Eckart Heinl

Feststoffkonzentrationsschwankungen und Partikelwandhaftung bei horizontaler pneumatischer Förderung sehr feiner Partikeln

Cuvillier Verlag Göttingen

Feststoffkonzentrationsschwankungen und Partikelwandhaftung bei horizontaler pneumatischer Förderung sehr feiner Partikeln

Bei der Gemeinsamen Fakultät für Maschinenbau und Elektrotechnik der Technischen Universität Braunschweig

zur Erlangung der Würde

eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte Dissertation

von
Dipl.-Ing. Eckart Heinl
aus Bielefeld

Eingereicht am: 18.11.2003
Mündliche Prüfung am: 11.02.2004

Referenten: Prof. Dr.-Ing. M. Bohnet
Prof. Dr.-Ing. J. Schwedes

2004

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek
Die Deutsche Bibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über http://dnb.ddb.de abrufbar.
1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2004
Zugl.: TU Braunschweig, Univ., Diss., 2004
ISBN 3-86537-020-9

⊕ CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2004
Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen
Telefon: 0551-54724-0
Telefax: 0551-54724-21
www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.
1. Auflage, 2004
Gedruckt auf säurefreiem Papier

ISBN 3-86537-020-9

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Chemische und Thermische Verfahrenstechnik der Technischen Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor Dr.-Ing. M. Bohnet, der die Arbeit anregte und wohlwollend gefördert hat. Herrn Professor Dr.-Ing. J. Schwedes danke ich für das Interesse an dieser Arbeit und die Übernahme des zweiten Berichts. Bei Herrn Professor Dr.-Ing. S. Scholl bedanke ich mich für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes.

Aufrichtig bedanken möchte ich mich bei allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Institutes für das freundschaftliche Arbeitsklima und die tatkräftige Unterstützung sowie den Studenten, die im Rahmen von Studien- und Diplomarbeiten zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Die finanziellen Mittel zur Durchführung dieser Arbeit wurden von der DFG bereitgestellt.

Meiner Frau Christina danke ich für die stetige Geduld und den Zuspruch, was zum Gelingen dieser Arbeit nicht unerheblich beigetragen hat. Nicht zuletzt möchte ich mich bei meinen Eltern bedanken, die mir das Studium ermöglichten und mich in jeder Weise gefördert haben.

Braunschweig, Februar 2004

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Stand des Wissens **2**

2.1 Pneumatische Förderung mit geringer Feststoffkonzentration 2

2.2 Förderzustände und Konzentrationsschwankungen 5

2.3 Partikel-Wandhaftung 8

2.4 Konzentrationsmesstechnik bei der pneumatischen Förderung von Feststoffen 13

3 Experimentelle Untersuchungen **17**

3.1 Versuchsanlage 17

3.1.1 Versuchsanlage mit Rückführung 18

3.1.2 Versuchsanlage ohne Rückführung 20

3.2 Konzentrationsmessgeräte 20

3.2.1 Optisches Konzentrationsmessgerät 21

3.2.2 Mikrowellenmessgerät 22

3.3 Versuchsdurchführung 23

3.4 Versuchsauswertung und Ergebnisse 29

3.4.1 Kalibrierung des Mikrowellenmessgeräts 29

3.4.2 Druckverlust 31

3.4.3 Auswertung gemessener Schwankungen 36

3.4.3.1 Frequenzanalyse der Daten für die Anlage mit Rückführung 38

3.4.3.2 Frequenzanalyse der Daten für die Anlage ohne Rückführung 41

4 Numerische Simulation der Gas-Feststoffströmung 48

4.1 Modellierung der Gasphase 49

4.2 Modellierung der dispersen Phase mit dem Euler-Lagrange-Ansatz 52

4.2.1 Partikelbewegung 52

4.2.2 Partikel-Wandstoß 55

4.2.3 Partikel-Wandhaftung 60

4.2.4 Partikel-Partikelstoß 63

4.2.5 Durchführung der Simulation 65

5 Diskussion der Simulationsergebnisse 69

5.1 Partikel-Wandhaftung 69

5.1.1 Wandrauheit und Partikel-Partikelstöße 69

5.1.2 Elektrostatische Ladung der Partikeln 72

5.1.3 Gasgeschwindigkeiten und Feststoffmassenströme 74

5.1.4 Vergleich zwischen Simulation und Messung 75

5.2 Freifließende Partikeln 80

5.2.1 Druckverlust und Partikel-Wandstöße 80

5.2.2 Konzentrationsschwankungen 92

6 Zusammenfassung 100

7 Symbolverzeichnis 102

1 Einleitung

Der pneumatische Transport von Schüttgütern stellt häufig die Verbindung zwischen zwei Prozessstufen her. Die Auslegung pneumatisch betriebener Förderleitungen bereitet im Allgemeinen keine Schwierigkeiten mehr. Es gibt jedoch Förderzustände, deren Ursache und deren Randbedingungen noch nicht vollständig geklärt sind. Dazu zählen axiale Konzentrationsschwankungen, die entlang der Förderleitung mit mehreren hundert Metern Länge beobachtet werden, obwohl eine gleichmäßige Feststoffdosierung an der Aufgabestelle sichergestellt wurde. In vielen verfahrenstechnischen Prozessen, wie beispielsweise beim Dosieren von Katalysatoren oder bei der Verbrennung von Kohlenstaub, muss der Feststoff jedoch gleichmäßig der Prozessstufe zugeführt werden.
Die bei der pneumatischen Förderung von Partikeln kleiner als 20 μm auftretende Partikel-Wandhaftung ist ebenfalls unerwünscht. Das Ausbilden von haftenden Partikelschichten an der Rohrwand ändert den für die Strömung zur Verfügung stehenden freien Rohrquerschnitt und die Wandrauheit. Daraus resultiert ein erhöhter Druckverlust. Des Weiteren kann es durch Wiederaufwirbelungen von haftendem Feststoff zu Konzentrationsschwankungen kommen.
In dieser Arbeit werden die Konzentrationsschwankungen und die Partikel-Wandhaftung untersucht. Neben experimenteller Untersuchungen wird auch die numerische Strömungssimulation (CFD) eingesetzt. Letztere hat sich als geeignetes Instrument erwiesen und zum Verständnis komplexer Strömungsvorgänge beigetragen. Generell stellt sie jedoch nur eine Ergänzung zu den notwendigen Experimenten dar. Der entscheidende Vorteil der numerischen Simulation besteht darin, dass einzelne Parameter betrachtet werden können, die messtechnisch gar nicht oder nur mit großem Aufwand erfassbar sind. Damit ist es möglich, den Einfluss dieser Parameter mit geringem Aufwand zu bestimmen. Allerdings setzt diese Vorgehensweise voraus, dass geeignete Modelle zur Darstellung der Vorgänge zur Verfügung stehen. Wenn solche Modelle vorhanden sind und durch experimentelle Ergebnisse verifiziert werden, dann bietet die numerische Simulation ein auch wirtschaftliches Potenzial, die aufwendige experimentelle Untersuchungen verringern kann. In dieser Arbeit wird die Gas/Feststoff-Strömung mit Computational Fluid Dynamics (CFD) simuliert.

2 Stand des Wissens

Als Konzentrationsmaß für die disperse Phase Feststoff wird üblicherweise die Beladung verwendet. Sie ist wie folgt definiert:

$$\mu = \frac{\dot{M}_P}{\dot{M}_G} \tag{2.1}$$

Dieser Überblick beschränkt sich auf geringe Feststoffkonzentrationen, bei denen zwei wesentliche Formen der Zweiphasenströmung auftreten. Ist die Beladung klein genug, um alle Partikeln im Flug zu halten, spricht man von Flugförderung. Bei größeren Beladungen bildet sich eine Feststoffsträhne, die sich mit einer geringeren Geschwindigkeit als die sich im Flug befindenden Partikeln durch die Förderleitung bewegt (typisch sind 10 %- 20 % der Gasgeschwindigkeit). Die grundlegenden physikalischen Hintergründe für die Flug- und Strähnenförderung sind bekannt, so dass stationäre pneumatische Förderanlagen in diesem Konzentrationsbereich mit guter Genauigkeit ausgelegt werden können.

2.1 Pneumatische Förderung mit geringer Feststoffkonzentration

Bei der pneumatischen Förderung wird der Feststoff durch Strömungskräfte bewegt. Durch die Beschleunigung des Feststoffs bei der Aufgabe und der Wiederbeschleunigung nach Krümmern sowie nach Partikel-Partikel- und Partikel-Wandstößen erfährt die Gasströmung einen zusätzlichen Druckverlust. Der durch die Beschleunigung um die Geschwindigkeitsdifferenz Δw_P verursachte Druckverlustanteil wird mit Gl. (2.2) beschrieben:

$$\Delta p_{P,b} = \mu \cdot \rho \cdot u \cdot \Delta w_P \tag{2.2}$$

Für die Wiederbeschleunigung nach einem Krümmer gibt es verschiedene Berechnungsansätze, da die Lage des Krümmers entscheidenden Einfluss hat ([64], [42]).

Partikelstöße führen zu einem durch Impulsverlust bedingten Druckverlustanteil, der von Partikel- und Wandmaterial sowie der Wandrauheit und der Partikelgröße abhängt. Zusätzlich ist Hubarbeit aufzubringen, um den Feststoff gegen die Schwerkraft anzuheben. Die Druckverlustanteile werden für die Flugförderung nach einem Vorschlag von Barth [1] wie folgt beschrieben:

$$\Delta p_{2ph} = \Delta p_G + \Delta p_{P,H} + \Delta p_{P,W} = (\lambda + \lambda_{P,H} + \lambda_{P,W}) \cdot \frac{\rho}{2} \cdot u^2 \cdot \frac{L}{D} \tag{2.3}$$

Der Widerstandskoeffizient der reinen Gasströmung λ ist Abb. 2.1 zu entnehmen.

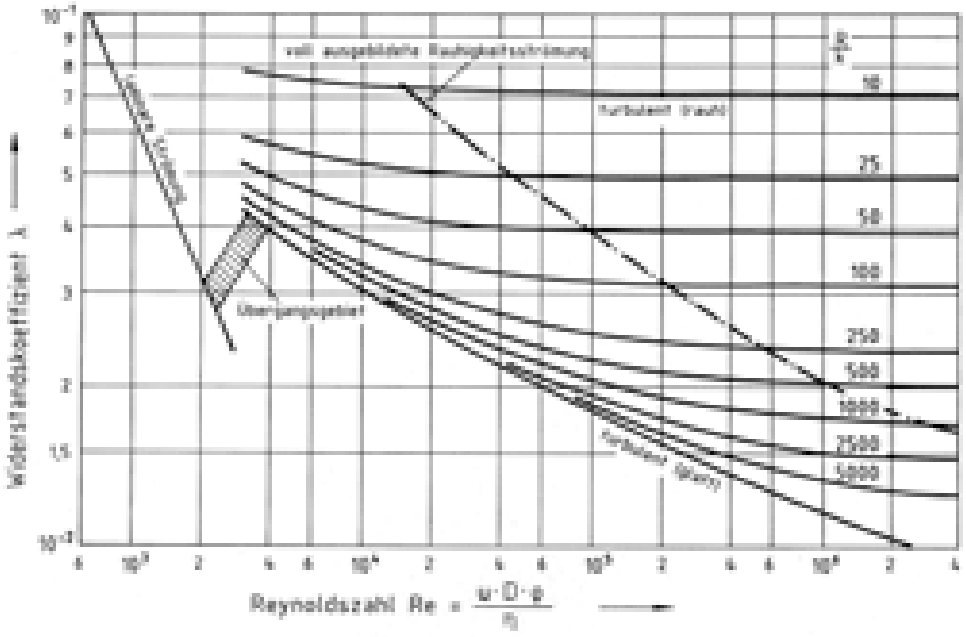

Abb. 2.1: Widerstandskoeffizienten nach Colebrook [8] für glatte und technisch raue Rohre in Abhängigkeit vom Rauheitsverhältnis R/k

Die Bestimmung der Widerstandskoeffizienten des Feststoffs λ_P erfolgt nach Barth [1] mit Hilfe der dimensionslosen Froudezahl Fr und der Beladung μ:

$$\lambda_P = \lambda_{P,W} + \lambda_{P,H} = \mu \cdot \left(\frac{w_P}{u} \cdot \lambda_P^* + \frac{2 \cdot \beta}{\frac{w_P}{u} \cdot Fr^2} \right) \tag{2.4}$$

Für die vertikale Förderung nach oben gilt

$$\beta = 1 \tag{2.5}$$

während β für die geneigte oder horizontale Förderung kleiner als eins ist. Der Wandreibungskoeffizient λ_P^* wird über den entsprechenden Koeffizienten einer nahezu beladungsfreien Strömung $\lambda_{P,\mu\to 0}^*$ bestimmt.

$$\lambda_P^* = \frac{\lambda_{P,\mu\to 0}^*}{\sqrt[4]{1+\mu}} \tag{2.6}$$

Muschelknautz [49] hat mit umfangreichen Messungen einen Zusammenhang zwischen dem Wandreibungskoeffizienten $\lambda_{P,\mu\to 0}^*$ und den dimensionslosen Kennzahlen Barthzahl Ba, Stoßzahl S und dem Widerstandskoeffizienten der reinen Gasströmung ermittelt, wie Abb. 2.2 zu entnehmen ist.

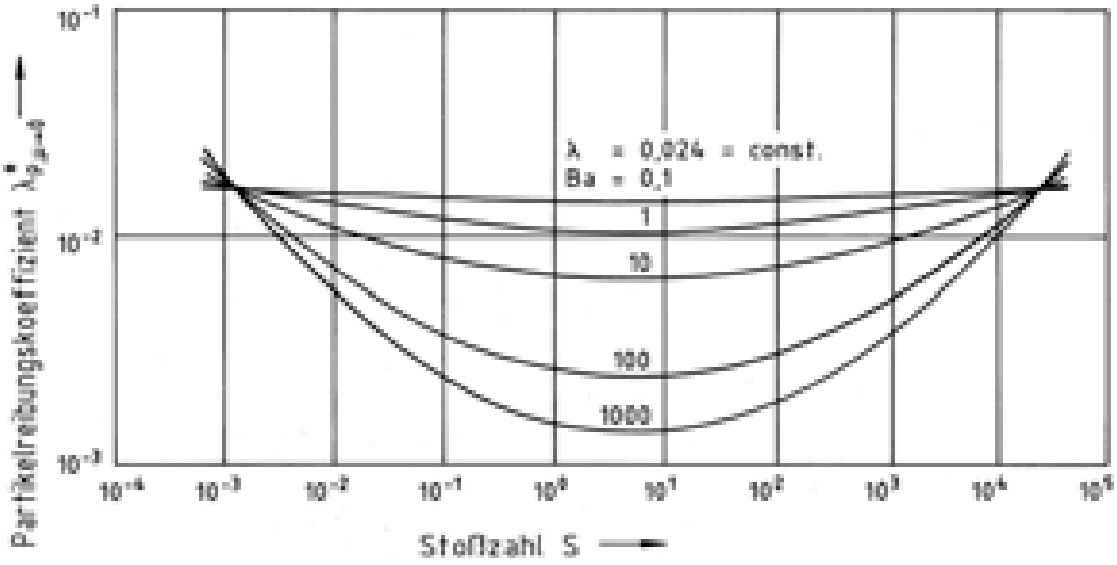

Abb. 2.2: Partikelreibungskoeffizient $\lambda_{P,\mu\to 0}^*$ in Abhängigkeit von der Stoßzahl für unterschiedliche Barthzahlen

$$Ba = \frac{w_P^{2-\kappa} \cdot u^{\kappa}}{g \cdot D \cdot \left(1 - 1{,}05 \cdot \left(\frac{d_P}{D}\right)^{\frac{1}{7}}\right)^{2-\kappa}} \tag{2.7}$$

κ beschreibt das Widerstandsverhalten der Partikelumströmung und nimmt für turbulente Strömung den Wert 0, für laminare Strömung den Wert 1 an.

$$S = \frac{d_P}{s_W} \cdot \frac{E_W}{E_P} \cdot \frac{\rho_P}{\rho_W} \tag{2.8}$$

E_W und E_P sind die Elastizitätsmodule der Wand und der Partikel.

Bei der Strähnenförderung wird nach einem Vorschlag von Bohnet [3] angenommen, dass der Reibungswiderstand ($\lambda_{P,W}$) ausschließlich durch den in der Schwebe gehaltenen Feststoff und der Schwerkrafteinfluss ($\lambda_{P,H}$) nur durch die Strähne verursacht wird. Eine zusätzliche Gutablagerung macht die Berücksichtigung der Verringerung des freien Querschnitts erforderlich, so dass für die Strähnenförderung gilt:

$$\lambda_P = \lambda_{P,W} + \lambda_{P,H} = \frac{\mu_{Flug}}{\mu} \cdot \frac{w_P}{u} \cdot \lambda_P^* \cdot \frac{1}{\left(\frac{A}{A_0}\right)^{3/2}} + \frac{\mu_{Strähne}}{\mu} \frac{2 \cdot \beta}{\frac{w_P}{u} \cdot Fr_0^2} \cdot \frac{A}{A_0} \tag{2.9}$$

Für $\frac{A}{A_0} = 1$ ergibt sich der Fall der Strähnenförderung ohne Gutablagerung.
In den letzten Jahren hat der Einsatz von Computational Fluid Dynamics (CFD) bei der Berechnung von Mehrphasenströmungen erhebliche Fortschritte gebracht. Am Beispiel der Flugförderung wurden numerische Untersuchungen zur Wechselwirkung zwischen disperser und kontinuierlicher Phase durchgeführt. Die Voraussetzungen dafür schafften u.a. Tsuji [72], Sommerfeld [66], Frank/Petrak [19] und Oesterlé/Petitjean [51], die Modelle für den Partikel-Wand-Stoß und/oder den Partikel-Partikelstoß entwickelten und in ihre Programme implementierten. Seitdem kann das Verhalten der Partikeln in der Strömung insbesondere im Hinblick auf Druckverlust und Konzentrationsverteilung über dem Querschnitt realitätsnah beschrieben werden. Andere Autoren beschäftigten sich speziell mit der Wirkung von Partikeln auf die Turbulenz der kontinuierlichen Phase. Basierend auf einem Vergleich von Messdaten verschiedener Autoren haben Gore/Crowe [22] und Hetsroni [25] Modelle entwickelt, die die Turbulenzanfachung und -dämpfung durch die Partikeln theoretisch beschreiben. Eine detaillierte Entwicklung dieser Modelle und eine Anwendung bei der CFD-Simulation einer Diffusorströmung ist bei Triesch [71] zu finden.

2.2 Förderzustände und Konzentrationsschwankungen

Wie in Abschnitt 2.1 anhand der Flug- und Strähnenförderung gezeigt wurde, beschreibt der Druckverlust die sich ausbildende Strömung. Die Auftragung über der Gasgeschwindigkeit ergibt eine Kennlinie, die für die Kombination aus Anlagengeometrie, Rohrmaterial und Fördergut charakteristisch ist. Der qualitative Verlauf stellt sich jedoch immer wie in Abb. 2.3 dar.

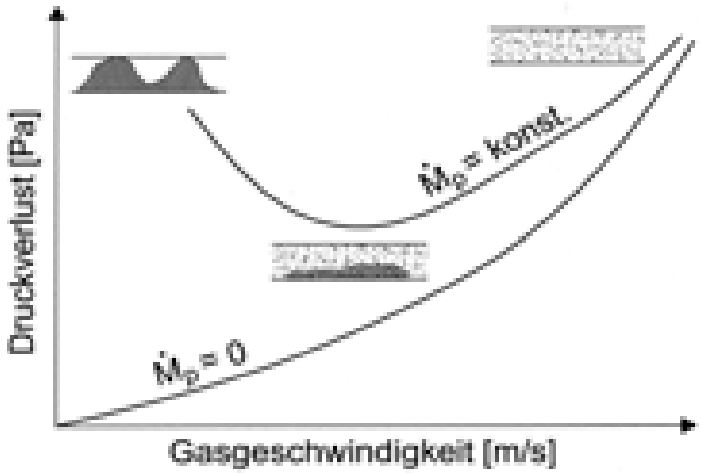

Abb. 2.3: Typische Strömungszustände bei der pneumatischen Förderung

Anhand der Kennlinie erfolgt die Identifizierung der Strömungszustände in Abhängigkeit der Gasgeschwindigkeit und des Feststoffmassenstroms. Krambrock [31] schlägt eine Einteilung in drei Bereiche vor. Bei hohen Gasgeschwindigkeiten befinden sich alle Partikeln im Flug und es stellt sich eine über den Querschnitt homogene Konzentrationsverteilung ein. Niedrigere Gasgeschwindigkeiten haben ein Absetzen des Feststoffs zur Folge. Der Feststoff bewegt sich in Form einer Strähne, es ergibt sich ein Druckverlustminimum. Ein weiteres Absinken der Gasgeschwindigkeit führt zur Propfenbildung und zu einem stark ansteigendem Druckverlust, bevor schließlich die Förderleitung verstopft.
Die Strähnenförderung ist für die meisten Anwendungen, wegen des geringen Energieverbrauchs, die bevorzugte Strömungsform. Allerdings steigt hier, insbesondere vor oder hinter Krümmern, die Gefahr des Verstopfens an. Deshalb wurden viele Untersuchungen durchgeführt, um die Strähnenförderung weiter zu charakterisieren. Basierend auf Druckmessungen resultierten sie in feineren Bereichseinteilungen. So geben Jama et.al. [28] sechs unterschiedliche Bereiche an, Dhodapkar et.al. [13] fünf. Cabrejos/Klinzing [6] unterscheiden in der Flug- und Strähnenförderung zwischen sieben Strömungszuständen. Die Untersuchungen zeigen, dass die Strähnen nur in einem kleinen Strömungsbereich stabil sind. In den meisten Fällen entstehen Dünen, die sich in unterschiedlicher Weise fortbewegen. Andere Dünen werden aus abgelagertem Feststoff gebildet und stellen Strömungshindernisse dar. Beim Übergang zwischen sich bewegenden Strähnen und Dünen kommt es zu Wiederaufwirbelungen, deren Folge eine pulsierende Strömung ist [6].
Mit diesen instationären Strömungszuständen gehen Druckschwankungen einher. Dies wurde von Dhodapkar [13] ausgenutzt, der die Druckschwankungen gemessen und einer Frequenzanalyse unterzogen hat. Er stellte fest, dass sich jedem Strömungszustand ein

Frequenzbereich zuordnen lässt. Die Flugförderung weist hohe Frequenzen (bis zu 200 Hz) bei geringen Amplituden auf. Die Strähnenförderung besitzt deutliche Frequenzen in der Nähe von 0 Hz mit im Allgemeinen niedrigeren Amplituden. Nach [13] ist es sogar möglich, mit dieser Methode zwischen sich bewegenden Dünen und erodierenden Dünen zu unterscheiden.
Andere Arbeiten zur Charakterisierung von Strömungszuständen basieren ebenfalls auf Druckmessungen. Die Unterschiede bestehen in der Analyse der Daten. So verwenden Cabrejos/Klinzing [6] die sogenannte Rescale Analyse, die auf dem empirischen Gesetz von Hurst (Gl. (2.10)) beruht. In [6] ist R die Differenz zwischen dem maximal und minimal gemessenen Druck, σ die Standardabweichung, n eine ganze Zahl, τ die Zeitperiode und H der Hurst-Exponent.

$$\frac{R}{\sigma} = (n \cdot \tau)^H \tag{2.10}$$

Im doppelt logarithmischen Maßstab resultiert daraus in Abhängigkeit der Zeitperiode τ eine gerade Linie mit der Steigung H, die für jeden Strömungszustand charakteristisch ist. Li [38] teilt die Schwankungen der gemessenen Druckverläufe in ihre Elementarwellen auf und bestimmt so die dominierenden Frequenzbereiche der verschiedenen Strömungszustände. Diese Arbeiten zeigen, dass die Schwankungen in der Strähnenförderung mit Druckmessungen charakterisiert werden können. Allerdings sind die Vorgänge, die zu den unterschiedlichen Strömungsformen bei verschiedenen Fördergütern führen, noch nicht befriedigend verstanden. So tritt nach Cabrejos et.al. [6] die pulsierende Strömung bei der Förderung von 3 mm Polyesterpartikeln und bei 450 μm Glaskugeln auf, aber nicht bei der Förderung von 450 μm Aluminiumpartikeln. Bei der Förderung von 3 mm Polyesterpartikeln konnte, im Gegensatz zu den Versuchen mit den anderen Feststoffen, keine sich bewegende Strähne beobachtet werden.
Die Ursachen für die von Dhodapkar et.al. [13] gemessenen Druckschwankungen in der Flugförderung sind ebenfalls nicht bekannt. Diese treten auch auf, wenn die Auswirkungen aller in Betracht kommenden externen Quellen, wie Gebläse, Feststoffaufgabe, Krümmer oder Zyklon, minimiert werden. Möller [48] berichtet ebenfalls von Druckschwankungen bei der pneumatischen Förderung von staubförmigen Produkten, die sich trotz gleichmäßiger Aufgabe in Förderleitungen von mehreren hundert Metern Länge ergeben. Ähnliche Schwankungen treten nach Möller bei der Förderung von größeren Partikeln nicht auf. Darüber hinaus existieren Berichte aus der industriellen Praxis, die bei großen Förderlängen von mit der Beladung zunehmenden Förderschwankungen sprechen.

Konzentrationsschwankungen werden auch mit Computational Fluid Dynamics (CFD) theoretisch beschrieben. Wassen [77] hat in seiner Arbeit die transiente Partikelströmung für Beladungen von 0,01 bis 10 in einem horizontalen Kanal numerisch simuliert. Unter Berücksichtigung der Wandrauheit und insbesondere der Partikel-Partikelstöße bilden sich für Beladungen größer als eins Gebiete hoher Feststoffkonzentration aus. Bei Beladungen größer als zwei nehmen diese Feststoffwolken Formen an, wie sie für die pulsierende Strömung in experimentellen Arbeiten beschrieben werden ([6]). Wassen [77] gibt als Ursache für die Wolkenbildung in der Strömung Partikel-Partikelstöße an, obwohl eine vergleichende Betrachtung mit Berechnungen ohne Partikel-Partikelstöße bei Beladungen größer als zwei nicht vorliegt.

2.3 Partikel-Wandhaftung

Die gleichmäßige pneumatische Förderung von Feststoff mit Partikelgrößen kleiner 20 μm gestaltet sich aufgrund der ausgeprägten Haftneigung schwierig. So berichtet Möller [47] für die Förderung von Quarzstaub in diesem Partikelgrößenbereich von regelmäßigen Druckstößen in der Förderleitung. Der Druckverlust stieg dabei kurzzeitig auf den vierfachen stationären Wert an. Als Ursache für die Druckschwankungen ermittelte Möller das Wiederaufwirbeln von zuvor an der Wand haftendem Feststoff.
Die Haftkraft steigt mit zunehmenden Partikeldurchmesser. Die Gewichtskraft steigt mit der dritten Potenz des Partikeldurchmessers. Abb. 2.4 zeigt diesen Zusammenhang.
Die Unterteilung der Haftmechanismen erfolgt nach Rumpf [55] in Bindungen mit und ohne stoffliche Brücken. Auftretende Kräfte sind die Valenzkräfte, magnetische und elektrostatische Kräfte sowie die Molekular- oder van-der-Waals Kräfte. Bei der pneumatischen Förderung von Feststoffen sind insbesondere die van-der-Waals Kräfte und die elektrostatischen Kräfte bedeutsam. Wenn genug Feuchtigkeit vorliegt, spielen Flüssigkeitsbrücken eine entscheidende Rolle.

Die Beschreibung der Haftung mittels van-der-Waals Kräften beruht auf der Theorie von Hamaker [24]. Sie betrachtet alle relevanten intermolekularen Wechselwirkungen zwischen zwei Atomen oder Molekülen. Diese Wechselwirkungen beruhen auf der Polarisierbarkeit der beteiligten Partner und werden über die gesamten Atompaare addiert, wie von Elimelech [15] beschrieben. Die meist unbekannte Polarisierbarkeit wird mit der Hamakerkonstante

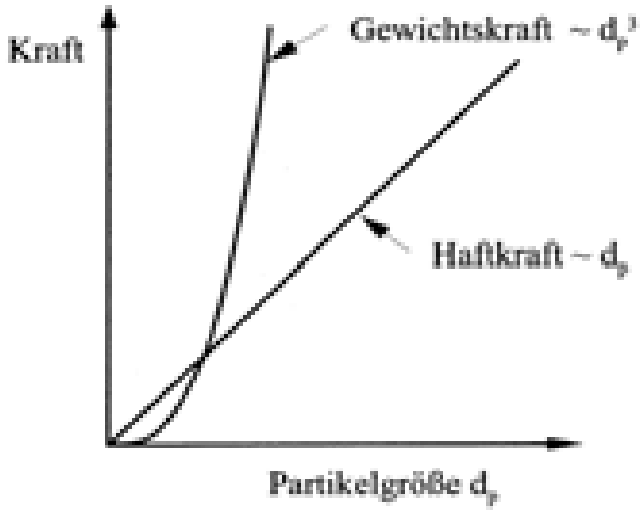

Abb. 2.4: Prinzipieller Verlauf von Haft- und Gewichtskraft

A_{12} berücksichtigt. Die Haftkraft lässt sich dann berechnen:

$$F_{vdW} = -\frac{\pi^2 \cdot A_{12} \cdot r}{12 \cdot l^2} \tag{2.11}$$

Lifshitz [40] überträgt die Beziehung auf den makroskopischen Bereich. Seine Theorie verfolgt das Modell statistischer Schwankungen in einem makroskopischen Körper. Rumpf [55] wendet das Modell von Lifshitz auf idealisierte Körper an. Die Vorstellung der Haftung zwischen zwei Partikeln und zwischen einer Partikel und einer Wand veranschaulicht Abb. 2.5.

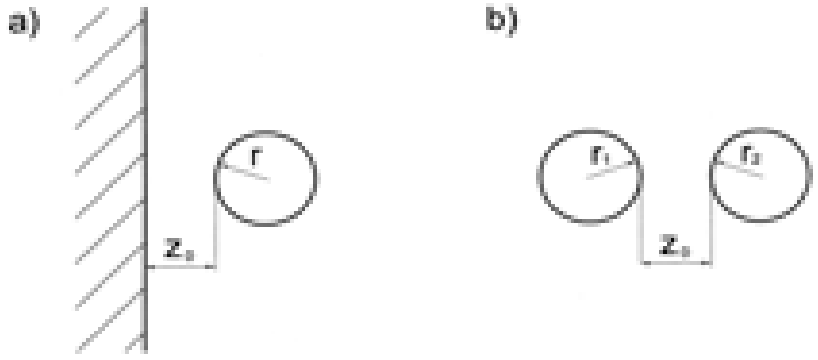

Abb. 2.5: Haftung zwischen a) Ebene-Kugel und b) Kugel-Kugel

Die Haftkräfte lassen sich wie folgt ermitteln. Für die Haftung an einer Ebene gilt:

$$F_{vdW}^{|o} = \frac{\hbar\varpi}{8 \cdot \pi \cdot z_0^2} \cdot r \tag{2.12}$$

und für die Haftung zweier Kugeln gleicher Größe:

$$F_{vdW}^{oo} = \frac{\hbar\varpi}{16 \cdot \pi \cdot z_0^2} \cdot r \tag{2.13}$$

Die Lifshitz-van-der-Waals Konstante $\hbar\varpi$ hängt vom Material der Partikel ab und wurde in experimentellen Untersuchungen ermittelt [32]. Obwohl die elektrostatischen Kräfte bei Partikelgrößen kleiner 10 μm deutlich geringer sind als die van-der-Waals-Kräfte, dürfen sie nicht vernachlässigt werden, da sie insbesondere über große Entfernungen wirken, wie Abb. 2.6 verdeutlicht.

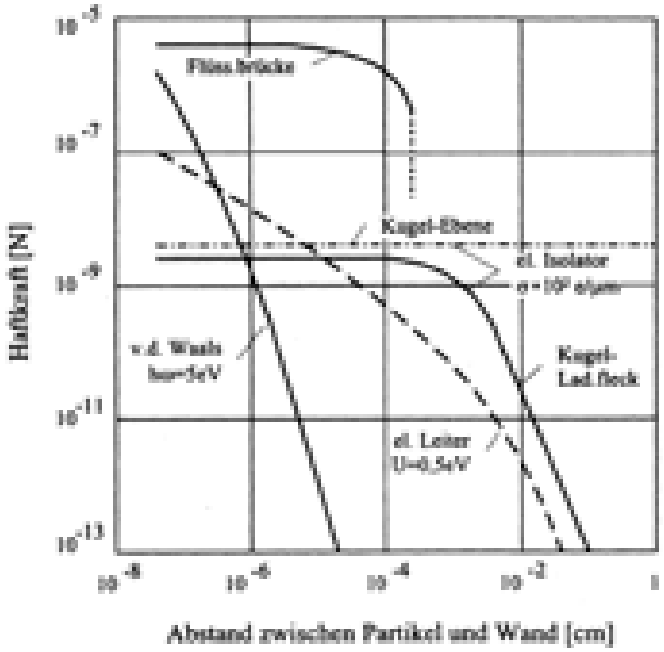

Abb. 2.6: Verlauf der Haftkraft einer 10 μm Partikel bei unterschiedlichem Wandabstand [56]

Grundsätzlich verursacht jeder Vorgang, bei dem einander berührende Oberflächen getrennt werden, eine elektrostatische Aufladung. In Gas-Feststoffströmungen lassen sich die Ladungsverteilungen nach Smigerski [65] auf zwei voneinander unabhängige Ereignisse zurückführen. Zum einen haben Stöße zwischen zwei ungeladenen Partikeln eine bipolare und symmetrische Verteilung der Ladung zur Folge. Zum anderen führt der Kontakt

zwischen unterschiedlichen Materialien (Partikel-Wandstoß) zu einer unipolaren Aufladung. Die an der Grenzfläche entstehende Ladungstrennung lässt sich nach Krupp [33] aus der Kontaktpotenzialdifferenz der Körper ableiten. In einer Gasphase herrschen drei elektrostatische Kräfte vor. Die Kraft zwischen zwei geladenen Partikeln resultiert aus der Überschussladung an der Partikeloberfläche und wird mit dem Coulombschen Gesetz (Gl. (2.14)) beschrieben [56].

$$F_C = \frac{q_P \cdot q_0}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot l^2} \tag{2.14}$$

Befindet sich eine elektrisch geladene Partikel im Abstand l zu einer neutralen Oberfläche, kommt es zu einer Verschiebung der Elektronen innerhalb der Oberflächen. Die Partikelladung wird innerhalb der Oberfläche durch einen Ladungsfleck gleicher Größe, aber entegegengesetzter Polarität gespiegelt. Hieraus resultiert nach Schöttmer [58] die Bildkraft F_B. In der Literatur erfolgt deren Beschreibung unterschiedlich. Eine auch in anderen Untersuchungen ([58], [35], [4]) eingesetzte Gleichung wurde von Gotoh et.al. [23] für die Wechselwirkung einer geladenen Partikel mit der Rohrwand aufgestellt:

$$F_B = \frac{q_P^2}{16 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot l^2} \tag{2.15}$$

Die Beziehung (2.15) gilt für den Vorgang der Anziehung.
Zur dritten elektrostatischen Kraft kommt es bei der Berührung zweier Körper. Dabei führt das Streben nach dem thermodynamischen Gleichgewicht zu einer Ladungsverschiebung hin zu dem Körper mit der größeren Austrittsarbeit. Es bildet sich eine elektrische Doppelschicht aus, die sich nach Deryaguin [12] berechnen lässt.

$$F_{DS} = 2 \cdot \pi \cdot \sigma_A^2 \cdot A \tag{2.16}$$

Die dritte für die Gas-Feststoffströmung relevante Haftkraft beruht auf der Ausbildung von Flüssigkeitsbrücken. Zimon [81] zufolge wirken die Flüssigkeitsbrücken als Haftkraft zwischen den Partnern, wenn die Luftfeuchtigkeit größer als 62 % ist. Sie wird aus dem Kapillardruck und der Oberflächenspannung der Flüssigkeit berechnet (z.B. [61]).
Insbesondere in trockener Umgebung beeinflussen die Oberflächenrauheiten die van-der-Waals- und die elektrostatische Kraft grundlegend [59]. Schubert [59], Rumpf [55, 56] und Nagel [50] gehen detailliert auf den Rauheitseinfluss ein.

Für die Beschreibung des dynamischen, komplexen Haftvorgangs in einer Förderleitung müssen, zusätzlich zum Modell zur Beschreibung der Haftung, die Strömungsvorgänge berücksichtigt werden.

Friedlander/Johnstone [21] zeigten als erste, dass für elektrisch neutrale Partikeln größer 1 μm die Partikelablagerung aus turbulenten Strömungen hauptsächlich von ihrer Trägheit abhängt. Das Modell vernachlässigt die Turbulenz in Wandnähe, da es bei Erreichen eines bestimmten Wandabstandes l die Annahme eines freien Fluges der Partikel in Richtung Wand macht. Cleaver/Yates [9] bemängeln diesbezüglich dieses Modell und beziehen in ihre eigene Theorie kohärente Wirbel in der Wandnähe ein. Diese Wirbel wurden von Owen [53] als Ursache für den Partikeltransport in Wandrichtung genannt.

Fichman [17] und Fan/Ahmadi [16] erweitern das Modell von Cleaver/Yates [9] um die Auftriebs- bzw. die Auftriebs- und Gewichtskraft. Wandrauheiten werden von Browne [5], Wood [80] und von Fan/Ahmadi [16] berücksichtigt.

Die Betrachtung der Haftmechanismen unterliegt stark vereinfachenden Annahmen. Eine explizite Auflösung der Haftkräfte erfolgt meist nicht. So nehmen Kallio/Reeks [29] in ihren umfangreichen numerischen Untersuchungen an, dass die Partikeln bei Wandkontakt haften bleiben, so dass ihr Modell eigentlich nur für die Ablagerung von Tropfen gilt. Fan/Ahmadi [16] definieren die Haftkräfte ebenfalls nicht. Andere, wie Vatistas [74], setzen sie mit der Ablösekraft der Strömung gleich, ohne näher auf diese einzugehen. Eine weitere Betrachtungsweise ist die Definition eines bestimmten Wandabstandes, bei dessen Erreichen die Partikeln von der Wand angezogen und als haftend betrachtet werden ([21], [16]).

Eine genaue Betrachtung des Partikel-Wandstoßes erfolgt bei Li/Ahmadi [39] und bei Löffler/Muhr [41]. Beide verwenden einen Ansatz, der auf die Energiebilanzierung um den Wandstoß nach einem Vorschlag von Friedlander [20] zurückgeht. Die Untersuchungen resultieren in Grenzgeschwindigkeiten, bei deren Unterschreitung Haftung auftritt. Anders als bei den übrigen Modellen wird in dieser Modellbildung der Haftmechanismus nach van-der-Waals über die Einführung einer Oberflächenenergie berücksichtigt.

Die elektrostatische Aufladung wird von Lang [37] berücksichtigt, der das Verhalten von elektrostatisch geladenem Staub in einer Rohrleitung untersuchte. Er stellt fest, dass bei einer Partikelladung von 10 Elementarladungen die Coulombkräfte eine Partikel-Wandhaftung verursachen, die alle anderen Effekte ausschaltet. Das Modell von Opiolka [52] berücksichtigt bei der Partikel-Wandhaftung in einer Staupunktsströmung die Bild- und die Coulombkraft als elektrostatische Kräfte. Danach kann bei gleichzeitigem Auftreten von Coulomb- und Bildkraft letztere vernachlässigt werden. Darüber hinaus beeinflussen elektrostatische Kräfte

nicht die typische Bereichseinteilung der die Haftung bestimmenden Faktoren. Nach dieser Bereichseinteilung bestimmt für Partikeln zwischen 1 μm und 10 μm die Sedimentation und bei Partikeln zwischen 0,01 μm und 0,1 μm die Diffusion die Partikel-Wandhaftung. Im Bereich zwischen 0,1 μm und 1 μm überlagern sich diese Effekte. Nach Opiolka [52] führen elektrostatische Kräfte in jedem Bereich zu einer Erhöhung der Partikel-Wandhaftung.

2.4 Konzentrationsmesstechnik bei der pneumatischen Förderung von Feststoffen

Für die Bestimmung der Feststoffkonzentration in Gasströmungen gibt es viele Messverfahren für spezielle Anwendungsgebiete. Diese sind durch die Art der Messgrößen und die geforderte Genauigkeit hinsichtlich der Konzentrationswerte bedingt.
Die isokinetische Feststoffabsaugung stellt ein Verfahren dar, das in Bezug auf die Messgröße keine Begrenzung besitzt, da es die örtliche Massenstromdichte direkt erfasst. Über eine Sonde wird mit der örtlichen Gasgeschwindigkeit ein Teilstrom während der Messzeit Δt abgesaugt und die Partikelmasse in einem Filter abgeschieden. Neben der Wägung der abgeschiedenen Masse ist auch eine anschließende Partikelgrößenanalyse möglich.
Daneben gibt es Verfahren, deren Messgröße ein indirektes Maß für die Feststoffkonzentration darstellt.
Bei einer Stabsonde wird der triboelektrische Effekt von auf der Sonde aufprallenden Partikeln ausgenutzt und als Maß für den Feststoffmassenstrom verwendet. Diese Verfahren haben den Nachteil, dass sie die Strömung stören. Es entstehen Staupunkte und Deformationen der Stromlinien entlang der Sonde, die auf die Strömung der Partikeln zurückwirken. Die Sonde muss deutlich kleiner als der Rohrdurchmesser sein, damit die Störung der Strömung gering bleibt. Zu klein darf die Sonde aber auch nicht sein, da eine repräsentative Probennahme/Messung nur dann gelingt, wenn der Sondendurchmesser deutlich größer als die Partikel ist.
Diese Nachteile besitzen berührungslose Messsysteme nicht. Dazu gehören alle optischen Systeme, bei denen das Licht über Fenster Zugang zu dem Messort erhält. Der Einsatz von Lasern ist aufgrund des großen apparativen und finanziellen Aufwandes nur gerechtfertigt, wenn die Strömungsgrößen der kontinuierlichen und der dispersen Phase von Interesse sind. Die lokale Feststoffkonzentration wird bei der Phasen-Doppler-Anemometrie (PDA)

als Partikelanzahlkonzentration angegeben. Die PDA beruht auf der Auswertung des durch die Partikel verursachten und unter verschiedenen Winkeln detektierten Streulichts. Eine detaillierte Beschreibung des PDA-Verfahrens ist bei Triesch [71] zu finden. Ein anderes optisches Verfahren, das ebenfalls eine Anzahlkonzentration liefert, ist das Streulichtverfahren. Das Prinzip veranschaulicht Abb. 2.7.

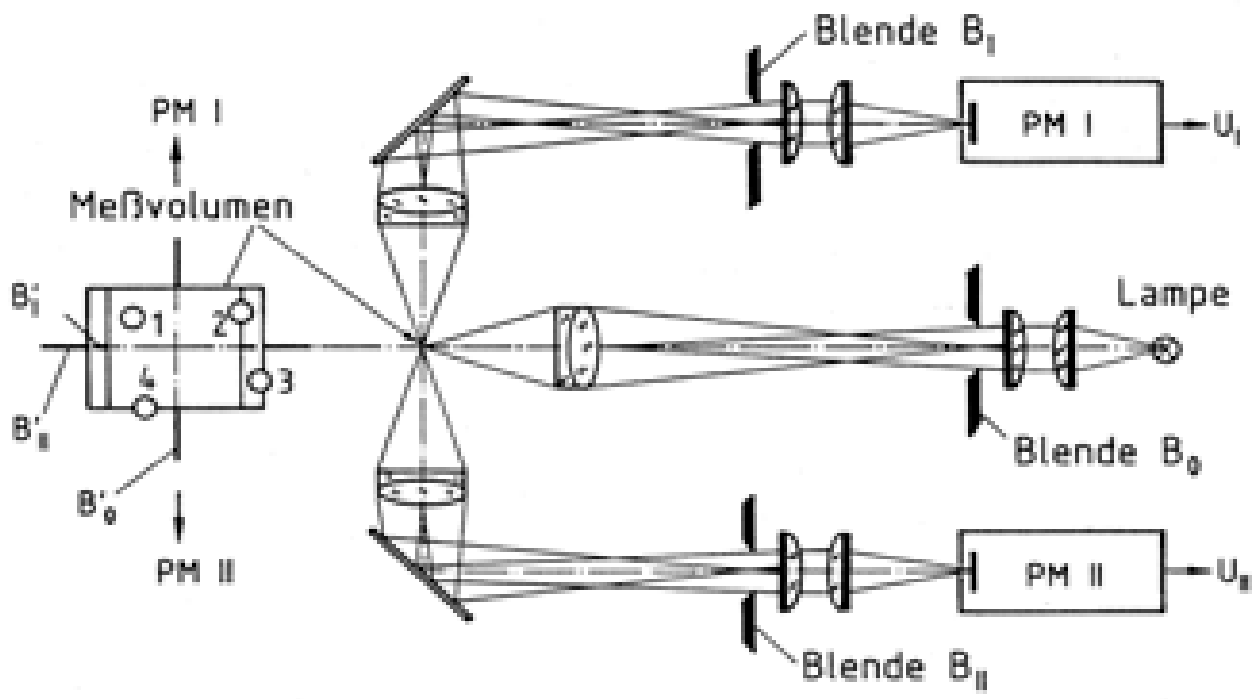

Abb. 2.7: Prinzip des Streulicht-Partikelgrößen-Zählgerätes nach Umhauer [73]

Eine Weißlichtquelle leuchtet einen kleinen Rechteckbereich in der Strömung homogen aus. Das an der den Rechteckbereich durchfliegenden Partikel gestreute Licht wird von den Empfangssystemen PM I und PM II detektiert und in Spannungsimpulse umgewandelt. Die Auszählung der Impulse und die Auswertung der Impulshöhe führt auf die Partikelanzahlkonzentration und die Partikelgrößenverteilung.
Diese optischen Methoden haben den Nachteil, dass sie auf geringe Anzahlkonzentrationen beschränkt sind. Mit ansteigender Konzentration steigt die Wahrscheinlichkeit, dass sich in dem Messbereich mehr als eine Partikel befindet. Dies führt zu fehlerhaften Messergebnissen. Ein weiteres optisches Verfahren, das auch für größere Anzahlkonzentrationen geeignet ist, stellt die Durchlichtmessung dar. Dabei wird die durch die Partikeln verursachte Abnahme der Lichtintensität gemessen.

Ab Feststoffkonzentrationen $\mu > 30\ kg/kg$ ist in pneumatischen Förderleitungen ein kapazitives Messsystem einsetzbar. Mit zwei Messkondensatoren wird die Feststoffgeschwindigkeit und mit einem weiteren die Feststoffkonzentration gemessen. Den prinzipiellen Aufbau eines Messaufnehmers zeigt Abb. 2.8.

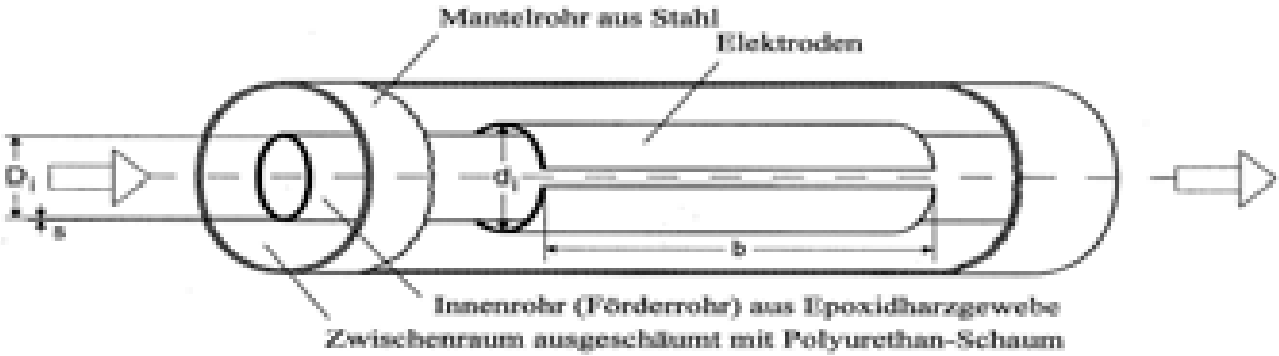

Abb. 2.8: Mechanischer Aufbau eines kapazitiven Messaufnehmers

Gas und Feststoff strömen durch das Innenrohr, das aus einem elektrisch nicht leitenden Epoxidharzgewebe besteht. Auf der äußeren Oberfläche des Innenrohres sind die Elektroden des Messkondensators befestigt. Beim Passieren zweier Kondensatoren erzeugen die Feststoffpartikeln Kapazitätsschwankungen. Mit dem bekannten Abstand der Kondensatoren und der gemessenen Zeitverzögerung zwischen den beiden Signalen wird die Feststoffgeschwindigkeit berechnet. Für die Konzentrationsmessung ist ein Kondensator ausreichend, da die durch die Partikeln hervorgerufene absolute Kapazitätsänderung im Vergleich zur Leerrohrkapazität proportional zur Feststoffkonzentration ist. Wegen der Abhängigkeit der Messung von den Dielektrizitätskonstanten des Gases und des Feststoffes, sowie von der Geometrie des Messrohres, ist hier im Gegensatz zur Geschwindigkeitsmessung eine Kalibrierung erforderlich. Eine ausführliche Beschreibung eines kapazitiven Messsystem ist bei [2] zu finden.

Eine weitere Möglichkeit, die in der Förderleitung entstehende elektrostatische Ladung messtechnisch auszunutzen, ist die elektrostatische Aufladung von Partikeln, die auf natürliche Weise, z.B. durch Reibung oder Bruch, entsteht. Beim Durchtritt der geladenen Partikeln durch einen Metallring erzeugen die Partikeln ein Ladungssignal gegenüber der geerdeten Förderleitung. Daraus resultiert ein Stromrauschen, das vom Massendurchsatz, der Fördergeschwindigkeit und dem Feststoffmaterial abhängt. Unter der Voraussetzung konstanter Fördergeschwindigkeit erfolgt eine eindeutige Zuordnung des Signals zum Feststoffmassenstrom. Wie bei den kapazitiven Messsystemen ist es auch hier möglich, die Fördergeschwindigkeit mit zwei in Reihe geschalteten Messaufnehmern zu bestimmen.

Ein ganz anderes Messprinzip beruht auf der Mikrowellenmesstechnik. Hier wird die durch den Feststoff verursachte Veränderung der Mikrowellen detektiert und als Maß für die Beladung verwendet. Da dieses Messprinzip im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz kommt, erfolgt eine genaue Beschreibung in Kapitel 3.2.2.

3 Experimentelle Untersuchungen

Ziel der experimentellen Untersuchungen ist es, die von Möller [48] beobachteten Konzentrationsschwankungen zu charakterisieren. Von diesen Schwankungen ist bisher nur bekannt, dass sie bei der Förderung staubförmiger Feststoffe in langen Förderstrecken bei großen Beladungen auftreten.
In diesem Kapitel werden die verwendeten Versuchsanlagen und Messgeräte vorgestellt. Nach der Schilderung der Versuchsdurchführung erfolgt in Abschnitt 3.4 die Darstellung und Diskussion der Messergebnisse.

3.1 Versuchsanlage

Für die experimentellen Untersuchungen wurde aufgrund der einfacheren Handhabung zunächst eine Förderanlage mit Feststoffrückführung gebaut. Diese Anlage diente zum Sammeln von Erfahrung im Umgang mit adhäsivem Pulver. Die Kalibrierung der Aufgabevorrichtung sowie der Konzentrationsmessgeräte fand an dieser Anlage statt. Des Weiteren wurden Messungen zur Bestimmung des Haftverhaltens in Abhängigkeit der Fördergeschwindigkeit und der Feststoffkonzentration sowie erste Versuche mit freifließenden Partikeln durchgeführt.
Um den Einfluss der Krümmer auf die Schwankungen auszuschließen, erfolgte ein Umbau zu einer Anlage ohne Rückführung. Das Prinzip der Saugförderung wird dabei nicht verändert. Der Rohrleitungsdurchmesser beträgt 50 mm. Im Folgenden werden beide Anlagen vorgestellt.

3.1.1 Versuchsanlage mit Rückführung

Der Aufbau der Versuchsanlage mit Rückführung ist in Abb. 3.1 dargestellt.

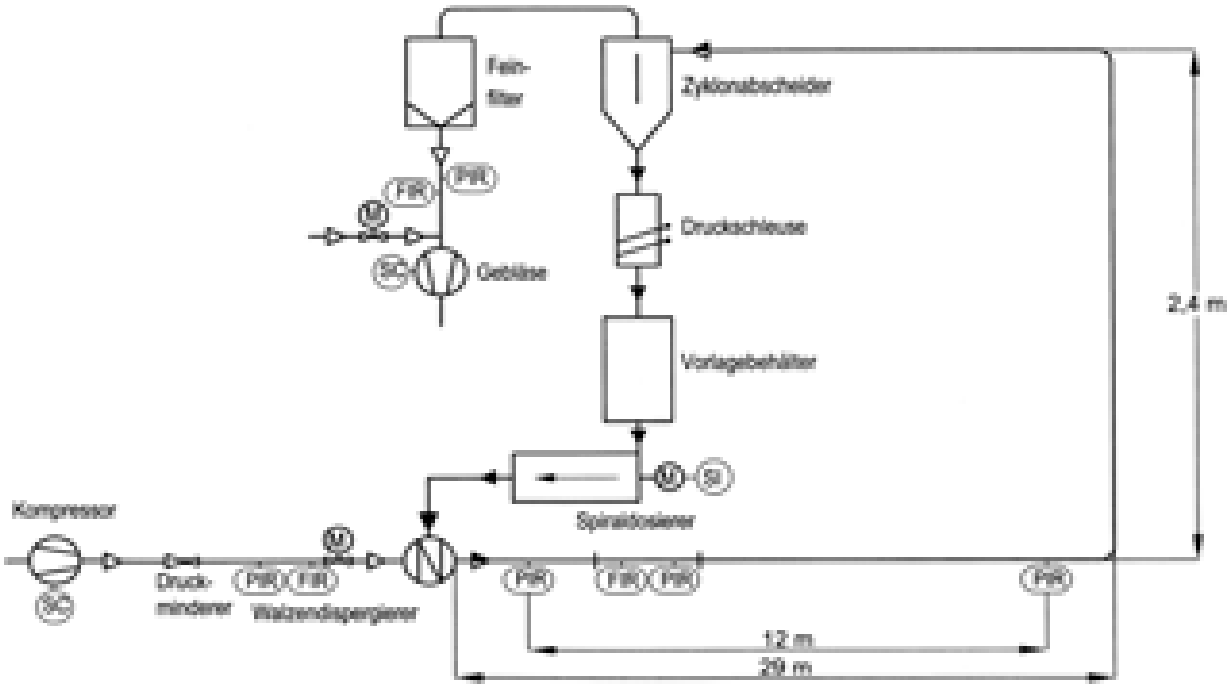

Abb. 3.1: Versuchsanlage mit Rückführung

Der Feststoff wird mit einem Spiraldosierer aus dem Vorlagebehälter dem Walzendispergierer zugeführt. Dieser von der Firma LTG in Karlsruhe entwickelte Walzendispergierer ist für kohäsive Schüttgüter und Produktmengen bis zu 1,4 t/h geeignet. Die Funktionsweise zeigt Abb. 3.2.

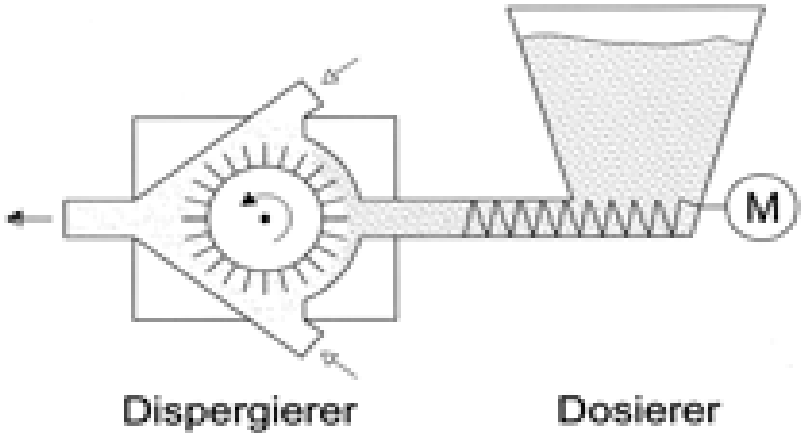

Abb. 3.2: Feststoffaufgabe für kohäsive Feststoffe

Der vom Spiraldosierer geförderte Feststoff staut sich im Verbindungsrohr zum Dispergierer zu einem Feststoffzylinder an. Von dem Feststoffzylinder werden die Partikeln von der mit Stiften besetzten, rotierenden Walze abgetragen. Die tangential zugeführte Druckluft bläst die Partikeln von der Walze über eine Düse in die Förderleitung. Mit dieser Aufgabevorrichtung wird eine über dem Querschnitt gleichmäßige Aufgabe gewährleistet. Darüber hinaus führt das Aufstauen des Feststoffs im Verbindungsrohr zwischen Spiralförderer und Dispergierer zur Minimierung der durch die Spirale verursachten Förderschwankungen. Dittler [14] weist in seiner Arbeit die Dispergierfähigkeit dieses Systems nach. Die zur Dispergierung benötigte Druckluft stellt ein Kompressor bereit. Mit einem Druckminderer und einem Stellventil erfolgt die Steuerung des Einblasvolumenstroms. Entlang der horizontalen Förderstrecke sind zwei Druckaufnehmer der Serie PDCR 10/35 der Firma Druck Limited, Großbritannien, und das Konzentrationsmessgerät montiert. Mit einem Druckaufnehmer, der einen Messbereich bis 35 kPa aufweist, wird der Druckverlust über 12 m gemessen. Die Bohrung für den zweiten Druckaufnehmer, mit einem Messbereich bis 17,5 kPa, ist direkt neben dem Konzentrationsmessgerät angebracht. Beide Druckaufnehmer besitzen eine Genauigkeit von 0,1% vom Endwert und eine zeitliche Auflösung von 300 Hz, was für diese Untersuchung ausreichend ist. Das Konzentrationsmessgerät kann in der Rohrleitung entlang der 29 m langen Förderstrecke axial versetzt werden.

Am Ende der Rückführung wird der Feststoff mit einem Zyklon abgeschieden und gelangt über eine Druckschleuse in den Vorlagebehälter. Für eine Anpassung an den geförderten Feststoffmassenstrom ist der Takt der Druckschleuse einstellbar. Ein abreinigbarer Schlauchfilter schützt das Drehkolbengebläse, das einen Volumenstrom von 340 m^3/h bei einem maximalen Unterdruck von 0,3 $mbar$ zur Verfügung stellt. Über einen Bypass lässt sich der Volumenstrom in der Messstrecke zwischen 70 m^3/h und 250 m^3/h einstellen. Hinter dem Filter ist ein Druckaufnehmer und ein Wirbelfrequenzzähler eingebaut, mit dem der Betriebsvolumenstrom bestimmt wird.

Die Messdatenerfassung und -verarbeitung erfolgt mit der kommerziellen Software LABVIEW 5.1.

3.1.2 Versuchsanlage ohne Rückführung

Die Anlage ohne Rückführung ist in Abb. 3.3 dargestellt. An den Abmessungen der horizontalen Messstrecke wurde nichts geändert. Der wesentliche Unterschied neben der fehlenden Rückführung ist die ausgebaute Druckschleuse. Stattdessen wurde der Auffangbehälter druckdicht ausgeführt. Aufgrund des geringeren Gesamtdruckverlustes ist der Volumenstrom in der Messstrecke von 130 m^3/h bis 280 m^3/h einstellbar.

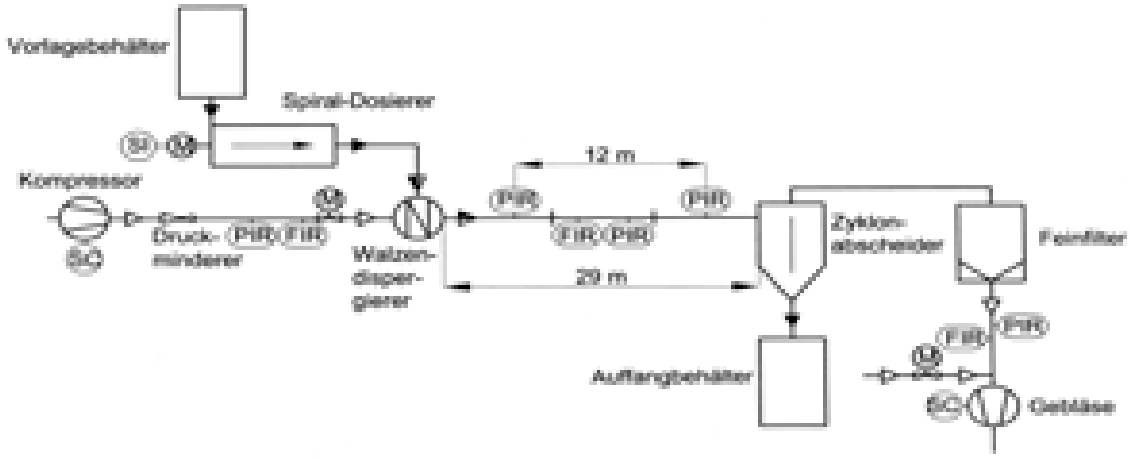

Abb. 3.3: Versuchsanlage ohne Rückführung

3.2 Konzentrationsmessgeräte

Um externe Quellen von Konzentrationsschwankungen auszuschließen, muss die Konzentrationsmessung berührungslos sein. Dies bedeutet, dass Sondenmessgeräte für diese Aufgabenstellung nicht geeignet sind. Des Weiteren sind die Konzentrationen zu groß für den Einsatz von Messgeräten zur Partikelzählung (LDA, PDA, oder Streulicht). Für kapazitive Aufnehmer sind die Konzentrationen zu gering. Diese Anforderungen haben zur Folge, dass prinzipiell nur zwei Messgeräte in Betracht kommen. Die im Folgenden vorgestellten Geräte wurden mit unterschiedlichem Erfolg eingesetzt.

3.2.1 Optisches Konzentrationsmessgerät

Zunächst kam das optische Durchlichtmessgerät 116/AF16 der Firma optek Danulat (Essen) zum Einsatz. Dabei wird die Lichtschwächung beim Durchtritt durch die Gas-Feststoffströmung für die Bestimmung der Feststoffvolumenkonzentration genutzt. Die Weißlichtlampe sowie der Detektor sind in einer Ebene senkrecht zur Strömung gegenüberliegend an der Rohrleitung angebracht, wie aus Abb. 3.4 ersichtlich ist.

Abb. 3.4: Optisches Konzentrationsmesserät 116/AF16 der Firma optek danulat

Der Einbau in die Förderleitung erfolgt in der Weise, dass sich die Lampe-Detektorebene in der Horizontalen befindet. Da der gebündelte Lichtstrahl eine begrenzte Ausdehnung von 16 mm hat, ist das Messgerät nur für Strömungen geeignet, in denen die disperse Phase homogen über den Querschnitt verteilt ist. Die das Messvolumen durchströmenden Partikeln streuen und reflektieren das Licht, so dass die Intensität des detektierten Lichtes von dem emittierten abweicht. Das Lambert-Beer'sche Gesetz (Gl. (3.1)) gibt den Zusammenhang zwischen der Abnahme der Lichtintensität I_e/I_i entlang des Rohrinnendurchmessers D_i und der Feststoffkonzentration c_v wieder:

$$\frac{I_e}{I_i} = 10^{-\alpha_\lambda c_v D_i} \tag{3.1}$$

Abhängig vom Absorptionskoeffizienten α_λ, einer lichtwellenabhängigen Materialeigenschaft, wird die Feststoffvolumenkonzentration c_v bestimmt.

Das Messgerät ist an einen Messumformer angeschlossen. Über einen mA-Ausgang werden die Daten an die Messkarte des PC zur Auswertung übertragen. Die zeitliche Auflösung des Messumformers beträgt 0,1 s. Nach Herstellerangaben ist das Messgerät für Beladungen kleiner zwei und für jede Partikelgröße geeignet.

3.2.2 Mikrowellenmessgerät

Das zweite eingesetzte Messgerät beruht auf der Beeinflussung von Mikrowellenstrahlung durch den Feststoff. Die Funktionsweise des Messgerätes SolidFlow der Firma SWR engineering (Auggen) zeigt Abb. 3.5.

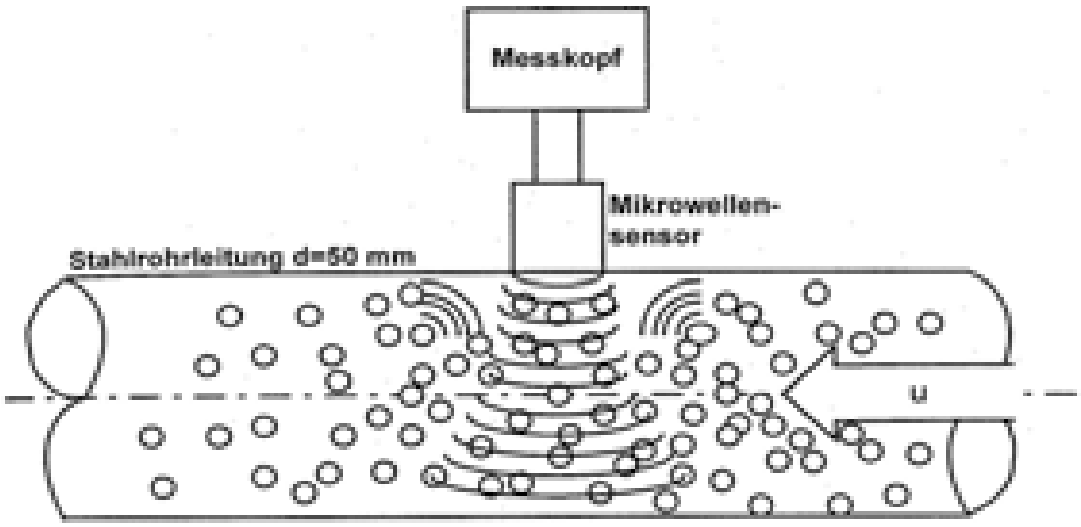

Abb. 3.5: Messprinzip eines Mikrowellenmessgeräts

Der Messkopf steht vertikal zur Rohrleitung in einer Bohrung und schließt mit dem Innendurchmesser des Rohres ab. Im Messkopf sind Sender und Empfänger integriert. Die vom Sender ausgehenden Mikrowellen werden von der Rohrwand reflektiert und vom Empfänger detektiert. Dies entspricht bei einem feststofffreien Rohr dem Nullsignal. Feststoffpartikeln reflektieren einen Teil der Mikrowellen, so dass jede Partikel im Messquerschnitt einen vom Nullsignal differierenden Spannungsimpuls erzeugt. Die Größe des Impulses ist vom Material, der Partikelgröße und der Partikelgeschwindigkeit abhängig. Dieses Messverfahren wird ausschließlich in metallenen Rohrleitungen eingesetzt, da die Rohrwand die Mikrowellen in der Leitung bündeln muss, um eine Signalverstärkung zu bewirken. Solange die an der Wand haftenden Partikeln keine Dämpfung des Signals verursachen, kann dieses Messverfahren auch bei kohäsiven Partikeln eingesetzt werden.

Der Messkopf ist mit einem Vorverstärker verbunden, an dem über ein Potenziometer der Messbereich eingestellt wird. Das Ausgangssignal des Vorverstärkers wird an den Messumformer weitergeleitet, der den Messwert als Spannungswert zwischen 0 und 5 V anzeigt. Mit der Messkarte erfolgt die Übertragung der am mA-Ausgang zur Verfügung stehenden Daten zum PC. Die zeitliche Auflösung beträgt 0,1 s.

3.3 Versuchsdurchführung

Die Versuche werden mit vier verschiedenen Feststoffen durchgeführt. Der Schwerpunkt der Untersuchungen liegt bei Partikeln kleiner als 20 μm. Deshalb werden Quarzmehl SF6000 mit einer mittleren Partikelgröße von 3 μm und einer Dichte von $\rho_P = 2650\ kg/m^3$ sowie Glaskugeln der Firma Sigmund Lindner mit einer mittleren Partikelgröße von 3,9 μm (Glaskugeln A) eingesetzt. Für die Überprüfung des Einflusses der Partikelgröße kommen auch Glaskugeln mit einer mittleren Größe von 40 (Glaskugeln B) und 285 μm (Glaskugeln C) zum Einsatz. Die Summenverteilungen sind in Abb. 3.6 und Abb. 3.7 dargestellt. Die Glaskugeln haben eine Dichte von $\rho_P = 2500\ kg/m^3$.

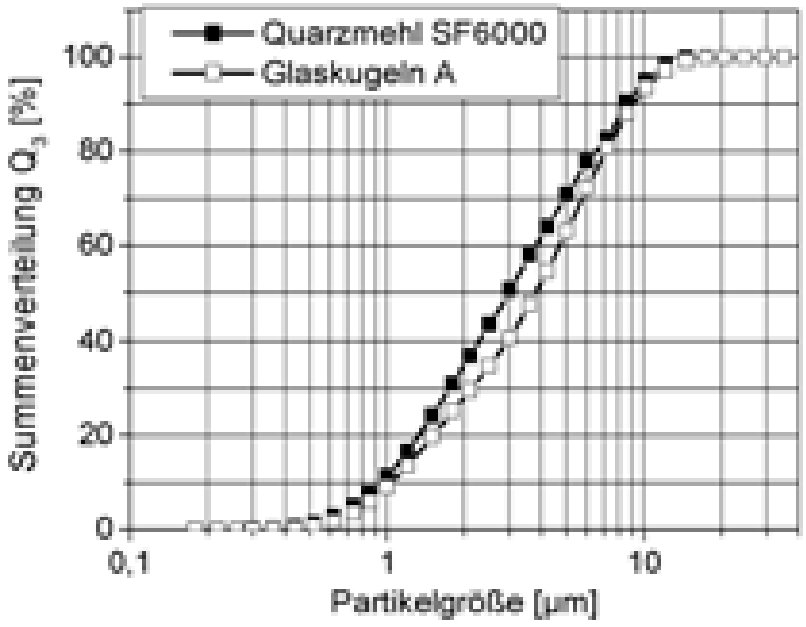

Abb. 3.6: Summenverteilung der Partikeln kleiner als 10 μm

Zur Bearbeitung der Messdaten werden die analogen Messsignale digitalisiert. Die dafür notwendige Programmierung und Erstellung einer Steueroberfläche erfolgt unter LABVIEW. Dieses Programm ermöglicht die Einstellung aller Parameter zur Datenerfassung und -

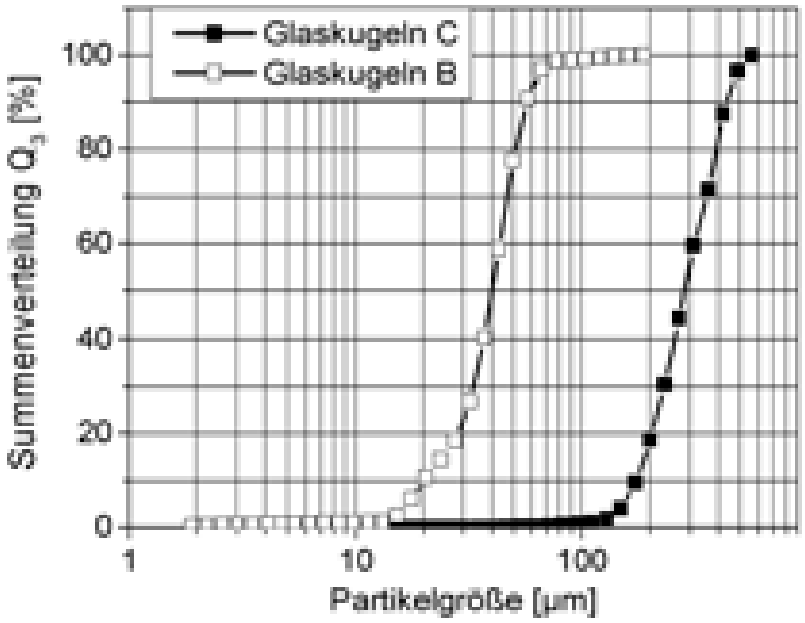

Abb. 3.7: Summenverteilung der Partikeln größer als 10 μm

bearbeitung. Dazu gehören die Definition der verwendeten Kanäle, die auch die Skalierung der Signale beinhaltet, die Einstellung der Abtastrate sowie die Datenspeicherung. Vorversuche zeigten, dass eine Abtastrate von 128 Hz ausreichend ist, da nur Schwankungen in einem Bereich kleiner als 20 Hz gemessen werden.

Bei der Untersuchung der Konzentrationsschwankung kommt der Feststoffaufgabe eine besondere Bedeutung zu. Eine gleichmäßige Dispergierung mit gleichzeitiger Minimierung der durch die Spiraldrehzahl aufgeprägten Förderschwankungen wird durch den Walzendispergierer gewährleistet. Der Dispergiervolumenstrom wird dabei immer so eingestellt, dass die Eintrittsgeschwindigkeit am Düsenaustritt des Dispergierers etwas geringer als die Fördergeschwindigkeit ist.

Allerdings ist der Walzendispergierer nicht in der Lage, große Schwankungen am Austritt aus dem Vorlagebehälter auszugleichen. Während ein gleichmäßiger Austrag aus einem Behälter für freifließende Schüttgüter kein Problem darstellt, sind Schwankungen bei kohäsiven Schüttgütern kaum zu vermeiden. Der ungleichmäßige Austrag ist insbesondere bei volumetrischen Dosierern problematisch, da diese nicht geregelt werden können, wie es bei gravimetrischen Dosierern möglich ist [79]. Deshalb werden häufig Rührwerke in den Vorlagebehälter eingebracht, um die Schüttdichte über der Behälterhöhe und damit den Austrag zu vergleichmäßigen ([79], [75]). Bei dem eingesetzten Spiraldosierer handelt es sich um einen volumetrisch arbeitenden Apparat, der das Quarzmehl stark schwankend austrägt,

wie Abb. 3.8 verdeutlicht. Bei diesen Versuchen wurde der Vorlagebehälter vollständig geleert. Folglich treten bei großen und bei kleinen Füllständen Förderschwankungen auf, die sich insbesondere bei großen Drehzahlen auswirken. Zur Verbesserung des Austrags wurde deshalb ein Rahmenrührer eingebaut, der sich von direkt oberhalb der Förderspirale über die gesamte Behälterhöhe erstreckt. Zusätzlich ist er in Drehrichtung geneigt, um das Schüttgut aufzulockern. Die Verbesserung des Verhaltens für große Förderdrehzahlen zeigt Abb. 3.9.

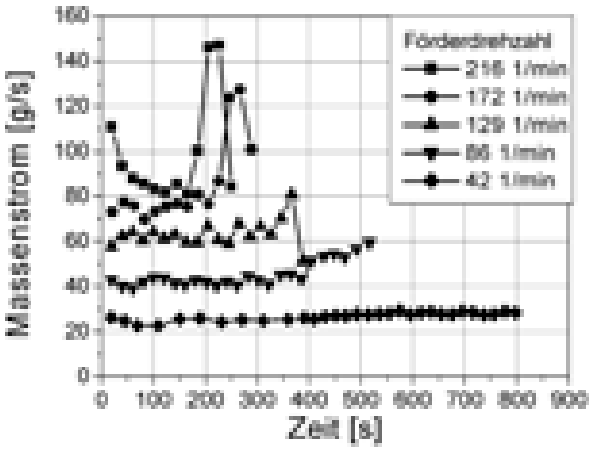

Abb. 3.8: Zeitverhalten des Spiraldosierers bei Quarzmehl mit $d_{P,50} = 3\ \mu m$

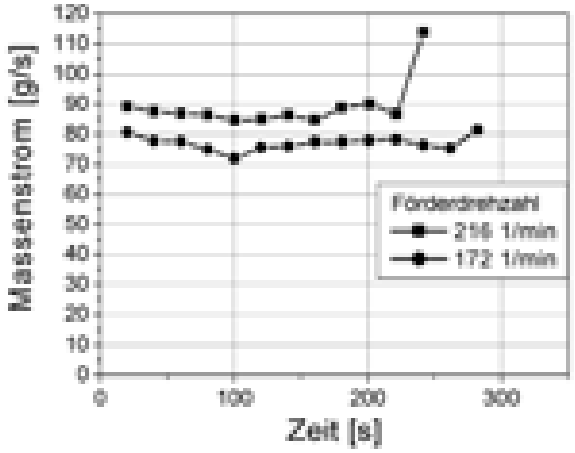

Abb. 3.9: Verbesserter Dosierung bei Quarzmehl mit $d_{P,50} = 3\ \mu m$ durch den Einsatz eines Rahmenrührers

Die Partikel-Wandhaftung bei der Förderung von Partikeln kleiner 20 μm wurde ebenfalls untersucht. Sie tritt bei der Förderung des Quarzmehls auf und führt zu einer Druckverlusterhöhung sowie einer ungleichmäßigen Förderung, wie Abb. 3.10 zeigt.

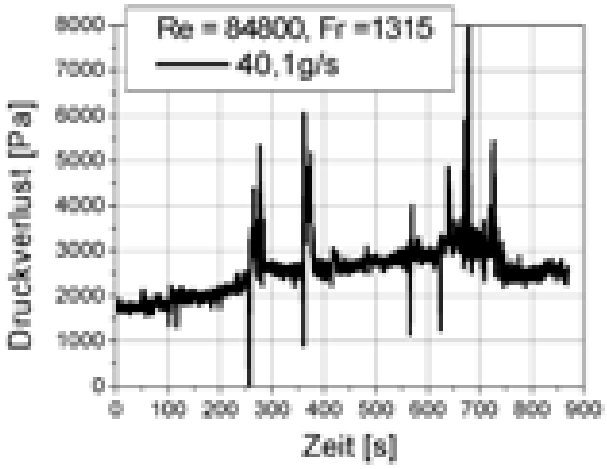

Abb. 3.10: Druckverlustverlauf bei der Förderung von Quarzmehl mit $d_{P,50} = 3\ \mu m$

Nach 50 s beginnt die Dosierung. Direkt im Anschluss daran steigt der Druckverlust stetig an, obwohl der Feststoffmassenstrom und die Fördergeschwindigkeit konstant gehalten werden. Zusätzlich treten in unregelmäßigen Abständen Druckstöße auf, die durch Wiederaufwirbelungen von haftendem Feststoff entstehen. Nach 750 s wird die Feststoffdosierung gestoppt. Trotzdem verbleibt der Druckverlust auf einem deutlich höherem Niveau als zu Anfang bei sauberem Rohr. Die durch die Gasströmung aufgeprägten Scherkräfte sind offensichtlich nicht ausreichend, um die haftenden Partikeln zu entfernen. Abb. 3.11 zeigt das Rohr nach der Förderung. An der Rohrinnenwand ist die Partikelschicht zu erkennen. Die ungleichmäßige Oberfläche in der oberen Rohrhälfte ist durch Wiederaufwirbelungen von Feststoff verursacht.

Abb. 3.11: Partikelschicht an der Rohrwand nach Förderung von Quarzmehl mit $d_{P,50} = 3\ \mu m$

In Bezug auf die Schwankungsuntersuchungen stören die durch Wiederaufwirbelung bedingten Druckstöße, da sie andere Schwankungen überlagern. Um diese Schwankungsquelle auszuschließen, muss die Wandhaftung und damit die Wiederaufwirbelung vermieden werden.

Wie im Folgenden erläutert wird, beeinträchtigt die Wandhaftung darüber hinaus die Konzentrationsmessung. Um das optische Messgerät einsetzen zu können, wurde die Aufnahme der Lampe und des Detektors mit Spülluftbohrungen versehen. Es zeigte sich, dass die Messfenster kontinuierlich mit Drücken bis zu 5,5 *bar* freigeblasen werden müssen. Dieses Freiblasen beeinflusst die Strömung und die Wandhaftung lokal erheblich, wie Abb. 3.12 verdeutlicht. Die dort abgebildete Wandschicht von ca. 5 mm Dicke baut sich durch von den Messfenstern abgeblasene Partikeln auf.

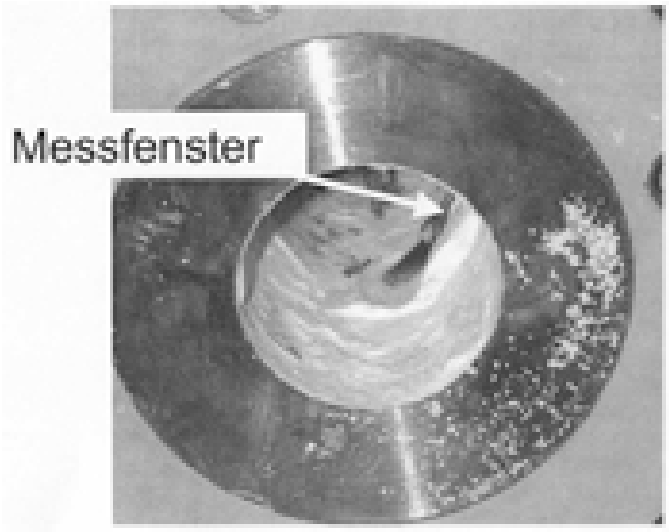

Abb. 3.12: Partikelschicht nach dem Freiblasen der Messfenster

Die Kalibrierung offenbart eine weitere Begrenzung des Messgerätes. Aufgrund der hohen Anzahlkonzentration der feinen Partikeln ist die Oberfläche und damit die optische Dichte relativ groß. Dies hat zur Folge, dass lediglich bis zu einer Beladung von 0,8 verwertbare Signale erzielt werden. Deshalb wurde mit dem Mikrowellenmessgerät gearbeitet. Dieses Messgerät liefert auch bei kohäsiven Partikeln bis zu einer gewissen Dicke ($\approx 50\mu m$) der sich ausbildenden Partikelschicht verwertbare Signale. Wenn diese Schichtdicke so groß ist, dass die Rohrwand die Mikrowellen nicht mehr verstärkt, sondern dämpft, stößt auch dieses Messprinzip an seine Grenzen. In Abb. 3.13 ist der Signalverlauf des Konzentrationsmessgerätes über der Zeit aufgetragen.

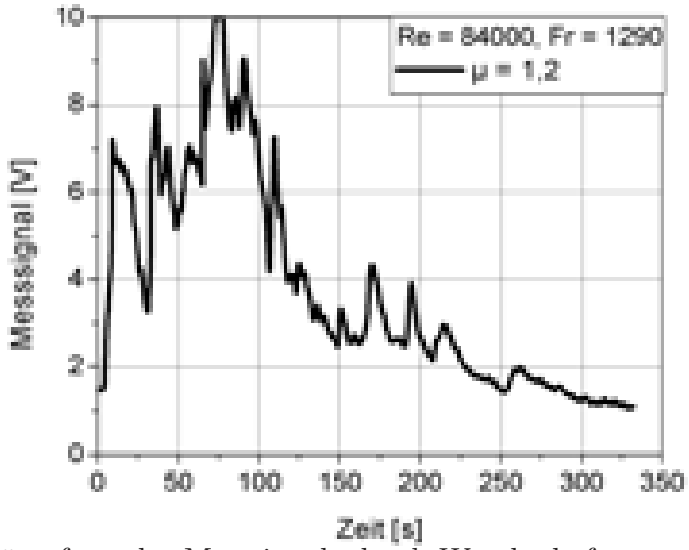

Abb. 3.13: Dämpfung des Messsignals durch Wandanhaftungen von Quarzmehl

Nach einem steilen Anstieg am Anfang fällt das Signal nach 100 s stetig ab, obwohl die Beladung konstant gehalten wird. Dieser Signalabfall geht mit dem Aufbau einer Partikelschicht an der Rohrwand einher. Der verzögerte Signalabfall deutet an, dass das Signal erst ab einer bestimmten Schichtdicke deutlich gedämpft wird. Der Einsatz eines pneumatischen sowie eines piezoelektrischen Vibrators verhindern die Ausbildung einer Wandschicht nicht. Auch das Einblasen von Spülluft verbessert das Verhalten nicht. Die Vermischung des Quarzmehls mit 2 % des hydrophilen Fließhilfsmittels *Aerosil*®200 der Firma Degussa führt zu einer besseren Fließfähigkeit im Vorlagebehälter des Dosierers. Die Partikeln bleiben jedoch weiterhin an der Rohrwand haften. Beim Einsatz des hydrophoben *Aerosil*®972 werden die gleichen Ergebnisse hinsichtlich des Fließverhaltens erreicht. Allerdings wird nur eine Zumischung von 0,5 % benötigt. Der Nachteil des hydrophoben Aerosils besteht in der drastisch ansteigenden elektrostatischen Aufladung der Partikeln in der Förderleitung. Das elektrostatische Feld beeinflusst die Konzentrationsmessung erheblich, so dass vom weiteren Einsatz des hydrophoben *Aerosil*®972 abgesehen wurde.
Ein Grund für die extreme Neigung des Quarzmehls zur Haftung an der Rohrwand, die nach Borho [4] die Agglomerationsneigung bei weitem übertrifft, ist die Partikelform. Die Oberfläche der Partikeln ist stark zerklüftet. Offensichtlich kommen die Wirkmechanismen der Fließhilfsmittel, wie z.B. Kugellagereffekt, Abstandshalter [45], bei diesen Oberflächen bezüglich der Wandhaftung nicht zum Tragen. Deshalb wurden für die Schwankungsuntersuchungen Glaskugeln mit einer mittleren Partikelgröße von 3,9 μm verwendet. Der reine Feststoff bleibt jedoch zunächst ebenfalls haften, was beispielsweise im Zyklon zur Blockade des Austritts führte. Bei diesem Feststoff ergibt eine Zumischung von 0,5 % *Aerosil*®200 eine gute Fließfähigkeit und eine Vermeidung der Wandhaftung.
Abb. 3.14 zeigt die zerklüftete Oberfläche der Quarzpartikeln, in Abb. 3.15 ist die Schicht von *Aerosil*®200 zu erkennen, die sich um die ansonsten glatten Glaskugeln ausbildet.

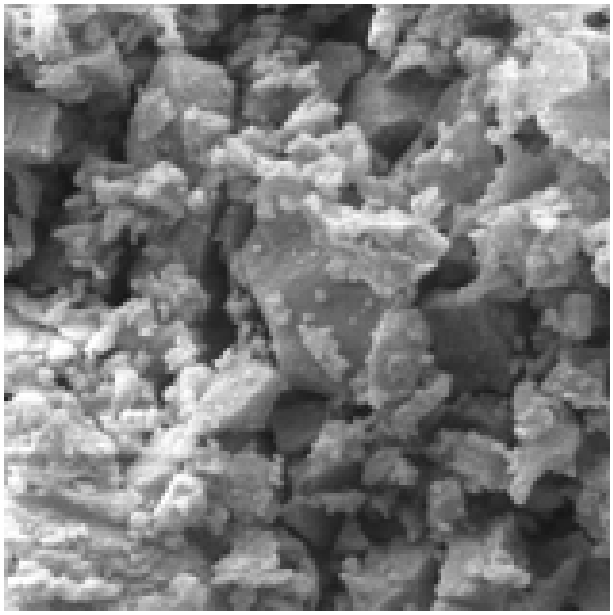

Abb. 3.14: DSM-Aufnahme von Quarzmehl, Kantenlänge: 18 μm

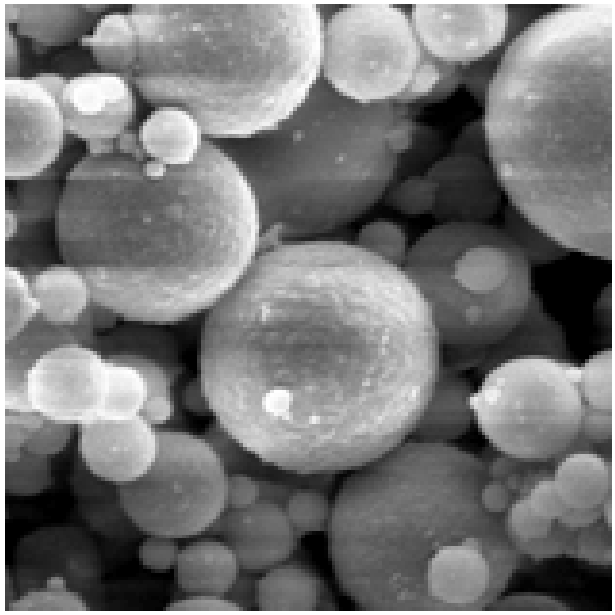

Abb. 3.15: DSM-Aufnahme der Glaskugeln, Kantenlänge: 18 μm

Im Folgenden beschreibt die Bezeichnung Glaskugeln A die Mischung aus Glaskugeln der mittleren Größe von 3,9 μm mit einem Zusatz von 0,5 % *Aerosil*®200.

3.4 Versuchsauswertung und Ergebnisse

3.4.1 Kalibrierung des Mikrowellenmessgeräts

Die Kalibrierung erfolgte in der Anlage mit Rückführung mit einer Mischung aus Glaskugeln mit einer mittleren Partikelgröße von 3,9 μm und 0,5 % *Aerosil*®200. Dafür wurde das Mikrowellenmessgerät in einem Abstand von 4 m von der Aufgabestelle angebracht. Die Länge von 4 m gewährleistet die Ausbildung eines vollturbulenten Strömungsprofils und die vollständige Beschleunigung der Partikeln. Des Weiteren sind bei einer gleichmäßigen Feststoffaufgabe nach 4 m konstante Signalverläufe zu erwarten, die die Kalibrierung vereinfachen.

Abb. 3.16 gibt einen Zeitverlauf des Signals des Konzentrationsmessgerätes wieder, dessen Abnahme durch die im Folgenden erläuterte Dosiercharakteristik verursacht wird. Wie in Abschnitt 3.3 beschrieben, hängt die Dosiergenauigkeit wesentlich von der Schüttgutdichte in dem Vorlagebehälter ab. Durch den rückgeführten Feststoff ändert sich diese mit der Zeit, da insbesondere bei großen Massenströmen die Verweilzeit im Vorlagebehälter zu kurz für eine ausreichende Entlüftung der Schüttung ist.

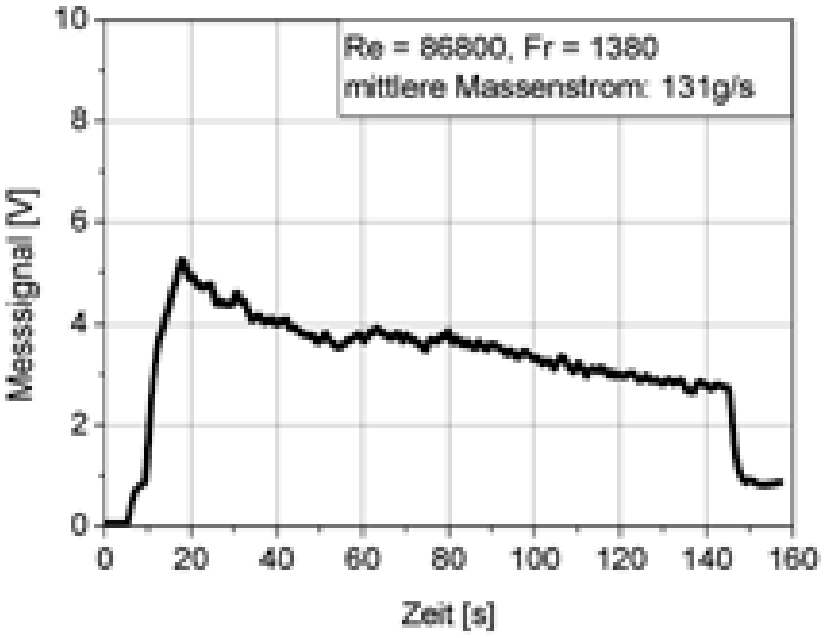

Abb. 3.16: Zeitverläufe des Mikrowellensignals bei $u = 25\ m/s$

Deshalb erfolgt die Massenstrombestimmung, indem eine ausgewogene Masse vollständig aufgegeben und hinter der Druckschleuse in einem separaten Behälter aufgefangen wird. Zusammen mit der gemessenen Zeit berechnet sich daraus der jeweils geförderte Massenstrom.

Die Auswertung ergibt einen eindeutigen Zusammenhang zwischen Messsignal und Beladung, wie Abb. 3.17 verdeutlicht. In dieser Abbildung sind noch weitere Werte aufgetragen, die eine große Abweichung von der Kalibrierkurve aufweisen. Diese wurden mit derselben Mischung erzielt, nachdem sie für weitere Versuche verwendet wurde. Dies bedeutet, dass sich die Mischung mit der Zeit ändert. Versuche mit einem Ringschergerät [62] zur Ermittlung der Fließeigenschaften des Schüttgutes bestätigen eine Verschlechterung des Fließverhaltens. Die Schüttgutfestigkeit und der innere Reibungswinkel bei stationärem Fließen vergrößern sich. Offenbar ist die Verbindung zwischen Aerosil und Glaskugeln nicht stabil. Es kommt offensichtlich unter den Scherbelastungen der pneumatischen Förderung zu Umlagerungen

des Aerosils an den Glaskugeln oder zu einer Entmischung im Zyklon. In jedem Fall geht damit eine Veränderung des Reflexionsverhaltens der Partikeln einher, die zu dem in Abb. 3.17 gezeigten Verhalten des Mikrowellenmessgerätes führt.

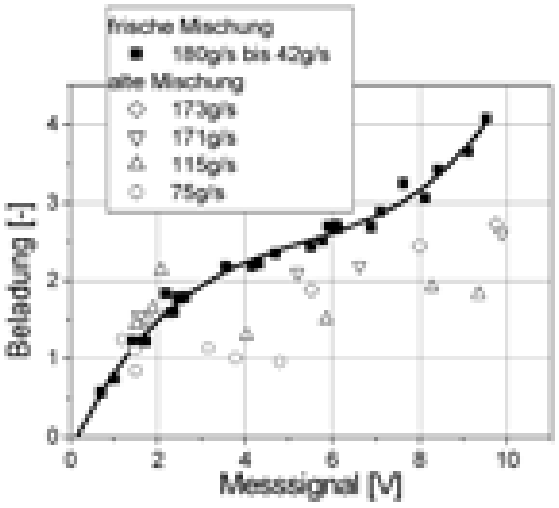

Abb. 3.17: Kalibrierung des Mikrowellenmessgeräts für Glaskugeln der mittleren Größe von 3,9 μm

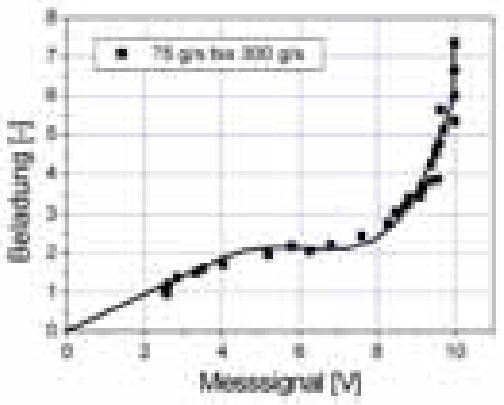

Abb. 3.18: Kalibrierung des Mikrowellenmessgeräts für Glaskugeln der mittleren Größe von 40 μm

Versuche mit Glaskugeln einer mittleren Partikelgröße von 40 μm ergaben die in Abb. 3.18 gezeigte, reproduzierbare Kalibrierkurve. Das Messgerät ist also prinzipiell geeignet, die Beladung im Messquerschnitt zu bestimmen. Da das Messgerät die Aufnahme zeitlicher Veränderungen ermöglicht, wurde es zur Untersuchung der Konzentrationsschwankungen eingesetzt.

3.4.2 Druckverlust

Bei einer Länge der Messstrecke von 12 m ist die Expansion des Gases zu vernachlässigen, so dass der Druckverlust auf die Länge bezogen als Druckgradient dargestellt wird.
Aufgrund der Wiederaufwirbelung von Partikeln weisen die Druckverlustverläufe bei der Förderung des Quarzmehls starke Schwankungen auf. Wenn die Rohre vor der Förderung nicht vom haftenden Feststoff vorheriger Versuche gesäubert werden, betragen die Schwankungsamplituden ein Vielfaches des Mittelwertes. Aus Abb. 3.19 wird darüber hinaus deutlich, dass die Schwankungen mit ansteigender Geschwindigkeit abnehmen. Die Ursache dafür liegt in der mit steigender Geschwindigkeit erhöhten Scherbeanspruchung an der Rohrwand, die das Ausbilden einer dickeren Partikelschicht verhindert. Des Weiteren nimmt die Beladung bei konstantem Feststoffmassenstrom mit steigender Gasgeschwindigkeit ab.

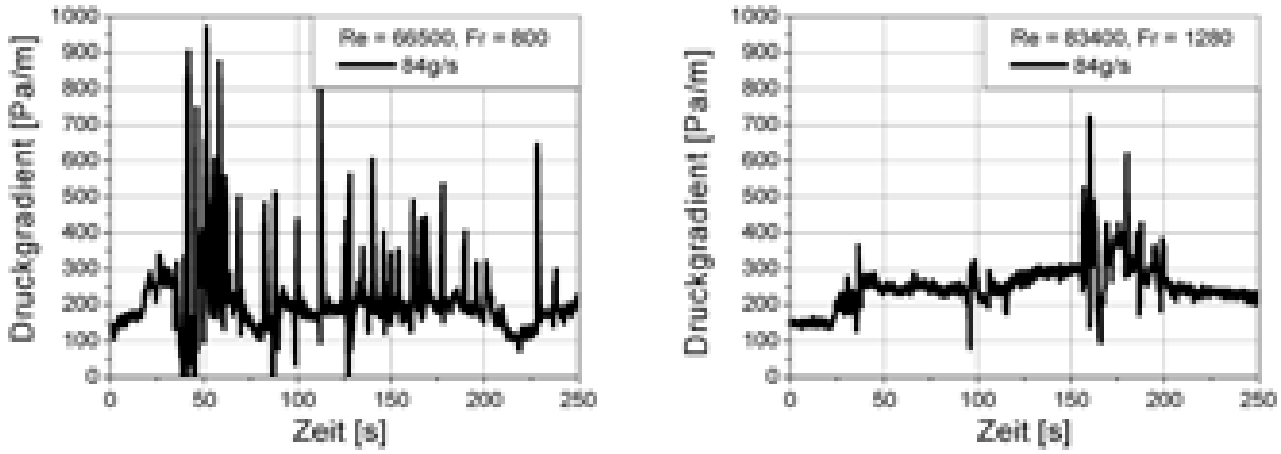

Abb. 3.19: Druckgradienten bei der Förderung von Quarzmehl

Beides führt zu einer Abnahme der Wandanhaftungen mit der Folge, dass weniger Feststoff wiederaufgewirbelt wird. In Abb. 3.20 sind die gemittelten Druckgradienten für verschiedene Feststoffmassenströme und die reine Gasströmung über der Gasgeschwindigkeit aufgetragen. Die Werte beinhalten zusätzlich zum Förderanteil auch die durch die Wandanhaftungen verursachte Druckverlusterhöhung. Aufgrund der ausgeprägten Wiederaufwirbelungen und der unterschiedlich starken Wandanhaftungen sind die Verläufe zum Teil sehr unstetig.

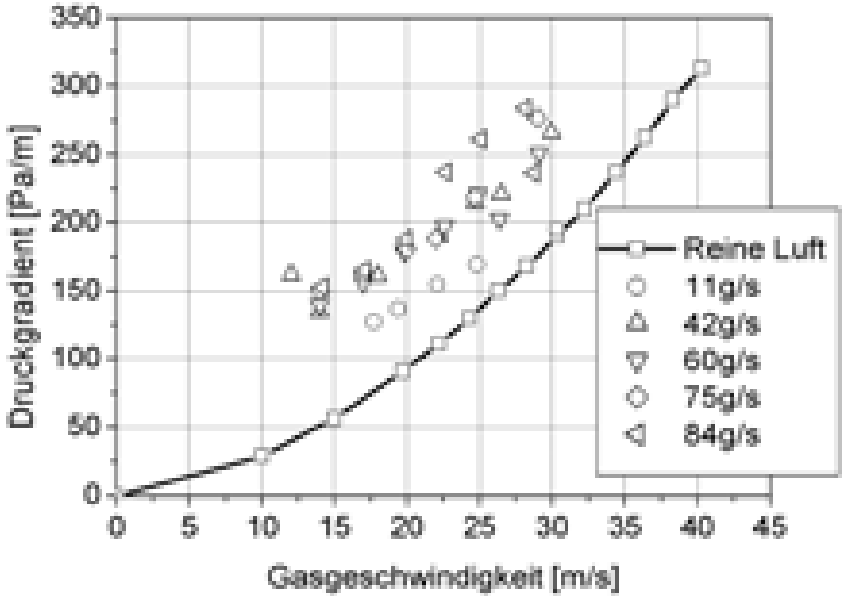

Abb. 3.20: Druckgradient in Abhängigkeit der Gasgeschwindigkeit bei der Förderung von Quarzmehl mit unterschiedlichen Massenströmen

Versuche mit Glaskugeln ergaben die Verläufe, die in den Abb. 3.21 bis Abb. 3.23 gezeigt sind. Bei der Förderung von Glaskugeln mit einer mittleren Partikelgröße von 3,9 μm (Glaskugeln A) und 40 μm (Glaskugeln B) sind die Förderzustände deutlich zu unterscheiden

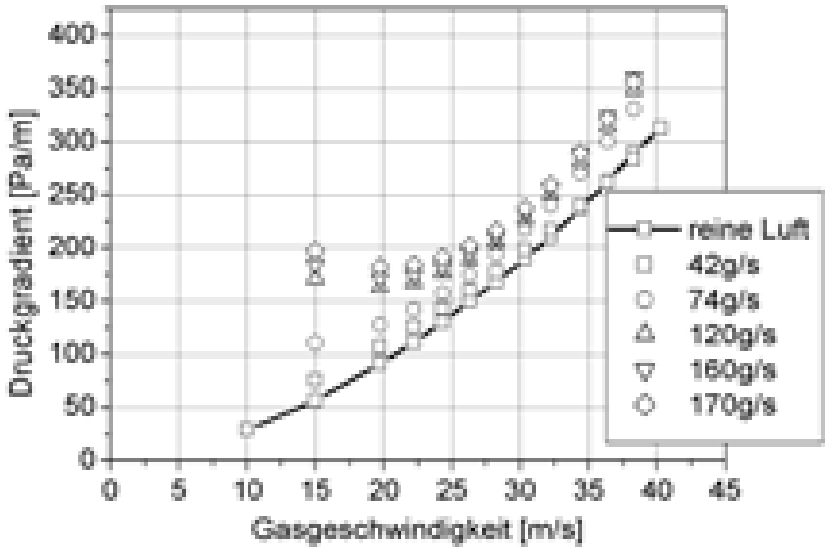

Abb. 3.21: Druckgradient in Abhängigkeit der Gasgeschwindigkeit bei der Förderung von Glaskugeln A mit unterschiedlichen Massenströmen

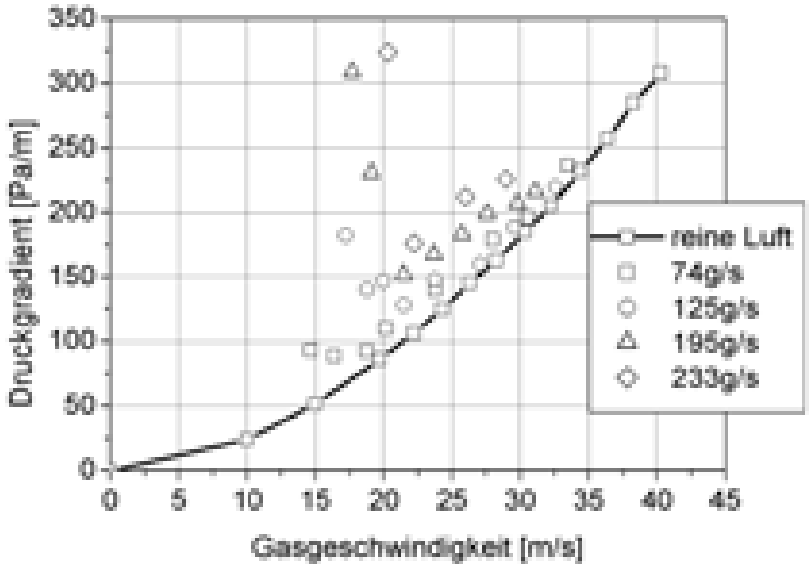

Abb. 3.22: Druckgradient in Abhängigkeit der Gasgeschwindigkeit bei der Förderung von Glaskugeln B mit unterschiedlichen Massenströmen

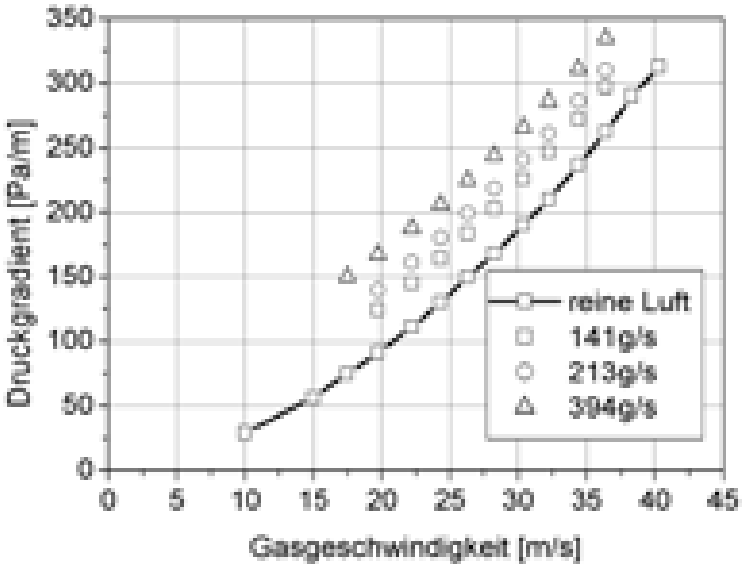

Abb. 3.23: Druckgradient in Abhängigkeit der Gasgeschwindigkeit bei der Förderung von Glaskugeln C mit unterschiedlichen Massenströmen

Das Druckverlustminimum liegt bei Glaskugeln A für Massenströme größer als 120 g/s im Bereich zwischen 15 und 25 m/s. Bei den Glaskugeln B erstreckt sich dieser Bereich zwischen 18 und 23 m/s, wobei der Druckverlustanstieg bei sinkender Gasgeschwindigkeit sehr viel steiler verläuft als bei den kleineren Glaskugeln A. Hingegen wird bei Förderung der Glaskugeln mit einer mittleren Partikelgröße von 285 μm (Glaskugeln C) der Bereich der Strähnenförderung auch für den größten Massenstrom von 394 g/s nicht erreicht.
Aus den Diagrammen folgt, dass die Gasgeschwindigkeit bei der Förderung der Glaskugeln A und B 25 m/s übersteigen muss, um Flugförderung zu gewährleisten, während bei den Glaskugeln C eine Geschwindigkeit von weniger als 20 m/s ausreicht. Für die weiteren Versuche ergibt sich daraus, dass die Gasgeschwindigkeit größer als 25 m/s eingestellt wird, da die zu untersuchenden Schwankungen im Bereich der Flugförderung auftreten.
Die Verschiebung des Druckverlustminimums stimmt mit dem von Wang et.al. [76] in einer vertikalen Förderstrecke gemessenen Verhalten überein. Trotz der unterschiedlichen Förderrichtungen sind die Ergebnisse vergleichbar, da im Zustand der Flugförderung, also rechts vom Druckverlustminimum in Abb. 2.3, die Wandreibung den Druckverlust bestimmt [76]. Wang et.al. untersuchten die Förderung von Glaskugeln mit mittleren Durchmessern von 20 und 66 μm. Das Druckverlustminimum verschiebt sich dort mit zunehmender Partikelgröße zu geringeren Geschwindigkeiten. Des Weiteren übersteigt der Druckverlust bei Flugförderung der 66 μm Glaskugeln den der 20 μm Glaskugeln. Die Glaskugeln B und C weisen dasselbe Verhalten auf.

Der Vergleich der Messergebnisse für den Druckverlust der Glaskugeln B und C mit numerischen und experimentellen Untersuchungen von Sommerfeld [67] und Kussin [36] deutet einen Zusammenhang zwischen der Anzahl der Wandstöße und dem Druckverlust an. In diesen Untersuchungen wurde die Wandstoßfrequenz der Partikeln in Abhängigkeit der Partikelrelaxationszeit gesetzt. Die Partikelrelaxationszeit τ_P beschreibt dabei das Folgevermögen der Partikel und berechnet sich bei laminarer Umströmung mit

$$\tau_P = \frac{d_P^2 \cdot \rho_P}{18 \cdot \eta} \tag{3.2}$$

Die Untersuchungen zeigen für Partikelrelaxationszeiten größer 5 ms, dass die Wand-Stoßfrequenz der Partikeln mit der Partikelgröße zunimmt. Durch die ansteigende Trägheit der Partikeln durchqueren die großen Partikeln (Glaskugeln C) die Strömung und stoßen gegen die gegenüberliegende Wand. Kleinere Partikeln folgen aufgrund der kleineren Relaxationszeit nach dem Wandstoß eher der Strömung, so dass sie weniger häufig an die Wand stoßen (Glaskugeln B). Entsprechend ist der gemessene Druckverlust der Glaskugeln C größer als der der Glaskugeln B.
Für Partikelrelaxationszeiten kleiner 5 ms scheint dieser Zusammenhang zwischen Partikelgröße, Stoßfrequenz und Druckverlust nicht mehr zu gelten. Die Glaskugeln A weisen eine Partikelrelaxationszeit von 0,12 ms auf und müssten somit eigentlich den geringsten Druckverlust aufweisen. Hier übersteigt jedoch der Druckverlust für einen Massenstrom von 120 g/s die Druckverluste der Glaskugeln B und C für 125 bzw. 141 g/s. Folglich müsste die Stoßfrequenz der Glaskugeln A, trotz der geringeren Partikelgröße, größer als die der anderen Glaskugeln sein, wenn der Druckverlust primär durch die Anzahl der Wandstöße bestimmt wird. Unter der Annahme, dass die Partikeln nur durch Strömungskräfte bewegt werden, müsste aber nach den Ergebnissen von Sommerfeld [67] und Kussin [36] die Stoßfrequenz mit der Partikelgröße abnehmen.
In Abschnitt 5.2 erfolgt eine abschließende Diskussion dieses Widerspruchs bezüglich des Zusammenhangs zwischen Druckverlust und Anzahl der Partikelstöße mit weiteren numerischen Untersuchungen.

Ein Vergleich mit Literaturdaten bestätigt im Übrigen die Annahme, dass die Partikeln nur durch Strömungskräfte bewegt werden und sich die Brown'schen Molekularkräfte nicht auswirken. Kallio und Reeks [29] geben an, dass eine Partikeldiffusion aufgrund Brown'scher Molekularkräfte für Stokeszahlen St (Gl. (3.3)) kleiner als 1 auftritt. Li/Ahmadi [39] nennen eine Grenzpartikelgröße von 0,5 μm, bei deren Unterschreitung sich die Diffusion auswirkt.

Für die mittlere Partikelgröße der Glaskugeln A von 3,9 μm ergibt sich mit

$$St = \frac{2 \cdot \frac{\rho_P}{\rho_G} \cdot d_P^2 \cdot u^{*2}}{9 \cdot \nu^2} \tag{3.3}$$

eine Stokeszahl von 20,1. Somit werden beide Grenzen überschritten, so dass die Partikelflugbahn ausschliesslich durch die Partikelträgheit bestimmt wird.

3.4.3 Auswertung gemessener Schwankungen

In den Versuchen werden insbesondere in den Druckmessungen Schwankungen detektiert. Dabei handelt es sich um stochastische Schwankungen im Messsignal, um Schwankungen, die durch Anlagenkomponenten verursacht werden, sowie um durch die Feststoffförderung bedingte Schwankungen. Für die Auswertung und Darstellung erfolgt eine Transformation vom Zeit- in den Frequenzbereich. Dafür kommt die Fast Fourier Transformation (FFT) zum Einsatz. Die FFT basiert auf der gewöhnlichen oder Diskreten Fourier Transformation (DFT). Diese überführt ein zeitliches Signal in den Frequenzbereich, wenn es in einzelne Schwingungen zerlegt werden kann. Nach dem Satz von Fourier lässt sich jede periodische Funktion mit der Periodendauer $T = 2\pi/\omega$ durch eine Summe aus Sinus- und Cosinusanteilen mit ganzzahligen Vielfachen der Grundfrequenz ω_0 darstellen. Damit ergibt sich das Zeitsignal aus einzelnen Summanden in der Form:

$$x(t) = x_0 + \sum_{n=1}^{\infty} (s_n \cdot \sin(n \cdot \omega_0 \cdot t) + c_n \cdot \cos(n \cdot \omega_0 \cdot t)) \tag{3.4}$$

mit dem arithmetischen Mittelwert x_0

$$x_0 = \frac{1}{T} \cdot \int_0^T x(t) dt \tag{3.5}$$

und den Fourierkoeffizienten s_n und c_n

$$s_n = \frac{2}{T} \cdot \int_0^T x(t) \cdot \sin(n \cdot \omega_0 \cdot t) dt \tag{3.6}$$

$$c_n = \frac{2}{T} \cdot \int_0^T x(t) \cdot \cos(n \cdot \omega_0 \cdot t) dt \tag{3.7}$$

Werden nichtperiodische Vorgänge analysiert, erfolgt eine Grenzwertbetrachtung für eine unendliche Periodendauer T. Dadurch nimmt die Grundfrequenz unendlich kleine Werte an und die höheren harmonischen Schwingungen folgen dicht aufeinander. Dies führt zu einem kontinuierlichen Spektrum. Das Fourierintegral drückt dann in der Eulerdarstellung die Zeitfunktion aus:

$$x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x(\omega) \cdot e^{i\omega t} d\omega \tag{3.8}$$

Dabei stellt die komplexe Spektralfunktion $x(\omega)$ die Fouriertransformierte des Zeitsignals $x(t)$ dar.

$$x(\omega) = \int_0^{\infty} x(t) \cdot e^{-i\omega t} dt \tag{3.9}$$

Bei der Diskreten Fourier Transformation wird die Periodendauer mit der Abtastrate als dem kleinst möglichen Zeitintervall zwischen zwei Messwerten gleichgesetzt. Es handelt sich dann um eine diskrete Darstellung der Spektralfunktion mit den Teilpunkten $T = k \cdot \Delta t$ aus N Werten und $\Delta t = 2\pi/N$.

$$x(k) = \sum_{n=0}^{N-1} x(\Delta t) \cdot e^{-ikt_n} \cdot \Delta T \tag{3.10}$$

Der Wert $x(k)$ stellt die Amplitude der Frequenz $k \cdot \Delta f$ dar, wobei sich die Frequenzschrittweite Δf aus

$$\Delta f = \frac{1}{N \cdot \Delta T} \tag{3.11}$$

berechnet. Wenn die Anzahl der zu bearbeitenden Daten eine Potenz von 2 ist, kann die Rechenzeit stark verkürzt werden, indem die FFT verwendet wird. Der FFT liegt lediglich ein schnellerer Algorithmus zur Berechnung der Fourier Transformation zu Grunde.

Aufgrund der Wandanhaftung und der aus den Wiederaufwirbelungen resultierenden Schwankungen, die nicht Gegenstand dieser Arbeit sind, beschränkt sich die Schwankungsuntersuchung auf die Versuche ohne Wandhaftung, d.h. auf die Versuche mit den Glaskugeln A, B und C. Um einen möglichen Zusammenhang zwischen den Druck- und Konzentrationsschwankungen herzustellen, wird das Signal des Druckaufnehmers ausgewertet, der sich direkt hinter dem Konzentrationsmessgerät befindet. Im Folgenden werden zunächst die Ergebnisse vorgestellt, die sich in der Anlage mit Rückführung ergaben. Im Anschluss erfolgt die Darstellung der Ergebnisse der Anlage ohne Rückführung.

3.4.3.1 Frequenzanalyse der Daten für die Anlage mit Rückführung

In dieser Anlage wird 4 und 15 m hinter der Aufgabestelle gemessen. Beispielhaft für die übrigen Ergebnisse werden für die Förderung der Glaskugeln A die Frequenzen der vom Druckaufnehmer und dem Mikrowellenmessgerät gemessenen Schwankungen für einen Volumenstrom von 185 m^3/h gezeigt. Dabei stellen die Reynoldszahl

$$Re = \frac{u \cdot D \cdot \rho}{\mu} \tag{3.12}$$

und die Froudezahl

$$Fr = \frac{u^2}{D \cdot g} \tag{3.13}$$

den Volumenstrom dimensionslos dar. Zusammen mit den gemessenen Frequenzen sind die möglichen Frequenzquellen in den Diagrammen eingetragen. Als Frequenzquellen kommen neben den Anlagenkomponenten auch der Kompressor mit 25 Hz und das Rootsgebläse mit 62,5 Hz in Betracht. Da sie vom Mikrowellenmessgerät aufgrund der auf 10 Hz begrenzten Auflösung nicht gemessen werden und auch im Drucksignal nicht eindeutig zu identifizieren sind, werden sie nicht berücksichtigt. Die Drehzahl der Dispergierwalze (6,7 Hz) und der Takt der Feststoffschleuse (0,25 Hz) sind unabhängig vom Feststoffmassenstrom.

Abb. 3.24 und 3.25 verdeutlichen den Zusammenhang zwischen Druck- und Konzentrationsschwankungen, die auf Anlagenkomponenten zurückzuführen sind. Die Drehzahl der Dosierspirale und der Takt der Druckschleuse finden sich in beiden Darstellungen wieder. Bei Schwankungen unbekannter Quelle ist dieser Zusammenhang nicht nachzuweisen.

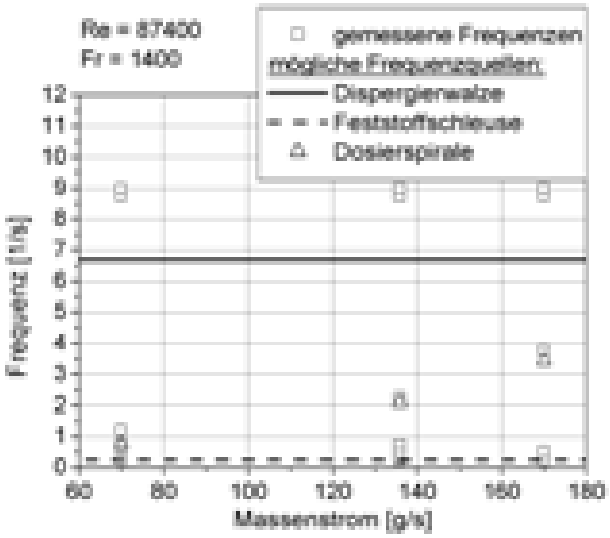

Abb. 3.24: Gemessene Frequenzen im Drucksignal 4 m hinter der Aufgabestelle; Glaskugeln A

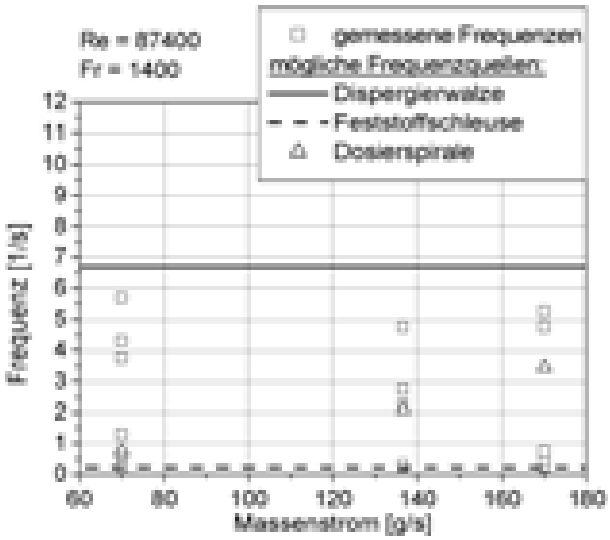

Abb. 3.25: Gemessene Frequenzen im Konzentrationssignal 4 m hinter der Aufgabestelle; Glaskugeln A

Im Drucksignal treten Schwankungen mit einer Frequenz von 8,75 Hz deutlich bei jeder Messung hervor, die nicht im Konzentrationssignal zu finden sind. Häufig werden auch Schwankungen mit einer Frequenz von 9,1 Hz gemessen, deren Ursache jedoch die

Druckaufnehmer sind. Auf der anderen Seite zeigt das Mikrowellenmessgerät Schwankungen mit Frequenzen zwischen 4,25 Hz und 5,75 Hz an, die nicht im Drucksignal auftreten. Die Abhängigkeit dieser Schwankungen von der Beladung, der Froude-Zahl und der Länge der Förderstrecke zeigen die Abb. 3.26 und 3.27. Dabei werden die Amplituden der Schwankungen auf den jeweiligen Mittelwert bezogen und in Prozent dargestellt.

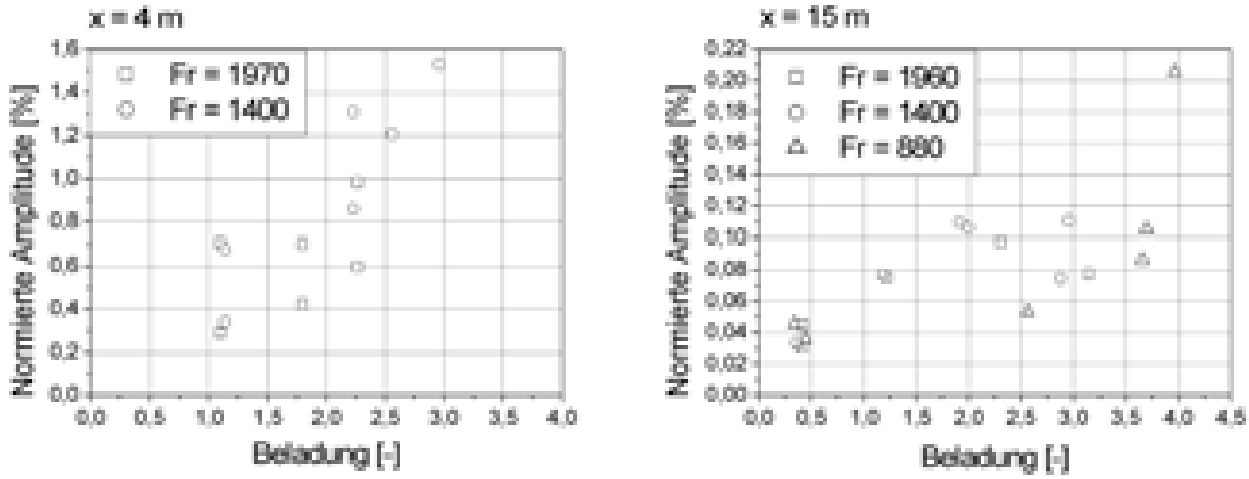

Abb. 3.26: Amplitude der Schwankung mit 8,75 Hz im Drucksignal nach 4 und 15 m; Glaskugeln A

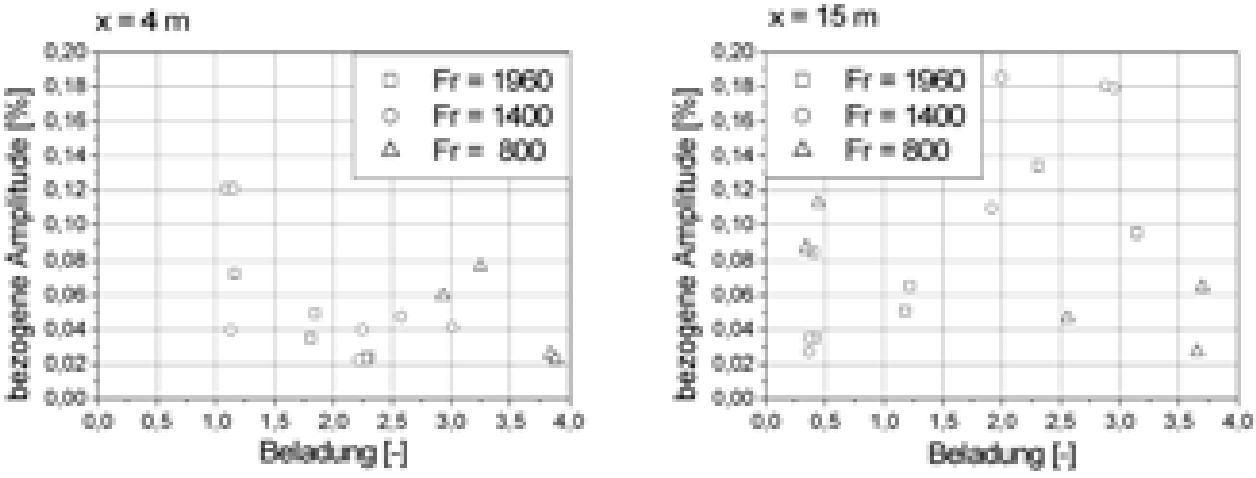

Abb. 3.27: Amplitude der Schwankung mit 4,75 Hz im Konzentrationssignal nach 4 und 15 m; Glaskugeln A

Alle Schwankungen weisen keine systematische Abhängigkeit von der Froude-Zahl auf. Die Amplituden betragen weniger als 2 % und meist weniger als 1 % des Mittelwertes. Das Mikrowellenmessgerät besitzt nach Herstellerangaben einen Fehler von 5 % des Messwerts.

Die Absolutwerte der Amplituden der Druckschwankungen liegen zwischen 2 und 40 Pa. Der Messfehler beläuft sich bei dem Druckaufnehmer auf 17,5 Pa. Damit befinden sich die Amplituden der Schwankungen im Bereich der Messungenauigkeit der Messgeräte.
Trotz der geringen Amplitude sind die Druckschwankungen mit 8,75 Hz eindeutig von der Beladung und der Förderlänge abhängig. Deren Amplituden steigen mit der Beladung an und sinken mit der Länge der Förderstrecke ab. Eine Überprüfung mit einem weiteren Druckaufnehmer an der gleichen Stelle ergibt die gleichen Schwankungen. Bei reiner Luftströmung treten Schwankungen dieser Frequenz nicht auf.
Im Gegensatz dazu scheinen die Schwankungen im Konzentrationssignal unabhängig von der Beladung zu sein. Es tritt jedoch eine Erhöhung der Amplituden mit der Länge der Förderstrecke auf. Mit Ausnahme der Drehzahl der Dosierspirale und des Taktes der Druckschleuse werden vom Konzentrationsmessgerät auch bei Förderung der Glaskugeln B keine Schwankungen gemessen. Im Drucksignal treten ebenfalls keine anderen Schwankungen auf als bei der Förderung der Glaskugeln A. Die Schwankung mit der Frequenz von 8,75 Hz ist hier jedoch nur vereinzelt vorhanden. Häufiger sind Schwankungen mit Frequenzen zwischen 9,5 Hz und 9,7 Hz.
Die durch den Takt der Feststoffschleuse verursachten Schwankungen von 0,25 Hz und deren Vielfaches überlagern andere Schwankungen im Frequenzbereich kleiner 2 Hz. Für eine weitergehende Untersuchung der Schwankungen in diesem Frequenzbereich und um die Krümmer als Quelle für die gemessenen Schwankungen auszuschließen, wurde die Anlage umgebaut (vergl. Abb. 3.3). Im folgenden Abschnitt werden die damit erzielten Ergebnisse erläutert.

3.4.3.2 Frequenzanalyse der Daten für die Anlage ohne Rückführung

Zusätzlich zu den Messorten 4 und 15 m erfolgten Messungen 27 m hinter der Aufgabestelle. Aufgrund des geringeren Gesamtdruckverlustes der Anlage steigt die maximale Fördergeschwindigkeit, die für alle Feststoffmassenströme erreicht wird, auf 37 m/s. Für drei Geschwindigkeiten (27, 32, 37 m/s) wurden Versuche durchgeführt. In dieser Anlage kamen zusätzlich zu den Glaskugeln A und B die Glaskugeln C mit einer mittleren Partikelgröße von 285 μm zum Einsatz.

Die in den Abb. 3.28 bis 3.30 aufgeführten Frequenzen stellen eine Zusammenstellung aller Schwankungen 15 m hinter der Aufgabestelle dar. In jeder Abbildung sind die im Konzentrationssignal und im Drucksignal detektierten Schwankungen gegenübergestellt.

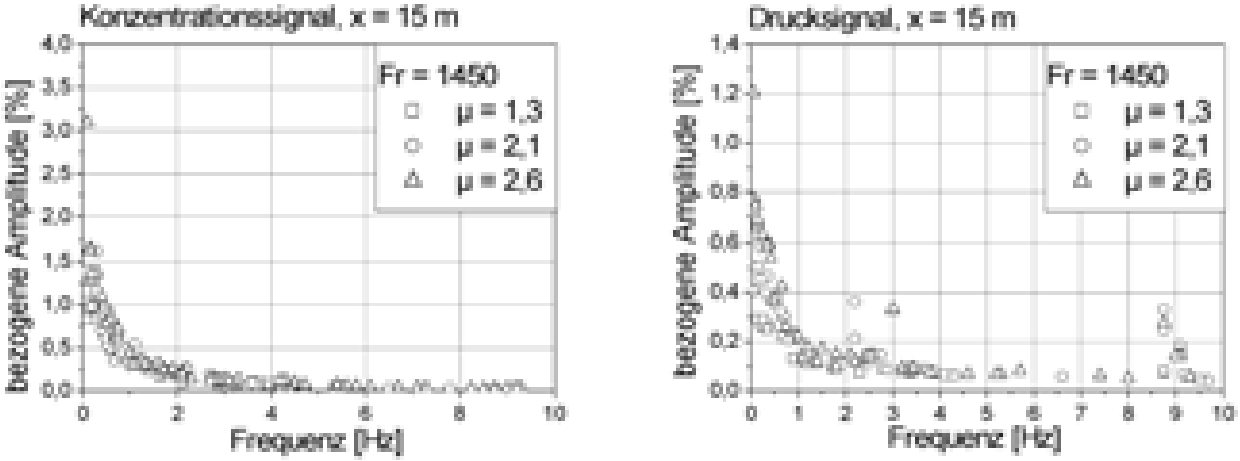

Abb. 3.28: Frequenzbereich der gemessenen Schwankungen für eine Fördergeschwindigkeit von 27 m/s nach 15 m; Glaskugeln A

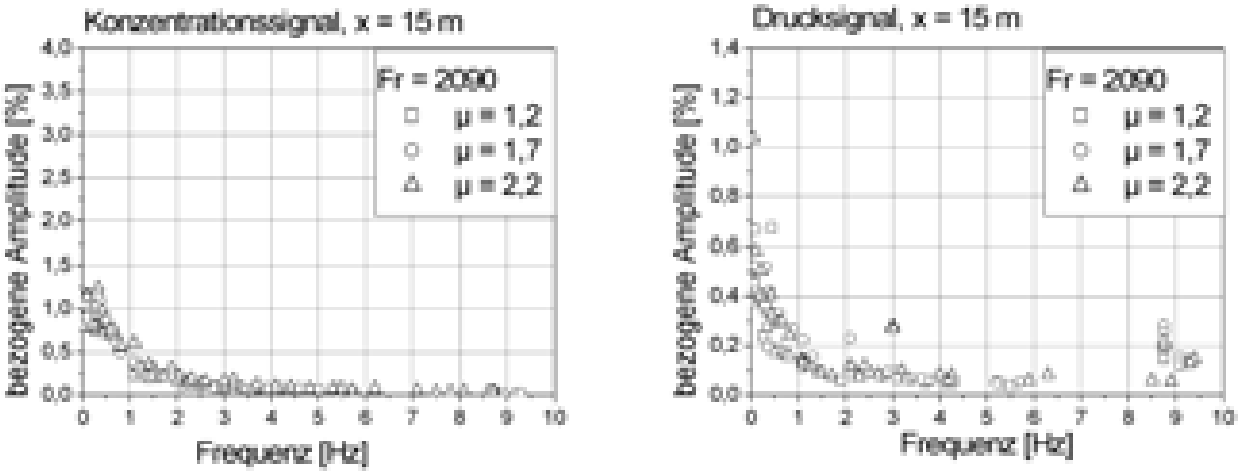

Abb. 3.29: Frequenzbereich der gemessenen Schwankungen für eine Fördergeschwindigkeit von 32 m/s nach 15 m; Glaskugeln A

Es wird deutlich, dass die Schwankungen im Konzentrations- und im Drucksignal mit einer Frequenz kleiner 2 Hz für die betrachteten Beladungen kleiner 3 weder von der Fördergeschwindigkeit noch von der Beladung abhängen. Im Frequenzbereich des Konzentrationssignals treten mit Ausnahme der Fördergeschwindigkeit 37 m/s und einer Beladung von 1 keine Frequenzen aus den Spektren hervor. Der Frequenzbereich des

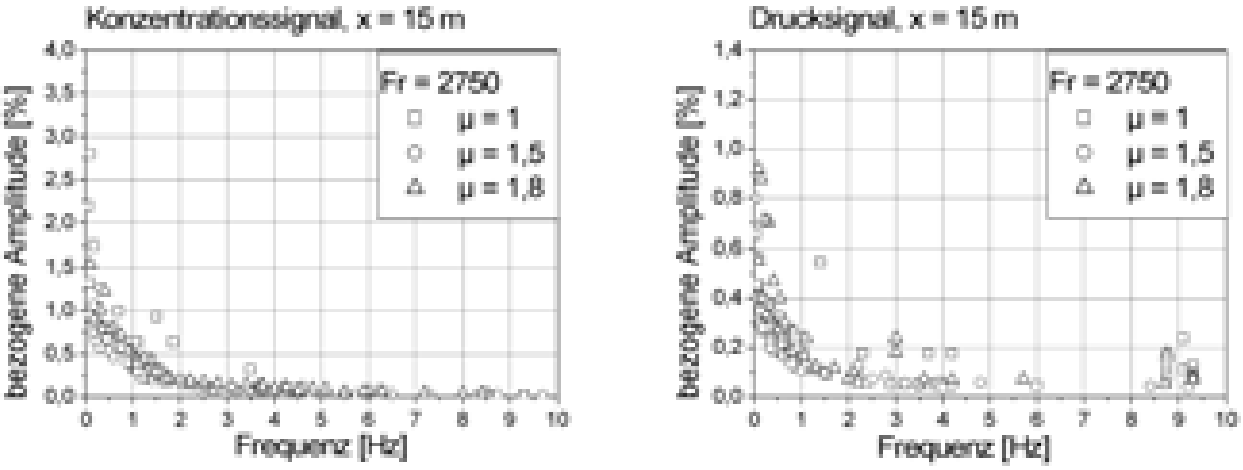

Abb. 3.30: Frequenzbereich der gemessenen Schwankungen für eine Fördergeschwindigkeit von 37 m/s nach 15 m; Glaskugeln A

Drucksignals weist insbesondere die Frequenz von 8,75 Hz in mehreren Messungen auf. Mit ansteigender Geschwindigkeit kommt vereinzelt die Schwankung mit ca. 9,3 Hz hinzu. Die übrigen hervortretenden Frequenzen von 1,4, 2,1 und 3 Hz sind dem Spiraldosierer zuzuordnen. Insgesamt sind die Amplituden der Schwankungen mit weniger als 1 % bzw. 4 % vom Mittelwert sehr gering.

Die Messungen mit 4 und 27 m Abstand von der Aufgabestelle ergeben keine weiteren Schwankungen. In der Anlage ohne Rückführung tritt somit nur die Druckschwankung mit einer Frequenz von 8,75 Hz in den meisten Messungen auf. Deren Abhängigkeit von der Beladung und der Länge der Förderstrecke verdeutlicht Abb. 3.31.

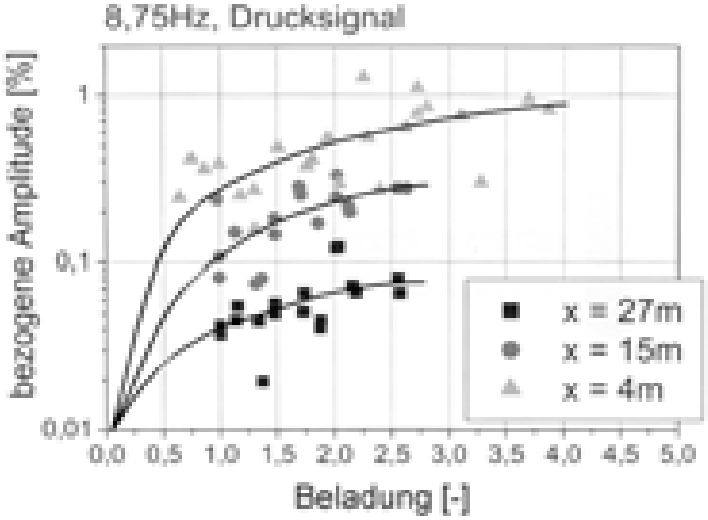

Abb. 3.31: Abhängigkeit der 8,75 Hz Druckschwankung von der Förderlänge und -geschwindigkeit; Glaskugeln A

Sie wird nicht von Krümmern verursacht und stellt deshalb eine Schwankung dar, die durch die Wechselwirkung zwischen Feststoff und Gasströmung bedingt ist. Das Verhalten entspricht dem in der Anlage mit Rückführung ermittelten. Die Amplitude der Schwankung nimmt mit der Beladung zu und sinkt mit der Länge der Förderstrecke.
Die Tatsache, dass im Konzentrationssignal Schwankungen zwischen 4,25 und 5,75 Hz nicht gemessen werden, kann darauf hindeuten, dass diese Schwankungen durch die Krümmer verursacht werden. Dafür spricht, dass deren Amplituden in der Anlage mit Rückführung mit zunehmender Förderstrecke in Richtung Krümmer ansteigen. Allerdings ist nicht zu erklären, warum die Druckaufnehmer diese Frequenzen nicht auflösen.
Mit den Glaskugeln B und C wurden die gleichen Messungen 4, 10 und 27 m hinter der Aufgabestelle durchgeführt. Das Frequenzspektrum des Konzentrationssignals besitzt jeweils das gleiche Aussehen wie bei den Versuchen mit den Glaskugeln A, so dass nicht weiter darauf eingegangen wird.
Die Druckschwankungen mit 8,75 Hz treten auch bei der Förderung dieser Feststoffe auf. Während sie bei der Förderung der Glaskugeln B noch häufig auftreten, nimmt die Anzahl der entsprechenden Schwankungen bei der Förderung der Glaskugeln C deutlich ab, wie Abb. 3.32 im Vergleich mit Abb. 3.33 zeigt.

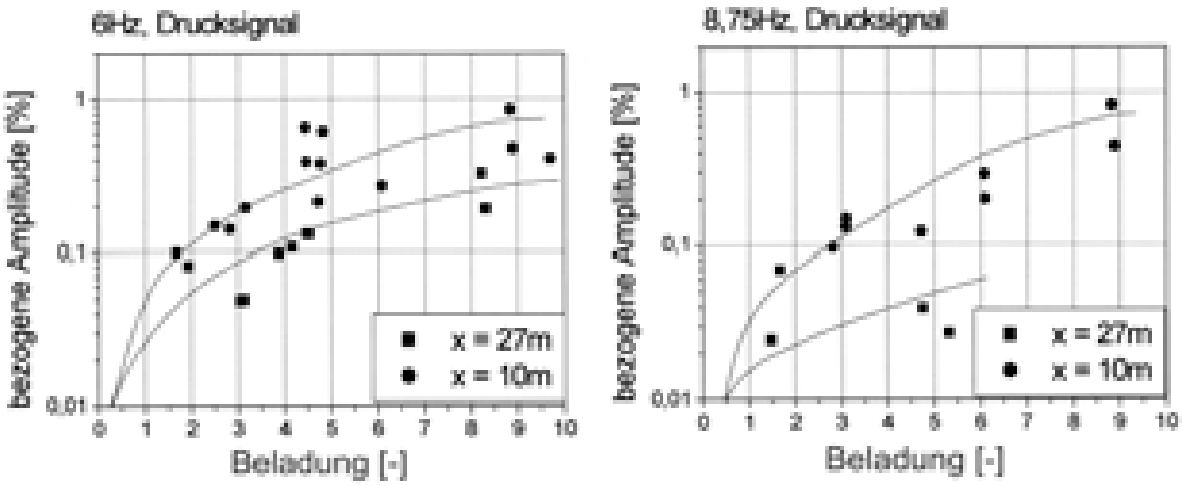

Abb. 3.32: Verhalten der gemessenen Druckschwankungen bei der Förderung der Glaskugeln C

Die Abhängigkeit von der Länge der Förderstrecke und der Beladung ist die gleiche wie bei der Förderung der Glaskugeln A. Die Amplituden steigen mit der Beladung an und sinken mit der Förderlänge. Neben den Schwankungen mit 8,75 Hz treten Schwankungen mit einer Frequenz von 6 Hz auf. Deren Amplituden nehmen ebenfalls mit der Beladung zu

und sinken mit der Förderlänge. Bei der Förderung der Glaskugeln B werden sie nach 4 und 27 m detektiert, wobei sie bei der Förderung der Glaskugeln C nach 10 und 27 m auftreten. Abb. 3.32 und Abb. 3.33 verdeutlichen dieses Verhalten.

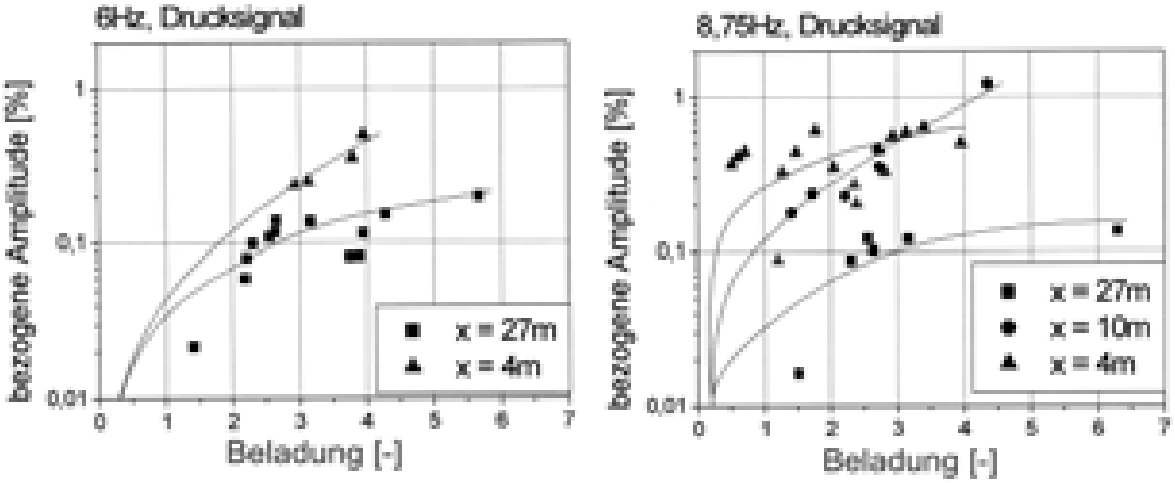

Abb. 3.33: Verhalten der gemessenen Druckschwankungen bei der Förderung der Glaskugeln B

Die Versuchsergebnisse zeigen, dass Schwankungen kleiner 2 Hz unabhängig von Krümmern und Feststoffschleuse im Konzentrations- und im Drucksignal auftreten. Diese Schwankungen weisen keine Abhängigkeit von der Beladung, der Länge der Förderstrecke und der Fördergeschwindigkeit auf. Weitere Übereinstimmungen zwischen Druck und Konzentration hinsichtlich gemessener Schwankungen existieren nur für Schwankungen bekannter Ursache (Feststoffschleuse, Spiraldosierer). Die einzigen weiteren Schwankungen im Konzentrationssignal haben Frequenzen zwischen 4,25 und 5,75 Hz und treten in der Anlage mit Rückführung auf.

Vom Druckaufnehmer werden Schwankungen mit 8,75 und 6 Hz gemessen, die nicht vom Konzentrationsmessgerät bestätigt werden. Allerdings sind die Amplituden der Schwankungen mit weniger als 2 % vom Mittelwert sehr klein, so dass die Möglichkeit besteht, dass das Mikrowellenmessgerät diese Schwankungen nicht mehr auflöst. Ein weiteres Indiz für diese Möglichkeit ergibt die Betrachtung der Gleichung (3.14), die die zeitliche Änderung des Druckes mit der Förderlänge x beschreibt.

$$\left(\frac{dp(t)}{dt}\right)_x = \frac{\rho}{2} \cdot \frac{x}{D} \cdot \frac{du^2(t)}{dt} \cdot \left(\lambda + \lambda_P \cdot \frac{d\mu(t)}{dt}\right) \tag{3.14}$$

Die Beladung kann mit

$$\mu = \frac{\dot{M}_P}{\dot{M}_G} = \frac{\dot{M}_P}{u(t) \cdot \frac{\pi}{4} \cdot D^2 \cdot \rho} \tag{3.15}$$

beschrieben werden. Die Gasgeschwindigkeit teilt sich in eine mittlere Geschwindigkeit u_0 und eine zeitabhängige Schwankungskomponente $u'(t)$ auf.

$$u(t) = u_0 + u'(t) \tag{3.16}$$

Einsetzen von Gl. (3.15) und (3.16) in Gl. (3.14) ergibt unter den Annahmen konstanter Reibungskoeffizienten λ_G und λ_P sowie inkompressibler Strömung die Gl. (3.17). Diese verdeutlicht die Abhängigkeit der zeitlichen Änderung des Druckes von den jeweiligen zeitlichen Änderungen der Gasgeschwindigkeit und des Feststoffmassenstroms.

$$\left(\frac{dp(t)}{dt}\right)_x = \left(\lambda \cdot \frac{\rho}{2} \cdot \frac{d\left(u_0 + u'(t)\right)^2}{dt} + \lambda_P \cdot \frac{2}{\pi \cdot D^2} \cdot \frac{du'(t)}{dt} \cdot \frac{d\dot{M}_P}{dt}\right) \cdot \frac{x}{D} \tag{3.17}$$

Dabei ist für die Schwankungen, die nur bei zweiphasiger Strömung auftreten, insbesondere der Druckterm der dispersen Phase zu beachten. Untersuchungen von Gore/Crow [22] zeigen, dass die Turbulenz der Gasströmung, die bei stationärer Strömung die zeitlichen Änderungen der Gasgeschwindigkeit beschreiben, bei der Feststoffförderung in einem Rohr mit 50 mm Durchmesser ab Partikelgrößen kleiner als 350 μm gedämpft wird. Wäre der Term $du'(t)/dt$ die Ursache der Schwankungen, dann müssten diese mit wachsendem Partikeldurchmesser zunehmen. Das widerspricht jedoch den Beobachtungen von Möller [48]. Folglich ist die zeitliche Änderung des Feststoffmassenstroms $d\dot{M}_P/dt$ als primäre Quelle der Druckschwankungen anzusehen. Ein instationärer Feststoffmassenstrom bedingt Konzentrationsschwankungen. Damit sind die Druckschwankungen von 6 und 8,75 Hz auf Konzentrationsschwankungen zurückzuführen, die jedoch wegen der mangelnden Auflösung der Schwankungsamplitude des Mikrowellenmessgerätes nicht gemessen werden. Da die Schwankungen mit Frequenzen zwischen 4,25 Hz und 5,75 Hz nur im Konzentrationssignal auftreten, sind sie nicht zuzuordnen.

Die Druckschwankungen stellen hingegen reale Schwankungen dar, da sie eindeutig von der Beladung und der Länge der Förderstrecke abhängen. Darüber hinaus sind sie unabhängig vom Druckaufnehmer nachweisbar und treten bei reiner Gasströmung nicht auf. Aufgrund der Tatsache, dass deren Amplitude mit der Förderlänge abnimmt, muss die Quelle am

Anfang der Förderleitung liegen. Dies bedeutet, dass diese Schwankungen entweder durch den Walzendispergierer oder durch die Wechselwirkung in der Fangdüse am Anfang der Förderleitung zwischen dem Einblasstrahl und der angesaugten Luft erzeugt wird. In beiden Fällen ist der Feststoff für die Schwankungsgenerierung notwendig, da ohne diesen die Schwankungen nicht gemessen werden.
Die Beobachtung aus der Praxis, dass die Schwankungen mit der Beladung zunehmen, wird hier bestätigt. Für einen Vergleich mit den Schwankungen, die nach Möller [48] mit der Länge der Förderstrecke zunehmen, ist die vorhandenen Förderstrecke zu kurz. Die Ergebnisse der Druckschwankungen mit einer Frequenz von 6 Hz bei Förderung der Glaskugeln B weisen daraufhin, dass die Schwankungen sich wieder verstärken können. Dort werden sie nach 4 und nach 27 m gemessen. In einem Abstand von 10 m treten sie jedoch nicht auf. Somit wäre es denkbar, dass sich auch die Schwankungen mit 8,75 Hz nach einer Förderstrecke größer als 29 m wieder verstärken.

4 Numerische Simulation der Gas-Feststoffströmung

Bei der numerischen Simulation der Gas-Feststoffströmung liegt der Schwerpunkt auf der Berechnung der Partikel-Wandhaftung. Zur Darstellung der Konzentrationsschwankungen werden Rechnungen für freifließende Partikeln durchgeführt. Dabei kommt die kommerzielle Software Fluent zum Einsatz. Diese Software ermöglicht über User Defined Functions (UDF) die Einbindung von Modellen, die in der Originalversion nicht enthalten sind.
Für die Modellierung der zweiphasigen Strömung gibt es zwei Ansätze. In beiden Ansätzen beschreiben die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls, Energie und Turbulenz die Gasphase. Die Unterschiede liegen in der Behandlung der dispersen Phase. Beim Euler-Lagrange-Ansatz wird eine einzelne Partikel betrachtet. Basierend auf einem Kräftegleichgewicht an der Partikel erfolgt die Berechnung der Partikelbahn. Dabei handelt es sich um repräsentative Partikeln, um den Rechenaufwand zu begrenzen. Durch diese Betrachtungsweise ist es möglich, interpartikuläre- und Partikel-Wand-Wechselwirkungen zu beschreiben. Letzteres ist bei der Euler-Euler-Modellierung nicht möglich. Hier wird der Feststoff als eine die Gasphase durchdringende, zweite kontinuierliche Phase betrachtet, für die die Erhaltungsgleichungen zu lösen sind.
Der jeweilige Anwendungsbereich wird im Wesentlichen von der Feststoffvolumenkonzentration und der Partikelgröße bestimmt. Für aussagekräftige Simulationsergebnisse muss beim Lagrange-Ansatz die Anzahl der berechneten Partikeln mit der Partikelkonzentration ansteigen. Der damit zunehmende Rechenaufwand begrenzt daher den Anwendungsbereich. Bei mehr als 10 % Feststoffvolumen stellen die Wechselwirkungen zwischen den Partikeln die dominierende Größe dar, so dass dann der Euler-Ansatz verwendet werden sollte. Andererseits verlieren die Partikeln mit zunehmendem Partikeldurchmesser ihre Kontinuumseigenschaften, so dass dann die Partikelbahnen berechnet werden sollten. Crowe [10] gibt einen Partikeldurchmesser von 100 μm als untere Grenze an, bei deren Unterschreiten die Berechnung des Euler-Ansatzes vorzuziehen ist. Obwohl in der vorliegenden Arbeit, bis auf die Glaskugeln C, alle Partikeln unterhalb dieser Grenze liegen, wird nur die Euler-Lagrange-Methode eingesetzt, da der Feststoffvolumenanteil immer deutlich kleiner als 10 % ist.

4.1 Modellierung der Gasphase

Die Berechnung der Gasphase erfolgt mit einer zeitlich gemittelten, instationären Massen- und Impulsbilanzierung, da es sich bei der Partikel-Wandhaftung und den Konzentrationsschwankungen um instationäre Vorgänge handelt. Die zeitliche Mittelung geht auf die Reynolds-Mittelung zurück und besagt, dass die Strömungsvariablen der exakten Impulsgleichungen (Navier-Stokes-Gleichungen) in einen zeitlich gemittelten und einen fluktuierenden Anteil aufgeteilt werden. Für die Geschwindigkeitskomponenten ergibt sich:

$$u_i = \bar{u}_i + u_i' \tag{4.1}$$

wobei $\bar{u}_i$ und u_i' die mittlere und die fluktuierende Geschwindigkeitskomponente ist $(i = 1, 2, 3)$. Aus der instationären Betrachtung folgt $\partial/\partial t \neq 0$. In Fluent erfordert die numerische Berechnung einer instationären Strömung eine zeitlich Diskretisierung. Die Erhaltungsgleichungen werden über einen Zeitschritt ΔT als von der Zeit unabhängig betrachtet. Somit unterscheiden sich die Modellansätze für die Erhaltungsgleichungen nicht zwischen stationärer und instationärer Strömung.
In der Gas-Feststoffströmung findet kein Stoffaustausch zwischen den Phasen statt, so dass sich für die Erhaltungsgleichung für die Masse ergibt:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \cdot \bar{u}_i) = S_m = 0 \tag{4.2}$$

Für die Reynolds-gemittelte Navier-Stokes-Gleichung gilt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot \bar{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \cdot \bar{u}_i \cdot \bar{u}_j) \;=\; & -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \cdot \left[\eta \cdot \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \cdot \delta_{ij} \cdot \frac{\partial u_l}{\partial x_l}\right)\right] \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} \cdot \left(-\rho \cdot \overline{u_i' \cdot u_j'}\right) + \rho \cdot g + S_P \end{aligned} \tag{4.3}$$

Die letzten beiden Terme auf der rechten Seite repräsentieren den Einfluss der Schwerkraft und äußerer Kräfte. Die Form von Gl. (4.3) entspricht der exakten Navier-Stokes Gleichung. Allerdings erscheint ein zusätzlicher Term, der die Turbulenz beschreibt. Diese Reynolds-Spannungen, $-\rho \cdot \overline{u_i' \cdot u_j'}$, müssen für die Lösung der Gl. (4.3) modelliert werden. Ein Modell, das für die drei Schwankungsgeschwindigkeiten und die drei Reynolds-Spannungen

$\rho \cdot \overline{u_1' \cdot u_2'}$, $\rho \cdot \overline{u_2' \cdot u_3'}$ und $\rho \cdot \overline{u_1' \cdot u_3'}$ jeweils eine eigene Gleichung löst, ist das Reynolds-Spannungs-Modell (RSM). Dieses berücksichtigt die Anisotropie der Strömung. Da in der vorliegenden Rohrströmung Anisotropie keinen dominierenden Einfluss besitzt, wird auf den Einsatz des RSM verzichtet, welches einen erhöhten Rechenaufwand erfordern würde. Basierend auf dem Bouessinesq-Ansatz [26], der vereinfachend von isotroper Turbulenz ausgeht, existieren verschiedene Modelle zur Beschreibung der Reynolds-Spannungen. Dabei werden die Reynolds-Spannungen auf die mittleren Geschwindigkeitsgradienten bezogen:

$$-\rho \cdot \overline{u_i' \cdot u_j'} = \eta_t \cdot \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \cdot \left(\rho \cdot k + \eta_t \cdot \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} \right) \cdot \delta_{ij} \tag{4.4}$$

Die Unterschiede der Modelle liegen in der Berechnung der turbulenten oder Wirbelviskosität η_t sowie der Betrachtungsweise der kinetischen Energie k und der Dissipationsrate ϵ. Die folgenden Darstellungen beschränken sich auf das Standard- und das realizable-k-ϵ-Modell, welche für die Simulation der vorliegenden Strömung geeignet sind.
Die k-ϵ-Modelle bestehen im Kern aus den Erhaltungsgleichungen für die kinetische Energie k und die Dissipationsrate ϵ. Letztere beschreibt die Umsetzung der Wirbelbewegung in Wärme. Der Aufbau ist analog dem der Impulserhaltungsgleichungen:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \cdot k \cdot u_i) &= \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\eta + \frac{\eta_t}{\sigma_k} \right) \cdot \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \rho \cdot \overline{u_i' \cdot u_j'} \cdot \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \rho \cdot \epsilon \\ &\quad - g_i \cdot \frac{\eta_t}{\rho \cdot Pr_t} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \end{aligned} \tag{4.5}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \cdot \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \cdot \epsilon \cdot u_i) &= \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\eta + \frac{\eta_t}{\sigma_\epsilon} \right) \cdot \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] \\ &\quad + C_{1\epsilon} \cdot \frac{\epsilon}{k} \cdot \left(-\rho \cdot \overline{u_i' \cdot u_j'} \cdot \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - C_{3\epsilon} \cdot g_i \cdot \frac{\eta_t}{\rho \cdot Pr_t} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \right) \\ &\quad - C_{2\epsilon} \cdot \rho \cdot \frac{\epsilon^2}{k} \end{aligned} \tag{4.6}$$

Dabei handelt es sich um eine vereinfachte Darstellung, da die vorliegende Strömung als inkompressibel angesehen wird. Die Energiedissipation ϵ ist beim Standard-k-ϵ-Modell direkt von der Produktion der kinetischen Energie ($-\rho \cdot \overline{u_i' \cdot u_j'} \cdot \partial u_j / \partial x_i$) abhängig. Die Wirbelviskosität ist eine Funktion der kinetischen Energie k und der Dissipationsrate ϵ der Strömung und wird wie folgt bestimmt.

$$\eta_t = \rho \cdot C_\eta \cdot \frac{k^2}{\epsilon} \tag{4.7}$$

Neben dem Vorteil der, für viele ingenieurtechnische Anwendungen, ausreichenden Genauigkeit bei geringem Rechenbedarf weist das Standard-k-ϵ-Modell insbesondere bei Strömungen mit großen Schergradienten $\partial u_i/\partial x_i$ Nachteile auf. In solchen Strömungen ist es möglich, dass durch die Modellierung negative Reynoldsspannungen erzeugt werden, obwohl diese nach Definition positiv sein müssen. Im Detail wird dieses Verhalten in [18] erläutert. Shih et.al. [63] schlagen für diese Fälle ein verlässliches k-ϵ-Modell (realizable-k-ϵ) vor, das diese und weitere ungenauen Berechnungen des Standard-k-ϵ-Modells verhindert. Während die Erhaltungsgleichung der kinetischen Energie der des Standard-Modells entspricht, unterscheidet sich die Form der ϵ-Erhaltungsgleichung von Gl. (4.6). Ein bemerkenswerter Punkt ist, dass jetzt kein Produktionsterm der kinetischen Energie mehr enthalten ist:

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t}(\rho\cdot\epsilon)+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\cdot\epsilon\cdot u_i) &= \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\eta+\frac{\eta_t}{\sigma_\epsilon}\right)\cdot\frac{\partial\epsilon}{\partial x_j}\right]-\rho\cdot C_{2\epsilon}\cdot\frac{\epsilon^2}{k+\sqrt{\nu\cdot\epsilon}} \\ &\quad -C_{1\epsilon}\cdot\frac{\epsilon}{k}\cdot C_{3\epsilon}\cdot g_i\cdot\frac{\eta_t}{\rho Pr_t}\cdot\frac{\partial\rho}{\partial x_i}\end{aligned} \tag{4.8}$$

Darüber hinaus wird in diesem Modell C_η in Gl. (4.7) für die Berechnung der Wirbelviskosität als Funktion der mittleren Scherrate und Rotation dargestellt.

$$C_\eta = \frac{1}{A_0+A_s\cdot\frac{k\cdot U^*}{\epsilon}} \tag{4.9}$$

$$U^* \equiv \sqrt{S_{ij}\cdot S_{ij}+\tilde{\Omega}_{ij}\cdot\tilde{\Omega}_{ij}} \tag{4.10}$$

$$\tilde{\Omega}_{ij} = \Omega_{ij}-2\cdot\epsilon_{ijk}\cdot\omega_k \tag{4.11}$$

$$\Omega_{ij} = \overline{\Omega_{ij}}-\epsilon_{ijk}\cdot\omega_k \tag{4.12}$$

$\overline{\Omega_{ij}}$ ist der Tensor der mittleren Rotation in einem mit der Winkelgeschwindigkeit ω_k rotierendem Bezugssystem. Die Konstanten A_0 und A_s sind wie folgt definiert.

$$\begin{aligned}A_0 &= 4,04 \\ A_s &= \sqrt{6}\cos\cdot\Phi \\ \Phi &= \frac{1}{3}\cdot\cos^{-1}(\sqrt{6}W) \\ W &= \frac{S_{ij}\cdot S_{jk}\cdot S_{ki}}{\tilde{S}} \\ \tilde{S} &= \sqrt{S_{ij}\cdot S_{ij}} \\ S_{ij} &= \frac{1}{2}\cdot\left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i}+\frac{\partial u_i}{\partial x_j}\right)\end{aligned}$$

Wie im weiteren Verlauf noch deutlich wird, ist es für die Simulation der Partikel-Wandhaftung notwendig, die Grenzschichtströmung an der Rohrwand mit den dort vorhandenen großen Schergradienten aufzulösen. Deshalb wird die Turbulenz in diesen Simulationen mit dem realizable-k-ϵ-Modell berechnet. Für die Simulation der Konzentrationsschwankungen entfällt die Notwendigkeit der genauen Betrachtung der Grenzschichtströmung, so dass dort das Standard-k-ϵ-Modell zum Einsatz kommt. Es werden die von Fluent vorgeschlagenen Werte für die Modellkonstanten eingesetzt [18].

4.2 Modellierung der dispersen Phase mit dem Euler-Lagrange-Ansatz

Bei der Modellierung der dispersen Phase mit dem Euler-Lagrange-Ansatz werden einzelne, repräsentative Partikeln betrachtet. Im Folgenden wird auf die Berechnung der Partikelbahn eingegangen. Anschließend erfolgt die Darstellung der verwendeten Modelle, die über User-Defined-Functions (UDF) in das Programm implementiert werden. Dazu gehören die Partikel-Wand-Wechselwirkung einschließlich der Partikel-Wandhaftung und die Partikel-Partikelstöße. Abschließend erfolgt eine Erläuterung der Randbedingungen der Simulationen.

4.2.1 Partikelbewegung

Zur Berechnung der Partikelbahn berücksichtigt Fluent bei dem Kräftegleichgewicht die Trägheits-, die Widerstands- und die Schwerkraft. Daraus folgt die Bewegungsgleichung

$$\frac{\vec{w}_P}{dt} = \frac{18 \cdot \eta}{\rho_P \cdot d_P^2} \cdot \frac{C_D \cdot Re_P}{24} \cdot (\vec{u} - \vec{w}_P) + \frac{g \cdot (\rho_P - \rho)}{\rho_P} + F_i \tag{4.13}$$

Hier ist Re_P die Reynoldszahl, die sich aus der Partikelumströmung ergibt.

$$Re_P = \frac{\rho \cdot d_P \cdot |\vec{w}_P - \vec{u}|}{\eta} \tag{4.14}$$

Der Widerstandskoeffizient C_D der Partikel wird nach einem Vorschlag von Clift et.al. [7] in Abhängigkeit der Reynoldszahl Re_P berechnet. Die relevanten Bereiche sind:

$$Re_P < 0,01 \qquad C_D = \frac{3}{16} + \frac{24}{Re_P} \tag{4.15}$$

$$0,01 < Re_P \leq 20 \qquad C_D = \frac{24}{Re_P} \cdot \left(1 + 0,13115 \cdot Re_P^{(0,82-0,05 \cdot w^2)}\right) \tag{4.16}$$

$$20 \leq Re_P \leq 260 \qquad C_D = \frac{24}{Re_P} \cdot \left(1 + 0,1935 \cdot Re_P^{0,6305}\right) \tag{4.17}$$

$$\text{mit} \qquad w = \lg \cdot Re_P \tag{4.18}$$

Der letzte Summand in Gl. (4.13) steht für weitere Kräfte, die mit UDF implementiert werden. Durch Partikel-Wand- und Partikel-Partikelstöße erhalten die Partikeln eine nicht zu vernachlässigende Rotationsgeschwindigkeit. Des Weiteren werden die Partikelbahnen auch in der Grenzschicht berechnet, so dass die dortigen Geschwindigkeitsgradienten beachtet werden müssen. Daraus folgt die Berücksichtigung der durch Geschwindigkeitsgradienten hervorgerufenen Saffmann-Kraft $\vec{F}_{Saff}$ und der durch die Partikelrotation verursachten Magnus-Kraft $\vec{F}_M$. Geschwindigkeitsgradienten und Partikelrotation bedingen eine Druckdifferenz an der Partikel, die jeweils in einer Kraft senkrecht zur Bewegungsrichtung resultiert. Eine Veranschaulichung der Kräfte ist in der Arbeit von Kohnen [30] zu finden.
Bei der Simulation der Partikelhaftung wird der Einfluss der elektrostatischen Partikelladung optional berechnet. In Bezug auf die Partikelbewegung führt dies zur Einbeziehung der Coulomb-Kraft in die Bewegungsgleichung.

$$\vec{F}_M = C_m \cdot \pi \cdot \left(\frac{d_P}{2}\right)^3 \cdot \rho \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot (\nabla \times \vec{u}) - \vec{\omega}_P\right) \times (\vec{w}_P - \vec{u}) \tag{4.19}$$

Der Koeffizient C_m wurde nach einem Vorschlag von Rubinow/Keller [54] zu 2 definiert.

$$\vec{F}_{Saff} = 1,615 \cdot {d_P}^2 \cdot \sqrt{\frac{\rho \cdot \eta}{|\nabla \times \vec{u}|}} \left((\nabla \times \vec{u}) \times (\vec{u} - \vec{w}_P)\right) \tag{4.20}$$

Die Gl. (4.20) entspricht der Definition nach Saffmann [57] und gilt für die laminare Umströmung. Hier kommt eine Erweiterung auf höhere Reynoldszahlen, nach einem Vorschlag von Mei [44], zum Einsatz.

$$\vec{F}_{S,Mei} = \left(\left(1 - 0,3314 \cdot \sqrt{0,5 \cdot \frac{Re_G}{Re_P}}\right) \cdot e^{\frac{-Re_P}{10}} + 0,3314 \cdot \sqrt{0,5 \cdot \frac{Re_G}{Re_P}}\right) \cdot \vec{F}_{Saff} \tag{4.21}$$

$$\text{für} \qquad Re_P \leq 40$$

$$\vec{F}_{S,Mei} = 0,0524 \cdot \sqrt{0,5 \cdot Re_G} \cdot \vec{F}_{Saff} \tag{4.22}$$

$$\text{für} \qquad Re_P > 40$$

$$\text{mit} \qquad Re_G = \frac{d_P^2 \cdot \rho}{\eta} \cdot \frac{\partial u}{\partial x} \tag{4.23}$$

Für die Berechnung der Coulomb-Kraft wird vereinfachend eine konstante Ladungsverteilung angenommen, so dass diese immer in Richtung Wand wirkt.

$$F_C = \frac{q_P \cdot q_0}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot l^2} \tag{4.24}$$

Die Berechnung der Partikelrotation für einen neuen Zeitschritt erfolgt nach einem Vorschlag von Sommerfeld/Zivkovic [70]:

$$\vec{\omega}_{P,neu} = \frac{1}{2} \cdot (\nabla \times \vec{u}) \cdot \left(\vec{\omega}_P - \frac{1}{2} \cdot (\nabla \times \vec{u}) \right) \cdot exp \left(-\frac{60 \cdot \eta}{d_P^2 \cdot \rho_P} \cdot \Delta T \right) \tag{4.25}$$

Die in den obigen Gleichungen benötigte Rotation des Fluidgeschwindigkeitsfeldes berechnet sich wie folgt.

$$(\nabla \times \vec{u}) = \begin{pmatrix} \frac{\partial u_z}{\partial y} - \frac{\partial u_y}{\partial z} \\ \frac{\partial u_x}{\partial z} - \frac{\partial u_z}{\partial x} \\ \frac{\partial u_y}{\partial x} - \frac{\partial u_x}{\partial y} \end{pmatrix} \tag{4.26}$$

Für eine realistische Partikelverteilung in der Strömung ist die, durch die Gasturbulenz verursachte, turbulente Dispersion der Partikeln zu berücksichtigen. Fluent bietet standardmäßig das Discrete-Random-Walk- (DRW) Modell an, das hier verwendet wird. Grundsätzlich erfolgt die Einbeziehung der Gasturbulenz in die Partikelbewegung über die Gasgeschwindigkeit in Gl. (4.13). Die momentane Gasgeschwindigkeit wird mit $\overline{u} + u'(t)$ beschrieben. In dem DRW-Modell verbleibt der fluktuierende Anteil $u'(t)$ solange konstant, wie sich die Partikel in einem Wirbel befindet. Als Maß für dieses Einwirken der Partikel auf den Wirbel wird die kleinere von zwei charakteristischen Zeiten genommen. Die eine ist die Lebenszeit des Wirbels, die in Abhängigkeit der Lagrange Integralzeit T_L und einer Zufallszahl ζ zwischen 0 und 1 mit

$$\tau_e = T_L \cdot \lg \zeta \tag{4.27}$$

definiert ist. Dabei ergibt sich T_L für k-ϵ-Modelle zu

$$T_L \approx 0,15 \cdot \frac{k}{\epsilon}. \tag{4.28}$$

Die andere charakteristische Zeit ist die Zeit t_{cross}, die die Partikel benötigt, um den Wirbel zu durchqueren.

$$t_{cross} = -\tau_P \cdot \ln\left[1 - \left(\frac{L_W}{\tau_P \cdot |\vec{u} - \vec{w}_P|}\right)\right] \tag{4.29}$$

Sobald das kleinere der Zeitmaße überschritten wird, wird der fluktuierende Anteil aufgrund der im k-ϵ-Modell angenommen Isotropie neu berechnet:

$$u' = \zeta \cdot \sqrt{\overline{u_x'^2}} = \zeta \cdot \sqrt{\overline{u_y'^2}} = \zeta \cdot \sqrt{\overline{u_z'^2}} = \zeta \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot k}{3}} \tag{4.30}$$

Fluent berücksichtigt für jeden Zeitschritt einen Impulsaustausch zwischen Gas und Feststoff in jeder Zelle, der über alle Partikeln i aufsummiert wird.

$$S_P = \sum_i \left(\frac{18 \cdot \eta \cdot C_D \cdot Re}{\rho_P \cdot d_P^2 \cdot 24}\left(\vec{w}_P - \vec{u}\right)\right) \cdot \dot{M}_P \cdot \Delta T \tag{4.31}$$

Dieser Impulsaustausch erscheint als Quellterm für äußere Kräfte in den Impulsgleichungen der Gasströmung (Gl. (4.3)).
Bei der instationären Berechnung der Partikelbahn handelt es sich um ein sequentielles Vorgehen. Zunächst wird die Gasströmung über den Zeitschritt gerechnet. Im Anschluss erfolgt die Integration der Bewegungsgleichung in der berechneten Gasströmung. Bei der anschließenden Berechnung der Gasphase des nächsten Zeitschrittes wird der generierte Impulsaustausch berücksichtigt.

4.2.2 Partikel-Wandstoß

In der Standard Fluentversion erfolgt die Berechnung des Partikel-Wandstoßes für eine glatte Wand. Alle bisherigen numerischen Untersuchungen von Gas-Feststoffströmungen in Rohren kommen jedoch zu dem Schluss, dass es für eine realitätsnahe Darstellung der Strömung notwendig ist, die Wandrauheit zu berücksichtigen ([19], [67], [71], [72]). Deshalb wird hier die Wandrauheit modelliert und über eine UDF in die Software eingefügt.
Grundlage der Modellierung bildet der Vorschlag von Frank/Petrak [19], in dem die Wandrauheit mit einem fiktiven Wandstück berechnet wird, das um einen bestimmten

Winkel gegenüber der ebenen Wand geneigt ist. Bei jedem Wandkontakt einer Partikel wird dieser Wandneigungswinkel aus einer Gauß'schen Normalverteilung mit dem Mittelwert $\gamma_m = 0$, den Maximalwerten $\pm\gamma_{max}$ und der Standardabweichung $\sigma = a \cdot \gamma_{max}$ ermittelt. Dieses Modell besitzt somit zwei zu bestimmende Parameter, den maximalen Wandneigungswinkel γ_{max} und den Faktor a. Diese ergeben sich in Abhängigkeit der vorhandenen Wandrauheit und der Partikelgröße. Frank/Petrak [19] bestimmen drei Bereiche, in denen sich der maximale Wandneigungswinkel als Funktion der Rauheitsparameter L_R, H_R und ΔH_R sowie des Partikeldurchmessers berechnen lässt, wie Abb. 4.1 veranschaulicht.

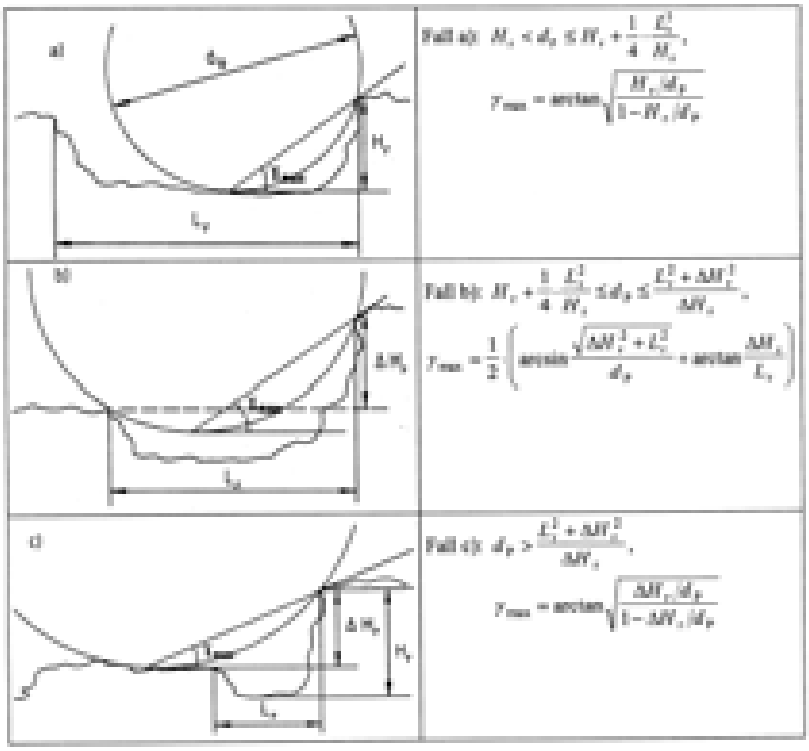

Abb. 4.1: Veranschaulichung der maximalen Wandneigungswinkel nach [19]

Das Frank/Petrak Modell ist auf Partikeln beschränkt, die größer als die lokale Wandrauheit sind. Die Quartzpartikeln und die Glaskugeln A sind jedoch so klein, dass sie in die Rauheitsstruktur eindringen, wie Abb. 4.2 verdeutlicht. Deshalb wird hier die Modellierung nach Frank/Petrak [19] auf Partikeln ausgeweitet, deren Durchmesser kleiner als die doppelte lokale Rauheit H_R sind.

$$d_P \leq 2 \cdot H_R \tag{4.32}$$

Aus der in Abb. 4.3 vereinfacht dargestellten Struktur der Rauheit ergibt sich ein maximaler Wandneigungswinkel von

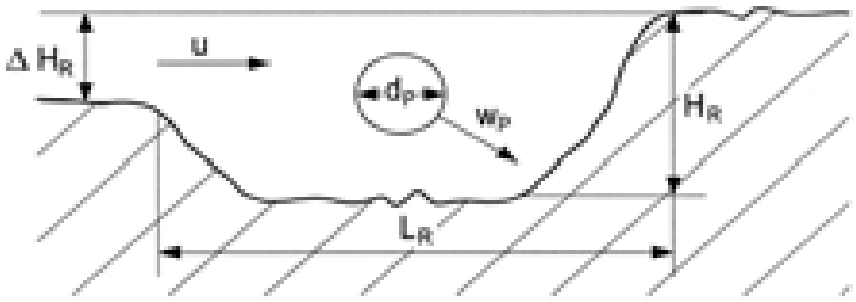

Abb. 4.2: Eindringen einer Partikel in die Rauheit der Wand

$$\gamma_{max} = arctan(\frac{2H_R}{d_P}) \quad \text{für} \quad H_R \leq d_P \leq 2H_R \tag{4.33}$$

Ist $d_P < H_R$, dann ist der maximale Wandneigungswinkel 90°.

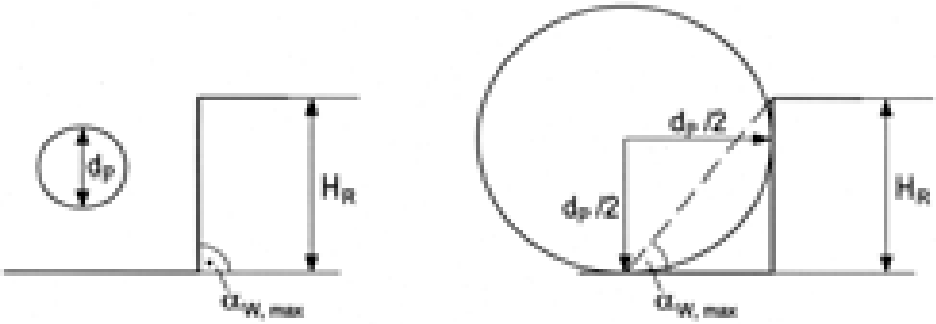

Abb. 4.3: Maximale Wandneigungswinkel für $d_P \leq 2 \cdot H_R$

Grundsätzlich muss bei der Modellierung der Wandrauheit beachtet werden, dass nicht alle Stöße physikalisch möglich sind. Triesch [71] erläutert dies näher. Hier kommt eine Bewertung zum Einsatz, die nach dem Ermitteln der aus Abb. 4.4 ersichtlichen Wandneigungswinkel α_1 und α_3 zusätzlich den Einfallswinkel der Partikel berücksichtigt, um irreguläre Stöße zu vermeiden.

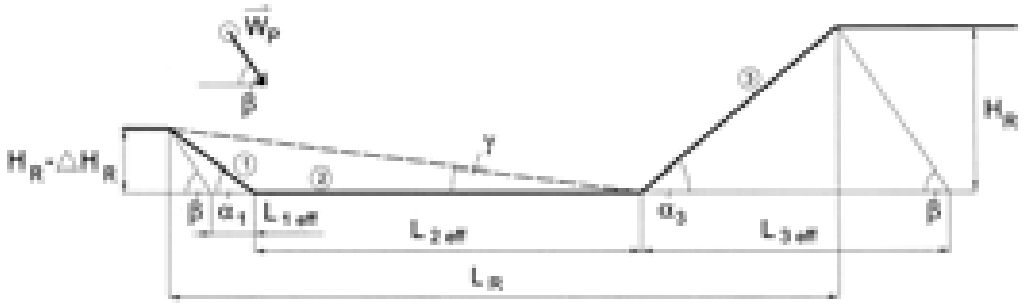

Abb. 4.4: Effektive Stoßlängen beim Wandstoß

Abb. 4.4 zeigt am Beispiel einer Partikel, die kleiner als die Wandrauheit ist, dass die Partikel die Möglichkeit hat, gegen eine Wand mit drei Wandneigungen $\alpha_1, 0, \alpha_3$ zu stoßen. Um aus den drei Wandneigungen eine herauszufiltern, mit der der Wandstoß gerechnet wird, erfolgt eine Bewertung der Stoßlängen. Zunächst grenzt der Winkel γ die Stoßmöglichkeiten ein. Wenn der Einfallswinkel β kleiner als γ ist, dann kann die Partikel nur gegen die Wand 3 stoßen. Ansonsten werden zusammen mit β effektive Stoßlängen $L_{i,eff}$ mit $i = 1, 2, 3$ berechnet, die in Auftreffwahrscheinlichkeiten P_i resultieren

$$P_i = \frac{L_{ieff}}{\sum_i L_{ieff}} \quad \text{mit i = 1,2,3.} \tag{4.34}$$

Eine gleichverteilte Zufallszahl zwischen 0 und 1 entscheidet letztendlich, welche der drei möglichen Wandneigungen verwendet wird. Eine topografische Vermessung des verwendeten Stahlrohrs bestätigt die von Frank/Petrak [19] genannten Rauheitswerte von $H_R = 5\ \mu m$, $L_R = 50\ \mu m$ und $\Delta H_R = 2\ \mu m$ für polierte Stahlrohre. Abb. 4.5 zeigt eine daraus resultierende Verteilung der Wandneigungswinkel bei Förderung der Glaskugeln A. Die Verschiebung der Verteilung zu positiven Werten resultiert aus physikalisch unmöglichen Stößen (vergl. [71]).

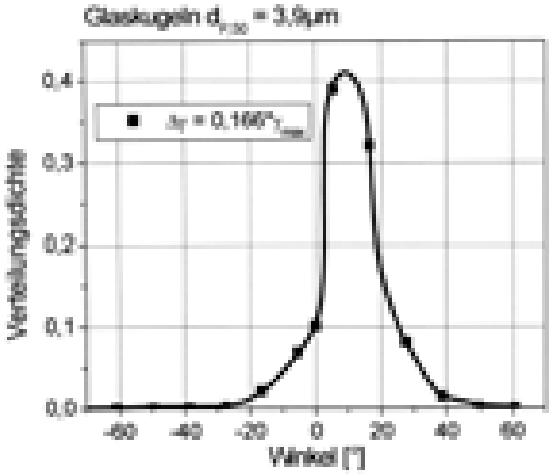

Abb. 4.5: Verteilung der Wandneigungswinkel

Für die Modellierung muss ein geeigneter Faktor a zur Berechnung der Standardabweichung der Wandneigungswinkel bestimmt werden. Werninger [78] gibt für 100 und 500 μm Glaspartikeln und eine Wandrauheit von $H_R = 25\ \mu m$ für a den Wert 0,5 an. Hier sind die Partikeln jedoch erheblich kleiner und die Wandrauheit entspricht der einer polierten Stahloberfläche. Huber [27] hat gemessene Rauheitswerte, Standardabweichungen der Wandneigungswinkelverteilung sowie gemessene Werte des Stoßkoeffizienten e und des

Gleitreibungskoeffizienten μ_d angegeben. Die Koeffizienten für 100 und 40 μm Glaskugeln für eine unbehandelte Stahloberfläche stimmen überein. Lediglich die Standardabweichung nimmt mit größeren Partikeln zu. Da keine Messwerte für eine polierte Stahloberfläche und 40 μm Glaskugeln zur Verfügung stehen, werden hier, aufgrund der Übereinstimmung der Werte für ein unbehandeltes Stahlrohr, zunächst die Werte für eine polierte Stahloberfläche und 100 μm Glaskugeln für die Simulation der Glaskugeln B zur Bestimmung von a herangezogen. Aus dem in Abb. 4.1 dargestellten Fall 1 ergibt sich damit für eine 40 μm Glaskugel ein maximaler Wandneigungswinkel von $20,7°$. Mit einem Wert von 1/6 für a resultiert daraus eine Standardabweichung von $3,5°$, die in der Nähe der bei Huber [27] angegebenen Standardabweichung von $4,2°$ liegt. Der in Tabelle 4.1 aufgeführte Vergleich mit dem gemessenen Druckverlust der Glaskugeln B bestätigt den Wert von 1/6 für a.

Tabelle 4.1: Druckverluste für Re = 83400, $\dot{M}_P = 74 g/s$, Glaskugeln B, poliertes Stahlrohr

Messung	$1/2 \cdot \gamma_{max}$	$1/6 \cdot \gamma_{max}$
152Pa/m	175Pa/m	154Pa/m

Aufgrund fehlender Messwerte wird dieser Wert auch für die Simulation der Glaskugeln A und des Quarzmehls eingesetzt. Für die Simulation der Glaskugeln C kommt hingegen der von Werninger bestimmte Wert $a = 1/2$ zum Einsatz.
Eine Transformation des globalen Koordinatensystems, mit dem Ursprung in der Rohrachse, in ein Wandkoordinatensystem, das den Wandneigungswinkel beinhaltet, ermöglicht die Anwendung der Stoßgesetze des dreidimensionalen, reibungsbehafteten Stoßes. Für die Berechnung der Geschwindigkeiten nach dem Stoß wird zwischen Haft- und Gleitstoß unterschieden. Die Gesetze beider Stoßfälle sind beispielsweise bei Triesch [71], Werninger [78] oder Tsuji [72] aufgeführt. Die Betrachtung des Stoßkoeffizienten erfolgt nach dem Vorschlag von Huber [27] in Abhängigkeit des Einfallswinkels der Partikel. Gl. (4.35) gibt die aus seiner experimentellen Arbeit resultierenden Beziehungen zur Bestimmung der Wandstoßparameter für Glaskugeln mit einem Durchmesser von 40 μm an, die hier für das Quarzmehl sowie die Glaskugeln A und B zum Einsatz kommen.

$$
\begin{aligned}
e &= e_{max} - \frac{e_{max} - e_{min}}{\alpha_e}\beta && \text{für } \beta < \alpha_e \\
e &= e_{min} && \text{für } \beta \geq \alpha_e \\
\mu_d &= \mu_{d,max} - \frac{\mu_{d,max} - \mu_{d,min}}{\alpha_{\mu_d}}\beta && \text{für } \beta < \alpha_{\mu_d} \\
\mu_d &= \mu_{d,min} && \text{für } \beta \geq \alpha_{\mu_d}
\end{aligned} \tag{4.35}
$$

mit $e_{max} = 1,\ e_{min} = 0,88,\ \alpha_e = 13°,\ \mu_{d,max} = 0,2,\ \mu_{d,min} = 0,14,\ \alpha_{\mu_d} = 20°$

4.2.3 Partikel-Wandhaftung

Für die Modellierung der Partikel-Wandhaftung wird der Vorschlag von Löffler/Muhr [41] aufgegriffen, der auf einer Energiebilanzierung um den Partikel-Wandstoß beruht. Die Bilanzierung beinhaltet die kinetische und elektrostatische Energie vor und nach dem Stoß sowie eine Energie zur Beschreibung der Haftung nach van-der-Waals und der Energieverlust durch den Wandstoß. Abb. 4.6 zeigt die Bilanzgrenze, die der wandnächsten Gitterzelle entspricht.

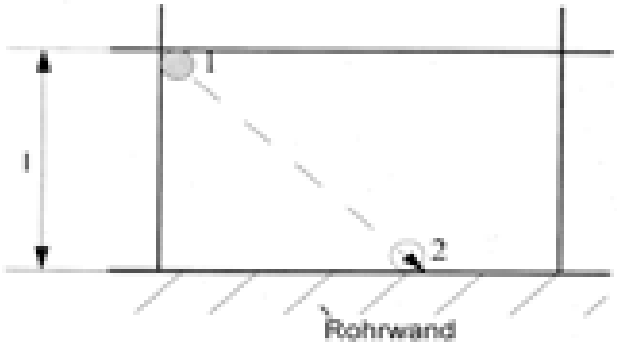

Abb. 4.6: Bilanzgrenze

Für die Energiebilanz gilt:

$$E_{kin,1} + E_{el,1} = E_{kin,2} + E_{el,2} + E_{vdW} + E_{Verl} \tag{4.36}$$

Der Verlustanteil wird über den Stoßkoeffizienten e bestimmt.

$$e = \sqrt{\frac{E_{kin,1} - E_{Verl}}{E_{kin,1}}} \tag{4.37}$$

Für die Energie, die für die Trennung einer Kugel von der Wand notwendig ist, gilt:

$$E_{vdW} = \frac{(\hbar\varpi)^2}{64 \cdot \pi^3 \cdot z_O^4} \cdot \frac{d_P}{4 \cdot H} \tag{4.38}$$

Die Differenz der elektrostatischen Energie ist durch den Ladungsaustausch beim Wandkontakt bedingt und berechnet sich zu:

$$E_{el,2} - E_{el,1} = \frac{1}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0} \cdot \left(\frac{q_{P,2}^2}{z_0 + \frac{d_p}{2}} - \frac{q_{P,1}^2}{l} \right) \tag{4.39}$$

Wenn die Partikel haften bleibt, ist ihre kinetische Energie nach dem Wandstoß gleich Null. Aus den Gl. (4.36) bis (4.39) folgt eine kritische Partikelgeschwindigkeit.

$$w_{P,krit} = \sqrt{\left(\frac{1}{e \cdot d_P} \frac{\hbar\varpi}{\pi^2 \cdot z_0^2} \right)^2 \cdot \frac{3}{4 \cdot H \cdot \rho_P} + \frac{3}{d_P^3 \cdot \pi^2 \cdot e^2 \cdot \epsilon_0 \cdot \rho_P} \left(\frac{q_{P,2}^2}{z_0 + \frac{d_p}{2}} - \frac{q_{P,1}^2}{l} \right)} \tag{4.40}$$

Wenn eine Partikel die Haftbedingung (4.41) erfüllt, bleibt sie haften.

$$|\vec{w}_P| \leq w_{P,krit} \tag{4.41}$$

Bei den in der Simulation berechneten Partikeln handelt es sich um repräsentative Partikeln. Sie stellen einen Anteil der aufgegebenen Masse einer Partikelgröße dar. Es handelt sich also um ein Paket monodisperser Partikeln. Bei Erfüllen der Haftbedingung bliebe somit das ganze Partikelpaket haften. Das Volumen des Partikelpakets kann bei Annahme der dichtesten Kugelpackung das Volumen der wandnächsten Zelle übersteigen, in der die Haftung betrachtet wird. Um dieses auszuschließen, wird nur der Anteil der im Paket vorhandenen Partikeln als haftend betrachtet, der die Zellfläche mit einem Monolayer belegt. Die Anzahl der im Paket verbleibenden Partikeln verringert sich also auf

$$N_{P,2} = N_{P,1} - N_{P,Haft} \quad \text{mit} \quad N_{P,Haft} = \frac{4 \cdot A_{Zelle}}{\pi \cdot d_P^2} \tag{4.42}$$

Das um die entsprechende Masse reduzierte Paket führt den Stoß aus und wird weiter berechnet. Ist die wandnächste Zelle (I, in Abb. 4.7) vollständig mit Partikeln ausgefüllt, so erfolgt die Abfrage nach dem Erfüllen der Haftbedingung und die Berechnung des Partikel-Wandstoßes in der zweitnächsten Zelle zur Wand (II, in Abb. 4.7).

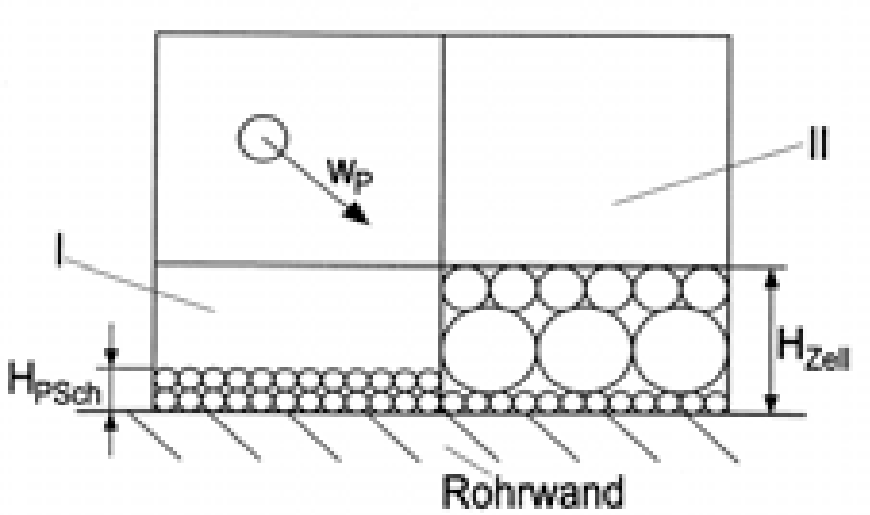

Abb. 4.7: Erfassung der belegten Wandzellen

Die mit Partikeln ausgefüllte Zelle kann jedoch vom Gas durchströmt werden. Wegen des nochmals erhöhten Rechenaufwandes erfolgt die Berücksichtigung der vollen Zellen für die Gasströmung nur bei einer Rechnung, um deren Einfluss zu bestimmen. In dieser Rechnung kommt das in Fluent integrierte Phase-Change-Modell [18] zum Einsatz. Das Modell ermöglicht für jede einzelne Zelle die Änderung der Gasphase in eine feste Phase. Sobald die Phase in einer Zelle als fest definiert ist, wird diese Zelle im Folgenden umströmt und nicht mehr durchströmt.

Bei der verwendeten Rautiefe von $H_R = 5\ \mu m$ und Quarzpartikeln mit einer mittleren Größe von 3 μm wird vereinfachend angenommen, dass die Struktur der Wandrauheit durch haftende Partikeln überdeckt wird. Sobald Partikeln an der Wand haften, ändert sich die für den Wandstoß relevante Rauheit und es erfolgt die Ermittlung eines neuen Wandneigungswinkels. Die einzigen Unterschiede zu dem in Abschnitt 4.2.2 beschriebenen Modell sind der maximale Wandneigungswinkel und das Fehlen der effektiven Stoßlängen. Bei Annahme eines Monolayers ergibt sich aus Abb. 4.8 jetzt ein maximaler Wandneigungswinkel von

$$\gamma_{max} = \frac{\pi}{2} - \alpha_{min} \quad \text{mit} \quad \alpha_{min} = \arccos\left(\frac{d_{P1}}{d_{P1} + d_{P2}}\right). \tag{4.43}$$

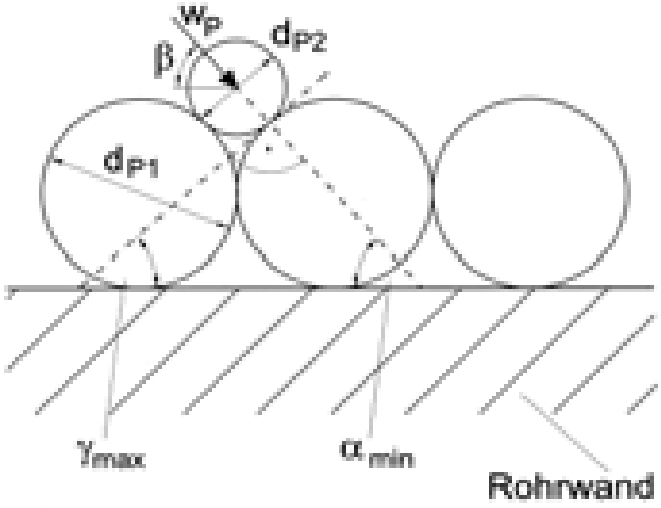

Abb. 4.8: Maximaler Wandneigungswinkel bei belegten Zellen

4.2.4 Partikel-Partikelstoß

In der Simulation erfolgt die Partikelberechnung nacheinander. Nach einem Vorschlag von Oesterlé/Petitjean [51] wird zur Simulation eines Partikel-Partikelstoßes neben der momentan berechneten Partikel P1 ein fiktiver Stoßpartner P2 erzeugt. Letzterem werden eine Partikelgröße innerhalb der Partikelfraktion und mittlere Werte für die Partikelgeschwindigkeit und die Rotation zugewiesen. Mit der Stoßwahrscheinlichkeit $P(\Delta t)$ zwischen 0 und 1 wird bestimmt, ob ein Stoß stattfindet. Ist eine Zufallszahl ζ aus einem gleichverteilten Intervall zwischen 0 und 1 kleiner als $P(\Delta t)$, so werden die Stoßgesetze aufgerufen. Oesterlé/Petitjean [51] haben die Stoßwahrscheinlichkeit analog der kinetischen Gastheorie [11] analytisch hergeleitet. Als Bedingung geben sie an, dass die der fiktiven Partikel P2 zugewiesene Geschwindigkeit einen für die Partikelposition gemittelten Wert besitzt.

$$P(\Delta t) = 1 - exp\left(-|\vec{w}_{P1} - \vec{w}_{P2}| \cdot \sqrt{2} \cdot \pi \cdot \left(\frac{d_{P1}}{2} + \frac{d_{P2}}{2}\right)^2 \cdot c_0 \cdot \Delta T\right) \tag{4.44}$$

Nach einem Vorschlag von Sommerfeld [68] wird die gemittelte Geschwindigkeit der fiktiven Partikel P2 durch eine numerisch generierte Momentangeschwindigkeit ersetzt. Der Schwankungsanteil der Momentangeschwindigkeit setzt sich aus einem Zufallsanteil, dem die mittlere Schwankungsgeschwindigkeit aller Partikeln an der betrachteten Position zugrunde liegt, und dem Schwankungsanteil der Partikel P1 zusammen. Da sich beide

Partikeln während des Stoßes in demselben Wirbel befinden, ist diese Annäherung der Partikelgeschwindigkeiten für kleine Stokeszahlen, wie sie hier vorliegen, sinnvoll. Sommerfeld gibt in [68] eine Beziehung zur Gewichtung der Anteile in Abhängigkeit der turbulenten Stokeszahl St_t an.

$$\begin{aligned} \vec{w}_{P2} &= \overline{\vec{w}_{P2}} + \vec{w}'_{P2} \\ &= \overline{\vec{w}_{P2}} + exp\left(-0,55 \cdot St_t^{0,4}\right) \cdot \vec{w}'_{P1} + \sqrt{1 - exp\left(-1,1 \cdot St_t^{0,4}\right)} \cdot \zeta \cdot \vec{w}'_P \end{aligned} \tag{4.45}$$

Hier ist

$$St_t = \frac{\tau_P \cdot \epsilon}{C_L \cdot k} \quad \text{mit} \quad C_L = 0,15. \tag{4.46}$$

Mit der Verwendung der Momentangeschwindigkeit ändert sich die Berechnung der Stoßwahrscheinlichkeit analog zur kinetischen Gastheorie wie folgt:

$$P(\Delta t) = 1 - exp\left(-\left|\vec{w}_{P1} - \left(\vec{w}_{P2} + \vec{w}'_{P2}\right)\right| \pi \cdot \left(\frac{d_{P1}}{2} + \frac{d_{P2}}{2}\right)^2 \cdot c_0 \cdot \Delta T\right) \tag{4.47}$$

Hier erfolgt die Berechnung der Stoßwahrscheinlichkeit für das Quarzmehl sowie für die Glaskugeln A und B nach Gl. (4.47). Triesch [71] ermittelte für Partikeln größer als 100 μm zu große fluktuierende Geschwindigkeiten bei der Anwendung der Gl. (4.47). Deshalb kommt für die Berechnung der Stoßwahrscheinlichkeit bei der Förderung der Glaskugeln C Gl. (4.44) zum Einsatz.

Die verwendeten Stoßgesetze und die notwendigen Koordinatentransformationen sind in [71] und [78] detailliert beschrieben. Die Berechnung der Partikel-Partikelstöße erfolgt mit folgenden Werten für den Haftreibungskoeffizienten μ_S, den Gleitreibungskoeffizienten μ_d und dem Stoßkoeffizienten e:

$\mu_S = 0,4$, $\mu_d = 0,4$, $e = 0,9$

4.2.5 Durchführung der Simulation

Für die Simulation der Partikel-Wandhaftung und der Gas-Feststoffströmung ohne Haftung kommen unterschiedliche Gitter zum Einsatz.
Um die Partikeln in der Grenzschicht bei der Simulation der Partikel-Wandhaftung detailliert verfolgen zu können, muss dieser Strömungsbereich hoch aufgelöst werden. Darüber hinaus steigt die Genauigkeit des Wandhaftmodells mit kleineren Zellen. Aus der großen Zellenanzahl in diesem Bereich resultiert ein großer Rechenbedarf, der auch durch die Vielzahl von Aufrufen der Partikelbahnberechnung in der Grenzschicht bedingt ist. Deshalb kommt hier ein Gitter zum Einsatz, das einen 15° Querschnitt eines Rohres von 3 m Länge darstellt und damit für eine horizontale Strömung, aufgrund der fehlenden Symmetrie, untypisch ist. Da die Gewichtskraft bei den kleinen Partikeln (Quarzmehl) nur einen geringen Einfluss besitzt, ist der Fehler gering, der durch diese Gittergeometrie verursacht wird. Abb. 4.9 zeigt das verwendete Gitter.

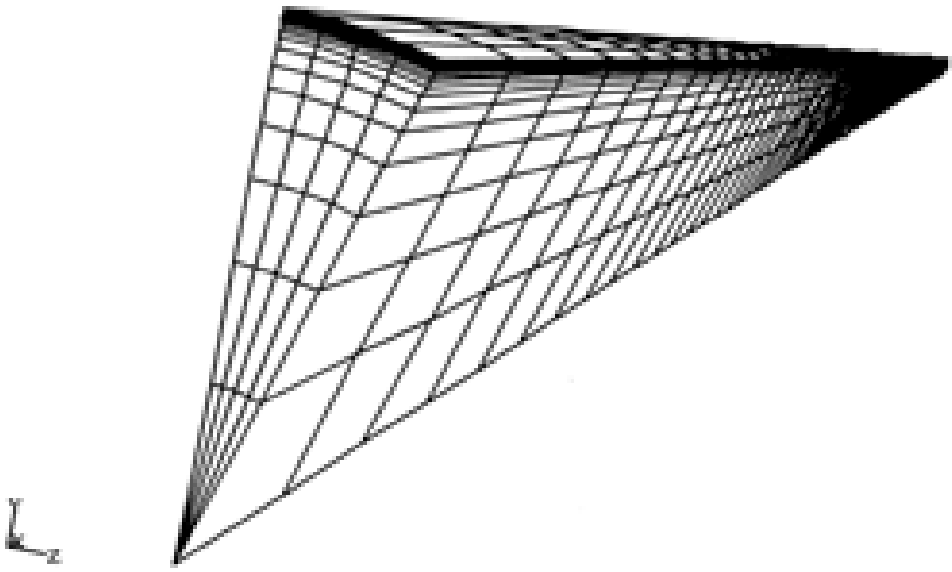

Abb. 4.9: Gitter zur Simulation der Partikel-Wandhaftung

Für die Auflösung der Grenzschichtströmung kommt das Zwei-Zonen-Modell [18] zum Einsatz, in dem alle Erhaltungsgleichungen, bis auf die der Dissipationsrate, bis zur Wand gelöst werden. Die Wirbelviskosität η_t berechnet sich hier mit

$$\eta_{t,2Zonen} = \rho \cdot C_\eta \cdot l_\eta \cdot \sqrt{k}. \tag{4.48}$$

Für die Dissipationsrate gilt.

$$\epsilon = \frac{k^{3/2}}{l_\epsilon} \tag{4.49}$$

Die Simulation der Partikel-Wandhaftung erfolgt nur für Quarzpartikeln, da dafür entsprechende Messergebnisse vorliegen.
Bei der Simulation der Gas-Feststoffströmung ohne Partikel-Wandhaftung wird die Grenzschichtströmung mit Wandfunktionen überbrückt, die das Geschwindigkeitsprofil analytisch berechnen. Die Erhaltungsgleichung der kinetischen Energie wird bis zur wandnächsten Zelle gelöst. Dabei gilt die Randbedingung

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0. \tag{4.50}$$

Für den Einsatz der Wandfunktionen ist ein Gitter ausreichend, in dem die Grenzschicht mit einer Zelle dargestellt wird. Das reduziert den Rechenaufwand, so dass diese Simulationen mit einem 180° Rohrstück von 5 m Länge erfolgen, dessen Gitter Abb. 4.10 zeigt. Weitere Erläuterungen zu der Behandlung der wandnahen Strömung sind [18] zu entnehmen. Die Durchmesser der berechneten Rohrstücke betragen entsprechend der Förderleitung der Versuchsanlage 50 mm.

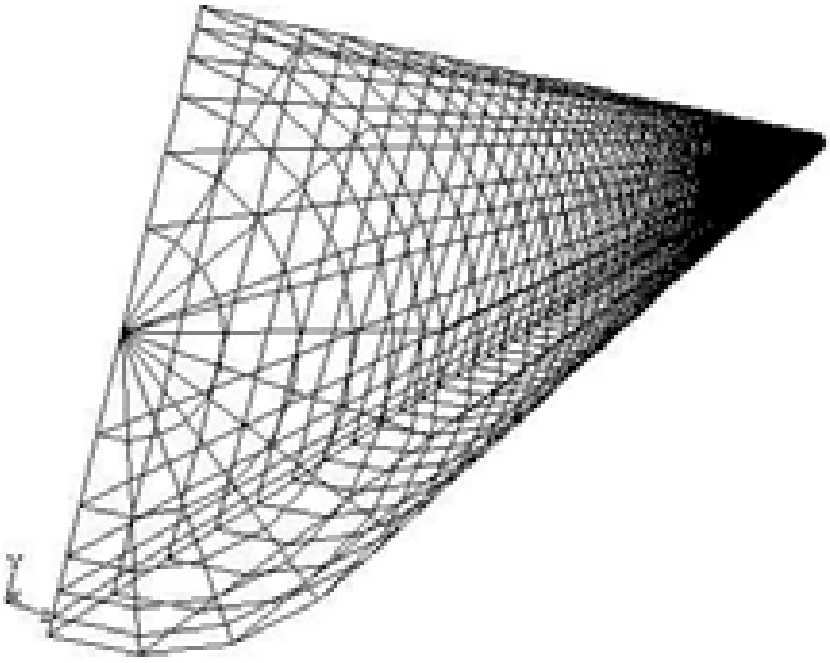

Abb. 4.10: Gitter zur Simulation der Gas-Feststoffströmung ohne Partikel-Wandhaftung

Die Partikeln werden im Eintrittsquerschnitt gleichmäßig über einer Fläche verteilt aufgegeben, die sich über den vollturbulenten Bereich erstreckt. Mit einer Rosin-Rammler-Verteilung erfolgt die Aufteilung des aufgegeben Feststoffmassenstroms auf die einzelnen repräsentativen Partikeln [18].
Es wird eine instationäre Strömung simuliert, wobei der Zeitschritt unter Beachtung des von Fluent [18] angegebenen Kriteriums gewählt wird, dass sich die in dem Zeitschritt berechneten Partikelbahnen nur über eine Zelllänge erstrecken. Die Partikelstoß-Wahrscheinlichkeit und die Partikelrotation werden durch die kleinste Zeiteinheit bestimmt. Deshalb erfolgt deren Berechnung nach Sommerfeld [67] mit einem Zeitschritt in den Gl. (4.25) und (4.44), der 20% der kleinsten Zeiteinheit beträgt. Als Zeiteinheit kommt für beide Berechnungen der verwendete Zeitschritt zur Berechnung der instationären Strömung in Betracht. Beim Partikel-Partikelstoß ist des Weiteren die Aufenthaltsdauer in der Zelle relevant. Für die Partikelrotation ist hingegen die Partikelrelaxationszeit (vergleiche Gl. (3.2)) wichtig.
Die tangenzialen Grenzflächen haben symmetrische Eigenschaften, so dass die Partikeln, wenn sie gegen die Grenzfläche stoßen, unter Beibehaltung ihrer Geschwindigkeit im Rechengebiet verbleiben.

Zur Berücksichtigung der elektrostatischen Partikelladung muss die mittlere Partikelladung des Quarzmehls bekannt sein. Die Firma Epping-GmbH aus Neufahrn bestimmte mit dem von ihr entwickelten Ladungsspektrometer die Ladungsverteilung q/d_P des Quarzmehls. Dieser Verteilung liegt die Annahme zugrunde, dass es sich um einen monodispersen Feststoff handelt. Ausführliche Messungen der Firma belegen, dass diese Annäherung hinsichtlich der Ladungsverteilung für Partikeln kleiner als 20 μm ausreichend ist [34]. Damit lässt sich die Partikelladung in Abhängigkeit des Partikeldurchmessers mit

$$q_{P,1} = -1,5 \cdot 10^{-11} \cdot d_P \frac{C}{m} \tag{4.51}$$

ermitteln. Für eine 3 μm Quarzpartikel ergibt sich damit eine Partikelladung von $-4,5 \cdot 10^{-17} C$, was in guter Übereinstimmung mit Messungen von Schütz [60] ist, der für Quarzpartikeln der gleichen Größe eine Ladung von $-7,2 \cdot 10^{-17} C$ angibt. Um die Ladungsveränderung während des Wandstoßes zu beurteilen, wird der Ansatz von Matsuyama und Yamamoto [43] verwendet. Die Ladungsverschiebung einer Partikel mit der Ladung $q_{P,1}$ durch Kollision mit der Wand wird mit

$$q_{P,2} = \frac{q_0}{q_e} \cdot (q_e - q_{P,1}) \tag{4.52}$$

abgeschätzt. q_0 gibt die Aufladung einer neutralen Partikel nach dem Stoß wieder, q_e steht für den Ladungswert, bei dem keine Ladungsverschiebung beim Zusammenstoß stattfindet. Letztere wird über die Kontaktpotenzialdifferenz angenähert. Wenn kein Ladungsübertritt erfolgt, ist die Differenz gleich Null. Mit dem über das Potenzial einer Kugel dargestellten Partikelpotenzials und dem Wandpotenzial, das nach Michaelson [46] zu 4,5 V angenommen wird, ergibt sich daraus ein q_e in Abhängigkeit des Partikeldurchmessers.

$$q_e = -9 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot d_P \frac{C}{m} \tag{4.53}$$

Die Aufladung einer neutralen Partikel durch einen Stoß wird mit Hilfe der Messungen von Schütz [60] zur Aufladung von Quarzpartikeln zu $q_0 = -8,01 \cdot 10^{-6} C \cdot (d_P/m)^2$ abgeschätzt. Abb. 4.11 veranschaulicht den Einfluss der Partikelladung auf die kritische Partikelgeschwindigkeit.

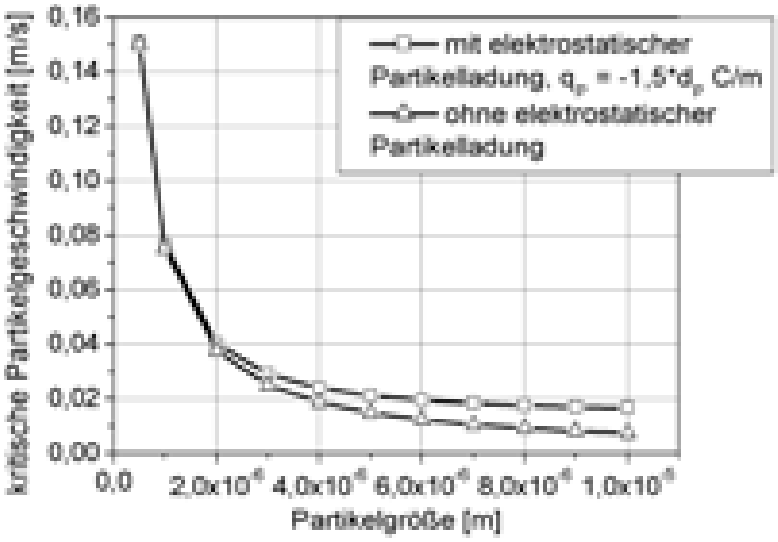

Abb. 4.11: Einfluss der elektrostatischen Partikelladung auf die kritische Partikelgeschwindigkeit

Mit steigendem Partikeldurchmesser steigt nach Gl. (4.51) bis (4.53) die Ladung an. Damit nimmt deren Einfluss auf die Haftung mit zunehmender Partikelgröße zu. Darüber hinaus verdeutlicht Abb. 4.11 die mit der Partikelgröße abnehmende kritische Geschwindigkeit. Die Partikelgeschwindigkeit muss also mit zunehmender Partikelgröße kleiner werden, damit die Partikeln haften bleibt. Da größere Partikeln der Gasströmung weniger gut folgen, ist deren Geschwindigkeit in Wandnähe größer als die kleinerer Partikeln. Damit nimmt die Wahrscheinlichkeit des Haftens mit ansteigender Partikelgröße ab, was der Realität entspricht.

5 Diskussion der Simulationsergebnisse

5.1 Partikel-Wandhaftung

Der Schwerpunkt der theoretischen Untersuchungen lag in der numerischen Simulation der Partikel-Wandhaftung. Es wurde mit Quarzmehl als Feststoff gerechnet. In diesem Abschnitt erfolgt zunächst die Darstellung des Einflusses verschiedener Parameter auf die Partikel-Wandhaftung. Er schließt mit einem Vergleich der numerisch ermittelten Ergebnisse mit aus Messungen abgeschätzten Werten.

5.1.1 Wandrauheit und Partikel-Partikelstöße

Die Untersuchung des Einflusses der Wandrauheit und der Partikel-Partikelstöße auf die Partikel-Wandhaftung erfolgten für einen Feststoffmassenstrom von 11,4 g/s und eine Gasgeschwindigkeit von 25 m/s. Die Beladung beträgt 0,2. In Abb. 5.1 ist die berechnete Masse der an der Rohrwand haftenden Partikeln über der Zeit aufgetragen. Als Rauheitsmaß dient die verwendete Standardabweichung.

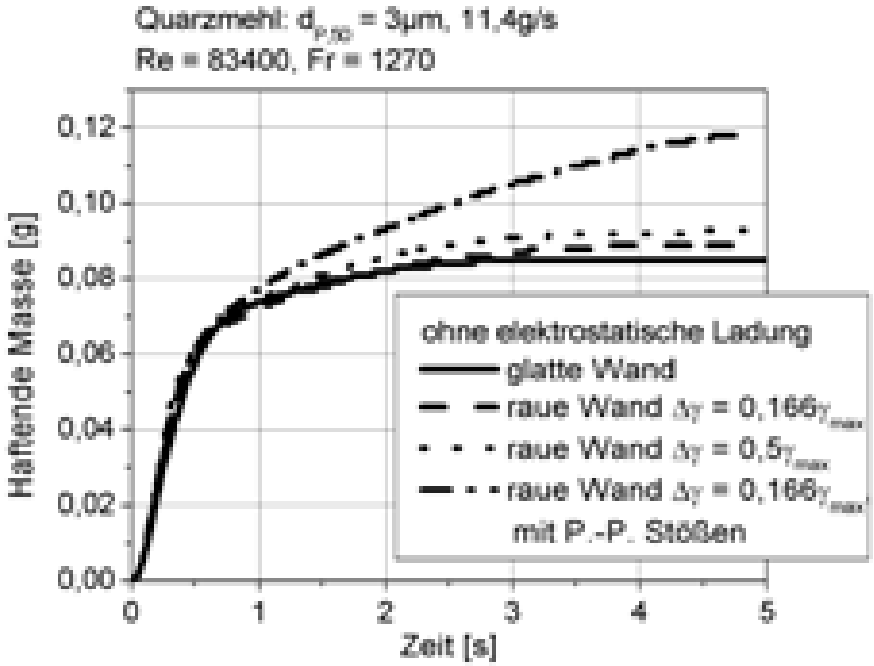

Abb. 5.1: Einfluss der Wandrauheit und der P.-P.-Stöße auf die Partikel-Wandhaftung

Neben dem im Abschnitt 4.2.2 hergeleiteten Rauheitswert von $1/6 \cdot \gamma_{max}$ kommt der von Werninger angegebene Rauheitswert von $1/2 \cdot \gamma_{max}$ zum Einsatz. Alle Verläufe weisen einen fast identischen Anstieg innerhalb der ersten Sekunde auf. Dies weist darauf hin, dass zunächst unabhängig von der Wandrauheit Partikeln an der Rohrwand haften bleiben. Erst nachdem diese erste Phase der Haftung vollzogen ist, differieren die Verläufe, wobei der weitere Anstieg weniger steil erfolgt. Nach drei Sekunden bleiben nur noch wenig Partikeln haften, was sich im weiteren Anstieg der Verläufe zeigt. Anders sieht dies bei zusätzlicher Berücksichtigung der Partikel-Partikelstöße (P.-P. Stöße) aus. Hier ist auch nach 5 s noch kein asymptotisches Verhalten feststellbar. Insgesamt führt die Berücksichtigung der Wandrauheit und Partikel-Partikelstöße zu steigender Wandhaftung. Bezüglich der Wandrauheit ist die Wandhaftung von der Rauheit abhängig. Je glatter ein Rohr ist, desto weniger Partikeln haften an der Rohrwand.
In Tabelle 5.1 sind die Beladung μ, die mittlere Partikelgeschwindigkeit $\bar{w}_P$ und die mittlere radiale Partikelgeschwindigkeit $\bar{w}_{P,r}$ in der Grenzschicht aufgelistet. Die Mittelung erfolgte für Gitterzellen, deren radiale Koordinate r größer 0,0245 mm ist.

Tabelle 5.1: Beladung und Partikelgeschwindigkeiten in der Grenzschicht ($r > 0,0245\ m$)

	$\bar{w}_P\ [m/s]$	$\bar{w}_{P,r}\ [m/s]$	μ
Glatte Wand	13,66	0,12	0,64
raue Wand (a = 1/6)	13,5	0,03	0,48
raue Wand (a = 1/6) und P.-P. Stöße	12,31	-0,26	0,31

Die Werte belegen, dass die Wandrauheit und die Partikel-Partikelstöße die Partikelgeschwindigkeit sinken lassen. Eine kleine Partikelgeschwindigkeit hat eine größere Haftwahrscheinlichkeit zur Folge. Das führt zu mehr haftenden Partikeln.
Eine positive Radialgeschwindigkeit bedeutet, dass sich die Partikeln in Richtung Wand bewegen. Durch die Wandrauheit steigt der Betrag der Geschwindigkeit, der zur Rohrachse gerichtet ist. Im Mittel resultiert daraus eine geringere positive Geschwindigkeit verglichen mit der glatten Wand. Auch hier verstärken die Partikel-Partikelstöße den Effekt. Die mittlere Radialgeschwindigkeit ist nun zur Rohrachse gerichtet. Dieser Effekt führt zusammen mit der größeren Wandhaftung zur abnehmenden Beladung in der Grenzschicht. Während sich die Partikeln bei glatter Wand in der Grenzschicht verstärkt ansammeln, führen die Wandrauheit und die Partikel-Partikelstöße zu einer Abnahme der Beladung in der Grenzschicht.

Der Druckverlust steigt mit der Wandrauheit an. Auch die Berücksichtigung der Partikel-Partikelstöße führt zu einem Anstieg des Druckverlustes, wie Abb. 5.2 zeigt.

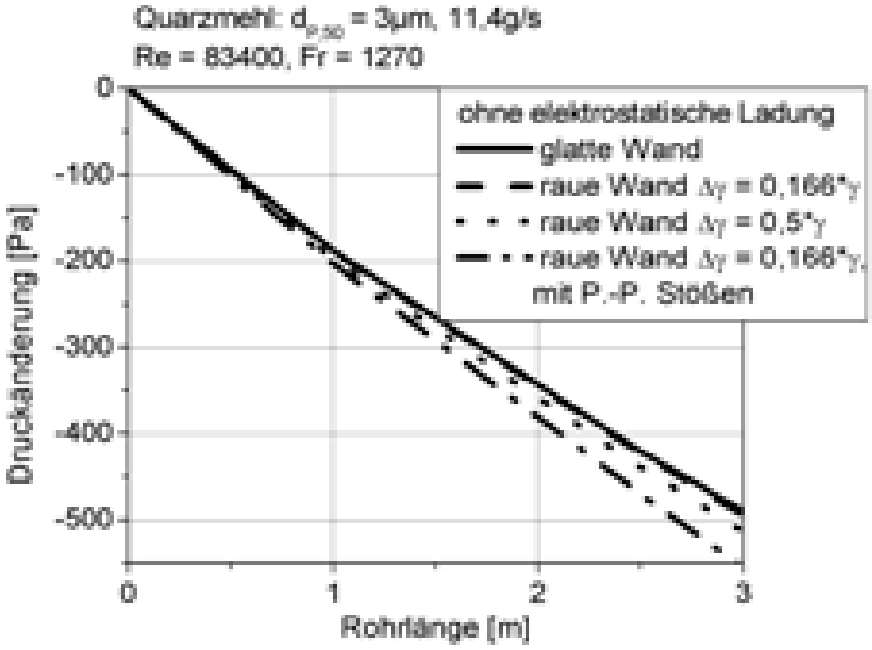

Abb. 5.2: Einfluss der Wandrauheit und der P.-P.-Stöße auf den Druckverlust

Unter der Annahme, dass der zusätzliche Druckverlust vor allem durch die Partikel-Wandstöße verursacht wird, überrascht das Ergebnis. In Abb. 5.3 ist die Anzahl der Wandstöße über der Zeit aufgetragen.

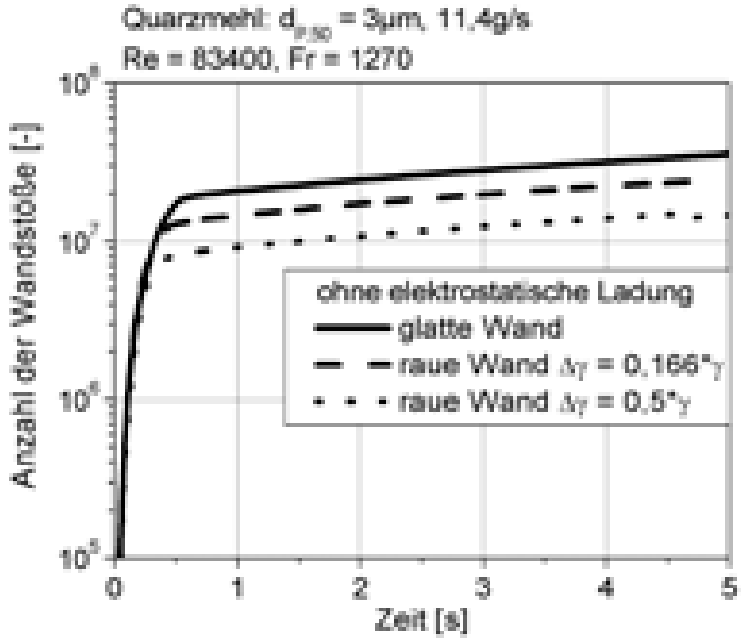

Abb. 5.3: Beeinflussung der Wandstoß-Anzahl durch die Wandrauheit

Es wird deutlich, dass die Anzahl der Wandstöße mit Zunahme der Rauheit abnimmt. Sommerfeld [67] erklärt dieses Verhalten mit den durch die Wandrauheit verursachten größeren Reflexionswinkeln der Partikeln. Im Vergleich zur glatten Wand entfernen sich die Partikeln dadurch weiter von der Wand und legen eine größere Wegstrecke zurück, bevor sie wieder gegen die Wand stoßen. Somit müsste sich der Druckverlust mit Abnahme der Partikel-Wandstöße ebenfalls verkleinern. Allerdings verdeutlicht in Abschnitt 5.1.4 der Vergleich mit Messwerten, dass die simulierten Druckverluste zu groß sind. Damit lässt sich der Zusammenhang zwischen der Anzahl der Wandstöße und dem Druckverlust mit diesen Simulationen nicht eindeutig beurteilen.

5.1.2 Elektrostatische Ladung der Partikeln

In den Simulationen zur Beurteilung des Einflusses der elektrostatischen Ladung auf die Partikel-Wandhaftung beträgt die Beladung ebenfalls 0,2 bei einer Gasgeschwindigkeit von 25m/s. Es wird nur der Fall der glatten Wand betrachtet. Abb. 5.4 veranschaulicht die Ergebnisse bezüglich der Partikel-Wandhaftung in Abhängigkeit der elektrostatischen Ladung der Partikeln. Die Kurven stellen die Masse der haftenden Partikeln über der Zeit für die Fälle mit und ohne Partikelladung dar.

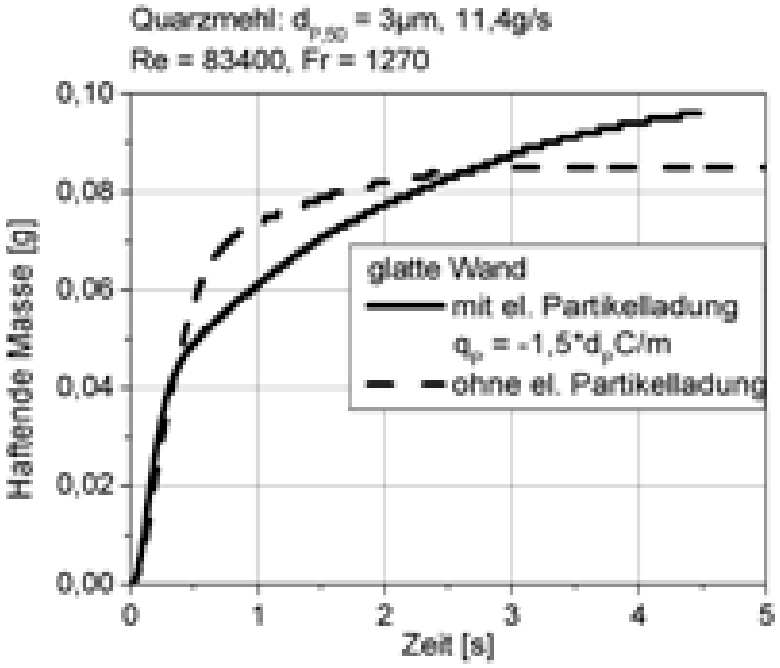

Abb. 5.4: Partikel-Wandhaftung in Abhängigkeit der elektrostatischen Partikelladung

In den ersten 0,3 s bleiben geringfügig mehr Partikeln haften, wenn die elektrostatische Ladung berücksichtigt wird. Danach übersteigt die Haftung ohne elektrostatische Ladung die mit der Partikelladung, bis nach ca. 2,5 s wieder mehr Partikeln für den Fall der Berücksichtigung der Partikelladung haften. Dieses unerwartete Verhalten ist auf die Gitterauflösung und die Anzahl der berechneten Partikelpakete zurückzuführen. Wenn die elektrostatische Ladung berücksichtigt wird, haften die Partikeln direkt beim ersten Wandkontakt oder nach wenigen Wandstößen. Das hat zur Folge, dass die wandnächsten Zellen schnell mit Partikeln ausgefüllt sind. Weitere Partikeln, die in die gleiche Zelle gelangen würden, werden durch die Schichtmodellierung (vergleiche Abschnitt 4.2.3) daran gehindert und die Haft- und Stoßabfrage erfolgt in der zweitnächsten Zelle. Hier besitzen die Partikeln jedoch eine größere Geschwindigkeit, so dass sie nicht haften, sondern den Wandstoß ausführen. Da nicht jede Wandzelle mit der gleichen Wahrscheinlichkeit getroffen wird, resultiert daraus eine ungleichmäßige Verteilung der Haftung entlang des Rohres. Im Gegensatz dazu führen die Partikeln bei Vernachlässigung der elektrostatischen Ladung von Anfang an viele Wandstöße aus, bevor sie haften bleiben, was Abb. 5.5 verdeutlicht.

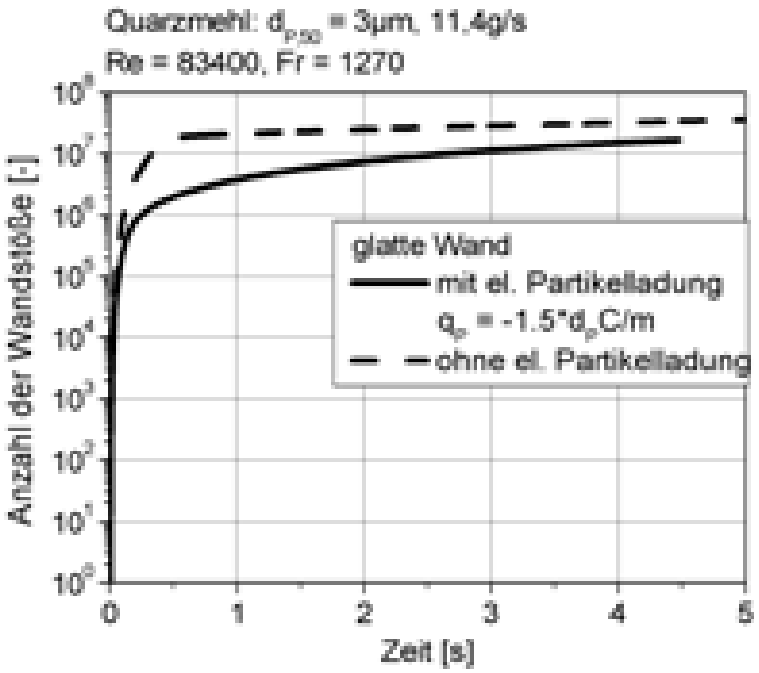

Abb. 5.5: Änderung der Anzahl an Wandstößen durch die elektrostatische Partikelladung

Dadurch vergleichmäßigt sich die Verteilung der Partikeln entlang der Rohrwand und anfangs ($< 0,3\ s$) bleiben etwas weniger Partikeln haften. Aufgrund der breiteren Verteilung entlang der Rohrwand sind die wandnächsten Zellen nicht sofort ganz ausgefüllt. Allerdings haften die

Partikeln in viel mehr Zellen, was insgesamt zum weiteren steilen Anstieg bis ca. 0,5 s führt. Im Anschluss flacht die Kurve stark ab, so dass nach ca. 2,5 s die Haftung der Partikeln mit elektrostatischer Ladung die der Partikeln ohne elektrostatischer Ladung übersteigt. Das Verhalten nach 2,5 s stellt die Realität dar und wird durch Messungen von Lang [37] bestätigt. Durch eine größere Anzahl von berechneten Partikelpaketen und einer höheren axialen und tangenzialen Gitterauflösung könnte das fehlerhafte Verhalten zwischen 0,5 und 2,5 s minimiert werden.
Die Beeinflussung des Druckverlustes durch die elektrostatische Partikelladung ist nach Abb. 5.6 gering. In Übereinstimmung mit Messergebnissen von Wang et.al. [76] ist der Druckverlust bei Berücksichtigung der Partikelladung größer. Allerdings ist auch hier der von Sommerfeld [67] postulierte Zusammenhang zwischen der Anzahl der Wandstöße und dem Druckverlust nicht nachzuweisen.

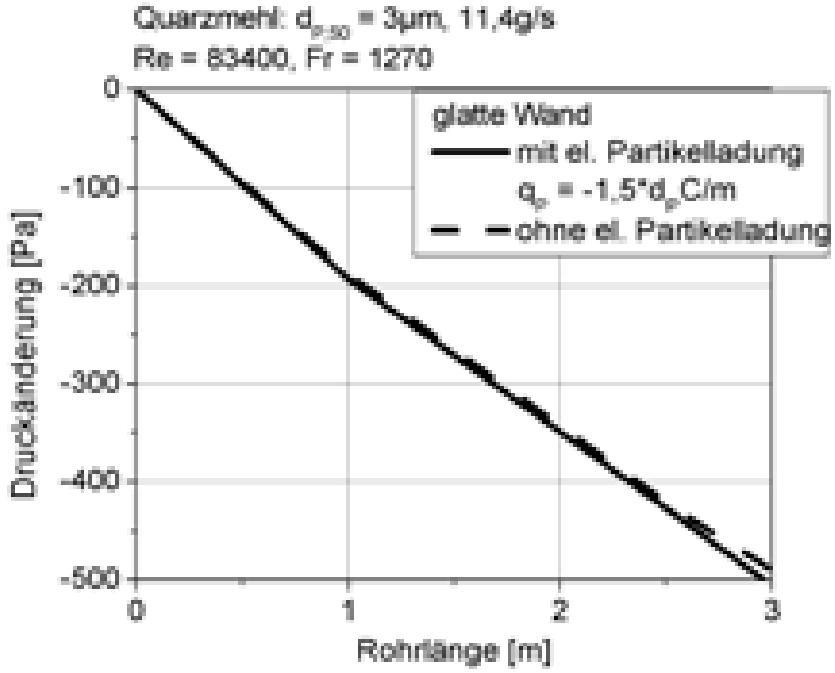

Abb. 5.6: Einfluss der elektrostatischen Partikelladung auf den Druckverlust

5.1.3 Gasgeschwindigkeiten und Feststoffmassenströme

Um den Einfluss der Gasgeschwindigkeit zu untersuchen, wurden verschiedene Simulationen mit einem konstanten Feststoffmassenstrom von 11,4 g/s durchgeführt. In jeder Simulation wird das Wandrauheitsmodell angewendet und die elektrostatische Partikelladung sowie die

Partikel-Partikelstöße vernachlässigt. Diese Randbedingungen führen auf die in Abb. 5.7 gezeigten Ergebnisse. Die Wandhaftung steigt mit der Abnahme der Gasgeschwindigkeit an. Da die kritische Partikelgeschwindigkeit nur von der Partikelgröße abhängt, nimmt die Haftwahrscheinlichkeit mit abnehmender Gasgeschwindigkeit zu. Deshalb haften mehr Partikeln bei abnehmender Gasgeschwindigkeit. Darüber hinaus nimmt die Beladung bei gleichem Feststoffmassenstrom mit sinkender Gasgeschwindigkeit zu, so dass relativ mehr Partikeln in der Strömung vorhanden sind.
Bei konstant gehaltener Gasgeschwindigkeit und Erhöhung des Feststoffmassenstroms auf 40,1 g/s erhöht sich die Beladung. Entsprechend nimmt die Partikel-Wandhaftung zu.

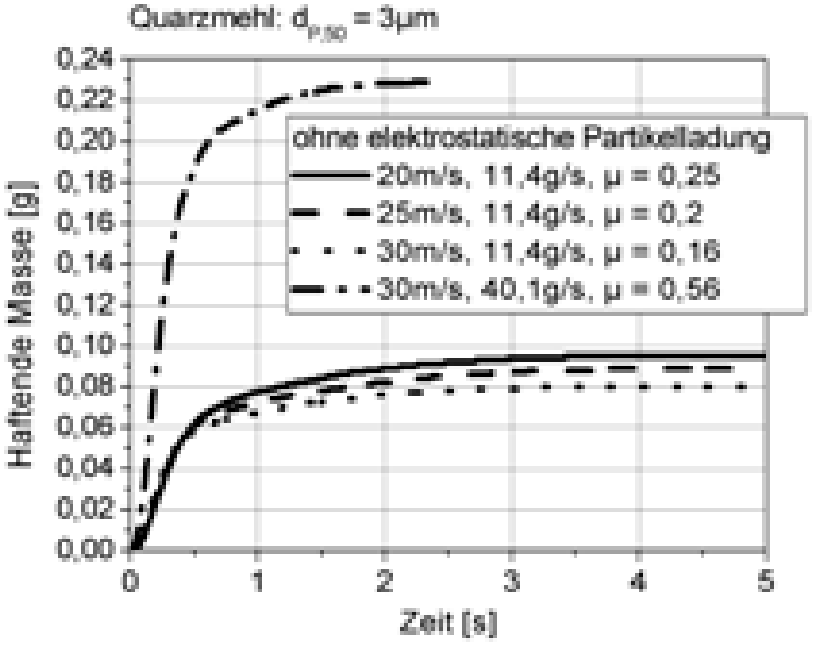

Abb. 5.7: Einfluss verschiedener Geschwindigkeiten und Feststoffmassenströme auf die Partikel-Wandhaftung

5.1.4 Vergleich zwischen Simulation und Messung

Mit der vorhandenen Messtechnik war es nicht möglich, verlässliche Ergebnisse der zeitlichen Entwicklung der haftenden Partikelschicht zu erzielen. Des Weiteren war die direkte Bestimmung der aktuellen Schichtdicke nicht möglich. Trotzdem können aussagekräftige Tendenzen aus den Messungen gewonnen werden. So ergeben die Messungen des Druckverlusts bei der Förderung von Quarzmehl mit einem konstanten Feststoffmassenstrom von 11,4 g/s bei verschiedenen Gasgeschwindigkeiten ein charakteristisches Verhalten.

Prinzipiell ist der Verlauf bei jeder Messung so, wie es Abb. 5.8 für den Fall einer Gasgeschwindigkeit von 20 m/s zeigt. Der Anstieg des Druckverlusts ist durch die Partikel-Wandhaftung verursacht.

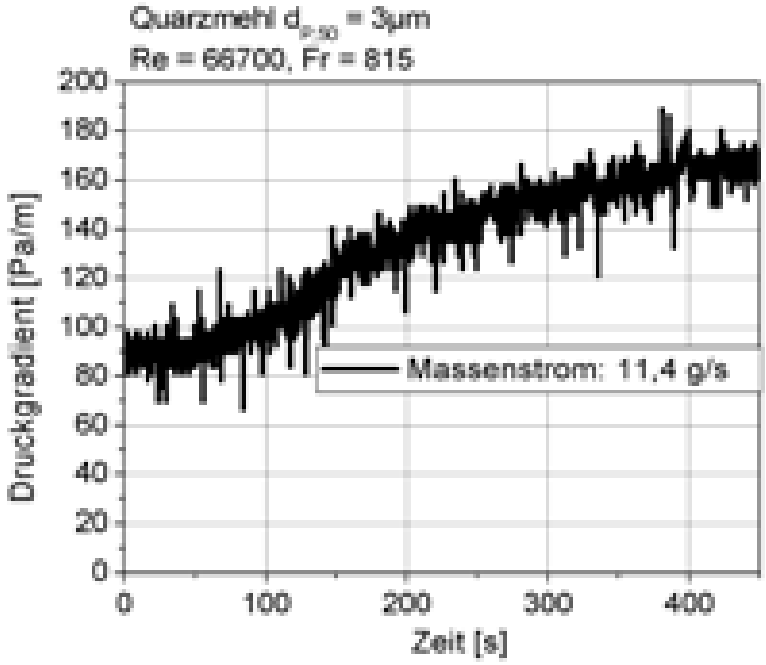

Abb. 5.8: Druckgradient über der Zeit für einen konstanten Feststoffmassenstrom

Zum einen führen die haftenden Partikeln zu einer Verengung des freien Strömungsquerschnitts, zum anderen verändern die ungleichmäßigen Partikelhaftungen die Wandrauheit. Überschlägige Rechnungen zeigen, dass Letztere die entscheidende Größe ist. Damit kann die Höhe der Rauheit abgeschätzt werden, die notwendig ist, um den Druckverlustanstieg zu erzeugen. Da die Partikelschicht auch nach dem Abschalten der Feststoffdosierung von der Gasströmung nicht abgetragen wird, kann die Gasströmung mit dem Ansatz von Colebrook [8] für raue Rohre berechnet werden, der den Rohrreibungskoeffizienten λ mit der Rauheit k_S verknüpft.

$$\frac{1}{\lambda} = 1,74 - 2 \cdot \lg\left(\frac{2 \cdot k_S}{D_i} + \frac{18,7}{Re \cdot \sqrt{\lambda}}\right) \tag{5.1}$$

Der Rohreibungskoeffizient λ ist über den gemessenen Druckverlust mit

$$\lambda = \frac{2}{\rho} \cdot \frac{\Delta p_{mess}}{u^2} \cdot \frac{D_i}{L} \tag{5.2}$$

bekannt. Da auch die Reynoldszahl der vorliegenden Strömung festliegt, wird die Rauheit k_S mit Gl. (5.1) ermittelt und, stark vereinfachend, mit der Partikelschicht gleichgesetzt.

In Tabelle 5.2 sind die Ergebnisse in Form von Haftraten aufgelistet, da die Messungen sich auf Zeitspannen zwischen 200 s und 1000 s beziehen, die numerischen Simulationen jedoch nur 5 s der Strömung darstellen.

Tabelle 5.2: Vergleich der numerisch und experimentell ermittelten Haftraten

	Simulation	Messung
11,4 g/s		
20 m/s	2,28 μm/s	0,7 μm/s
25 m/s	2,17 μm/s	0,08 μm/s
30 m/s	1,89 μm/s	0,01 μm/s
40,1 g/s		
30 m/s	9,4 μm/s	0,2 μm/s

Die großen Unterschiede in den Zeitspannen sind ein Grund für die großen Differenzen der Absolutwerte zwischen Messung und Simulation. Ein weiterer stellt die begrenzte zeitliche und räumliche Auflösung der Strömung dar. Darüber hinaus hat die Wiederaufwirbelung von haftenden Partikeln, die in der Simulation nicht erfasst wird, einen Einfluss. Der vierte die Haftung beeinflussende Punkt ist die Vernachlässigung der Rückwirkung der haftenden Partikeln auf die Gasströmung. Das bedeutet, dass der Gasströmung unabhängig von der Partikelhaftung der gesamte Strömungsquerschnitt zur Verfügung steht. Eine Berücksichtigung der Verringerung der freien Querschnittsfläche durch die haftenden Partikeln würde zu einer erhöhten Geschwindigkeit führen. Dies hätte eine Verringerung der Haftung zur Folge.

Zur Überprüfung dieses Sachverhaltes wurde eine Simulationsrechnung mit dem Phase-Change-Modell (PH-CH) von Fluent [18] durchgeführt. In diesem Modell erfolgt bei Erfüllen bestimmter Randbedingungen der Phasenwechsel von gasförmig zu fest. Da das Modell ursprünglich für das Erstarren von Schmelzen entwickelt wurde, ist das resultierende Strömungsfeld bei vollturbulenter Strömung nur bedingt aussagefähig. Abb. 5.9 zeigt die Verläufe der haftenden Masse für den Fall einer Gasgeschwindigkeit von 20 m/s und einem Feststoffmassenstrom von 11,4 g/s. Dabei wurde mit dem Wandrauheitsmodell und ohne die elektrostatische Partikelladung gerechnet. Die Verläufe der haftenden Massen bestätigen den geschilderten Sachverhalt. Bei Berücksichtigung der haftenden Partikelschicht für die Berechnung des Strömungsfeldes haften weniger Partikeln als ohne. Die Ursache dafür liegt in der erhöhten Partikelgeschwindigkeit in der Grenzschicht, die über die Grenzschicht gemittelt von 10,5 m/s auf 10,7 m/s ansteigt.

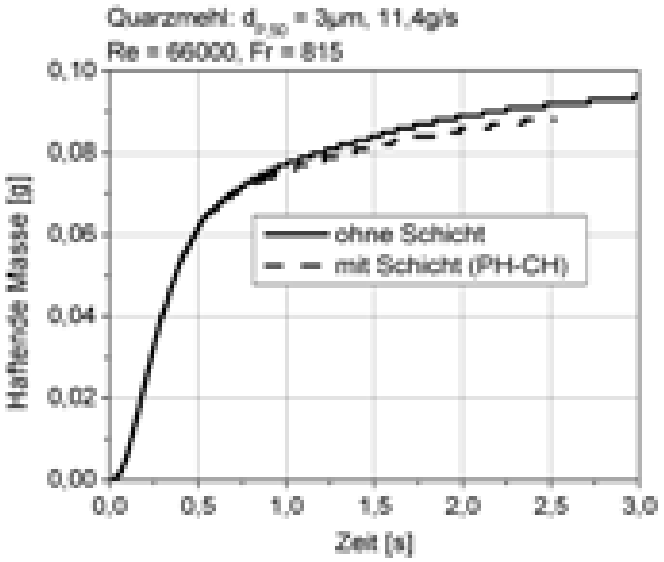

Abb. 5.9: Berücksichtigung der Partikelschicht durch das Phase-Change-Modell

Aus Tabelle 5.2 ist jedoch ersichtlich, dass das simulierte Haftverhalten qualitativ mit der Wirklichkeit übereinstimmt. Mit ansteigender Geschwindigkeit bleiben weniger Partikeln haften, mit ansteigendem Feststoffmassenstrom steigt die Haftung an.

Eine weitere Bewertung der Simulationsergebnisse erfolgt mit einem Vergleich der Druckverluste. In Abb. 5.10 sind gemessene und berechnete Druckgradienten über der Gasgeschwindigkeit aufgetragen.

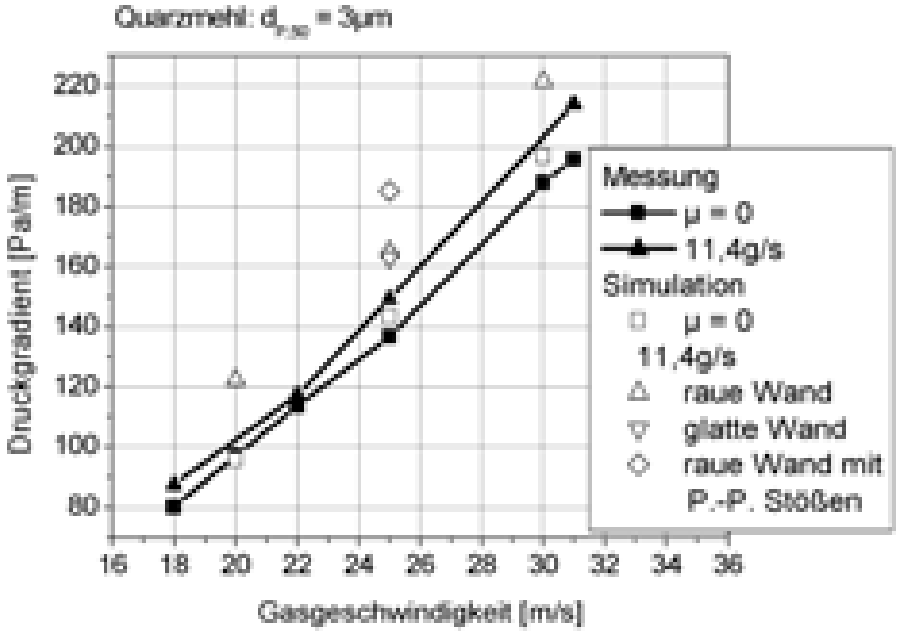

Abb. 5.10: Vergleich der gemessenen mit den numerisch simulierten Druckgradienten

Da in der Simulation die Rückwirkung der haftenden Partikeln auf die Gasströmung vernachlässigt wird, werden für den Vergleich vom gemessenem Druckverlust nur die ersten 10 s verwendet. Wie Abb. 5.8 zeigt, wirkt sich zu dieser Zeit die Partikelhaftung noch nicht auf den Druckverlust aus. Dadurch stellen diese Messwerte den Druckverlust dar, der durch die Förderung der Partikeln verursacht wird und somit mit den simulierten Werten verglichen werden kann.

Der Vergleich zeigt für die reine Gasströmung nur für 20 m/s eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung. Für größere Gasgeschwindigkeiten (25 m/s und 30 m/s) ist der berechnete Druckverlust deutlich größer als der gemessene Wert. Die Simulationswerte für die Förderung von 11,4 g/s Quarzmehl sind rund 15 % größer als die Messwerte. Bei Berücksichtigung der Partikel-Partikelstöße erhöht sich der simulierte Druckverlust nochmals, so dass die Differenz auf 28 % ansteigt. Auf der anderen Seite nimmt der Druckverlust für die Berechnung einer glatten Wand nicht wesentlich ab. Dies bedeutet, dass das Wandrauheitsmodell bei diesen Simulationen kaum Einfluss auf den Druckverlust hat.

Die entscheidende Ursache der Abweichungen bei der zweiphasigen Strömung liegt wahrscheinlich in dem nicht eingehaltenen Längen-zu-Höhen-Verhältnis (aspect ratio) der Gitterzellen in Wandnähe. Nach Fluent [18] liegt das optimale Längen-zu-Höhen-Verhältnis der Gitterzellen bei 5. Durch die hohe radiale Auflösung übersteigt der vorhandene Wert von 125 diesen bei weitem. Dadurch wird wahrscheinlich die Impulsübertragung (Gl. 4.31) von der dispersen auf die fluide Phase in diesen Zellen überschätzt.

Die Unterschiede der Druckverluste bei reiner Gasströmung sind auf die Länge des berechneten Rohres zurückzuführen. Für große Gasgeschwindigkeiten (25 m/s und 30 m/s) ist die Länge von 3 m für das vollendete Ausbilden eines turbulenten Strömungsprofils offensichtlich nicht ausreichend. Der in einer zweidimensionalen Simulation unter Einhaltung des optimalen Längen-zu-Höhen-Verhältnisses berechnete Druckverlust einer einphasigen Strömung in einem 3 m langen Rohr bestätigt diese Erklärung. Bei einer Gasgeschwindigkeit von 25 m/s ergibt sich ein Druckgradient nach 3 m von 144 Pa/m, der dem in Abb. 5.10 aufgeführten simulierten Druckgradienten entspricht.

Eine höhere Gitterauflösung in axialer und tangenzialer Richtung sowie die Simulation eines längeren Rohres wurden wegen des Rechenzeitbedarfs nicht durchgeführt. Die aufgeführten Simulationen benötigten eine Rechenzeit zwischen 4 und 8 Wochen, so dass eine weitere Erhöhung durch ein größeres Gitter nicht praktikabel war.

5.2 Freifließende Partikeln

Im Zusammenhang mit den zu großen Druckverlusten, die bei den Berechnungen mit Partikelhaftung auftreten, war der Zusammenhang zwischen Partikel-Wandstößen, der Wandrauheit und dem Druckverlust aufzuklären. Deshalb wurden auch Simulationen für nicht haftende Partikeln durchgeführt. Dabei wird die Modellierung der Wandrauheit mit gemessenen Druckverlusten überprüft. Der zweite Abschnitt befasst sich mit der numerischen Simulation der Konzentrationsschwankungen. Die entsprechenden Messergebnisse wurden in Abschnitt 3.4 ausführlich dargestellt und bewertet.

5.2.1 Druckverlust und Partikel-Wandstöße

Grundsätzlich besteht der Zusammenhang zwischen Partikel-Wandstößen und dem Druckverlust darin, dass die durch Wandstöße abgebremsten Partikeln wiederbeschleunigt werden. Dies bedingt einen zusätzlichen Druckverlust der Strömung.
Sommerfeld [67] untersuchte den Einfluss der Partikelgröße, der Wandrauheit sowie der Partikel-Partikelstöße auf die Anzahl der Partikel-Wandstöße in einer Kanalströmung. Abb. 5.11 zeigt die zusammengefassten Ergebnisse seiner numerischen Simulationen, in dem die mittlere freie Weglänge zwischen den Partikel-Wandstößen über der Partikelrelaxationszeit, als Maß für die Partikelgröße, aufgetragen ist.

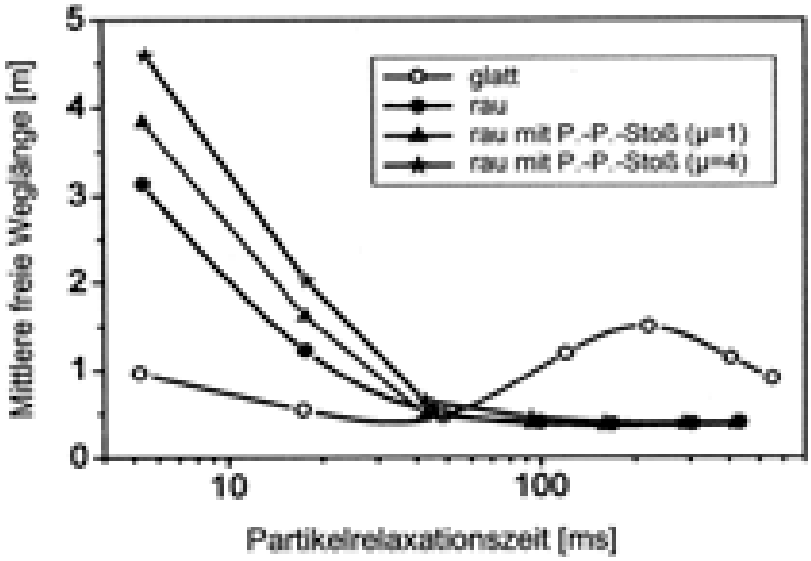

Abb. 5.11: Berechnete freie Weglängen der Wandstöße als Funktion der Partikelrelaxationszeit [67]

Die mittlere freie Weglänge für Partikeln mit einer Relaxationszeit größer 40 ms und bei rauer Wand nähert sich unabhängig von der Beladung und den Partikel-Partikelstößen asymptotisch einem Endwert. Mit abnehmender Partikelgröße steigt die mittlere freie Weglänge erheblich an, die Stoßfrequenz nimmt ab. Dabei verstärken die Partikel-Partikelstöße und die Beladung diesen Effekt. Die Partikel-Partikelstöße führen zu einer besseren Dispersion der Partikeln über dem Querschnitt. Bei Vernachlässigung interpartikulärer Stöße sammeln sich die Partikeln am Kanalboden. Dadurch nimmt die mittlere freie Weglänge zwischen Partikel-Wandstößen ab. Anders sieht es aus, wenn eine glatte Kanalwand betrachtet wird. Die freie Weglänge nimmt ebenfalls zunächst mit steigender Partikelgröße ab. Dabei ist die mittlere freie Weglänge erheblich geringer als bei rauer Wand. Nach dem Durchlaufen eines Minimums, das bei einer Partikelrelaxationszeit von ca. 40 ms liegt, steigt die freie Weglänge auf ein Maximum an. Dabei ist die Wandstoßfrequenz für Partikelrelaxationszeiten größer als 40 ms für die glatte Wand geringer als für die raue Wand.
Insgesamt sinkt die Wandstoßfrequenz mit abnehmender Partikelgröße. Für Partikelrelaxationszeiten kleiner als 40 ms nimmt sie mit abnehmender Wandrauheit zu. Für größere Partikeln sinkt die Wandstoßfrequenz hingegen mit abnehmender Wandrauheit. Diesselben Tendenzen wurden von Kussin/Sommerfeld [36] in einer Kanalströmung gemessen. Die Ergebnisse, die für große und kleine Wandrauheiten angegeben werden, wurden mit Partikeln erzielt, deren Partikelrelaxationszeiten größer als 40 ms sind. Danach nimmt die Wandstoßfrequenz mit steigender Partikelgröße zu. Des Weiteren geht eine Zunahme der Beladung mit einem Anstieg der Partikel-Partikelstoßfrequenz einher, so dass die Wandstoßfrequenz abnimmt.
Entsprechend des vermuteten Zusammenhangs zwischen den Partikel-Wandstößen und dem Druckverlust müsste dieser sich ebenfalls unterschiedlich für große und kleine Partikeln verhalten. Druckverlustwerte werden jedoch in [67] und [36] nicht aufgeführt.

Werden diese Ergebnisse auf die vorliegende Rohrströmung übertragen, so müsste die Wandstoßfrequenz bei glatter Wand die der rauen Wand übersteigen, da die Partikelrelaxationszeit der Quarzpartikeln mit 0,07 ms deutlich kleiner als 40 ms ist. Wie aus Abb. 5.3 ersichtlich ist, tritt dieses Verhalten auch tatsächlich auf. Allerdings verdeutlichen die dazugehörigen Druckverluste in Abb. 5.2, dass die direkte Übertragung des Stoßverhaltens auf den Druckverlust nicht möglich ist. Der Druckverlust bei rauer Wand ist deutlich größer als bei glatter Wand. Aufgrund der nicht eingehaltenen Grenze für das Längen-zu-Höhen-Verhältnis der Gitterzellen sind die Ergebnisse jedoch hinsichtlich der

Druckverluste nur eingeschränkt aussagekräftig. Darüber hinaus gibt die Gittergeometrie mit einem 15°-Querschnitt die dreidimensionale Strömung nur eingeschränkt wieder. Um diese Einflüsse auszuschließen, wurden Simulationen mit einem 180°-Gitter von 5 m Länge und einer groben radialen Gitterauflösung durchgeführt, die das maximale Längen zu Höhen Verhältnis einhält. Abb. 4.10 zeigt das verwendete Gitter. Die Wandhaftung wird nicht betrachtet. Es ist jedoch nicht zu vermeiden, dass bei der Simulation der Partikeln, deren Relaxationszeit kleiner als der verwendete Zeitschritt ist, die Partikelbahnberechnung, insbesondere in der Grenzschicht, ungenau ist. Das trifft auf die Glaskugeln A zu, deren Partikelrelaxationszeit mit 0,1 ms deutlich kleiner als der minimal verwendete Zeitschritt von 0,4 ms ist. Aufgrund der begrenzten Leistung der eingesetzten PC's wird bei den meisten Berechnungen mit einem Zeitschritt von 1 ms gerechnet. Unter diesem Vorbehalt erfolgt eine Überprüfung der Anwendbarkeit der Ergebnisse von Sommerfeld [67] auf die dreidimensionale Rohrströmung und Partikeln kleiner 10 μm. Für einen Vergleich stehen gemessene Druckverluste für die Förderung von 74 g/s der Glaskugeln A, die in der Mischung mit 0,5 % *Aerosil*®200 als freifließend gelten, bei einer Fördergeschwindigkeit von 27,5 m/s ($\mu = 1,1$) zur Verfügung.
Zunächst zeigte sich, dass der berechnete Druckverlust stark von der zeitlichen Auflösung der Strömung abhängt. In Tabelle 5.3 sind die Ergebnisse für verschiedene Zeitschritte aufgelistet, wobei mit dem Zeitschritt von 0,0004 s die Bedingung erfüllt wird, dass die Partikel pro Zeitschritt nur eine Zelle durchquert. Die Ergebnisse verdeutlichen, dass auch bei Erfüllen dieser Bedingung der berechnete Druckverlust mit 208 Pa/m den gemessenen von 182 Pa/m merklich überschreitet.

Tabelle 5.3: Berechnete Druckverluste für verschiedene Zeitschritte bei Förderung der Glaskugeln A mit $u = 27,5\ m/s$ und $\mu = 1,1$ (raue Wand und P.-P.-Stoß)

Zeitschritt	Druckverlust
0,0004 s	208 Pa/m
0,001 s	223 Pa/m
0,005 s	217 Pa/m
Messung	182 Pa/m

Des Weiteren ist keine systematische Abhängigkeit zwischen dem Zeitschritt und dem berechneten Druckverlust zu erkennen. Im Folgenden wird deshalb mit einem Zeitschritt von 0,001 s gerechnet, der einen Kompromiss zwischen Rechenzeit und Erfüllung der Bedingung, dass die Partikeln pro Zeitschritt nur eine Zelle durchqueren, darstellt.

Eine weiterere Frage ist die Abhängigkeit der berechneten Druckverluste von der Wandrauheit, der Partikel-Partikelstöße und dem Stoßkoeffizienten. In Tabelle 5.4 sind die berechneten Werte aufgeführt. Dabei wurde verlustfrei ($e = 1$) und verlustbehaftet gerechnet. Für letztere Simulationen kam der Ansatz von Huber [27] zum Einsatz, nach dem sich der Stoßkoeffizient in Abhängigkeit des Einfallswinkels β berechnen lässt ($e = f(\beta)$, vergleiche auch Abschnitt 4.2.2).

Tabelle 5.4: Berechnete Druckverluste für verschiedene Randbedingungen bei Förderung der Glaskugeln A mit $u = 27,5\ m/s$, $\mu = 1,1$ und $\Delta T = 0,001\ s$

	Druckverlust	
	$e = 1$	$e = f(\beta)$
glatt	186 Pa/m	187 Pa/m
rau	188 Pa/m	224 Pa/m
rau und P.P.	189Pa/m	223 Pa/m
Messung	182 Pa/m	

Die Abhängigkeit des Druckverlustes, insbesondere von der Wandrauheit und dem Stoßkoeffizienten, wird deutlich. Der Einfluss der Partikel-Partikel Stöße auf den Druckverlust ist zu vernachlässigen. Ein Vergleich mit dem gemessenen Druckverlust lässt zwei Schlussfolgerungen zu. Entweder geht mit dem Wandstoß nahezu kein Energieverlust einher, oder die Wandrauheit besitzt in der Realität auf den Druckverlust keinen Einfluss, so dass die glatte Wand das Verhalten am besten wiedergibt. Da für den Stoßkoeffizienten keine Messwerte für Glaspartikeln kleiner 40 μm vorliegen, kommen die in Gl. (4.35) angegebenen Werte für 40 μm Glaskugeln zum Einsatz. Deshalb kann an dieser Stelle keine abschließende Beurteilung des entwickelten Wandrauheitmodells erfolgen.

Für den Vergleich der Anzahl der Wandstöße ist in Abb. 5.12 diese über der Zeit für den Fall des vom Einfallswinkel β abhängigen Stoßkoeffizienten sowie für den verlustfreien Fall aufgetragen.

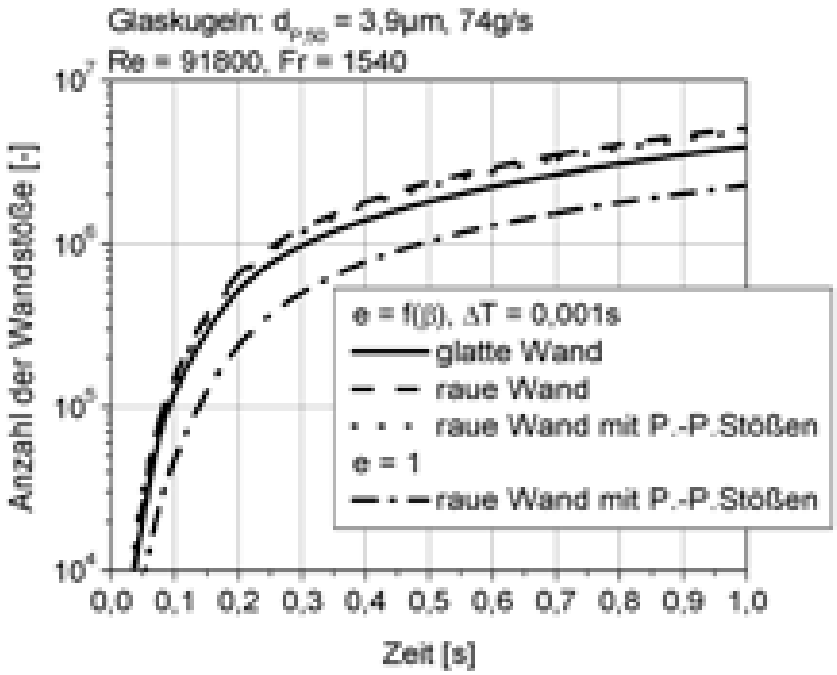

Abb. 5.12: Anzahl der Wandstöße der Glaskugeln A für verschiedene Randbedingungen bei $u = 27,5\ m/s$, $\mu = 1,1$ und $\Delta T = 0,001\ s$

Der Begriff verlustfrei bezieht sich dabei auf den Wandstoß. Die Partikel-Partikelstöße werden in beiden Fällen verlustbehaftet gerechnet. Die Verläufe der verlustbehafteten Betrachtungen unterscheiden sich nur wenig. Dabei ist die Anzahl der Wandstöße bei rauer Wand am größten. Eine zusätzliche Betrachtung der Partikel-Partikelstöße reduziert die Anzahl der Wandstöße geringfügig, wie Sommerfeld [67] postuliert. Allerdings führt hier die glatte Wand zu einer geringeren Anzahl der Wandstöße, was bei der vorliegenden Partikelgröße im Widerspruch zu den Ergebnissen von Sommerfeld [67] steht. Der Unterschied zwischen der Anzahl der Wandstöße zwischen der verlustbehafteten und der verlustfreien Betrachtung ist durch die Partikelrotation bedingt.

Während im verlustfreien Fall durch die Wandstöße keine Rotation verursacht wird, bewirkt die resultierende Magnuskraft im verlustbehafteten Fall eine Beschleunigung der Partikeln zur Wand. Abb. 5.13 und Abb. 5.14 veranschaulichen diesen Zusammenhang. In Abb. 5.13 ist dabei die Rotation $w_{p,y}$ von Partikeln in Gitterzellen mit der Radialkoordinate $r = 24,4\ mm$, was den wandnächsten Zellen entspricht, über der bezogenen Höhe y/R aufgetragen. Die Koordinate y hat ihren Ursprung in der Rohrachse, so dass sich der Bereich von y/R von

-1 bis 1 erstreckt. Es handelt sich also um eine Projektion der Werte der Partikelrotation in der Grenzschicht auf die Symmetrieebene des Rohres.

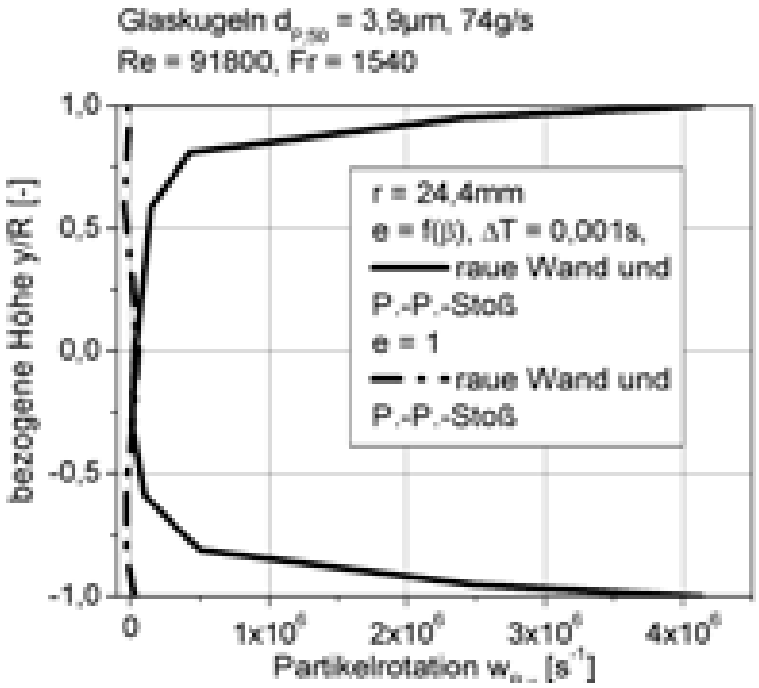

Abb. 5.13: Partikelrotation $\omega_{P,y}$ in der Grenzschicht ($r = 24,4\ mm$) bei $u = 27,5\ m/s$, $\mu = 1,1$

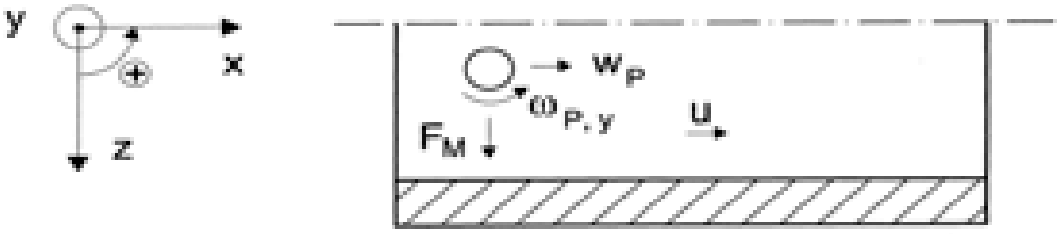

Abb. 5.14: Wirkung der Magnuskraft für $\omega_{P,y}$

Ein Vergleich der Anzahl der Wandstöße mit den in der Tabelle 5.4 aufgelisteten Druckverlusten zeigt für den verlustbehafteten Fall, dass es einen Zusammenhang zwischen der Wandstoßfrequenz und dem Druckverlust gibt. Entsprechend der Anzahl der Wandstöße ist der Druckverlust für die glatte Wand am kleinsten. Die Druckverluste für die raue Wand und die raue Wand mit zusätzlichen Partikel-Partikelstößen sind nahezu identisch und größer als für die glatte Wand. Im verlustfreien Fall korreliert der Druckverlust ebenfalls mit der Anzahl der Wandstöße, da die Anzahl der Wandstöße für die raue Wand mit Partikel-Partikelstößen die für die raue Wand übersteigt.

Für die Beurteilung des Einflusses der Partikelgröße auf die Wandstoßfrequenz wurden Simulationen für die Glaskugeln B und C durchgeführt.
Bei den Glaskugeln B sind die Ergebnisse unabhängig von der Wahl des Zeitschrittes ($0,005\ s$ oder $0,001\ s$). Auch der Stoßkoeffizient hat nach den Ergebnissen für die Förderung von $74\ g/s$ Feststoff bei einer Fördergeschwindigkeit von $u = 25\ m/s$ keinen Einfluss auf die Anzahl der Wandstöße. Im Gegensatz zu den Simulationen der Glaskugeln A ist hier der Stoßkoeffizient durch die Arbeit von Huber [27] bekannt, so dass das Wandrauheitsmodell bewertet werden kann.
Der Druckverlust steht für die Verifizierung der Modellierung als gemessene Größe zur Verfügung. Abb. 5.15 zeigt berechnete und gemessene Druckgradienten, die über der Fördergeschwindigkeit aufgetragen sind. Dabei beinhalten die berechneten Werte die Wandrauheit und die Partikel-Partikelstöße. Die berechneten Werte stimmen mit den gemessenen Werten gut überein, so dass die Modellierung der dispersen Phase für die Simulation der Förderung der Glaskugeln B geeignet ist.

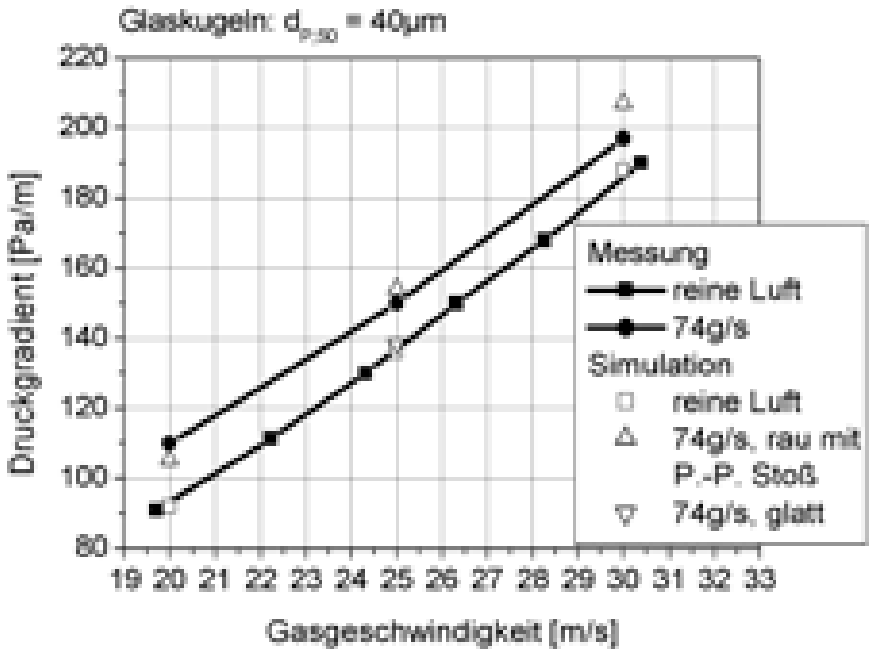

Abb. 5.15: Gemessene und berechnete Druckverluste der Förderung der Glaskugeln B mit einem konstanten Feststoffmassenstrom von $\dot{M}_P = 74\ g/s$

Die Anzahl der Wandstöße in Abhängigkeit der Wandrauheit und der Partikel-Partikelstöße sind in Abb. 5.16 aufgetragen. Für diese Partikelgröße wird das von Sommerfeld [67] berechnete Verhalten bestätigt.

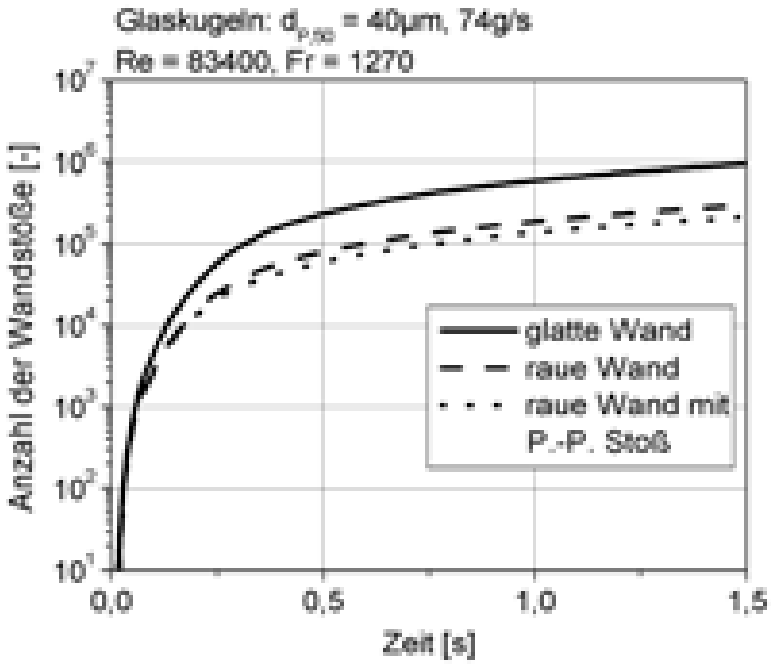

Abb. 5.16: Anzahl der Wandstöße bei der Förderung der Glaskugeln B mit $u = 25\ m/s$ und einer Beladung von $\mu = 1,2$

Die Partikelrelaxationszeit von 12 ms der Glaskugeln B ist kleiner als die von Sommerfeld angegebene Grenze von 40 ms, so dass hier, wie bei Sommerfeld, die Wandstoßanzahl für die glatte Wand am größten ist. Die Wandrauheit führt im Mittel zu größeren Ausfallwinkeln nach dem Wandstoß als die glatte Wand, so dass sich die Partikeln weiter von der Wand entfernen und sie einen weiteren Weg zurücklegen, bevor sie wieder an die Wand stoßen. Die Trägheit der Partikeln reicht jedoch nicht aus, die Strömung zu durchqueren und gegen die gegenüberliegende Wand zu stoßen. Zusammen resultiert dieses Verhalten in einer Abnahme der Stöße mit der Wand. Die Partikel-Partikelstöße verstärken die Dispersion der Partikeln über dem Querschnitt, was zu einer Vergleichmäßigung der Beladung führt und eine weitere Abnahme der Wandstöße ergibt.

Der Druckverlust der Strömung verhält sich allerdings genau entgegengesetzt zu den Wandstößen. Für den Fall der rauen Wand mit zusätzlichen Partikel-Partikelstößen ist er am größten und für die glatte Wand am kleinsten. Der bei den Glaskugeln A nachgewiesene Zusammenhang zwischen dem Druckverlust und der Anzahl der Wand-Stöße wird somit bei diesen Partikeln nicht bestätigt. Vielmehr lassen die Ergebnisse vermuten, dass nicht

die absolute Anzahl der Wandstöße, sondern ab einer gewissen Partikelrelaxationszeit die Ablenkung durch die Wandrauheit den Druckverlust primär bestimmt. Je größer die Ablenkung relativ zur Hauptströmungsrichtung ausfällt, desto mehr Energie muss die Gasströmung aufbringen, um die Partikeln wieder in Strömungsrichtung zu beschleunigen. Dieser Aufwand erhöht sich mit zunehmender Trägheit der Partikeln. Aus dem gleichen Grund gewinnen Partikel-Partikelstöße ebenfalls an Einfluss auf den Druckverlust.
Das Verhalten bei der Förderung der Glaskugeln C, die mit einer Partikelrelaxationszeit von 170 ms weit über der Grenze von 40 ms liegt, stimmt bis 0,2 s mit dem von Sommerfeld postulierten Verhalten überein, wie Abb. 5.17 veranschaulicht. Die Anzahl der Wandstöße bei rauer Wand ist größer als die bei glatter Wand. Danach übersteigt die Stoßanzahl der glatten Wand jedoch die der rauen Wand, was im Widerspruch zu den stationären Ergebnissen von Sommerfeld [67] steht.

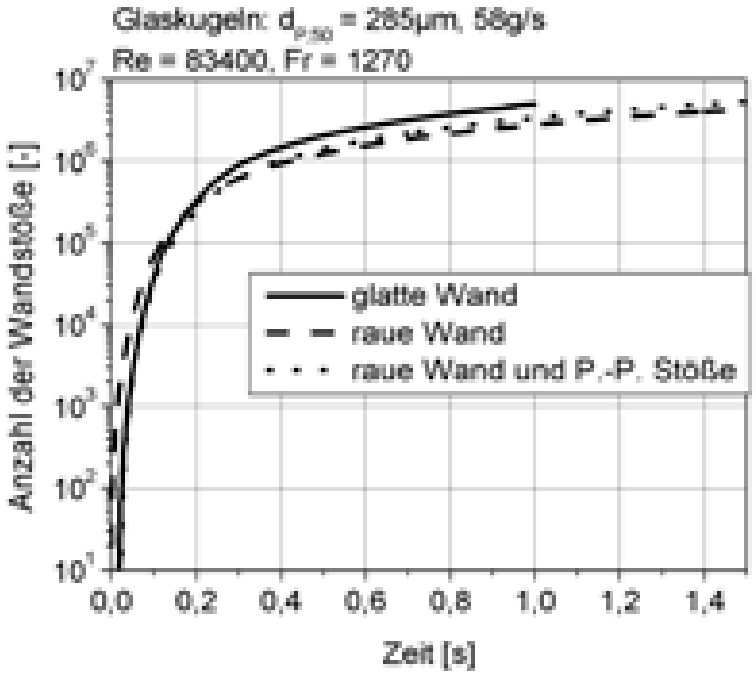

Abb. 5.17: Anzahl der Wand-Stöße bei der Förderung der Glaskugeln C mit $u = 25\ m/s$ und einer Beladung von $\mu = 1$

Durch die raue Wand erhalten die Partikeln eine größere Radialgeschwindigkeit. Zusätzlich ist es den Partikeln aufgrund ihrer Trägheit möglich die Strömung zu durchqueren und gegen die gegenüberliegende Wand zu stoßen. Somit steigt die Anzahl der Wandstöße, wie im Folgenden ein Vergleich mit den Glaskugeln B zeigt. Allerdings reicht dieser Anstieg offensichtlich nur bis 0,2 s aus, um, wie von Sommerfeld ermittelt, die Anzahl der Wandstöße bei glatter Wand zu übertreffen.

Offensichtlich bildet sich bei glatter Wand eine Strähne aus, wie Abb. 5.18 zeigt. Dort ist die Beladung in der Grenzschicht über der bezogenen Höhe, in entsprechender Weise wie die Partikelrotation in Abb. 5.13, dargestellt. Eine Strähne führt zu einem Springen mit geringer Amplitude entlang des Rohres, so dass die Partikeln mehr Stöße ausführen als bei rauer Wand.

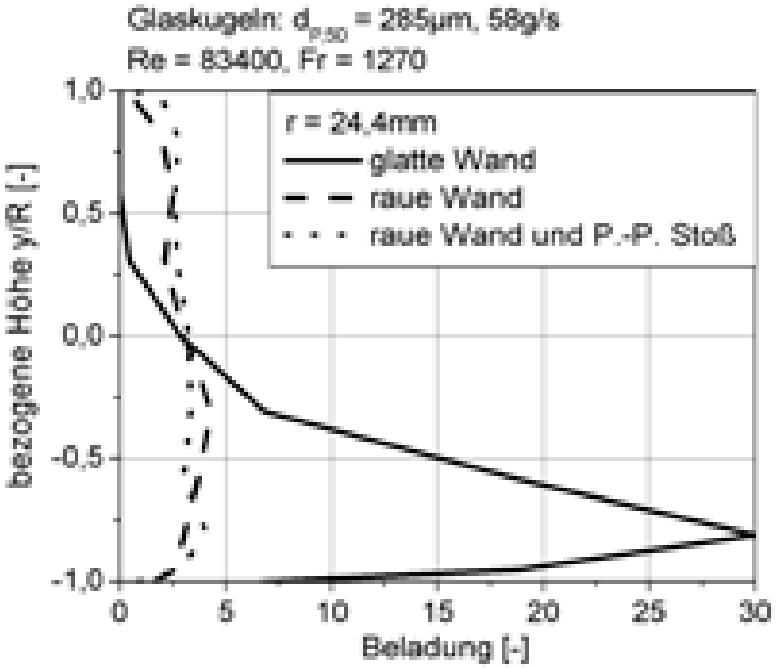

Abb. 5.18: Beladung in der Grenzschicht ($r = 24,4\ mm$) bei der Förderung der Glaskugeln C mit $u = 25\ m/s$ und einer Beladung von $\mu = 1$

Der Vergleich mit berechneten Druckverlusten in Tabelle 5.5 zeigt, dass der Druckverlust für die glatte Wand, bei der die Partikeln am häufigsten gegen die Wand stoßen, am kleinsten ist.

Tabelle 5.5: Druckverluste der Glaskugeln C bei $u = 25\ m/s$

$\dot{M}_P = 58\ g/s$	Druckverlust
glatt	130 Pa/m
rau	160 Pa/m
rau und P.-P. Stoß	158 Pa/m
$\dot{M}_P = 141\ g/s$	
gemessen	173 Pa/m
rau und P.-P. Stoß	168 Pa/m

Daher bestimmt auch hier nicht primär die Anzahl der Wandstöße, sondern die Ablenkung der Partikeln durch Partikel-Wand- und Partikel-Partikelstöße den Druckverlust. Im Übrigen bestätigt der Vergleich der gemessenen und berechneten Druckverluste in Tabelle 5.5 die Eignung des Wandrauheitsmodells und der Modellierung der Partikel-Partikelstöße, da der berechnete Druckverlust mit dem gemessenen gut übereinstimmt.
Ein Vergleich der Anzahl der Wandstöße bestätigt das von Sommerfeld [67] und Kussin [36] berechnete und gemessene Verhalten für Partikelgrößen, die sie verwendet haben. Aus Abb. 5.19 ist ersichtlich, dass die Anzahl der Wandstöße bei der Förderung der 40 μm Glaskugeln (Glaskugeln B) geringer ist als bei Förderung der 285 μm Glaskugeln (Glaskugeln C).

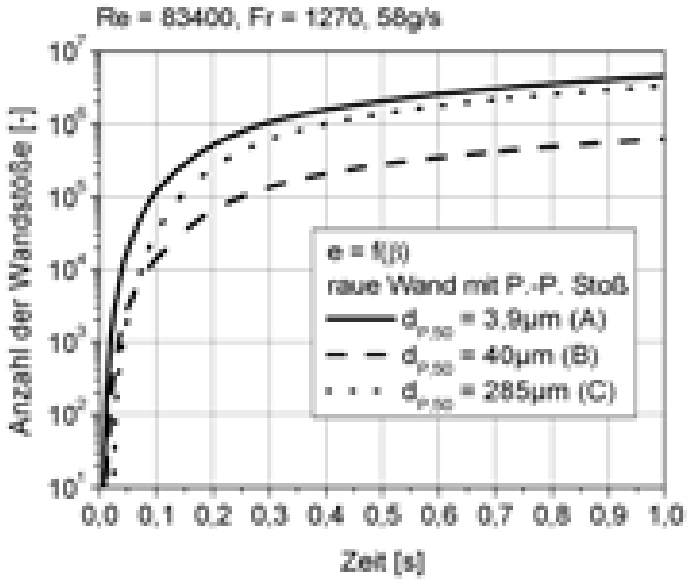

Abb. 5.19: Anzahl der Wandstöße bei Förderung der Glaskugeln A, B und C mit $u = 25\ m/s$ und einer konstanten Beladung von $\mu = 1$

Wie bereits erwähnt, durchqueren die 285 μm Glaskugeln aufgrund der größeren Trägheit die Strömung und stoßen gegen die gegenüberliegende Wand. Das ist den 40 μm Glaskugeln nicht möglich und führt zu einer geringeren Anzahl an Wandstößen. Partikeln, die kleiner als 10 μm sind, wurden von Sommerfeld und Kussin nicht betrachtet, so dass es keine Bestätigung für das Verhalten der Glaskugeln A ($d_{P,50} = 3,9\ \mu m$) gibt. Ein Vergleich mit dem gemessenen Druckverlust deutet jedoch an, dass die verlustfreie Betrachtung des Wandstoßes die Realität gut beschreibt. Die Ergebnisse für verlustfreie und verlustbehaftete Wandstöße zeigen, dass die Anzahl der Wandstöße bei Partikeln dieser Größe sehr stark vom Stoßkoeffizienten abhängt. Im verlustbehafteten Fall verursachen die Wandstöße eine Partikelrotation mit der Folge, dass die Partikeln durch die resultierende Magnuskraft zur

Wand beschleunigt werden. Deswegen ist die Anzahl der Wandstöße im verlustbehafteten Fall größer als im verlustfreien Fall. Die Tatsache, dass die Anzahl der Wandstöße für Glaskugeln A die der Glaskugeln C übersteigt, ist auch mit der unterschiedlichen Verweilzeit in der Grenzschicht zu erklären. Abb. 5.20 zeigt, dass die Partikelgeschwindigkeit der Glaskugeln A in der Grenzschicht geringer ist als die der größeren Partikeln. Dadurch erhöht sich die Verweilzeit in Wandnähe. Die Partikelrotation führt auch bei den Glaskugeln C zu einer Beschleunigung zur Wand (Z-Richtung), wie aus Abb. 5.21 ersichtlich ist. Allerdings verlassen die großen Partikeln aufgrund ihrer Trägheit die Grenzschicht wieder, so dass sie erst nach einer größeren Wegstrecke wieder an die Wand stoßen. Von den Glaskugeln A wird angenommen, dass sie in der Grenzschicht verbleiben und somit nach geringeren Wegstrecken wieder mit der Wand kollidieren. Daraus folgt die größere Anzahl der Wandstöße.

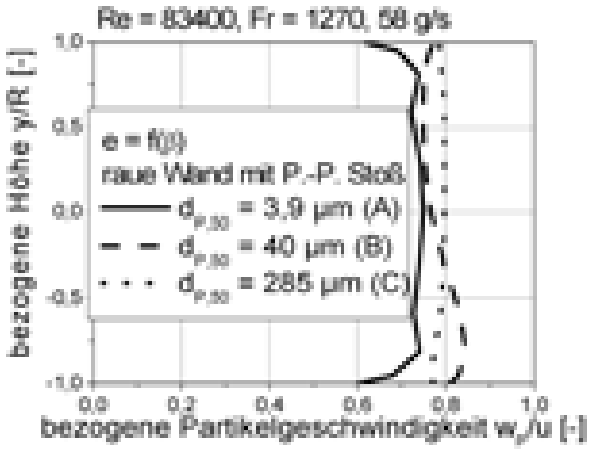

Abb. 5.20: Partikelgeschwindigkeiten in der Grenzschicht ($r = 24,4\ mm$)

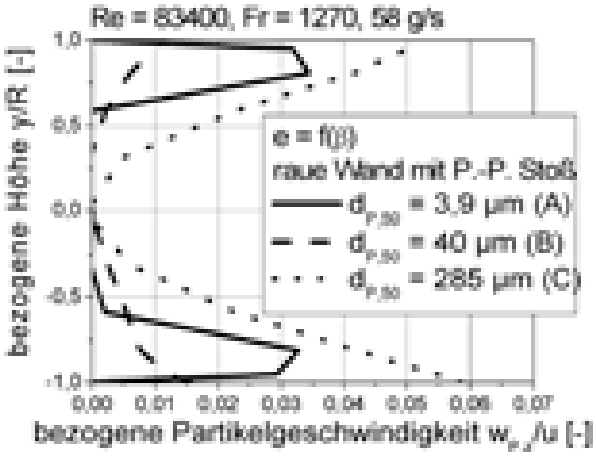

Abb. 5.21: Partikelgeschwindigkeiten in Z-Richtung, in der Grenzschicht ($r = 24,4\ mm$)

Zwei Einflussfaktoren bestimmen die Anzahl der Wandstöße. Die Partikelrelaxationszeit legt fest, ob die Partikeln die Strömung durchqueren oder ob sie der Strömung so gut folgen, dass ihre Partikelgeschwindigkeit in der Grenzschicht die der Strömung annimmt. Beides führt zu einer vergleichsweise großen Anzahl von Wandstößen, während zwischen diesen Grenzbereichen die Anzahl der Wandstöße geringer ist. Der zweite Einflussfaktor ist die Wandrauheit. In der dreidimensionalen Rohrströmung führt eine raue Wand für Partikelgrößen, die auch von Sommerfeld [67] verwendet wurden, im stationären Zustand zu einer Abnahme der Anzahl der Wandstöße. Bei kleineren Partikeln (Glaskugeln A) wirkt sich die durch die Wandrauheit verursachte Rotation aus, so dass die Partikeln zur Wand beschleunigt werden. Das führt zu einem Anstieg der Anzahl der Wandstöße.

Nach den vorliegenden Berechnungen gibt es nur bei der Förderung der Glaskugeln A einen eindeutigen Zusammenhang zwischen der durch die Wandrauheit verursachten Anzahl an Wandstößen und dem Druckverlust. Mit steigender Trägheit nimmt das Folgevermögen der Partikeln jedoch ab, so dass die Gasströmung mehr Energie für die Wiederbeschleunigung in Förderrichtung aufbringen muss. Das resultiert in einem erhöhten Druckverlust, obwohl die Anzahl der Wandstöße abnimmt. Grundsätzlich wird der Zusammenhang zwischen dem Druckverlust und der Partikelgröße richtig wiedergegeben, da die berechneten Druckverluste mit den gemessenen Druckverlusten zufriedenstellend übereinstimmen. Der gemessene Druckverlust sinkt mit steigender Partikelgröße zunächst ($\Delta p(GlaskugelnB) < \Delta p(GlaskugelnA)$), um mit weiter steigender Partikelgröße wieder anzusteigen ($\Delta p(GlaskugelnC) > \Delta p(GlaskugelnB)$). Entsprechendes ergibt die Betrachtung der gerechneten Druckverluste für eine Beladung von 1, wie Tabelle 5.6 zeigt. Der Vergleich mit Abb. 5.19 liefert den Nachweis für den Zusammenhang zwischen dem Druckverlust und der durch die Partikelrelaxationszeit bestimmten Anzahl der Wandstöße.

Tabelle 5.6: Berechnete Druckverluste der Glaskugeln A, B und C bei $u = 25\ m/s$ und $\mu = 1$

	Druckverlust
Glaskugeln A	183 Pa/m
Glaskugeln B	154 Pa/m
Glaskugeln C	158 Pa/m

5.2.2 Konzentrationsschwankungen

Im vorherigen Abschnitt erfolgte die Verifzierung der eingesetzten Modelle zur Wandrauheit und zum Partikel-Partikelstoß. Basierend auf diesen Modellen stellt CFD prinzipiell eine geeignete Möglichkeit dar, die Ursache der Konzentrationsschwankungen näher zu untersuchen. Allerdings begrenzt die zur Verfügung stehende Rechenkapazität, insbesondere bei der Simulation der Strömung in einem Rohr von 30 m Länge, die örtliche und zeitliche Auflösung der Strömung.
Zur Minimierung der Anzahl der Berechnungen werden die Randbedingungen der zu untersuchenden Strömung aus den experimentellen Untersuchungen abgeleitet. Dort wurden nur Schwankungen im Bereich kleiner 10 Hz gemessen. Strömungsbedingte

Schwankungen konnten lediglich im Drucksignal nachgewiesen werden. Dabei geben die geringen Amplituden und eine Abschätzung über die Ursache der Schwankungen jedoch Anlass zu der Vermutung, dass die gemessenen Druckschwankungen mit Konzentrationsschwankungen einhergehen. Darüber hinaus treten die Schwankungen unabhängig von der Partikelgröße und der Gasgeschwindigkeit auf. Deshalb wurden die numerischen Untersuchungen auf die Förderung verschiedener Massenströme der Glaskugeln B ($d_{P,50} = 40\ \mu m$) bei einer Geschwindigkeit von 25 m/s beschränkt. Ergänzend wird ein Fall der Strähnenförderung gerechnet. Die experimentellen Ergebnisse lassen die Annahme zu, dass die zu untersuchenden Schwankungen unabhängig von der zeitlichen Änderung der Gasgeschwindigkeit sind. Deshalb wird bei den Simulationen einer 5 m Rohrströmung ein Zeitschritt von $\Delta T = 0,005\ s$ verwendet, für die Simulation der 30 m Rohrströmung kommt ein Gitter mit grober Auflösung zum Einsatz. Die Länge einer Gitterzelle beträgt hier 1 m. Bezugnehmend auf die Arbeit von Wassen [77], der numerisch berechnete Schwankungen auf die Partikel-Partikelstöße zurückführt, liegt der Schwerpunkt dieser Untersuchungen auf dem Einfluss der Partikel-Partikelstöße und der Wandrauheit. Da die experimentell ermittelten Schwankungen mit einer Frequenz von 8,75 Hz unabhängig von der Rohrlänge auftreten, erfolgt zunächst die Strömungssimulation in einem Rohr von 5 m Länge ($L_G = 5\ m$). Dabei werden die raue Wand und die Partikel-Partikelstöße berücksichtigt.
Abb. 5.22 und Abb. 5.23 zeigen den Zeitverlauf und das mittels FFT ermittelte Frequenzspektrum des Drucks nach 5 m.

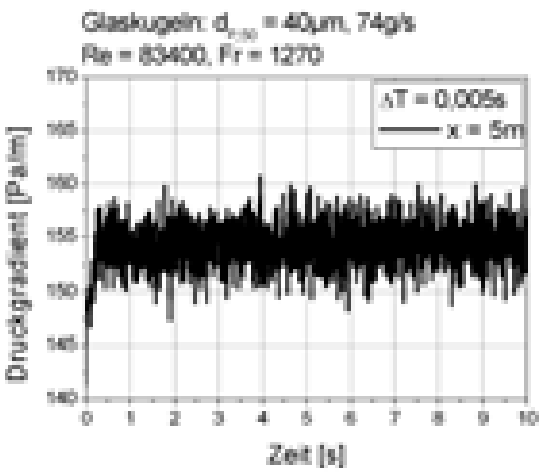

Abb. 5.22: Zeitverlauf des Drucks nach 5 m Rohrstrecke bei der Förderung der Glaskugeln B mit $u = 25\ m/s$ und $\mu = 1,2$, $L_G = 5\ m$

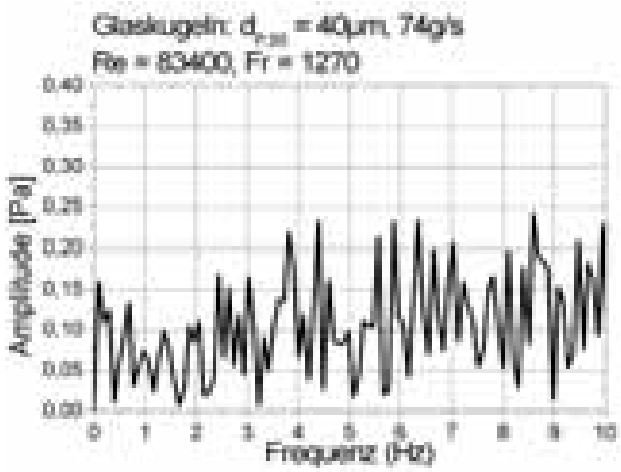

Abb. 5.23: Frequenzspektrum des Drucks nach 5 m Rohrstrecke bei der Förderung der Glaskugeln B mit $\mu = 1,2$, $L_G = 5\ m$

Der Zeitverlauf stellt sich sehr gleichmäßig dar, wobei die auftretenden Schwankungen durch den verwendeten Zeitschritt bedingt sind. Entsprechend weist das Frequenzspektrum keine ausgeprägten Frequenzen auf. Zwar gibt es bei 8,75 Hz auch einen Peak. Allerdings ist dessen Amplitude nicht größer als die der benachbarten Peaks, so dass sie nicht eindeutig identifiziert werden kann.

Zur Darstellung der gesamten Messstrecke erfolgten Simulationen in einem Rohr von 30 m Länge. Dabei stimmt der Druckverlust für die Förderung von 74 g/s der Glaskugeln B bei einer Geschwindigkeit von $u = 25\ m/s$ mit 157 Pa/m trotz der groben örtlichen und zeitlichen Auflösung ausreichend gut mit dem gemessenen Wert von 152 Pa/m überein. Hinsichtlich der Druckschwankungen treten jedoch Unterschiede zur Simulation der 5 m Rohrstrecke auf. Das verdeutlichen Abb. 5.24 und Abb. 5.25, in denen die Frequenzspektren für den Abstand von 5 und 30 m vom Aufgabequerschnitt dargestellt sind.

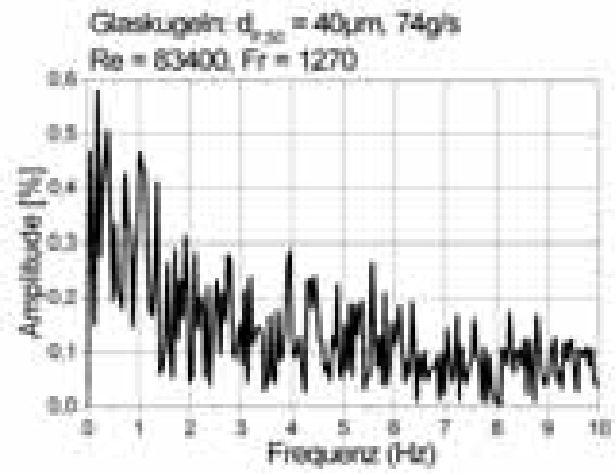

Abb. 5.24: Frequenzspektrum des Drucks nach 5 m Rohrstrecke bei der Förderung der Glaskugeln B mit $u = 25\ m/s$ und $\mu = 1,2$, $L_G = 30\ m$

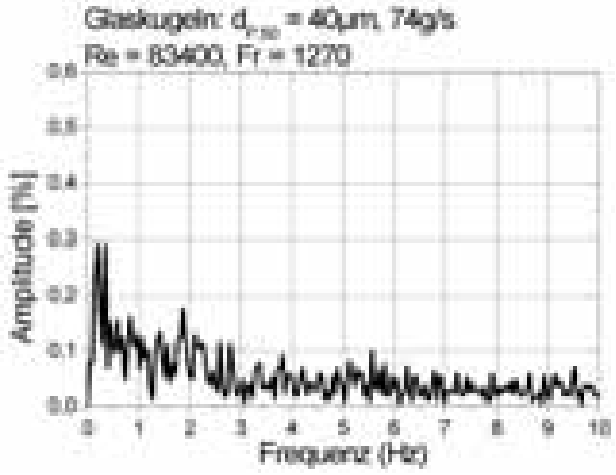

Abb. 5.25: Frequenzspektrum des Drucks nach 30 m Rohrstrecke bei der Förderung der Glaskugeln B mit $u = 25\ m/s$ und $\mu = 1,2$, $L_G = 30\ m$

Die Amplituden sind, wie bei den Experimenten, auf den vorliegenden Absolutwert des Drucks bezogen. Danach sinken die bezogenen Amplituden von 0,5 % nach 5 m auf 0,3 % nach 30 m. Die Frequenz von 8,75 Hz kann nicht nachgewiesen werden.

Eine weitere Simulation mit gleichen Randbedingungen bei einer Beladung von 3,3 bestätigt die Abnahme der Schwankungsintensität mit Zunahme der Förderstreckenlänge. Die bezogenen Amplituden nehmen von 1,1 % bei 5 m auf 0,5 % bei 30 m ab, wie Abb. 5.26 und Abb. 5.27 verdeutlichen.

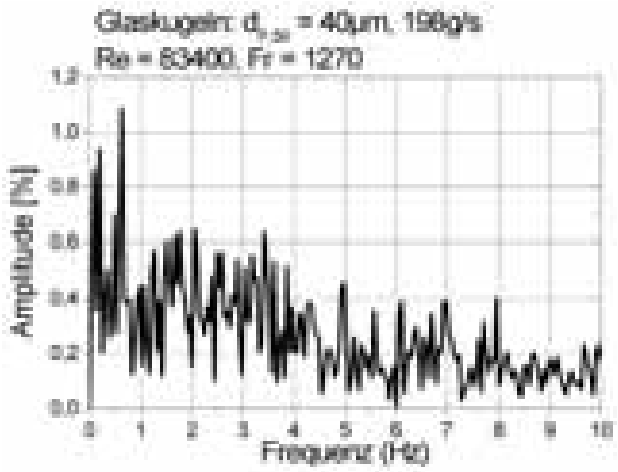

Abb. 5.26: Frequenzspektrum des Drucks nach 5 m Rohrstrecke bei der Förderung der Glaskugeln B mit $u = 25\ m/s$ und $\mu = 3,3$, $L_G = 30\ m$

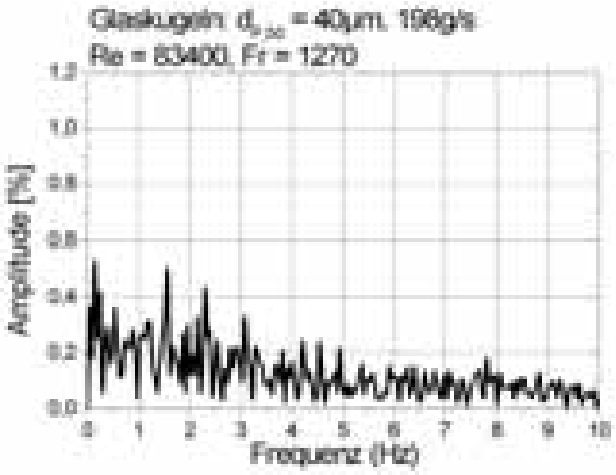

Abb. 5.27: Frequenzspektrum des Drucks nach 30 m Rohrstrecke bei der Förderung der Glaskugeln B mit $u = 25\ m/s$ und $\mu = 3,3$, $L_G = 30\ m$

Ein Vergleich mit den bezogenen Amplituden der Beladung von 1,2 zeigt, dass diese und damit die Schwankungsintensitäten mit dem Anstieg der Beladung zunehmen. Die Abnahme der bezogenen Amplituden mit der Länge der Förderstrecke und die Zunahme mit der Beladung stimmen mit den experimentellen Ergebnissen überein.
In Abb. 5.28 und Abb. 5.29 sind die Frequenzspektren der Beladung dargestellt.

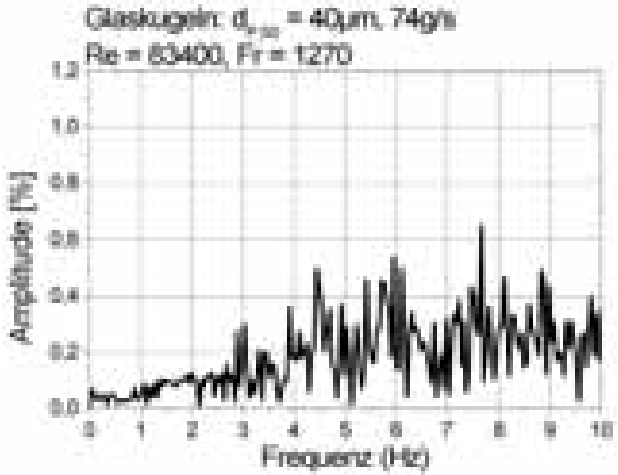

Abb. 5.28: Frequenzspektrum der Beladung nach 5 m Rohrstrecke bei der Förderung der Glaskugeln B mit $u = 25\ m/s$ und $\mu = 1,2$, $L_G = 30\ m$

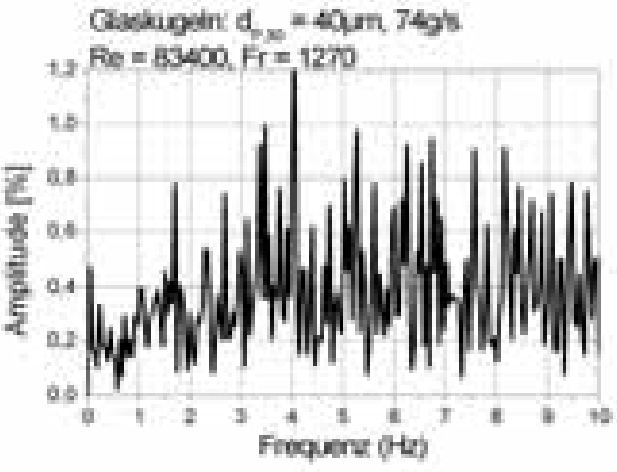

Abb. 5.29: Frequenzspektrum der Beladung nach 30 m Rohrstrecke bei der Förderung der Glaskugeln B mit $u = 25\ m/s$ und $\mu = 1,2$, $L_G = 30\ m$

Diese weisen keine Maxima zwischen 0 Hz und 3 Hz auf wie beim Druck. Des Weiteren ist das Verhalten der Schwankungsintensitäten entgegengesetzt zum Verhalten der Schwankungsintensitäten der Druckschwankungen. So steigt diese bei einer Beladung von 1,2 von 0,6 % bei 5 m auf 1,2 % bei 30 m. Mit zunehmender Beladung sinkt die Schwankungsintensität nach 30 m von 1,2 % bei $\mu = 1,2$ auf 0,9 % bei $\mu = 3,3$.
Aufgrund der fehlenden Vergleichsmöglichkeit mit experimentellen Daten ist eine schlüssige Interpretation dieses Gegensatzes schwierig. Es fehlt beispielsweise der Nachweis, dass die simulierten Konzentrationsschwankungen mit den Druckschwankungen tatsächlich zusammenhängen, da sie andere Frequenzen besitzen. Wenn die Konzentrationsschwankungen die Druckschwankungen verursachen würden, wie es die Abschätzung aus Abschnitt 3.4.3 nahelegt, verbliebe die Frage, warum sich die Frequenzen unterscheiden. Solange der eindeutige Nachweis des Zusammenhangs zwischen Druck- und Konzentrationsschwankungen nicht erbracht ist, sind die Schwankungen nicht vergleichbar.

Für eine abschließende Beurteilung des Einflusses der rauen Wand und der Partikel-Partikelstöße auf auftretende Schwankungen wurde die Förderung der Glaskugeln B mit einer Beladung von 7 bei einer Geschwindigkeit von 23,7 m/s simuliert. Aus Experimenten geht hervor, dass sich unter diesen Randbedingungen eine Strähnenförderung einstellt. Das Frequenzspektrum des Drucksignals nach 4 m Rohrstrecke weist die für diese Strömungsform charakteristischen niederfrequenten Schwankungen auf [13], wie Abb. 5.30 zeigt.

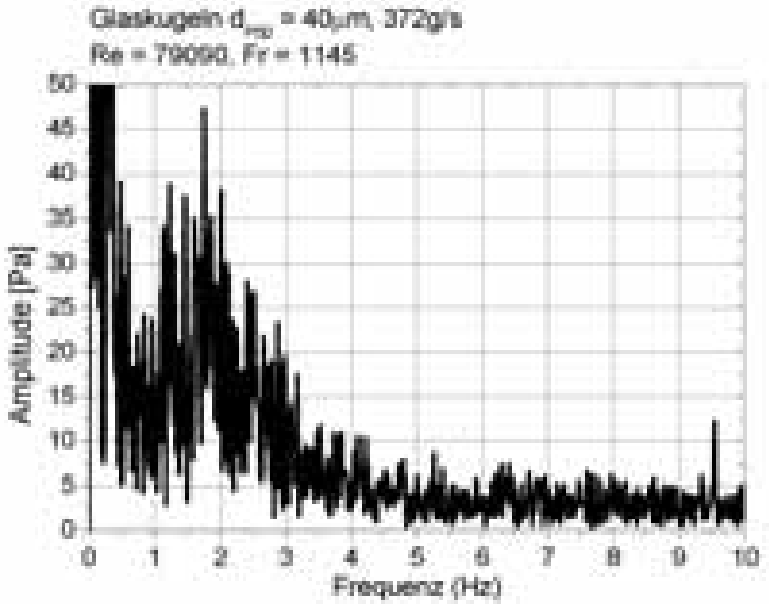

Abb. 5.30: Frequenzspektrum des gemessenen Drucks bei der Förderung der Glaskugeln B mit $u = 23,7\ m/s$ und $\mu = 7$

Die Simulation dieser Strömung erfolgt mit dem 5 m Gitter. Die Strömung wird für 10 s mit einer Zeitschrittweite von 0,005 s berechnet. Dabei treten in den Frequenzspektren große Unterschiede insbesondere zwischen den Berechnungen mit und ohne Partikel-Partikelstößen auf. Es zeigt sich, dass die Schwankungen für die Berechnungen ohne Partikel-Partikelstöße am ausgeprägtesten sind. Die Schwankungen treten dabei im Druck und in der Beladung auf, wie Abb. 5.31 und Abb. 5.32 am Beispiel der glatten Wand verdeutlichen.

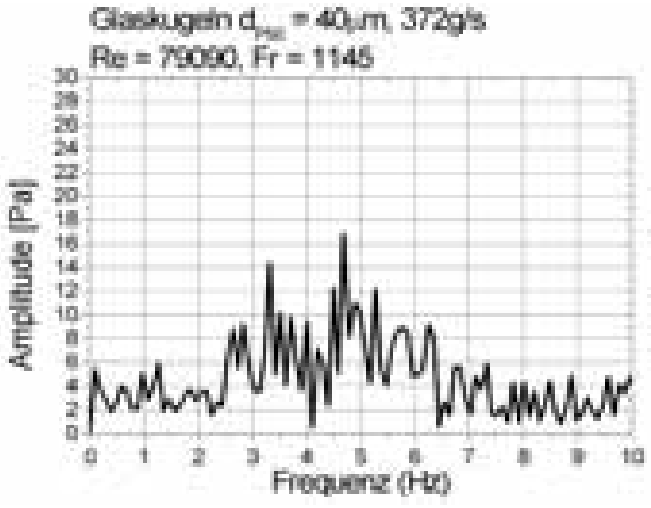

Abb. 5.31: Frequenzspektrum des Drucks nach 5 m Rohrstrecke bei der Förderung der Glaskugeln B mit $u = 23,7\ m/s$ und $\mu = 7$ für eine glatte Wand ohne P.-P. Stöße

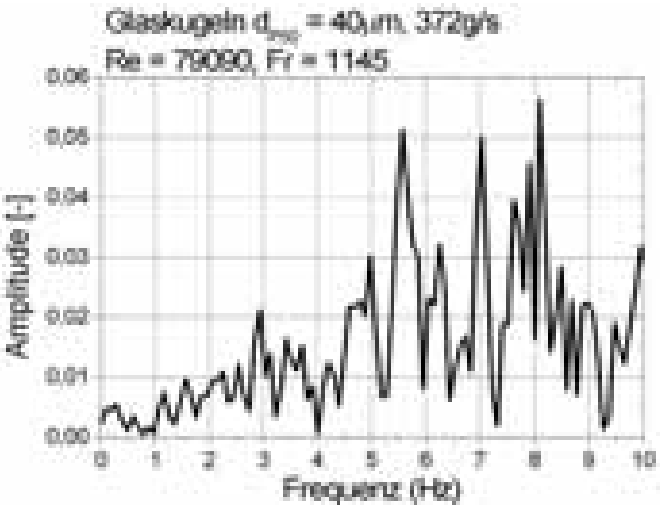

Abb. 5.32: Frequenzspektrum der Beladung nach 5 m Rohrstrecke bei der Förderung der Glaskugeln B mit $u = 23,7\ m/s$ und $\mu = 7$ für eine glatte Wand ohne P.-P. Stöße

Die Schwankungen im Druck treten zwischen 2 Hz und 7 Hz auf, während das Frequenzband der Beladungsschwankungen zwischen 5 Hz und 9 Hz liegt. Abb. 5.33 und Abb. 5.34 zeigen die Frequenzspektren des Drucks nach 5 m Rohrstrecke für die Simulationen mit Wandrauheit sowie mit zusätzlicher Berücksichtigung der Partikel-Partikelstöße.
Wird zunächst nur die raue Wand ohne Partikel-Partikelstöße betrachtet, steigen die Amplituden etwas und der Frequenzbereich liegt nun zwischen 0 Hz und 5 Hz (Abb. 5.33). Eine zusätzliche Simulation der Partikel-Partikelstöße führt zu einer starken Vergleichmäßigung, so dass keine Schwankungen auftreten (Abb. 5.34). Der Einfluss der Partikel-Partikelstöße überwiegt auch bei glatter Wand, wie Abb. 5.35 zeigt.

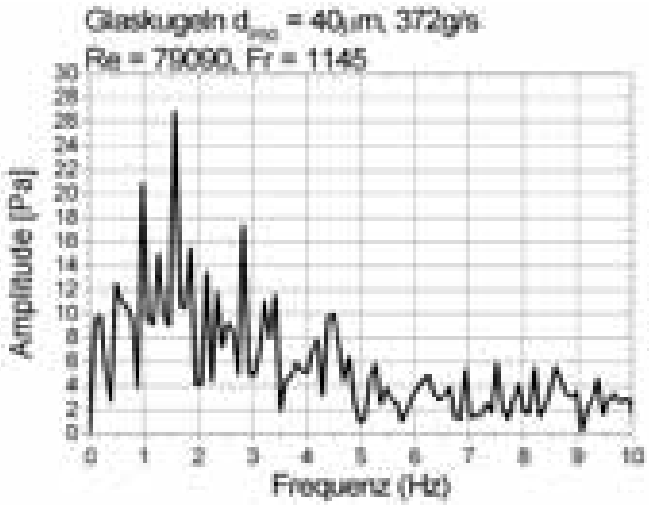

Abb. 5.33: Frequenzspektrum des Drucks nach 5 m Rohrstrecke bei der Förderung der Glaskugeln B mit $u = 23,7\ m/s$ und $\mu = 7$ für eine raue Wand ohne P.-P. Stöße

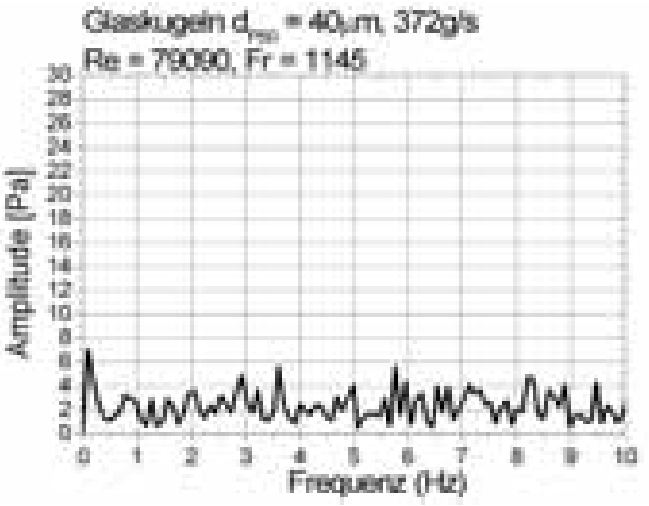

Abb. 5.34: Frequenzspektrum des Drucks nach 5 m Rohrstrecke bei der Förderung der Glaskugeln B mit $u = 23,7\ m/s$ und $\mu = 7$ für eine raue Wand mit P.-P. Stöße

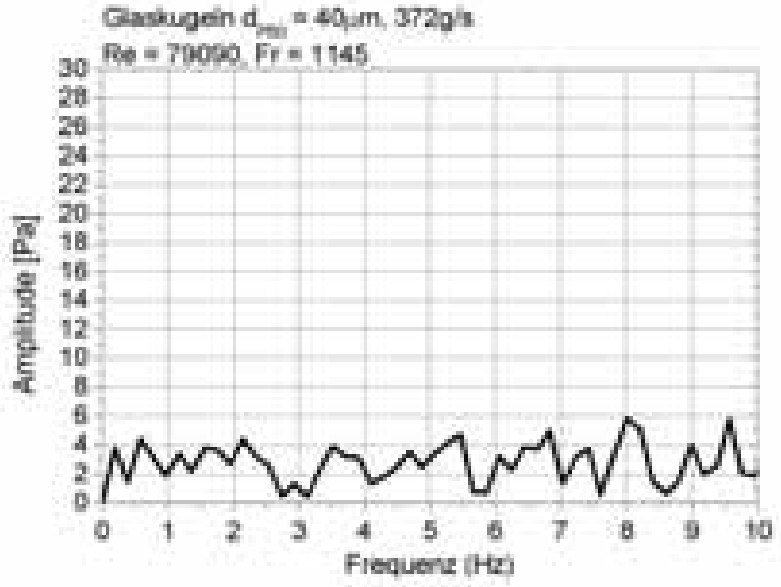

Abb. 5.35: Frequenzspektrum des Drucks bei der Förderung der Glaskugeln B mit $u = 23,7\ m/s$ und $\mu = 7$ für eine glatte Wand mit P.-P. Stöße

Dieses Ergebnis steht im Widerspruch zu den Simulationsergebnissen von Wassen [77], der unter Berücksichtigung von Partikel-Partikelstößen das Ausbilden von Feststoffwolken und damit Konzentrationsschwankungen berechnet. Allerdings ist die Vergleichbarkeit der Ergebnisse wegen der unterschiedlichen Randbedingungen nicht unmittelbar gegeben. So berechnet Wassen eine zweidimensionale Kanalströmung mit 100 μm Glaspartikeln bei einer Gasgeschwindigkeit von 25,5 m/s, ohne dass die Rückwirkung der dispersen auf die kontinuierliche Phase berücksichtigt wird. Darüber hinaus ist der von Wassen eingesetzte Zeitschritt mit 0,0002 s deutlich geringer als der hier verwendete von 0,005 s. Trotz der höheren zeitlichen Auflösung kann aus der Arbeit von Wassen nicht der Schluss gezogen werden, dass das Ausbilden von Feststoffwolken nur auf die Partikel-Partikelstöße zurückzuführen ist. Die Partikel-Partikelstöße stellen mit zunehmender Beladung die bestimmende Größe hinsichtlich des Druckverlustes und der Feststoffverteilung dar [68]. Allerdings führen in stationären Berechnungen die Partikel-Partikelstöße zu einer Vergleichmäßigung der Feststoffverteilung [68], [27]. Zum anderen könnten die von Wassen berechneten Feststoffwolken den Übergang zur Strähnenförderung andeuten. Ein Absetzen und Wiederaufwirbeln von Partikeln in diesem Strömungszustand verursacht solche Konzentrationsschwankungen (siehe Abschnitt 2.1). Bei diesem Prozess wären die Partikel-Partikelstöße nicht entscheidend. Da Wassen keine Ergebnisse bei Beladungen größer als 0,01 angibt, bei denen die Partikel-Partikelstöße vernachlässigt werden, kann die Frage nach der Ursache der Konzentrationsschwankungen nicht abschließend geklärt werden.

6 Zusammenfassung

Bei der pneumatischen Förderung sehr feiner Partikeln treten zwei unerwünschte Effekte auf. In langen Förderleitungen entstehen Feststoffkonzentrationsschwankungen, obwohl die Aufgabe gleichmäßig erfolgt. Darüber hinaus bleiben Partikeln an der Rohrwand haften. Das führt zu einem erhöhten Druckverlust und bei Wiederaufwirbelungen zu weiteren Konzentrationsschwankungen. In dieser Arbeit wurden beide Effekte experimentell und mit numerischen Simulationen untersucht.

In der horizontalen Förderleitung von 29 m Länge und einem Rohrdurchmesser von 50 mm konnten lediglich Druckschwankungen gemessen werden, die unabhängig von Anlagenkomponenten sind. Mit Zunahme der Beladung nimmt deren Schwankungsintensität zu, mit der Länge der Förderleitung sinkt die Intensität. Dabei erweist sich die auf den Mittelwert bezogene Amplitude als geeignetes Maß für die Schwankungsintensität. Eine zeitliche Ableitung der Bestimmungsgleichung für den Druck legt den direkten Zusammenhang zwischen Druckschwankungen und Konzentrationsschwankungen nahe. Der fehlende experimentelle Nachweis entsprechender Konzentrationsschwankungen kann auf die geringen Amplituden von weniger als 2 % des Mittelwertes zurückgeführt werden. Hinsichtlich der Partikelhaftung an der Rohrwand ergibt die Auswertung, dass die Haftung mit dem Ansteigen der Gasgeschwindigkeit abnimmt und mit dem Feststoffmassenstrom ansteigt.

In der numerischen Simulation lag der Schwerpunkt auf der Berechnung der Partikelwandhaftung. Dabei konnten die eingesetzten Modelle mit den Messdaten qualitativ verifiziert werden, da die Simulation die Tendenzen der Abhängigkeit der Partikelwandhaftung von Gasvolumenstrom und Feststoffmassenstrom wiedergibt.

In Bezug auf die numerische Simulation nicht haftender Partikeln konnte die Modellierung der Wandrauheit für Partikeln, die kleiner als die Wandrauheit sind, nicht eindeutig verifiziert werden, da neben der Verteilung der Wandneigungswinkel auch der Stoßkoeffizient unbekannt ist. Für größere Partikeln, für die der Stoßkoeffizient und die Winkelverteilung bekannt sind, ist die vorgestellte Modellierung der Wandrauheit geeignet. Weiter bestätigen die Simulationen von Partikeln mit mittleren Partikelgrößen von 40 μm und 285 μm den von Sommerfeld [67] ermittelten Zusammenhang zwischen der Anzahl der Wandstöße, der Wandrauheit und den Partikel-Partikelstößen. Die Betrachtung von Partikeln mit einer mittleren Partikelgröße von 3,9 μm zeigt zwei Einflussfaktoren, die die Anzahl der Wandstöße bestimmen. Die Partikelrelaxationszeit legt fest, ob die Partikeln die Strömung durchqueren

oder ob sie der Strömung so gut folgen, dass ihre Partikelgeschwindigkeit in der Grenzschicht die der Strömung annimmt. Beides führt zu einer vergleichsweise großen Anzahl von Wandstößen, während zwischen diesen Grenzbereichen die Anzahl der Wandstöße geringer ist. Ein direkter Zusammenhang zwischen der Anzahl der Wandstöße und dem Druckverlust wird nur für Partikeln mit einer mittleren Partikelgröße von 3,9 μm nachgewiesen. Bei den größeren Partikeln spielt die Ablenkung durch Partikel-Wand- und Partikel-Partikelstöße eine entscheidende Rolle.

In den numerischen Simulationen zur Untersuchung der Konzentrationsschwankungen wurden, wie in den Experimenten, Druckschwankungen nachgewiesen. Diese besitzen allerdings nicht die gleichen Frequenzen wie in den Experimenten. Ihr Auftreten in Abhängigkeit der Beladung und der Länge der Förderstrecke entspricht aber dem der gemessenen Druckschwankungen. Hinsichtlich der ebenfalls nachweisbaren Konzentrationsschwankungen verbleiben offene Fragen, da diese nicht die erwarteten, gleichen Frequenzen wie die Druckschwankungen aufweisen.

7 Symbolverzeichnis

Lateinische Buchstaben

A	$[m^2]$	Querschnittsfläche
A_0	$[m^2]$	freie Querschnittsfläche
A_0	[-]	Konstante zur Berechnung der flexiblen Konstante C_η
A_S	[-]	Konstante zur Berechnung der flexiblen Konstante C_η
A_{12}	[-]	Hamakerkonstante
a	[-]	Konstante zur Wichtung der Neigungs-Standardabweichung
b	$[m]$	Elektrodenlänge
C_D	[-]	Widerstandskoeffizient
C_L	[-]	Stokeskonstante
C_m	[-]	Koeffizient der Magnuskraft
C_η	[-]	Konstante zur Berechnung der Wirbelviskosität η_t
c_n	[-]	Fourierkoeffizient
c_v	$[m^3/m^3]$	Feststoffvolumenkonzentration
c_0	$[1/m^3]$	Partikelanzahlkonzentration
D	$[m]$	Rohrdurchmesser
d_P	$[m]$	Partikeldurchmesser
$d_{P,50}$	$[m]$	mittlere Partikeldurchmesser
E	$[W]$	Energie
E	$[N/m^2]$	Elastizitätsmodul
e	[-]	Stoßkoeffizient
F	$[N]$	Kraft
F_B	$[N]$	Bildkraft
F_{DS}	$[N]$	Kraft durch elektrische Doppelschicht
F_i	$[N]$	äußere Kräfte
Δf	$[1/s]$	Frequenzschrittweite
g	$[m/s^2]$	Erdbeschleunigung
H	[-]	Hurstexponent

H	$[N/m^2]$	Härte
H	$[m]$	Höhe
H_r	$[m]$	Rauheitshöhe
ΔH_r	$[m]$	Standardabweichung der Verteilung der Rauheitshöhe
I_e	$[W]$	ausfallende Lichtintensität
I_i	$[W]$	einfallende Lichtintensität
k	$[m^2/s^2]$	kinetische Energie
k_s	$[m]$	Rauheit
L	$[m]$	Rohrlänge
L	$[m]$	Stoßlänge
L_G	$[m]$	Länge des simulierten Rohres
L_r	$[m]$	Rauheitslänge
L_W	$[m]$	Wirbellänge
l	$[m]$	Länge
l	$[m]$	Abstand Kugel-Wand
$\dot{M}$	$[kg/s]$	Massenstrom
N_P	[-]	Partikelanzahl
n	[-]	ganze Zahl
P	[-]	Stoßwahrscheinlichkeit
p	$[Pa]$	Druck
Δp	$[Pa]$	Druckverlust
q	$[As]$	Partikelladung
R	$[m]$	Rohrradius
R	[-]	Ausdehnung des Hurstintervalls
r	$[m]$	Partikelradius
S_m	$[kg/(m^3 s)]$	Quellterm - Stoffaustausch
S_P	$[kg/(m^3 s^2)]$	Quellterm - axiale Impulsgleichung
s_n	[-]	Fourierkoeffizient
s_W	$[m]$	Dicke der Rohrwand
T	$[s]$	Periodendauer
T_L	$[s]$	Lagrange - Integralzeit
ΔT	$[s]$	Zeitschrittweite
t_{cross}	$[s]$	Zeit zur Durchquerung eines Wirbels

u	$[m/s]$	Gasgeschwindigkeit
$\bar{u}$	$[m/s]$	mittlere Gasgeschwindigkeit
u'	$[m/s]$	Schwankungsanteil der Gasgeschwindigkeit
u^*	$[m/s]$	Schergeschwindigkeit
w_P	$[m/s]$	Partikelgeschwindigkeit
x	$[m]$	axialer Abstand zur Aufgabestelle
$x(t)$	$[s]$	Zeitsignal
x_0	$[s]$	arithmetischer Mittelwert des Zeitsignals
z_0	$[m]$	Kontaktabstand bei Haftung

Griechische Buchstaben

α	[°]	Wandneigungswinkel
α_λ	$[m^2/kg]$	dekadischer Absorptionskoeffizient in Abhängigkeit von λ
β	[°]	Einfallswinkel
γ_{max}	[°]	maximaler Wandneigungswinkel
$\Delta\gamma$	[°]	Standardabweichung der Winkelverteilung
ϵ	$[m^2/s^3]$	Dissipationsrate
ϵ_0	$[As/Vm]$	Dielelektrizitätskonstante
ζ	[-]	Zufallszahl
η	$[Pas]$	dynamische Viskosität
η_t	$[Pas]$	Wirbelviskosität
κ	[-]	Exponent des Widerstandverhaltens
λ	[-]	Reibkoeffizient der Rohrströmung
λ_P	[-]	Widerstandskoeffizient der Partikel in der Rohrströmung
λ_P^*	[-]	Partikelwandreibungskoeffizient
μ	$[kg/kg]$	Feststoffbeladung
μ_{Flug}	$[kg/kg]$	Feststoffbeladung des Feststoffes, der sich im Flug befindet
$\mu_{Strähne}$	$[kg/kg]$	Feststoffbeladung des Feststoffes in einer Strähne
μ_d	[-]	Gleitreibungskoeffizient
μ_s	[-]	Haftreibungskoeffizient
ν	$[m^2/s]$	kinematische Viskosität
ρ	$[kg/m^3]$	Dichte
σ	[-]	Standardabweichung

σ_ϵ	[-]	Konstante des Turbulenzmodells
τ	$[Pa]$	Schubspannung
τ_e	$[s]$	Wirbellebenszeit
τ_P	$[s]$	Partikelrelaxationszeit
ω	$[1/s]$	Kreisfrequenz
ω	$[1/s]$	Rotationsgeschwindigkeit
Ω_{ij}	$[1/s]$	Rotationstensor
$\hbar\varpi$	[-]	Lifshitz-van-der-Waals Konstante

Indizes

2ph	zweiphasig
b	Beschleunigung
C	Coulomb
eff	effektiv
el	elektrostatisch
G	Gas
H	Hub
i, j	Laufvariable
kin	kinetische Energie
max,min	maximal, minimal
P	Partikel
PSch	Partikelschicht
Saff	Saffmann
vdW	van der Waals
Verl	Verlust
W	Wand
Zell	Zelle

ϵ	Dissipationsrate
η	Viskosität

Literaturverzeichnis

[1] Barth, W., Strömungsvorgänge beim Transport von Feststoffteilchen und Flüssigkeitsteilchen in Gasen, *Chem. Ing. Tech. 30 (1958),* S.171.

[2] Boeck, Th., Betriebssichere pneumatische Förderung von Kohlenstaub, *Brennstoff-Wärme-Kraft 39 (1987) 5,* S. 267

[3] Bohnet, M., Experimentelle und theoretische Untersuchungen über das Absetzen, das Aufwirbeln und den Transport feiner Staubteilchen in pneumatischen Förderleitungen, *VDI Forschungsheft 507,* VDI Verlag Düsseldorf (1965)

[4] Borho, K., *Zur Agglomeration von Stäuben in Rohrleitungen,* Dissertation TH Karlsruhe (1972)

[5] Browne, L. W. B., Deposition of particles on a rough surface during turbulent gas-flow in a pipe, *Athmos. Envir. 8 (1974),* S. 801

[6] Cabrejos, F. J., Klinzing, G. E., Characterization of dilute gas-solids flows using the rescaled range analysis, *Powder Technology 84 (1995),* S. 139

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

[8] Coolebrook, C. F., Turbulent Flow in Pipes with Particular Reference to the Transition Region between the Smooth and Rough Pipe Laws, *Journ. Institution Civil Engineers 11 (1938/39),* S. 368

[9] Cleaver, J. W., Yates, B., A sublayer model for the deposition of the particles from turbulent flow, *Chemical Engineering Science 30 (1975),* S. 983

[10] Crowe, C. T., Review - Numerical Methods for Dilute Gas-Particle Flows, *ASME J. Fluids Eng. 104 (1982),* S. 297

[11] Dahnke, H., *Kinetische Gastheorie,* Vieweg Verlag (1971)

[12] Deryaguin, B. V., et.al., *Adhesion of solids, Consultants Bureau,* New York (1978)

[13] Dhodapkar, S. V., Klinzing, G. E., Pressure fluctuations in pneumatic conveying systems, *Powder Technology 74 (1993),* S. 179

[14] Dittler, A., Kasper, G., Kontinuierliche Dosierung und Dispergierung feindisperser, kohäsiver Feststoffe mit einem neuartigen Staubdosierer, *Chem. Ing. Tech. 71 (1999) 7,* S. 685

[15] Elimelech, M., et.al., *Particle deposition and aggregation: Measurement, Modelling and Simulation,* Butterworth-Heinemann Ltd. (1995)

[16] Fan, F. G., Ahmadi, G., A sublayer model for turbulent deposition of particles in vertical ducts with smooth and rough surfaces, *J. Aerosol Science 24 (1993),* S. 45

[17] Fichman, M., et.al., A model for tubulent deposition of aerosols, *J. Aerosol Science 19 (1988),* S. 123

[18] -, *Fluent Benutzerhandbuch 2002*

[19] Frank, Th., Schade, K. P., Petrak, D., Computersimulation der feststoffbeladenen Gasströmung im horizontalen Kanal mit Hilfe des Lagrange-Modells unter Berücksichtigung von Wandrauigkeiten, *Proc. IV. International Conference on Pneumatic Conveying,* Budapest, Hungary (1990)

[20] Friedlander, S. K., *Smokes, Dust and Haze,* John Wiley, New York (1977)

[21] Friedlander, S. K., Johnstone, H. F., Deposition of suspended particles from turbulent streams, *Ind. Eng. Chem. 49 (1957),* S. 1151

[22] Gore, R. A., Crowe, C. T., Effect of Particle Size on Modulating Turbulent Intensity, *Int. J. Multiphase Flow 15 (1989),* S. 279

[23] Gotoh, K., et.al., *Powder technology handbook,* M.Dekker, New York (1997)

[24] Hamaker, H.C., The London-van der Waals attraction between spherical particles, *Physica 4 (1937),* S. 156

[25] Hetsroni, G., Particle-Turbulence Interaction, *Int. J. Multiphase Flow 15 (1989),* S. 735

[26] Hinze, J. O., *Turbulence,* McGraw-Hill Publishing Co., New York (1975)

[27] Huber, N., *Zur Phasenverteilung von Gas-Feststoff-Strömungen in Rohren,* Dissertation Universität Erlangen-Nürnberg (1997)

[28] Jama, G. A., Klinzing, G. E., Rizk, F., An investigation of the prevailing flow patterns and pressure fluctuation near the pressure minimum and unstable conveying zone of pneumatic transport systems, *Powder Technology 112 (2000),* S. 87

[29] Kallio, G. A., Reeks, M. W., A numerical simulation of particle deposition in turbulent boundary layers, *Int. J. Multiphase Flow 15 (1989),* S. 433

[30] Kohnen, G., *Über den Einfluss der Phasenwechselwirkungen bei turbulenten Zweiphasenströmungen und deren numerische Erfassung in der Euler-Lagrange Betrachtungsweise,* Dissertation Universität Halle-Wittenberg, Shaker Verlag (1997)

[31] Krambrock, W., *Verfahrenstechnik 12 (1978) 4,* S.190

[32] Krupp, H., Particle adhesion, theory and experiment, *Adv. Colloid Interface 1 (1967),* S. 111

[33] Krupp, H., Die Physik des Haftens fester Körper, *Chem. Ing. Tech. 32 (1960),* S. 99

[34] Küttner, A., Epping, R. H., Theory and Practice of a Small Toner-Charge-Spectrometer, *Proceedings of IS&T's NIP 14 International conference on Digital Printing Technologies (1998),* S. 632

[35] Kupfermüller, K., Kohn, G., *Theoretische Elektrotechnik und Elektronik,* Springer Verlag (1993)

[36] Kussin, J., Sommerfeld, M., Experimental studies on particle behaviour and turbulence modification in horizontal channel flow with different wall roughness, *Experiments in Fluids 33 (2002),* S. 143

[37] Lang, E., *Zum Verhalten elektrostatisch geladener Stäube in Rohrströmungen,* Dissertation TH Karlsruhe (1978)

[38] Li, H., Application of wavelet multi-resolution analysis to pressure fluctuations of gas-solid two-phase flow in a horizontal pipe, *Powder Technology 125 (2002),* S. 61

[39] Li, A., Ahmadi, G., Dispersion and deposition of spherical particle from point source in a turbulent channel flow, *Aerosol Science and Technology 16 (1992),* S. 209

[40] Lifshitz, Theory of molecular attractive forces, *Soviet. Phys. JETP 2 (1956),* S. 73

[41] Löffler, F., Muhr, W., Die Abscheidung von Feststoffteilchen und Tropfen an Kreiszylindern infolge von Trägheitskräften, *Chem. Ing. Tech. 44 (1972) 8,* S. 510

[42] Marcus, R. D., Leung, L. S., Klinzing, G. E., Rizk, F., *Pneumatic Conveying of Solids,* Chapman and Hall (1990)

[43] Matsuyama, T., Yamamoto, H., Electrification of single polymer particles by successive impacts with metal targets, *IEEE Transaction s on industry applications 31 (1995),* S. 1441

[44] Mei, R., An Approximate Expression for the Shear Lift Force on a Spherical Particle at Finite Reynolds Numbers, *Int. J. Multiphase Flow 18 (1992),* S. 145

[45] Michael, G., Ferch, H., Grundlagen von *Aerosil®*, *Schriftenreihe Pigmente 11 (1998),* S. 65

[46] Michaelson, H. B., The work function of the elements and its periodicity, *J. of Applied Physics 48 (1977),* S. 4721

[47] Möller, H., *Untersuchungen über den pneumatischen Transport von Feinstaub in einer horizontalen Förderleitung,* Dissertation TH Karlsruhe (1964)

[48] Möller, H., Die pneumatische Förderung in glatten Rohren, *Preprints der GVC-Vortragstagung "Technik der Gas-Feststoffströmung - Sichten, Abscheiden, Fördern, Wirbelschichten",* Düsseldorf, VDI-Verlag (1986), S. 183

[49] Muschelknautz, E., *Untersuchungen unter den Bedingungen der Schwerelosigkeit zum Einfluss der Reibungsverluste in der allgemeinen Theorie der pneumatischen Förderung,* Forschungsbericht zum BMFT-Vorhaben SN/A-QV-543 Universität Stuttgart (1985)

[50] Nagel, J., *Grundlagenuntersuchungen zu einem neuen Verfahren zur Handhabung feiner Partikel und zur Herstellung dünner Schichten am Beispiel der Pulverlackierung mit Flüssigstickstoff,* Dissertation Universität Erlangen-Nürnberg (1997)

[51] Oesterle, B., Petitjean, A., Simulation of Particle-to-Particle Interactions in Gas-Solids Flow, *Int. J. Multiphase Flow 19 (1993),* S. 199

[52] Opiolka, S., Reduzierung des Partikeltransports zu Oberflächen, *Reinraumtechnik 4 (1990),* S. 20

[53] Owen, P. R., Pneumatic transport, *J. Fluid Mech. 39 (1969),* S. 407

[54] Rubinow, S. I., Keller, J. B., The transverse force on a spinning sphere moving in a viscous fluid, *J. Fluid Mech. 11 (1961),* S. 447

[55] Rumpf, H., Haftung und Festigkeit von Agglomeraten - Vergleich zwischen Modellrechnung und Experiment., *Pharm. Ind., 34 (1972),* S. 270

[56] Rumpf, H., Die Wissenschaft des Agglomerierens, *Chem. Ing. Tech. 46 (1974),* S. 1

[57] Saffman, P. G., The Lift on a Small Sphere in a Slow Shear Flow, *J. Fluid Mech. 22 (1956),* S. 385

[58] Schöttmer, D., *Untersuchung des elektrostatischen Ladungszustandes von Feststoffaerosolen,* Dissertation Universität Dortmund (1996)

[59] Schubert, H., et.al., *Mechanische Verfahrenstechnik,* Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie (1990)

[60] Schütz, A., Über die elektrische Aufladung von Aerosolen, *Staub 27 (1967),* S. 534

[61] Schwedes, J., *Mechanische Verfahrenstechnik,* Vorlesungsskript, TU Braunschweig

[62] Schwedes, J., Schulze, D., Kwade, A., Heinrici, H., *Umdruck zum Hochschulkurs Lagern und Fließen von Schüttgütern (2002)*

[63] Shih, T.-H., Liou, W. W., Shabbir, A., Yang, Z., Zhu, J., A New k-ϵ Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows - Model Development an Validation, *Computers Fluids 24(3) (1995),* S. 227

[64] Siegel, W., *Pneumatische Förderung,* Vogel Fachbuch Verfahrenstechnik (1991)

[65] Smigerski, H. J., Die Feinstaubagglomeration in Fliehkraftentstaubern, *VDI-Fortschrittsberichte 30 (1970) 3*

[66] Sommerfeld, M., Modelling and Numerical Calculation of Turbulent Gas-Solids Flows with the Euler/Lagrange Approach, *KONA 19 (1998),* S. 194

[67] Sommerfeld, M., Analysis of transport effects of turbulent gas-particle flow in a horizontal channel: Part I. Transport Phenomena, *Int. J. of Multiphase Flow 29 (2002) 4,* S. 675

[68] Sommerfeld, M., The Importance of Inter-Particle Collisions in Horizontal Gas-Solids Channel Flows, *Gas-Particle Flows 228 (1995),* S. 335

[69] Sommerfeld, M., Huber, N., Experimental analysis and modelling of partile-wall collisions, *Int. J. of Multiphase Flow 25 (1999),* S. 1457

[70] Sommerfeld, M., Zivkovic, G., Simulation of pneumatic transport in horizontal channels, *Proceedings of Expert Systems and Computer Simulation in Energy Engineering,* Erlangen (1992), S. 14-2-1

[71] Triesch, O., *Einfluss von Partikeln auf Druckverlust und Gasturbulenz von Gas-Feststoffströmungen in Rohren und Diffusoren,* Dissertation TU Braunschweig, Cuvillier Verlag Göttingen (2001)

[72] Tsuji, Y., Oshima, T., Morikawa, Y., Numerical Simulation of Pneumatic Conveying in a Horizontal Pipe, *KONA 3 (1985),* S. 38

[73] Umhauer, H., Particle Size Distribution Analysis by Scattered Light Measurements using an Optical Defined Measuring Volume, *J. Aerosol Sci. 14 (1983) 6,* S. 213

[74] Vatistas, N., The effect of adhesion time on particle deposition, *Chemical Engineering Science 44 (1989),* S. 1603

[75] Vetter, G., Pregler, M., R, Rühreinrichtung für volumetrische und gravimetrische Schneckendosierer, *Handbuch Dosieren,* Vulkan Verlag (2002), S. 223

[76] Wang, F.-J., Zhu, J.-X., Beeckmans, J.M., Pressure gradient and particle adhesion in the pneumatic transport of cohesive fine powders, *Int. J. of Multiphase Flow 26 (2000),* S. 245

[77] Wassen, E., Frank, Th., Simulation of cluster formation in gas-solid flow induced by particle-particle collisions, *Int. J. of Multiphase Flow 27 (2001),* S.437

[78] Werninger, C. Y., *Modellierung und Messung der stationären und verzögerten Gas/Feststoffströmung,* Dissertation TU Braunschweig (1996)

[79] Wolfschaffner, H., *Zur Wirkung von Rührwerken auf den Schüttgutfluß in Schneckendosiergeräten,* Dissertation Universität Erlangen (1992)

[80] Wood, N. B., A simple method for the calculation of turbulent deposition to smooth and rough surfaces, *J. Aerosol Science 12 (1981),* S. 275

[81] Zimon, A. D., *Adhesion of dust and powder,* Consultant Bureau, New York (1982)

Lebenslauf

Persönliche Daten	
	Eckart Heinl
	04.03.1974 in Bielefeld geboren
	verheiratet, 1 Sohn
Berufstätigkeit	
Seit Januar 2004	Volkswagen AG, Konzernforschung
April 1999 - Dezember 2003	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Chemische und Thermische Verfahrenstechnik der TU Braunschweig
Studium	
Oktober 1993 - März 1999	Maschinenbaustudium, Fachrichtung Energie- und Verfahrenstechnik an der TU Braunschweig
Schulausbildung	
1980 - 1993	Grundschule und Gymnasium in Bielefeld