortschreitenden Trocknungsprozess begünstigt die abnehmende Wirbelschichthöhe (s. Abbildung 5.28 b)) den Bypass-Effekt, da durch den kürzeren Aufstiegsweg weniger Zeit (vgl. Abbildung 5.30 b)) für den Austausch des Gases innerhalb der Blasen verbleibt. Zusätzlich reduziert die stärkere Auflockerung (s. Abbildung 5.28 c)) den Gradienten der relativen Gasfeuchte. Auch ein Einfluss des sinkenden Widerstandes der Feststoffphase gegen die Bewegung der Gasblasen ist denkbar. Am Austritt treten damit immer geringere relative Gasfeuchten auf, siehe z. B.  $X_s = 0.50$  und  $X_s = 0.40$  in den Abbildungen 6.8 b) und d), obwohl innerhalb der Suspensionsphase weiterhin sehr schnell der Sättigungszustand erreicht wird und auf Ebene der Partikel daher immer noch vom ersten Trocknungsabschnitt ausgegangen werden muss. Starke lokale Unterschiede der Feststofffeuchte, welche eine partielle Anwesenheit des zweiten Trocknungsabschnittes vermuten ließen, existieren aufgrund der hohen Durchmischungsraten hierbei nicht [132, 137], was die Simulationsergebnisse bestätigen.<sup>15)</sup> Mit den sinkenden relativen Feuchten des Gases am Austritt geht folglich ein leichter Rückgang der Trocknungsgeschwindigkeit einher, vgl. Simulation und Experiment in Abbildung 6.6 a). Da im gleichen Maße die über diesen Gasanteil zugeführte Energie an die Feststoffphase übertragen, aber nicht für den Phasenwechsel des Wassers genutzt wird, tritt bereits vor dem eigentlichen Übergang zum zweiten Trocknungsabschnitt eine leichte Temperaturerhöhung der Wirbelschicht auf, siehe Abbildung 6.6 b) bzw. zeitlicher Verlauf in Abbildung 6.10 b). Die mit der Blasenbewegung verbundene Bypass-Strömung liefert somit einen Beitrag zu dem scheinbar fließenden

<sup>15)</sup>Die Spannweite der Feststofffeuchte im Rechengebiet beträgt für die abgebildeten Momentanzustände bei  $X_s = 0.95$  ca.  $0.6 \text{ g}_w/\text{kg}_{tr}$  und fällt im weiteren Verlauf monoton auf  $0.01 \text{ g}_w/\text{kg}_{tr}$  bei  $X_s = 0.14$ .





**Abbildung 6.8:** Konturen der a) momentanen Feststoffvolumenanteile, b) momentanen relativen Gasfeuchten, c) zeitlich gemittelten Feststoffvolumenanteile und d) zeitlich gemittelten relativen Gasfeuchten für die betrachteten Prozesspunkte

Übergang zwischen erstem und zweitem Trocknungsabschnitt, der sich auf Prozessebene sowohl im Experiment als auch in der Simulation einstellt und im Kontrast zur zugrunde liegenden Modellvorstellung der Einzelpartikel-trocknung steht, vgl. Abbildung 1.7 c). Die zwei letzten Prozesspunkte in Abbildung 6.8 lassen sich aufgrund der deutlich kleineren Gradienten der relativen Gasfeuchte sowie des Ausströmens des Gases aus der Suspensionsphase im überwiegend ungesättigten Zustand eindeutig dem zweiten Trocknungsabschnitt zuordnen. Vereinzelt tritt jedoch eine lokale Sättigung des Gases auf, weshalb seitens der Berechnung in der näheren Umgebung dieser Bereiche von einer Koexistenz des ersten und zweiten Trocknungsabschnittes ausgegangen werden kann.

Bei vergleichender Betrachtung der zeitlich gemittelten Werte in den Abbildungen 6.8 c) und d) wird deutlich, dass sich die mittleren Aufstiegswege der Blasen (Bereiche niedriger Feststoffvolumenanteile im Bett) auch in den Feldern der relativen Feuchte des Gases widerspiegeln. Die Bereiche höherer Feststoffkonzentrationen in Wandnähe weisen bis in den zweiten Trocknungsabschnitt hinein jeweils größere relative Gasfeuchten auf, wodurch die höhere Intensität des Trocknungsprozesses an diesen Stellen verdeutlicht wird.

## 6.3 Bewertung des Trocknungsmodells

### 6.3.1 Ergebnisse der Simulationen

Die in den experimentellen Voruntersuchungen (s. Kapitel 3) aufgezeichneten Trocknungsverläufe wurden nun mittels des parametrisierten Gesamtmodells und unter Nutzung des punktweisen Lösungsverfahrens von Szafran und Kmiec [244] approximiert. Für die Anwendung dieses expliziten Vorwärtsverfahrens gemäß den Gleichungen (4.94) und (4.95) sind die makroskopischen Zeitschritte  $\Delta t$  zu definieren, siehe Abschnitt 4.3.1. Szafran und Kmiec [244] schlagen hierfür die willkürliche Festlegung von Prozesspunkten in Form von Werten der Feststofffeuchte vor. Weiterhin argumentieren sie, dass eine Mindestanzahl von vier Punkten ausreichend sei, um die zwei Geraden zu approximieren, welche den idealisierten Trocknungsverlauf in Abbildung 4.4 a) beschreiben. Die vorangegangene Analyse des Trocknungsprozesses in Abschnitt 6.2 zeigte allerdings, dass das Prozessverhalten bei der Trocknung in einer blasenbildenden Wirbelschicht deutlich von dieser Modellvorstellung abweicht. Zusätzlich zeigen die experimentellen Verläufe eine Abkühlphase zu Beginn des Prozesses, welche das CFD-Modell ebenfalls abzubilden vermag, vgl. Abbildung 6.6. Zur Approximation der gesamten Trocknungsverläufe wird daher eine deutlich größere Anzahl an Prozesspunkten benötigt. Da Szafran und Kmiec [244] für das von ihnen vorgeschlagene Verfahren kein Stabilitätskriterium definiert haben, wurde in Anlehnung an ihre Validierungssimulationen zunächst eine Schrittweite von  $\Delta X_s = 0.025$  gewählt. Hierdurch ergeben sich für die vorliegenden Experimente bereits 32 bis 34 Prozesspunkte je Versuchsreihe.<sup>16)</sup> Allerdings führt die konstante Schrittweite in Verbindung mit der sinkenden Trocknungsgeschwindigkeit beim Wechsel vom ersten in den zweiten Trocknungsabschnitt und insbesondere in Letzterem gemäß Gleichung (4.94) zu einem fortlaufenden Anwachsen der Zeitschrittweite  $\Delta t$ . Die hiermit durchgeführten Simulationsreihen zeigten durch die Einbeziehung von Gleichung (4.95) ein Anfachen der Ungenauigkeiten der vorhergesagten Temperaturgradienten, woraus ein instabiles Lösungsverhalten resultierte und schließlich unrealistische Ergebnisse erzielt wurden. Teilweise mussten die Simulationsreihen daher vor Erreichen der experimentellen Restfeuchte abgebrochen werden. Mit Ausnahme einer Versuchsreihe wurde für alle nachfolgend dargestellten Ergebnisse eine pauschale Verringerung der Schrittweite auf  $\Delta X_s = 0.0125$  vorgenommen, sobald die vorangegangenen Ergebnisse deutliche Oszillationen aufwiesen. Hiermit konnte in allen Fällen eine Reduktion bzw. sogar ein rasches Abklingen des Fehlers erreicht werden. Die Anzahl der simulierten Prozesspunkte erhöhte sich damit allerdings auf 36 bis 42, was eine deutliche Steigerung des ohnehin enormen Zeitaufwands für die Berechnung nach sich zog. Eine Reduzierung der Anzahl auf die tatsächlich notwendigen Prozesspunkte ist durch die Nutzung eines geeigneten Stabilitätskriteriums für dieses explizite Verfahren möglich. Die

---

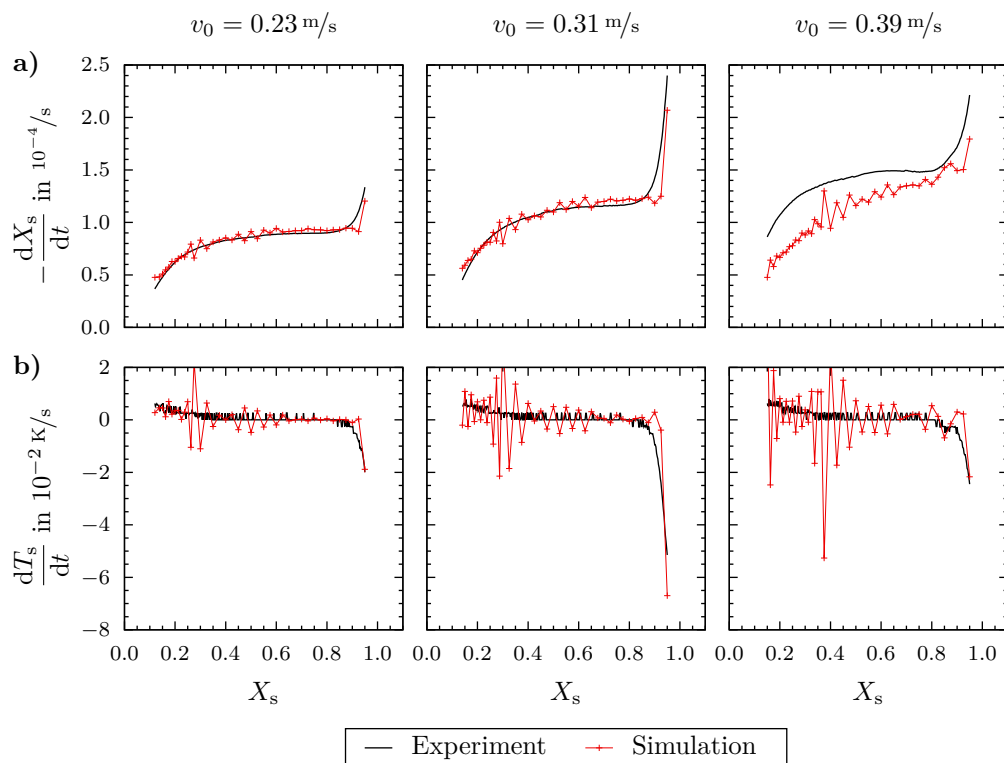
<sup>16)</sup>Die Anzahl schwankt aufgrund der jeweils unterschiedlichen Restfeuchten bei Beendigung der Versuche, vgl. Tabelle 6.4.

Entwicklung eines solchen Kriteriums sollte für zukünftige Arbeiten in höchstem Maße priorisiert werden. Eine Basis hierfür könnte beispielsweise eine normierte, maximal zulässige Temperaturänderung je Zeitschritt sein.

Die für das Lösungsverfahren essentiellen Temperaturgradienten der Feststoffphase sowie deren Zusammenhang zur Trocknungsgeschwindigkeit wurden in der Publikation von Szafran und Kmiec [244] nicht explizit analysiert, wodurch kein Vergleich zu diesen Ergebnissen vorgenommen werden kann. Dem Autor sind auch keine weiteren Studien unter Nutzung dieses Verfahrens bekannt, obgleich es bereits in Übersichtsartikeln [111, 170] vorgestellt wurde. Die Zusammenhänge werden daher nachfolgend näher erläutert.

Um eine direkte Vergleichbarkeit zwischen Simulation und Experiment zu gewährleisten, wurden für die nachfolgend dargestellten Validierungssimulationen Geschwindigkeit, Temperatur und Wassergehalt des Gases am Einlass für die jeweiligen Prozesspunkte anhand der experimentellen Daten gewählt, da diese geringfügige Schwankungen um den Sollwert aufweisen.

Abbildung 6.9 zeigt die Verläufe von Trocknungsgeschwindigkeit und Temperaturgradient entlang der Gutsfeuchte vergleichend zwischen Simulation und Experiment für die drei betrachteten Leerrohrgeschwindigkeiten.

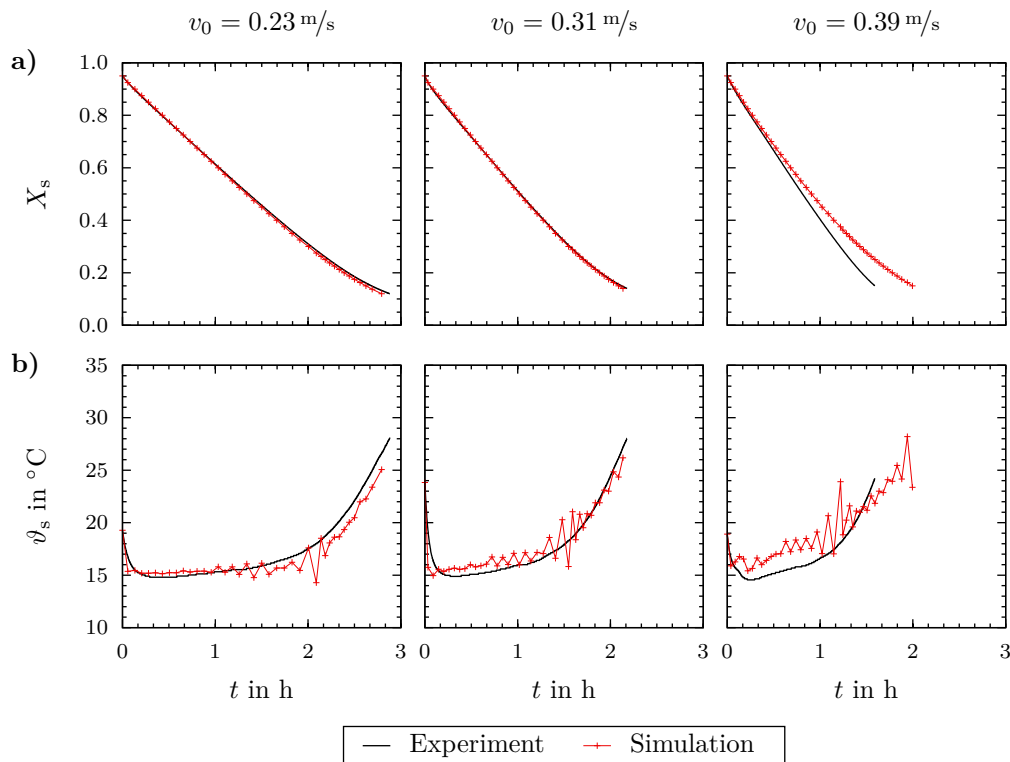


**Abbildung 6.9:** Simulationsergebnisse von a) Trocknungsgeschwindigkeit und b) zeitlichem Temperaturgradienten im Vergleich mit den experimentellen Daten und unter Variation der Leerrohrgeschwindigkeit bei  $\vartheta_{g,zu} = 40^\circ\text{C}$

Die Korrelation von Trocknungsgeschwindigkeit und Temperaturgradient, die den zugrunde liegenden Mechanismus des Lösungsverfahrens beschreibt, ist deutlich zu erkennen. Hinsichtlich der zuvor diskutierten Stabilität des Lösungsverfahrens zeigt sich in den Verläufen, dass eine etwas zu hoch vorhergesagte Trocknungsgeschwindigkeit eine zu geringe Temperatur im nächsten Prozesspunkt verursacht, da dem Feststoff mit dem

größeren Wassermassenstrom auch ein zu großer Energiestrom entzogen wird, vgl. auch Gleichung (4.6). Folglich stellt sich in diesem Prozesspunkt eine zu geringe Trocknungsgeschwindigkeit ein, die wiederum einen zu großen Temperaturgradienten verursacht. Für zu große Zeitschritte wachsen die Beträge dieser Oszillationen an, was vor allem in Abbildung 6.9 b) deutlich wird. Für  $v_0 = 0.31 \text{ m/s}$  und  $v_0 = 0.39 \text{ m/s}$  zeigen sich sogar nach der Halbierung der Schrittweite noch relativ große Schwankungen und in Verbindung mit den weiter steigenden Zeitschritten ein erneutes Anwachsen dieser.

Unabhängig davon werden die Verläufe der Trocknungsgeschwindigkeit und des Temperaturgradienten im Vergleich zum Experiment für  $v_0 = 0.23 \text{ m/s}$  und  $v_0 = 0.31 \text{ m/s}$  im Mittel insgesamt sehr gut wiedergegeben. Lediglich an zwei Stellen treten erkennbare Abweichungen auf. Dies betrifft einerseits die Abkühlphase zu Beginn des Prozesses, in welcher das System einer sehr starken Dynamik unterliegt und kleinerer makroskopischer Schrittweiten bedurft hätte. Die Trocknungsgeschwindigkeit fällt für den zweiten und dritten Prozesspunkt hierdurch jeweils zu gering aus, woraus entsprechend zu große Temperaturgradienten resultieren. Dies führt zu einer geringfügig höheren Kühlgrenztemperatur, siehe Abbildung 6.10 b), welche die um bis zu 5% zu hohen Trocknungsgeschwindigkeiten im ersten Trocknungsabschnitt verursacht. Die zugehörigen Temperaturgradienten zeigen



**Abbildung 6.10:** Rekonstruierte zeitliche Verläufe von a) Feststofffeuchte und b) Wirbelschichttemperatur im Vergleich mit den experimentellen Daten und unter Variation der Leerrohrgeschwindigkeit bei  $\vartheta_{g,zu} = 40^\circ\text{C}$

allerdings eine gute Übereinstimmung mit dem theoretischen und experimentellen Verlauf entlang der Nulllinie, was für  $v_0 = 0.31 \text{ m/s}$  im Vergleich zu den Sensitivitätsanalysen einer deutlichen Verbesserung entspricht. Da Temperatur und Trocknungsgeschwindigkeit in diesem Bereich weitgehend konstant bleiben, ist davon auszugehen, dass die sich einstellende Kühlgrenze einen globalen Versatz zum realen Wert aufweist. Die Ursache hierfür wird in den Approximationen der zugehörigen Stoffeigenschaften vermutet. Des Weiteren

zeigen die simulierten Datenreihen für  $v_0 = 0.23 \text{ m/s}$  und  $v_0 = 0.31 \text{ m/s}$  zum Ende des Prozesses eine Überschätzung der Trocknungsgeschwindigkeit um 30% bzw. 25%. Verglichen mit den Sensitivitätsanalysen ist dies für die mittlere Leerrohrgeschwindigkeit jedoch eine deutliche Verbesserung. Auch die zugehörigen Temperaturgradienten liegen im Mittel nur leicht unter den experimentellen Verläufen.

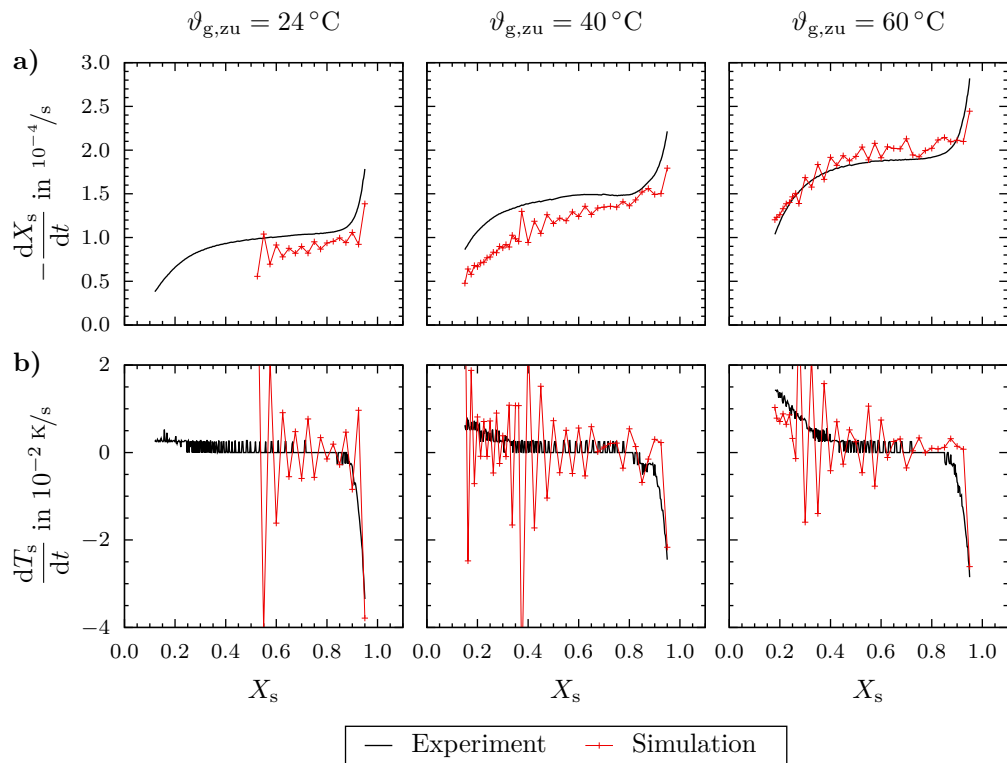
Demgegenüber weicht der Verlauf der Trocknungsgeschwindigkeit der Simulationsreihe für  $v_0 = 0.39 \text{ m/s}$  in Abbildung 6.9 deutlich von den experimentellen Werten ab. Es werden insgesamt zu geringe Trocknungsgeschwindigkeiten berechnet; der Übergang vom ersten in den zweiten Trocknungsabschnitt verläuft in dieser Darstellungsform zu steil; im zweiten Trocknungsabschnitt ist der Verlauf folglich zu flach. Als Ursache hierfür können die zunehmenden Abweichungen seitens der simulierten Strömung angesehen werden, aus denen eine zu große Bypass-Strömung des Trockenmittels durch die Wirbelschicht resultiert. Hierauf wird in Abschnitt 6.3.2 näher eingegangen. Eine vom zeitlichen Verlauf unabhängige Bewertung der berechneten Temperaturgradienten ist aufgrund der starken Schwankungen für diese Reihe schwierig.

Die in Abbildung 6.10 dargestellten Verläufe der Feststofffeuchte und -temperatur entlang der Zeit, welche auf Basis der Simulationsergebnisse in Abbildung 6.9 rekonstruiert wurden, zeigen für  $v_0 = 0.23 \text{ m/s}$  und  $v_0 = 0.31 \text{ m/s}$  qualitativ und quantitativ sehr gute Übereinstimmungen mit den experimentellen Daten. Lediglich die Temperaturen zum Prozessende werden nicht erreicht, was jedoch mit den zugehörigen Trocknungsgeschwindigkeiten und Temperaturgradienten in diesem Bereich korrespondiert. Der zunehmend vom Experiment abweichende Verlauf der Feststofffeuchte für  $v_0 = 0.39 \text{ m/s}$  entspricht den vorherigen Analysen in der zeitfreien Darstellung. Der Temperaturverlauf weist ein insgesamt etwas zu hohes Niveau auf. Dieses Verhalten zeigt jedoch, dass das Modell hinsichtlich des Wärme- und Stofftransports in sich schlüssig ist.

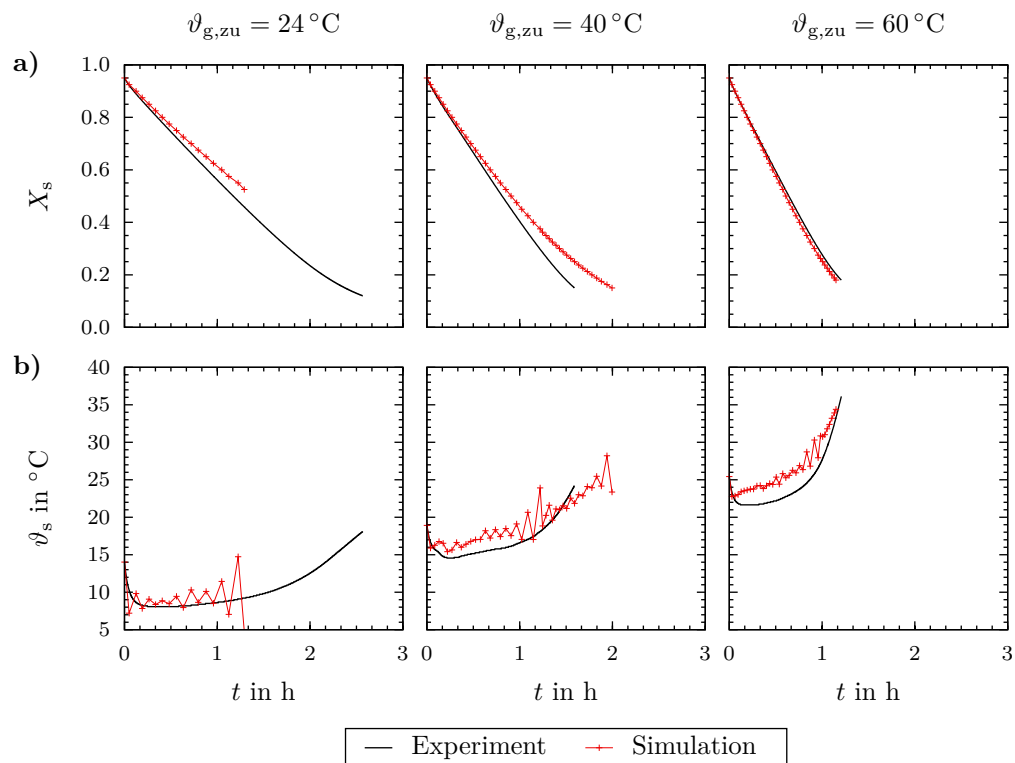
Zusammenfassend kann somit festgehalten werden, dass das Gesamtmodell die Trocknungverläufe bei geringen und mäßigen Leerrohrgeschwindigkeiten mit einer überwiegend hohen Genauigkeit abbilden kann. Auch der offenkundige globale Zusammenhang, dass eine Steigerung des Gasdurchsatzes zu einer höheren Trocknungsgeschwindigkeit im ersten Trocknungsabschnitt führt (vgl. z. B. [128, 132, 137]), wird durch das Modell erfasst. Dies gilt bedingt auch für die höchste betrachtete Leerrohrgeschwindigkeit, da die berechneten Trocknungsgeschwindigkeiten zu Prozessbeginn etwa das Niveau der experimentellen Werte widerspiegeln und erst im weiteren Verlauf zu geringe Werte vorhergesagt werden.

Die Variation der Gaseintrittstemperatur wurde experimentell nur für die höchste Leerrohrgeschwindigkeit von  $v_0 \approx 0.39 \text{ m/s}$  untersucht. Gemäß den vorangegangenen Ergebnissen sind für die zugehörigen Simulationen daher bereits im Vorhinein größere Abweichungen von den experimentellen Daten zu erwarten.

In Abbildung 6.11 sind die experimentellen und berechneten Verläufe der Trocknungsgeschwindigkeiten und Temperaturgradienten entlang der Gutsfeuchte gegenübergestellt. Die Simulationsreihe mit einer Gaseintrittstemperatur von  $24 \text{ °C}$  musste bei  $X_s = 0.525$  abgebrochen werden, da aufgrund der Kombination aus den ohnehin sehr geringen Trocknungsgeschwindigkeiten bei dieser Temperatur mit deren zu geringen Vorhersagen aufgrund der hohen Leerrohrgeschwindigkeit bereits sehr früh im Trocknungsprozess sehr große Zeitschritte vorlagen und zur Instabilität des Lösungsprozesses führten. Dies wird sowohl an den berechneten Temperaturgradienten in Abbildung 6.11 b) als auch an der absoluten Temperaturänderung von fast 10 K im letzten dargestellten Intervall in Abbildung 6.12 b) deutlich.



**Abbildung 6.11:** Simulationsergebnisse von a) Trocknungsgeschwindigkeit und b) zeitlichem Temperaturgradienten im Vergleich mit den experimentellen Daten und unter Variation der Gaseintrittstemperatur bei  $v_0 \approx 0.39\text{ m/s}$



**Abbildung 6.12:** Rekonstruierte zeitliche Verläufe von a) Feststofffeuchte und b) Wirbelschichttemperatur im Vergleich mit den experimentellen Daten und unter Variation der Gaseintrittstemperatur bei  $v_0 \approx 0.39\text{ m/s}$

Eine Fortsetzung des punktweisen Lösungsverfahrens mit kleineren makroskopischen Zeitschritten konnte für diese Reihe nicht vorgenommen werden, da die Oszillationen bereits deutlich früher im Prozess auftraten als bei den anderen Reihen und eine Nutzung der kleineren Schrittweite somit eine Berechnung von insgesamt 54 Prozesspunkten erforderlich gemacht hätte. Der Zeitaufwand für eine solche Berechnung ist schlichtweg inakzeptabel. Die übrigen Simulationsreihen gingen mit reinen Rechenzeiten von drei bis vier Wochen bereits deutlich über das für ingenieurtechnische Anwendungen vertretbare Maß hinaus. Zudem ist ohne ein zuverlässiges Stabilitätskriterium unsicher, ob die Stabilität des Verfahrens mit dieser Schrittweite auch bis zum Ende des Prozesses gewährleistet ist, zumal bei  $v_0 = 0.39 \text{ m/s}$  bzw.  $\vartheta_{g,zu} = 40^\circ\text{C}$  die Schwankungen in diesem Bereich wieder ansteigen. Die Simulationsreihen mit  $\vartheta_{g,zu} = 40^\circ\text{C}$  und  $\vartheta_{g,zu} = 60^\circ\text{C}$  wurden unter Nutzung der kleineren Schrittweite ab  $X_s = 0.3625$  bzw.  $X_s = 0.2625$  dagegen vollständig durchlaufen. Der Vergleich von Simulation und Experiment in Abbildung 6.11 a) zeigt, dass auch hier die Niveaus der Trocknungsgeschwindigkeiten zu Prozessbeginn korrekt wiedergegeben werden und das Modell damit die grundlegende Abhängigkeit vom Trocknungspotenzial des zuströmenden Gases richtig abbildet. Während in den weiteren Verläufen für  $\vartheta_{g,zu} = 24^\circ\text{C}$  und  $\vartheta_{g,zu} = 40^\circ\text{C}$  zunehmend zu geringe Trocknungsgeschwindigkeiten vorhergesagt werden, wird für  $\vartheta_{g,zu} = 60^\circ\text{C}$  ein insgesamt zufriedenstellender Verlauf berechnet. Letzterer weist im ersten Trocknungsabschnitt und im Übergangsbereich zum zweiten Trocknungsabschnitt im Mittel um ca. 6% zu hohe Werte auf. Während die Abweichungen zu Beginn des zweiten Trocknungsabschnittes sinken, tritt zum Ende hin eine erneute Überschätzung der Trocknungsgeschwindigkeit um bis zu 16% im letzten Prozesspunkt auf. Die Ursache für den deutlich besser wiedergegebenen Verlauf der Simulationsreihe bei  $\vartheta_{g,zu} = 60^\circ\text{C}$  im Vergleich zu den beiden anderen ist auch an dieser Stelle im Einfluss der Leerrohrgeschwindigkeit zu finden. Einerseits wurden bereits im Experiment nicht exakt gleiche Werte der Leerrohrgeschwindigkeit erzielt, sodass für diese Reihe am Einlass ein geringerer Gasdurchsatz vorliegt, siehe zweite Spalte in Tabelle 6.3. Des Weiteren verursacht die

**Tabelle 6.3:** Einfluss von Gaseintritts- und Wirbelschichttemperatur auf die effektive Leerrohrgeschwindigkeit

Einlass		Wirbelschicht	
$\vartheta_{g,zu}$ °C	$v_0$ m/s	$v_{0,\text{eff,Exp}}$ m/s	$v_{0,\text{eff,Sim}}$ m/s
24	0.40	0.379	0.379
40	0.39	0.358	0.360
60	0.37	0.327	0.329

rasche Abkühlung des Gases innerhalb weniger Millimeter oberhalb des Einlasses (vgl. z. B. Abbildung 6.1 sowie [76]) einen Anstieg seiner Dichte. Hieraus resultiert eine effektiv geringere Leerrohrgeschwindigkeit für den verbleibenden Bereich der Wirbelschicht. Die Dichteänderung steigt dabei mit zunehmender Temperaturänderung und erreicht ihr Maximum im ersten Trocknungsabschnitt mit der sich in der Wirbelschicht einstellenden Kühlgrenztemperatur. Tabelle 6.3 zeigt die zu diesem Zustand zugehörigen Werte der effektiven Leerrohrgeschwindigkeit, welche aus den experimentell gemessenen und simulierten Kühlgrenztemperaturen resultieren.<sup>17)</sup> Es ist ersichtlich, dass für  $\vartheta_{g,zu} = 60^\circ\text{C}$

<sup>17)</sup>Die entgegengesetzt gerichtete Wirkung der (deutlich langsamer) zunehmenden Wasserdampfbeladung auf die Dichteänderung wurde bei der Berechnung vernachlässigt. Diese beträgt bei einer Steigerung von  $\varphi_g = 0$  auf  $\varphi_g = 1$  hier allerdings nur ca. 1%.

innerhalb der Wirbelschicht eine deutlich geringere effektive Leerrohrgeschwindigkeit erreicht wird, die näherungsweise nur dem Doppelten der Lockerungsgeschwindigkeit entspricht, vgl. Tabelle 3.1. Die seitens des strömungsmechanischen Modells auftretenden Abweichungen vom Experiment fallen damit deutlich geringer aus (s. Abschnitt 5.3) und ermöglichen somit eine bessere Vorhersage des Trocknungsverlaufs. Dieser Zusammenhang wird auch dadurch bestätigt, dass die mittleren relativen Abweichungen der simulierten von den experimentellen Trocknungsgeschwindigkeiten in dem direkt vergleichbaren Bereich von ca.  $-11\%$  bei  $\vartheta_{g,zu} = 40^\circ\text{C}$  auf  $-17\%$  bei  $\vartheta_{g,zu} = 24^\circ\text{C}$  betragsmäßig steigen. Mit der Temperaturzunahme des Feststoffes im zweiten Trocknungsabschnitt schwindet dieser Effekt, was allerdings von geringer Bedeutung ist, da ohnehin ein ausreichendes gasseitiges Trocknungspotenzial vorliegt und der Trocknungsprozess durch den Stofftransport innerhalb der Partikel dominiert wird.

Die berechneten Temperaturgradienten in Abbildung 6.11 b) geben den experimentellen Verlauf tendenziell richtig wieder. Auch die für die Gaseintrittstemperaturen verschiedenen Anstiege zum Ende des Prozesses werden für die beiden vollständigen Reihen durch die Simulationsergebnisse im mittleren Verlauf annähernd abgebildet, wie auch der Vergleich mit Abbildung 6.12 b) zeigt. Insgesamt weisen die berechneten Temperaturgradienten auch hier einen stark oszillierenden Verlauf entlang der experimentellen Daten auf. Der Zusammenhang zur makroskopischen Zeitschrittweite zeigt sich hierbei insbesondere durch den Vergleich der drei Reihen anhand einiger Punkte nach Prozessbeginn.

Die rekonstruierten Verläufe von Feststofffeuchte und Wirbelschichttemperatur in Abbildung 6.12 entsprechen den Erwartungen gemäß den vorangegangenen Ergebnissen. Für  $\vartheta_{g,zu} = 24^\circ\text{C}$  und  $\vartheta_{g,zu} = 40^\circ\text{C}$  führen die zu geringen Trocknungsgeschwindigkeiten zu einer zeitlichen Verzögerung im Verlauf der Feststofffeuchte. Aufgrund der nur leicht erhöhten Trocknungsgeschwindigkeiten bei  $\vartheta_{g,zu} = 60^\circ\text{C}$  wird das Ende des Trocknungsprozesses hier nur etwas früher vorhergesagt. Die Endtemperatur wird für diese Reihe analog zu den gut abgebildeten Reihen in Abbildung 6.10 aufgrund der etwas zu geringen Temperaturgradienten im zweiten Trocknungsabschnitt nicht erreicht.

Abschließend zeigt Tabelle 6.4 vergleichend für alle durchgeführten Simulationen und Experimente die absoluten Trocknungszeiten der jeweiligen Versuchsreihen ausgehend von der einheitlichen Startfeuchte  $X_s = 0.95$  bis zur jeweiligen Restfeuchte  $X_{s,\text{end}}$ .

**Tabelle 6.4:** Abweichungen der Trocknungsdauer von Simulation zu Experiment

	Variation $v_0$			Variation $\vartheta_{g,zu}$		
	0.23 m/s	0.31 m/s	0.39 m/s	24 °C	40 °C	60 °C
$X_{s,\text{end}}$	0.12	0.14	0.15	(0.525)	0.15	0.18
$t_{\text{end,Exp}}$ in s	10370	7840	5725	(3965)	5725	4345
$t_{\text{end,Sim}}$ in s	10054	7683	7182	(4648)	7182	4140
rel. Abw. in %	-3.0	-2.0	+25.4	(+17.2)	+25.4	-4.7

Die relative Abweichung von Simulation zu Experiment kann als Maß für die Güte der vorhergesagten mittleren Trocknungsgeschwindigkeit des gesamten Verlaufs betrachtet werden.<sup>18)</sup> Für alle Simulationen mit geringen bis mäßigen effektiven Leerrohrgeschwindigkeiten ergeben sich betragsmäßige Abweichungen von unter  $5\%$ , was einer sehr guten Vorhersage entspricht. Für die Varianten mit hohen effektiven Leerrohrgeschwindigkei-

<sup>18)</sup>Hierin ist die teilweise Kompensation der Abweichungen der Trocknungsgeschwindigkeiten in verschiedenen Bereichen des Trocknungsverlaufs eingeschlossen.



ten treten hingegen deutlich zu große und durchweg positive Abweichungen auf. Der in Klammern angegebene Zustand des Simulationsabbruchs bei  $\vartheta_{g,zu} = 24\text{ °C}$  weist bereits eine höhere Abweichung auf als die Simulationsreihe für  $v_0 = 0.39\text{ m/s}$  bzw.  $\vartheta_{g,zu} = 40\text{ °C}$  mit ca. +11% bei vergleichbarer Feststofffeuchte. Dies entspricht betragsmäßig den zuvor angegebenen mittleren Fehlern der Trocknungsgeschwindigkeitsvorhersagen.

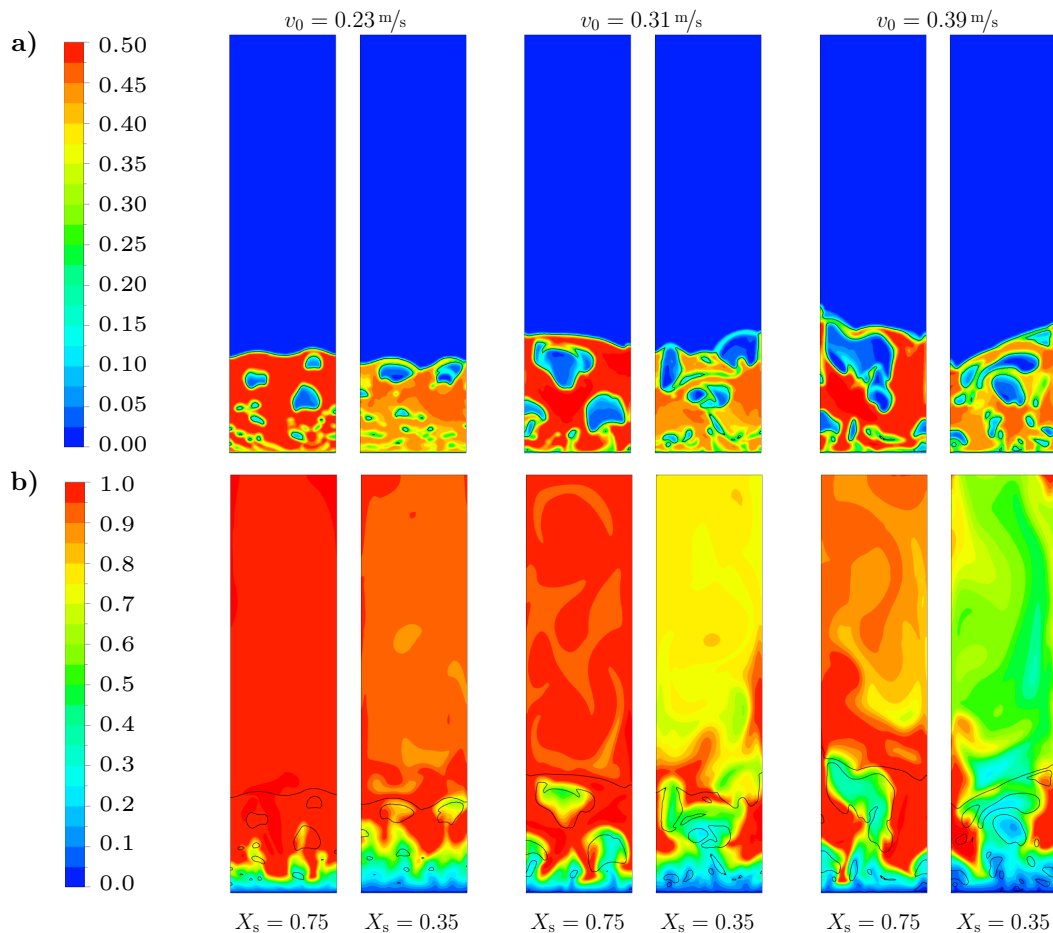
### 6.3.2 Diskussion der Abweichungen zwischen Simulation und Experiment

Die im vorherigen Abschnitt dargestellten Ergebnisse der Simulation langwieriger Trocknungsprozesse im punktwisen Lösungsverfahren zeigen je nach den vorliegenden Betriebsparametern unterschiedliche Übereinstimmungen mit den experimentellen Daten. Für geringe bis mäßige effektive Leerrohrgeschwindigkeiten werden die experimentellen Verläufe sehr gut wiedergegeben. Mögliche Ursachen für kleinere Abweichungen hierbei sowie für die deutlich größeren Abweichungen bei höheren Leerrohrgeschwindigkeiten werden nachfolgend diskutiert.

Bei einer Steigerung des Gasdurchsatzes ergeben sich gemäß den experimentellen Daten in Abbildung 6.9 grundsätzlich höhere Trocknungsgeschwindigkeiten im ersten Trocknungsabschnitt. Zeitgleich treten dabei allerdings auch größere Blasendurchmesser auf, vgl. z. B. [123, 139, 275] sowie die experimentellen Ergebnisse in den Abbildungen 5.30 a) und c), wodurch die Bypass-Strömung des ungesättigten Gases durch die Wirbelschicht prinzipiell erhöht wird und die Zuwachsrate der Trocknungsgeschwindigkeit folglich abnimmt. Die Simulationsergebnisse in Abschnitt 6.3.1 zeigen, dass das Modell diesen Zusammenhang im Vergleich mit den experimentellen Daten grundlegend widerspiegelt, jedoch bei hohen effektiv in der Wirbelschicht vorliegenden Leerrohrgeschwindigkeiten zu geringe Trocknungsgeschwindigkeiten vorhergesagt werden. Als Hauptursache hierfür können die zunehmenden Abweichungen des strömungsmechanischen Modells bei einer Steigerung der Leerrohrgeschwindigkeit angeführt werden.

Wie bereits anhand von Abbildung 5.30 a) festgestellt wurde, führen die Simulationen bei der höchsten untersuchten Leerrohrgeschwindigkeit zu einer Überbewertung der Gesamtintensität der Druckfluktuationen und somit der Blasengrößen. Dies ist in zweierlei Hinsicht von Relevanz.

Einerseits zeigt sich bei weiterer Betrachtung von Abbildung 5.29, dass die Spektren für die höchste Leerrohrgeschwindigkeit tendenziell einen komplexeren Strömungszustand widerspiegeln als jene für kleinere Leerrohrgeschwindigkeiten, welche sich durch die höhere Periodizität stärker dem im Experiment beobachteten Einzelblasenregime annähern. Das Vorhandensein zahlreicher Blasen führt in Kombination mit deren zu groß berechneten Durchmessern im Mittel zu geringeren Abständen zwischen diesen, wodurch für das an der Blasenfront ausströmende Gas eine kürzere Verweilzeit innerhalb der Suspensionsphase bis zum Einströmen in die vorauslaufende Blase resultiert und die Bypass-Strömung des ungesättigten Gases begünstigt wird. Zusätzlich liegt hierbei eine erhöhte Wahrscheinlichkeit für die Koaleszenz von Blasen vor, wodurch die Durchströmung der Suspensionsphase vereinzelt sogar umgangen wird. Abbildung 6.13 zeigt derartige Zustände beispielhaft für zwei verschiedene Feststofffeuchten im Vergleich zu den anderen Leerrohrgeschwindigkeiten. Durch den bei  $X_s = 0.75$  unmittelbar bevorstehenden Druckabfall bei der Eruption werden entsprechend zu große Gasvolumen mit zu geringer relativer Feuchte freigesetzt. In



**Abbildung 6.13:** Konturen der a) momentanen Feststoffvolumenanteile und b) momentanen relativen Gasfeuchten vergleichend für verschiedene Leerrohrgeschwindigkeiten und Feststofffeuchten

Abbildung 5.29 deuten insbesondere die verhältnismäßig hohen Amplituden der Frequenzen unterhalb der jeweiligen Hauptfrequenzen darauf hin, dass hier in unregelmäßigen sowie etwas größeren Zeitintervallen Eruptionen hoher Intensitäten auftreten, welche nur durch die derartige Koaleszenz mehrerer Blasen bedingt sein können.

Andererseits zeigt sich für die höchste untersuchte Leerrohrgeschwindigkeit in Abbildung 5.31 auch eine Überbewertung kleinerer mesoskopischer Strukturen, was im Wesentlichen mit den vielzähligen sehr kleinen Blasen bzw. heterogenen Bereichen unmittelbar oberhalb des Düsenbodens zu assoziieren ist. Durch die zu groß vorhergesagten Abmessungen dieser stellen sich bereits hier zu geringe Gradienten der relativen Gasfeuchte ein, was den zuvor beschriebenen Effekt weiter verstärkt.

Sowohl die relativen Abweichungen der Gesamtintensität der Druckschwankungen in Abbildung 5.30 a) als auch die eher qualitativ zu betrachtenden Abweichungen in den Amplituden- und Leistungsdichtespektren nehmen für die höchste untersuchte Leerrohrgeschwindigkeit mit sinkender Feststofffeuchte zu. Die Abweichungen der Trocknungsgeschwindigkeit in Abbildung 6.9 zeigen selbiges Verhalten, wodurch die vorgenannten Zusammenhänge bekräftigt werden.

Weiterhin fällt auf, dass sich die Auswirkungen bis in einen Bereich der Feststofffeuchte erstrecken, in welchem auf Seiten des Experiments bereits der zweite Trocknungsabschnitt vorliegt und ein rückläufiger Einfluss der Bypass-Strömung zu erwarten gewesen wäre. Es

ist zu vermuten, dass dies auf der Historie des Prozesses basiert, da die permanent zu gering vorhergesagten Trocknungsgeschwindigkeiten zu einem zu hohen Temperaturniveau führen, wodurch das Einsetzen der limitierenden Mechanismen des zweiten Trocknungsabschnittes verzögert bzw. verhindert wird. Dies zeigt sich insbesondere im direkten Vergleich zur mittleren Leerrohrgeschwindigkeit, bei welcher in diesem Bereich ebenfalls zu große Blasen berechnet werden, vgl. Abbildung 5.30 a), aber aufgrund des gut wiedergegebenen Temperaturverlaufs der Übergang zum zweiten Trocknungsabschnitt wie im Experiment erfolgt, siehe Abbildung 6.9. Durch die Dominanz des Feuchtigkeitstransportes im Partikelinneren rückt der Einfluss der Bypass-Strömung dann in den Hintergrund. Ergänzend sei angemerkt, dass die leichte Unterbewertung der Blasengrößen bei hohen Feststofffeuchten im Falle der kleinsten untersuchten Leerrohrgeschwindigkeit offenbar keinen Einfluss auf den Trocknungsprozess besitzt. Da in diesem Bereich der simulierte und experimentelle Trocknungsverlauf weitgehend übereinstimmen, kann anhand der Simulationsergebnisse davon ausgegangen werden, dass die Blasen bei der Eruption hier vollständig gesättigtes Gas enthalten, vgl. Abbildung 6.13, und die Bypass-Strömung erst im weiteren Verlauf einsetzt.

Mit Bezug auf die insgesamt zu gering berechneten Blasenaufstiegsgeschwindigkeiten gemäß den Abbildungen 5.29 und 5.30 b) und der damit verbundenen Vermutung eines intensiveren Austauschprozesses des in den Blasen enthaltenen Gases sei darauf hingewiesen, dass für die höheren Aufstiegsgeschwindigkeiten im Experiment gemäß dem Davidson-Modell (s. [139]) höhere Zirkulationsraten innerhalb der Blasen vorliegen, wodurch der Einfluss der absolut verfügbaren Aufstiegszeit offenbar kompensiert wird.

Ein weiterer Einfluss für Abweichungen im Trocknungsverlauf basiert auf der zweidimensionalen Abbildung der Wirbelschicht in Verbindung mit der beschriebenen Datenerfassung sowie der für die Auswertung angewandten Korrektur nach Gleichung (4.97). Die hiermit erfasste Wassermasse im Feststoff, welche die Grundlage zur Berechnung der Trocknungsgeschwindigkeit darstellt, beruht im Vergleich zur realen, dreidimensionalen Geometrie auf einer verfälschten Wichtung der Bereiche entlang der Radialkoordinate des Behälters. Dies äußert sich insbesondere im zweiten Trocknungsabschnitt aufgrund der wesentlich heterogeneren Verteilung der relativen Gasfeuchte in radialer Richtung. Der Einfluss der wandnahen Bereiche hoher Feststoffkonzentrationen, welche gerade hier noch der Durchströmung mit erhöhten relativen Gasfeuchten unterliegen (vgl. Abbildung 6.8) und folglich lokal geringere Trocknungsgeschwindigkeiten aufweisen, wird demzufolge unterschätzt. Ein Teil der zu groß wiedergegeben, globalen Trocknungsgeschwindigkeit, welche die zu geringen Temperaturgradienten und Endtemperaturen verursacht, könnte daher hierauf zurückzuführen sein. Für zukünftige Untersuchungen sind eine Datenerfassung mit separaten Bereichen in radialer Richtung und die Auswertung dieser mit entsprechenden Wichtungsfaktoren zu empfehlen.

Weiterhin stellt der experimentell bestimmte, effektive Diffusionskoeffizient der Feuchtigkeit im Partikel (vgl. Abschnitt 3.3.2) einen potenziellen Einflussfaktor auf die zunehmenden Abweichungen der Trocknungsgeschwindigkeiten im zweiten Trocknungsabschnitt dar. Durch ergänzende Messungen könnten zusätzliche Stützstellen für eine genauere Approximation des temperaturabhängigen Verlaufs gewonnen werden.

Zusätzlich ist für fortführende Untersuchungen zu prüfen, inwieweit das verwendete Modell des zweiten Trocknungsabschnittes optimiert werden kann. Dies betrifft einerseits die hier ausschließlich betrachtete Temperaturabhängigkeit des effektiven Diffusions-

koeffizienten. Diese könnte in Anlehnung an die Erkenntnisse aus [182] um eine Konzentrationsabhängigkeit erweitert werden, um der komplexen Porenstruktur der kapillarporösen Braunkohlepartikel gerecht zu werden. Neben experimentellen Studien ist hierbei die Verwendung von Porennetzwerkmodellen (siehe z. B. [241, 259]) zur Berechnung des mikroskaligen Feuchtigkeitstransportes in den Partikeln denkbar, woraus die Abhängigkeiten des effektiven Diffusionskoeffizienten auf Basis von Parameterstudien abgeleitet werden können. Des Weiteren ist eine Anpassung des Modells des zweiten Trocknungsabschnittes hinsichtlich der nichtsphärischen Form der Partikel zu empfehlen, woraus ebenfalls eine genauere Abbildung des realen Desorptionsverhaltens resultiert.

Abschließend sei in Fortführung der einleitenden Diskussion in Abschnitt 6.3.1 eine Anmerkung zur Genauigkeit der Trocknungsverlaufapproximationen mit dem punktweisen Lösungsverfahren nach [244] gegeben. Da sich die Berechnungen mit den gewählten Schrittweiten der Feststofffeuchte grundsätzlich nahe an der Stabilitätsgrenze bewegen bzw. beim Wechsel in den zweiten Trocknungsabschnitt sogar eine Anpassung erfordern, ist davon auszugehen, dass die makroskopischen Zeitschrittweiten in Relation zur Stabilitätsgrenze insgesamt verhältnismäßig groß sind. Dies wirkt sich gemäß [69] negativ auf die Genauigkeit der numerischen Lösung aus. Beispielhaft sei dafür erneut die Abkühlphase angeführt, in welcher das System eine sehr starke Dynamik aufweist und die Verläufe der Variablen nicht korrekt abgebildet werden können. Da dieser Zeitabschnitt im Vergleich zum restlichen Trocknungsverlauf jedoch kurz ist, wirkt sich der entstandene Fehler nur geringfügig auf die rekonstruierten Feuchte- und Temperaturverläufe aus. Zudem tritt eine Kompensation durch andere Fehlerquellen im weiteren Verlauf auf. Im zweiten Trocknungsabschnitt führen die sinkenden Trocknungsgeschwindigkeiten gemäß Gleichung (4.94) zu zunehmenden Zeitschrittweiten, woraus folglich eine abnehmende Genauigkeit resultiert. Eine Kompensation durch Beibehaltung einer konstanten Zeitschrittweite ist aus Gründen des drastisch steigenden Rechenaufwands aber nicht vertretbar. Insgesamt haben die Untersuchungen gezeigt, dass das punktweise Lösungsverfahren von Szafran und Kmiec [244] eine geeignete Methode darstellt, um das implementierte Wärme- und Stofftransportmodell anhand makroskopischer Verläufe chargenweiser Trocknungsprozesse zu validieren. Für die zugrunde liegende Anwendung der Dampfzweischicht-trocknung ist es allerdings nicht nutzbar, da es sich hierbei um einen kontinuierlichen Trocknungsprozess handelt. Für die Untersuchung anderer diskontinuierlicher Trocknungsprozesse sei erneut auf die Notwendigkeit eines Stabilitätskriteriums hingewiesen. Außerdem ist für praktisch relevante Variationsrechnungen von einem sehr hohen Rechenaufwand auszugehen. Für die bloße Vorhersage von Trocknungszeiten sind einfachere, makroskopische Modelle besser geeignet, z. B. [93, 191].

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass das Gesamtmodell — eine Kombination aus der TFM–KTGF–Simulation der Strömung auf Prozessebene mit der auf Partikelebene modellierten Trocknungskinetik — den Trocknungsprozess von Braunkohlepartikeln in einer blasenbildenden Wirbelschicht für den Bereich praktisch relevanter Leerrohrgeschwindigkeiten qualitativ und quantitativ sehr gut widerspiegelt. Kleinere Abweichungen werden hierbei durch die zweidimensionale Abbildung, den einfachen Diffusionsansatz, approximierten Stoffeigenschaften sowie durch das zur Validierung herangezogene Lösungsverfahren auf makroskopischer Zeitskala verursacht. Die deutlich größeren Abweichungen bei höheren Leerrohrgeschwindigkeiten sind vorrangig auf stärker fehlerbehaftete Vorhersagen seitens des strömungsmechanischen Modells zurückzuführen.

Durch die Implementierung des Stofftransportes einschließlich der physikalisch fundierten Trocknungskinetik sowie durch die optimierte Parameterkonfiguration des strömungsmechanischen Modells steht nun ein Gesamtmodell zur Verfügung, das im beschriebenen Parameterbereich für Detailuntersuchungen verwendet werden kann. Weiterer Optimierungsbedarf besteht hinsichtlich

- der Vorhersagen des strömungsmechanischen Modells gemäß Abschnitt 5.3.2,
- Detailfragen zum Wärmetransport, insbesondere im Zusammenhang mit der Auflösung des Temperaturprofils am Einlass sowie dem Einfluss der zugehörigen Modellparameter,
- einer Anpassung des Diffusionsansatzes für nichtsphärische Partikel sowie
- der Verwendung genauerer Korrelationen für die Stoffeigenschaften (insbesondere Diffusionskoeffizient und spezifische Wärmekapazität der Partikel sowie Sättigungsdampfdruck des Wasserdampfes).



---

# 7 Zusammenfassung und Ausblick

## 7.1 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden die Modellierung und die numerische Simulation von Strömung, Wärme- und Stofftransport zur Abbildung des Trocknungsprozesses von Braunkohlepartikeln in einer blasenbildenden Wirbelschicht behandelt. Es erfolgte eine Erweiterung des von Schreiber [226] auf Basis eines TFM-KTGF-Ansatzes vorgeschlagenen Modells um eine Parameterkonfiguration, welche die strömungstechnisch relevanten Veränderungen im Trocknungsprozess erfasst, sowie um ein Teilmodell zur Beschreibung des Stofftransportes einschließlich einer physikalisch fundierten Trocknungskinetik. Beide Aspekte wurden getrennt voneinander untersucht, wobei die Simulationen des Trocknungsprozesses auf den Ergebnissen der strömungstechnischen Untersuchungen aufbauen.

In einem Überblick zum aktuellen Stand der Forschung wurde zunächst auf die unterschiedlichen Modellierungsansätze für Gas-Feststoff-Strömungen eingegangen. Anschließend erfolgte für den Euler-Euler-Ansatz, welcher für die Abbildung eines Wirbelschicht-trocknungsprozesses im technisch relevanten Maßstab großes Potenzial besitzt, eine detailliertere Betrachtung verschiedener Teilaspekte mit Bezug auf den zugrunde liegenden Anwendungsfall der Dampfwirbelschichttrocknung von Braunkohlepartikeln. Ausgehend vom dargestellten Wissensstand wurde der oben genannte Entwicklungsbedarf für die vorliegende Arbeit abgeleitet und eine Abgrenzung der Untersuchungen zu anderen Themenkomplexen vorgenommen. Zusätzlich wurde ein Überblick zu Messmethoden für die Charakterisierung von Wirbelschichtsystemen geben, welcher als Basis für die experimentellen Begleituntersuchungen dieser Arbeit fungiert.

Der Versuchsaufbau der verwendeten Wirbelschichtanlage und deren Instrumentierung wurden ausführlich beschrieben. Die durchgeführten Experimente bilden die Datengrundlage zur Validierung der Simulationen. Die Versuchsergebnisse zur strömungstechnischen Charakterisierung, welche neben den üblichen, makroskopischen Eigenschaften die Bewertung meso- und mikroskopischer Prozesse mittels der Analyse von Druckfluktuationen einschließen, zeigen einen signifikanten Zusammenhang mit dem Fortschritt des Trocknungsprozesses. Die Trocknungsverläufe wurden unter Variation der Betriebsparameter für mehrere Chargen aufgezeichnet. Zusätzlich wurden Desorptionsmessungen an sehr kleinen Proben ausgewertet, um den effektiven Diffusionskoeffizienten der Feuchtigkeit in den Partikeln zu bestimmen.

Nach der detaillierten Vorstellung der Bilanz- und Schließungsgleichungen des Modells sowie der Methodik zur numerischen Lösung wurden in einem ersten Untersuchungsschwerpunkt strömungstechnische Aspekte der Wirbelschichtsimulation betrachtet. Zunächst erfolgten hierbei Voruntersuchungen zur Auswahl eines geeigneten Rechengitters, angemessener Zeiträume für die Datenaufzeichnung sowie numerischer Methoden und Parameter, womit negative Einflüsse auf die Genauigkeit der Ergebnisse minimiert werden konnten. Im folgenden Schritt wurden umfangreiche Sensitivitätsanalysen durchgeführt, um die Einflüsse verschiedener Modellparameter und Submodelle auf die Simulationsergebnisse zu bewerten. Dabei wurden der Restitutionskoeffizient, die Packungsgrenze, der Reibungsschwellwert und der innere Reibungswinkel betrachtet, welche das Fließverhal-

ten der Feststoffphase charakterisieren. Des Weiteren wurden die Impulsaustauschfunktion einschließlich des Einflusses der Partikelsphärizität, der Spekularitätskoeffizient der Wandrandbedingung sowie verschiedene Varianten von Gaseinlassrandbedingungen untersucht. Im Gegensatz zu zahlreichen anderen Studien erfolgte mit Bezug zum zugrunde liegenden Anwendungsfall hierbei eine Fokussierung auf die charakteristischen Eigenschaften von Braunkohlepartikeln sowie erstmalig eine Betrachtung einzelner Prozesspunkte eines Trocknungsverlaufs, um die experimentell beobachteten Veränderungen der Strömung zu berücksichtigen. Auf Basis der Sensitivitätsanalysen sowie weiterführender Simulationen zur Justierung einiger konkurrierender, rheologisch relevanter Parameter wurde anschließend eine entsprechende Parameterkonfiguration vorgeschlagen, siehe Tabelle 5.13.

Die hiermit erzielten Simulationsergebnisse zeigen im Vergleich zu den experimentellen Daten eine insgesamt zufriedenstellende Übereinstimmung. Weiterhin wird deutlich, dass gerade die Veränderungen im Trocknungsprozess qualitativ und überwiegend auch quantitativ korrekt wiedergegeben werden. Jedoch sind auch Unzulänglichkeiten wie die Vorhersage eines Mehrblasenregimes statt dem experimentell beobachteten Einzelblasenregime erkennbar, woraus teils deutliche Abweichungen für die zugehörigen Kennwerte resultieren. Tendenziell wird diesbezüglich bei kleineren, praxisrelevanten Leerrohrgeschwindigkeiten eine bessere Übereinstimmung erzielt. Wesentliche Ursachen für die bestehenden Abweichungen wie die Verwendung eines zweidimensionalen Rechengitters sowie das Unvermögen des standardmäßigen KTGF-Modells zur Abbildung von Kohäsion und rauer Partikeloberflächen wurden eingehend diskutiert.

Im zweiten Untersuchungsschwerpunkt wurden unter Verwendung des eigens implementierten Trocknungsmodells Wärme- und Stofftransportmechanismen analysiert. In Analogie zum vorangegangenen Kapitel erfolgten hierbei zunächst Vorbetrachtungen zum Rechengitter, zur Lage und Länge des Analysezeitraumes sowie zur numerischen Lösung. Anschließend wurden Sensitivitätsanalysen zum Einfluss der Sphärizität der Partikel sowie zweier verschiedener Korrelationen zur Berechnung der Wärme- und Stoffübergangskoeffizienten durchgeführt. Hierfür wurden zehn Prozesspunkte eines ausgewählten Wirbelschichttrocknungsexperimentes zugrunde gelegt. Es konnte kein erkennbarer Einfluss der Parameter auf den Stofftransport festgestellt werden. Für eine Bewertung der beobachteten Unterschiede beim konvektiven Wärmetransport zwischen den Phasen, welche unmittelbar oberhalb des Düsenbodens in Erscheinung treten, mangelt es an geeigneten, experimentellen Vergleichsdaten. Auf Basis der favorisierten Modellparameter folgte eine Analyse des chargenweisen Trocknungsprozesses, wobei insbesondere auf den Einfluss der Strömung auf den Stofftransport eingegangen und damit der Unterschied zum zugrunde liegenden Modell der Einzelpartikelrocknung verdeutlicht wurde.

Im Anschluss wurde das in [244] vorgeschlagene, explizite Vorwärtsverfahren genutzt, um die kontinuierlichen Trocknungsverläufe auf Basis punktueller Simulationsergebnisse auf makroskopischer Zeitskala zu approximieren. Hiermit wurde der direkte Vergleich mit den experimentellen Daten ermöglicht, wodurch eine Validierung des Gesamtmodells für die betrachteten Leerrohrgeschwindigkeiten und Gaseintrittstemperaturen vorgenommen werden konnte. Es zeigte sich eine insgesamt sehr gute Wiedergabe der zeitlichen Entwicklung der Feststofffeuchte und der Wirbelschichttemperatur, sofern kleine bis mäßige Leerrohrgeschwindigkeiten vorliegen. Für höhere Leerrohrgeschwindigkeiten ergeben sich im Zeitverlauf hingegen zunehmende Abweichungen, was auf die ungünstigeren Vorhersagen seitens des strömungsmechanischen Modells zurückgeführt wurde. Für die verschiedenen Gaseintrittstemperaturen ergaben sich entsprechende Resultate, da hier die rasche



Temperaturänderung des Gases am Eintritt zu einer Dichteänderung führt, welche die effektive Leerrohrgeschwindigkeit beeinflusst. Zusätzliche Fehlerquellen sowie Schwierigkeiten in der Anwendung des Lösungsverfahrens nach [244] wurden ausgiebig diskutiert.

## 7.2 Ausblick

Die vorliegenden Untersuchungen haben gezeigt, dass der verwendete, standardmäßige TFM–KTGF–Ansatz bei der Abbildung der Strömung einer blasenbildenden Wirbelschicht aus Braunkohlepartikeln teilweise an seine Grenzen stößt. Auf Basis der gewonnenen Erkenntnisse lässt sich für zukünftige Arbeiten der folgende Entwicklungsbedarf ableiten, welcher auch für andere Anwendungsgebiete von Bedeutung ist.

- Bei der Beschreibung des Fließverhaltens der Feststoffphase sollten Oberflächenkräfte zwischen Partikeln stärker berücksichtigt werden. Dabei sind insbesondere die Reibung aufgrund der Oberflächenbeschaffenheit sowie die Kohäsion aufgrund von Flüssigkeitsfilmen, welche die Übertragung von Zugspannungen begünstigen, zu erfassen. Zur Ableitung physikalisch begründeter Modelle sollten hierfür generische Experimente mit verschiedenen Partikelmaterialien zugrunde gelegt werden. Entsprechende Erkenntnisse sollten anschließend vorzugsweise mittels DPM–Studien getestet werden, bevor auf deren Basis optimierte Submodelle oder Erweiterungen für die TFM–KTGF–Simulation abgeleitet werden können. Einen vielversprechenden Ansatz zur Berücksichtigung rauher Partikeloberflächen stellen Zhao et al. [292] vor. Zur Einbeziehung von Kohäsion ist die Anwendung verallgemeinerter Fließmodelle denkbar. Die Berücksichtigung solcher Effekte auf physikalisch fundierter Basis hätte den Vorteil, dass zugleich das Verhalten von Partikeln des technisch interessanten Geldart A und Geldart C Bereichs mit abgebildet werden könnte.
- Weiterhin sollten fortführende Untersuchungen zur Auflösung der realen Düsenbodengeometrie innerhalb der Simulationen erfolgen. Durch eine detailliertere Abbildung der Blasenentstehung können weitere Genauigkeitsgewinne erzielt werden. Zur Bewertung dieser Prozesse sollten fortschrittliche, bildgebende Messverfahren wie z. B. die Ultraschnelle Elektronenstrahl–Röntgencomputertomographie eingesetzt werden. Derartige Untersuchungen sind auch für praktisch übliche Ausführungen der Gaszufuhr wie z. B. Glockenböden durchzuführen.
- Es sollten zusätzliche Experimentalstudien durchgeführt werden, in denen die Beeinflussung der Strömung durch Faserxylyl quantifiziert wird. Ggf. sollte eine separate Betrachtung dieses Anteils als zweite Feststoffphase innerhalb eines MFM erfolgen.

Mit Bezug auf die Untersuchungen zum Wärme- und Stofftransport ist Optimierungspotenzial hinsichtlich folgender Aspekte vorhanden.

- In fortführenden Arbeiten sollte eine genauere Betrachtung des konvektiven Wärmeübergangs zwischen Gas und Partikeln unmittelbar nach dem Gaseintritt erfolgen. Hierzu sind geeignete Messmethoden zu entwickeln und experimentelle Studien für diverse Düsenbodengeometrien durchzuführen.
- Der Diffusionsansatz zur Beschreibung des zweiten Trocknungsabschnittes ist für nichtsphärische Partikel zu erweitern. Für den zugehörigen, experimentell zu bestimmenden Diffusionskoeffizienten ist in Anlehnung an [182] eine zusätzliche Berücksichtigung einer Abhängigkeit von der Partikelfeuchte zu empfehlen.

Hinsichtlich der Nutzung des Simulationsmodells für den Anwendungsfall der kontinuierlichen (D)DWT im Mischbettverfahren (vgl. [131]) sind zusätzlich die nachfolgenden Schritte erforderlich.

- Implementierung der vorgeschlagenen Parameterkonfiguration des strömungsmechanischen Modells in Abhängigkeit des Skalars Feststofffeuchte
- Verwendung von Wasserdampf als Fluidisierungsmedium und Verzicht auf Gleichung (4.8)
- Überführung des Stoffübergangs im ersten Trocknungsabschnitt in ein Wärmetransportproblem und Ergänzung des nullten Trocknungsabschnittes, z. B. analog zu [284]
- Erweiterung der approximierten Temperaturabhängigkeit des effektiven Diffusionskoeffizienten für den relevanten Temperaturbereich durch zusätzliche Desorptionsexperimente
- Berücksichtigung der druck- und temperaturabhängigen Sorptionsgleichgewichte, z. B. nach [94]

Wie aus dem Überblick zum Stand der Forschung in Abschnitt 2.2 hervorgeht, besteht jedoch grundsätzlich weiterer Entwicklungsbedarf bezüglich übergeordneter Fragestellungen, die auf grundlegende Probleme der Simulation realer Wirbelschichtsysteme mit dem Eulerschen Ansatz abzielen:

- Berücksichtigung polydisperser Partikelkollektive, wobei DQMOM–MFM als vielversprechende Variante erscheint
- Entwicklung von Sub Grid Models für Grobgittersimulationen (unter Berücksichtigung von Oberflächenkräften zwischen Partikeln bei lokal hohen Feststoffkonzentrationen), um in einen Bereich technisch interessanter Anlagenmaßstäbe vorzudringen
- Modifikation von Wärme- und Stofftransportmodellen zur Berücksichtigung der nicht aufgelösten Heterogenität in Grobgittersimulationen
- Kopplung obiger Aspekte innerhalb einer Simulationsumgebung

Abschließend sei erneut die Notwendigkeit zur Weiterentwicklung der Rechentechnik angeführt, welche für diverse ingenieurtechnische Simulationsanwendungen eine wesentliche Voraussetzung darstellt, um komplexe und gekoppelte physikalische Prozesse in großen Gebieten effizient berechnen zu können.

---

# Literatur

- [1] Acosta-Iborra, A.; Sobrino, C.; Hernández-Jiménez, F.; de Vega, M.: Experimental and computational study on the bubble behavior in a 3-D fluidized bed. *Chemical Engineering Science* 66 (2011) 3499–3512
- [2] Adanez, J.; Abad, A.; Garcia-Labiano, F.; Gayan, P.; de Diego, L. F.: Progress in Chemical-Looping Combustion and Reforming technologies. *Progress in Energy and Combustion Science* 38 (2012) 215–282
- [3] Agrawal, K.; Loezos, P. N.; Syamlal, M.; Sundaresan, S.: The role of meso-scale structures in rapid gas-solid flows. *Journal of Fluid Mechanics* 445 (2001) 151–185
- [4] Anderson, T. B.; Jackson, R.: A Fluid Mechanical Description of Fluidized Beds. *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals* 6 (1967) 527–539
- [5] Andrews IV, A. T.; Loezos, P. N.; Sundaresan, S.: Coarse-Grid Simulation of Gas-Particle Flows in Vertical Risers. *Industrial & Engineering Chemistry Research* 44 (2005) 6022–6037
- [6] ANSYS, Inc. (Hrsg.): ANSYS FLUENT 14.0 Theory Guide. Canonsburg: ANSYS, Inc., 2011
- [7] Antonyuk, S.; Heinrich, S.; Deen, N. G.; Kuipers, J. A. M.: Influence of liquid layer on energy absorption during particle impact. *Particuology* 7 (2009) 245–259
- [8] Armstrong, L. M.; Gu, S.; Luo, K. H.: The influence of multiple tubes on the tube-to-bed heat transfer in a fluidised bed. *International Journal of Multiphase Flow* 36 (2010) 916–929
- [9] Armstrong, L. M.; Gu, S.; Luo, K. H.: Study of wall-to-bed heat transfer in a bubbling fluidised bed using the kinetic theory of granular flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53 (2010) 4949–4959
- [10] Armstrong, L. M.; Gu, S.; Luo, K. H.: Effects of limestone calcination on the gasification processes in a BFB coal gasifier. *Chemical Engineering Journal* 168 (2011) 848–860
- [11] Armstrong, L. M.; Luo, K. H.; Gu, S.: Two-dimensional and three-dimensional computational studies of hydrodynamics in the transition from bubbling to circulating fluidised bed. *Chemical Engineering Journal* 160 (2010) 239–248
- [12] Asegehegn, T. W.: Investigation of Bubble Hydrodynamics in Gas-Solid Fluidized Beds Containing Immersed Horizontal Tube Banks for Lignite Drying Application. Dissertation, Brandenburgische Technische Universität Cottbus, 2012
- [13] Asegehegn, T. W.; Schreiber, M.; Krautz, H. J.: Influence of Horizontal Tubes, Averaging Periods and Extraction Methods on the Hydrodynamics of Bubbling Gas-Solid Fluidized Beds. 7th International Conference on Multiphase Flow, 2010

- [14] Asegehegn, T. W.; Schreiber, M.; Krautz, H. J.: Investigation of bubble behavior in fluidized beds with and without immersed horizontal tubes using a digital image analysis technique. *Powder Technology* 210 (2011) 248–260
- [15] Asegehegn, T. W.; Schreiber, M.; Krautz, H. J.: Numerical Study of Bubbling Gas-Solid Fluidized Beds Hydrodynamics: Influence of Immersed Horizontal Tubes and Data Analysis. *International Journal of Chemical Reactor Engineering* 9 (2011) A16
- [16] Asegehegn, T. W.; Schreiber, M.; Krautz, H. J.: Influence of two- and three-dimensional simulations on bubble behavior in gas-solid fluidized beds with and without immersed horizontal tubes. *Powder Technology* 219 (2012) 9–19
- [17] Assari, M. B.; Basirat Tabrizi, H.; Saffar-Avval, M.: Numerical simulation of fluid bed drying based on two-fluid model and experimental validation. *Applied Thermal Engineering* 27 (2007) 422–429
- [18] Baehr, H. D.; Stephan, K.: *Wärme- und Stoffübertragung*. 3. Auflage. Berlin, Heidelberg, New York: Springer-Verlag, 1998
- [19] Bakshi, A.; Altantzis, C.; Ghoniem, A. F.: Towards accurate three-dimensional simulation of dense multi-phase flows using cylindrical coordinates. *Powder Technology* 264 (2014) 242–255
- [20] Baskakov, A. P.; Tuponogov, V. G.; Filippovsky, N. F.: A study of pressure fluctuations in a bubbling fluidized bed. *Powder Technology* 45 (1986) 113–117
- [21] Baunack, F.; Rammler, E.: Einige Bemerkungen über Veränderungen der Braunkohle bei der Trocknung. *Freiberger Forschungshefte A* 52 (1956) 66–82
- [22] Beetstra, R.; van der Hoef, M. A.; Kuipers, J. A. M.: Drag Force of Intermediate Reynolds Number Flow Past Mono- and Bidisperse Arrays of Spheres. *American Institute of Chemical Engineers Journal* 53 (2007) 489–501
- [23] Beetstra, R.: Drag force in random arrays of mono- and bidisperse spheres. Dissertation, Universität Twente Enschede, 2005
- [24] Benyahia, S.; Syamlal, M.; O'Brien, T. J.: Extension of Hill-Koch-Ladd drag correlation over all ranges of Reynolds number and solids volume fraction. *Powder Technology* 162 (2006) 166–174
- [25] Bi, H. T.: A critical review of the complex pressure fluctuation phenomenon in gas-solids fluidized beds. *Chemical Engineering Science* 62 (2007) 3473–3493
- [26] Boemer, A.; Qi, H.; Renz, U.: Eulerian simulation of bubble formation at a jet in a two-dimensional fluidized bed. *International Journal of Multiphase Flow* 23 (1997) 927–944
- [27] Boemer, A.: Euler/Euler-Simulation der Fluidodynamik blasenbildender Wirbelschichten. Dissertation, RWTH Aachen, 1997
- [28] Bundesministerium für Wirtschaft und Energie (Hrsg.): *Energiedaten: Gesamtausgabe*. Januar 2018

- 
- [29] Burgschweiger, J.; Tsotsas, E.: Experimental investigation and modelling of continuous fluidized bed drying under steady-state and dynamic conditions. *Chemical Engineering Science* 57 (2002) 5021–5038
- [30] Buschmüller, C.; Wiedey, W.; Döscher, C.; Dressler, J.; Breitzkreutz, J.: In-line monitoring of granule moisture in fluidized-bed dryers using microwave resonance technology. *European Journal of Pharmaceutics and Biopharmaceutics* 69 (2008) 380–387
- [31] Cammarata, L.; Micale, G. D. M.; Lettieri, P.; Colman, D.: 2D and 3D Simulations of Bubbling Fluidized Beds Using Eulerian-Eulerian Models. *International Journal of Chemical Reactor Engineering* 1 (2003) A38
- [32] Campbell, C. S.; Brennen, C. E.: Computer simulations of granular shear flows. *Journal of Fluid Mechanics* 151 (1985) 167–188
- [33] Chalermsoonsuwan, B.; Piumsomboon, P.; Gidaspow, D.: Kinetic theory based computation of PSRI riser: Part II — Computation of mass transfer coefficient with chemical reaction. *Chemical Engineering Science* 64 (2009) 1212–1222
- [34] Chandrasekaran, B. K.; van der Lee, L.; Hulme, I.; Kantzas, A.: A Simulation and Experimental Study of the Hydrodynamics of a Bubbling Fluidized Bed of Linear Low Density Polyethylene Using Bubble Properties and Pressure Fluctuations. *Macromolecular Materials and Engineering* 290 (2005) 592–609
- [35] Chang, J.; Meng, F.; Wang, L.; Zhang, K.; Chen, H.; Yang, Y.: CFD investigation of hydrodynamics, heat transfer and cracking reaction in a heavy oil riser with bottom airlift loop mixer. *Chemical Engineering Science* 78 (2012) 128–143
- [36] Chao, Z.; Wang, Y.; Jakobsen, J. P.; Fernandino, M.; Jakobsen, H. A.: Derivation and validation of binary multi-fluid Eulerian model for fluidized beds. *Chemical Engineering Science* 66 (2011) 3605–3616
- [37] Charrière, D.; Behra, P.: Water sorption on coals. *Journal of Colloid and Interface Science* 344 (2010) 460–467
- [38] Chen, P.; Yuan, Z.; Shen, X.; Zhang, Y.: Flow properties of three fuel powders. *Particuology* 10 (2012) 438–443
- [39] Choi, D.-F.: Simulation von Mehrphasenströmungen mit einer Multi-Fluid-Methode. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2010
- [40] Clift, R.; Grace, J. R.; Weber, M. E.: Stability of Bubbles in Fluidized Beds. *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals* 13 (1974) 45–51
- [41] Cloete, S.; Johansen, S. T.; Amini, S.: Investigation into the effect of simulating a 3D cylindrical fluidized bed reactor on a 2D plane. *Powder Technology* 239 (2013) 21–35
- [42] Crank, J.: *The Mathematics of Diffusion*. 2. Auflage. Oxford: Oxford University Press, 1975

- [43] Cundall, P. A.; Strack, O. D. L.: A discrete numerical model for granular assemblies. *Géotechnique* 29 (1979) 47–65
- [44] Dalla Valle, J. M.: *Micromeritics: The Technology of Fine Particles*. London: Pitman, 1948
- [45] Darton, R. C.; LaNauze, R. D.; Davidson, J. F.; Harrison, D.: Bubble growth due to coalescence in fluidized beds. *Transactions of the Institution of Chemical Engineers* 55 (1977) 274–280
- [46] Davidson, J. F. (Hrsg.); Clift, R. (Hrsg.); Harrison, D. (Hrsg.): *Fluidization*. 2. Auflage. London: Academic Press, 1985
- [47] De Beer, T.; Burggraeve, A.; Fonteyne, M.; Saerens, L.; Remond, J. P.; Vervaet, C.: Near infrared and Raman spectroscopy for the in-process monitoring of pharmaceutical production processes. *International Journal of Pharmaceutics* 417 (2011) 32–47
- [48] Deen, N. G.; Kuipers, J. A. M.: Direct Numerical Simulation of Fluid Flow and Mass Transfer in Dense Fluid-Particle Systems. *Industrial & Engineering Chemistry Research* 52 (2013) 11266–11274
- [49] Deen, N. G.; van Sint Annaland, M.; van der Hoef, M. A.; Kuipers, J. A. M.: Review of discrete particle modeling of fluidized beds. *Chemical Engineering Science* 62 (2007) 28–44
- [50] Deutsches Institut für Normung: DIN 51718:2002-06 Prüfung fester Brennstoffe – Bestimmung des Wassergehaltes und der Analysenfeuchtigkeit. Berlin: Beuth-Verlag, 2002
- [51] Di Felice, R.: The voidage function for fluid-particle interaction systems. *International Journal of Multiphase Flow* 20 (1994) 153–159
- [52] Diks, C.; van Zwet, W. R.; Takens, F.; DeGoede, J.: Detecting differences between delay vector distributions. *Physical Review E* 53 (1996) 2169–2176
- [53] Ding, J.; Gidaspow, D.: A Bubbling Fluidization Model Using Kinetic Theory of Granular Flow. *American Institute of Chemical Engineers Journal* 36 (1990) 523–538
- [54] Dopfer, D.; Palzer, S.; Heinrich, S.; Fries, L.; Antonyuk, S.; Haider, C.; Salman, A. D.: Adhesion mechanisms between water soluble particles. *Powder Technology* 238 (2013) 35–49
- [55] Du, W.; Bao, X.; Xu, J.; Wei, W.: Computational fluid dynamics (CFD) modeling of spouted bed: Influence of frictional stress, maximum packing limit and coefficient of restitution of particles. *Chemical Engineering Science* 61 (2006) 4558–4570
- [56] Dudukovic, M. P.: *Frontiers in Reactor Engineering*. *Science* 325 (2009) 698–701
- [57] Effenberger, D.: *Theoretische und praktische Untersuchungen zur Trocknung von Braunkohle*. Dissertation, Technische Universität Dresden, 1989

- 
- [58] Effenberger, H.: Dampferzeuger. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2000
- [59] Elghobashi, S.: Particle-laden turbulent flows: direct simulation and closure models. *Applied Scientific Research* 48 (1991) 301–314
- [60] Enwald, H.; Almstedt, A.-E.: Fluid dynamics of a pressurized fluidized bed: comparison between numerical solutions from two-fluid models and experimental results. *Chemical Engineering Science* 54 (1999) 329–342
- [61] Enwald, H.; Peirano, E.; Almstedt, A.-E.: Eulerian Two-Phase Flow Theory Applied To Fluidization. *International Journal of Multiphase Flow* 22, Suppl. (1996) 21–66
- [62] Epple, B. et al.; Epple, B. (Hrsg.); Leithner, R. (Hrsg.); Linzer, W. (Hrsg.); Walter, H. (Hrsg.): *Simulation von Kraftwerken und wärmetechnischen Anlagen*. Wien: Springer-Verlag, 2009
- [63] Ergun, S.: Fluid flow through packed columns. *Chemical Engineering Progress* 48 (1952) 89–94
- [64] Esmaili, E.; Mahinpey, N.; Mostafavi, E.: An Extensive Simulation of Coal Gasi-fication In Bubbling Fluidized Bed: Integration of Hydrodynamics Into Reaction Modelling. *The Canadian Journal of Chemical Engineering* 92 (2014) 1714–1724
- [65] Fan, R.; Fox, R. O.: Segregation in polydisperse fluidized beds: Validation of a multi-fluid model. *Chemical Engineering Science* 63 (2008) 272–285
- [66] Fan, R.; Marchisio, D. L.; Fox, R. O.: Application of the direct quadrature method of moments to polydisperse gas-solid fluidized beds. *Powder Technology* 139 (2004) 7–20
- [67] Fan, X.; Yang, Z.; Parker, D. J.: Impact of solid size on flow structure and particle motion in bubbling fluidization. *Powder Technology* 206 (2011) 132–138
- [68] Fan, X.; Yang, Z.; Parker, D. J.; Armstrong, B.: Prediction of bubble behaviour in fluidised beds based on solid motion and flow structure. *Chemical Engineering Journal* 140 (2008) 358–369
- [69] Ferziger, J. H.; Perić, M.: *Numerische Strömungsmechanik*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2008
- [70] Fröhlich, J.: *Large Eddy Simulation turbulenter Strömungen*. Wiesbaden: B. G. Teubner Verlag, 2006
- [71] Friedrich, J.: *Untersuchungen zur Aufbereitung von Rohbraunkohle mit Schlagradmühlen für die Direktfeuerung in Kraftwerken*. Dissertation, Technische Universität Bergakademie Freiberg, 2013
- [72] Gallucci, K.; Jand, N.; Foscolo, P. U.; Santini, M.: Cold model characterisation of a fluidised bed catalytic reactor by means of instantaneous pressure measurements. *Chemical Engineering Journal* 87 (2002) 61–71
- [73] Ganser, G. H.: A rational approach to drag prediction of spherical and nonspherical particles. *Powder Technology* 77 (1993) 143–152

- [74] Garside, J.; Al-Dibouni, M. R.: Velocity-Voidage Relationships for Fluidization and Sedimentation in Solid-Liquid Systems. *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development* 16 (1977) 206–214
- [75] Geldart, D.: Types of Gas Fluidization. *Powder Technology* 7 (1973) 285–292
- [76] Geldart, D. (Hrsg.): *Gas Fluidization Technology*. Chichester: John Wiley & Sons, 1986
- [77] Geldart, D.: Expansion of Gas Fluidized Beds. *Industrial & Engineering Chemistry Research* 43 (2004) 5802–5809
- [78] Gera, D.; Gautam, M.; Tsuji, Y.; Kawaguchi, T.; Tanaka, T.: Computer simulation of bubbles in large-particle fluidized beds. *Powder Technology* 98 (1998) 38–47
- [79] Gera, D.; Syamlal, M.; O'Brien, T. J.: Hydrodynamics of particle segregation in fluidized beds. *International Journal of Multiphase Flow* 30 (2004) 419–428
- [80] Gidaspow, D.; Lu, H.; Manger, E.: Kinetic theory of multiphase flow and fluidization: validation and extension to binary mixtures. *Proceedings of the 19th International Congress of Theoretical and Applied Mechanics, 1996, 25–31. – Kyoto*
- [81] Gidaspow, D.: *Multiphase Flow and Fluidization — Continuum and Kinetic Theory Descriptions*. Boston: Academic Press, 1994
- [82] Goldschmidt, M. J. V.; Kuipers, J. A. M.; van Swaaij, W. P. M.: Hydrodynamic modelling of dense gas-fluidised beds using the kinetic theory of granular flow: effect of coefficient of restitution on bed dynamics. *Chemical Engineering Science* 56 (2001) 571–578
- [83] Grace, J. R.; Taghipour, F.: Verification and validation of CFD models and dynamic similarity for fluidized beds. *Powder Technology* 139 (2004) 99–110
- [84] Guenther, C.; Syamlal, M.: The effect of numerical diffusion on simulation of isolated bubbles in a gas-solid fluidized bed. *Powder Technology* 116 (2001) 142–154
- [85] Gunn, D. J.: Transfer of heat or mass to particles in fixed and fluidized beds. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 21 (1978) 467–476
- [86] Guo, Q.; Liu, H.; Chen, X.; Li, S.; Guo, X.; Gong, X.: Research on the flow properties of the blended particles of rice straw and coal. *Fuel* 102 (2012) 453–459
- [87] Guo, Z.; Chen, X.; Liu, H.; Guo, Q.; Guo, X.; Haifeng, L.: Theoretical and experimental investigation on angle of repose of biomass-coal blends. *Fuel* 116 (2014) 131–139
- [88] Gustavsson, M.: *Fluidized Bed Operating Parameters and Eulerian Erosion Models*. Dissertation, Chalmers University of Technology, 2000
- [89] Haider, A.; Levenspiel, O.: Drag Coefficient and Terminal Velocity of Spherical and Nonspherical Particles. *Powder Technology* 58 (1989) 63–70



- 
- [90] Halvorsen, B.: An Experimental and Computational Study of Flow Behaviour in Bubbling Fluidized Beds. Dissertation, The Norwegian University of Science and Technology, 2005
- [91] Hartge, E.-U.; Ratschow, L.; Wischnewski, R.; Werther, J.: CFD-simulation of a circulating fluidized bed riser. *Particuology* 7 (2009) 283–296
- [92] Henderson, S. M.: A Basis Concept of Equilibrium Moisture. *Agricultural Engineering* 33 (1952) 29–33
- [93] Henneberg, M.; Heinrich, S.; Ihlow, M.; Mörl, L.: Fluidized Bed Air Drying: Experimental Study and Model Development. *The Canadian Journal of Chemical Engineering* 81 (2003) 176–184
- [94] Höhne, O.: Grundlagenuntersuchungen zum Einfluss des Systemdrucks auf die Trocknung von Braunkohle in Wasserdampf. Dissertation, Brandenburgische Technische Universität Cottbus, 2011
- [95] Hill, R. J.; Koch, D. L.; Ladd, A. J. C.: The first effects of fluid ininert on flows in ordered and random arrays of spheres. *Journal of Fluid Mechanics* 448 (2001) 213–241
- [96] Hill, R. J.; Koch, D. L.; Ladd, A. J. C.: Moderate-Reynolds-number flows in ordered and random arrays of spheres. *Journal of Fluid Mechanics* 448 (2001) 243–278
- [97] van der Hoef, M. A.; van Sint Annaland, M.; Deen, N. G.; Kuipers, J. A. M.: Numerical Simulation of Dense Gas-Solid Fluidized Beds: A Multiscale Modeling Strategy. *Annual Review of Fluid Mechanics* 40 (2008) 47–70
- [98] Hong, K.; Wang, W.; Li, J.: A Structure-Dependent Multi-Fluid Model For Gas-Solid Fluidization. *The 14th International Conference on Fluidization — From Fundamentals to Products*, 2013, 533–540
- [99] Hoomans, B. P. B.; Kuipers, J. A. M.; Briels, W. J.; van Swaaij, W. P. M.: Discrete particle simulation of bubble and slug formation in a two-dimensional gas-fluidised bed: A hard-sphere approach. *Chemical Engineering Science* 51 (1996) 99–118
- [100] Huilin, L.; Gidaspow, D.; Bouillard, J.; Wentie, L.: Hydrodynamic simulation of gas-solid flow in a riser using kinetic theory of granular flow. *Chemical Engineering Journal* 95 (2003) 1–13
- [101] Hulme, I.; Clavelle, E.; van der Lee, L.; Kantzas, A.: CFD Modeling and Validation of Bubble Properties for a Bubbling Fluidized Bed. *Industrial & Engineering Chemistry Research* 44 (2005) 4254–4266
- [102] Hunt, M. L.: Discrete element simulations for granular material flows: effective thermal conductivity and self-diffusivity. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 40 (1997) 3059–3068
- [103] Hurst, H. E.: The Long-Term Storage Capacity of Reservoirs. *Transactions of the American Society of Civil Engineers* 116 (1951) 770–799

- [104] Igci, Y.; Andrews IV, A. T.; Sundaresan, S.; Pannala, S.; O'Brien, T. J.: Filtered Two-Fluid Models for Fluidized Gas-Solid Suspensions. *American Institute of Chemical Engineers Journal* 54 (2008) 1431–1448
- [105] Igci, Y.; Sundaresan, S.: Constitutive Models for Filtered Two-Fluid Models of Fluidized Gas-Particle Flows. *Industrial & Engineering Chemistry Research* 50 (2011) 13190–13201
- [106] Igci, Y.; Sundaresan, S.: Verification of Filtered Two-Fluid Models for Gas-Particle Flows in Risers. *American Institute of Chemical Engineers Journal* 57 (2011) 2691–2707
- [107] Ishii, M.: *Thermo-Fluid Dynamic Theory of Two-Phase Flow*. Direction des Études et Recherches d'Electricité de France. Paris: Eyrolles, 1975
- [108] Jackson, R.: Locally averaged equations of motion for a mixture of identical spherical particles and a Newtonian fluid. *Chemical Engineering Science* 52 (1997) 2457–2469
- [109] Jain, D.; Deen, N. G.; Kuipers, J. A. M.; Antonyuk, S.; Heinrich, S.: Direct numerical simulation of particle impact on thin liquid films using a combined volume of fluid and immersed boundary method. *Chemical Engineering Science* 69 (2012) 530–540
- [110] Jakobsen, H. A.: Numerical Convection Algorithms and Their Role in Eulerian CFD Reactor Simulations. *International Journal of Chemical Reactor Engineering* 1 (2003) A1
- [111] Jamaledine, T. J.; Ray, M. B.: Application of Computational Fluid Dynamics for Simulation of Drying Processes: A Review. *Drying Technology* 28 (2010) 120–154
- [112] Jenkins, J. T.; Mancini, F.: Balance laws and constitutive relations for plane flow of a dense binary mixture of smooth, nearly elastic circular disks. *Journal of Applied Mechanics* 54 (1987) 27–34
- [113] Jenkins, J. T.; Savage, S. B.: A theory for the rapid flow of identical, smooth, nearly elastic, spherical particles. *Journal of Fluid Mechanics* 130 (1983) 187–202
- [114] Johansson, K.; van Wachem, B. G. M.; Almstedt, A. E.: Experimental validation of CFD models for fluidized beds: Influence of particle stress models, gas phase compressibility and air inflow models. *Chemical Engineering Science* 61 (2006) 1705–1717
- [115] Johnson, P. C.; Jackson, R.: Frictional-collisional constitutive relations for granular materials, with application to plane shearing. *Journal of Fluid Mechanics* 176 (1987) 67–93
- [116] Johnson, P. C.; Nott, P.; Jackson, R.: Frictional-collisional equations of motion for particulate flows and their application to chutes. *Journal of Fluid Mechanics* 210 (1990) 501–535
- [117] Johansson, F.; Zijerveld, R. C.; Schouten, J. C.; van den Bleek, C. M.; Leckner, B.: Characterization of fluidization regimes by time-series analysis of pressure fluctuations. *International Journal of Multiphase Flow* 26 (2000) 663–715

- 
- [118] Johnsson, F.; Larsson, G.; Leckner, B.: Pressure and flow fluctuations in a fluidized bed — interaction with the air-feed system. *Chemical Engineering Science* 57 (2002) 1379–1392
- [119] Kantak, A. A.; Davis, R. H.: Collisions of spheres with wet and dry porous layers on a solid wall. *Chemical Engineering Science* 61 (2006) 417–427
- [120] Kantz, H.; Schreiber, T.: *Nonlinear time series analysis*. 2. Auflage. Cambridge: Cambridge University Press, 2004
- [121] Karamavruç, A. I.; Clark, N. N.: A fractal approach for interpretation of local instantaneous temperature signals around a horizontal heat transfer tube in a bubbling fluidized bed. *Powder Technology* 90 (1997) 235–244
- [122] Karimi, M.; Mostoufi, N.; Zarghami, R.; Sotudeh-Gharebagh, R.: A new method for validation of a CFD-DEM model of gas-solid fluidized bed. *International Journal of Multiphase Flow* 47 (2012) 133–140
- [123] Karimipour, S.; Pugsley, T.: A critical evaluation of literature correlations for predicting bubble size and velocity in gas-solid fluidized beds. *Powder Technology* 205 (2011) 1–14
- [124] Kast, W.; Jokisch, F.: Überlegungen zum Verlauf von Sorptionsisothermen und zur Sorptionskinetik an porösen Feststoffen. *Chemie Ingenieur Technik* 44 (1972) 556–563
- [125] Kegel, K.: *Berg- und Aufbereitungstechnik*. Bd. IV: Aufbereitung und Brikettierung. Teil 1: Brikettierung der Braunkohle. Halle (Saale): Verlag von Wilhelm Knapp, 1948
- [126] Kemp, I. C.: Drying Models, Myths, and Misconceptions. *Chemical Engineering & Technology* 34 (2011) 1057–1066
- [127] Kempe, T.; Fröhlich, J.: An improved immersed boundary method with direct forcing for the simulation of particle laden flows. *Journal of Computational Physics* 231 (2012) 3663–3684
- [128] Kim, H.-S.; Matsushita, Y.; Oomori, M.; Harada, T.; Miyawaki, J.; Yoon, S.-H.; Mochida, I.: Fluidized bed drying of Loy Yang brown coal with variation of temperature, relative humidity, fluidization velocity and formulation of its drying rate. *Fuel* 105 (2013) 415–424
- [129] Klose, E.; Kuchling, T.; Born, M.: *Brennstofftechnische Arbeitsmappe / Bergakademie Freiberg, Sektion Verfahrenstechnik und Silikattechnik*. 1988-1990. – Stoffdatensammlung
- [130] Klutz, H.-J.: *Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Entwicklung eines Wirbelschichttrockners für Braunkohle*. Dissertation, Technische Universität Hamburg-Harburg, 2008
- [131] Klutz, H.-J.; Jansen, A.; Block, D.: Fluidised-bed drying of cohesive lignite. *World of Mining — Surface & Underground* 66 (2014) 358–369

- [132] Kneule, F.; Mohler, H. (Hrsg.); Fuchs, O. (Hrsg.); Kraussold, H. (Hrsg.); Dialer, K. (Hrsg.): Das Trocknen. 3. Auflage. Aarau: Sauerländer AG, 1975
- [133] Kowalski, S. J.; Pfeiffer, F. (Hrsg.); Wriggers, P. (Hrsg.): Lecture Notes in Applied and Computational Mechanics. Bd. 8: Thermomechanics of Drying Processes. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2003
- [134] Kraume, M.: Transportvorgänge in der Verfahrenstechnik: Grundlagen und apparative Umsetzung. 2. Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2012
- [135] Krautz, H. J.; Merzsch, M.; Posselt, J.; Wiedemann, P.; Lechner, S.: Druckaufgeladene Dampfwirbelschicht-Trocknung von Braunkohlen — Grundlagenuntersuchungen und verfahrenstechnische Optimierung. 2016. – Projektbericht. BMWi, Förderkennzeichen: 03ET2023
- [136] Krautz, H. J.; Ristau, H.; Höhne, O.; Lechner, S.; Merzsch, M.; Silbermann, R.: Konzeptentwicklung für eine großtechnische Versuchsanlage zur druckaufgeladenen Dampfwirbelschicht-Trocknung von Braunkohlen. 2011. – Projektbericht. BMWi, Förderkennzeichen: 0327753F
- [137] Krischer, O.; Kast, W.: Trocknungstechnik. Bd. 1: Die wissenschaftlichen Grundlagen der Trocknungstechnik. 3. Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1992
- [138] Kuipers, J. A. M.; Prins, W.; van Swaaij, W. P. M.: Numerical Calculation of Wall-to-Bed Heat-Transfer Coefficients in Gas-Fluidized Beds. *American Institute of Chemical Engineers Journal* 38 (1992) 1079–1091
- [139] Kunii, D.; Levenspiel, O.: Fluidization Engineering. 2. Auflage. Newton: Butterworth-Heinemann, 1991
- [140] Kuwagi, K.; Kogane, A.; Hirano, H.; Alias, A. B.; Takami, T.: Non-dimensionalization and three-dimensional flow map for fluidization analyses. *Chemical Engineering Science* 119 (2014) 199–211
- [141] Lechner, S.: Untersuchungen zur Berechnung und Optimierung des Wärmeübergangs bei der Dampfwirbelschicht-Trocknung am Beispiel von Lausitzer Braunkohlen. Dissertation, Brandenburgische Technische Universität Cottbus, 2012
- [142] Levy, E. K.; Caram, H. S.; Yao, Z.; Wei, Z.; Sarunca, N.: Kinetics of coal drying in bubbling fluidized beds. *Proceedings of the Fifth World Congress on Particle Technology*. Orlando, 2006, 163c
- [143] Lofstrand, H.; Almstedt, A.-E.; Andersson, S.: Dimensionless expansion model for bubbling fluidized beds with and without internal heat exchanger tubes. *Chemical Engineering Science* 50 (1995) 245–253
- [144] Li, J.; Kwauk, M.: Particle-Fluid Two-Phase Flow: Energy-Minimization Multi-Scale Method. Peking: Metallurgy Industry Press, 1994
- [145] Li, T.; Grace, J.; Bi, X.: Study of wall boundary condition in numerical simulations of bubbling fluidized beds. *Powder Technology* 203 (2010) 447–457

- 
- [146] Li, Y.; Fan, H.; Fan, X.: Identify of flow patterns in bubbling fluidization. *Chemical Engineering Science* 117 (2014) 455–464
- [147] Lindborg, H.; Lysberg, M.; Jakobsen, H. A.: Practical validation of the two-fluid model applied to dense gas-solid flows in fluidized beds. *Chemical Engineering Science* 62 (2007) 5854–5869
- [148] Llop, M. F.; Casal, J.; Arnaldos, J.: Expansion of gas-solid fluidized beds at pressure and high temperature. *Powder Technology* 107 (2000) 212–225
- [149] Loha, C.; Chattopadhyay, H.; Chatterjee, P. K.: Effect of coefficient of restitution in Euler-Euler CFD simulation of fluidized-bed hydrodynamics. *Particuology* 15 (2014) 170–177
- [150] Loha, C.; Chattopadhyay, H.; Chatterjee, P. K.: Assessment of drag models in simulating bubbling fluidized bed hydrodynamics. *Chemical Engineering Science* 75 (2012) 400–407
- [151] Loha, C.; Chattopadhyay, H.; Chatterjee, P. K.: Euler-Euler CFD modeling of fluidized bed: Influence of specular coefficient on hydrodynamic behavior. *Particuology* 11 (2013) 673–680
- [152] Loth, E.; O'Brien, T. J.; Syamlal, M.; Cantero, M.: Effective diameter for group motion of polydisperse particle mixtures. *Powder Technology* 142 (2004) 209–218
- [153] Lu, B.; Zhang, N.; Wang, W.; Li, J.: 3-D Full-Loop Simulation of an Industrial-Scale Circulating Fluidized-Bed Boiler. *American Institute of Chemical Engineers Journal* 59 (2013) 1108–1117
- [154] Lu, H.; Guo, X.; Gong, X.; Gong, X.; Dong, W.: Study on the fluidization and discharge characteristics of cohesive coals from an aerated hopper. *Powder Technology* 207 (2011) 199–207
- [155] Lu, L.; Ismail, T. M.; Jin, Y.; Abd El-Salam, M.; Yoshikawa, K.: Numerical and experimental investigation on co-combustion characteristics of hydrothermally treated municipal solid waste with coal in a fluidized bed. *Fuel Processing Technology* 154 (2016) 52–65
- [156] Lun, C. K. K.; Savage, S. B.; Jeffrey, D. J.; Chepur, N.: Kinetic Theories for Granular Flow: Inelastic Particles in Couette Flow and Slightly Inelastic Particles in a General Flow Field. *Journal of Fluid Mechanics* 140 (1984) 223–256
- [157] Luz, G. R.; Pereira, N. C.; Andrade, C. M. G.; Jorge, L. M. d. M.; Araújo, P. R.: Mass transfer coefficient in the drying of soybean meal. *Brazilian Journal of Food Technology* 12 (2009) 92–96
- [158] Machnow, E.; Ihlow, M.; Henneberg, M.; Heinrich, S.; Mörl, L.: Wirbelschicht-Dampftrocknung — Modellierung und experimentelle Untersuchungen. *Chemie Ingenieur Technik* 73 (2001) 68–73
- [159] Manger, E.: Modeling and Simulation of Gas/Solids Flow in Curvilinear Coordinates. Dissertation, Telemark Institute of Technology, 1996

- [160] Martin, H.: Wärme- und Stoffübertragung in der Wirbelschicht. *Chemie Ingenieur Technik* 52 (1980) 199–209
- [161] Mathiesen, V.; Solberg, T.; Hjertager, B. H.: Predictions of gas/particle flow with an Eulerian model including a realistic particle size distribution. *Powder Technology* 112 (2000) 34–45
- [162] McGraw, R.: Description of Aerosol Dynamics by the Quadrature Method of Moments. *Aerosol Science and Technology* 27 (1997) 255–265
- [163] Menon, K. G.; Patnaikuni, V. S.: CFD simulation of fuel reactor for chemical looping combustion of Indian coal. *Fuel* 203 (2017) 90–101
- [164] Merzsch, M.: Theoretische und experimentelle Untersuchung des Wärmeübergangs in einer Wirbelschicht. Diplomarbeit, HTWK Leipzig, 2009
- [165] Merzsch, M.; Lechner, S.; Krautz, H. J.: Heat-transfer from single horizontal tubes in fluidized beds: Influence of tube diameter, moisture and diameter-definition by Geldart C fines content. *Powder Technology* 235 (2013) 1038–1046
- [166] Meyer, M.: Signalverarbeitung. 7. Auflage. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2014
- [167] Meziane, S.: Drying kinetics of olive pomace in a fluidized bed dryer. *Energy Conversion and Management* 52 (2011) 1644–1649
- [168] Molerus, O.: Hydrodynamische Stabilität des Fließbetts. *Chemie Ingenieur Technik* 39 (1967) 341–348
- [169] Molerus, O.: Interpretation of Geldart's Type A, B, C and D Powders by Taking Into Account Interparticle Cohesion Forces. *Powder Technology* 33 (1982) 81–87
- [170] Norton, T.; Tiwari, B.; Sun, D.-W.: Computational Fluid Dynamics in the Design and Analysis of Thermal Processes: A Review of Recent Advances. *Critical Reviews in Food Science and Nutrition* 52 (2013) 251–275
- [171] Ocampo, A.; Arenas, E.; Chejne, F.; Espinel, J.; Londoño, C.; Aguirre, J.; Perez, J. D.: An experimental study on gasification of Colombian coal in fluidised bed. *Fuel* 82 (2003) 161–164
- [172] Oertel, H.; Böhle, M.; Dohrmann, U.: Strömungsmechanik. 4. Auflage. Wiesbaden: Vieweg Verlag, 2006
- [173] Ogawa, S.; Umemura, A.; Oshima, N.: On the Equations of Fully Fluidized Granular Materials. *Journal of Applied Mathematics and Physics* 31 (1980) 483–493
- [174] van Ommen, J. R.; Sasic, S.; van der Schaaf, J.; Gheorghiu, S.; Johnsson, F.; Coppens, M.-O.: Time-series analysis of pressure fluctuations in gas-solid fluidized beds — A review. *International Journal of Multiphase Flow* 37 (2011) 403–428
- [175] van Ommen, J. R.; Coppens, M.-O.; van den Bleek, C. M.; Schouten, J. C.: Early Warning of Agglomeration in Fluidized Beds by Attractor Comparison. *American Institute of Chemical Engineers Journal* 46 (2000) 2183–2197

- [176] van Ommen, J. R.; Mudde, R. F.: Measuring the Gas-Solids Distribution in Fluidized Beds — A Review. *International Journal of Chemical Reactor Engineering* 6 (2008) R3
- [177] van Ommen, J. R.; van der Schaaf, J.; Schouten, J. C.; van Wachem, B. G. M.; Coppens, M.-O.; van den Bleek, C. M.: Optimal placement of probes for dynamic pressure measurements in large-scale fluidized beds. *Powder Technology* 139 (2004) 264–276
- [178] van Ommen, J. R.; Schouten, J. C.; vander Stappen, M. L. M.; van den Bleek, C. M.: Response characteristics of probe-transducer systems for pressure measurements in gas-solid fluidized beds: how to prevent pitfalls in dynamic pressure measurements. *Powder Technology* 106 (1999) 199–218
- [179] van Ommen, J. R.; Teuling, M.; Nijenhuis, J.; van Wachem, B. G. M.: Computational validation of the scaling rules for fluidized beds. *Powder Technology* 163 (2006) 32–40
- [180] Owoyemi, O.; Mazzei, L.; Lettieri, P.: CFD Modeling of Binary-Fluidized Suspensions and Investigation of Role of Particle-Particle Drag on Mixing and Segregation. *American Institute of Chemical Engineers Journal* 53 (2007) 1924–1940
- [181] Pakowski, Z.; Adamski, R.; Kokocińska, M.; Kwapisz, S.: Generalized desorption equilibrium equation of lignite in a wide temperature and moisture content range. *Fuel* 90 (2011) 3330–3335
- [182] Pakowski, Z.; Adamski, R.; Kwapisz, S.: Effective diffusivity of moisture in low rank coal during superheated steam drying at atmospheric pressure. *Chemical and Process Engineering* 33 (2011) 43–51
- [183] Paláncz, B.: A mathematical model for continuous fluidized bed drying. *Chemical Engineering Science* 38 (1983) 1045–1059
- [184] Pannala, S.; Syamlal, M.; O'Brien, T. J.: *Computational Gas-Solids Flows and Reacting Systems: Theory, Methods and Practice*. Hershey, New York: Engineering Science Reference, 2011
- [185] Parmentier, J.-F.; Simonin, O.; Delsart, O.: A Functional Subgrid Drift Velocity Model for Filtered Drag Prediction in Dense Fluidized Bed. *American Institute of Chemical Engineers Journal* 58 (2012) 1084–1098
- [186] Paschedag, A. R.: *CFD in der Verfahrenstechnik*. Weinheim: Wiley-VCH, 2004
- [187] Passalacqua, A.; Marmo, L.: A critical comparison of frictional stress models applied to the simulation of bubbling fluidized beds. *Chemical Engineering Science* 160 (2009) 2795–2806
- [188] Pata, J.; Čárský, M.; Hartman, M.; Veselý, V.: Minimum Fluidization Velocities of Wet Coal Particles. *Industrial & Engineering Chemistry Research* 27 (1988) 1493–1496

- [189] Patil, D. J.; van Sint Annaland, M.; Kuipers, J. A. M.: Critical comparison of hydrodynamic models for gas-solid fluidized beds — Part II: freely bubbling gas-solid fluidized beds. *Chemical Engineering Science* 60 (2005) 73–84
- [190] Patil, D. J.; Smit, J.; van Sint Annaland, M.; Kuipers, J. A. M.: Wall-to-Bed Heat Transfer in Gas-Solid Bubbling Fluidized Beds. *American Institute of Chemical Engineers Journal* 52 (2006) 58–47
- [191] Peglow, M.; Cunäus, U.; Tsotsas, E.: An analytical solution of population balance equations for continuous fluidized bed drying. *Chemical Engineering Science* 66 (2011) 1916–1922
- [192] Peirano, E.; Delloume, V.; Johnsson, F.; Leckner, B.; Simonin, O.: Numerical simulation of the fluid dynamics of a freely bubbling fluidized bed: influence of the air supply system. *Powder Technology* 122 (2002) 69–82
- [193] Peirano, E.; Delloume, V.; Leckner, B.: Two- or three-dimensional simulations of turbulent gas-solid flows applied to fluidization. *Chemical Engineering Science* 56 (2001) 4787–4799
- [194] Pierrat, P.; Agrawal, D. K.; Caram, H. S.: Effect of moisture on the yield locus of granular materials: theory of shift. *Powder Technology* 99 (1998) 220–227
- [195] Portoghese, F.; Berruti, F.; Briens, C.: Continuous on-line measurement of solid moisture content during fluidized bed drying using triboelectric probes. *Powder Technology* 181 (2008) 169–177
- [196] Rajendran Nair, P. B.; Ramanujam, T. K.; Ramanujam, M.: Flow characteristics of raw coal fines. *Advanced Powder Technology* 4 (1993) 297–309
- [197] Ranz, W. E.; Marshall, W. R.: Evaporation from drops. *Chemical Engineering Progress* 48 (1952) 141–146 (Part I) & 173–180 (Part II)
- [198] Rüdüsüli, M.; Schildhauer, T. J.; Biollaza, S. M. A.; van Ommen, J. R.: Scale-up of bubbling fluidized bed reactors — A review. *Powder Technology* 217 (2012) 21–38
- [199] Reh, L.: Verbrennung in der Wirbelschicht. *Chemie Ingenieur Technik* 40 (1968) 509–515
- [200] Reuge, N.; Cadoret, L.; Coufort-Saudejaud, C.; Pannala, S.; Syamlal, M.; Caussat, B.: Multifluid Eulerian modeling of dense gas-solid fluidized bed hydrodynamics: Influence of the dissipation parameters. *Chemical Engineering Science* 63 (2008) 5540–5551
- [201] Richardson, J. F.; Zaki, W. N.: Sedimentation and Fluidization: Part I. *Transactions of the Institution of Chemical Engineers* 32 (1954) 35–53
- [202] Rochlitz, L.: Erarbeitung einer Energie- und Massenbilanz für einen Versuchstrockner zur druckaufgeladenen DampfWirbelschichttrocknung von Rohfeinkohle und Validierung der Bilanzen im Rahmen der Inbetriebnahme des Trockners. Diplomarbeit, Brandenburgische Technische Universität Cottbus, 2002



- 
- [203] Rokkam, R. G.: Computational fluid dynamic modeling of fluidized bed polymerization reactors. Dissertation, Iowa State University, 2012
- [204] Rosin, P.; Rammler, E.; Kayser, H.-G.: Über Dampfdruckisothermen und Porositätskennlinien von Kohlen. *Braunkohle* 33 (1934) 289–294
- [205] Rowe, P. N.: Drag Forces in a Hydraulic Model of a Fluidized Bed: Part II. *Transactions of the Institution of Chemical Engineers* 39 (1961) 175–180
- [206] Sanderson, J.; Rhodes, M.: Bubbling Fluidized Bed Scaling Laws: Evaluation at Large Scales. *American Institute of Chemical Engineers Journal* 51 (2005) 2686–2694
- [207] Sasic, S.; Johnsson, F.; Leckner, B.: Inlet boundary conditions for the simulation of fluid dynamics in gas-solid fluidized beds. *Chemical Engineering Science* 61 (2006) 5183–5195
- [208] Sasic, S.; Leckner, B.; Johnsson, F.: Fluctuations and waves in fluidized bed systems: The influence of the air-supply system. *Powder Technology* 153 (2005) 176–195
- [209] Sasic, S.; Leckner, B.; Johnsson, F.: Characterization of fluid dynamics of fluidized beds by analysis of pressure fluctuations. *Progress in Energy and Combustion Science* 33 (2007) 453–496
- [210] Sasic, S.; van Wachem, B.: A Novel Cohesive Particle Flow Model for Dense Particulate Flows. 6th International Conference on Multiphase Flow, 2007
- [211] Scala, F.: Mass transfer around freely moving active particles in the dense phase of a gas fluidized beds of inert particles. *Chemical Engineering Science* 62 (2007) 4159–4176
- [212] Scala, F. (Hrsg.): Fluidized bed technologies for near-zero emission combustion and gasification. Cambridge: Woodhead Publishing, 2013
- [213] Schaeffer, D. G.: Instability in the Evolution Equations Describing Incompressible Granular Flow. *Journal of Differential Equations* 66 (1987) 19–50
- [214] Schügerl, K.; Merz, M.; Fetting, F.: Rheologische Eigenschaften von gasdurchströmten Fließbettsystemen. *Chemical Engineering Science* 15 (1961) 1–38
- [215] Schlichting, H.; Gersten, K.: *Grenzschicht-Theorie*. 10. Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2006
- [216] Schmidt, A.; Renz, U.: Eulerian computation of heat transfer in fluidized beds. *Chemical Engineering Science* 54 (1999) 5515–5522
- [217] Schmidt, A.; Renz, U.: Numerical prediction of heat transfer between a bubbling fluidized bed and an immersed tube bundle. *Heat and Mass Transfer* 41 (2005) 257–270
- [218] Schmidt, A.: Untersuchungen zum Wärmeübergang in blasenbildenden Wirbelschichten. Dissertation, RWTH Aachen, 2002

- [219] Schmidt, A.; Renz, U.: Numerical prediction of heat transfer in fluidized beds by a kinetic theory of granular flows. *International Journal of Thermal Science* 39 (2000) 871–885
- [220] Schneiderbauer, S.; Pirker, S.: A Coarse-Grained Two-Fluid Model for Gas-Solid Fluidized Beds. *Journal of Computational Multiphase Flows* 6 (2014) 29–47
- [221] Schneiderbauer, S.; Pirker, S.: Filtered and Heterogeneity-Based Subgrid Modification for Gas-Solid Drag and Solid Stresses in Bubbling Fluidized Beds. *American Institute of Chemical Engineers Journal* 60 (2014) 839–854
- [222] Schneiderbauer, S.; Puttinger, S.; Pirker, S.: Comparative Analysis of Subgrid Drag Modification for Dense Gas-Particle Flows in Bubbling Fluidized Beds. *American Institute of Chemical Engineers Journal* 59 (2013) 4077–4099
- [223] Schouten, J. C.; van den Bleek, C. M.: RRCHAOS: A Menu-Driven Software Package for Chaotic Time Series Analysis. <http://www.reactorresearch.nl>. Version: 1994. – Reactor Research Foundation, Delft, The Netherlands
- [224] Schouten, J. C.; vander Stappen, M. L. M.; van den Bleek, C. M.: Scale-up of chaotic fluidized bed hydrodynamics. *Chemical Engineering Science* 51 (1996) 1991–2000
- [225] Schouten, J. C.; Takens, F.; van den Bleek, C. M.: Maximum-likelihood estimation of the entropy of an attractor. *Physical Review E* 49 (1994) 126–129
- [226] Schreiber, M.: Modellierung von Hydrodynamik und Wärmeübertragung in blasenbildenden Wirbelschichten zur Trocknung von Braunkohle. Dissertation, Brandenburgische Technische Universität Cottbus, 2013
- [227] Schreiber, M.; Asegehegn, T. W.; Krautz, H. J.: Numerical Study of Bubbling Fluidized Beds: Influence of Immersed Tubes, Extraction Methods and Averaging Periods. *The 13th International Conference on Fluidization: New Paradigm in Fluidization Engineering*. New York: Engineering Conferences International, 2010, 685–692
- [228] Schreiber, M.; Asegehegn, T. W.; Krautz, H. J.: Numerical and Experimental Investigation of Bubbling Gas-Solid Fluidized Beds with Dense Immersed Tube Bundles. *Industrial & Engineering Chemistry Research* 50 (2011) 7653–7666
- [229] Shi, Y.; Xiao, Z.; Wang, Z.; Liu, X.; Yang, D.: Numerical Simulation on Superheated Steam Fluidized Bed Drying: II. Experiments and Numerical Simulation. *Drying Technology* 29 (2011) 1332–1342
- [230] Sierra, C.; Tadríst, L.: About frequency coupling between riser and plenum in a gas fluidized bed. *Comptes Rendus de l'Académie des Science de l'Paris* 328 Série II b (2000) 323–328
- [231] Sigloch, H.: *Technische Fluidmechanik*. 7. Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2009
- [232] da Silva, F. R. G. B.; de Souza, M.; de Souza da Costa, A. M.; de Matos Jorge, L. M.; Paraíso, P. R.: Experimental and numerical analysis of soybean meal drying in fluidized bed. *Powder Technology* 229 (2012) 61–70

- 
- [233] Snider, D. M.: An Incompressible Three-Dimensional Multiphase Particle-in-Cell Model for Dense Particle Flows. *Journal of Computational Physics* 170 (2001) 523–549
- [234] Sobieski, W.: Switch Function and Sphericity Coefficient in the Gidaspow Drag Model for Modeling Solid-Fluid Systems. *Drying Technology* 27 (2009) 267–280
- [235] Sobieski, W.: Drag Coefficient in Solid-Fluid System Modeling with the Eulerian Multiphase Model. *Drying Technology* 29 (2011) 111–125
- [236] Srinivasakannan, C.; Balasubramanian: Estimation of diffusion parameters in fluidized bed drying. *Advanced Powder Technology* 20 (2009) 390–394
- [237] Srivastava, A.; Sundaresan, S.: Analysis of a frictional-kinetic model for gas-particle flow. *Powder Technology* 129 (2003) 27–85
- [238] Stieß, M.: *Mechanische Verfahrenstechnik — Partikeltechnologie 1.* 3. Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2009
- [239] Strauß, K.: *Kraftwerkstechnik zur Nutzung fossiler, nuklearer und regenerativer Energiequellen.* 6. Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2009
- [240] Sundaresan, S.; Radl, S.; Milioli, C. C.; Milioli, F. E.: Coarse-Grained Models for Momentum, Energy and Species Transport in Gas-Particle Flows. *The 14th International Conference on Fluidization: From Fundamentals to Products.* New York: Engineering Conferences International, 2013, 1–8
- [241] Surasani, V. K.; Metzger, T.; Tsotsas, E.: Drying Simulations of Various 3D Pore Structures by a Nonisothermal Pore Network Model. *Drying Technology* 28 (2010) 615–623
- [242] Syamlal, M.; O'Brien, T. J.: Fluid Dynamic Simulation of  $O_3$  Decomposition in a Bubbling Fluidized Bed. *American Institute of Chemical Engineers Journal* 49 (2003) 2793–2801
- [243] Syamlal, M.; Rogers, W.; O'Brien, T. J.: *MFIX Documentation: Theory Guide.* Morgantown: U. S. Department of Energy, 1993. – Technical Note
- [244] Szafran, R. G.; Kmiec, A.: Point-by-Point Solution Procedure for the Computational Fluid Dynamics Modeling of Long-Time Batch Drying. *Industrial & Engineering Chemistry Research* 44 (2005) 7892–7898
- [245] Szafran, R. G.; Kmiec, A.: CFD Modeling of Heat and Mass Transfer in a Spouted Bed Dryer. *Industrial & Engineering Chemistry Research* 43 (2004) 1113–1124
- [246] Taghipour, F.; Ellis, N.; Wong, C.: Experimental and computational study of gas-solid fluidized bed hydrodynamics. *Chemical Engineering Science* 60 (2005) 6857–6867
- [247] Tahmasebi, A.; Yu, J.; Han, Y.; Zhao, H.; Bhattacharya: Thermogravimetric study and modeling for the drying of a Chinese lignite. *Asia-Pacific Journal of Chemical Engineering* 8 (2013) 793–803

- [248] Takens, F.: Detecting strange attractors in turbulence. In: Rand, D. A. (Hrsg.); Young, L.-S. (Hrsg.): *Dynamical Systems and Turbulence. Lecture Notes in Mathematics* Bd. 898. Berlin, Heidelberg, New York: Springer, 1981, 366–381
- [249] Teffo, V. B.; Naudé, N.: Determination of the coefficients of restitution, static and rolling friction of Eskom-grade coal for discrete element modelling. *The Journal of The Southern African Institute of Mining and Metallurgy* 113 (2013) 351–356
- [250] Terzaghi, K.: *Theoretical Soil Mechanics*. New York, London: John Wiley & Sons, Inc., 1943
- [251] Tschisgale, S.; Kempe, T.; Fröhlich, J.: A non-iterative immersed boundary method for spherical particles of arbitrary density ratio. *Journal of Computational Physics* 339 (2017) 432–452
- [252] Tsuji, Y.; Kawaguchi, T.; Tanaka, T.: Discrete particle simulation of two-dimensional fluidized bed. *Powder Technology* 77 (1993) 79–87
- [253] Tsunakawa, H.; Aoki, R.: *Measurements of The Failure Properties of Granular Materials and Cohesive Powders*. *Powder Technology* 33 (1982) 249–256
- [254] Vasquez, S. A.; Ivanov, V. A.: A phase coupled method for solving multiphase problems on unstructured meshes. *Proceedings of ASME 2000 Fluids Engineering Division Summer Meeting*. Boston, 2000
- [255] Vejahati, F.; Mahinpey, N.; Ellis, N.; Nikoo, M. B.: CFD Simulation of Gas-Solid Bubbling Fluidized Bed: A New Method for Adjusting Drag Law. *The Canadian Journal of Chemical Engineering* 87 (2009) 19–30
- [256] Verein Deutscher Ingenieure, VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen (GVC) (Hrsg.): *VDI-Wärmeatlas*. 10. Auflage. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2006
- [257] Verma, V.; Deen, N. G.; Padding, J. T.; Kuipers, J. A. M.: Two-fluid modeling of three-dimensional cylindrical gas-solid fluidized beds using the kinetic theory of granular flow. *Chemical Engineering Science* 102 (2013) 227–245
- [258] Verma, V.; Padding, J. T.; Deen, N. G.; Kuipers, J. A. M.; Barthel, F.; Bieberle, M.; Wagner, M.; Hampel, U.: Bubble Dynamics in a 3-D Gas-Solid Fluidized Bed Using Ultrafast Electron Beam X-Ray Tomography and Two-Fluid Model. *American Institute of Chemical Engineers Journal* 60 (2014) 1632–1644
- [259] Vorhauer, N.; Metzger, T.; Tsotsas, E.: Empirical Macroscopic Model for Drying of Porous Media Based on Pore Networks and Scaling Theory. *Drying Technology* 28 (2010) 991–1000
- [260] van Wachem, B. G. M.; Schouten, J. C.; Krishna, R.; van den Bleek, C. M.: Eulerian Simulations of Bubbling Behaviour in Gas-Solid Fluidised Beds. *Computers & Chemical Engineering* 22 Supplement 1 (1998) S299–S306
- [261] van Wachem, B. G. M.; Schouten, J. C.; van den Bleek, C. M.; Krishna, R.; Sinclair, J. L.: CFD Modeling of Gas-Fluidized Beds with a Bimodal Particle Mixture. *American Institute of Chemical Engineers Journal* 47 (2001) 1292–1302

- [262] van Wachem, B. G. M.; Schouten, J. C.; van den Bleek, C. M.; Krishna, R.; Sinclair, J. L.: Comparative Analysis of CFD Models of Dense Gas–Solid Systems. *American Institute of Chemical Engineers Journal* 47 (2001) 1035–1051
- [263] van Wachem, B. G. M.; Schouten, J. C.; Krishna, R.; van den Bleek, C. M.: Validation of the Eulerian simulated dynamic behaviour of gas-solid fluidised beds. *Chemical Engineering Science* 54 (1999) 2141–2149
- [264] Wagner, W.; Kretzschmar, H.-J.: *International Steam Tables. 2. Auflage.* Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 2008
- [265] Wahl, T.; Franke, B.: Zum Wärmeverbrauch bei der Braunkohlenrocknung. *Braunkohle* 7 (1990) 30–34
- [266] Wang, H. G.; Yang, W. Q.; Senior, P.; Raghavan, R. S.; Duncan, S. R.: Investigation of Batch Fluidized-Bed Drying by Mathematical Modeling, CFD Simulation and ECT Measurement. *American Institute of Chemical Engineers Journal* 54 (2008) 427–444
- [267] Wang, J.: A Review of Eulerian Simulation of Geldart A Particles in Gas-Fluidized Beds. *Industrial & Engineering Chemistry Research* 48 (2009) 5567–5577
- [268] Wang, J.; van der Hoef, M. A.; Kuipers, J. A. M.: Why the two-fluid model fails to predict the bed expansion characteristics of Geldart A particles in gas-fluidized beds: A tentative answer. *Chemical Engineering Science* 64 (2009) 622–625
- [269] Wang, J.; van der Hoef, M. A.; Kuipers, J. A. M.: Coarse grid simulation of bed expansion characteristics of industrial-scale gas-solid bubbling fluidized Beds. *Chemical Engineering Science* 65 (2010) 2125–2131
- [270] Wang, W.; Zhang, J.; Yang, S.; Zhang, H.; Yang, H.; Yue, G.: Experimental study on the angle of repose of pulverized coal. *Particuology* 8 (2010) 482–485
- [271] Wang, X.; Jin, B.; Zhong, W.: Three-dimensional simulation of fluidized bed coal gasification. *Chemical Engineering and Processing* 48 (2009) 695–705
- [272] Wang, Y.; Chao, Z.; Jakobsen, H. A.: A Sensitivity Study of the Two-Fluid Model Closure Parameters ( $\beta, e$ ) Determining the Main Gas-Solid Flow Pattern Characteristics. *Industrial & Engineering Chemistry Research* 49 (2010) 3433–3441
- [273] Wen, C. Y.; Yu, Y. H.: A Generalized Method for Predicting the Minimum Fluidization Velocity. *American Institute of Chemical Engineers Journal* 12 (1966) 610–612
- [274] Wen, C. Y.; Yu, Y. H.: Mechanics of fluidization. *Chemical Engineering Progress Symposium Series* 62 (1966) 100–111
- [275] Werther, J.: *Strömungsmechanische Grundlagen der Wirbelschichttechnik.* Chemie Ingenieur Technik 49 (1977) 193–202
- [276] Werther, J.: Measurement techniques in fluidized beds. *Powder Technology* 102 (1999) 15–36
- [277] Werther, J.; Heinrich, S.; Dosta, M.; Hartge, E.-U.: The ultimate goal of modeling — Simulation of system and plant performance. *Particuology* 9 (2011) 320–329

- [278] Werther, J.; Molerus, O.: The local structure of gas fluidized beds — II. The spatial distribution of bubbles. *International Journal of Multiphase Flow* 1 (1973) 123–138
- [279] Whitaker, S.: Advances in theory of fluid motion in porous media. *Industrial and Engineering Chemistry* 61 (1969) 14–28
- [280] Wojtkowski, M.; Pecen, J.; Horabik, J.; Molenda, M.: Rapeseed impact against a flat surface: Physical testing and DEM simulation with two contact models. *Powder Technology* 198 (2010) 61–68
- [281] Xie, N.; Battaglia, F.; Pannala, S.: Effects of using two- versus three-dimensional computational modeling of fluidized beds: Part I, hydrodynamics. *Powder Technology* 182 (2008) 1–13
- [282] Xie, N.; Battaglia, F.; Pannala, S.: Effects of using two- versus three-dimensional computational modeling of fluidized beds: Part II, budget analysis. *Powder Technology* 182 (2008) 14–24
- [283] Yan, W.-C.; Luo, Z.-H.; Lu, Y.-H.; Chen, X.-D.: A CFD-PBM-PMLM Integrated Model for the Gas-Solid Flow Fluidized Bed Polymerization Reactors. *American Institute of Chemical Engineers Journal* 58 (2012) 1717–1732
- [284] Yang, D.; Wang, Z.; Huang, X.; Liu, X.: Numerical Simulation on Superheated Steam Fluidized Bed Drying: I. Model Construction. *Drying Technology* 29 (2011) 1325–1331
- [285] Yang, N.; Wang, W.; Ge, W.; Li, J.: CFD simulation of concurrent-up gas-solid flow in circulating fluidized beds with structure-dependent drag coefficient. *Chemical Engineering Journal* 96 (2003) 71–80
- [286] Yang, W.-C.: Modification and re-interpretation of Geldart’s classification of powders. *Powder Technology* 171 (2007) 69–74
- [287] Yu, L.; Yu, J.; Zhang, X.; Zhang, S.: Numerical simulation of the bubbling fluidized bed coal gasification by the kinetic theory of granular flow (KTGF). *Fuel* 86 (2007) 722–734
- [288] Yusuf, R.; Halvorsen, B.; Melaaen, M. C.: Eulerian-Eulerian simulation of heat transfer between a gas-solid fluidized bed and an immersed tube-bank with horizontal tubes. *Chemical Engineering Science* 66 (2011) 1550–1564
- [289] Zarghami, R.; Mostoufi, N.; Sotudeh-Gharebagh, R.: Nonlinear Characterization of Pressure Fluctuations in Fluidized Beds. *Industrial & Engineering Chemistry Research* 47 (2008) 9497–9507
- [290] Zehner, P.; Schlünder, E. U.: Wärmeleitfähigkeit von Schüttungen bei mäßigen Temperaturen. *Chemie Ingenieur Technik* 42 (1970) 933–941
- [291] Zhao, G.-B.; Yang, Y.-R.: Multiscale Resolution of Fluidized-Bed Pressure Fluctuations. *American Institute of Chemical Engineers Journal* 49 (2003) 869–882
- [292] Zhao, Y.; Lu, B.; Zhong, Y.: Euler-Euler modeling of a gas-solid bubbling fluidized bed with kinetic theory of rough particles. *Chemical Engineering Science* 104 (2013) 767–779

- [293] Zhao, Y.; Lu, B.; Zhong, Y.: Influence of collisional parameters for rough particles on simulation of a gas-fluidized bed using a two-fluid model. *International Journal of Multiphase Flow* 71 (2015) 1–13
- [294] Zhonghua, W.; Mujumdar, A. S.: Simulation of the Hydrodynamics and Drying in a Spouted Bed Dryer. *Drying Technology* 25 (2007) 59–74
- [295] Zulfiqar, M.; Moghtaderi, B.; Wall, T. F.: Flow properties of biomass and coal blends. *Fuel Processing Technology* 87 (2006) 281–288





---

# A Anhang

## A.1 Verwendete Stoffdaten

Im Folgenden sind die in dieser Arbeit verwendeten Korrelationen zur Berechnung der Stoffdaten angegeben. Die Eigenschaften der Braunkohle sind im Wesentlichen von deren Feuchte bzw. Wassergehalt abhängig. Die Eigenschaften von Stickstoff und Wasserflüssigkeit sowie Wasserdampf werden hier maßgeblich in Abhängigkeit der Temperatur betrachtet, da die Untersuchungen bei etwa atmosphärischem Druck durchgeführt wurden.

### A.1.1 Braunkohle

Der Verlauf des Partikeldurchmessers der Braunkohle in Abhängigkeit der Feuchte wird anhand eigener Messdaten approximiert. Für  $0 \leq X_s \leq 1.0$  gilt näherungsweise der folgende lineare Zusammenhang.

$$d_p(X_s) = d_{p,0} (k_0 + k_1 X_s) \quad (\text{A.1})$$

mit

$$d_{p,0} = d_p(X_s = 1.0)$$

$$k_0 = 0.772$$

$$k_1 = 0.236$$

Die Rohdichte der Braunkohle wird nach [57] durch die nachfolgende Formel in Abhängigkeit der Feuchte  $X_s$  angegeben. Die Korrelation bezieht sich auf Werte aus [21].

$$\rho_s(X_s) = (1 + X_s) (k_0 + k_1 X_s + k_2 X_s^2 + k_3 X_s^3) \quad (\text{A.2})$$

mit

$$k_0 = 916.481 \text{ kg/m}^3$$

$$k_1 = -933.945 \text{ kg/m}^3$$

$$k_2 = 797.781 \text{ kg/m}^3$$

$$k_3 = -257.602 \text{ kg/m}^3$$

Die Schüttdichte der Braunkohle wird auf Basis eigener experimenteller Daten im Bereich  $0 \leq X_s \leq 1.0$  durch den nachfolgenden Zusammenhang approximiert.

$$\rho_{\text{FB}}(X_s) = \rho_{\text{FB},0} + k_0 X_s + k_1 X_s^2 + k_2 X_s^3 \quad (\text{A.3})$$

mit

$$\rho_{\text{FB},0} = 453 \text{ kg/m}^3$$

$$k_0 = 26.6 \text{ kg/m}^3$$

$$k_1 = -205.4 \text{ kg/m}^3$$

$$k_2 = 228.6 \text{ kg/m}^3$$

Die Packungsgrenze der verwendeten Kohlepartikel wurde experimentell bestimmt. Die lose Kohleschüttung wurde hierzu verdichtet, ohne eine Umformung der Partikel zuzulassen. Die für die Simulationen relevante Packungsgrenze wird im Bereich  $0 \leq X_s \leq 1.0$  durch folgende Funktion wiedergegeben.

$$\varepsilon_{s,\max}(X_s) = \varepsilon_{s,0} + k_0 X_s + k_1 X_s^2 \quad (\text{A.4})$$

mit

$$\varepsilon_{s,0} = 0.59$$

$$k_0 = 0.002$$

$$k_1 = -0.066$$

Die stoffliche Wärmeleitfähigkeit der Braunkohle wird nach Daten aus [129] in Abhängigkeit von Feuchte und Temperatur für die Bereiche  $0 \leq X_s \leq 1.5$  und  $273.15 \text{ K} \leq T_s \leq 373.15 \text{ K}$  folgendermaßen beschrieben.

$$\lambda_{\text{pm}}(X_s, T_s) = \lambda_{\text{pm},0}(X_s) [1 + 0.002 (T_s - 293.15 \text{ K})] \quad (\text{A.5})$$

mit

$$\lambda_{\text{pm},0}(X_s) = \begin{cases} k_0 + k_1 X_s + k_2 X_s^2 & \text{für } X_s \leq 0.25 \\ k_3 X_s^{k_4} & \text{für } X_s > 0.25 \end{cases}$$

und

$$k_0 = 0.157 \text{ W/mK}$$

$$k_1 = -0.037 \text{ W/mK}$$

$$k_2 = 0.832 \text{ W/mK}$$

$$k_3 = 0.348 \text{ W/mK}$$

$$k_4 = 0.391$$

Für die spezifische Wärmekapazität der Braunkohle wird im Bereich der untersuchten Wassergehalte Gleichung (A.6) angewendet.

$$c_{p,s}(w_s) = (1 - w_s) c_{p,s,\text{tr}} + w_s c_{p,W} \quad (\text{A.6})$$

mit

$$c_{p,s,\text{tr}} = c_{p,s}(w_s = 0) = 1300 \text{ J/kgK} \quad \text{nach [129, 226]}$$

$$c_{p,W} = 4180 \text{ J/kgK} \quad \text{nach [264]}$$

Die Temperaturabhängigkeit des effektiven Diffusionskoeffizienten der Feuchtigkeit in den Kohlepartikeln wird durch die Arrhenius-Gleichung beschrieben. Für den betrachteten Temperaturbereich werden folgende Koeffizienten verwendet, vgl. Abschnitt 3.3.2.

$$D_s(T_s) = D_{s,0} \exp\left(-\frac{\Gamma}{R^* T_s}\right) \quad (\text{A.7})$$

mit

$$D_{s,0} = 5.756 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

$$\Gamma = 35.523 \text{ kJ/mol}$$

### A.1.2 Stickstoff

Die dynamische Viskosität von Stickstoff bei  $p = 1$  bar wird nach Daten aus [256] in Abhängigkeit der Temperatur für  $273.15 \text{ K} \leq T_g \leq 373.15 \text{ K}$  durch ein Polynom zweiten Grades approximiert.

$$\eta_g(T_g) = k_0 + k_1 T_g + k_2 T_g^2 \quad (\text{A.8})$$

mit

$$k_0 = 1.162 \cdot 10^{-6} \text{ Pa s}$$

$$k_1 = 6.570 \cdot 10^{-8} \text{ Pa s/K}$$

$$k_2 = -3.300 \cdot 10^{-11} \text{ Pa s/K}^2$$

Die Dichte des Gasgemisches aus Stickstoff und Wasserdampf wird in Abhängigkeit seiner Temperatur  $T_g$ , des Drucks  $p$  und der Beladung mit Wasserdampf  $X_g$  durch folgende Rechenvorschrift bestimmt.

$$\rho_g(T_g, p, X_g) = \frac{1 + X_g}{\frac{T_g}{p} (R_{N_2} + X_g R_W)} \quad (\text{A.9})$$

mit

$$R_{N_2} = 296.81 \text{ J/kg K}$$

$$R_W = 461.53 \text{ J/kg K}$$

Die Berechnung des Diffusionskoeffizienten  $D_g$  von Wasserdampf in Stickstoff wird nach der in [132] und [137] dargestellten Gleichung für Wasserdampf-Luft-Gemische vorgenommen.

$$D_g(T_g, p) = D_{g,0} \left(\frac{T_g}{273 \text{ K}}\right)^{1.81} \frac{1 \text{ bar}}{p} \quad (\text{A.10})$$

mit

$$D_{g,0} = 2.26 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$$

Die Wärmeleitfähigkeit von Stickstoff wird nach Daten aus [256] im Temperaturbereich  $273.15\text{ K} \leq T_g \leq 373.15\text{ K}$  mit folgender Funktion approximiert.

$$\lambda_{\text{gas}}(T_g) = k_0 + k_1 T_g \quad (\text{A.11})$$

mit

$$k_0 = 6.501 \cdot 10^{-3} \text{ W/mK}$$

$$k_1 = 6.500 \cdot 10^{-5} \text{ W/mK}^2$$

Die spezifische isobare Wärmekapazität des Stickstoffes weist für die betrachteten Bereiche von Temperatur und Druck einen etwa konstanten Wert von  $c_{p,g,\text{tr}} = 1041 \text{ J/kgK}$  auf, vgl. [256]. Aufgrund der geringen Beladungen mit Wasserdampf ( $X_g \ll 1$ ) wird dessen Einfluss im Gemisch vernachlässigt:

$$c_{p,g} \approx c_{p,g,\text{tr}} = 1041 \text{ J/kgK} \quad (\text{A.12})$$

### A.1.3 Wasser

Die Dichte von (inkompressibler) Wasserflüssigkeit wird nach Werten der IAPWS–IF97 [264] in Abhängigkeit der Temperatur im Bereich  $273.15\text{ K} \leq T \leq 473.15\text{ K}$  durch ein Polynom vierten Grades approximiert.

$$\rho_w(T) = k_0 + k_1 T + k_2 T^2 + k_3 T^3 + k_4 T^4 \quad (\text{A.13})$$

mit

$$k_0 = -71.081 \text{ kg/m}^3$$

$$k_1 = 10.917 \text{ kg/m}^3 \text{ K}$$

$$k_2 = -3.983 \cdot 10^{-2} \text{ kg/m}^3 \text{ K}^2$$

$$k_3 = 6.269 \cdot 10^{-5} \text{ kg/m}^3 \text{ K}^3$$

$$k_4 = -3.897 \cdot 10^{-8} \text{ kg/m}^3 \text{ K}^4$$

Die spezifische Verdampfungsenthalpie von Wasser kann nach Werten der IAPWS–IF97 [264] für  $273.15\text{ K} \leq T \leq 373.15\text{ K}$  durch eine lineare Funktion beschrieben werden.

$$\Delta h_w(T) = k_0 + k_1 T \quad (\text{A.14})$$

mit

$$k_0 = 3167291.01 \text{ J/kg}$$

$$k_1 = -2433.89 \text{ J/kgK}$$

Die Abhängigkeit des Sättigungsdrucks bzw. Sättigungspartialdrucks des Wasserdampfes von der Temperatur wird in Anlehnung an [266] durch eine modifizierte Version der Antoine-Gleichung beschrieben. Unter Nutzung der angegebenen Koeffizienten werden im Bereich  $273.15\text{ K} \leq T \leq 373.15\text{ K}$  gute Übereinstimmungen mit den Werten nach IAPWS-IF97 [264] erzielt.

$$p_{\text{D,sat}}(T) = k_0 \exp(k_1 + k_2/T) \tag{A.15}$$

mit

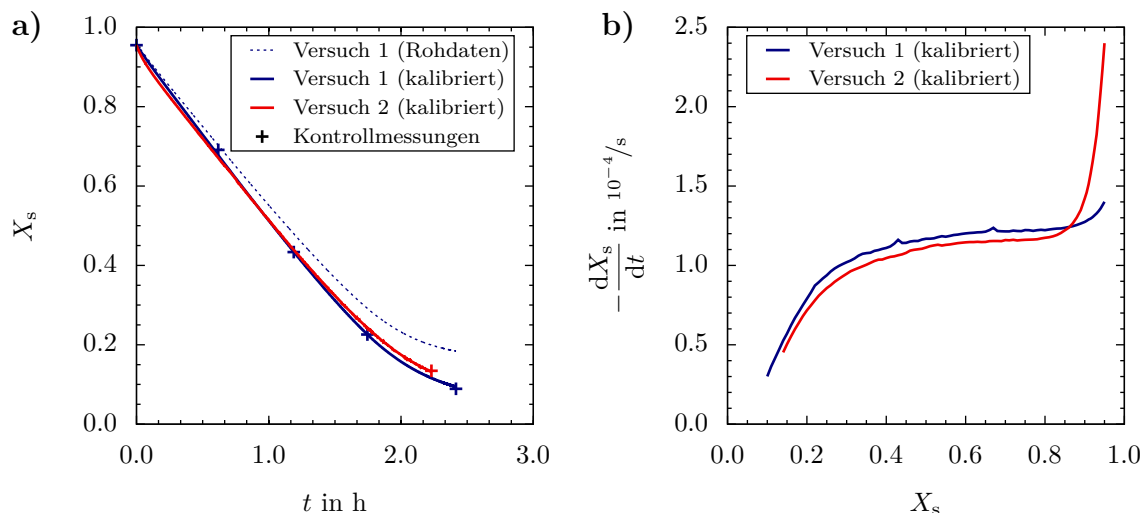
$$k_0 = 100000\text{ Pa}$$

$$k_1 = 13.869$$

$$k_2 = -5173\text{ K}$$

## A.2 Kalibrierung der Feuchtemessung und Replikationsexperiment

Das in Abschnitt 3.3.1 vorgestellte Verfahren zur Bestimmung des Trocknungsverlaufs der Partikelschüttung basiert gemäß den Gleichungen (3.13) und (3.14) auf einer kontinuierlichen Messung der relativen Gasfeuchten  $\varphi_{g,zu}$  und  $\varphi_{g,ab}$  am Ein- bzw. Austritt der Wirbelschichtanlage. Da die verwendeten Sensoren im Bereich sehr kleiner und sehr großer relativer Gasfeuchten steigende Messungenauigkeiten aufweisen, wurde der aufgezeichnete Trocknungsverlauf  $X_s(t)$  eines ersten Versuchs zunächst mittels feststoffseitiger Kontrollmessungen überprüft. Hierzu wurde die Anlage während des Betriebs mehrfach kurzzeitig abgeschaltet, um jeweils sehr geringe Probenmengen des Feststoffes zu entnehmen. Deren Feuchten wurden jeweils umgehend mittels Feuchteanalysator (gemäß DIN 51718, [50]) bestimmt und den jeweiligen Entnahmezeitpunkten zugeordnet. Abbildung A.1 a) zeigt eine im zeitlichen Verlauf zunehmende Abweichung zwischen dem aufgezeichneten Verlauf (Versuch 1 (Rohdaten)) und den zugehörigen Kontrollmessungen.



**Abbildung A.1:** Kalibrierung mittels Kontrollmessungen sowie Replikationsexperiment: a) zeitliche Trocknungsverläufe und b) zugehörige Trocknungsgeschwindigkeiten der kalibrierten Messungen

Durch Einführung einer Korrekturfunktion für den Messwert des am Eintritt befindlichen Sensors, welcher ausschließlich im Bereich sehr geringer relativer Gasfeuchten misst, konnte eine hervorragende Übereinstimmung mit den Kontrollmessungen realisiert werden, vgl. Datenreihe Versuch 1 (kalibriert). Die Korrekturfunktion wurde für alle anderen Versuche beibehalten und zusätzlich jeweils eine Kontrollmessung nach Beendigung des Experiments durchgeführt. Hierbei wurden für die verbleibende Restfeuchte durchweg gute Übereinstimmungen erzielt. Für den Messwert der relativen Gasfeuchte am Austritt erfolgte keine Anpassung.

Des Weiteren wurde die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse beispielhaft für die Betriebsparameter  $v_0 = 0.31 \text{ m/s}$  und  $\vartheta_{g,zu} = 40^\circ\text{C}$  überprüft. Abbildung A.1 a) zeigt, dass für das Replikationsexperiment (Versuch 2) im Vergleich zu Versuch 1 ein sehr ähnlicher Trocknungsverlauf erzielt wird. Die in Abbildung A.1 b) dargestellten Trocknungsgeschwindigkeiten weisen nur zu Beginn einen deutlichen Unterschied auf, welcher durch eine um  $3.7 \text{ K}$  höhere Anfangstemperatur von Versuch 2 bedingt ist. Die verbleibende Differenz im weiteren Verlauf muss durch die Heterogenität der Proben verursacht sein.

## A.3 Massen- und Impulstransport im Gasversorgungssystem

Nachfolgend wird das in den Randbedingungen RB2 und RB4 verwendete Modell vorgestellt, das zur Beschreibung der einphasigen Strömung<sup>19)</sup> im Gasversorgungssystem dient und dem genutzten Softwarepaket im Rahmen der Arbeit per UDF hinzugefügt wurde. Eine ausführliche Herleitung kann in [118] und [207] nachvollzogen werden.

Im als räumlich eindimensional interpretierten Rohrsystem entlang einer Koordinate  $x$  sind zur Beschreibung der instationären Gasströmung die Größen  $p = f(x, t)$  und  $\dot{m} = f(x, t)$  erforderlich. Diese sind durch die Massen- und Impulserhaltung in einem solchen System miteinander verknüpft.

Die Kontinuitätsgleichung für eindimensionale Strömungen konstanter Querschnittsfläche

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \frac{\partial(\varrho v)}{\partial x} = 0 \quad (\text{A.16})$$

wird mit  $v = \frac{\dot{m}}{\varrho A}$  und  $a^2 = \frac{dp}{d\varrho}$  zu Gleichung (A.17).

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{a^2}{A} \frac{\partial \dot{m}}{\partial x} = 0 \quad (\text{A.17})$$

Die Impulsbilanz der Gasströmung lautet unter Vernachlässigung der Gravitation:

$$\frac{\partial(\varrho v)}{\partial t} + v \frac{\partial(\varrho v)}{\partial x} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial p_{\text{Verl}}}{\partial x} \quad (\text{A.18})$$

Bei Berücksichtigung der Verluste  $p_{\text{Verl}}$  durch Wandreibung (unter Annahme jeweils konstanter Rohrreibungskoeffizienten  $\lambda$  für eine turbulente Strömung durch hydraulisch glatte Rohre) sowie der Annahme kleiner Deformationen des Fluids (zur Vernachlässigung des konvektiven Terms) [118] erhält man:

$$\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{A} \frac{\partial \dot{m}}{\partial t} + \frac{\lambda \dot{m}^2}{2dA^2\varrho} = 0 \quad (\text{A.19})$$

Die Gleichungen (A.17) und (A.19) bilden ein System gekoppelter, quasi-linearer, hyperbolischer, partieller Differentialgleichungen, für das keine generelle Lösung verfügbar ist [207]. Es kann allerdings zu einem System gewöhnlicher Differentialgleichungen transformiert werden, welches mit der Methode der Charakteristiken gelöst werden kann. Man erhält zwei Gleichungen, die entlang der charakteristischen Linien  $\Delta x/\Delta t = \pm a$  im  $x$ - $t$ -Bereich gültig sind. Die  $c^+$ -Charakteristik besitzt die folgende Form.

$$\frac{A}{a} \frac{dp}{dt} + \frac{d\dot{m}}{dt} + \frac{\lambda \dot{m}^2}{2dA\varrho} = 0 \quad \text{für} \quad \frac{dx}{dt} = +a \quad (\text{A.20})$$

<sup>19)</sup>Hinweis: In den Abschnitten 5.2.4 und A.3 werden zur Beschreibung der einphasigen Gasströmung vor Eintritt in die Wirbelschicht die Symbole  $\dot{m}$  und  $\lambda$  abweichend von der Nomenklatur mit folgenden Bedeutungen und Einheiten verwendet. Der Massenstrom des Gases  $\dot{m}$  besitze die Einheit kg/s. Weiterhin sei  $\lambda$  die dimensionslose Rohrreibungszahl zur Beschreibung des Druckverlustes bei Durchströmung eines geraden Rohres, siehe z. B. [231].

Die  $c^-$ -Charakteristik ist:

$$\frac{A}{a} \frac{dp}{dt} - \frac{d\dot{m}}{dt} - \frac{\lambda \dot{m}^2}{2dA\varrho} = 0 \quad \text{für} \quad \frac{dx}{dt} = -a \quad (\text{A.21})$$

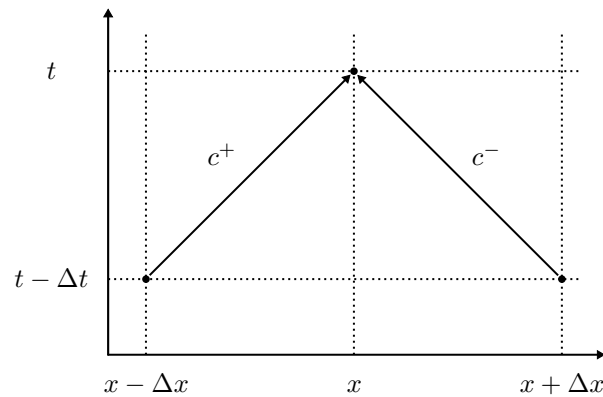
Hieraus folgen nach Integration über einen endlichen Zeitschritt  $\Delta t$  für  $c^+$

$$\dot{m}_{x,t} = \underbrace{\dot{m}_{x-\Delta x,t-\Delta t} + \frac{A}{a} p_{x-\Delta x,t-\Delta t} - \frac{\lambda \Delta t}{2dA\varrho} \dot{m}_{x-\Delta x,t-\Delta t}^2}_{C_1} - \underbrace{\frac{A}{a} p_{x,t}}_{C_2} \quad (\text{A.22})$$

und für  $c^-$

$$\dot{m}_{x,t} = \underbrace{\dot{m}_{x+\Delta x,t-\Delta t} - \frac{A}{a} p_{x+\Delta x,t-\Delta t} - \frac{\lambda \Delta t}{2dA\varrho} \dot{m}_{x+\Delta x,t-\Delta t}^2}_{C_3} + \underbrace{\frac{A}{a} p_{x,t}}_{C_2} \quad (\text{A.23})$$

Mit diesen Gleichungen ist eine analytische Lösung als Anfangswertproblem mit Randbedingungen möglich. Die Werte  $C_i$  sind jeweils aus dem vorherigen Zeitschritt bekannt. Abbildung A.2 verdeutlicht das Verfahren grafisch.



**Abbildung A.2:** Schematische Darstellung der Charakteristiken im  $x$ - $t$ -Bereich. (adaptiert nach [118])

Die gesuchten Größen  $p = f(x, t)$  und  $\dot{m} = f(x, t)$  lassen sich somit für jeden Punkt im eindimensionalen Rechengebiet unter Nutzung der jeweils zugehörigen Charakteristiken  $c^+$  und  $c^-$  aus den Daten des vorherigen Zeitschrittes ermitteln. Ausnahme bilden die Ränder, an denen jeweils nur ein benachbarter Punkt im Raum verfügbar ist. Für  $x = 0$  kann nur  $c^-$  angewendet werden, während für  $x = l$  die  $c^+$ -Charakteristik genutzt wird. Um das Gleichungssystem zu schließen, ist die Vorgabe jeweils einer der Größen  $p$  oder  $\dot{m}$  an den Rändern erforderlich. Folgende Randbedingungen wurden gewählt.

- Am Austritt des Massenstromreglers bzw. am Eintritt in das Leitungssystem wurde ein konstanter Druck  $p_{x=0}$  vorgegeben, welcher sich durch die Summation der Druckverluste aller Leitungskomponenten bei dem mittleren Gasmassenstrom  $\dot{m}$  ergibt.<sup>20)</sup> Für den Druckverlust der Wirbelschicht wurde hierbei das aus der TFM-Simulation verfügbare arithmetische Mittel des Druckes oberhalb des Düsenbodens innerhalb  $t = (0.5 \dots 1.0)$  s verwendet.

<sup>20)</sup>Anmerkung: Voruntersuchungen mit der Randbedingung eines konstanten Massenstromes  $\dot{m}_{x=0}$  zeigten keine erkennbaren Unterschiede in den Ergebnissen.



- Für das Ende des Gasversorgungssystems wurde ein zeitlich variabler Druck  $p_{x=l}$  unterhalb des Düsenbodens gewählt. Dieser wird in Abhängigkeit des aktuellen Wirbelschichtzustandes und des Druckverlustes über den Düsenboden bestimmt, wodurch die Kopplung von Wirbelschicht und Gasversorgungssystem realisiert wird:

$$p_{x=l} = \Delta p_{WS} + \Delta p_{DB}$$

Dabei gilt gemäß der experimentell bestimmten Kennlinie  $\Delta p_{DB} = f(\dot{m}_{x=l})$ , wodurch beide gesuchten Größen miteinander verknüpft sind. Deren Bestimmung muss somit in Verbindung mit der  $c^+$ -Charakteristik durch die Lösung des entstehenden Gleichungssystems erfolgen.

Die einzelnen Abschnitte des Gasversorgungssystems (Schlauch, Stutzen und Plenum, vgl. Abbildung 5.24) werden ihren realen Abmessungen entsprechend in der Berechnung berücksichtigt. Der am Ende des Schlauchs angebrachte Lufterhitzer wird ohne räumliche Ausdehnung als zusätzlicher Strömungswiderstand bzw. interner Druckverlust mittels experimentell bestimmter Kennlinie  $\Delta p_{LE} = f(\dot{m}_{x=i})$  in die Berechnung einbezogen.

Die Initialisierung der Startwerte für die Drücke erfolgt völlig analog zur Bestimmung der Randbedingung  $p_{x=0}$ . Der oben genannte Vorlaufzeitraum ist erforderlich, um einen hinreichend genauen Mittelwert für den Druckverlust der Wirbelschicht zu generieren. Folglich setzt die Einbeziehung des Gasversorgungssystems in die TFM-Simulation erst zum Zeitpunkt  $t = 1$  s ein. Der bis dahin in die Wirbelschicht eintretende Massenstrom ist konstant und entspricht dem zur mittleren Leerrohrgeschwindigkeit gehörigen. Zeitgleich dient dieser als Startwert an allen Stellen  $x = i$  im Gasversorgungssystem. Für  $t < 1$  s erfolgt die Zuströmung in die Wirbelschicht mit einer homogenen Geschwindigkeit, das heißt im Fall von RB2 wie bei RB0 und im Fall von RB4 wie bei RB3.

Die Aktualisierung des Strömungsfeldes im Gasversorgungssystem sowie der Einlassrandbedingung in die Wirbelschicht erfolgen im Abstand von sechs Zeitschritten der TFM-Simulation. Die resultierende Auflösung von  $\Delta t = 0.6$  ms scheint mit Blick auf die Zeitskalen der kleinsten mesoskopischen Strömungsstrukturen hinreichend fein zu sein.

Zur Gewährleistung der Stabilität des Lösungsverfahrens ist es essentiell, die Druckrandbedingung  $p_{x=l}$  am Düsenboden mit einem geeigneten Verfahren so zu modifizieren, dass ein wechselseitiges Aufschwingen der Parameter  $p_{x=l}$  und  $\dot{m}_{x=l}$  aufgrund der schnellen Reaktion der TFM-Simulation vermieden wird. In der vorliegenden Arbeit wurde hierfür ein Verfahren implementiert, mit dessen Hilfe aus den aufgezeichneten lokalen Drucksignalen oberhalb des Düsenbodens jeweils fortlaufende gewichtete Mittelwerte berechnet werden. Abbildung A.3 zeigt die verwendete Wichtungsfunktion. Hierdurch werden die bei der Anwendung dieser Einlassrandbedingung künstlich erzeugten hochfrequenten Druckschwankungen gedämpft, ohne die tatsächlich aus der Strömungsbewegung resultierenden Druckänderungen zu beeinflussen. Die Mittelwertbildung erfolgt aufgrund der räumlichen Auflösung des Düsenbodens für jede Zelle des Rechengitters separat.

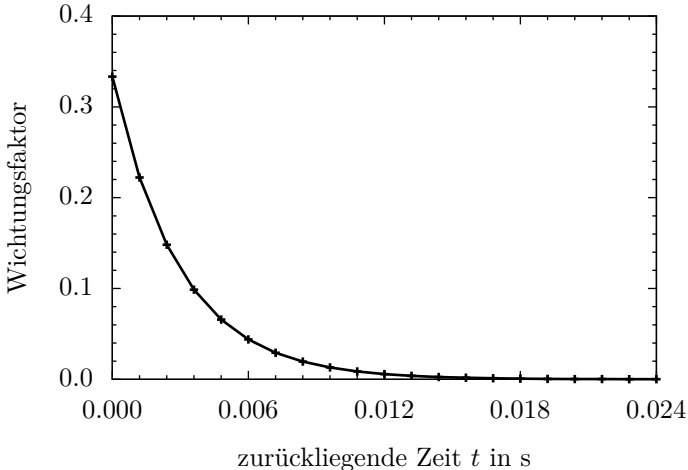
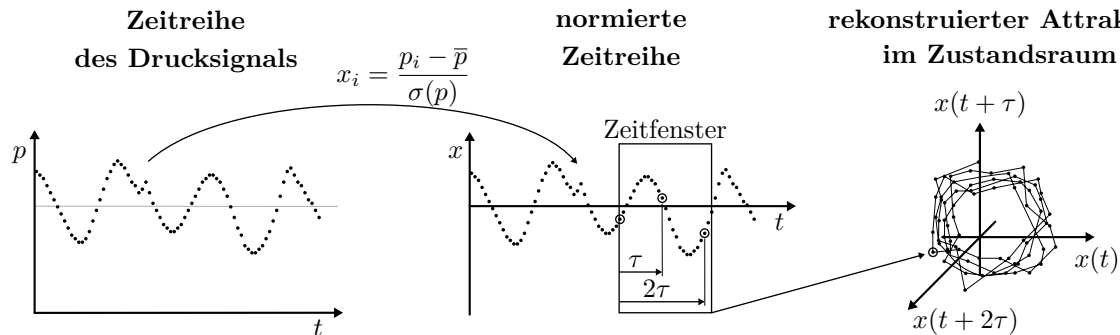


Abbildung A.3: Wichtungsfunktion zur Druckmittelung am Düsenboden

## A.4 Spezifikationen des Attraktorvergleichs

Das in Abschnitt 5.3.1 verwendete Verfahren zur Prüfung der Ähnlichkeit der Dynamik zweier Systeme basiert auf dem von Diks et al. [52] vorgestellten statistischen Vergleich von Attraktoren.

Für die Rekonstruktion der Attraktoren werden die Drucksignale in Anlehnung an [175] zunächst normiert, um den Einfluss der Standardabweichung auszuschließen, siehe Abbildung A.4. Die Einbettungsdimension wird anhand der Zeitfenster-Methode ermittelt,

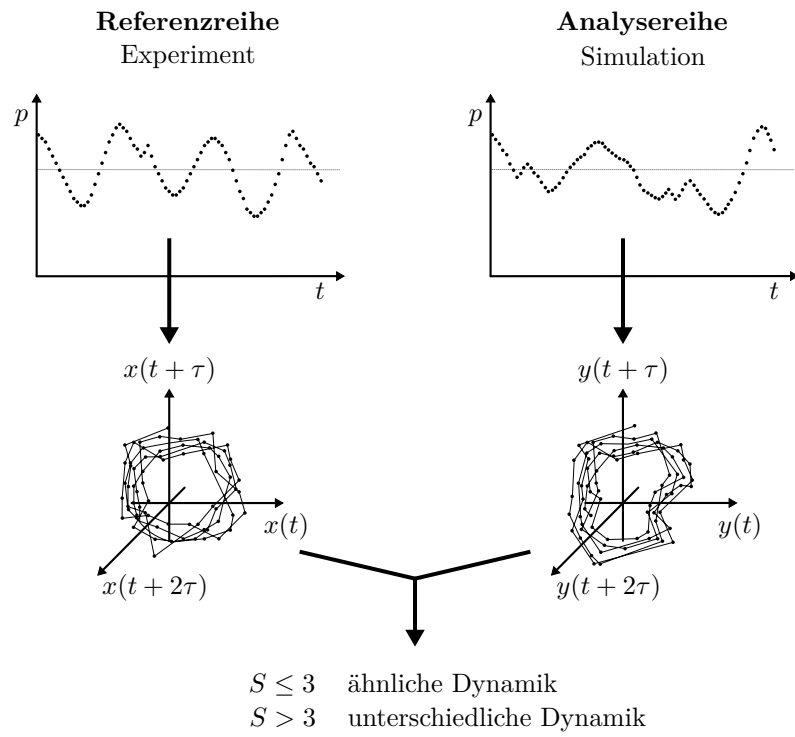


**Abbildung A.4:** Schematische Darstellung der Attraktorrekonstruktion, vereinfacht mit einer Einbettungsdimension von drei. (adaptiert nach [175])

wobei das Zeitfenster gemäß der Empfehlung in [175] als ein Viertel der mittleren Zykluszeit bestimmt wird. Die Verzögerungszeit  $\tau$  wird nach Empfehlungen in [120] und [289] anhand der ersten Nullstelle der Autokorrelationsfunktion der normierten Zeitreihe bestimmt, da die häufig getroffene Annahme des Wertes des Abtastintervalls zu nicht optimal entfalteten Attraktoren führt. Für die untersuchten Datenreihen ergeben sich damit Einbettungsdimensionen in einem engen Bereich um zehn. Um eine optimale Nutzung der Daten aus den relativ kurzen Zeitreihen der Simulationen zu gewährleisten, wird wie in der ursprünglichen Version von Diks et al. [52] jeder Datenpunkt der normierten Zeitreihe zur Erstellung eines Verzögerungsvektors genutzt, um den zugehörigen Attraktor zu rekonstruieren.

Mit der von Diks et al. [52] vorgestellten Methode kann festgestellt werden, inwiefern sich zwei Attraktoren ähneln bzw. voneinander unterscheiden. In der vorliegenden Arbeit werden das Drucksignal aus dem Experiment als Referenzreihe sowie das Drucksignal aus der Simulation als Analysereihe verwendet. Der Attraktorvergleich liefert einen statistischen Wert  $S$ , welcher angibt, ob die Dynamik der den Attraktoren zugrunde liegenden Systeme ähnlich ist, siehe Abbildung A.5. Für den Berechnungsvorgang von  $S$  ist die Festlegung weiterer Parameter notwendig, welche Auswirkungen auf das Ergebnis des Tests besitzen. Hierzu zählt die sogenannte Bandbreite, für welche ein Wert von 0.5 angenommen wurde. Dieser befindet sich in dem in [175] empfohlenen Bereich für Drucksignale aus Wirbelschichtsystemen. Für die sogenannte Segmentlänge wurde ein Wert von 1 s gewählt. Dieser erwies sich als Optimum zur Einhaltung einer Blockanzahl größer acht, wodurch der Attraktorvergleich gemäß [52] zuverlässige Ergebnisse liefert, und einer zugleich möglichst großen Zahl an Zyklen pro Block, wodurch eine dynamische Korrelation der benachbarten Blöcke vermieden wird, vgl. [175].

Die entsprechenden Algorithmen zur Rekonstruktion und zum Vergleich der Attraktoren wurden im Rahmen der Arbeit in MATLAB<sup>®</sup> implementiert, wodurch eine automatisierte Durchführung der Tests realisiert werden konnte.



**Abbildung A.5:** Schematischer Ablauf des Attraktorvergleichs. (adaptiert nach [179])



