

# TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN

WISSENSCHAFTSZENTRUM WEIHENSTEPHAN FÜR  
ERNÄHRUNG , LANDNUTZUNG UND UMWELT

LEHRSTUHL FÜR SYSTEMVERFAHRENSTECHNIK

## Untersuchungen zur horizontalen pneumatischen Pfropfenförderung

Experiment und Modellbildung

Dipl.-Ing. (Univ.) Christian Alexander Nied

Vollständiger Abdruck der von der Fakultät Wissenschaftszentrum Weihenstephan für Ernährung, Landnutzung und Umwelt der Technischen Universität München zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktor-Ingenieurs

genehmigten Dissertation.

Vorsitzender: Univ. Prof. Dr.-Ing. Heiko Briesen

Prüfer

1. Univ. Prof. Dr.-Ing. Karl Sommer i.R.
2. Univ. Prof. Dr.-Ing. Karl-Ernst Wirth
3. Univ. Prof. Dr. rer. nat. Horst-Christian Langowski

Die Dissertation wurde am 31.03.2016 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät Wissenschaftszentrum Weihenstephan für Ernährung, Landnutzung und Umwelt am 26.09.2016 angenommen.

---

## VORWORT UND DANKSAGUNG

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Zeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter des Lehrstuhls für Verfahrenstechnik disperser Systeme am Wissenschaftszentrum Weihenstephan für Ernährung, Landnutzung und Umwelt der Technischen Universität München.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Karl Sommer gilt mein ganz besonderer Dank dafür, mir als Doktorvater die Möglichkeit zur Promotion gegeben zu haben. Meinem Doktorvater verdanke ich neben vielen fruchtbaren Diskussionen und wissenschaftlicher Freiheit auch eine Erweiterung meines kulturellen Horizonts.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Karl-Ernst Wirth und Herrn Prof. Dr. rer. nat. Horst-Christian Langowski möchte ich für das Interesse an meiner Arbeit und die Übernahme der Zweitgutachten, Herrn Prof. Dr.-Ing. Heiko Briesen für den Prüfungsvorsitz danken.

Meinen Kollegen danke ich für die schöne Zeit am Lehrstuhl und die unzähligen gemeinsamen Unternehmungen. Besonderen Dank möchte ich Simon Henke aussprechen, einen besseren Bürokollegen hätte ich mir nicht wünschen können. Dem Werkstattteam um Peter Rauscher, Alfons Seitzl und Hans Wagner danke ich für die tatkräftige Unterstützung bei all den Um-, Auf- und Abbauten an der pneumatischen Versuchsförderanlage.

Frau PD Dr.-Ing. Petra Först danke ich für ihre Unterstützung während ihrer Zeit als kommissarische Leiterin des Lehrstuhls für Verfahrenstechnik disperser Systeme. Herrn Prof. Dr.-Ing. Heinz Dauth möchte ich nicht nur für die Unterstützung in meiner Anfangszeit am Lehrstuhl, sondern auch für die kritischen Anmerkungen zur vorliegenden Arbeit danken.

Dank gebührt vor allem auch meinen Studenten, die mich im Rahmen ihrer Abschlussarbeiten oder als wissenschaftliche Hilfskräfte unterstützt haben. Sie haben damit wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die Finanzierung des Vorhabens „Untersuchungen zur Pfropfenentstehung und dynamischen Porositätsänderungen bei der pneumatischen Dichtstromförderung mittels ECT“.

Bernadette, meinen Eltern und meiner Schwester danke ich von ganzem Herzen.

## ZUSAMMENFASSUNG – ABSTRACT

Pneumatic transport of granular material is widely used to transport granular media in many industrial branches such as the chemical, pharmaceutical and food industry. For abrasive and sensitive products, dense phase conveying is the method of choice. Low conveying velocities and high loading ratios provide a gentle product treatment and an energy efficient conveying. Though research has been done on pneumatic plug conveying for many years, there is still no satisfying description of the physical mechanisms of this type of two-phase gas-solids flow. Thus, the design of industrial dense phase conveying plants is still mainly based on pilot scale tests. In order to gain further understanding of the fundamental basics of plug flow and plug formation, information about the structural dynamics inside a plug is needed. Due to high solids concentration in plugs, the application of optical measurement methods is limited. In this work, twin-plane Electrical Capacitance Tomography (ECT) was applied to investigate the void fraction distribution inside of plugs during horizontal pneumatic conveying. The normal stress exerted by the particulate phase on the pipeline wall was measured using a piezoelectric force sensor, whilst the pressure drop along a thin slice of a plug was determined with miniature pressure transducers. One of the main experimental results is the existence of cross-sectional void fraction gradients inside of fully developed plugs. Depending on the conveyed material, plugs are less dense near to the pipeline wall with a region of higher density in the pipe center. On the basis of this anisotropic behaviour the application of traditional bulk mechanics to describe the stress states inside of plugs seems to be questionable. Therefore, it is proposed that particles mainly interact due to collisions with each other and the wall. Further on it is supposed that the flow of the particulate phase inside of plugs is steady, incompressible and fully developed. Thus it can be described with simplified governing equations for the conservation of mass, momentum and fluctuating energy. This one-dimensional Navier-Stokes type set of equations is closed with constitutive equations for the particle phase pressure and the transport coefficients derived from the kinetic theory of granular flow. The computed results for the radial particle concentration gradients agree well with experimental observations if an appropriate effective coefficient of restitution for particle-particle impacts is chosen. The effective coefficient of restitution was found to be in a range between  $e_{eff} = 0.925 \dots 0.99$  for the conveyed materials, which supports one of the basic assumptions of the kinetic theory of granular flow that collisions are nearly elastic.

Based on the aforementioned model, an iterative procedure to calculate the overall pipeline pressure drop is proposed. If conditional equations for the wall slip velocity and the pressure gradient inside of plugs are assumed as known, the velocity and concentration profiles of the granular phase can be determined. With these quantities on our disposal the mass flow of the granular phase in plugs can be calculated. It can now be shown that the mass flow inside of plugs divided by the mass flow through the pipeline is equal to the ratio of the pressure gradient inside of plugs to the overall pressure loss divided by the pipe length. This relationship shows good agreement with experimental data.

The results obtained in this work may thus contribute to a more differentiated view on pneumatic dense phase conveying. If further efforts on finding conditional equations for the pressure gradients inside of plugs and the wall slip velocity were made, the proposed procedure for calculating the overall pipeline pressure drop could also be verified for different materials in future.

---

**INHALTSVERZEICHNIS**

<b>VORWORT UND DANKSAGUNG .....</b>	<b>I</b>	
<b>ZUSAMMENFASSUNG – ABSTRACT .....</b>	<b>II</b>	
<b>INHALTSVERZEICHNIS .....</b>	<b>IV</b>	
<b>FORMELZEICHEN UND ABKÜRZUNGEN .....</b>	<b>VII</b>	
<b>1</b>	<b>EINLEITUNG .....</b>	<b>1</b>
1.1	Problemstellung .....	1
1.2	Zielsetzung der Arbeit .....	2
<b>2</b>	<b>STAND DES WISSENS.....</b>	<b>3</b>
2.1	Grundlagen der pneumatischen Dichtstromförderung.....	3
2.1.1	Förderarten und Zustandsdiagramm .....	3
2.1.2	Bisherige Ansätze zur Beschreibung der pneumatischen Pfropfenförderung.....	5
2.1.2.1	Schüttgutmechanische Modellierung.....	5
2.1.2.2	Andere Modellierungsansätze bei der pneumatischen Pfropfenförderung.....	9
2.2	Grundlagen der kapazitiven Tomographie.....	12
2.2.1	Physikalische Grundlagen .....	13
2.2.2	Messtechnische Realisierung.....	14
2.2.3	Bildrekonstruktion.....	17
2.2.4	Verfahrenstechnische Anwendungsgebiete der kapazitiven Tomographie zur Untersuchung disperser Gas-Feststoffströmungen .....	19
<b>3</b>	<b>MATERIAL UND METHODEN .....</b>	<b>21</b>
3.1	Charakterisierung der verwendeten Fördergüter .....	21
3.2	Aufbau der pneumatischen Förderanlage .....	23
3.2.1	Messsonde zur Bestimmung der durch Schüttgutpfropfen induzierten Wandspannungen.....	25
3.2.2	Bestimmung der Partikelgeschwindigkeit in Schüttgutpfropfen.....	27

---

3.2.3	Kapazitive Tomographie zur nicht-invasiven Bestimmung der Feststoffkonzentration .....	29
3.2.3.1	Validierung des Bildrekonstruktionsalgorithmus.....	33
3.2.3.2	Kreuzkorrelative Bestimmung der Phasengeschwindigkeit .....	40
3.3	Versuchsparameter und Versuchsauswertung .....	42
<b>4</b>	<b>EXPERIMENTELLE ERGEBNISSE.....</b>	<b>45</b>
4.1	Experimentell bestimmte Massenströme und Druckverluste .....	45
4.2	Experimentell bestimmte Pfropfgeschwindigkeiten .....	47
4.2.1	Partikelgeschwindigkeiten in pneumatisch geförderten <i>NOVOLEN</i> -Pfropfen.....	47
4.2.2	Ausbreitungsgeschwindigkeit von pneumatisch geförderten <i>NOVOLEN</i> -Pfropfen.....	49
4.3	Feststoffkonzentrationsverläufe während der Pfropfenförderung .....	50
4.3.1	Stationäre Schicht in Abhängigkeit von der Fördergasgeschwindigkeit .....	52
4.3.2	Feststoffkonzentrationsprofile bei der Förderung von <i>NOVOLEN</i> .....	53
4.3.3	Feststoffkonzentrationsprofile bei der Förderung von <i>ENGAGE</i> .....	57
4.3.4	Bewertung der experimentellen Ergebnisse zur Feststoffkonzentrationsverteilung innerhalb von <i>NOVOLEN</i> - und <i>ENGAGE</i> -Pfropfen.....	60
4.4	Druckgradienten und Spannungszustände von pneumatisch geförderten Pfropfen.....	61
4.4.1	Druckgradienten in geförderten Pfropfen.....	62
4.4.2	Spannungszustände bei der Förderung von <i>NOVOLEN</i> .....	65
4.4.3	Spannungszustände bei der Förderung von <i>ENGAGE</i> .....	70
<b>5</b>	<b>MODELLENTWICKLUNG .....</b>	<b>74</b>
5.1	Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie .....	75
5.2	Schließende Formulierungen für Transportkoeffizienten und die Zustandsgleichung des granularen Drucks .....	77
5.3	Vereinfachende Annahmen und resultierendes dimensionsloses Gleichungssystem....	78
5.4	Anfangsbedingungen .....	82
5.5	Parametrische Studie zu dimensionslosen radialen Temperatur-, Porositäts- und Spannungsprofilen der granularen Phase.....	84

---

5.6	Eine neue Methodik zur Bestimmung eines effektiven Restitutionskoeffizienten - Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Porositätsprofilen .....	87
5.7	Vorschlag für eine praxisbezogene Auslegungsprozedur der Pfropfenförderung.....	89
<b>6</b>	<b>ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK .....</b>	<b>96</b>
	<b>LITERATURVERZEICHNIS .....</b>	<b>100</b>
	<b>ABBILDUNGSVERZEICHNIS .....</b>	<b>110</b>
	<b>TABELLENVERZEICHNIS .....</b>	<b>115</b>
	<b>CURRICULUM VITAE .....</b>	<b>116</b>

## FORMELZEICHEN UND ABKÜRZUNGEN

**Lateinisches Alphabet**

<i>AE</i>	Flächenfehler	-
<i>a</i>	Konstante	
<i>b</i>	Konstante	
<b><i>B</i></b>	Magnetische Flussdichte	T
<i>c</i>	Konstante	
<i>c</i>	Konzentration	-
<i>c</i>	Momentangeschwindigkeit	ms <sup>-1</sup>
<b><i>C</i></b>	Fluktuierende Geschwindigkeit	ms <sup>-1</sup>
<i>C</i>	Kapazität	F
<b><i>C</i></b>	Messwertvektor aus den Kapazitäten	F
<i>D</i>	Rohrdurchmesser	m
<b><i>D</i></b>	Elektrische Flussdichte	Asm <sup>-2</sup>
<i>e</i>	Restitutionskoeffizient	-
<b><i>E</i></b>	Elektrische Feldstärke	Vm <sup>-1</sup>
<i>f</i>	allg. Funktionsbezeichnung	-
<b><i>g</i></b>	Erdbeschleunigung	ms <sup>-2</sup>
<i>h</i>	allg. Funktionsbezeichnung	-
<i>i</i>	Laufvariable	-
<i>L</i>	Länge	m
<i><math>\dot{m}</math></i>	Massenstrom	kg <sup>-1</sup>
<i>M</i>	Anzahl linear unabhängiger Messungen	-
<i>n</i>	Elektrodenanzahl	-

---

$n$	Zeitversatz in Bildern	-
$\mathbf{n}$	Normalenvektor	
$\dot{n}$	Partikelanzahlstrom	-
$N$	Anzahl (allg.)	-
$N$	Pixelanzahl	-
$P$	Druck	Pa
$PE$	Permittivitätsfehler	-
$q$	Wärmestromdichte	$\text{kg s}^{-3}$
$Q$	Summenverteilung	-
$Q$	Elektrische Ladung	C
$r$	Radius	m
$\mathbf{r}$	Ortsvektor	m
$R$	Außenradius	m
$R_{xy}$	Kreuzkorrelationskoeffizient	-
$s$	Sensitivität	m
$\mathbf{S}$	Sensitivitätsmatrix	m
$t$	Zeit	s
$T$	Zeitkonstante	s
$\mathbf{u}$	Hydrodynamische Geschwindigkeit	$\text{ms}^{-1}$
$v$	Geschwindigkeit	$\text{ms}^{-1}$
$x$	Partikelgröße	mm
$x$	Kartesische Koordinate	m
$y$	Kartesische Koordinate	m
$z$	Kartesische Koordinate	m

---

$z$	Zylindrische Koordinate	m
-----	-------------------------	---

### Griechisches Alphabet

$\alpha$	Anteil des von der stationären Schuttgutschicht belegten Rohrquerschnitts	-
$\gamma$	Dissipation durch inelastische Stöße	$\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-3}$
$\Delta$	Differenzoperator	-
$\varepsilon$	Porosität	-
$\varepsilon$	Permittivität	$\text{Fm}^{-1}$
$\varepsilon$	Bildvektor aus den Pixelpermittivitäten	$\text{Fm}^{-1}$
$\eta$	Viskosität	Pas
$\Theta$	Granulare Temperatur	$\text{m}^2\text{s}^{-2}$
$\lambda$	Granulare Wärmeleitfähigkeit	$\text{kgm}^{-1}\text{s}^{-1} = \text{Pas}$
$\mu$	Beladung	-
$\mu$	Reibungskoeffizient	-
$\mu$	Spannungsverhältnis	-
$M$	Massenstromverhältnis	-
$\Pi$	Druckverlustverhältnis	-
$\rho$	Dichte	$\text{kgm}^{-3}$
$\rho$	Raumladungsdichte	$\text{Asm}^{-3}$
$\sigma$	Elektrische Leitfähigkeit	$\text{Sm}^{-1}$
$\sigma$	Normalspannung	Pa
$\tau$	Zeitverschiebung	s
$\tau$	Schubspannung	Pa
$\tau$	Spannungstensor	Pa
$\varphi$	Elektrisches Potential	V
$\varphi$	Reibungswinkel	°
$\varphi$	Polarwinkel im zyl. Koordinatensystem	°

---

$\Psi$	Korrelationsfunktion	-
--------	----------------------	---

**Sonstige Abkürzungen**

A/D	Analog/Digital
CFD	Computational fluid dynamics
CT	Computertomographie
DEM	Diskrete-Elemente-Methode
ECT	Electrical capacitance tomography
ERT	Electrical resistance tomography
FEM	Finite-Elemente-Methode
FPGA	Field programmable gate array
fps	Frames per second
KTGF	Kinetic theory of granular flow
LBP	Linear back projection
LLDPE	Linear low-density polyethylene
RCP	Random close packing
SPT	Single particle tracking

**Tiefgestellte Indizes**

<i>A</i>	Anlagen-
<i>atm</i>	unter Referenzbedingungen (20 °C, 1013 hPa)
<i>eff</i>	effektiv
<i>F</i>	Front-
<i>FL</i>	Förderleitung
<i>g</i>	Gas-
<i>ges</i>	gesamt
<i>H</i>	Heck-
<i>i</i>	Laufindex

---

<i>L</i>	im leeren Rohr
<i>mf</i>	am Minimalfluidisationspunkt
<i>o</i>	oberer
<i>p</i>	Projektionsfläche
<i>ph</i>	Phase
<i>p-p</i>	peak-to-peak
<i>P</i>	Partikel
<i>Pf</i>	Pfropfen
<i>Ph</i>	im Phantom mit $\varepsilon_r^* > 0$
<i>r</i>	relativ
<i>R</i>	im rekonstruierten Bild mit $\varepsilon_r^* > 0$
<i>s</i>	Feststoff-
<i>u</i>	unterer
<i>V</i>	Volumenbezogen
<i>W</i>	Wand
<i>0</i>	im Vakuum, Startwert, radiale Verteilungsfkt.

### Hochgestellte Indizes

\*                    Dimensionslose Größe

### Dimensionslose Kennzahlen

<i>Eu</i>	Euler-Zahl	-
<i>Re</i>	Reynoldszahl	-

# 1 Einleitung

## 1.1 Problemstellung

Der Transport von Schüttgütern ist eine verfahrenstechnische Grundoperation, die in vielen Bereichen zahlreicher Industriezweige eine wesentliche Rolle spielt. Neben mechanisch betriebenen Förderanlagen wie Becherwerken oder Bandförderern kommen dazu auch Strömungsförderer zum Einsatz. Bei der sogenannten pneumatischen Förderung wird das dispers vorliegende Fördergut mithilfe eines Gasstroms durch Rohrleitungen transportiert. Dieses Förderverfahren bietet eine Reihe von systembedingten Vorteilen gegenüber anderen Transportarten. Da das Produkt in geschlossenen Rohrleitungen gefördert wird, können Staubemissionen in die Umgebung auf ein Minimum reduziert und umgekehrt Wechselwirkungen zwischen Produkt und Umgebung vermieden werden. Der weitgehende Verzicht auf bewegte mechanische Komponenten führt zu einfachen konstruktiven Gestaltungen und damit auch zu leichter Automatisierbarkeit und verhältnismäßig geringem Wartungsaufwand [45,136]. Je nach betrieblichen Bedingungen können horizontale, vertikale und geneigte Installationen realisiert werden. Aufgrund dieser Vorteile ist die pneumatische Förderung zum innerbetrieblichen Schüttguttransport u.a. in der chemischen, pharmazeutischen und lebensmittelverarbeitenden Industrie weit verbreitet. Weitere Einsatzgebiete pneumatischer Förderanlagen finden sich auch bei der Beschickung von Staubfeuerungen und bei der Be- und Entladung von Schüttguttransportern.

Sollen empfindliche oder abrasive Schüttgüter pneumatisch gefördert werden, wird, sofern möglich, der Zustand der Pfpfropfenförderung angestrebt. Das zu fördernde Produkt wird hier mit geringen Fördergasgeschwindigkeiten und vergleichsweise hohem Gasdruck in Form von den Rohrquerschnitt ausfüllenden Schüttgutpfropfen durch die Rohrleitung transportiert. Bedingt durch die hohe Feststoffkonzentration und die geringe Gas- und damit auch Produktgeschwindigkeit sind Produktabrieb und Rohrleitungsverschleiß bei diesem Förderzustand deutlich geringer als beispielsweise bei der Flugförderung. Trotz zahlreicher Bemühungen konnten allerdings die wesentlichen physikalischen Mechanismen, die der pneumatischen Pfpfropfenförderung zugrunde liegen, bisher nicht vollumfänglich aufgeklärt werden. Dies ist vor allem durch die sich bei der Pfpfropfenförderung einstellenden hohen Feststoffkonzentrationen bedingt, die den Einsatz optischer Messmethoden nur begrenzt zulassen. Ausgehend von visuellen Beobachtungen und in Ermangelung anderer Messmethoden liegt vielen Arbeiten die Annahme zugrunde, dass Pfpfropfen kompakte Schüttgutsäulen darstellen, die von einem Gasdruckgradienten durch die Förderleitung geschoben werden [64,67,74]. Die Pfpfropfenförderung wird dementsprechend häufig als schüttgutmechanisches Problem aufgefasst und mittels entsprechender Impulsbilanzen beschrieben. Anders als bei ruhenden Schüttgütern in Silos kann der Einfluss des die Partikeln umgebenden Gases bei der pneumatischen Förderung nicht vernachlässigt werden, da die porösen Pfpfropfen mit beträchtlichen Gasgeschwindigkeiten durchströmt werden. Der theoretischen Betrachtung von Pfpfropfen als dicht gepackte Schüttgutsäulen steht so die Beobachtung (z.B. in

Wirbelschichten) gegenüber, dass Schüttgüter bei Durchströmung eine Volumenvergrößerung erfahren, wenn die Expansion nicht durch entgegenwirkende Kräfte beschränkt wird. Dies führt aber wiederum dazu, dass eine der grundlegenden Voraussetzungen zur Anwendung der Schüttgutmechanik, nämlich die Übertragung von Kräften durch andauernde Partikel-Partikel-Kontakte, nicht mehr erfüllt ist.

## 1.2 Zielsetzung der Arbeit

Aufbauend auf den von NIEDERREITER [96] am Lehrstuhl für Maschinen- und Apparatekunde und von LECREPS [72] am Lehrstuhl für Verfahrenstechnik disperser Systeme durchgeführten Untersuchungen zur pneumatischen Pflropfenförderung soll daher in der vorliegenden Arbeit das Verständnis dieses Förderzustands im horizontalen Bereich weiter vertieft werden. Den Kern der Arbeit bilden Untersuchungen zur Porosität von pneumatisch geförderten Pflropfen mithilfe der kapazitiven Tomographie (electrical capacitance tomography, ECT). Dieses Verfahren ermöglicht die Erfassung der dynamischen Vorgänge bei der Pflropfenförderung mit hoher zeitlicher Auflösung von derzeit bis zu 5000 fps bei zufriedenstellender örtlicher Auflösung (etwa 10 % des Rohrquerschnitts) [105]. Ziel soll nach erfolgter Verifizierung des ECT-Systems sein, die Feststoffkonzentrationsverteilung in durchströmten Schüttgutpflropfen zugänglich und damit quantitativ erfassbar zu machen. Als Versuchsförderergüter werden zwei Kunststoffgranulate verwendet, die in Größe und Dichte ähnlich sind, jedoch deutlich unterschiedliche Wandreibungskoeffizienten auf V2A aufweisen. Im zweiten Schritt werden mit der bereits in den oben erwähnten Vorgängerarbeiten eingesetzten Messsonde die von Pflropfen auf die Rohrwand übertragenen Normal- und Tangentialspannungen für beide Fördergüter erfasst und miteinander verglichen. Aufbauend auf den experimentellen Beobachtungen wird anschließend ein physikalisch begründetes Modell formuliert, mit dem charakteristische Phänomene der Pflropfenförderung beschreibbar sind. Abschließend wird unter Anwendung dieses Modells eine praxisbezogene Auslegungsprozedur zur Bestimmung des Druckverlusts entlang einer horizontalen Förderleitung vorgeschlagen und mit den im Rahmen dieser Arbeit aufgenommenen Anlagenparametern überprüft.

## 2 Stand des Wissens

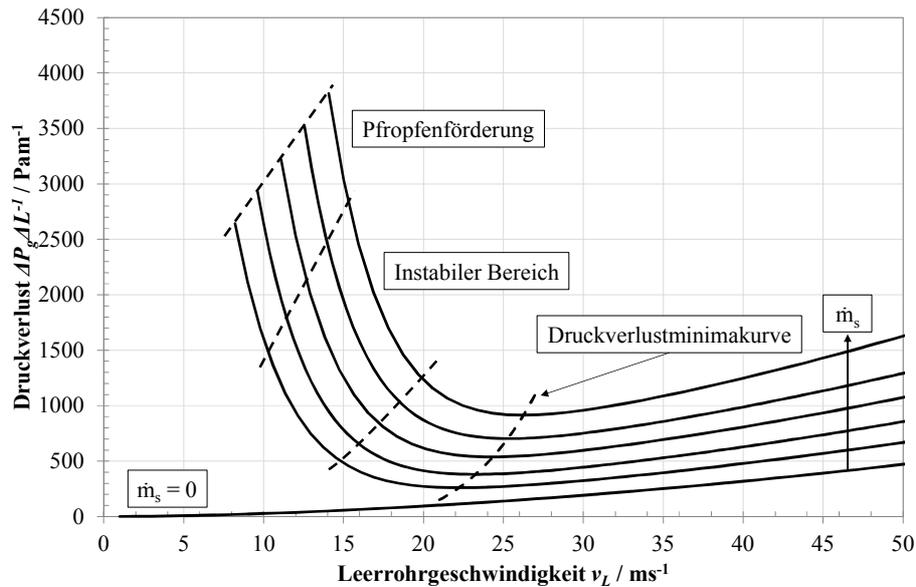
Der Aufbau dieses Kapitels gliedert sich, der Problemstellung und Zielsetzung folgend, in zwei Abschnitte. Im ersten Abschnitt werden bisherige Ansätze zur Beschreibung der pneumatischen Dichtstromförderung erläutert und gegenübergestellt. Im zweiten Teil folgt eine Darstellung der Grundlagen der im Rahmen dieser Arbeit als Messtechnik eingesetzten kapazitiven Tomographie, soweit sie für das weitere Verständnis von Bedeutung sind.

### 2.1 Grundlagen der pneumatischen Dichtstromförderung

#### 2.1.1 Förderarten und Zustandsdiagramm

Eine der gebräuchlichsten Einteilungen pneumatischer Förderanlagen richtet sich nach der Art der Erzeugung des zur Förderung benötigten Druckgefälles. Bei Druckförderanlagen erfolgt die Fördergaszufuhr unter Überdruck vor der Gutaufgabestelle, so dass sich nahezu beliebig hohe Förderdrücke und damit lange Förderstrecken realisieren lassen. Bei Saugförderanlagen wird das Druckgefälle von einem hinter der Gutaufgabestelle angebrachten Verdichter erzeugt. Der theoretisch maximale Anlagendruckverlust beträgt daher 1 bar, technisch realisiert werden Druckgefälle von etwa 0.5 – 0.6 bar [45,136]. Saugförderanlagen werden meist nur für kurze Förderstrecken und geringe Beladungen eingesetzt, wobei die Beladung  $\mu$  das Verhältnis von Produkt- zu Fördergasmassenstrom kennzeichnet. Eine umfangreiche Zusammenstellung der Fördersysteme und deren Komponenten z.B. zur Gutaufgabe findet sich unter anderem bei MILLS [88] und KLINZING ET AL. [63].

Der sich bei der pneumatischen Förderung in Abhängigkeit von der Leerrohrgasgeschwindigkeit und des durchgesetzten Produktmassenstroms einstellende Anlagendruckverlust lässt sich in einem sogenannten Zustands- oder Förderdiagramm darstellen (s. Abbildung 2.1). Die in diesem Zustandsdiagramm getroffene quantitative Aussage ist jedoch nur für die jeweils betrachtete Förderanlage gültig. Der Förderbetrieb erfolgt zwischen den Grenzkurven für den Druckverlust der reinen Gasströmung und dem Druckverlust eines durchströmten Festbetts, auf denen keine Förderung stattfindet. Die Verbindung der Minima aller Kurven ergibt die sogenannte Druckminimalkurve eines spezifischen Fördersystems. Die Förderzustände rechts der Druckverlustminimalkurve werden zusammenfassend als Dünnstromförderung bezeichnet, wohingegen die Förderzustände links der Druckverlustminimalkurve der Dichtstromförderung zugerechnet werden [46].



**Abbildung 2.1** Schematische Darstellung eines Zustandsdiagramms für die pneumatische Förderung (nach [96])

Wird das Fördergut mit hohen Gasgeschwindigkeiten und homogen über den Rohrquerschnitt verteilt transportiert, so spricht man von der *Flugförderung*. Die Leerrohrgeschwindigkeit liegt mit  $v_L = 20 \dots 40 \text{ ms}^{-1}$  deutlich über der Sinkgeschwindigkeit der Einzelpartikeln. Neben der Bewegung in Förderrichtung kommt es vor allem durch Partikel-Wand-Stöße zu einer Streuung der Partikeln, so dass die entlang der Rohrachse gerichtete, effektive Partikelgeschwindigkeit geringer als die Gasgeschwindigkeit ist. Partikeln mit Durchmessern kleiner etwa  $100 \mu\text{m}$  folgen zusätzlich den turbulenten Fluktuationen der Gasströmung. Für die Beladung können bei der Flugförderung Werte von etwa  $\mu = 1 \dots 10$  angenommen werden [92]. Bei Verringerung der Leerrohrgeschwindigkeit und konstant gehaltenem Produktmassenstrom kommt es bei der horizontalen Förderung zu einer allmählichen Entmischung der Gas-Feststoffströmung und zur Ablagerung einer Strähne am Rohrboden. Der Feststofftransport erfolgt dabei entweder in der am Rohrboden gleitenden Strähne und in der Gas-Feststoff-Suspension über der Strähne oder bei geringen Beladungen auch als Förderung über einer ruhenden Ablagerung. Dieser Förderzustand wird als *Strähnenförderung* bezeichnet. Typische Werte für die Beladung bei der Strähnenförderung liegen bei  $\mu = 5 \dots 50$ , die Leerrohrgeschwindigkeit liegt zwischen  $v_L = 5 \dots 30 \text{ ms}^{-1}$  [13,93]. Bei weiterer Absenkung der Leerrohrgeschwindigkeit bilden sich am Rohrboden Ballen aus, die durch den Impulsaustausch mit auftreffenden Partikeln transportiert werden (die sogenannte *Ballenförderung*). Die Ballenförderung geht schließlich bei noch geringeren Leerrohrgeschwindigkeiten in die *Pfropfenförderung* über, bei der das Produkt in Form von Schüttgutpfropfen durch die Rohrleitung transportiert wird. Bei der horizontalen Förderung kohäsionsloser Schüttgüter bildet sich eine am Rohrboden verbleibende, ruhende stationäre Schicht aus. Pfropfen nehmen an der Pfropfenfront Material aus dieser stationären Schicht auf und geben am Pfropfenheck wieder Fördergut ab. Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der geförderten Pfropfen liegt damit höher als

die Partikelgeschwindigkeit im Pfropfen selbst. Die Pfropfenförderung ist aufgrund der geringen Gutgeschwindigkeiten und der eingeschränkten Mobilität der Einzelpartikeln in einem Pfropfen zur Förderung empfindlicher und zu Abrieb neigender Fördergüter geeignet [44]. Der Rohrleitungsverschleiß ist aus den eben genannten Gründen ebenfalls geringer als bei der Flug- oder Strähnenförderung [46]. Die Beladung bei der Pfropfenförderung liegt üblicherweise im Bereich von  $\mu = 30 \dots 100$  [93], vereinzelt wird auch über höhere Beladungen berichtet [88]. Die Materialeigenschaften eines Schüttguts wie die Dichte oder die Partikelgrößenverteilung sind Parameter, die dessen Fördereigenschaften und damit die Eignung für bestimmte Förderarten entscheidend beeinflussen. Das Fluidisierungsverhalten von Partikeln in einer Wirbelschicht kann nach GELDART [38] in Abhängigkeit des Dichteunterschieds zwischen fluider und disperser Phase und der mittleren Partikelgröße in einem nach ihm benannten Diagramm in vier Bereiche unterteilt werden. GELDARTS Ansatz wurde unter anderem von DIXON [27] aufgegriffen und auf die Eignung von Schüttgütern zur pneumatischen Pfropfenförderung übertragen.

## **2.1.2 Bisherige Ansätze zur Beschreibung der pneumatischen Pfropfenförderung**

Im Bereich der Flugförderung und der Strähnenförderung wurden in der Vergangenheit Berechnungsmodelle aufgestellt, die eine rechnerische Auslegung pneumatischer Förderanlagen hinsichtlich des Druckverlusts und der Fördergasgeschwindigkeit mit hinreichender Genauigkeit erlauben. Eine Beschreibung einiger dieser Modelle mit den jeweils zugrunde gelegten Annahmen geben unter anderem BOHNET [13], MOLERUS [90] und WIRTH [136]. Im Gegensatz zu Flug- und Strähnenförderung konnte bei der Pfropfenförderung noch keine umfassende Modellierung erreicht werden, die eine zufriedenstellende Erklärung der bei dieser Förderart beobachtbaren physikalischen Phänomene ermöglicht. Den bisher veröffentlichten Arbeiten liegen dabei größtenteils schüttgutmechanische Ansätze zugrunde, wenngleich vor allem in jüngerer Zeit auch vermehrt auf numerischen Methoden basierende Untersuchungen durchgeführt wurden, die meist auf meso- oder mikroskaligen Modellen basieren. In den folgenden Abschnitten werden einige wesentliche Ansätze vorgestellt und diskutiert.

### **2.1.2.1 Schüttgutmechanische Modellierung**

Schüttgutmechanische Modelle zur Beschreibung der pneumatischen Pfropfenförderung gehen im Allgemeinen von einer Betrachtung der dispersen Phase als Kontinuum aus, die Einzelpartikeln werden also als vernachlässigbar klein gegenüber dem betrachteten Schüttgutvolumen angenommen. Anstatt der Wechselwirkungen auf Partikelebene werden die an einem differentiellen, statistisch homogenen Volumenelement angreifenden Kräfte bzw. Spannungen betrachtet. Umfangreiche Darstellungen der schüttgutmechanischen Grundlagen finden sich unter anderem bei NEDDERMAN [94], SCHWEDES [118] und SCHULZE [117].

Ausgehend von schüttgutmechanischen Überlegungen leiten KONRAD ET AL. [66] ein Modell für den Druckverlust sowohl bei der vertikalen als auch bei der horizontalen Pfropfenförderung ab. Die grundlegende Annahme dieses Modells ist, dass Pfropfen dichtgepackte Schüttgutsäulen darstellen und daher in Analogie zu JANSSENS Silotheorie [55] behandelt werden können. Durch Ausbildung von Kraftketten zwischen Partikeln in einem Pfropfen sollen axial wirkende Normalspannungen in radial wirkende Normalspannungen übertragen werden. Das Verhältnis dieser Normalspannungen wird als Spannungsübertragungskoeffizient  $K_W$  bezeichnet. Die nach dieser Überlegung an einem differentiellen Pfropfenelement angreifenden Spannungen sind für den horizontalen Fall in Abbildung 2.2 dargestellt. Im vertikalen Fall muss die dann in  $z$ -Richtung wirkende Gewichtskomponente mit berücksichtigt werden.

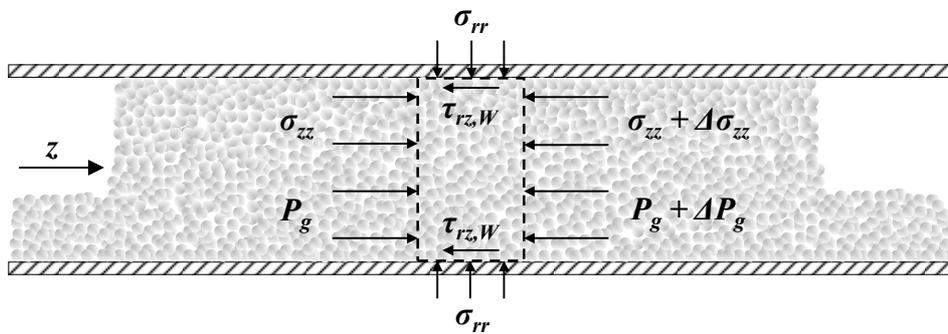


Abbildung 2.2 Spannungen an einem Pfropfenelement für den horizontalen Fall

Bei der vertikalen Förderung ergibt sich für das Kräftegleichgewicht in zylindrischen Koordinaten unter Berücksichtigung der durch die Gewichtskraft verursachten Komponente, die sich als Produkt aus der Feststoffkonzentration im Pfropfenelement  $c_{V,Pf}$ , der Partikeldichte  $\rho_P$  und der Erdbeschleunigung  $g$  schreiben lässt, folgender Ansatz:

$$\frac{dP_g}{dz} + \frac{d\sigma_{zz}}{dz} + \frac{4\tau_{rz,W}}{D} + c_{V,Pf}\rho_P g = 0 \quad \text{Gleichung 2.1}$$

Das Kräftegleichgewicht für den horizontalen Fall ergibt sich entsprechend zu:

$$\frac{dP_g}{dz} + \frac{d\sigma_{zz}}{dz} + \frac{4\tau_{rz,W}}{D} = 0 \quad \text{Gleichung 2.2}$$

Die  $z$ -Koordinate zeigt in Gleichung 2.1 und Gleichung 2.2 in die jeweilige Förderrichtung. Der Gasdruckgradient  $dP_g/dz$  kann als konstant betrachtet werden, sofern sich Fluidichte und Porosität des Pfropfens nicht ändern. Dies setzt voraus, dass die Zustandsänderung des Fördergases nicht betrachtet wird. Die Normalspannungen  $\sigma_{zz}$  werden in beiden Fällen als radial unabhängig angenommen. Die an der Rohrwand angreifenden Schubspannungen  $\tau_{rz,W}$  ergeben sich gemäß der Coulomb'sche Reibung aus dem Produkt des Tangens des Wandreibungswinkels  $\varphi_W$  und der radial wirkenden Spannung an der

Wand  $\sigma_{rr,W}$  (Gleichung 2.3). Der Tangens des Wandreibungswinkels wird auch als Wandreibungskoeffizient  $\mu_W$  des Schüttguts bezeichnet.

$$\tan \varphi_W = \frac{\tau_{rz,W}}{\sigma_{rr,W}} = \mu_W \quad \text{Gleichung 2.3}$$

Für den Fall der horizontalen Förderung setzt sich die radiale Normalspannung an der Wand neben der aus der Spannungsübertragung bedingten Komponente auch aus der als hydrostatisch wirkend angenommenen Gewichtskraft des Pfropfens zusammen. KONRAD ET AL. erhalten nach Substitution von  $\tau_{rz,W}$  in Gleichung 2.1 bzw. Gleichung 2.2 und nachfolgender Integration Druckverlustgleichungen für den vertikalen und den horizontalen Fall. Der auf die Länge eines Einzelpfropfens  $L_{Pf}$  bezogene Druckverlust  $\Delta P_{g,Pf}$  hängt für kohäsionsloses Schüttgut in beiden Fällen von der Spannung an der Pfropfenfront  $\sigma_{zz,F}$ , dem Spannungsübertragungskoeffizienten  $K_W$ , dem Förderleitungsdurchmesser  $D$ , der Packungsdichte des Pfropfens  $c_{v,Pf} \rho_P$  und dem Wandreibungsbeiwert  $\mu_W$  ab. Die Druckverlustgleichung für den horizontalen Fall lautet:

$$\frac{\Delta P_{g,Pf}}{L_{Pf}} = \frac{4 \mu_W K_W \sigma_{zz,F}}{D} + 2 c_{v,Pf} \rho_P g \mu_W \quad \text{Gleichung 2.4}$$

Während die Autoren die Frontspannung für den vertikalen Fall zunächst nicht näher ausführen, berechnen sie die Spannung an der Pfropfenfront  $\sigma_{zz,F}$  für den horizontalen Fall unter Annahme einer stationären Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v_{Pf,F}$  über eine Impulsbilanz um die Pfropfenfront:

$$\sigma_{zz,F} = c_{v,Pf} \rho_P (v_{Pf,F} - v_P) v_P \quad \text{Gleichung 2.5}$$

Mithilfe der Kontinuitätsgleichung verknüpfen KONRAD ET AL. die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Pfropfenfront  $v_{Pf,F}$  bzw. des Pfropfenhecks  $v_{Pf,H}$  mit der Partikelgeschwindigkeit in einem Pfropfen  $v_P$  und dem von der am Boden liegenden stationären Schicht eingenommenen Anteil des Rohrquerschnitts  $\alpha$ :

$$v_{Pf,F} = \frac{v_P}{1 - \alpha_F} \quad \text{Gleichung 2.6}$$

$$v_{Pf,H} = \frac{v_P}{1 - \alpha_H} \quad \text{Gleichung 2.7}$$

Ist die Höhe der stationären Schicht vor und hinter einem Pfropfen gleich, müssen nach Gleichung 2.6 und Gleichung 2.7 auch die Ausbreitungsgeschwindigkeiten von Pfropfenfront und Pfropfenheck gleich sein. Wird Gleichung 2.6 in Gleichung 2.5 eingesetzt, ergibt sich eine Formulierung der Frontspannung in Abhängigkeit von der Schüttgutdichte innerhalb eines Pfropfens, der

Partikelgeschwindigkeit in einem Pfropfen und der stationären Schicht  $\alpha$ . In Analogie zur Ausbreitungsgeschwindigkeit einer Gasblase beim Auslauf einer Flüssigkeit aus einem Rohr nach BROOKE BENJAMIN [15] und ZUKOSKI [152] wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Pfropfenhecks außerdem in Abhängigkeit von der Partikelgeschwindigkeit, der stationären Schicht und des Rohrleitungsdurchmessers beschrieben:

$$v_{Pf,H} = v_P + 0.542\sqrt{gD} \quad \text{Gleichung 2.8}$$

KONRAD ET AL. erhalten durch Gleichsetzen beider Gleichungen und nach Umformung einen Ausdruck für den von der am Boden liegenden stationären Schicht eingenommenen Anteil des Rohrquerschnitts  $\alpha$ :

$$\alpha = \frac{l}{1 + \frac{v_P}{0.542\sqrt{gD}}} \quad \text{Gleichung 2.9}$$

Den Druckverlust eines horizontal geförderten Einzelpfropfens über dessen Länge beschreiben die Autoren schließlich zu:

$$\frac{\Delta P_{g,Pf}}{L_{Pf}} = \frac{4\mu_w K_w \cdot 0.542\sqrt{g} c_{v,Pf} \rho_P v_P}{\sqrt{D}} + 2c_{v,Pf} \rho_P g \mu_w \quad \text{Gleichung 2.10}$$

Die Beschreibung des Druckverlusts entlang eines Pfropfens basierend auf einem Kräftegleichgewicht an einem Pfropfenelement liegt grundsätzlich allen auf der Schüttgutmechanik aufbauenden Theorien zugrunde. LEGEL [74] fasst in seiner dimensionslosen Darstellung des Druckverlusts den Spannungsübertragungskoeffizienten, den Wandreibungswinkel und den Anteil des von der stationären Schicht belegten Querschnitts zu einer dimensionslosen *Keilzahl* zusammen. Diese Keilzahlen ermittelte er für verschiedene Versuchsparemeter und Fördergüter experimentell aus Druckverlustmessungen. AZIZ UND KLINZING [6] modifizieren einen von MUSCHELKNAUTZ UND KRAMBROCK [92] sowie von WEBER [134] vorgeschlagenen Ansatz zur Berechnung des Druckverlusts entlang einer Förderleitung dahingehend, dass das Kräftegleichgewicht aus Antriebs- und Widerstandskraft um eine durch die Spannungsübertragung verursachte Komponente erweitert wird. MI UND WYPYCH [86] beschreiben die Spannungsverhältnisse bei der horizontalen Förderung in Übereinstimmung zur Theorie von KONRAD ET AL., kommen aber unter der Annahme, dass Ausbreitungsgeschwindigkeit und mittlere Partikelgeschwindigkeit im Pfropfen äquivalent sind, zu einer anderen Formulierung der Frontspannung. Die in dieser Studie aus gemessener Normalspannung und berechneter Frontspannung ermittelten Spannungsübertragungskoeffizienten nehmen bei der Förderung von grobkörnigem Kunststoffgranulat und Getreidekörnern Werte kleiner eins an. Der Spannungszustand in Pfropfen aus den erwähnten Fördergütern wird von den Autoren daher als aktiv beschrieben und die Spannungsübertragungskoeffizienten semi-empirisch als linear abhängig von den Wandreibungswinkeln dargestellt. Aus

experimentellen Beobachtungen folgern MI UND WYPYCH außerdem, dass die Pfropfengeschwindigkeit nicht vom durchgesetzten Produktmassenstrom abhängt, sondern linear mit der Leerrohrgeschwindigkeit des Fördergases zunimmt. Im Gegensatz dazu schließen PAN UND WYPYCH [101] aus experimentellen Druckverlustmessungen und KONRADS Druckverlustgleichung bei der Förderung von kohäsionslosen Fördergütern auf den passiven Spannungszustand. In Erweiterung des Zwei-Schichten-Modells von WIRTH [136] und MOLERUS [89] für die Strähnenförderung beschreibt YI [150] den Übergangsbereich zwischen Strähnen- und Pfropfenförderung mit einem Drei-Schichten-Modell. Die der druckverlustbedingten Antriebskraft entgegengerichtet wirkende Widerstandskraft auf einen Pfropfen modelliert YI als Summe dreier Kraftkomponenten, die sich aus der durch Spannungsübertragung und Gewichtskraft bedingten Reibungskraft und der auf den Pfropfenquerschnitt wirkenden Frontspannung zusammensetzen. Unter Verwendung der ERGUN-Gleichung für den Druckverlust durchströmter Festbetten [32] erhält YI schließlich über ein iteratives Verfahren den Anlagendruckverlust bei der horizontalen Pfropfenförderung. SHAUL UND KALMAN [119] beziehen den Druckverlust in dem Kräftegleichgewicht um ein horizontales Pfropfenelement (s. Gleichung 2.3) nur auf den von der Gasphase belegten Anteil des Rohrquerschnitts. Zur Herleitung einer Druckverlustgleichung berücksichtigen sie unter anderem auch die Neigungswinkel von Pfropfenfront und Pfropfenheck. Die Autoren validieren anschließend ihr Modell anhand von experimentell bestimmten Druckverlusten bei der Förderung von grobkörnigen Granulaten. Neben den hier vorgestellten Ansätzen zur Beschreibung des Druckverlusts existiert eine Vielzahl weiterer experimenteller und theoretischer Untersuchungen sowohl zur vertikalen als auch zur horizontalen Förderung. Die Herangehensweise zur Beschreibung des Druckverlusts basiert ebenfalls auf den bereits beschriebenen schüttgutmechanischen Prinzipien, so dass auf die entsprechende Literatur verwiesen sei [5,14,107,128].

### 2.1.2.2 Andere Modellierungsansätze bei der pneumatischen Pfropfenförderung

Neben den auf der Schüttgutmechanik basierenden Ansätzen zur Beschreibung der pneumatischen Pfropfenförderung existiert eine Reihe weiterer Modelle, denen entweder die Betrachtung der fluiden und dispersen Phase als Kontinua zugrunde liegt oder die das physikalische Verhalten des partikulären Systems aufbauend auf der Simulation der Teilchentrajektorien beschreiben. Betrachtet man zunächst die Zweiphasen-Kontinuumshypothese, so kann die disperse Phase entweder mittels der Schüttgutmechanik (s. obenstehender Abschnitt) oder fluidmechanisch modelliert werden.

NIEDERREITER [96] und LECREPS [72] konnten mittels eines mechanischen Pfropfenfängers zeigen, dass sowohl bei der vertikalen als auch bei der horizontalen Pfropfenförderung auftretende Pfropfen geringere Feststoffkonzentrationen aufweisen als locker gepackte Schüttgutsäulen. In beiden Arbeiten wurden zudem die an der Rohrwand angreifenden Spannungen mit einer Messsonde erfasst. Aufbauend auf den experimentellen Ergebnissen beschreiben beide Autoren daher die an der Rohrwand wirkende Schubspannung mithilfe des Newton'schen Viskositätsgesetzes. Die Viskosität der granularen Phase leiten sie anhand von Betrachtungen zur Stoßhäufigkeit und Stoßgeschwindigkeit der Partikeln

mit der Rohrwand ab. Diese Herangehensweise ist ähnlich zur *kinetischen Theorie granularer Strömungen*, bei der die granulare Phase in Analogie zu dichten Gasen beschrieben wird. Weiterführende Informationen zur *kinetischen Theorie* finden sich in Kapitel 5.

Vor dem Hintergrund gesteigerter Rechenleistungen und Fortschritten auf dem Gebiet der Simulationstechniken wurden in den letzten Jahren vermehrt numerische Studien zur Pfropfenförderung durchgeführt, bei denen die Translations- und Rotationsbewegungen der Einzelpartikeln basierend auf dem Newton'schen Aktionsprinzip berechnet werden [125]. Die fluide Phase wird dabei entweder eindimensional oder mehrdimensional als Kontinuum modelliert, so dass dieses Verfahren auch als Euler-Lagrange-Methode bezeichnet wird. Eine wegweisende Arbeit stammt von TSUJI ET AL. [126], die bereits im Jahr 1992 das Verhalten kohäsionsloser sphärischer Partikeln in einem horizontalen Rohr simulierten. Die Beschreibung der Kontakt- und Trägheitskräfte der Partikeln erfolgt dabei nach dem Modell von CUNDALL UND STRACK [24]. Die Modellierung des Druckverlusts der Gasphase erfolgt abschnittsweise gemittelt mithilfe der ERGUN-Gleichung in Bereichen hoher Feststoffkonzentration und mittels der BLASIUS-Abschätzung für Bereiche der reinen Fluidströmung. Obwohl die Zahl der sich im Simulationsraum befindlichen Partikeln aufgrund der limitierten Rechenleistung auf 500 – 1000 Partikeln beschränkt war, konnten TSUJI ET AL. in ihren Simulationsrechnungen einige typische Merkmale der Pfropfenförderung wie die wellenartige Ausbreitung der Pfropfen und das Zurückbleiben von Material am Pfropfenheck nachbilden. STRAUß ET AL. griffen im Jahr 2006 den Ansatz von TSUJI ET AL. auf und führten numerische Untersuchungen sowohl zur vertikalen [122] als auch zur horizontalen [123] Pfropfenförderung durch. Während die Simulation der Einzelpartikeln wie bei TSUJI ET AL. auf dem CUNDALL-STRACK-Modell aufbaut, liegt der Beschreibung der Gasphase ein dreidimensionales Modell zugrunde, das auf den Kontinuitätsgleichungen des granularen und fluiden Mediums basiert. Die Kopplung von Granulat- und Fluidgeschwindigkeit erfolgt über die von CARMAN [17] vorgeschlagene Beziehung zwischen Relativgeschwindigkeit und Druckverlust der fluiden Phase für den laminaren Bereich. Da bei den betrachteten Partikeldurchmessern und Luftgeschwindigkeiten die Annahme einer laminaren Umströmung der Partikeln nicht zutreffend ist, führen STRAUß ET AL. eine *effektive Luftviskosität* ein, die sich aus dem Wert der Luftviskosität multipliziert mit dem Quotienten aus tatsächlicher Widerstandskraft zur Widerstandskraft im STOKES-Bereich ergibt. Für die horizontale als auch die vertikale Förderung ergibt sich so sowohl hinsichtlich des Pfropfenverhaltens als auch hinsichtlich quantifizierbarer Größen wie des Gasdruckverlusts eine gute Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment. Die Übertragbarkeit der quantitativen Aussagen auf andere Partikel- zu Rohrdurchmesser-Verhältnisse muss allerdings als kritisch angesehen werden, da die eingeführte *effektive Luftviskosität* letztlich nur einen Korrekturfaktor für die betrachtete Strömungsgeometrie darstellt. STRATTON UND WENSRICH [121] simulierten 2011 die horizontale Pfropfenförderung ebenfalls unter Verwendung der dreidimensionalen Diskrete-Elemente-Methode (DEM) nach CUNDALL UND STRACK für die disperse Phase. Die zweidimensionale Simulation der fluiden Phase erfolgte mithilfe der numerischen Strömungsmechanik auf Basis des Druckkorrektur-

Algorithmus SIMPLE. Der Einfluss der fluiden Phase auf die Partikeln wird über ausgewählte in der Literatur beschriebene Modelle für die Widerstands- und Auftriebskraft modelliert. Das horizontale Förderrohr wird mit einem rechteckigen Simulationsgebiet (*thin slice*) approximiert, für das sowohl für die fluide als auch die disperse Phase periodische Randbedingungen vorgegeben werden. Die Ergebnisse von STRATTON UND WENSRICH stützen die von KONRAD ET AL. [66] getroffene Annahme, dass der Gasdruckgradient innerhalb eines Pfropfens konstant und der Gasdruckverlust über der stationären Schicht näherungsweise zu vernachlässigen ist. Die numerisch berechneten Spannungszustände stimmen weder mit den von KONRAD ET AL. noch mit den von MI UND WYPYCH [87] angegebenen überein, da im Gegensatz zur eindimensionalen Annahme der Schüttgutmechanik die Normalspannung den simulierten Ergebnissen nach eine Funktion der lateralen Position ist. Da aber der Simulationsraum eine quasi-zweidimensionale Annäherung an die dreidimensionale reale Rohrgeometrie darstellt, entspricht das Verhältnis von Mantelfläche zu Volumen eines schmalen Rechteckkanals nicht dem eines zylinderförmigen Rohres. Die Simulationsergebnisse müssen vor diesem Hintergrund entsprechend vorsichtig bewertet werden. KUANG UND YU [69] untersuchten mit einer vollständig dreidimensional aufgelösten DEM-CFD-Simulation unterschiedliche Förderzustände bei der horizontalen pneumatischen Förderung, wobei die Turbulenzeffekte der fluiden Phase mithilfe eines Standard-k- $\epsilon$ -Modells berücksichtigt werden. Neben der Gleitreibung wurde von den Autoren auch die Rollreibung mit berücksichtigt. KUANG UND YU konnten so die charakteristischen Strömungszustände verschiedener Förderzustände und die Übergangsbereiche von der Pfropfen- hin zur Strähnen- und Flugförderung nachbilden. Der Druckverlust der Gasphase zeigt sich im Bereich hoher Feststoffkonzentrationen als hauptsächlich abhängig von Widerstandskraft und Druckgradientenkraft, wohingegen der Wandreibungsbeitrag der Gasphase zu vernachlässigen ist. LI ET AL. [75] untersuchten aufbauend auf der Modellierung von KUANG UND YU den Einfluss unterschiedlicher Restitutions- und Gleitreibungskoeffizienten der Partikeln im Hinblick auf wesentliche Parameter der horizontalen pneumatischen Förderung wie den Gasdruckverlust, die Partikelgeschwindigkeit oder die Feststoffkonzentration. Die Reibungs- und Restitutionskoeffizienten zwischen den Partikeln untereinander sowie den Partikeln und der Rohrwand werden dabei als äquivalent angenommen. Nach LI ET AL. nehmen Pfropfenlänge und Gasdruckverlust mit steigenden Reibungskoeffizienten oder kleineren Restitutionskoeffizienten zu. Für kleine Gleitreibungskoeffizienten konnte hingegen keine Pfropfenbildung beobachtet werden.

In den im vorangegangenen Abschnitt vorgestellten Arbeiten wurde ausschließlich das Verhalten ideal sphärischer Partikeln im Größenbereich von  $x = 1.4 \text{ mm}$  [122,123] bis zu  $x = 10 \text{ mm}$  [126] simuliert. Die Verhältnisse von Rohr- zu Partikeldurchmesser lagen zwischen  $D/d_p = 5$  [122,126] und  $D/d_p = 26$  [69]. Für kleinere Partikelgrößen und nichtsphärische Partikeln existieren nach Wissen des Autors im Bereich der Pfropfenförderung noch keine mittels der DEM durchgeführten Untersuchungen.

## 2.2 Grundlagen der kapazitiven Tomographie

Entsprechend der Etymologie des Begriffs *Tomographie* (zu griechisch *tomé* = Schnitt und *gráphein* = schreiben) werden tomographische Messverfahren auch als Schichtaufnahme- oder Schnittbildverfahren bezeichnet. Mit ihrer Hilfe können nichtinvasiv und zerstörungsfrei Aussagen über die räumliche Verteilung einer physikalischen Größe in der Messebene gewonnen werden, auch in Bereichen, die z.B. aufgrund hoher Feststoffkonzentrationen optischen Messmethoden nicht zugänglich sind. Grundlage aller tomographischen Verfahren ist die integrale Messung einer aus der Verteilung der gesuchten physikalischen Größe, z.B. der Permittivität  $\epsilon(\mathbf{r})$ , resultierenden anderen physikalischen Größe, z.B. der Kapazität  $C$ . Da Informationen über das Skalarfeld der gesuchten Größe im Messquerschnitt nur implizit in den integralen Messwerten enthalten sind, sind zur Rekonstruktion mehrere linear unabhängige Messungen aus unterschiedlichen Richtungen nötig. Die in einer Sender-Detektor-Objekt-Konfiguration erfasste integrale Messgröße wird als Projektion bezeichnet. Der auch als „frame“ bezeichnete Messwertvektor enthält dann die aus unterschiedlichen Richtungen bzw. Aufnahmewinkeln bestimmten Projektionen [112]. Abhängig von der Art der gesuchten verteilten Größe und der korrespondierenden integralen Messgröße lassen sich verschiedene tomographische Verfahren unterscheiden, von denen einige Anwendung zur Charakterisierung von Mehrphasenströmungen im technischen Maßstab finden. Bei der Computertomographie (CT) wird die durch das Lambert-Beer'sche Gesetz beschriebene Abschwächung von Röntgen- oder  $\gamma$ -Strahlung genutzt. Die gemessene Intensität entspricht dabei dem integralen Effekt der lokal verteilten Abschwächung [127]. Mithilfe geeigneter Rekonstruktionsalgorithmen lassen sich so dem dispersen Phasenanteil proportionale Profile des Absorptionskoeffizienten errechnen. Um die zur Rekonstruktion benötigten Durchstrahlprojektionen zu erhalten, kann beim  $\gamma$ -CT beispielsweise das zu untersuchende Objekt im feststehenden Messsystem oder das Messsystem um das ortsfeste Objekt rotiert werden [11]. Die in der Literatur angegebene örtliche Auflösung liegt abhängig von Bauart und Konfiguration im unteren Millimeterbereich bis hin zu einigen hundert Mikrometern [43,61]. Die mithilfe klassischer CT-Systeme erzielbare zeitliche Auflösung liegt bei etwa 1 frame per second (fps), so dass lediglich zeitgemittelte Informationen über die Verteilung der Phasen im Messquerschnitt gewonnen werden können [114]. Durch den Verzicht auf mechanisch bewegte Teile können mit ultraschnellen Elektronenstrahl-Röntgencomputertomographen um ein Vielfaches höhere Zeitaufösungen von bis zu  $10^4$  fps kombiniert mit einer räumlichen Auflösung von etwa 1 – 2 mm erreicht werden [12,33,34]. Der Einsatz dieses neuartigen Verfahrens ist aber aufgrund des enormen technisch-apparativen Aufwands bisher auf wenige Anwendungen beschränkt. Neben den oben erwähnten  $\gamma$ - und Röntgen-CT-Systemen wird in der Literatur unter anderem auch der Einsatz von NMR [35], der Positronen-Emissions-Tomographie [71], der Ultraschall-Tomographie [108] und der optischen Tomographie [115] zur Bildgebung bei Mehrphasenströmungen beschrieben. Ein Überblick über diese Messverfahren und deren spezifische Anwendungsbeschränkungen findet sich zum Beispiel bei CHAOUKI [19]. Ebenfalls zur Untersuchung von Mehrphasenströmungen geeignet sind elektrische Tomographieverfahren, die hohe Zeitauflösung (bis zu 5000 fps bei kommerziell

erhältlichen Systemen [37]) und verhältnismäßig geringe Investitionskosten vereinen [144]. Einen weiteren Vorteil gerade für Prozessanwendungen stellt der systembedingte Verzicht auf radioaktive Substanzen bzw. radioaktive Strahlung dar. Ein wesentlicher Nachteil gegenüber anderen tomographischen Verfahren ist die relativ geringe Ortsauflösung, die etwa 5 – 10 % des Leitungsdurchmessers beträgt. Abhängig davon, ob im zu untersuchenden Objekt die Permittivitätsverteilung  $\varepsilon(\mathbf{r})$  oder die Konduktivitätsverteilung  $\sigma(\mathbf{r})$  bestimmt werden soll, werden die kapazitive Tomographie (electrical capacitance tomography, ECT) und die elektrische Widerstands-Tomographie (electrical resistance tomography, ERT) unterschieden [30]. Die kapazitive Tomographie findet vornehmlich Anwendung zur Bestimmung der Konzentrationsverteilung bei nichtleitenden Zweiphasensystemen. In diesem Fall ist die Mischung der beiden Materialien und damit die lokale Phasenverteilung im Beobachtungsraum gekennzeichnet durch eine charakteristische Verteilung der Permittivität, die messtechnisch erfasst und aufgelöst werden soll. Dazu werden peripher um den Messraum herum Elektroden angeordnet und die Kapazitäten der so gebildeten Kondensatorelemente als integrale Größe der Permittivitätsverteilung bestimmt. Ein Überblick über die physikalischen Grundlagen, die messtechnische Realisierung und die anschließende Bildrekonstruktion bei der kapazitiven Tomographie findet sich in den nachfolgenden Abschnitten.

### 2.2.1 Physikalische Grundlagen

Die physikalischen Grundlagen der kapazitiven Tomographie lassen sich mithilfe der elektromagnetischen Feldtheorie beschreiben. Die sich bei der ECT einstellenden elektromagnetischen Felder können dabei als quasi-stationär angenommen werden [111,140]. Für unbewegte Ladungen ist die zeitliche Änderung der magnetischen Flussdichte  $\mathbf{B}$  dann gleich null (Gleichung 2.11) und das Vektorfeld der elektrischen Feldstärke  $\mathbf{E}$  rotationsfrei (Gleichung 2.12).

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B} = 0 \quad \text{Gleichung 2.11}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad \text{Gleichung 2.12}$$

Die elektrische Feldstärke lässt sich als Gradient des elektrostatischen Potentials  $\varphi(\mathbf{r})$  schreiben:

$$\mathbf{E} = -\nabla \varphi(\mathbf{r}) \quad \text{Gleichung 2.13}$$

Die elektrische Flussdichte  $\mathbf{D}$  ist das Produkt aus der Permittivitätsverteilung  $\varepsilon(\mathbf{r})$  und der elektrischen Feldstärke

$$\mathbf{D} = \varepsilon(\mathbf{r})\mathbf{E} \quad \text{Gleichung 2.14}$$

wobei die Divergenz der elektrischen Flussdichte der Raumladungsdichte  $\rho(\mathbf{r})$  entspricht:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho(\mathbf{r}) \quad \text{Gleichung 2.15}$$

Gleichung 2.15 kombiniert mit Gleichung 2.13 und Gleichung 2.14 ergibt die Poisson-Gleichung der Elektrostatik:

$$-\nabla \cdot [\varepsilon(\mathbf{r}) \nabla \varphi(\mathbf{r})] = \rho(\mathbf{r}) \quad \text{Gleichung 2.16}$$

Für den Fall der Ladungsfreiheit im Messraum ist die Ladungsdichte gleich null, das Feld der elektrischen Flussdichte ist damit quellenfrei und Gleichung 2.16 vereinfacht sich zu

$$\nabla \cdot [\varepsilon(\mathbf{r}) \nabla \varphi(\mathbf{r})] = 0 \quad \text{Gleichung 2.17}$$

Die Randbedingungen für Gleichung 2.17 ergeben sich aus den durch die Messelektronik vorgegebenen Elektrodenpotentialen und ermöglichen bei einer gegebenen Permittivitätsverteilung im Messraum  $\varepsilon(\mathbf{r})$  eine eindeutige Lösung nach  $\varphi(\mathbf{r})$ . Für asymmetrische Permittivitätsverteilungen existiert keine analytische Lösung, es wird daher auf numerische Methoden wie die FEM zurückgegriffen [2,141]. Betrachtet man nun weiterhin einen Kondensator, so ist die Kapazität  $C$  zwischen den beiden Elektroden der Quotient aus auf den Elektroden gespeicherter elektrischer Ladung  $Q$  und der Potentialdifferenz zwischen den Elektroden  $\Delta\varphi$ :

$$C = \frac{Q}{\Delta\varphi} \quad \text{Gleichung 2.18}$$

Für die auf den Elektroden gespeicherte Ladung gilt:

$$Q = \iint_A (\mathbf{D} \cdot \mathbf{n}) dA \quad \text{Gleichung 2.19}$$

Mit Gleichung 2.13, Gleichung 2.14 und Gleichung 2.19 folgt für die Kapazität:

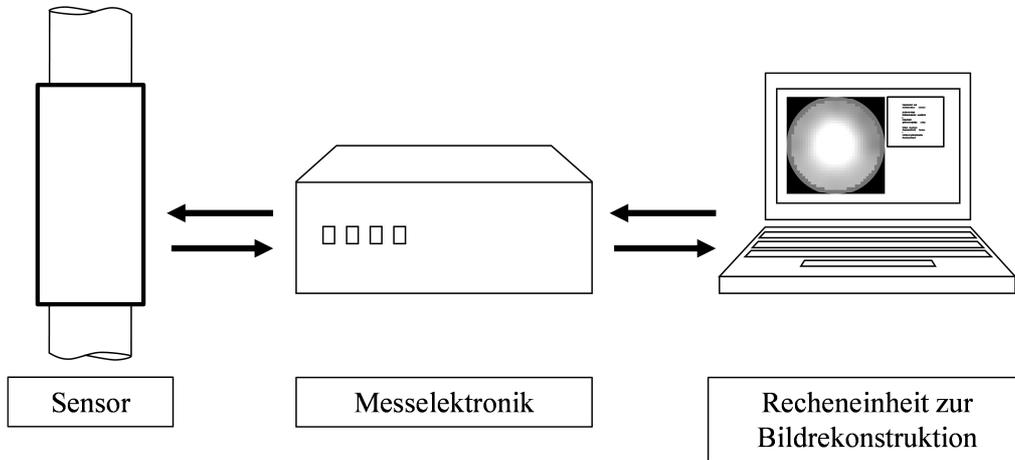
$$C = \frac{\iint_A \varepsilon(\mathbf{r}) \nabla \varphi(\mathbf{r}) \mathbf{n} dA}{\Delta\varphi} \quad \text{Gleichung 2.20}$$

Die Kapazität eines Kondensators lässt sich als direktes Problem folglich bei gegebener Permittivitätsverteilung  $\varepsilon(\mathbf{r})$  mithilfe der Poissongleichung und Gleichung 2.20 berechnen, wenn die Randbedingungen für das Potential bekannt sind.

## 2.2.2 Messtechnische Realisierung

Wie im vorangegangenen Abschnitt 2.2.1 gezeigt, ist die Kapazität eine integrale Größe der räumlich verteilten Permittivität  $\varepsilon(\mathbf{r})$ . Die messtechnische Erfassung der Kapazität erfolgt meist über peripher um den Messraum angebrachte Elektroden (ECT-Sensor), die von einer elektrischen Steuerungseinheit meist so beschaltet werden, dass an jeweils eine Elektrode ein definiertes Spannungssignal angelegt

wird und die restlichen Elektroden virtuelle Massepunkte darstellen. Die resultierenden Kapazitäten zwischen der Sende- und den Empfängerelektroden können dann über geeignete Messschaltungen indirekt erfasst werden [21,47]. Der Aufbau eines typischen kapazitiven Tomographiesystems bestehend aus Sensor, Messelektronik und Recheneinheit ist in Abbildung 2.3 dargestellt.



**Abbildung 2.3 Kapazitives Tomographiesystem bestehend aus kapazitivem Sensor, Messelektronik und Recheneinheit zur Steuerung und Bildrekonstruktion**

Werden umlaufend jede der um das Messvolumen angebrachten Elektroden einmal als Sendeelektrode und die jeweils verbleibenden Elektroden als Empfängerelektroden beschaltet, so ergeben sich für  $n$  Elektroden die Kapazitäten  $C_{ij}$  zwischen den Elektroden  $i$  und  $j$ :

$$\begin{bmatrix} C_{1,1} & C_{1,2} & C_{1,3} & \cdots & C_{1,N} \\ C_{2,1} & C_{2,2} & C_{2,3} & & C_{2,N} \\ \vdots & & & & \vdots \\ C_{N-1,1} & & & \ddots & C_{N-1,N} \\ C_{N,1} & C_{N,2} & C_{N,3} & \cdots & C_{N,N} \end{bmatrix} \quad \text{Gleichung 2.21}$$

Da diese Matrix wegen  $C_{ij} = C_{ji}$  symmetrisch bezüglich ihrer Hauptdiagonalen ist und die Eigenkapazitäten  $C_{ii}$  für den Rekonstruktionsprozess nicht von Bedeutung sind, erhält man für einen Messzyklus einen Satz aus  $M$  voneinander linear unabhängigen Zwischenelektrodenkapazitäten:

$$M = \frac{n(n-1)}{2} \quad \text{Gleichung 2.22}$$

Die in diesem Messwertsatz enthaltenen Kapazitäten werden häufig zu einem Kapazitätsvektor  $C$  zusammengefasst:

$$C^T = (C_{1,2}, C_{1,3}, \dots, C_{1,N}, C_{2,3}, C_{2,4}, \dots, C_{2,N}, \dots, C_{N,N}) \quad \text{Gleichung 2.23}$$

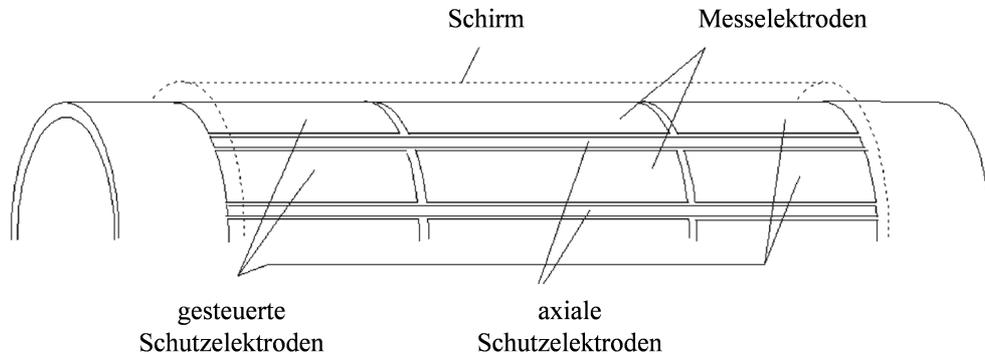
Aus den Elementen dieses Kapazitätsvektors lässt sich unter Verwendung geeigneter Bildrekonstruktionsalgorithmen die Verteilung der Permittivität im Querschnitt des Messraums näherungsweise rekonstruieren (s. Abschnitt 2.2.3).

Die Zahl der zur Messung eingesetzten Elektroden im kapazitiven Sensor variiert in beträchtlichem Ausmaß. In der Literatur beschrieben sind Sensoren mit 6 bis hin zu 32 Elektroden [111]. Durch Vergrößerung der Elektrodenanzahl erhält man nach Gleichung 2.22 eine größere Anzahl linear unabhängiger Messwerte und damit nach YANG [143] eine Verbesserung der räumlichen Auflösung. PENG ET AL. kamen hingegen in einer mittels der Finite-Elemente-Methode durchgeführten Studie und unter Einbezug dreier verschiedener Rekonstruktionsalgorithmen zu dem Schluss, dass durch Vergrößerung der Elektrodenanzahl über 12 hinaus keine signifikante Verbesserung der räumlichen Auflösung zu erwarten sei [102]. Da eine Erhöhung der Elektrodenanzahl in aufwändigerer Hardware und geringerer zeitlicher Auflösung resultiert, werden im Regelfall Sensoren mit 8 oder 12 Elektroden verwendet. Die meist aus dünnem Kupferblech oder Kupferlaminat gefertigten Elektroden sind häufig auf der Außenseite der den Messraum umschließenden, nichtleitenden Begrenzung angebracht (z.B. auf einem Plexiglasrohr) und stehen damit nicht in Kontakt mit dem zu messenden Zweiphasensystem. Bei dieser Konstruktion müssen allerdings die Wandkapazitäten mit in Betracht gezogen werden [146].

Um auch kleinskalige axiale Änderungen der Permittivität im durch die geometrischen Abmessungen der Elektroden begrenzten Messraum detektieren zu können, ist es vorteilhaft, die Elektrodenlänge möglichst kurz zu wählen [143]. Die minimale Elektrodenlänge wird im Wesentlichen von zwei Faktoren maßgeblich bestimmt: dem Streufeld an den Elektrodenrändern und der Auflösung der Messelektronik. Bei der kapazitiven Tomographie wird vereinfachend zugrunde gelegt, dass die dreidimensionale Feldverteilung näherungsweise zweidimensional betrachtet werden kann. Bei kurzen Elektroden ist diese Annahme, bedingt durch das Streufeld an den Elektrodenrändern, nicht gerechtfertigt. Die Verwendung von gesteuerten Schutzelektroden zu beiden Seiten der Messelektroden wirkt der Ausbildung des Streufeldes unter bestimmten Bedingungen entgegen, so dass mit dieser Maßnahme die Elektrodenlänge reduziert werden kann [142]. Die Kapazität des aus zwei Elektroden gebildeten Kondensatorelements ist ebenfalls abhängig von der Elektrodenlänge, die Auflösungsgrenze der Messelektronik ist damit der zweite limitierende Faktor.

Um den Einfluss externer Störquellen auf die kapazitive Messung zu minimieren, sind die meisten ECT-Sensoren von einem geerdeten Schirmgehäuse umgeben [2]. Eine Abschirmung der Messelektroden untereinander kann durch axiale Schirmelektroden erreicht werden, die auch als radiale Stege zwischen den Elektroden ausgeführt werden können. Werden statt der oben erwähnten gesteuerten Schutzelektroden geerdete Schutzelektroden verwendet, kommt es nach REINECKE [110] zur Ablenkung der elektrischen Feldlinien an den Rändern der Messelektroden. Der Nutzen von gesteuerten Schutzelektroden wird jedoch in der Literatur kontrovers diskutiert [2,141,143]. Der Aufbau eines

kapazitiven Sensors mit acht Messelektroden, axialen Schirmelektroden, gesteuerten Schutzelektroden und umgebendem Schirmgehäuse ist in Abbildung 2.4 gezeigt. Einen ausführlichen Überblick über die unterschiedlichen Gestaltungsarten von kapazitiven Sensoren und deren jeweilige Vor- und Nachteile gibt zudem YANG [143].



**Abbildung 2.4** Aufbau eines kapazitiven Sensors mit Messelektroden, axialen Schirmelektroden, gesteuerten Schutzelektroden sowie Schirmgehäuse [2]

Die messtechnische Erfassung der sehr kleinen Zwischenelektrodenkapazitäten erfolgt im Wesentlichen über das Ladungstransfer-Prinzip oder über Wechselspannungsmessbrücken. Beide Verfahren sind immun gegen Streukapazitäten, die sich zwischen den Messelektroden und dem Schirmgehäuse bzw. den geerdeten Verbindungskabeln ausbilden und die einige Größenordnungen über den zu messenden Kapazitäten liegen können [145]. Bei der erstmals von HUANG ET AL. [47] bei einem kapazitiven Tomographiesystem verwendeten Schaltung nach dem Ladungstransfer-Prinzip wird die Sendelektrode kontinuierlich mit einem Rechteckspannungssignal mit Frequenzen von bis zu 10 MHz abwechselnd ge- und entladen. Aus den Spannungsänderungen bei jedem Ladungs- und Entladungsvorgang resultiert ein Verschiebungsstrom an der Detektorelektrode, der proportional zur gesuchten Kapazität ist und über einen Operationsverstärker in ein Gleichspannungssignal umgewandelt wird [48]. Bei der Verwendung von Wechselspannungsmessbrücken wird an die Sendelektrode ein sinusförmiges Spannungssignal angelegt und der Verschiebungswechselstrom über einen Strom-/Spannungswandler in eine Ausgangswechselspannung umgewandelt [110]. Die Ausgangswechselspannung ist bei hohen Trägerfrequenzen proportional zur Kapazität und kann nach Umwandlung in eine Gleichspannung erfasst werden [147].

### 2.2.3 Bildrekonstruktion

Die Bestimmung der Permittivitätsverteilung  $\epsilon(\mathbf{r})$  und damit der Phasenverteilung aus den gemessenen Kapazitätswerten stellt ein inverses Problem dar, die Bildrekonstruktion muss daher mit geeigneten Inversionsverfahren erfolgen. Nach Gleichung 2.17 ist die Potentialverteilung von der Verteilung der Permittivität abhängig, die Kapazität einer Elektrodenkombination kann als Funktional der Permittivitätsverteilung betrachtet werden [149]:

$$C = \xi(\varepsilon) \quad \text{Gleichung 2.24}$$

Bei der kapazitiven Tomographie ist der Zusammenhang zwischen der integralen Messgröße und der verteilten Größe nichtlinear, da das elektrische Feld von der Permittivitätsverteilung beeinflusst wird. Nimmt man trotzdem in Anlehnung an z.B. die  $\gamma$ -CT vereinfachend an, dass das elektrische Feld durch eine Veränderung der Permittivitätsverteilung nicht gestört wird, kann das in Gleichung 2.24 formulierte Problem linearisiert werden. Es folgt für eine Änderung der Permittivitätsverteilung eine Änderung der Kapazität und unter Einführung der Sensitivität  $s$ :

$$\Delta C = \frac{d\xi}{d\varepsilon} \Delta\varepsilon = s\Delta\varepsilon \quad \text{Gleichung 2.25}$$

Diese Annahme ist näherungsweise gültig, wenn die Permittivitäten der beiden Phasen ähnlich sind.

Zur Darstellung der rekonstruierten Bilder wird der Rohrquerschnitt in  $N$  Pixel unterteilt, wobei jedem Pixel eine Permittivität zugeordnet ist. Diese Pixelpermittivitäten bilden die Elemente des  $N \times 1$ -Bildvektors  $\varepsilon$ . Der Kapazitätsvektor  $C$  ist nach Gleichung 2.23 eine  $M \times 1$ -Spaltenmatrix, so dass sich  $M \times N$  Sensitivitäten ergeben, die in der sogenannten Sensitivitätsmatrix  $S$  zusammengefasst werden. Die Sensitivitäten lassen sich z.B. mithilfe der FEM aus dem direkten Problem nach Gleichung 2.20 ermitteln, indem abwechselnd jedem einzelnen Pixel eine hohe Permittivität und den jeweils verbleibenden Pixeln eine Permittivität von Null zugeordnet wird. Werden die Elemente des Kapazitätsvektors, der Sensitivitätsmatrix und des Bildvektors normiert (siehe auch Abschnitt 3.2.3) und wird die relative Permittivität  $\varepsilon_r$  statt der absoluten Permittivität im Bildvektor eingeführt, so lässt sich die Vorwärtsprojektion schreiben zu:

$$C^* = S^* \varepsilon_r^* \quad \text{Gleichung 2.26}$$

Die Anzahl  $N$  der unbekanntenen relativen Pixelpermittivitäten ist meist weitaus größer als die Anzahl der  $M$  gemessenen Elemente des Kapazitätsvektors, Gleichung 2.26 ist folglich unterbestimmt. Es existieren daher unendliche viele Lösungen. Zur Lösung nach  $\varepsilon_r^*$  muss Gleichung 2.26 umgestellt werden. Für den Fall, dass  $S^*$  eine quadratische Matrix wäre, ergäbe sich für die Rückprojektion:

$$\varepsilon_r^* = S^{*-1} C^* \quad \text{Gleichung 2.27}$$

Da  $S^*$  jedoch nicht quadratisch ist ( $N > M$ ), existiert  $S^{*-1}$  nicht. Betrachtet man stattdessen  $S$  als Abbildungsmatrix der linearen Abbildung des Permittivitätsvektorraums in den Kapazitätsvektorraum, so ist  $S^T$  die Abbildungsmatrix der linearen Abbildung des Kapazitätsvektorraums in den Permittivitätsvektorraum und man erhält eine Näherungslösung für  $\varepsilon_r^*$ :

$$\varepsilon_r^* = S^{*T} C^* \quad \text{Gleichung 2.28}$$

Dies wird als lineare Rückprojektion bezeichnet. Aufgrund der beschriebenen Einschränkungen und Vereinfachungen können mithilfe des linearen Rückprojektionsalgorithmus zwar verhältnismäßig präzise Aussagen über die querschnittsgemittelte Konzentration getroffen werden, bei den rekonstruierten Phasenanteilsverteilungen treten jedoch teilweise erhebliche Unschärfefeffekte auf. Um diese Effekte zu kompensieren, können z.B. iterative Verfahren oder Regularisierungen verwendet werden. Einen Überblick über diese Verfahren geben unter anderem YANG [149] und ISAKSEN [53].

## **2.2.4 Verfahrenstechnische Anwendungsgebiete der kapazitiven Tomographie zur Untersuchung disperser Gas-Feststoffströmungen**

Die kapazitive Tomographie wurde und wird aufgrund ihrer Eigenschaften als nicht-invasives Messverfahren zur Bestimmung der Phasenverteilungen hauptsächlich zur Charakterisierung von nichtleitenden Mehrphasenströmungen eingesetzt. Neben Gas-Flüssigkeits-Systemen wie z.B. Blasensäulen [10,132] oder Blasen- und Schwallströmungen [1,50,58] wurden vor allem Gas-Feststoff-Systeme untersucht. So können mithilfe von in pneumatischen Förderleitungen implementierten ECT-Systemen Aussagen über sich einstellende Förderzustände und die für sie charakteristischen Feststoffverteilungen getroffen werden [8,29]. JAWORSKI UND DYAKOWSKI konnten vergleichend zeigen, dass die bei der vertikalen und horizontalen Pfpfenförderung von grobdispersen Polyamidplättchen mittels einer Hochgeschwindigkeitskamera einerseits und der ECT andererseits gewonnenen Informationen über Pfpfenform und Pfpfendynamik konsistent sind [56,57]. In beiden Publikationen fehlt die explizite Angabe des verwendeten Rekonstruktionsalgorithmus, das zur Auswertung eingesetzte Programm lässt allerdings den Schluss zu, dass es sich um den LBP-Algorithmus handelte. Werden zwei Elektrodenringe in bekanntem Abstand voneinander angebracht, kann über Kreuzkorrelation der rekonstruierten zeitlichen Verläufe der Konzentrationsprofile in den beiden Messquerschnitten die Geschwindigkeit der Konzentrationsänderung berechnet werden. Sind die Konzentrationsverteilung im Querschnitt, die Geschwindigkeit der Konzentrationsänderung und die Dichten der beiden Phasen bekannt, lässt sich daraus der Massenstrom bei der pneumatischen Förderung bestimmen [51,144]. AZZOPARDI ET AL. [7] stellten so bei der Dichtstromförderung von Pulverkohle mit einem  $x_{50,3} = 61 \mu\text{m}$  eine Abweichung des auf diese Weise bestimmten Massenstroms von dem über Wägezellen bestimmten Massenstrom von 1 % fest. Die Konzentrationsverteilung wurde mithilfe des linearen Rückprojektionsalgorithmus rekonstruiert. Ebenfalls beschrieben ist der Einsatz der kapazitiven Tomographie zur experimentellen Bestimmung des Fluidisierzustands in Wirbelbetten und zirkulierenden Wirbelschichten. DU ET AL. untersuchten mit einem Sensor bestehend aus zwei Elektrodenringen mit je 12 Elektroden die sich in unterschiedlichen Höhen einer zirkulierenden Wirbelschicht einstellenden Feststoffkonzentrationsprofile in Abhängigkeit von der Leerrohrgeschwindigkeit [28]. Sie verglichen unter Verwendung eines auf einem neuronalen Netz basierenden Rekonstruktionsalgorithmus [133] die dichtphasige Fluidisation ohne Zirkulation mit dem Zustand der dichtphasigen Zirkulation im Hinblick auf die lokalen und globalen Feststoffkonzentrationen. Um das Verhalten zirkulierender

---

Wirbelschichten quadratischen Querschnitts zu untersuchen, kamen entsprechend gestaltete Sensoren mit 8 [129] beziehungsweise 12 [78,79] um den Umfang angeordneten Elektroden zum Einsatz. Dokumentiert sind auch Messungen an Wirbelschichttrocknern [130,131] und Modellsilos [98]. NIEDOSTATKIEWICZ ET AL. untersuchten bei letztgenanntem Beispiel das schwerkraftbedingte Auslaufverhalten von grobem Sand ( $x_{50,r} = 0.8 \text{ mm}$ ) aus einem Plexiglassilo bei unterschiedlichen Wandrauigkeiten und Füllzuständen. Eine umfassende Zusammenstellung der bis zum Jahr 2014 beschriebenen Arbeiten, bei denen die kapazitive Tomographie Anwendung zur Untersuchung dynamischer partikulärer Systeme fand, findet sich bei ZHANG ET AL. [151]

### 3 Material und Methoden

#### 3.1 Charakterisierung der verwendeten Fördergüter

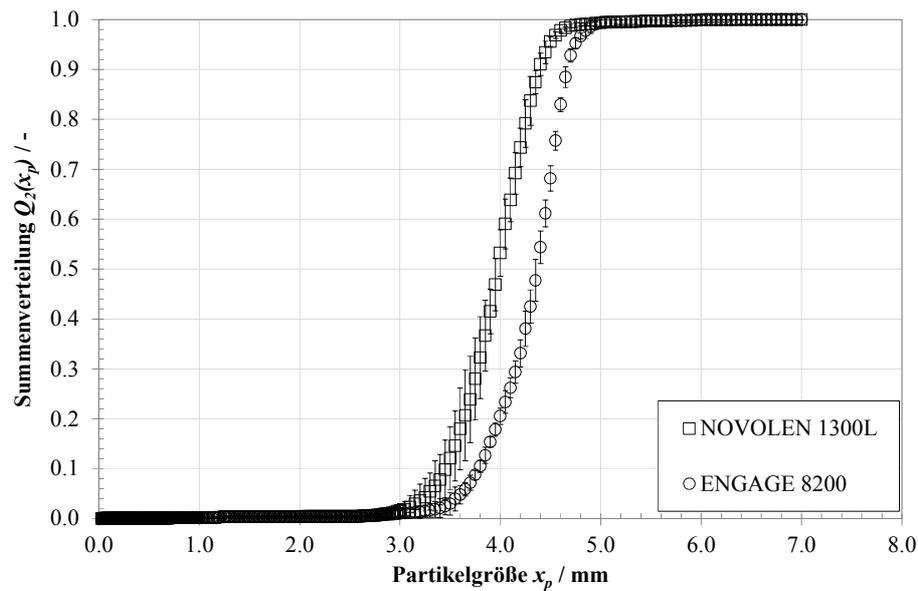
Im Rahmen dieser Arbeit wurden die freifließenden Kunststoffgranulate *NOVOLEN 1300L* (*BASF AG, Ludwigshafen*) und *ENGAGE 8200* (*The Dow Chemical Company, Midland, USA*) als Fördergüter verwendet. *ENGAGE 8200* ist ein Ethylen-Octen-Copolymer aus der Materialgruppe der thermoplastischen Elastomere, *NOVOLEN 1300L* ein Polypropylen-Homopolymer. Die Material- und Schüttguteigenschaften dieser Granulate sind mit den aus der Dreifachbestimmung resultierenden Konfidenzintervallen ( $\alpha = 0.05$ ) zusammenfassend in Tabelle 3.1 dargestellt. Um den bei Förderversuchen mit *NOVOLEN* beobachteten elektrostatischen Effekten entgegenzuwirken, die die kapazitive Messung verfälschen könnten, wurde das Polypropylengranulat mit dem antistatisch wirksamen Coating *Atmer 110-LQ-(CQ)* (*CRODA Europe Ltd., Chocques, FR*) überzogen. Die für *NOVOLEN* aufgeführten Schüttguteigenschaften beziehen sich daher auf das gecoatete Granulat.

**Tabelle 3.1** Material- und Schüttguteigenschaften der Fördergüter ( $n = 3$ ,  $\alpha = 0.05$ )

	$x_{50,2} / \text{mm}$	$\rho_s / \text{kgm}^{-3}$	$\varepsilon_{min} / -$	$\varepsilon_{mf} / -$	$\tan \varphi_w V2A / -$
<i>NOVOLEN</i>	$3.97 \pm 0.04$	$878.5 \pm 1.6$	$0.32 \pm 0.00$	$0.38 \pm 0.01$	$0.22 \pm 0.01$
<i>ENGAGE</i>	$4.36 \pm 0.06$	$881.0 \pm 2.6$	$0.34 \pm 0.01$	$0.39 \pm 0.03$	$0.35 \pm 0.04$

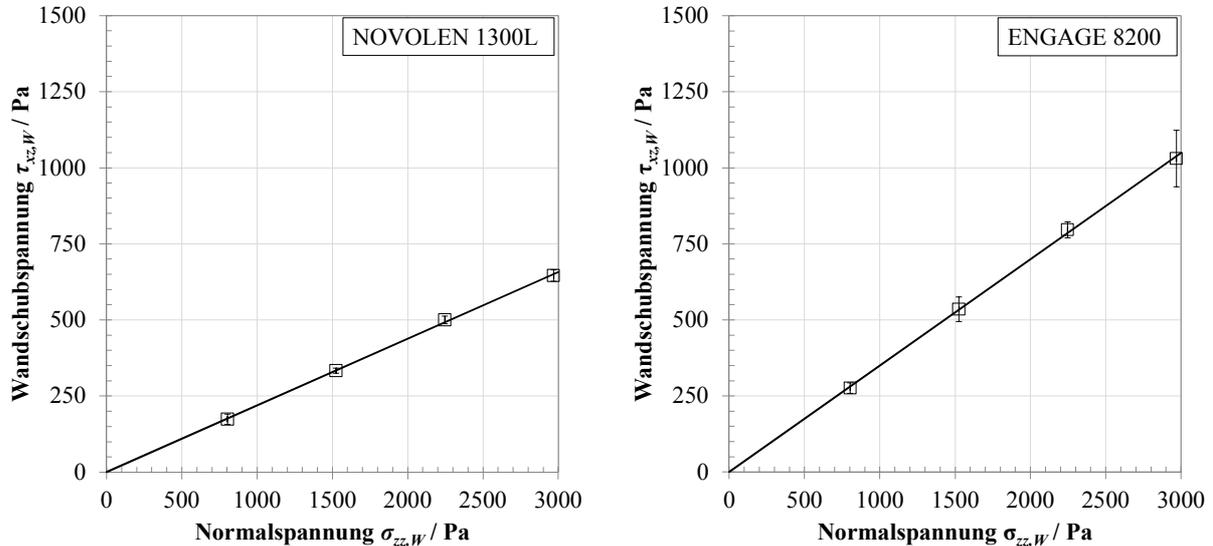
Die Bestimmung der  $Q_2(x)$ -Verteilung erfolgte mit dem Bildanalysesensor *QICPIC* (*Sympatec GmbH, Clausthal-Zellerfeld*). Die Partikeln werden im freien Fall durch den Lichtstrahl einer Pulslichtquelle geführt, dabei wird die zweidimensionale Projektionsfläche der Partikeln im Durchlicht mit einer mit der Pulslichtquelle synchron geschalteten CMOS-Kamera erfasst [138]. Die aufgenommenen Farbbilder werden binarisiert in einer Datenbank abgelegt und anschließend mit Hilfe der Software *WINDOX* (*Sympatec GmbH*) hinsichtlich des Projektionsflächenäquivalentdurchmessers als Feinheitsmerkmal ausgewertet. Die für beide Granulate resultierende  $Q_2(x)$ -Verteilung ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Die Feststoffdichte  $\rho_s$  der Kunststoffgranulate wurde mit dem Gaspyknometer *AccuPyc 1320* (*Meritics Instrument Corporation, Norcross, USA*) gemessen.

Die Schüttdichte und damit die Bettporosität  $\varepsilon$  wurde volumetrisch durch Einfüllen einer definierten Granulatmenge in ein DN 80-Rohr bestimmt und ist abhängig von der Art des Füllvorgangs. Für geringe Partikelanzahlströme ( $\dot{n} \approx 200$  Partikeln/s) ergeben sich größere Schüttdichten und daraus folgend geringere Bettporositäten als für hohe Partikelanzahlströme ( $\dot{n} \approx 6000$  Partikeln/s). In Tabelle 3.1 ist die für das jeweilige Schüttgut erreichbare minimale Bettporosität  $\varepsilon_{min}$  bei dichtester Zufallspackung aufgeführt.



**Abbildung 3.1** Flächensummenverteilung des Projektionsflächenäquivalentdurchmessers von *NOVOLEN* und *ENGAGE*

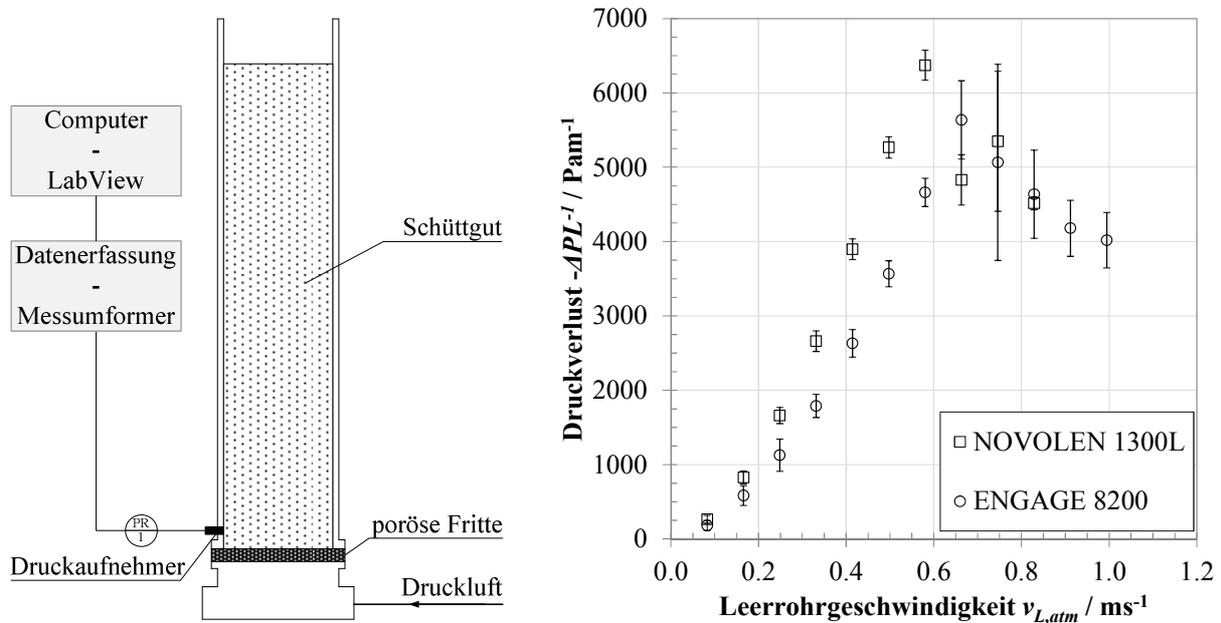
Die kinematischen Wandfließorte der Kunststoffgranulate auf  $V_2A$ -Oberflächen wurden mithilfe einer Jenike-Scherzelle ermittelt (Abbildung 3.2). Der Wandreibungswinkel ergibt sich dann aus dem Arkustangens des Verhältnisses von Wandschubspannung zu Wandnormalspannung.



**Abbildung 3.2** Kinematische Wandfließorte von *NOVOLEN* (links) und *ENGAGE* (rechts) auf Edelstahl

Das Fluidisierverhalten der Kunststoffgranulate wurde in einem DN 80-Fluidisierstand untersucht, der schematisch in Abbildung 3.3 dargestellt ist. Durch eine poröse Fritte am unteren Ende der Fluidisiersäule strömt ein konstanter Luftmassenstrom, der über den Durchflussregler 5853 S (*Brooks Instruments, Hatfield, USA*) in Kombination mit dem Steuermodul WMR 4000 (*Westphal Mess- und Regeltechnik, Ottobrunn*) einstellbar ist. Der Gasdruck am Boden der Schüttgutsäule wurde mit einem direkt

über der Fritte montierten Miniaturdruckaufnehmer Typ *XTM-100-190M-3.5barSG* (Kulite Semiconductor Products, Leonia/NJ, USA) erfasst. Unter der Annahme, dass die durchströmende Luft über der Säule atmosphärischen Zustand annimmt, entspricht der so gemessene Druck gerade dem Druckverlust  $\Delta P$  der Schüttgutsäule über die Säulenhöhe  $L$ . Der auf die Säulenhöhe bezogene Druckverlust  $\Delta PL^{-1}$  ist in Abbildung 3.3 gegen die Leerrohrgeschwindigkeit  $v_{L,atm}$  aufgetragen.



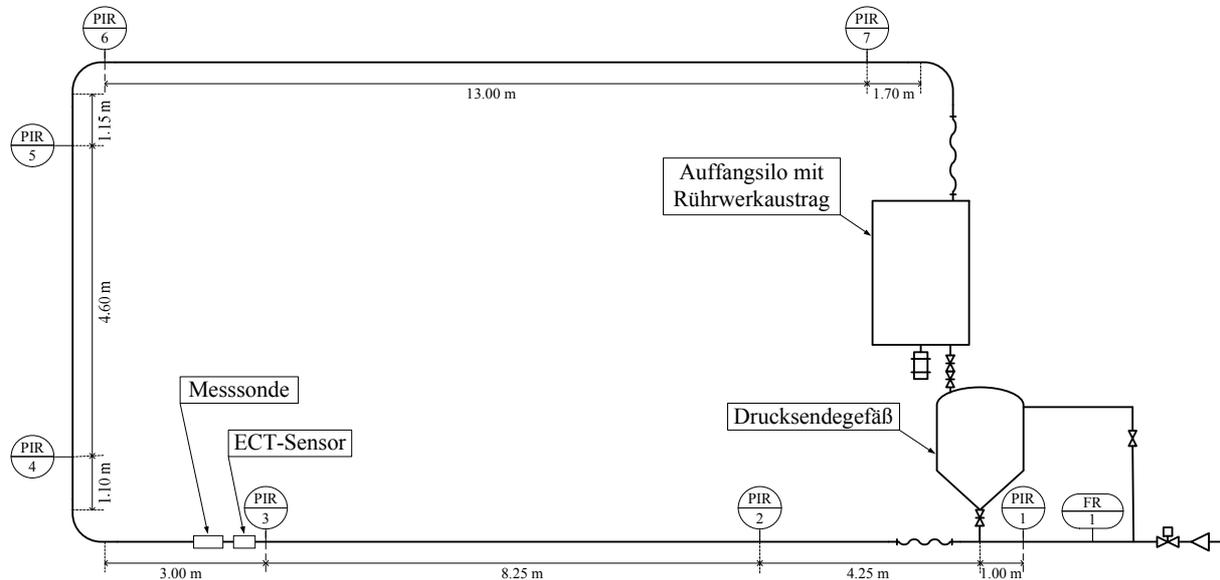
**Abbildung 3.3** Schematische Darstellung des Fluidisierstands (links), dimensionsloser Druckverlust aufgetragen gegen die Leerrohrgeschwindigkeit (rechts)

Beide Granulate wurden mit minimal erreichbarer Schüttporosität (s. Tabelle 3.1) in der Fluidisiersäule vorgelegt. Der Lockerungspunkt bei der Fluidisierung von *NOVOLEN* wird bei einer Leerrohrgeschwindigkeit  $v_{L,atm} = 0.6 \text{ ms}^{-1}$  erreicht, die korrespondierende und über die Säulenhöhe ermittelte Porosität liegt bei  $\varepsilon_{mf} = 0.38$ . Bei *ENGAGE* setzt die Fluidisation bei einer Leerrohrgeschwindigkeit von  $v_{L,atm} = 0.65 \text{ ms}^{-1}$  ein, die sich bei dieser Minimalfluidisationsgeschwindigkeit einstellende Porosität ist  $\varepsilon_{mf} = 0.39$ .

### 3.2 Aufbau der pneumatischen Förderanlage

Alle Förderversuche wurden an einer DN 80-Versuchsanlage im Industriemaßstab in einer Förderrohrleitung aus Edelstahl durchgeführt (s. Abbildung 3.4). Über ein Vorlage- und Auffangsilos mit Rührwerksaustrag wird das Drucksendegefäß (Volumen 220 l) mit dem zu fördernden Produkt befüllt und anschließend gegenüber diesem druckdicht verschlossen. Zur Bestimmung des Fördergutmassenstroms ist das Sendegefäß auf zwei Wägebalken gelagert, die das Gewicht des Senders und des darin enthaltenen Produkts im zeitlichen Verlauf erfassen. Über eine Druckausgleichsleitung wird ein Teil des Fördergases durch das Drucksendegefäß zusammen mit dem Fördergut in die Förderleitung dosiert und dort mit dem restlichen Fördergasmassenstrom zusammengeführt. Im Anschluss an die

Gutaufgabestelle folgt eine 15.50 m lange horizontale Förderstrecke, die in ein 6.85 m langes vertikales Steigrohr übergeht und nach einer zweiten horizontalen Leitung von 14.70 m Länge in das Auffangsilos mündet. Entlang der Rohrverläufe sind 7 *Cerabar M PMC45* (Endress+Hauser, Weil a.R.) Druckaufnehmer angebracht, um die Teildruckverluste der einzelnen Anlagenabschnitte bestimmen zu können.



**Abbildung 3.4** Nicht-maßstäbliche Darstellung der pneumatischen Versuchsförderanlage

Die Fördergaszufuhr erfolgt über vier schaltbare Lavaldüsen mit einem über ein Druckregelventil einstellbaren Außendruck von maximal 5 bar. Wird im engsten Querschnitt der Lavaldüse der kritische Zustand erreicht, kann durch Absenken des Gegendrucks keine Erhöhung der Luftgeschwindigkeit im engsten Querschnitt über die Schallgeschwindigkeit hinaus bewirkt werden, der Luftmassenstrom bleibt folglich konstant. Aufgrund dieser Eigenschaft der Lavaldüsen können durch Regelung des Düsenvordrucks reproduzierbare Förderzustände eingestellt werden. Die lokale Fördergasgeschwindigkeit vor der Produktaufgabestelle wird mit einer Differenzdrucksonde Typ *SDF-F-10* (SKI GmbH, Mönchengladbach) erfasst. Bei Kenntnis des Anlagendruckverlusts kann sie in die Leerrohrgeschwindigkeit unter Standardbedingungen (20 °C, 1013 hPa) umgerechnet werden.

Die Steuerung der einzelnen Anlagenkomponenten erfolgt über die Hardware-SPS *CompactLogix 1769-L32E* (Allen Bradley, Milwaukee/WI, USA), die mit der Software *RSLogix 5000* (Rockwell Software, Milwaukee/WI, USA) programmiert und konfiguriert wurde. Die Visualisierung der Benutzeroberfläche wurde mit *FactoryTalk View Studio* (Rockwell Software) realisiert. Die Aufzeichnung der Messsignale der Drucksensoren, der Differenzdrucksonde und der Wägezellen erfolgt mit einer Messfrequenz von 100 Hz über dezentrale analoge Eingangsmodule Typ *1734-IE4C/C* (Allen Bradley), die über Ethernet mit der SPS verbunden sind.

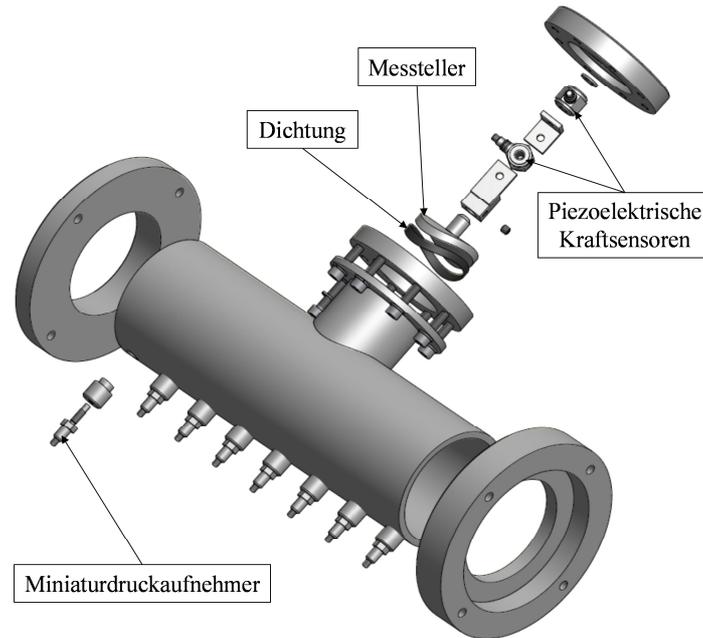
Um wesentliche die Pfropfenförderung charakterisierende physikalische Parameter erfassen zu können, wurden im letzten Drittel des ersten horizontalen Abschnitts der Förderanlage Messeinrichtungen

zur Bestimmung der Partikelgeschwindigkeit und der Feststoffkonzentration in den Pfropfen sowie der von den Pfropfen auf die Rohrwand übertragenen Spannungen installiert. Durch die kurze Distanz zwischen den einzelnen Messstationen können die zeitlichen Signalverläufe der Messeinrichtungen einander zugeordnet werden. Eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Komponenten findet sich in den folgenden Abschnitten.

### **3.2.1 Messsonde zur Bestimmung der durch Schüttgutpfropfen induzierten Wandspannungen**

Die in dieser Arbeit eingesetzte Messsonde zur Bestimmung der von Schüttgutpfropfen induzierten Spannungen entspricht im Hinblick auf die konstruktive Gestaltung und die Peripherie zur Verarbeitung der Messwerte im Wesentlichen der von NIEDERREITER [96] und LECREPS [72] beschriebenen. Aus diesem Grund soll an dieser Stelle lediglich kurz auf grundlegende Funktionsaspekte der Messsonde und Abweichungen in der Messkette eingegangen werden.

Die Bestimmung der an der Rohrwand wirkenden Spannungen erfolgt über die Messung der an einem Rohrelement bekannter Ober- bzw. Projektionsfläche angreifenden Kräfte. Im Falle der hier verwendeten Messsonde wurde in ein DN 80-Rohrsegment aus Edelstahl ein mit der Rohrwand bündig abschließender Sensorteller eingepasst. Die Projektionsfläche des freigeschnittenen Sensorelements wurde kreisförmig gewählt, um hohe Frequenzen in der Signalübertragung bei Sprungbelastungen zu vermeiden. Die auf den Sensorteller wirkenden Normal- und Tangentialkräfte werden mit zwei rechtwinklig zueinander stehenden piezoelektrischen Kraftaufnehmern Typ *ICP 208C01 (PCB Piezotronics, Depew, USA)* erfasst, die in einer nach außen hin abgeschlossenen Sensorkammer montiert sind. Durch zwei Bohrungen wird ein Druckausgleich zwischen dem sich während der Förderung aufbauenden Rohrinndruck und dem Luftdruck in der Sensorkammer ermöglicht. Um neben den durch das sich bewegende Schüttgut verursachten Kräften auch den Gasdruckverlust entlang eines Pfropfenelements bestimmen zu können, befinden sich dem Sensorteller gegenüber acht Fassungen für Miniaturdruckaufnehmer in einem Abstand von 37.5 mm zueinander. Die während der Versuche in der Messsonde verbauten Druckaufnehmer entsprechen dem bereits in Kapitel 3.1 erwähnten Typ *XTM-100-190M-3.5barSG (Kulite Semiconductor Products)*. Eine Explosionszeichnung der Messsonde mit den verbauten Einzelkomponenten ist in Abbildung 3.5 dargestellt.



**Abbildung 3.5** Explosionszeichnung der Messsonde (nach [96])

Die Speisespannungsversorgung und Messsignalverstärkung der piezoelektrischen Kraftsensoren und Miniaturdruckaufnehmer erfolgt durch Messverstärker, die ein der Belastung proportionales Ausgangssignal im Bereich von 0 – 5 V (Kraftaufnehmer) bzw. 0 – 10 V (Druckaufnehmer) liefern. Die analogen Spannungssignale werden von einem USB-Datenerfassungsmodul *NI USB-6351* (*National Instruments, Austin/TX, USA*) bei einer Abtastfrequenz von 10 kHz in digitale 16-Bit Signale umgewandelt und in *LabVIEW 2010* (*National Instruments*) skaliert und weiterverarbeitet. Auf die Korrektur der konstruktionsbedingten Stör- und Quereinflüsse bei der Signalverarbeitung wird im folgenden Absatz nur kurz eingegangen. Es sei an dieser Stelle noch einmal auf die ausführliche Beschreibung dieser Phänomene in [72] und [96] verwiesen.

Der lineare Zusammenhang zwischen aufgeprägter Belastung und Spannungsausgangssignal der Piezoelemente kann durch experimentelle Bestimmung eines Verstärkungsfaktors beschrieben werden. Die Bestimmung dieser Proportionalitätsfaktoren aus der Steigung der Regressionsgeraden erfolgte durch statische normale und tangentielle Belastung des Sensortellers mit Normgewichten unterschiedlicher Masse und Messung der jeweils resultierenden Ausgangssignale. Bei statischer Belastung der piezoelektrischen Kraftsensoren ergibt sich außerdem ein charakteristisch mit der Zeit  $t$  abnehmendes Ausgangssignal  $f(t)$ . Dieser exponentielle Zusammenhang kann in der Form

$$f(t) = a \cdot e^{\frac{t}{b}} + c \quad \text{Gleichung 3.1}$$

dargestellt werden. Die Bestimmung der für die Entladung spezifischen Konstanten  $a$ ,  $b$  und  $c$  erfolgt aus einer in *Mathcad 15* (*PTC, Needham/MA, USA*) durchgeführten exponentiellen Regression. Da trotz der Druckausgleichsbohrungen ein Teil des statischen Luftdrucks im Förderrohr als auf die

Sensortellerfläche wirkende Kraft erfasst wird, wird auch dieser Einfluss durch Kalibration bei unterschiedlichen Drücken bestimmt und in *LabVIEW* korrigiert. Bedingt durch die starre mechanische Kopplung der zwei Kraftsensoren führt eine Belastung in Richtung der Normalen der Rohrwand zur Detektion einer tangential wirkenden Kraft, ebenso wie eine nur tangential angreifende Kraft ein Signal des Normalkraftsensors bewirkt. Die Querbbeeinflussung ist für beide Kraftsensoren ebenfalls direkt proportional zur Belastungshöhe und wird über empirisch ermittelte Korrekturfaktoren in *LabVIEW* herausgerechnet. Die Signale der Miniaturdruckaufnehmer bedürfen bis auf die Skalierung in Pascal keiner weiteren Korrektur. Der komplette Ablauf der Signalverarbeitung in der Messkette ist abschließend schematisch in Abbildung 3.6 dargestellt.

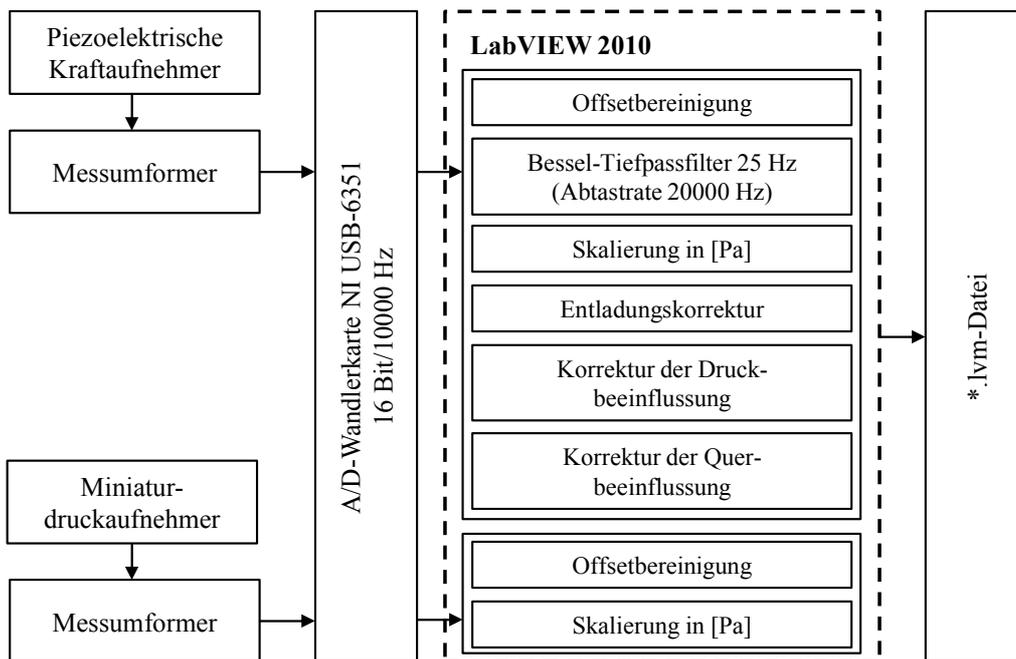
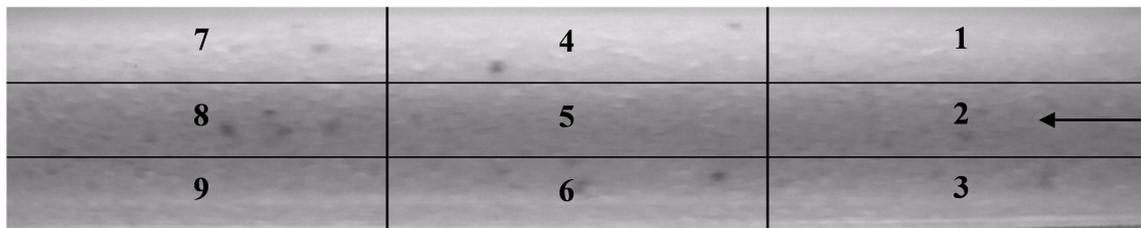


Abbildung 3.6 Signalverarbeitung in der Messkette der Kraft- und Druckmesssonde

### 3.2.2 Bestimmung der Partikelgeschwindigkeit in Schüttgutpfropfen

Zur Ermittlung der Partikelgeschwindigkeit in pneumatisch geförderten *NOVOLEN*-Schüttgutpfropfen wurden während der Förderversuche durch ein in die Förderleitung integriertes Plexiglasrohr mit einer CMOS-Kamera Typ *UI-3370CP* (*IDS GmbH*) Bildserien mit Bildraten zwischen 120 fps und 160 fps aufgenommen, wobei die Bildrate in jedem Einzelversuch konstant gehalten wurde. Die Größe eines Einzelbildes wurde auf 1272 x 354 Pixel festgelegt. Um während der Aufnahmen definierte Lichtverhältnisse sicherstellen und störende Reflexionen am Plexiglasrohrstück weitgehend minimieren zu können, wurde um die Kamera und den Rohrabschnitt eine lichtundurchlässige Box montiert. Die Beleuchtung während der Aufnahmen erfolgte in der Box durch diffuses Auflicht über hinter einer Diffusorfolie angebrachte LED-Streifen.

Für die Bestimmung der Geschwindigkeitsfelder wurde auf das *MATLAB*-basierte Programm *OpenPIV* [124] zurückgegriffen. Die auf ein Abfragefenster von 256 x 16 Pixel bezogene durchschnittlich zurückgelegte Wegstrecke wurde durch Kreuzkorrelation ermittelt. Bei bekanntem Zeitabstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Bildern ergibt sich daraus ein zweidimensionaler Geschwindigkeitsvektor in der Bildebene, dessen Anfangspunkt im Schwerpunkt des Abfragefensters lokalisiert ist. Da die Partikelbewegung in Schüttgutpfropfen gerichtet parallel zur Rohrachse erfolgt, kann der Fehler, der durch Projektion des dreidimensional-zylindrischen Rohrstücks in die zweidimensionale Bildebene entsteht, näherungsweise vernachlässigt werden. Um Aussagen über die Divergenz des Geschwindigkeitsfeldes innerhalb voll ausgebildeter Pfropfen treffen zu können, wurde die in *OpenPIV* definierte *Region of Interest* (ROI) zusätzlich in neun Zonen unterteilt (Abbildung 3.7). Die Komponenten der Geschwindigkeitsvektoren in Förderrichtung wurden anschließend abhängig von der Lage ihrer Anfangspunkte in der ROI einer Zone zugeordnet. Diese Vorgehensweise ermöglicht die Betrachtung sowohl des zeitlichen als auch des örtlichen Verlaufs der Partikelgeschwindigkeiten.



**Abbildung 3.7** Unterteilung der ROI in 9 Zonen

Um die mittels *OpenPIV* bestimmten Geschwindigkeiten hinsichtlich ihrer Genauigkeit bewerten zu können, wurde die Geschwindigkeit einzelner Tracerpartikeln durch Einzelpartikelverfolgung bestimmt. Dazu wurden dem *NOVOLEN*-Granulat im Verhältnis von etwa 1/100 schwarz gefärbte PP-Tracerpartikeln mit gleichen physikalischen Eigenschaften beigemischt und deren Geschwindigkeit mittels des Plugins *MTrackJ* [85] in der Open-Source-Software *ImageJ* [116] bestimmt. Mit beiden Methoden sind aufgrund der hohen Feststoffkonzentrationen in den Pfropfen nur Aussagen über die Partikelgeschwindigkeit in Rohrwandnähe möglich. Das radiale Geschwindigkeitsprofil innerhalb der Pfropfen kann über optische Verfahren nicht erfasst werden.

### 3.2.3 Kapazitive Tomographie zur nicht-invasiven Bestimmung der Feststoffkonzentration

Das zur Messung der Feststoffkonzentration eingesetzte kommerziell erhältliche kapazitive Tomographiesystem der Firma *Process Tomography Ltd. (Wilmslow, UK)* besteht aus folgenden Komponenten:

- TFLR5000 Messeinheit
- Notebook-PC inkl. Steuerungs- und Auswertungssoftware
- kapazitiver Sensor DN 80, bestehend aus zwei Elektrodenringen mit je 8 Elektrodensegmenten, zwei Schildelektrodenringen und Koaxialkabeln mit SMB-Konnektoren

Der Aufbau des Systems ist schematisch in Abbildung 3.8 dargestellt.

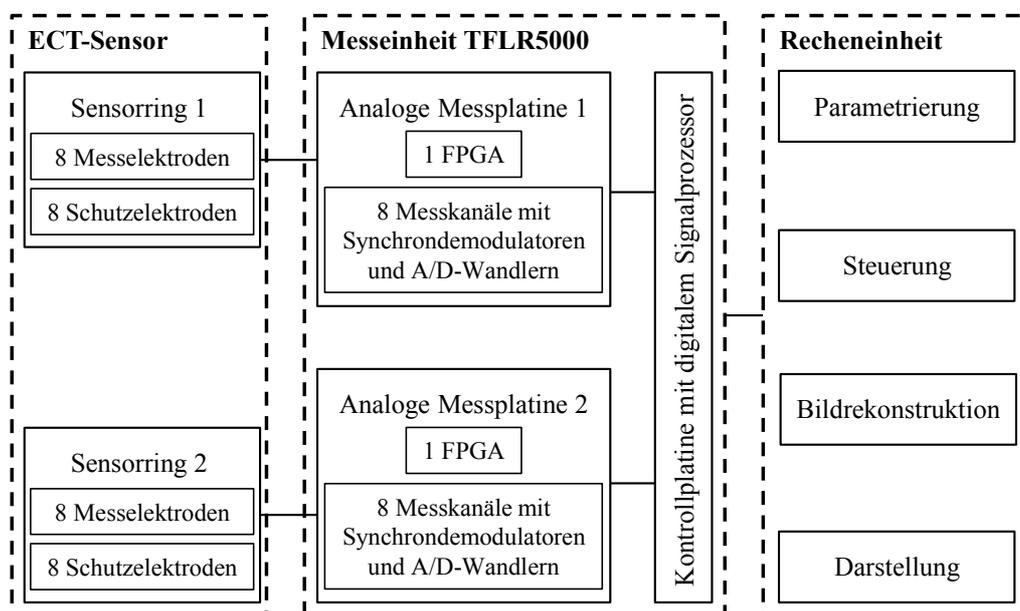
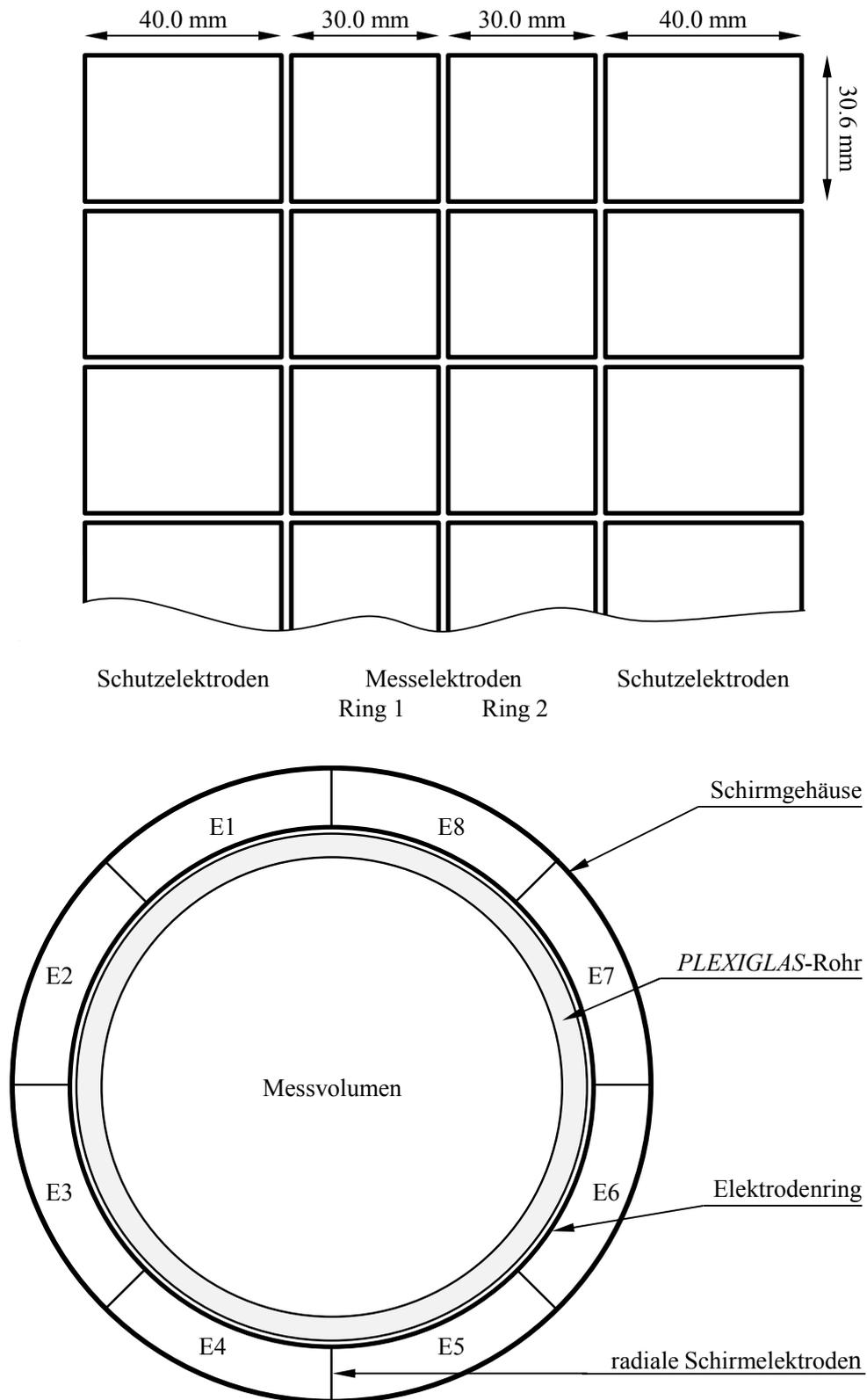


Abbildung 3.8 Komponenten des ECT-Systems

Der von *Process Tomography Ltd.* gefertigte kapazitive Sensor besteht aus zwei mittig angeordneten Messelektrodenringen zu je 8 30 mm langen Elektroden, die von zwei Schutzelektrodenringen mit je 8 40 mm langen Elektroden pro Ring flankiert werden (Abbildung 3.9 oben). Die Breite sowohl der Mess- als auch der Schutzelektroden beträgt 30,6 mm, der Abstand zwischen den Symmetrieachsen der beiden Messelektrodenringe 32 mm. Die Schutzelektroden werden analog zu den Messelektroden beschaltet und verhindern so eine Aufweitung der elektrischen Feldlinien am Rand der Messelektroden [110]. Das Elektrodenlayout wurde fotolithographisch auf ein flexibles kupferbeschichtetes Laminat übertragen, das isoliert vom Messvolumen auf der äußeren Mantelfläche eines 1 m langen *PLEXIGLAS*-Rohrstücks der Nennweite DN 80 angebracht wurde [105]. Durch radial angeordnete geerdete Schirmelektroden erfolgt eine Abschirmung der einzelnen aus je zwei Mess- und Schutzelektroden bestehenden Elektrodenansätze, um stehende Kapazitäten zwischen zwei benachbarten Elektrodenansätzen zu verhindern [143]. Zur Unterdrückung externer Störungen ist das den Sensor umgebende Schirmgehäuse ebenfalls geerdet (Abbildung 3.9 unten) [106].



**Abbildung 3.9** Axiales Elektrodenlayout (oben) und Querschnitt durch den kapazitiven Sensor (unten)

Der kapazitive Sensor ist über Koaxialkabel mit SMB-Konnektoren mit der TFLR5000-Messeinheit verbunden, wobei jeder Messelektrode ein Messkanal auf einer der beiden analogen Messplatinen zugeordnet ist. Zur Bestimmung der Kapazität des aus Sende- und Empfängerlektrode gebildeten

Kondensatorelements wird an die Sendeelektrode ein  $15 V_{p-p}$  Rechteckspannungssignal mit Erregerfrequenzen von 1-10 MHz angelegt. Die aus jeder Spannungsänderung resultierenden Strompulse werden an den 7 Empfängerelektroden nach dem Ladungstransferprinzip über eine Synchrondemodulator- und Integratorschaltung über die Lade- bzw. Entladezeit gemittelt und als Spannungssignal erfasst, das proportional zur Kapazität ist [49,103]. Die Empfängerelektroden stellen dabei einen virtuellen Massepunkt dar, um den Einfluss sich sonst einstellender Streukapazitäten zu verringern. Jede der 8 Elektroden eines Messrings wird im Rahmen eines Messzyklus umlaufend als Sendeelektrode geschaltet, so dass sich pro Zyklus  $8 \times 7$  unabhängige Kapazitätsmessungen ergeben. Die zwischen zwei Elektroden gemessene Kapazität für eine sich nicht ändernde Permittivitätsverteilung im Rohr ist unabhängig davon, welche der beiden Elektroden als Sende- bzw. Empfängerelektrode geschaltet ist, so dass sich der Messwertvektor  $C$  pro frame aus  $8 \times 7 / 2 = 28$  unabhängigen Kapazitätswerten zusammensetzt. Die Erregerfrequenz des Spannungssignals und die Schaltung der Messkreise werden von einem in das Field Programmable Gate Array (FPGA) integrierten Taktgeber vorgegeben. Über ein in jeden Messkanal integrierten 16 bit-A/D-Wandler werden die Daten von einem digitalen Signalprozessor erfasst und können dann auf einem mit der TFLR5000-Einheit via Ethernet verbundenen Rechner mit der Software *ECT32v3 (Process Tomography Ltd.)* ausgewertet werden. Die Parametrierung und Steuerung des Systems erfolgt ebenfalls über das Programm *ECT32v3*. Mit der oben beschriebenen Messtechnik wird nach Angabe von *Process Tomography Ltd.* ein Messbereich von 0-2000 fF bei einer Auflösung von 0.006 fF abgedeckt [103]. Die maximale Bildrate des TFLR5000-Systems beträgt 5000 fps, gemessen wurde in allen Fällen mit einer Bildrate von 4000 fps bei einer Erregerfrequenz von 10 MHz.

Vor der eigentlichen kapazitiven Messung erfolgte in allen Fällen eine Zweipunktkalibrierung des Systems. Im ersten Schritt wurden die Zwischenelektrodenkapazitäten  $C_u$  für den Fall bestimmt, dass im Sensor nur das Material mit der geringeren relativen Permittivität, in diesem Fall Luft, vorliegt. Darauf folgend wurde der Sensor mit einer definierten Menge an Schüttgut so befüllt, dass im Sensor die minimale Schüttgutporosität vorlag, und ebenfalls die resultierenden Zwischenelektrodenkapazitäten  $C_o$  gemessen. Die Elemente des Messwertvektors  $C_i$  können dann nach Gleichung 3.2 normiert werden, so dass sich pro frame ein Vektor mit 28 normierten Kapazitäten  $C_i^*$  ergibt.

$$C_i^* = \frac{C_i - C_{u_i}}{C_{o_i} - C_{u_i}} \quad \text{Gleichung 3.2}$$

Die Normierung der relativen Pixelpermittivitäten  $\varepsilon_{r_i}$  im rekonstruierten Bild erfolgt analog:

$$\varepsilon_{r_i}^* = \frac{\varepsilon_{r_i} - \varepsilon_{r,u_i}}{\varepsilon_{r,o_i} - \varepsilon_{r,u_i}} \quad \text{Gleichung 3.3}$$

Ein Wert der normierten relativen Permittivität von  $\varepsilon_r^* = 1$  entspricht dann gerade der maximalen Packungsdichte des zur Kalibrierung herangezogenen Schüttguts, ein Wert von  $\varepsilon_r^* = 0$  dementsprechend dem ausschließlichen Vorliegen von Luft im Sensor. Da die relative Permittivität eines Fluid-Feststoff-Gemisches sowohl von den relativen Permittivitäten des Feststoffs und des Fluids als auch von der Feststoffkonzentration des Zweiphasensystems abhängt, muss dieser funktionelle Zusammenhang zur Berechnung des Feststoffanteils aus der rekonstruierten relativen Permittivität bekannt sein. Wird angenommen, dass die Kapazität zwischen zwei Elektroden mit einem Zweiphasensystem als Dielektrikum der Kapazität zweier parallel geschalteter Kondensatoren mit jeweils einer der beiden Phasen als Dielektrikum entspricht, so ist der Zusammenhang zwischen der relativen Permittivität und dem Feststoffgehalt der Mischung linear. Für die relative Permittivität  $\varepsilon_{r,m}$  einer Gas-Feststoff-Mischung mit einer Feststoffkonzentration  $c_V$  ergibt sich

$$\varepsilon_{r,m} = c_V \varepsilon_{r,2} + (1 - c_V) \varepsilon_{r,1} \quad \text{Gleichung 3.4}$$

wobei  $\varepsilon_{r,1}$  die relative Permittivität der kontinuierlichen Phase und  $\varepsilon_{r,2}$  die relative Permittivität der Partikeln bezeichnet [50]. Dieser Zusammenhang wird im weiteren Verlauf in Anlehnung an die zugrundeliegende Modellvorstellung als Parallelschaltungsmodell bezeichnet. In diesem Fall entspricht die jedem Bildpunkt zugeordnete und mit  $c_{v,max}$  normierte Feststoffkonzentration der rekonstruierten normierten Pixelpermittivität. Da oben genannte Modellvorstellung nicht zutrifft, wenn das Material mit der höheren relativen Permittivität (hier der Feststoff) dispergiert im Material mit der geringeren relativen Permittivität (hier Luft) vorliegt, wurde vergleichend auf eine von MAXWELL [83] formulierte Relation für die Konduktivität einer Mischung zurückgegriffen. Für den Fall, dass sphärische Partikeln von einer ebenfalls sphärischen Fluidhülle umgeben und Wechselwirkungen zwischen den Partikeln auszuschließen sind, gilt entsprechend für die relative Permittivität der Mischung [16]:

$$\varepsilon_{r,m} = \varepsilon_{r,1} \cdot \frac{2\varepsilon_{r,1} + \varepsilon_{r,2} - 2c_V(\varepsilon_{r,1} - \varepsilon_{r,2})}{2\varepsilon_{r,1} + \varepsilon_{r,2} + 2c_V(\varepsilon_{r,1} - \varepsilon_{r,2})} \quad \text{Gleichung 3.5}$$

Obwohl nur für kleine Partikeln und geringe Feststoffkonzentrationen gültig, konnte die praktische Anwendbarkeit des Maxwell-Modells auch für größere Partikeln und höhere Feststoffkonzentrationen gezeigt werden, sofern das Verhältnis der relativen Permittivitäten der Reinstoffe klein ist [80]. Beide Modelle sind in dem zur Bildrekonstruktion herangezogenen Programm *ECT32v3* implementiert und werden im nachfolgenden Kapitel miteinander verglichen. Ein Überblick über andere in der Literatur beschriebene Zusammenhänge findet sich z.B. bei WIESENDORF UND WERTHER [135].

Die Darstellung der rekonstruierten Bilder erfolgt schließlich auf einem quadratischen Gitter mit  $32 \times 32$  Pixeln, der kreisförmige Rohrquerschnitt wird dabei durch 812 Pixel approximiert. Jedem der 1024 Pixel des rekonstruierten Bildes wird dabei genau ein Element des  $1024 \times 1$ -Bildvektors zugewiesen, die außerhalb des approximierten Rohrquerschnitts liegenden Pixel erhalten den Wert 0. Die dem

linearen Rückprojektionsalgorithmus immanenten Rekonstruktionsartefakte führen gerade beim Vorliegen großer Feststoffkonzentrationsgradienten teilweise zu physikalisch nicht sinnvollen Pixelwerten größer 1. Die im rekonstruierten Bild vorliegenden Pixelwerte wurden daher auf Werte zwischen 0 und 1 trunziert.

### 3.2.3.1 Validierung des Bildrekonstruktionsalgorithmus

Zur Beurteilung der Rekonstruktionsergebnisse bei der kapazitiven Tomographie wird auf die Rekonstruktion bekannter Phasenanteile und -profile, sogenannter Phantome, zurückgegriffen. Die verwendeten Phantome sind meist einfache geometrische Formen wie Zylinder oder Rohre, die an unterschiedlichen Stellen innerhalb des ECT-Sensors platziert werden [21,84]. Häufig wird auch auf mit FEM simulierte Kapazitäten als Phantome zurückgegriffen [53,54,76]. Für den quantitativen Vergleich zwischen den tatsächlich vorliegenden und den aus den gemessenen Kapazitäten mithilfe eines Bildrekonstruktionsalgorithmus berechneten Konzentrationsverteilungen werden in der Literatur verschiedene Vorgehensweisen vorgeschlagen. XIE et al. führen einen Flächenfehler (area error)  $AE$  ein, um die Abweichung des rekonstruierten Bilds vom Original hinsichtlich der vom Material höherer Permittivität belegten Fläche bewerten zu können [139]. Der Flächenfehler wird definiert als

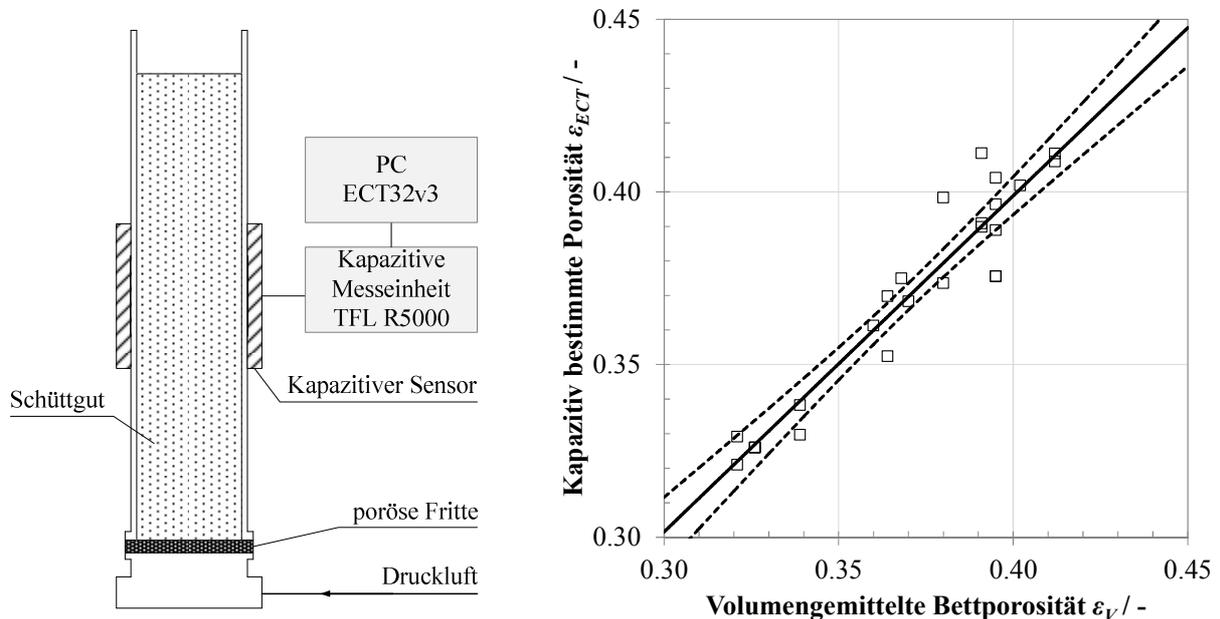
$$AE = \frac{N_R - N_{Ph}}{N_{Ph}} \quad \text{Gleichung 3.6}$$

wobei  $N_R$  die Anzahl der Pixel mit von Null verschiedener normierter relativer Permittivität im rekonstruierten Bild und  $N_P$  die Anzahl der Pixel bezeichnet, die vom Material mit der höheren relativen Permittivität im Phantom belegt werden. Die Bildgröße von rekonstruiertem Bild und Referenzbild ist in diesem Fall gleich zu wählen. Weiterhin wird ein Permittivitätsfehler (permittivity error)  $PE$  eingeführt, der die Abweichung der normierten relativen Permittivität im rekonstruierten Bild bezogen auf das Phantom charakterisiert. Die jedem Pixel  $i$  im rekonstruierten Bild zugeordnete, von null verschiedene normierte relative Permittivität ist in Gleichung 3.7 mit  $\varepsilon_{r,i}^*$  bezeichnet.

$$PE = \left( \frac{1}{N_R} \sum_{i=1}^{N_R} \varepsilon_{r,i}^* \right) - 1 \quad \text{Gleichung 3.7}$$

Beide oben angeführten Fehler sind für Fehlerbetrachtungen bei partikulären Systemen mit hohen Feststoffkonzentrationen ungeeignet, wenn der Partikeldurchmesser unter der Auflösungsgrenze der kapazitiven Tomographie liegt und die Phasengrenzen daher systembedingt nicht mehr aufgelöst werden können. In diesem Fall ist davon auszugehen, dass alle Pixel des rekonstruierten Bildes normierte relative Permittivitäten größer Null aufweisen. Weiterhin ist mit beiden Fehlern keine Aussage über die örtliche Übereinstimmung der Phasenkonzentrationsprofile von rekonstruiertem Bild und Phantom möglich.

Um die Eignung des im Programm *ECT32v3* implementierten linearen Rückprojektionsalgorithmus für die Rekonstruktion der Phasenanteilsverteilung bei hohen Feststoffkonzentrationen untersuchen zu können, wurde auf drei unterschiedliche experimentelle Ansätze zurückgegriffen. Ebenfalls untersucht wurde damit einhergehend der Einfluss der Zahl der Iterationsschritte auf die Rekonstruktion der Feststoffverteilung und die Wahl eines geeigneten Modells zur Beschreibung des Zusammenhangs zwischen Feststoffkonzentration und relativer Permittivität. In einem ersten Schritt sollte die Porosität einer Schüttgutsäule in einem für die Pfpfenförderung relevanten Bereich variiert werden. Dazu wurde das ein Meter lange Plexiglasrohr mit dem mittig darum montierten ECT-Sensor in den bereits in Abschnitt 3.1 beschriebenen Fluidisierstand eingebaut (s. Abbildung 3.10 links). Durch eine poröse Fritte strömt ein definierter und abschnittsweise konstant gehaltener Luftmassenstrom durch die im Rohr vorgelegte Säule aus *NOVOLEN*-Granulat. Eine schrittweise Erhöhung der Leerrohrgeschwindigkeit über den Lockerungspunkt hinaus führt zu einer Expansion der Säule und damit zu einer Zunahme der Porosität. Der Luftvolumenstrom wurde dabei so weit gesteigert, bis erste Blasenbildung im Bett auftrat. Über eine Längenskala wurde bei verschiedenen Luftmassenströmen die Höhenausdehnung des Betts gemessen, daraus über das Säulenvolumen eine volumengemittelte Porosität errechnet und mit der mittels ECT bestimmten Porosität verglichen. Abhängig vom Luftmassenstrom konnten so gemittelte Bettporositäten zwischen  $\varepsilon = 0.33$  (minimale Schüttgutporosität) und  $\varepsilon = 0.42$  (Säulenporosität kurz vor der Blasenbildung) eingestellt werden.

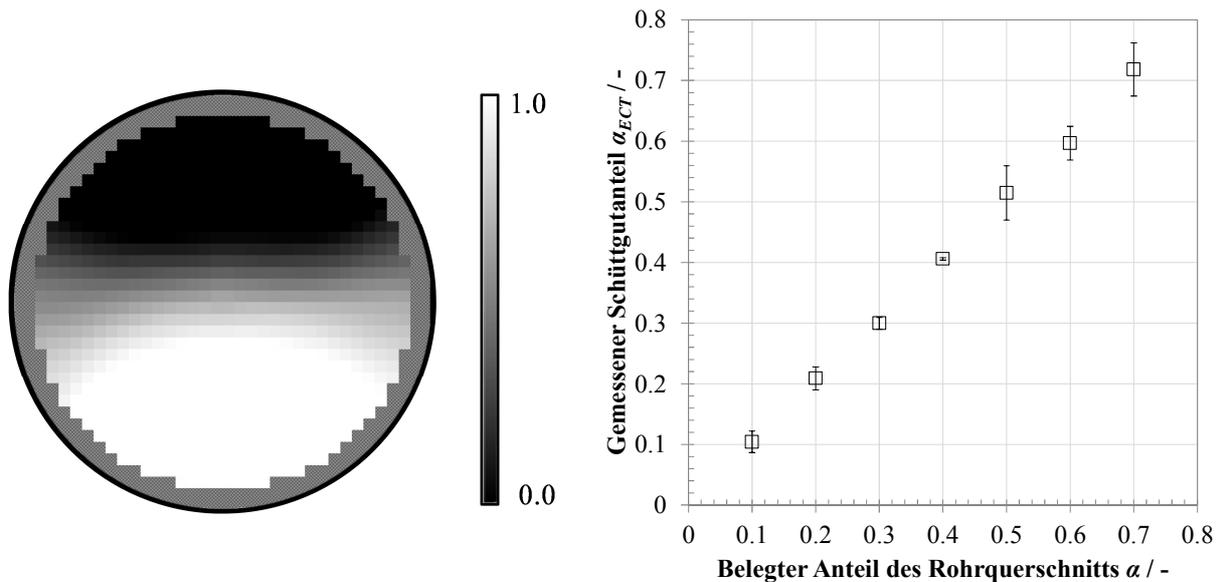


**Abbildung 3.10** Fluidisierstand mit mittig montiertem ECT-Sensor (links), volumengemittelte Bettporosität aufgetragen gegen kapazitiv bestimmte Porosität (rechts)

Die Ergebnisse dieses Versuchs sind mit der Regressionsgerade und dem Konfidenzintervall für den Mittelwert ( $\alpha = 0.05$ ) in Abbildung 3.10 rechts dargestellt. Die Berechnung der jedem Pixel zugeordneten Feststoffkonzentration erfolgte mithilfe des LBP-Algorithmus aus den gemessenen und

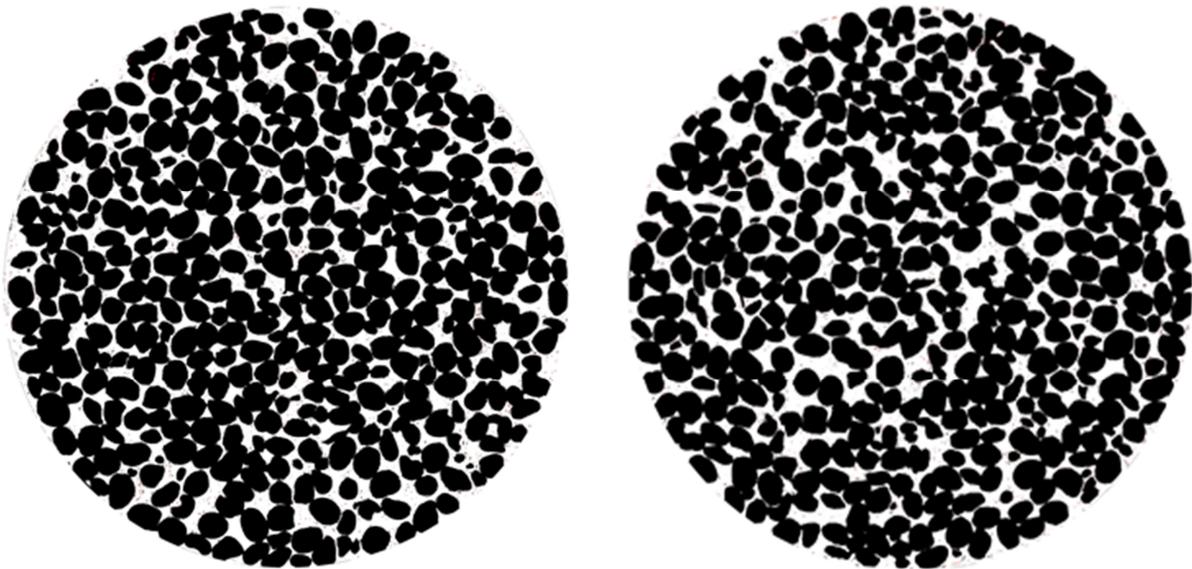
normierten Kapazitäten mithilfe des Maxwell-Zusammenhangs ( $k = 2$ ). Die Feststoffkonzentration wurde anschließend über alle Pixel des rekonstruierten Bildes gemittelt. Die maximale Abweichung der auf diese Weise bestimmten Porosität  $\varepsilon_{ECT}$  von der volumengemittelten Bettporosität  $\varepsilon_V$  beträgt  $\pm 5\%$ . Die Verwendung des einfachen linearen Rückprojektionsalgorithmus in Kombination mit dem Maxwell-Modell zur Berechnung der Feststoffkonzentration wird daher als hinreichend genau für die Bestimmung der Bettporositäten mittels ECT-Messung angesehen, wenn nur Aussagen über die über den Bildquerschnitt respektive das Messvolumen gemittelte Porosität von Interesse sind. Abweichungen der Messwerte und damit der Regressionsgeraden von der Winkelhalbierenden ergeben sich möglicherweise aus einem axial im Schüttgutbett vorliegenden nichtlinearen Porositätsgradienten, der über den mittig angeordneten ECT-Sensor nicht erfasst werden konnte, sowie aus Ablesefehlern bei der Bestimmung der Säulenhöhe.

Ein typisches Charakteristikum der Pfpöfenförderung ist eine zwischen den Pfpöfen am Rohrboden verbleibende stationäre Schicht. Dieser Zustand ist im Gegensatz zu weitgehend homogenen Schüttgutsäulen, bei denen die relative Permittivität als näherungsweise konstant über den Rohrquerschnitt angesehen werden kann, gekennzeichnet durch einen Permittivitätssprung an der Grenze zwischen Gasphase und granularer Phase. Um zu überprüfen, ob in diesem Fall der kapazitiv bestimmte Feststoffanteil dem tatsächlichen Feststoffanteil im Rohr entspricht, wurden stationäre Schüttgutschichten aus *NOVOLEN*-Granulat in unterschiedlichen Höhen in einem horizontalen Rohr vorgelegt und mittels ECT vermessen. Die Bildrekonstruktion aus den Kapazitätsmesswerten erfolgte mit dem LBP-Algorithmus und unter Verwendung des Maxwell-Zusammenhangs. Wie aus Abbildung 3.11 ersichtlich, tritt im rekonstruierten Bild an der Grenzfläche zwischen Schüttgut und rein fluider Phase bedingt durch den linearen Rückprojektionsalgorithmus ein Unschärfefeffer auf. Ein Phasenanteil von 1 entspricht dem mit der maximalen Schüttdichte korrespondierenden Feststoffanteil von 0.67, der Phasenanteil 0 kennzeichnet das ausschließliche Vorliegen des Stoffes mit der geringeren relativen Permittivität, in diesem Fall Luft. Der vom vorgelegten Schüttgut eingenommene Anteil des Rohrquerschnitts und der aus dem rekonstruierten Bild bestimmte Schüttgutanteil stimmen jedoch überein.



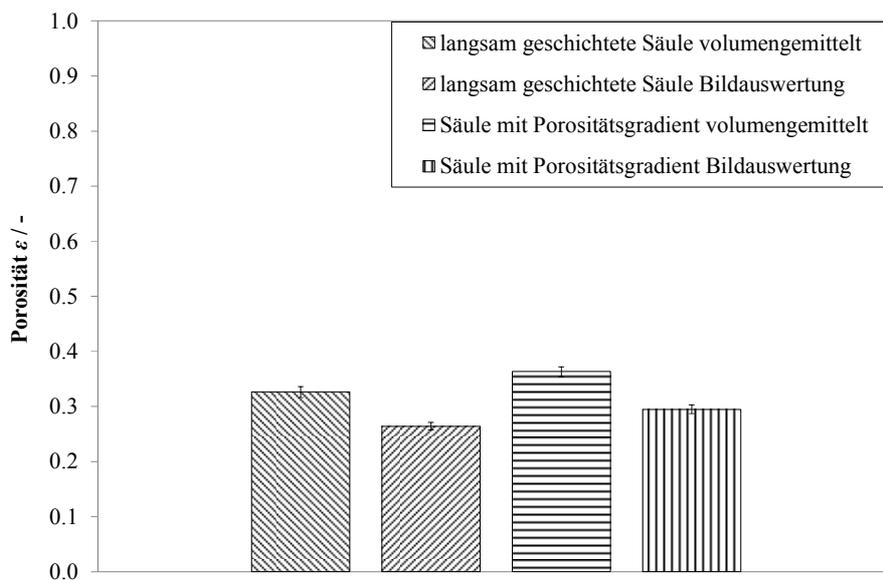
**Abbildung 3.11** Rekonstruierte Phasenverteilung bei einem belegten Anteil des Rohrquerschnitts von  $\alpha = 0.5$ , wobei der Pixelwert 1 der Feststoffkonzentration bei maximaler Schüttdichte und der Pixelwert 0 dem ausschließlichen Vorliegen von Luft entspricht (links); Zusammenhang zwischen dem tatsächlich belegten Anteil des Rohrquerschnitts und dem gemessenen Schüttgutanteil (rechts)

Um Aussagen über die Phasenkonzentrationsverteilung und damit die räumliche Auflösung des ECT-Systems machen zu können, wurden im nächsten Schritt zwei Schüttgutsäulen tomographisch vermessen. Für die erste Säule wurde *NOVOLEN*-Granulat langsam ( $\dot{n} \approx 800$  Partikeln/s) in das DN80 Plexiglasrohrstück mit dem darum montierten ECT-Sensor gefüllt, um eine möglichst homogene Schüttgutpackung zu erreichen. Für die zweite Säule wurde zunächst ein Stab mit 20 mm Durchmesser mittig im Rohr platziert und das PP-Granulat um diesen Stab herum eingefüllt. Anschließend wurde der Stab schnell aus dem Rohr entfernt, um durch das nachfließende Granulat zur Rohrmitte hin Bereiche höherer Porosität zu erreichen. In zwei anderen Rohren gleichen Materials und Durchmessers wurde ebenfalls *NOVOLEN*-Granulat nach den oben beschriebenen Prozeduren vorgelegt. Diese Schüttgutsäulen wurden anschließend mit einem eingefärbten Zwei-Komponenten-Einbettmittel (*Technovit 4004, Heraeus Kulzer, Wehrheim*) blasenfrei ausgegossen. Nach Aushärtung des Einbettmittels wurden aus diesen Säulen mithilfe einer Bandsäge je 9 Scheiben mit einer Dicke von 8 mm herausgeschnitten, an einer Drehmaschine nachbearbeitet, aus definiertem Abstand fotografiert und in 8-bit Graustufenbilder umgewandelt (s. Abbildung 3.12).



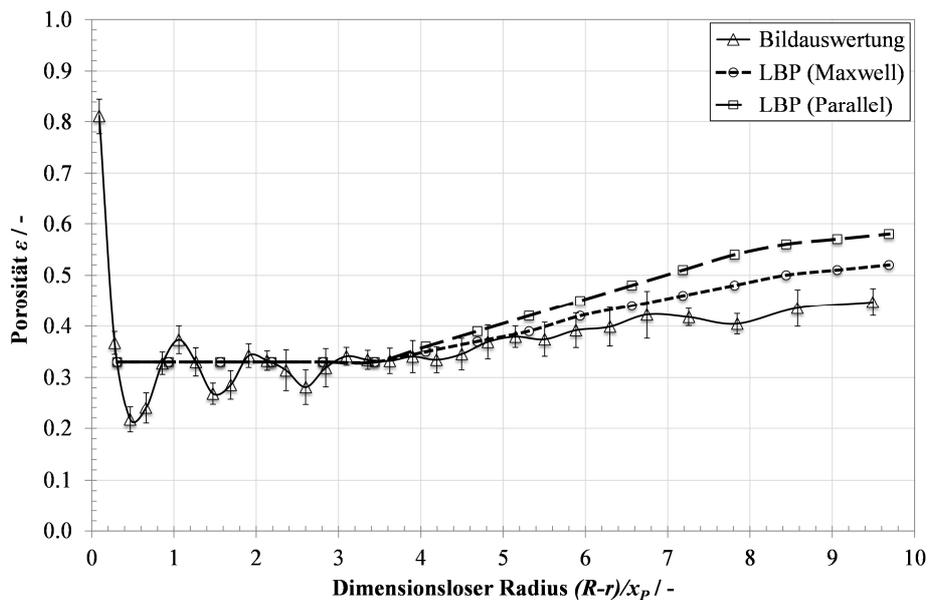
**Abbildung 3.12** 8-bit Graustufenbilder der langsam eingefüllten Säule (links) und der zweiten Säule nach Entfernung des Platzhalters (rechts)

Die Graustufenbilder wurden mithilfe der Bildbearbeitungssoftware *ImageJ* in 30 konzentrische und flächengleiche Ringe unterteilt. Nach Festlegung eines Schwellenwerts wurde für jeden dieser Ringe der Anteil der von Partikeln belegten Fläche bestimmt und daraus die korrespondierende Flächenporosität eines Rings errechnet. Die flächengemittelte Porosität einer Scheibe ergibt sich dann durch Bildung des arithmetischen Mittelwerts der Ringporositäten. Zusätzlich zum arithmetischen Mittel der Flächenporosität wurde für beide Säulen die volumengemittelte Porosität über die Säulenhöhe bestimmt (Abbildung 3.13).



**Abbildung 3.13** Vergleich der aus der Bildauswertung ermittelten über 9 Scheiben gemittelten Flächenporosität mit der volumengemittelten Porosität ( $n = 9$ ,  $\alpha = 0.05$ )

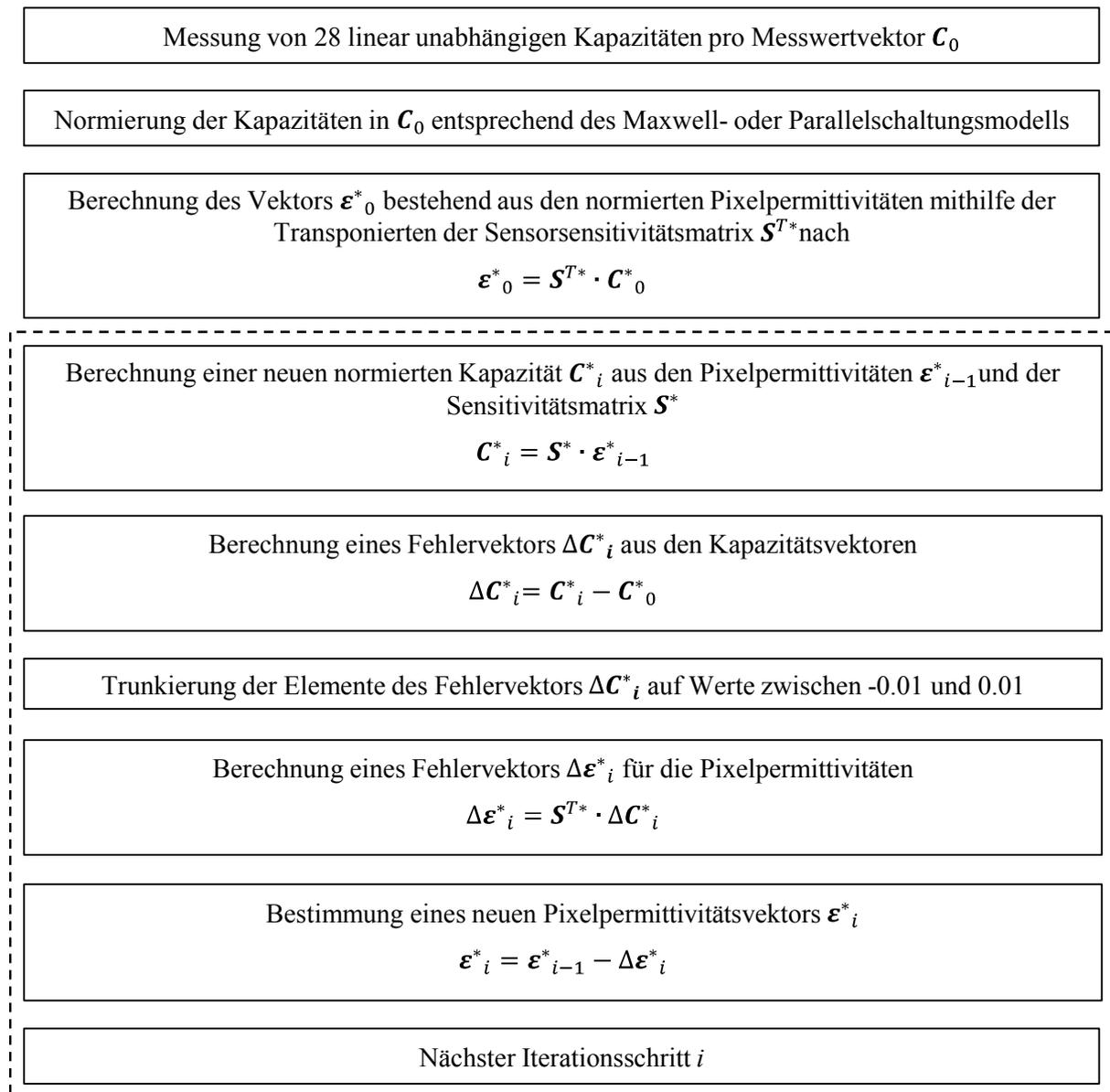
Wie zu erwarten weist die Säule, die um den Stab herum eingefüllt wurde, sowohl eine größere flächengemittelte als auch volumengemittelte Porosität auf als die langsam befüllte Säule. Für beide Einfüllarten ist die volumengemittelte Porosität um den Faktor 1.23 größer als die über die Bildauswertung bestimmte gemittelte Flächenporosität. Da nach GUPTA [41] für infinitesimal dünne Scheiben die Gleichheit von Flächenporosität und Volumenporosität gilt, sofern die Schnittebene nicht durch die Berührungspunkte der Partikeln verläuft, ist hier von einem systematischen Fehler bei der Bildauswertung auszugehen. Die Dicke der Scheiben musste aus Stabilitätsgründen größer als der Durchmesser einer *NOVOLEN*-Partikel gewählt werden, weshalb auch unterhalb der Schnittebene liegende Partikeln in die Flächenauswertung mit einbezogen wurden. Weitere Fehlerquellen liegen möglicherweise auch in der Wahl des Grauschwellenwertes. Unter der Annahme, dass der so entstandene Fehler örtlich gleichverteilt ist, können folglich die Verläufe der Flächenporosität um den Faktor 1.23 korrigiert werden. In Abbildung 3.14 ist der radiale Verlauf der mittels Bildauswertung und der kapazitiv bestimmten Säulenporosität für die um den Stab herum befüllte Säule dargestellt. Die Rekonstruktion der jedem Pixel zugeordneten Feststoffkonzentrationswerte aus den mithilfe des Maxwell- bzw. Parallelschaltungsmodells korrigierten Kapazitätsmesswerten erfolgte unter Verwendung des einfachen LBP-Algorithmus.



**Abbildung 3.14** Vergleich zwischen kapazitiv und mit Bildauswertung nach Korrektur bestimmter Porosität für die inhomogen befüllte Säule ( $n = 9$ ,  $\alpha = 0.05$ )

Die Lage der lokalen Maxima und Minima bei dem mittels Bildauswertung bestimmten radialen Porositätsverlauf stimmt mit den in der Literatur beschriebenen Werten für sphärische Partikeln überein [62,113]. Die lokalen Minima treten jeweils näherungsweise bei Vielfachen des Partikelradius, die lokalen Maxima bei Vielfachen des Partikeldurchmessers auf. Im Vergleich dazu können die aus den kapazitiven Messungen rekonstruierten radialen Porositätsverläufe diese kleinskaligen wandnahen Porositätsoszillationen nicht auflösen. Der limitierende Faktor hierbei ist die durch die

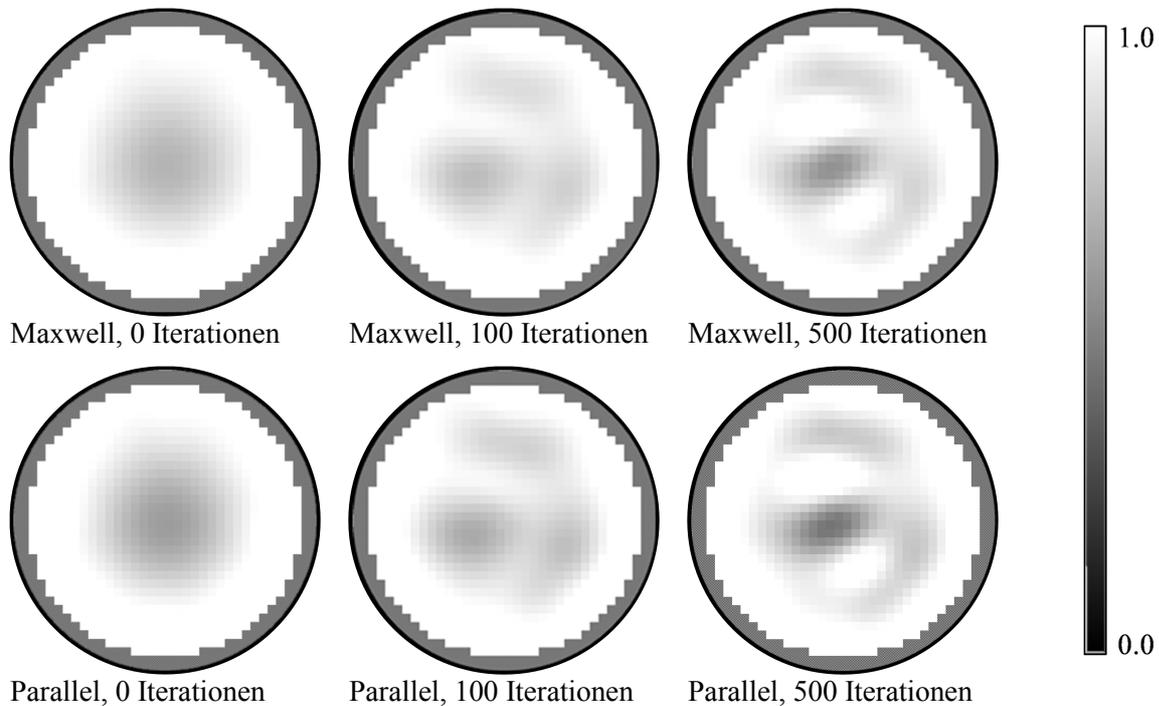
Elektrodenanzahl vorgegebene Zahl unabhängiger Kapazitätsmessungen, die die örtliche Auflösung des Systems begrenzen [29,143]. Der Porositätsverlauf zur Rohrmitte hin konnte dagegen unter Verwendung des Maxwell-Modells gut abgebildet werden, wohingegen die mithilfe des Parallelschaltungsmodells berechnete Feststoffkonzentration in dieser Region deutlich niedriger als die bildanalytisch bestimmte ist. Um zu überprüfen, ob durch Verwendung eines iterativen Linear-Back-Projection-Algorithmus eine Verringerung der Auflösungsunschärfe bei dem hier vorliegenden Phantom erzielt werden kann, wurde die Feststoffkonzentrationsverteilung mit 100 und 500 Iterationsschritten rekonstruiert. Die Berechnung erfolgte mithilfe des *MATLAB*-basierten Programms *IU2000 (Process Tomography Ltd.)* nach dem in Abbildung 3.15 dargestellten Schema [105,148].



**Abbildung 3.15** Schematische Darstellung des iterativen Linear-Back-Projection-Algorithmus

Die Ergebnisse der so berechneten Phasenanteilsverteilungen sind in Abbildung 3.16 gezeigt. Mit zunehmender Zahl an Iterationsschritten bilden sich nicht-radialsymmetrische Muster mit Bereichen

geringerer Feststoffkonzentration aus, die nicht den bildanalytisch bestimmten radialen Porositätsverlauf wiedergeben. Wird der Fehlervektor  $\Delta C_i$  auf kleinere Wertebereiche trunziert, konnte keine Konvergenz der Lösung erreicht werden. Unter der Annahme, dass es sich hierbei um Rekonstruktionsartefakte handelt, über die bei Verwendung des gleichen Iterationsverfahrens auch in der Literatur berichtet wird [84], wird auf die iterative Berechnung der Feststoffkonzentrationsprofile im weiteren Verlauf verzichtet.



**Abbildung 3.16** Mithilfe des LBP-Algorithmus rekonstruierte Phasenanteilverteilung unter Verwendung des Maxwell- und des Parallelschaltungsmodells für 0, 100 und 500 Iterationen; Pixelwert 1 entspricht der Feststoffkonzentration bei maximaler Schüttdichte, Pixelwert 0 dem ausschließlichen Vorliegen von Luft

Resultierend aus den obigen Betrachtungen wurde zur Berechnung der Phasenanteilverteilungen während der pneumatischen Pfpfenförderung mit *NOVOLEN* als Fördergut der Linear-Back-Projection-Algorithmus in Verbindung mit dem Maxwell-Zusammenhang zwischen relativer Permittivität und Feststoffgehalt herangezogen. Da die relativen Permittivitäten von *NOVOLEN 1300L* und *ENGAGE 8200* nahezu identisch sind, wurde für die Bildrekonstruktion bei den mit *ENGAGE*-Granulat als Fördermaterial durchgeführten Versuchen die gleiche Parameterkombination gewählt.

### 3.2.3.2 Kreuzkorrelative Bestimmung der Phasengeschwindigkeit

Bei Verwendung des oben beschriebenen, aus zwei Elektrodenringen bestehenden Sensors kann mithilfe der Kreuzkorrelation der beiden Sensorsignale eine Phasengeschwindigkeit ermittelt werden, wenn davon ausgegangen wird, dass beide Signale ähnlich und zueinander zeitverschoben sind.

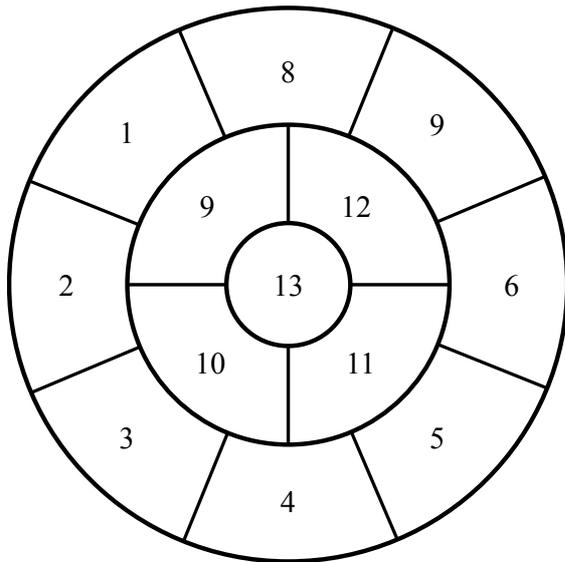
Die Kreuzkorrelationsfunktion zweier zeitabhängiger Leistungssignale  $x(t)$  und  $y(t)$  lässt sich allgemein als Integraloperation darstellen zu:

$$\Psi_{fh}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T f(t)h(t+\tau)dt \quad \text{Gleichung 3.8}$$

Sie gibt die Ähnlichkeit des Signals  $f(t)$  zum zeitverschobenen Signal  $h(t+\tau)$  in Abhängigkeit der Zeitverschiebung  $\tau$  an. Über das Maximum von  $\Psi_{fh}(\tau)$  lässt sich folglich die Laufzeitverschiebung finden, bei der beide Signale die größtmögliche Ähnlichkeit aufweisen. Wird  $\Psi_{fh}(\tau)$  mit der Wurzel des Produkts der Autokorrelationsfunktionen  $\Psi_{ff}(\tau)$  und  $\Psi_{hh}(\tau)$  normiert, so erhält man den Kreuzkorrelationskoeffizienten  $R_{fh}$ . Als zeitabhängige Daten werden zur Bestimmung der Phasengeschwindigkeiten von pneumatisch geförderten Pfropfen die aus den integralen Kapazitätsmesswerten rekonstruierten Phasenanteilsverteilungen in den beiden Messebenen herangezogen. Da die rekonstruierten Feststoffkonzentrationen  $c$  im zeitlichen Verlauf aufgrund der endlichen Messfrequenz nicht als stetige Funktionen, sondern als diskrete Messwerte vorliegen, ergibt sich der Kreuzkorrelationskoeffizient beim Übergang von der Integration zur Summation nach Gleichung 3.9.

$$R_{c_1c_2}(n) = \frac{\sum_{i=1}^N c_{1,i} \cdot c_{2,i+n}}{\sqrt{\left(\sum_{i=1}^N c_{1,i} \cdot c_{1,i+n}\right) \cdot \left(\sum_{i=1}^N c_{2,i} \cdot c_{2,i+n}\right)}} \quad \text{Gleichung 3.9}$$

Hierbei bezeichnen  $c_{1,i}$  und  $c_{2,i}$  die rekonstruierten Feststoffkonzentrationen des jeweiligen Bildes  $i$  in Messebene 1 und 2,  $N$  die Anzahl der Bilder im Korrelationsfenster und  $n$  den zu variierenden Zeitversatz in Bildern. Um die beim Vorliegen großer Konzentrationsänderungen an den Rändern eines endlichen Korrelationsfensters auftretenden Korrelationsartefakte zu vermeiden, werden die zeitlichen Konzentrationsprofile vor der Kreuzkorrelation mit der Von-Hann-Fensterfunktion gewichtet.



**Abbildung 3.17** Aufteilung des Bildquerschnitts in 13 Zonen

Um zusätzlich Aussagen über lokale Strömungszustände treffen zu können, wird der Bildquerschnitt in 13 Zonen mit im Schnitt 62 Pixeln pro Zone unterteilt. Die Ausrichtung der 8 äußeren Zonen orientiert sich an der Anordnung der um den Umfang angeordneten Messelektroden. Die Feststoffkonzentration in einer Zone errechnet sich aus dem arithmetischen Mittel der Konzentrationswerte aller zu der jeweiligen Zone zusammengefassten Pixel eines Bildes. Durch Kreuzkorrelation der Konzentrationswerte einer Zone der ersten Messebene mit denen der gleichen Zone in der zweiten Messebene für alle im Korrelationsfenster enthaltenen Bilder ergibt sich der Verlauf des Kreuzkorrelationskoeffizienten in Abhängigkeit vom Zeitversatz  $n$ . Der mit

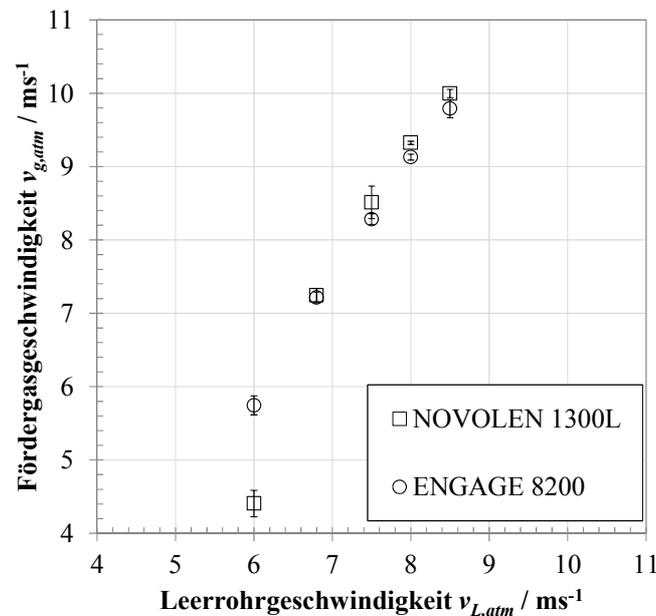
dem globalen Maximum des Kreuzkorrelationskoeffizienten im betrachteten Korrelationsfenster korrespondierende Zeitversatz entspricht dann gerade der Transitzeit einer charakteristischen Strömungsstruktur durch die beiden Messebenen. Ist der Abstand der Zentren der beiden Elektrodenringe und damit der Messebenen bekannt, lässt sich so die Geschwindigkeit dieser Strömungsstruktur berechnen.

Alle oben genannten Berechnungsschritte wurden mithilfe des *MATLAB*-basierten Programms *FLOWANI (Process Tomography Ltd.)* [104] durchgeführt. Da die rekonstruierten Bilder in Messquerschnitt 1 und 2 aufgrund des Messrauschens nie identisch, sondern lediglich ähnlich sind, ist der Kreuzkorrelationskoeffizient immer kleiner 1. Als unterer empirischer Grenzwert für eine Ähnlichkeit der Strömungsstrukturen wurde daher ein Wert des Kreuzkorrelationskoeffizienten von 0.8 definiert. Die Breite des Korrelationsfensters wurde auf 0.3 s festgelegt, was bei einer Messfrequenz von 4000 Hz 1200 Bildern entspricht. Bei Verwendung breiterer Korrelationsfenster konnten schnelle zeitliche Änderungen der Geschwindigkeit nicht aufgelöst werden. Kleinere Korrelationsfenster führten bei einigen betrachteten Pfropfen zu Kreuzkorrelationskoeffizienten, die unter dem festgesetzten Grenzwert von 0.8 lagen und damit zu Lücken im zeitlichen Geschwindigkeitsverlauf.

### 3.3 Versuchsparameter und Versuchsauswertung

Alle Förderversuche wurden an der in Kapitel 3.2 beschriebenen DN 80-Förderanlage mit den Kunststoffgranulaten *NOVOLEN 1300L* und *ENGAGE 8200* als Versuchsfördergüter durchgeführt. Als einzige Stellgröße wurde die Leerrohrgeschwindigkeit der Förderluft unter Referenzbedingungen nach DIN 1945-1 [25] in einem Bereich von  $v_{L,atm} = 6.0 \text{ ms}^{-1}$  bis  $v_{L,atm} = 8.5 \text{ ms}^{-1}$  variiert. Die während der Förderung im Bereich des nahezu konstanten Anlagendruckverlusts tatsächlich gemessene und unter Annahme einer isothermen Zustandsänderung auf Referenzbedingungen umgerechnete

Gasgeschwindigkeit (im weiteren Verlauf als Fördergasgeschwindigkeit  $v_{g,atm}$  bezeichnet) lag etwas höher als die ursprünglich eingestellte Leerrohrgeschwindigkeit  $v_{L,atm}$  (siehe Abbildung 3.18). Der Einbruch der gemessenen Fördergasgeschwindigkeit bei einer eingestellten Leerrohrgeschwindigkeit von  $v_{L,atm} = 6 \text{ ms}^{-1}$  bei der Förderung von *NOVOLEN* resultiert wohl aus dem erhöhten Anlagendruckverlust unter diesen Betriebsbedingungen, so dass das Druckverhältnis an den Lavaldüsen nicht ausreichend für einen konstanten Luftmassenstrom war.



**Abbildung 3.18** Gemessene Fördergasgeschwindigkeit im Bereich konstanten Druckverlusts in Abhängigkeit von der eingestellten Leerrohrgeschwindigkeit ( $n = 9$ ,  $\alpha = 0.05$ )

Während der Förderversuche wurden die zeitlichen Verläufe des Gewichts des im Sender enthaltenen Förderguts, des statischen Drucks an den Druckmessstellen *PIR 1* bis *PIR 7* sowie der mittels der Differenzdrucksonde bestimmten Fördergasgeschwindigkeit mit einer Frequenz von 10 Hz aufgezeichnet. Da die zeitliche Abnahme des Fördergutgewichts im Sender in sehr guter Näherung linear verläuft, konnte der Fördergutmassenstrom anschließend aus der Steigung der Regressionsgeraden bestimmt werden. Werden am Ende der Förderleitung atmosphärische Bedingungen angenommen, entspricht der an der Druckmessstelle *PIR 1* gemessene statische Druck gerade dem Anlagendruckverlust. Die Teildruckverluste der einzelnen Anlagenabschnitte ergeben sich aus der Differenz der an den Enden der jeweiligen Abschnitte gemessenen Gasdrücke.

Zusätzlich zu diesen Anlagenparametern wurden mithilfe der ECT die sich während der Förderung im Bereich des kapazitiven Sensors einstellenden Feststoffkonzentrationsverteilungen im Rohrquerschnitt mit einer Bildrate von 4000 fps ermittelt. Durch Kreuzkorrelation der zeitlichen Konzentrationsverläufe innerhalb der beiden Messebenen konnte außerdem die Konzentrationsänderungsgeschwindigkeit an der Pfropfenfront und am Pfropfenheck bestimmt werden. Die Geschwindigkeit der dem *NOVOLEN*-Granulat beigemischten schwarzen Tracerpartikeln wurde mit der in Kapitel 3.2.2 be-

schriebenen Methodik in einem direkt an den kapazitiven Sensor anschließenden transparenten Rohrabschnitt gemessen, um die Partikelgeschwindigkeit innerhalb der Pfropfen der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Pfropfen zuordnen zu können. Mit der in Kapitel 3.2.1 dargestellten Messsonde wurden die von Pfropfen an der Rohrwand induzierten Normal- und Wandschubspannungen und mithilfe der integrierten Miniaturdrucksensoren der statische Gasdruck mit einer Messfrequenz von 10 kHz ermittelt. Durch Differenzbildung der im Abstand von 37.5 mm gemessenen statischen Gasdrücke ergibt sich daraus der entlang eines Pfropfenelements dieser Länge auftretende Druckverlust. Um eine mögliche Abhängigkeit der auftretenden Spannungen vom Polarwinkel  $\varphi$  erfassen zu können, wurden Spannungsmessungen an 3 Positionen ( $\varphi = 0^\circ, 90^\circ, 270^\circ$ ) des Rohrumfangs durchgeführt. Ein zusammenfassender Überblick über die Stell- und Messgrößen ist in Abbildung 3.19 gegeben.



**Abbildung 3.19** Eingesetzte Messsysteme und zur Auswertung herangezogene Messgrößen

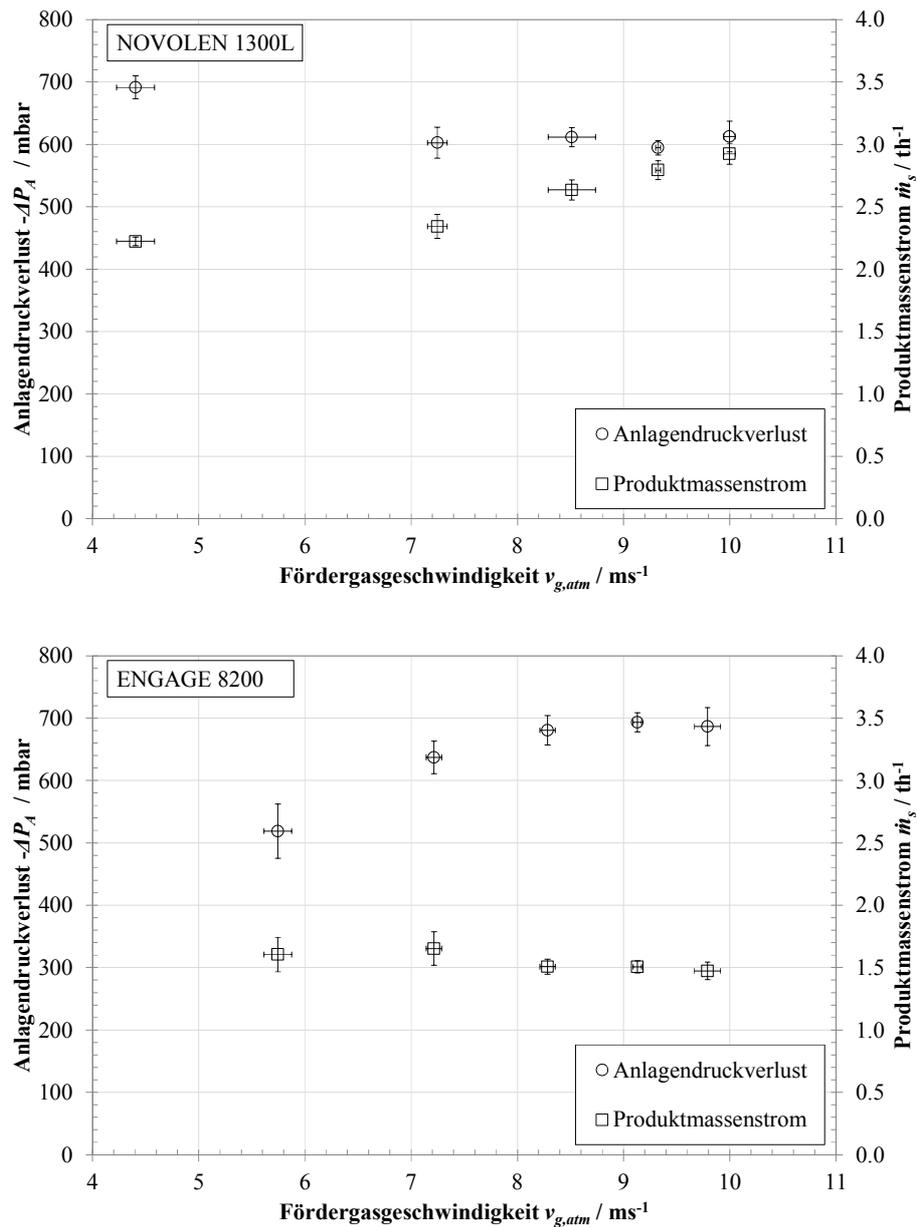
Sofern nicht anders angegeben, wurden alle Messgrößen 9-fach bestimmt. Die Konfidenzintervalle für den Mittelwert wurden nach KREYSZIG [68] mit einer Irrtumswahrscheinlichkeit von  $\alpha = 0.05$  berechnet. Die Regressionskoeffizienten bei der linearen Regression wurden nach dem Prinzip der kleinsten Quadrate mit *Mathcad 15* ermittelt. Die so definierten Regressionsgeraden werden mit dem Konfidenzbereich für den Mittelwert dargestellt, der ebenfalls mit einer Irrtumswahrscheinlichkeit von  $\alpha = 0.05$  bestimmt wurde.

## 4 Experimentelle Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse vorgestellt, die mit den in Kapitel 3 beschriebenen Methoden bei der pneumatischen Pfropfenförderung der grobdispersen Kunststoffgranulate *NOVOLEN 1300L* und *ENGAGE 8200* bestimmt wurden. Bei der Förderung von *ENGAGE* konnte den Pfropfen keine eindeutige wandnahe Partikelgeschwindigkeit zugeordnet werden. In den Pfropfen aus diesem Fördermaterial wurden ständige Positionswechsel der Partikeln aus der wandnahen Schicht in dahinterliegende Partikelschichten beobachtet, die eine Verfolgung der Tracerpartikeln nicht zuließen. Alle anderen Messgrößen konnten für beide Kunststoffgranulate in vollem Umfang bestimmt werden.

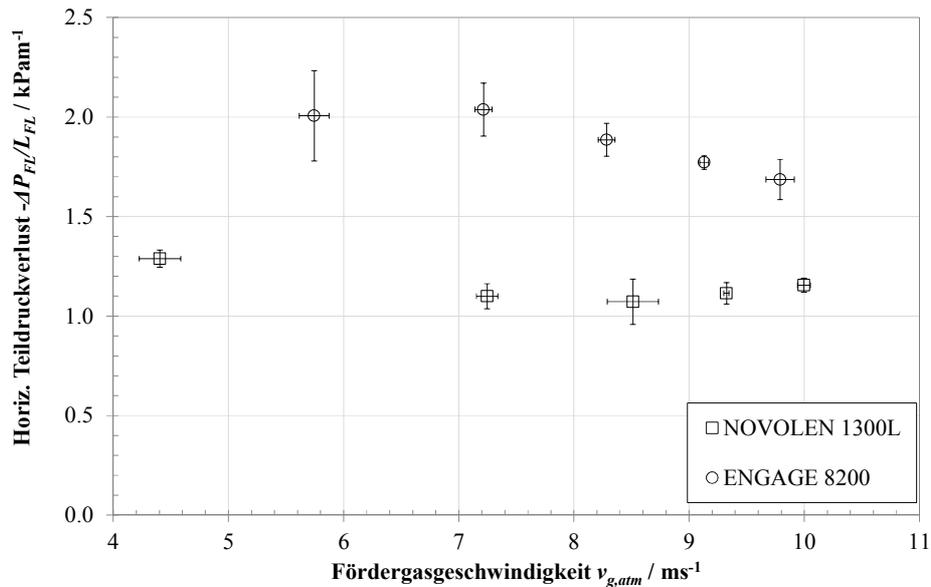
### 4.1 Experimentell bestimmte Massenströme und Druckverluste

Die experimentell bestimmten Anlagendruckverluste und die sich einstellenden Produktmassenströme sind für beide Fördermaterialien in Abhängigkeit von der Fördergasgeschwindigkeit in Abbildung 4.1 dargestellt. Bei der Förderung von *NOVOLEN 1300L* bleibt der Anlagendruckverlust für Fördergasgeschwindigkeiten  $v_{g,atm} > 7.3 \text{ ms}^{-1}$  nahezu konstant bei etwa  $\Delta P_A = 600 \text{ mbar}$ , der Produktmassenstrom nimmt in diesem Bereich linear mit der Fördergasgeschwindigkeit zu. Dieses Verhalten ist konsistent mit der typischen Darstellung der Pfropfenförderung im Zustandsdiagramm (s. Abschnitt 2.1.1), wo ein bei Erhöhung der Gasgeschwindigkeit gleichbleibender Anlagendruckverlust einen zunehmenden Produktmassenstrom bedingt. Im Gegensatz dazu steigt bei der Förderung von *ENGAGE 8200* der Anlagendruckverlust bis zu einer Fördergasgeschwindigkeit  $v_{g,atm} = 8.3 \text{ ms}^{-1}$  an, wohingegen der Fördergutmassenstrom näherungsweise konstant bleibt. Da im Gegensatz zu *NOVOLEN* bei *ENGAGE* nicht ausreichend Material zur Verfügung stand, um bei allen Fördergasgeschwindigkeiten über die Länge der gesamten Förderleitung einen quasistationären Betrieb zu ermöglichen, müssen diese Ergebnisse kritisch beurteilt werden.



**Abbildung 4.1** Anlagendruckverlust und Produktmassenstrom in Abhängigkeit von der Fördergasgeschwindigkeit für *NOVOLEN 1300L* (oben) und *ENGAGE 8200* (unten)

Betrachtet man stattdessen nur den Teildruckverlust entlang des ersten, 8.25 m langen horizontalen Rohrleitungsabschnitts, so ist auch bei der Förderung von *ENGAGE* ein mit der typischen Pfropfenförderung übereinstimmendes Verhalten zu beobachten. Im Gegensatz zur Förderung von *NOVOLEN* bleibt hier der Massenstrom näherungsweise konstant, der Druckverlust nimmt folglich mit steigender Fördergasgeschwindigkeit ab.



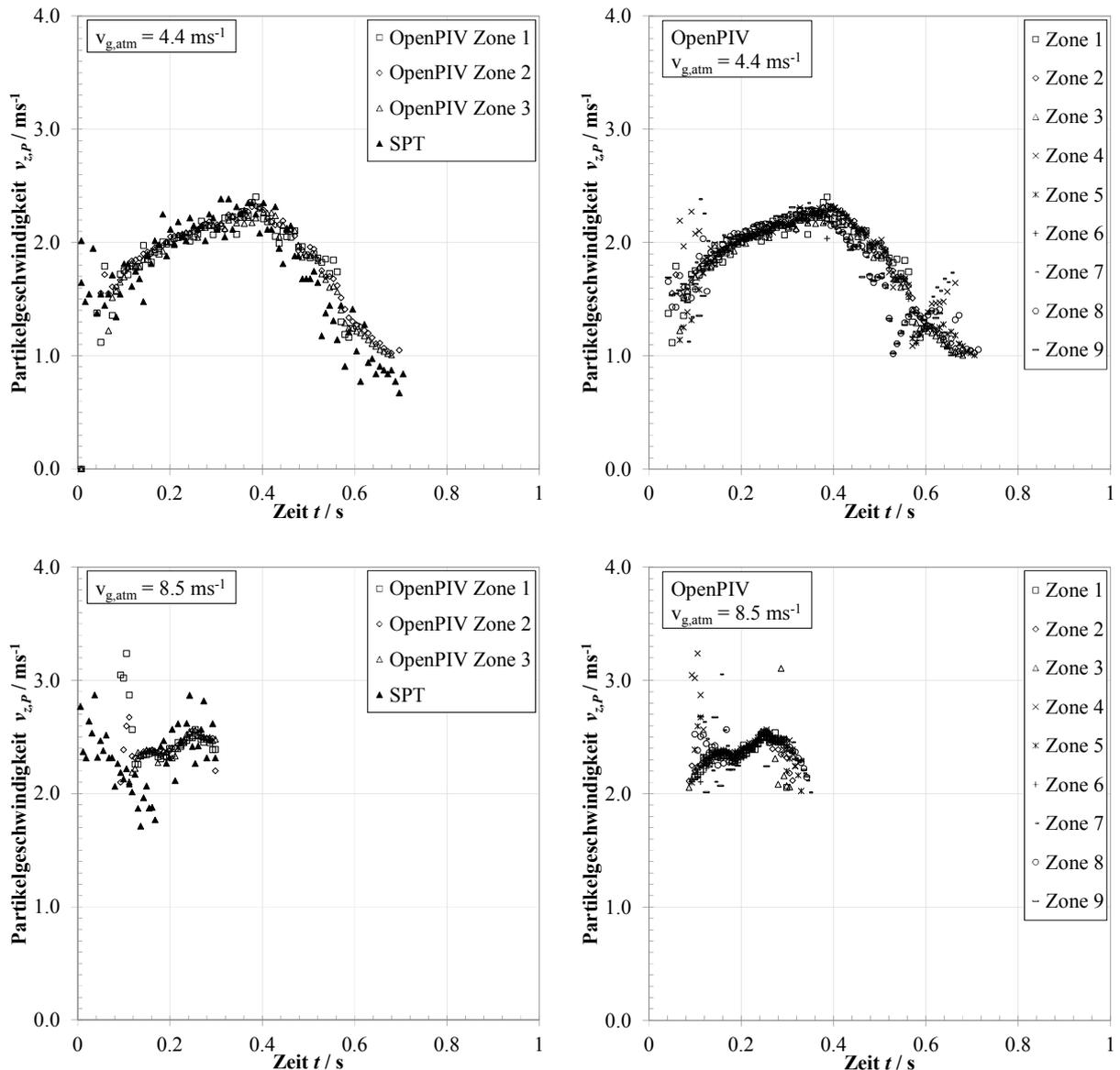
**Abbildung 4.2** Auf die Leitungslänge  $L_{FL}$  bezogener Druckverlust des 8.25 m langen horizontalen Teilabschnitts PIR2-PIR3 bei der Förderung von *NOVOLEN* und *ENGAGE*

Da bei der Dosage des Förderguts in die Rohrleitung über ein Drucksendegefäß der Produktmassenstrom nicht wie bei Zellenradschleusen gezielt variiert werden kann, ist die Aufnahme eines Zustandsdiagramms nur über einen deutlich geringeren Parameterbereich möglich.

## 4.2 Experimentell bestimmte Pfropfgeschwindigkeiten

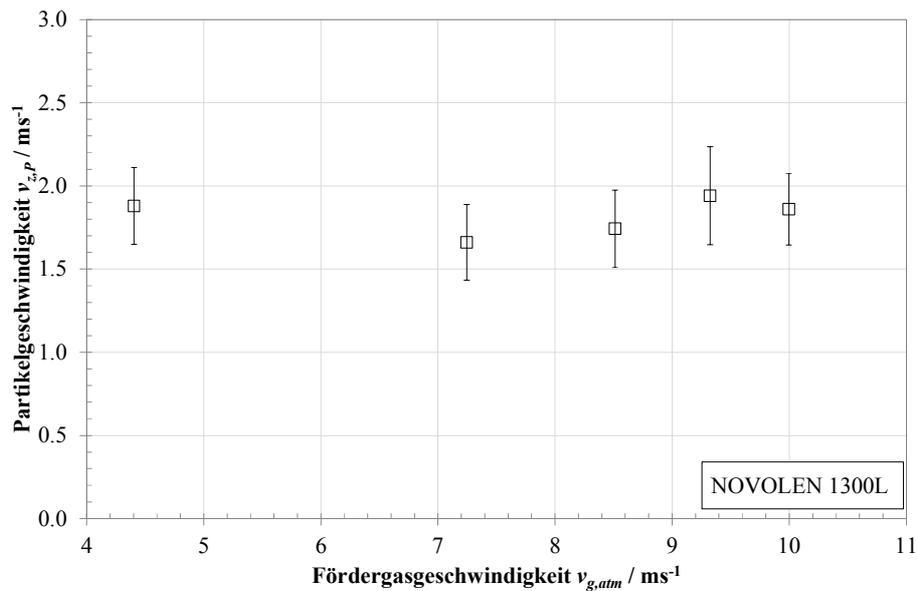
### 4.2.1 Partikelgeschwindigkeiten in pneumatisch geförderten *NOVOLEN*-Pfropfen

Um Aussagen über das Geschwindigkeitsfeld der rohrwandnahen Partikeln treffen zu können, wurden mit der in Abschnitt 3.2.2 beschriebenen PIV-Methode Pfropfen bei unterschiedlichen Fördergasgeschwindigkeiten untersucht. Die mittels *OpenPIV* ermittelte Partikelgeschwindigkeit stimmt dabei weitgehend mit der mittels Einzelpartikelverfolgung (single particle tracking, SPT) bestimmten Partikelgeschwindigkeit überein, wie in Abbildung 4.3 exemplarisch für zwei Pfropfen bei Fördergasgeschwindigkeiten von  $v_{g,atm} = 4.4 \text{ ms}^{-1}$  und  $v_{g,atm} = 8.5 \text{ ms}^{-1}$  dargestellt ist. Die manuelle Markierung der Tracerpartikeln in den jeweiligen Einzelbildern bei Verwendung der SPT-Methode resultiert im Vergleich in einer stärkeren Streuung der Partikelgeschwindigkeiten im zeitlichen Verlauf. Eine vergleichbare Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen beider Methoden zur Geschwindigkeitsbestimmung konnte bei allen untersuchten Pfropfen festgestellt werden. Die PIV wird daher als geeignete Methode angesehen, um Aussagen zu den axialen Geschwindigkeitsgradienten in Rohrwandnähe treffen zu können.



**Abbildung 4.3** Vergleich der mittels OpenPIV und SPT bestimmten Partikelgeschwindigkeiten in Pfropfen (links); zeitlicher Verlauf der Partikelgeschwindigkeiten in den 9 Zonen der ROI (rechts)

Die wandnahe Partikelgeschwindigkeit in den untersuchten Pfropfen ist demnach im voll ausgebildeten Bereich des Pfropfens keine Funktion des Ortes entlang eines Pfropfens, was in Übereinstimmung mit den Beobachtungen von unter anderem KONRAD UND DAVIDSON [65] ist. Die rohrwandnahen Partikeln im voll ausgebildeten Bereich des Pfropfens bewegen sich also unabhängig von ihrer Position entlang des Umfangs bzw. der Pfropfenachse zu einem Zeitpunkt  $t$  mit gleicher Geschwindigkeit  $v_{p,z}$ . Die Geschwindigkeitskomponenten in  $r$ - und  $\varphi$ -Richtung sind weiterhin vernachlässigbar gegenüber der Komponente in  $z$ -Richtung. Bei der Analyse von Videoaufnahmen konnten wiederholt auch Pfropfen beobachtet werden, bei denen im oberen Rohrbereich eine Überströmung auftrat und deren Strömungsprofil daher nicht als ideal radialsymmetrisch angesehen werden kann.

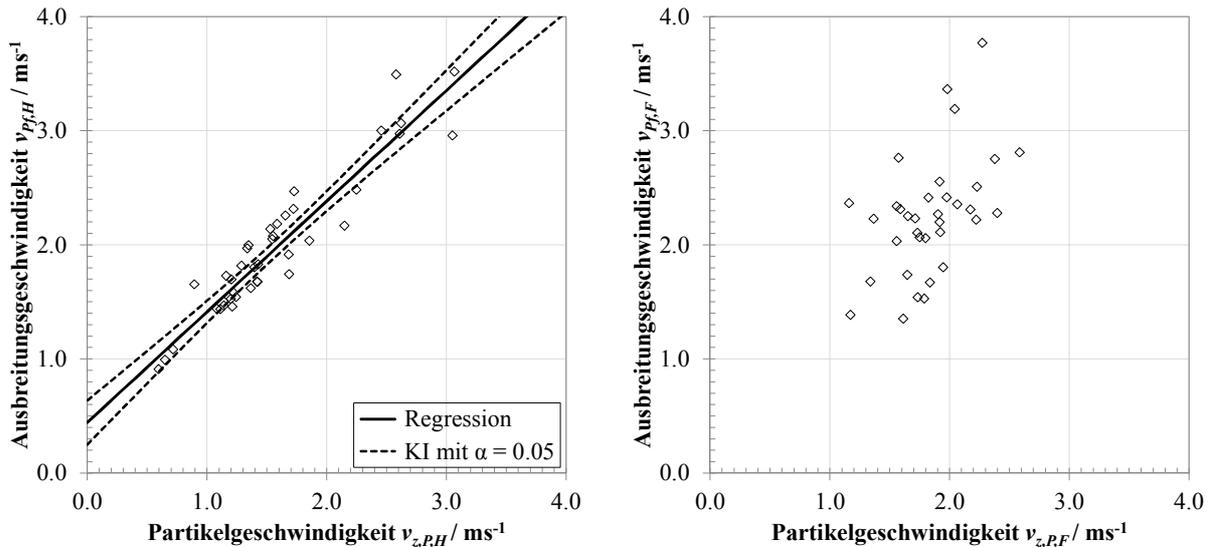


**Abbildung 4.4** Mittlere Partikelgeschwindigkeit in Wandnähe von *NOVOLEN*-Pfropfen in Abhängigkeit von der Fördergasgeschwindigkeit

Im Gegensatz zu den Untersuchungen von LECREPS [72] konnte bei der Förderung von *NOVOLEN*-Granulat keine signifikante Abhängigkeit der über eine größere Pfropfenanzahl ( $n = 30$ ) gemittelten Partikelgeschwindigkeit von der Fördergasgeschwindigkeit festgestellt werden (Abbildung 4.4). Als charakteristische Partikelgeschwindigkeit eines Pfropfens wurde dabei die über den zeitlichen Verlauf gemittelte Partikelgeschwindigkeit in Wandnähe festgelegt. Die Partikelgeschwindigkeiten streuen bei konstant gehaltener Fördergasgeschwindigkeit von Pfropfen zu Pfropfen, das Resultat ist ein entsprechend breites Konfidenzintervall selbst bei großer Stichprobenanzahl.

#### 4.2.2 Ausbreitungsgeschwindigkeit von pneumatisch geförderten *NOVOLEN*-Pfropfen

Gerade bei der Förderung von nicht-kohäsiven, grobkörnigen Fördergütern ist die Geschwindigkeit der Konzentrationsänderung meist größer als die Partikelgeschwindigkeit. In Abbildung 4.5 ist die mittels Kreuzkorrelation aus den kapazitiv bestimmten Konzentrationsprofilen errechnete Geschwindigkeit des Pfropfenhecks  $v_{Pf,H}$  bzw. der Pfropfenfront  $v_{Pf,F}$  gegen die korrespondierende Partikelgeschwindigkeit  $v_{PH}$  bzw.  $v_{PF}$  bei der Förderung von *NOVOLEN*-Pfropfen durch ein Rohr mit  $D = 80.8 \text{ mm}$  (DN 80) aufgetragen.



**Abbildung 4.5** Ausbreitungsgeschwindigkeit des Pfropfenhecks (links) und der Pfropfenfront (rechts) aufgetragen gegen die Partikelgeschwindigkeit in  $z$ -Richtung in Wandnähe

Mit den in *Mathcad 15* bestimmten Regressionskoeffizienten ergibt sich für  $v_{Pf,H}$ :

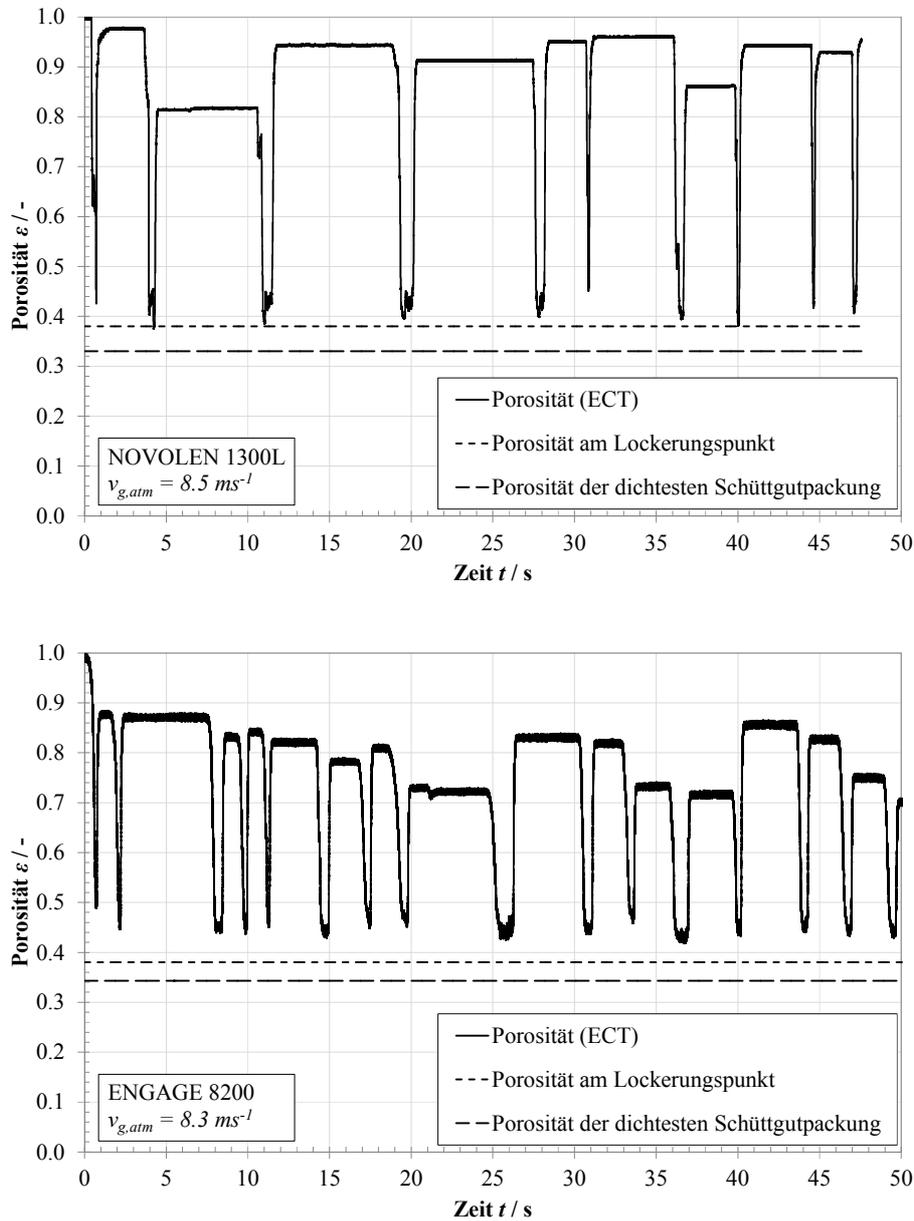
$$v_{Pf,H} = 0.97v_{z,P,H} + 0.5\sqrt{gD} \quad \text{Gleichung 4.1}$$

Dieser aus den Versuchsdaten ermittelte empirische Zusammenhang stimmt in guter Näherung mit der von KONRAD UND DAVIDSON [65] nach Gleichung 2.8 vorgeschlagenen und anhand der Gas-Flüssigkeits-Analogie hergeleiteten Beziehung überein. Vergleichend dazu lässt sich aus Abbildung 4.5 für die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Pfropfenfront  $v_{Pf,F}$  keine eindeutige Abhängigkeit von der Partikelgeschwindigkeit im vorderen Teil des Pfropfens erkennen. Da die CMOS-Kamera in Förderrichtung nach dem ECT-Sensor montiert war, passierten die Pfropfen zunächst den Sensor und konnten erst mit einem Zeitversatz in der ROI der optischen Auswertung erfasst werden. Eine simultane Bestimmung der Ausbreitungsgeschwindigkeit der Pfropfenfront und der Partikelgeschwindigkeit im vorderen Bereich des Pfropfens war so nicht möglich. Die Zuordnung von Ausbreitungs- und Partikelgeschwindigkeit erfolgte daher unter der Annahme, dass während der Laufzeit des Pfropfens vom ECT-Sensor zur ROI der Bilderfassung weder eine Änderung der Partikelgeschwindigkeit  $v_{P,F}$  noch der Ausbreitungsgeschwindigkeit  $v_{Pf,F}$  erfolgte. Für das Pfropfenheck konnten Partikel- und Ausbreitungsgeschwindigkeit dagegen direkt einander zugeordnet werden.

### 4.3 Feststoffkonzentrationsverläufe während der Pfropfenförderung

Mit der kapazitiven Tomographie als nicht-invasives Messverfahren zur Bestimmung der Phasenanteilsverteilung konnten umfangreiche Messungen zu den zeitlichen und örtlichen Porositätsverläufen bei der pneumatischen Pfropfenförderung durchgeführt werden. Alle Bildrekonstruktionen wurden mithilfe des LBP-Algorithmus und des Maxwell-Zusammenhangs durchgeführt. In Abbildung 4.6 sind

beispielhaft für eine Fördergeschwindigkeit die zeitlichen Verläufe der über alle Pixel des rekonstruierten Bildquerschnitts gemittelten Porosität bei der Förderung von *NOVOLEN* (oben) und von *ENGAGE* (unten) dargestellt. Aus dieser Darstellung lässt sich zum einen der von der stationären Schicht belegte Anteil des Rohrquerschnitts  $\alpha$  und zum anderen die über den Rohrquerschnitt gemittelte Porosität der den ECT-Sensor durchlaufenden Pfropfen bestimmen.



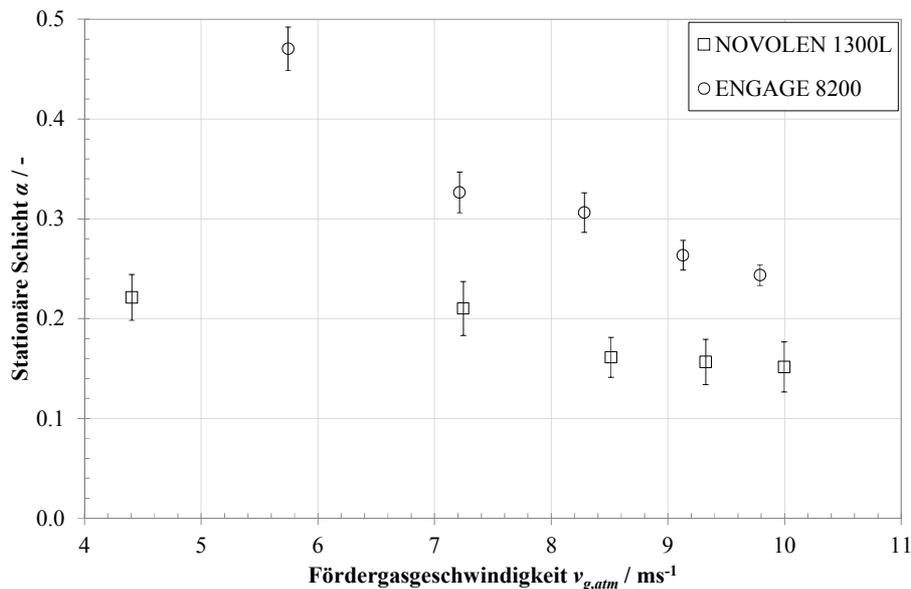
**Abbildung 4.6** Zeitlicher querschnittsgemittelter Porositätsverlauf bei der Förderung von *NOVOLEN* (oben) und *ENGAGE* (unten)

Bei beiden Fördergütern bleibt der Anteil des vom Schüttgut belegten Rohrquerschnitts zwischen zwei aufeinander folgenden Pfropfen im Bereich des kapazitiven Sensors konstant. Dies deckt sich mit Beobachtungen aus Kameraaufnahmen, wonach sich zwischen zwei Pfropfen eine stationäre Schüttgutschicht ausbildet, in und über der kein Materialtransport stattfindet. Passiert ein Pfropfen den

Sensor, so steigt die über alle Pixel des rekonstruierten Bildes gemittelte Feststoffkonzentration innerhalb kurzer Zeit auf Werte an, die knapp unterhalb der Feststoffkonzentration am Minimalfluidisationspunkt und deutlich unterhalb der Feststoffkonzentration dicht gepackter Schüttgutsäulen liegen. Die querschnittsgemittelte Porosität voll ausgebildeter Pfropfen liegt bei der Förderung von *NOVOLEN* im Bereich von  $\varepsilon = 0.4 \dots 0.45$ . Vergleichbare Werte für die Pfropfenporosität wurden von LECREPS ET AL. [73] gefunden, die mit einem mechanischen Pfropfenfänger während der Förderung von *NOVOLEN 1300L* einzelne Pfropfen in der Förderleitung separierten. Durch die Wägung des in den Fangkammern enthaltenen Granulats wurde so eine mittlere Pfropfenporosität von  $\varepsilon = 0.41$  bestimmt.

### 4.3.1 Stationäre Schicht in Abhängigkeit von der Fördergasgeschwindigkeit

Wie in Abschnitt 3.2.3.1 verifiziert, kann der Anteil des am Rohrboden verbleibenden Schüttguts mit hoher Genauigkeit aus den rekonstruierten Bildern bestimmt werden (s. obigen Abschnitt und Abbildung 4.6). In Abbildung 4.7 ist dieser Anteil in Abhängigkeit von der Fördergasgeschwindigkeit  $v_{g,atm}$  für beide Versuchsfördergüter aufgetragen. Bei beiden Fördergütern variiert jedoch der Anteil der stationären Schicht auch innerhalb eines Förderversuchs teilweise beträchtlich, so dass zur Auswertung pro Fördergasgeschwindigkeit und Versuchsgut  $n = 50$  stationäre Schichten herangezogen wurden.

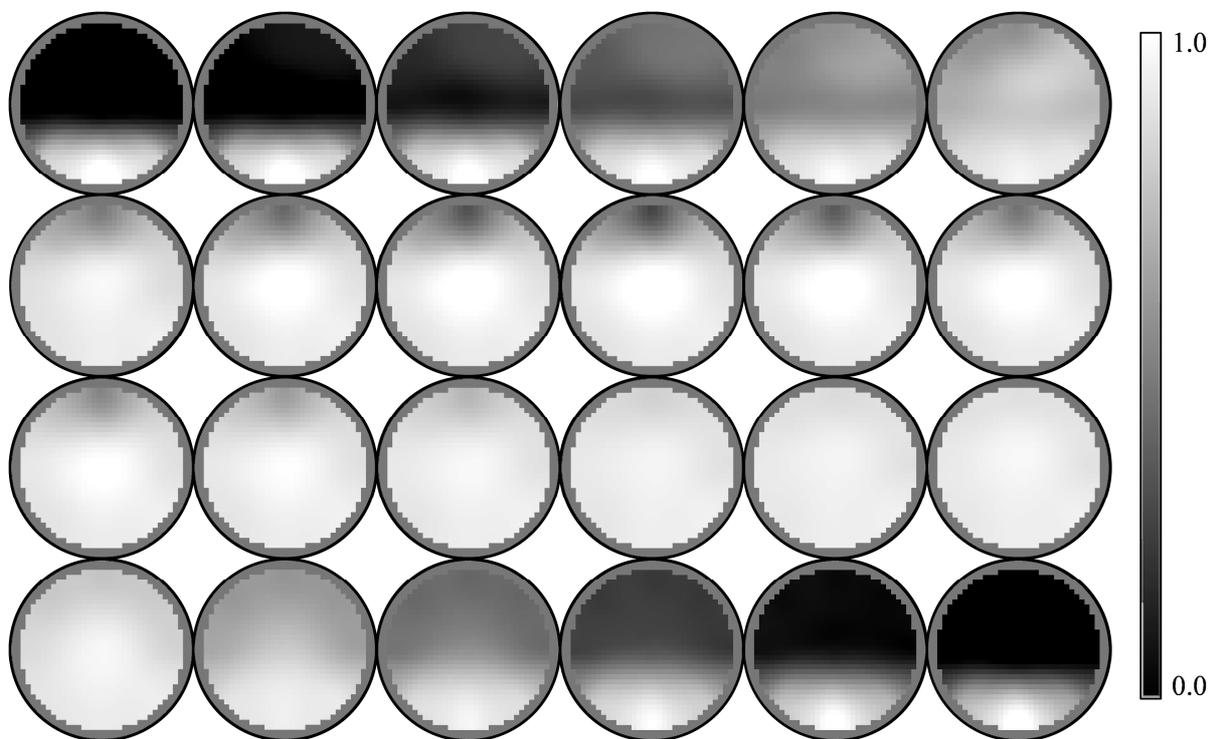


**Abbildung 4.7** Von der stationären Schicht belegter Anteil des Rohrquerschnitts in Abhängigkeit von der Fördergasgeschwindigkeit ( $n = 50$ )

Während die Fördergasgeschwindigkeit bei der Förderung von *NOVOLEN* nur geringen Einfluss auf den mittleren Anteil der stationären Schicht  $\alpha$  hat, nimmt bei der Förderung von *ENGAGE* der am Rohrboden liegende mittlere Anteil mit zunehmender Fördergasgeschwindigkeit ab.

### 4.3.2 Feststoffkonzentrationsprofile bei der Förderung von *NOVOLEN*

Wie bereits in Abbildung 4.6 gezeigt, liegt die querschnittsgemittelte Pflropfenporosität sowohl bei der Förderung von *NOVOLEN* als auch von *ENGAGE* deutlich über der Porosität der dicht gepackten korrespondierenden Schüttgutsäulen. Um Aussagen über die Porositätsverteilung innerhalb der geförderten Pflropfen treffen zu können, werden im Folgenden die rekonstruierten Bilder sowie aus die diesen entnommenen radialen Porositätsprofile betrachtet. In Abbildung 4.8 ist beispielhaft für eine Fördergeschwindigkeit  $v_{g,atm} = 9.3 \text{ ms}^{-1}$  die über den Rohrquerschnitt rekonstruierte Phasenanteilsverteilung beim Durchlauf eines *NOVOLEN*-Pflropfens durch den ECT-Sensor gezeigt. Dargestellt ist jedes 200ste Bild im zeitlichen Verlauf, entsprechend einem Zeitversatz zwischen den dargestellten Bildern von  $\Delta t = 50 \text{ ms}$ .

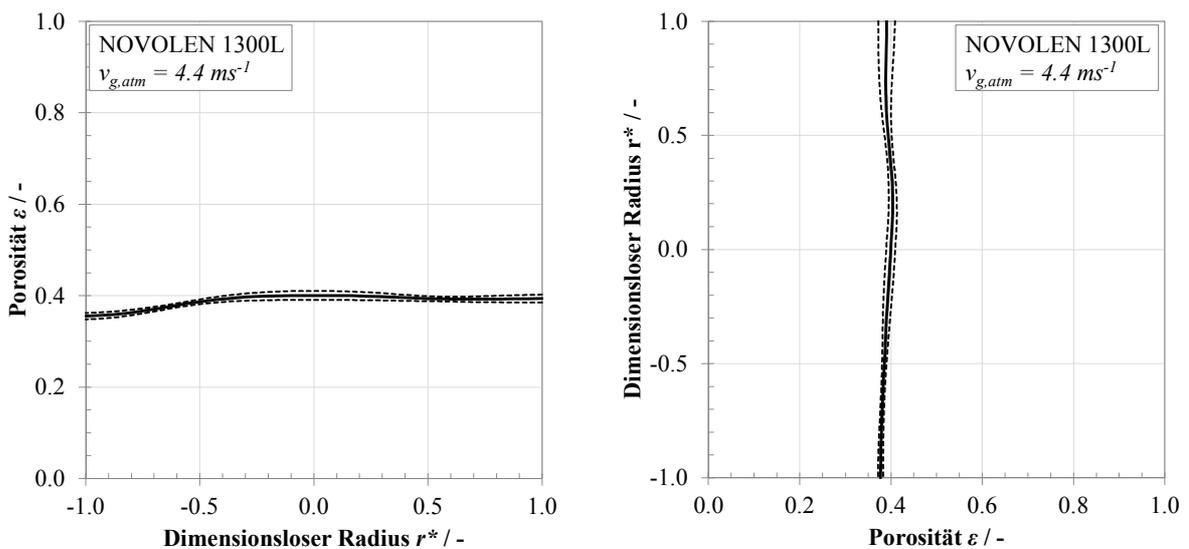


**Abbildung 4.8** Rekonstruierte Feststoffverteilung beim Durchlauf eines *NOVOLEN*-Pflropfens durch den ECT-Sensor (Zeitversatz zwischen zwei Bildern  $\Delta t = 50 \text{ ms}$ , zeitl. Verlauf von links oben nach rechts unten); Pixelwert 1 entspricht der Feststoffkonzentration bei maximaler Schüttdichte, Pixelwert 0 dem ausschließlichen Vorliegen von Luft

Bereiche mit einem Feststoffanteil  $c_V = 0.67$  sind gekennzeichnet durch den Pixelwert 1, der Pixelwert 0 entspricht dem ausschließlichen Vorliegen von Luft. Deutlich zu erkennen ist die am Rohrbo den zwischen zwei Pflropfen verbleibende stationäre Schicht. Die Pflropfenfront hat die auch in Kameraaufnahmen beobachtbare Form einer brechenden Welle, auf den Bildern 2 – 5 zu identifizieren an den Bereichen hoher Feststoffkonzentration in der oberen Hälfte des Rohrquerschnitts. Im zeitlichen Verlauf füllt sich der Rohrquerschnitt mit Granulat, im oberen Rohrbereich bildet sich dabei eine Zone mit geringer Feststoffkonzentration aus. Im weiteren zeitlichen Verlauf wird eine über den Querschnitt

weitgehend homogene Feststoffverteilung erreicht, bis das Pfropfenheck den Sensorbereich verlässt und am Rohrboden wieder eine stationäre Schüttgutschicht verbleibt.

Zur weitergehenden quantitativen Beschreibung der Feststoffverteilung innerhalb von Pfropfen wurden aus den rekonstruierten Bildern jeweils horizontal und vertikal verlaufende Porositätsprofile entnommen und gegen den dimensionslosen Rohrradius aufgetragen. Da jedes der rekonstruierten Bilder nach Abschnitt 3.2.3 als  $32 \times 32$ -Matrix dargestellt wird, entspricht das horizontale radiale Porositätsprofil der 16. Zeile und das vertikale Porositätsprofil dementsprechend der 16. Spalte dieser Bildmatrix. Die Porositätsprofile wurden aus allen rekonstruierten Bildern, die den Durchlauf eines Pfropfens durch den Sensor darstellen, ausgelesen und über die Laufzeit des Pfropfens durch den ECT-Sensor gemittelt. Beginn und Ende der zeitlichen Mittelwertbildung wurden so festgelegt, dass nur der erkennbar ausgebildete Teil eines Pfropfens einbezogen wurde. Diese Vorgehensweise wurde jeweils für  $n = 9$  Pfropfen pro Fördergasgeschwindigkeit durchgeführt. Die so pro Pfropfen erhaltenen zeitgemittelten Porositätsprofile wurden schließlich wiederum über die Anzahl der pro Fördergasgeschwindigkeit ausgewerteten Pfropfen gemittelt und sind in Abbildung 4.9 bis Abbildung 4.13 gegen den dimensionslosen Rohrradius aufgetragen.



**Abbildung 4.9** Radiale Porositätsprofile in horizontaler (links) und vertikaler Richtung (rechts) für *NOVOLEN*-Pfropfen bei Fördergasgeschwindigkeiten von  $v_{g,atm} = 4.4 \text{ ms}^{-1}$

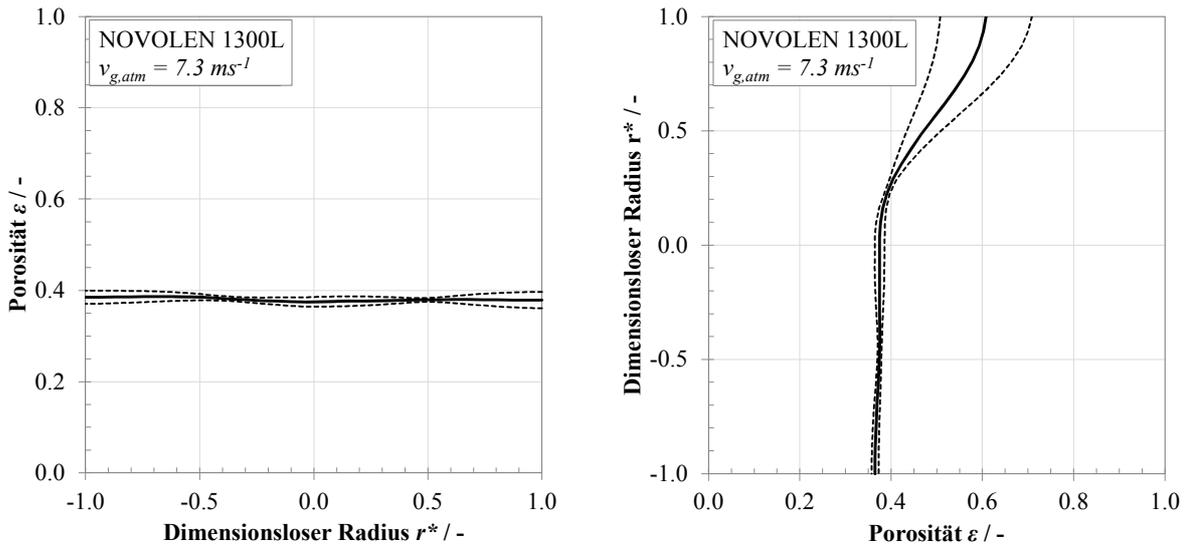


Abbildung 4.10 Radiale Porositätsprofile in horizontaler (links) und vertikaler Richtung (rechts) für *NOVOLEN*-Pfpfen bei Fördergasgeschwindigkeiten von  $v_{g,atm} = 7.3 \text{ ms}^{-1}$

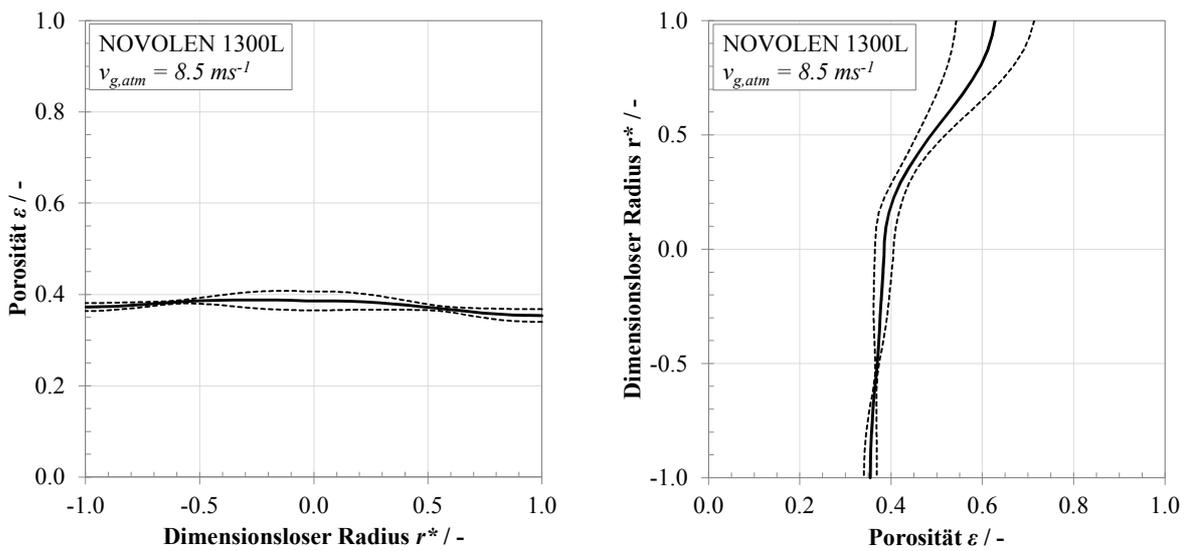


Abbildung 4.11 Radiale Porositätsprofile in horizontaler (links) und vertikaler Richtung (rechts) für *NOVOLEN*-Pfpfen bei Fördergasgeschwindigkeiten von  $v_{g,atm} = 8.5 \text{ ms}^{-1}$

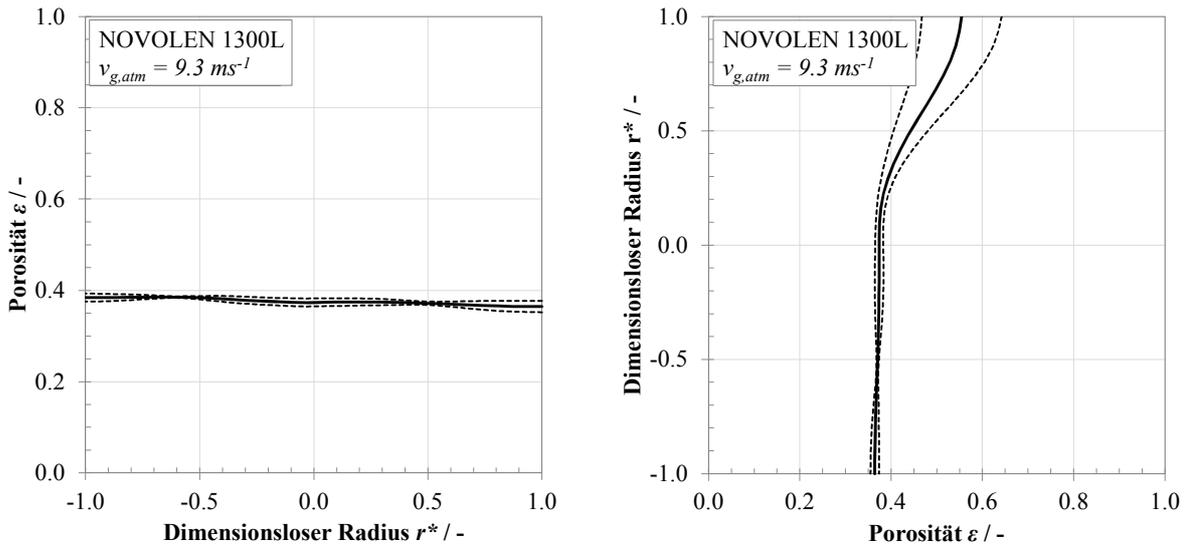


Abbildung 4.12 Radiale Porositätsprofile in horizontaler (links) und vertikaler Richtung (rechts) für NOVOLEN-Pfropfen bei Fördergasgeschwindigkeiten von  $v_{g,atm} = 9.3 \text{ ms}^{-1}$

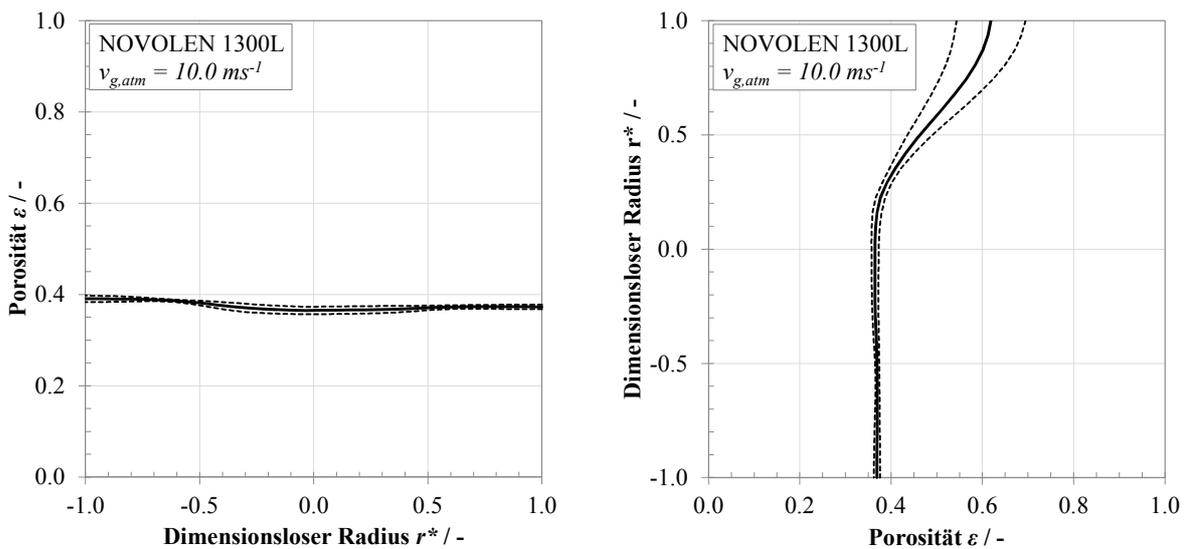


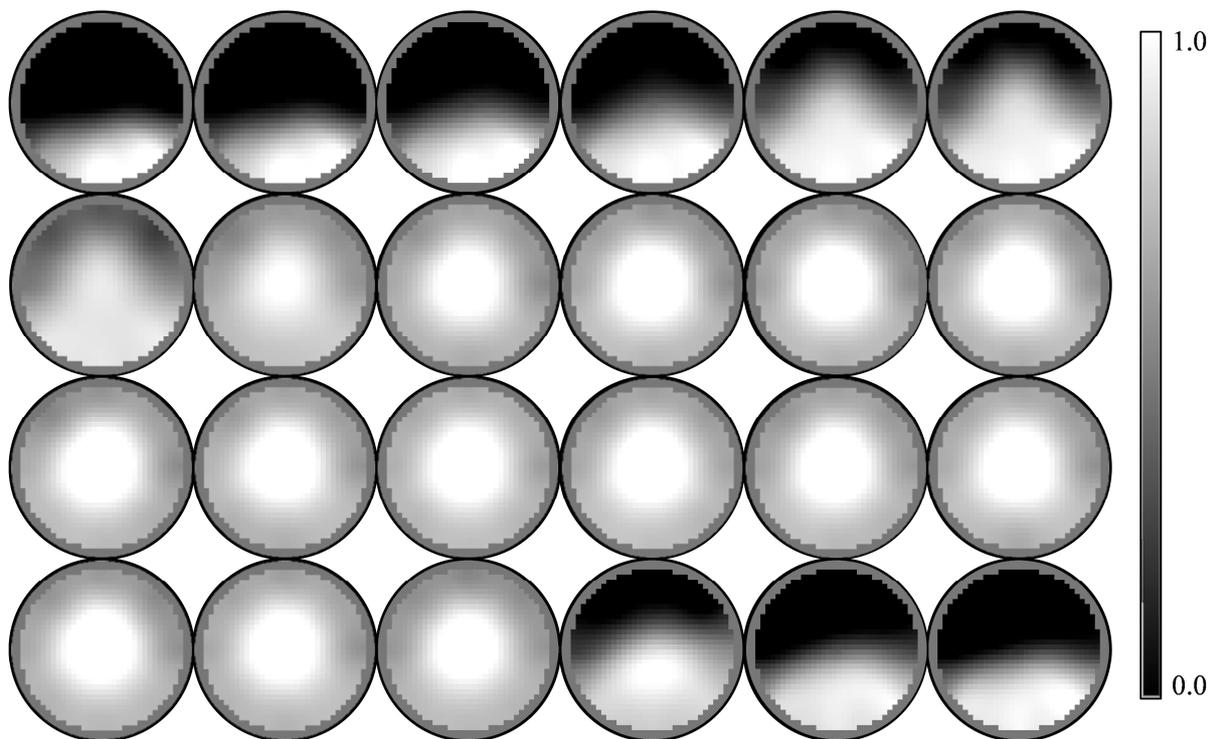
Abbildung 4.13 Radiale Porositätsprofile in horizontaler (links) und vertikaler Richtung (rechts) für NOVOLEN-Pfropfen bei Fördergasgeschwindigkeiten von  $v_{g,atm} = 10.0 \text{ ms}^{-1}$

Die in horizontaler Richtung ausgelesenen radialen Porositätsverläufe zeigen keine signifikante Abhängigkeit von der Fördergasgeschwindigkeit, die Porositätsgradienten in radialer Richtung sind ebenfalls gering. Die schmalen Konfidenzbereiche lassen außerdem darauf schließen, dass die zeitgemittelten horizontalen Porositätsprofile kaum Abweichungen von Pfropfen zu Pfropfen aufweisen. Das bei einer Fördergasgeschwindigkeit  $v_{g,atm} = 4.4 \text{ ms}^{-1}$  festgestellte gemittelte vertikale Porositätsprofil stimmt mit dem radialen Porositätsprofil in horizontaler Richtung weitgehend überein, so dass die bei dieser Fördergasgeschwindigkeit gebildeten Pfropfen als radialsymmetrisch betrachtet werden können. Im Gegensatz dazu kann bei höheren Fördergasgeschwindigkeiten das exemplarisch in Abbildung 4.8

dargestellte Phänomen beobachtet werden, dass im oberen Teil des Rohrquerschnitts Bereiche höherer Porosität ähnlich zu Gasblasen in einer Flüssigkeitsströmung auftreten. Im zeitlichen Verlauf wechseln sich diese Bereiche mit voll ausgebildeten Bereichen ab, in denen die Porosität in vertikal-radialer Richtung annähernd gradientenfrei ist. Im oberen Rohrbereich führt dieses Strömungsverhalten daher zu einer Aufweitung des Konfidenzbereichs.

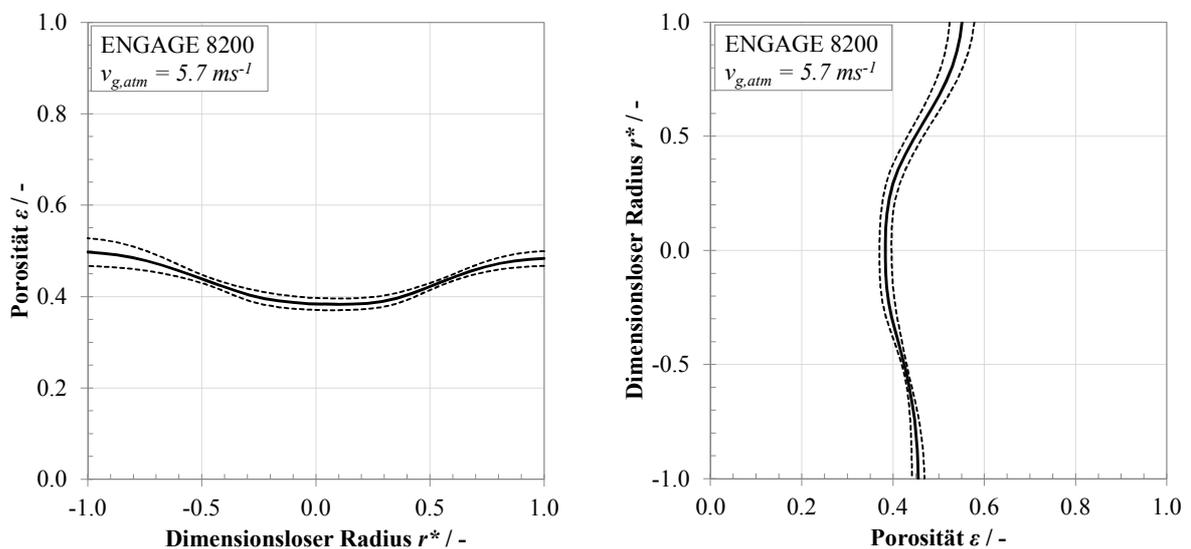
### 4.3.3 Feststoffkonzentrationsprofile bei der Förderung von *ENGAGE*

Die Feststoffkonzentrationsprofile von bei der Förderung von *ENGAGE*-Granulat auftretenden Pfropfen wurden analog zu der im vorangegangenen Abschnitt vorgestellten Herangehensweise erstellt. Wird zunächst die zeitliche Abfolge der rekonstruierten Bilder beim Durchlauf eines Pfropfens durch das finite Sensorelement betrachtet, so ergeben sich deutliche Unterschiede im Strömungsverhalten der beiden verwendeten Fördergüter (s. Abbildung 4.14). Während bei *NOVOLEN*-Pfropfen die Pfropfenfront häufig einer brechenden Welle gleicht, steigt beim Durchlauf von *ENGAGE*-Pfropfen durch den Sensorbereich die Feststoffkonzentration zunächst in der Rohrmitte an. Die in *NOVOLEN*-Pfropfen auftretenden Gasblasen im oberen Bereich des Rohrquerschnitts konnten bei *ENGAGE*-Pfropfen ebenfalls nicht beobachtet werden. Die Feststoffverteilung erscheint auf den rekonstruierten Bildern radialsymmetrisch mit zur Rohrwand hin abnehmender Konzentration.



**Abbildung 4.14** Rekonstruierte Feststoffverteilung beim Durchlauf eines *ENGAGE*-Pfropfens durch den ECT-Sensor (Zeitversatz zwischen zwei Bildern  $\Delta t = 50$  ms, zeitl. Verlauf von links oben nach rechts unten); Pixelwert 1 entspricht der Feststoffkonzentration bei maximaler Schüttdichte, Pixelwert 0 dem ausschließlichen Vorliegen von Luft

Die aus den rekonstruierten Bildern entnommenen Porositätsprofile sind in den nachfolgenden Abbildungen gezeigt. Die Förderergeschwindigkeit hat, anders als bei der Förderung von *NOVOLEN*, nur geringen Einfluss auf den radialen Porositätsverlauf. Bei allen eingestellten Förderergeschwindigkeiten ergibt sich ein nahezu radialsymmetrisches Feststoffkonzentrationsprofil. Die Porosität an der Rohrwand ist deutlich höher als die Porosität im Rohrzentrum, die bedingt durch die Trunkierung der rekonstruierten Pixelwerte der zur Kalibration herangezogenen minimalen Schüttgutporosität entspricht. Diese quantitative Aussage zur Feststoffkonzentration im Rohrzentrum ist allerdings kritisch zu betrachten, da gerade bei großen Konzentrationsgradienten die dem linearen Rückprojektionsalgorithmus zugrunde gelegte Annahme eines „harten“ elektrischen Feldes nicht mehr erfüllt ist. Wie bei der Verifizierung des LBP-Rekonstruktionsalgorithmus in Kapitel 3.2.3.1 gezeigt werden konnte, ist aber davon auszugehen, dass der Konzentrationsgradient in diesem Fall näherungsweise korrekt wiedergegeben wird.



**Abbildung 4.15** Radiale Porositätsprofile in horizontaler (links) und vertikaler Richtung (rechts) für *ENGAGE*-Pfropfen bei Förderergeschwindigkeiten von  $v_{g,atm} = 5.7 \text{ ms}^{-1}$

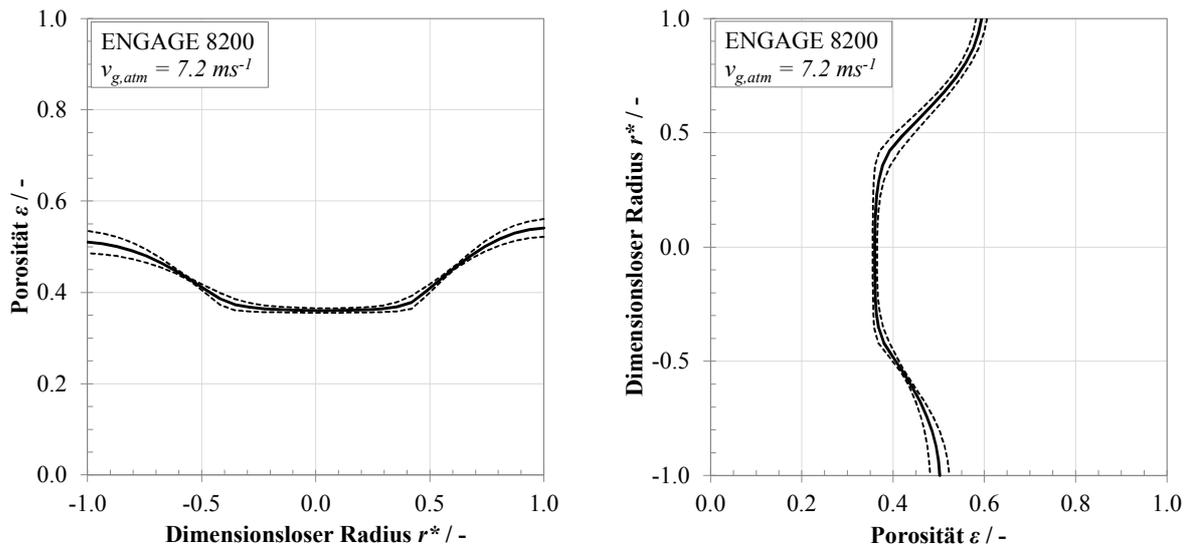


Abbildung 4.16 Radiale Porositätsprofile in horizontaler (links) und vertikaler Richtung (rechts) für *ENGAGE*-Pffropfen bei Fördergasgeschwindigkeiten von  $v_{g,atm} = 7.2 \text{ ms}^{-1}$

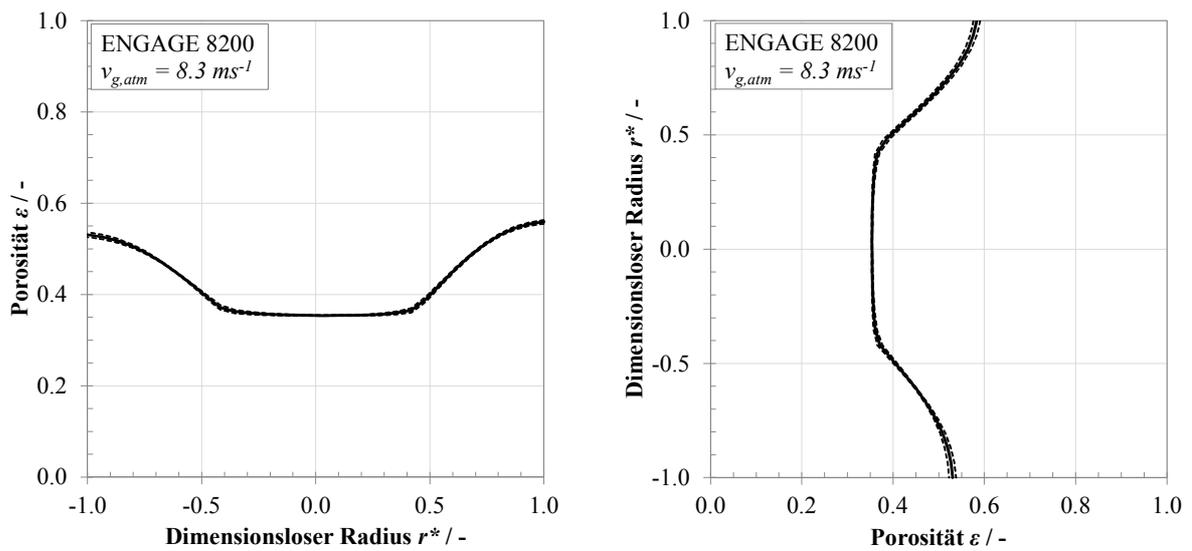


Abbildung 4.17 Radiale Porositätsprofile in horizontaler (links) und vertikaler Richtung (rechts) für *ENGAGE*-Pffropfen bei Fördergasgeschwindigkeiten von  $v_{g,atm} = 8.3 \text{ ms}^{-1}$

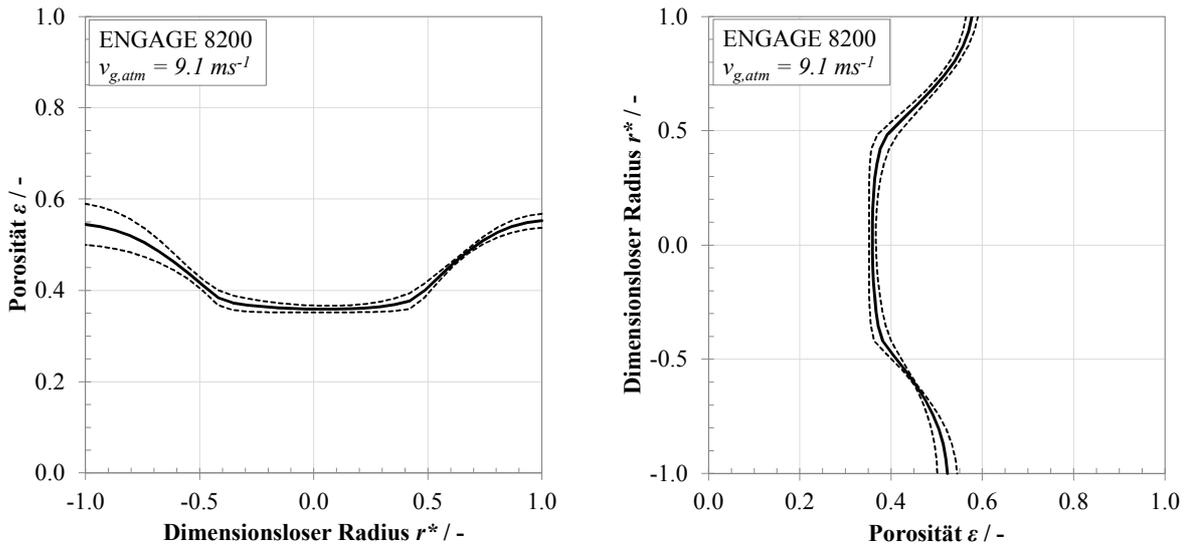


Abbildung 4.18 Radiale Porositätsprofile in horizontaler (links) und vertikaler Richtung (rechts) für *ENGAGE*-Pfpfen bei Förderergasgeschwindigkeiten von  $v_{g,atm} = 9.1 \text{ ms}^{-1}$

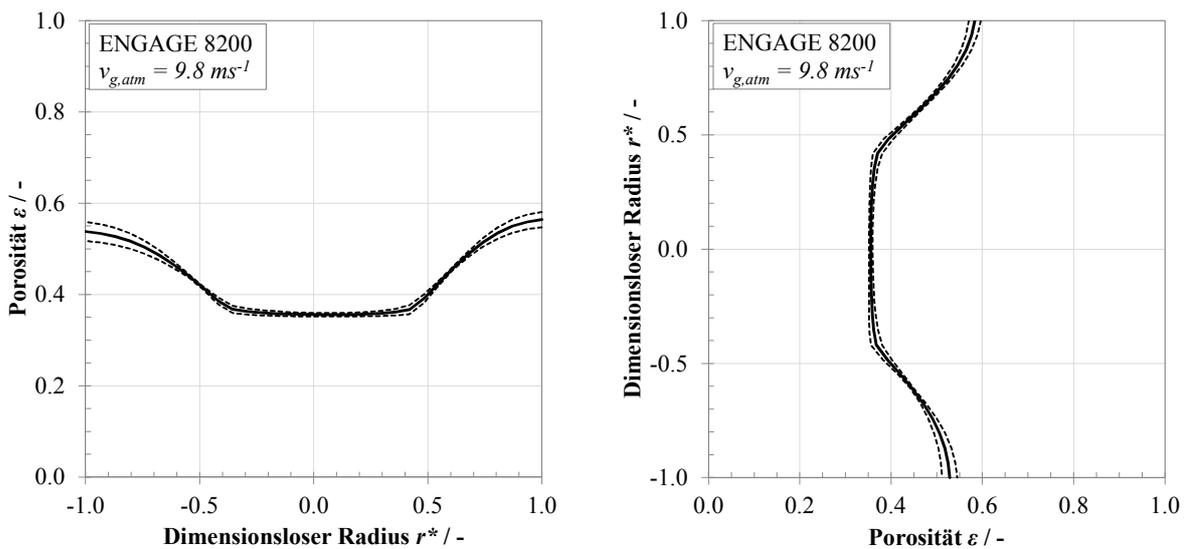


Abbildung 4.19 Radiale Porositätsprofile in horizontaler (links) und vertikaler Richtung (rechts) für *ENGAGE*-Pfpfen bei Förderergasgeschwindigkeiten von  $v_{g,atm} = 9.8 \text{ ms}^{-1}$

#### 4.3.4 Bewertung der experimentellen Ergebnisse zur Feststoffkonzentrationsverteilung innerhalb von *NOVOLEN*- und *ENGAGE*-Pfpfen

Anhand der vorliegenden Porositätsprofile können *NOVOLEN*-Pfpfen im voll ausgebildeten Zustand ( $v_{g,atm} = 4.4 \text{ ms}^{-1}$ ) als leicht fluidisierte Schüttgutstrukturen beschrieben werden, die ein nahezu radialsymmetrisches Porositätsprofil mit kleinen radialen Porositätsgradienten aufweisen. Bei Förderergasgeschwindigkeiten im Bereich von  $v_{g,atm} = 7.3 \dots 10.0 \text{ ms}^{-1}$  können im oberen Bereich des Rohrquerschnitts Gasblasen nachgewiesen werden. Im Gegensatz zu dieser Beobachtung bei der Förderung von

*NOVOLEN* ist das radiale Porositätsprofil bei *ENGAGE*-Pfropfen unabhängig von der Fördergasgeschwindigkeit. Hier können dagegen deutlich ausgeprägte radiale Porositätsgradienten nachgewiesen werden. Der materialbedingte Einfluss auf die sich ausbildenden radialen Porositätsverläufe und deren Gradienten wird in Kapitel 5 in Abhängigkeit von variierenden Materialparametern beschrieben. Alle hier beschriebenen Phänomene sprechen allerdings gegen die Annahme, dass Pfropfen kompakte Schüttgutsäulen darstellen, die axial wirkende Normalspannungen in radial wirkende Normalspannungen übertragen können. Bei voll ausgebildeten Pfropfen würde eine axial wirkende Normalspannung zu einer Komprimierung und damit zu einer Porosität vergleichbar zu der einer ruhenden Schüttgutsäule führen. Eine komprimierende Normalspannung hätte außerdem eine Vergleichmäßigung der makroskaligen Feststoffkonzentrationsverteilung über den Querschnitt zur Folge, was sowohl dem ausgeprägten radialen Porositätsgradienten bei *ENGAGE* als auch den Gasblasen in *NOVOLEN*-Pfropfen widerspricht.

Aus kapazitiven Messungen abgeleitete Betrachtungen zu Feststoffkonzentrationsverläufen bei der horizontalen pneumatischen Pfropfenförderung sind in der Literatur für Pulverkohle [22,23], LLDPE-Granulat [109], PA66-Granulat [31] und Polyamid-Chips [56,57] als Fördergüter beschrieben. Bei allen Untersuchungen lag die über den Querschnitt gemittelte Feststoffkonzentration in den Pfropfen unter der von statischen gepackten Schüttgutsäulen aus dem jeweiligen Versuchsmaterial. Die Hypothese von der Pfropfenförderung als schüttgutmechanisches Problem muss vor diesem Hintergrund einer kritischen Neubewertung unterzogen werden.

#### 4.4 Druckgradienten und Spannungszustände von pneumatisch geförderten Pfropfen

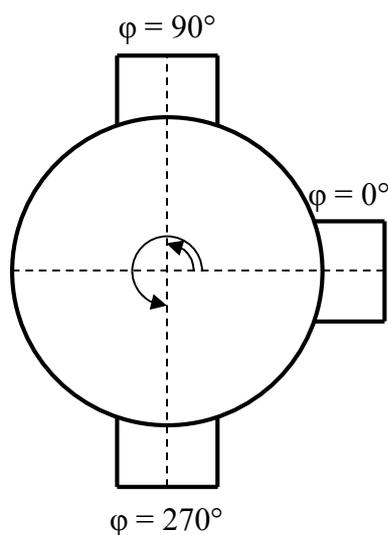


Abbildung 4.20 Positionen der Messsonde

Ein Anhaltspunkt zur Abschätzung des entlang eines Pfropfens auftretenden Gasdruckverlusts sind die an der Grenzfläche zwischen Pfropfen und Rohrwand angreifenden Spannungen, insbesondere die von den Pfropfen induzierte Wandschubspannung. In der Literatur beschrieben sind jedoch nur wenige Ansätze, diese Spannungen während der Pfropfenförderung messtechnisch zugänglich zu machen [72,97,128]. Vergleichsdaten zu den in dieser Arbeit durchgeführten experimentellen Spannungsmessungen während der horizontalen Pfropfenförderung existieren somit nur sehr begrenzt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde auf die von NIEDERREITER [96] entworfene und auch von LECREPS [72] eingesetzte Messsonde zur Bestimmung von Normal- und Wandschubspannungen an der Rohrwand zurückgegriffen. Der Aufbau dieser Sonde und das

zugrundeliegende Messprinzip wurden bereits in Kapitel 3.2.1 beschrieben. Um eine mögliche Winkelabhängigkeit der Spannungen bzw. des Druckgradienten festzustellen, wurde die Messsonde an drei Positionen des Rohrumfangs ausgerichtet (s. Abbildung 4.20). Die Bestimmung des Druckgradienten innerhalb der Pfropfen und die Spannungsmessungen an der Rohrwand wurden sowohl für *NOVOLEN* als auch für *ENGAGE* durchgeführt, die Darstellung der Ergebnisse findet sich in den folgenden Abschnitten.

#### 4.4.1 Druckgradienten in geförderten Pfropfen

Die entlang eines Pfropfenelements mit  $\Delta z = 37.5$  mm gemessenen Druckverluste bei der Förderung von *NOVOLEN* sind in Abbildung 4.21 dargestellt. Bedingt durch die Breite der Konfidenzintervalle kann keine signifikante Abhängigkeit der Druckgradienten weder von der Sondenstellung noch von der Förderergasgeschwindigkeit festgestellt werden.

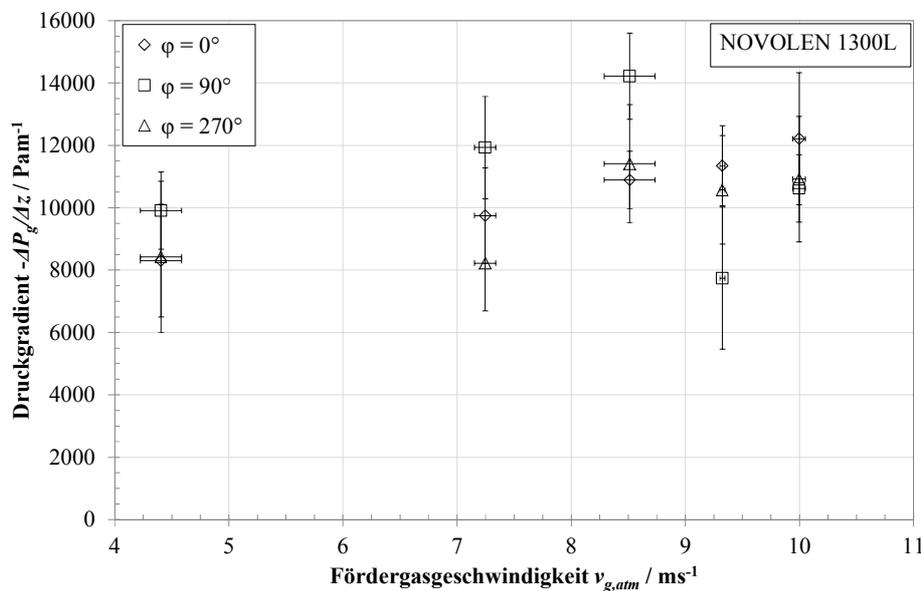


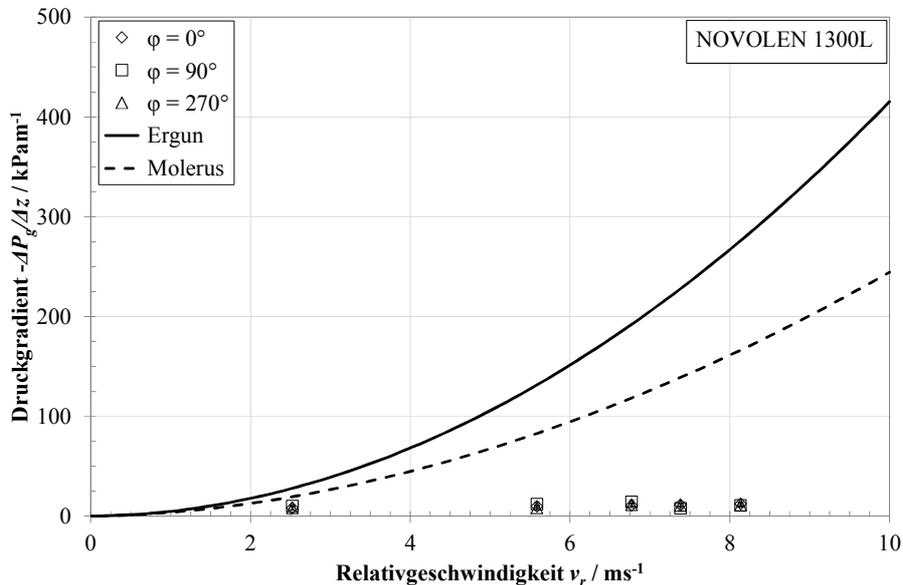
Abbildung 4.21 Druckgradienten in *NOVOLEN*-Pfropfen in Abhängigkeit von Förderergasgeschwindigkeit und Messposition

In vorangegangenen Arbeiten wurde zumeist angenommen, dass sich der Druckgradient in den Pfropfen analog zu dem in durchströmten Festbetschüttungen z.B. mithilfe der semiempirischen ERGUN-Gleichung [32] beschreiben lässt [64,73,100],

$$-\frac{\Delta P_{g,Ergun}}{\Delta z} = 150 \frac{\eta_g (1-\varepsilon)^2}{d_p^2 \varepsilon^3} v_r + 1.75 \frac{\rho_g (1-\varepsilon)}{d_p \varepsilon^3} v_r^2 \quad \text{Gleichung 4.2}$$

wobei  $\eta_g$  die dynamische Gasviskosität,  $\rho_g$  die Gasdichte,  $d_p$  den Partikeldurchmesser,  $\varepsilon$  die Packungsporosität und  $v_r$  die Relativgeschwindigkeit zwischen querschnittsgemittelter Förderergasgeschwindigkeit und Partikelgeschwindigkeit im Pfropfen bezeichnet. Die Relativgeschwindigkeit lässt sich mithilfe der in Abbildung 4.4 gezeigten wandnahen Partikelgeschwindigkeit ermitteln, wenn angenommen

wird, dass diese Partikelgeschwindigkeit näherungsweise der querschnittsgemittelten Pfropfengeschwindigkeit entspricht. Wird weiterhin für  $\varepsilon$  die mittlere für *NOVOLEN* tomographisch bestimmte Pfropfenporosität eingesetzt, ergibt sich der in Abbildung 4.22 dargestellte Verlauf des Druckgradienten nach Ergun in Abhängigkeit von der Relativgeschwindigkeit.

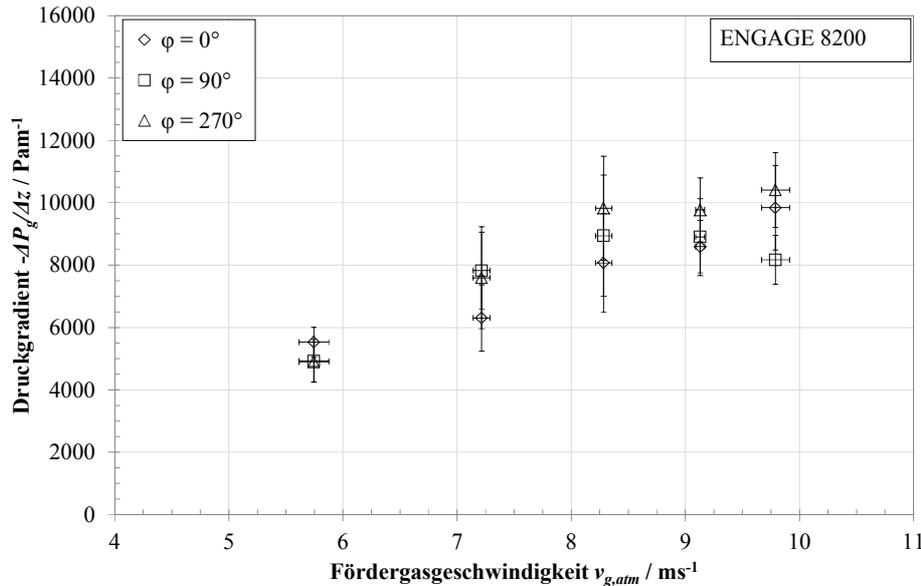


**Abbildung 4.22** Vergleich zwischen gemessenen mittleren Druckgradienten in Abhängigkeit von der mittleren Relativgeschwindigkeit und den nach ERGUN sowie MOLERUS berechneten Druckgradienten für  $\varepsilon = 0.42$

Abhängig von der mittleren Relativgeschwindigkeit ergeben sich bei Verwendung der ERGUN-Gleichung Druckgradienten, die um das 2- bis 30-fache über den mittleren gemessenen Druckgradienten liegen. Da zur Auswertung die über eine größere Pfropfenanzahl gemittelten Werte von Relativgeschwindigkeit und gemessenem Druckgradienten herangezogen wurden, können sich bei der Betrachtung von einzelnen Pfropfen individuell abweichende Verhältnisse ergeben. Eigene an Einzelpfropfen durchgeführte Auswertungen [95] bestätigen jedoch die in Abbildung 4.22 gezeigte deutliche Überbewertung des Druckgradienten durch die ERGUN-Gleichung, die damit als ungeeignet zur Beschreibung der Druckgradienten in bewegten und mit hohen Relativgeschwindigkeiten durchströmten Pfropfen angesehen wird. Der von MOLERUS [89] aus dem Modell der Einzelpartikelumströmung hergeleitete und in [137] formulierte Ansatz erweist sich ebenso als nicht geeignet. Anhand der vorliegenden Ergebnisse ist davon auszugehen, dass Ansätze zur Beschreibung des Druckverlusts bei der Festbettdurchströmung nicht ohne weiteres auf die Pflropfenförderung übertragen werden können. In Kapitel 5 wird daher ein alternatives Vorgehen zur Abschätzung des Druckgradienten in pneumatisch geförderten Pfropfen vorgeschlagen.

Bei der Förderung von *ENGAGE* wurden Druckgradienten in den Pfropfen gemessen, deren Größenordnung vergleichbar zu den in *NOVOLEN*-Pfropfen bestimmten Druckgradienten ist (Abbildung 4.23). Eine signifikante Abhängigkeit dieser Druckgradienten von der Messposition konnte nicht

festgestellt werden. Im Gegensatz zu den untersuchten *NOVOLEN*-Pfropfen ist der Druckgradient bei einer Fördergasgeschwindigkeit  $v_{g,atm} = 5.7 \text{ ms}^{-1}$  signifikant geringer als bei höheren Fördergasgeschwindigkeiten. Da bei der Förderung von *ENGAGE* die wandnahen Partikelgeschwindigkeiten nicht ermittelt werden konnten, ist eine Auftragung der Druckgradienten über die Relativgeschwindigkeit hier nicht möglich. Nimmt man an, dass die mittlere Partikelgeschwindigkeit in *ENGAGE*-Pfropfen in etwa vergleichbar zu der in *NOVOLEN*-Pfropfen ist, bleibt oben getroffene Aussage zur Nichtanwendbarkeit der Festbettdurchströmungsgleichungen bestehen.



**Abbildung 4.23** Druckgradienten in *ENGAGE*-Pfropfen in Abhängigkeit von Fördergasgeschwindigkeit und Messposition

Da sowohl *NOVOLEN*- als auch *ENGAGE*-Pfropfen Porositäten aufweisen, die etwas höher als die Porositäten am Lockerungspunkt liegen, ist davon auszugehen, dass axial wirkende Verdichtungsspannungen vernachlässigt werden können. Die Impulsbilanz um ein Pfropfenelement in  $z$ -Richtung reduziert sich daher unter der Annahme stationärer Bedingungen, der radialen Unabhängigkeit und Polariswinkelunabhängigkeit des Gasdrucks sowie unter Vernachlässigung des Schubspannungsbeitrags der Gasphase zu

$$-\frac{dP_g}{dz} - \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r\tau_{rz}) = 0 \quad \text{Gleichung 4.3}$$

Mit der Symmetriebedingung der Schubspannungsfreiheit im Rohrzentrum als Anfangsbedingung

$$\tau_{rz}|_{r=0} = 0 \quad \text{Gleichung 4.4}$$

und der Annahme eines linearen Druckabfalls entlang der  $z$ -Achse ergibt sich aus Gleichung 4.3

$$-\frac{\Delta P_g}{\Delta z} = \frac{2 \tau_{rz}|_{r=R}}{R}$$

Gleichung 4.5

Legt man für den Druckgradienten den im Abstand von  $\Delta z = 37.5$  mm gemessenen Druckverlust  $\Delta P_g$  zugrunde, so lässt sich aus Gleichung 4.5 die an einem Pfropfelement angreifende Wandschubspannung berechnen und mit der mittels der Messsonde bestimmten Wandschubspannung vergleichen. Während die Messung der Wandschubspannung mit der Messsonde lokal an dem in die Rohrwand integrierten Messteller erfolgt, muss die Schubspannung nach Gleichung 4.5 als mittlere an einem Rohrelement mit der Mantelfläche  $A = 2\pi R \Delta z$  angreifende, tangential wirkende Kraft interpretiert werden. Eine direkte Vergleichbarkeit der Schubspannungen ist daher nur gegeben, wenn die Schubspannung keine Funktion des Winkels  $\varphi$  ist. Aufgrund der bereits vorgestellten radialen Porositätsprofile erscheint diese Annahme in erster Näherung zulässig.

#### 4.4.2 Spannungszustände bei der Förderung von *NOVOLEN*

In Abbildung 4.24 bis Abbildung 4.26 sind die als granularer Druck bezeichnete radial wirkende Spannung, die mit der Messsonde bestimmte Wandschubspannung und die über das Impulsgleichgewicht nach Gleichung 4.3 aus dem Druckverlust berechnete Wandschubspannung für die drei Stellungen der Messsonde aufgetragen. Der granulare Druck wurde dabei über die auf den Sensorteller wirkende Normalkraft nach Korrektur des Gasdruckeinflusses bestimmt. Die von einem Pfropfen beim Durchlaufen der Messsonde auf den Messteller übertragenen Spannungen wurden ebenso wie der Druckgradient über den zeitlichen Verlauf gemittelt. Diese für den jeweils betrachteten Pfropfen charakteristischen Werte für die Schubspannungen und den granularen Druck wurden anschließend über die Anzahl der pro Fördergasgeschwindigkeit und Sondenstellung analysierten Pfropfen gemittelt.

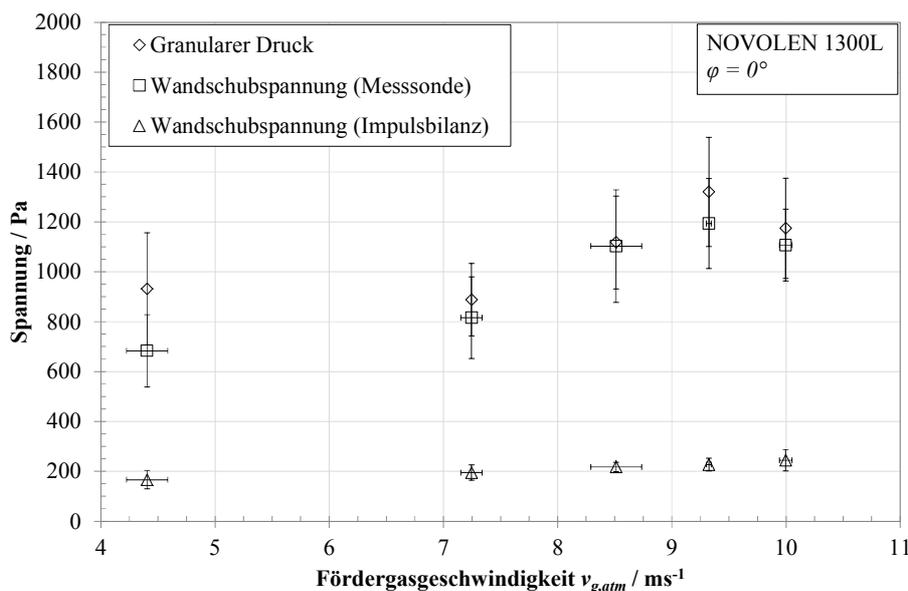


Abbildung 4.24 Granularer Druck und Wandschubspannung bei Sondenstellung  $\varphi = 0^\circ$

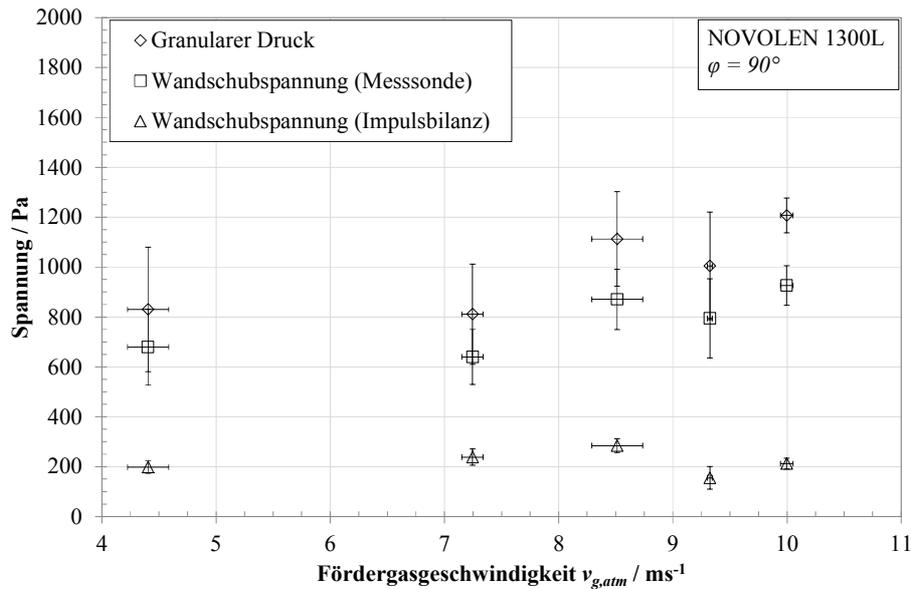


Abbildung 4.25 Granularer Druck und Wandschubspannung bei Sondenstellung  $\varphi = 90^\circ$

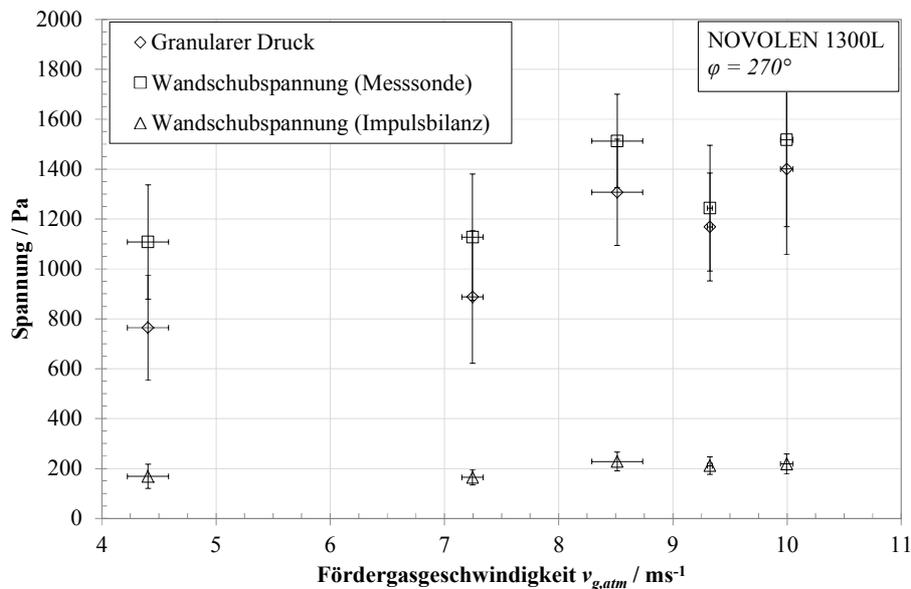


Abbildung 4.26 Granularer Druck und Wandschubspannung bei Sondenstellung  $\varphi = 270^\circ$

Wie schon bei den Partikelgeschwindigkeiten und der stationären Schicht beobachtet, streuen während eines Förderversuchs auch die gemessenen radial wirkenden Kräfte von Pflöpfen zu Pflöpfen. Das über die Stichprobenanzahl gemittelte granulare Druckniveau zeigt daher unter Beachtung der Konfidenzintervalle keine signifikante Abhängigkeit vom Winkel  $\varphi$ . Dies deutet darauf hin, dass gravitationsbedingte Einflüsse bei der horizontalen Pflöpfenförderung von *NOVOLEN* eine untergeordnete Rolle spielen. Der Einfluss der Fördergasgeschwindigkeit auf den gemessenen granularen Druck ist bis zu einer Geschwindigkeit  $v_{g,atm} = 9.3 \text{ ms}^{-1}$  ebenfalls nicht signifikant. Radial wirkende Spannungen in ähnlicher Größenordnung wurden bei gleichem Versuchsmaterial auch von *LECREPS* [72] beobachtet. Die mit der Messsonde bestimmten Wandschubspannungen folgen im Verlauf ihrer Mittelwerte

denen des granularen Drucks, wobei die am Rohrboden bei  $\varphi = 270^\circ$  gemessenen Schubspannungswerte teilweise signifikant über den Werten bei  $\varphi = 0^\circ$  bzw.  $\varphi = 90^\circ$  liegen. Im Gegensatz dazu sind die nach Gleichung 4.5 bestimmten Wandschubspannungen größtenteils nicht signifikant vom Drehwinkel  $\varphi$  und der Fördergasgeschwindigkeit abhängig und weisen außerdem deutlich geringere Werte auf als die mit der Messsonde ermittelten Schubspannungen.

Um die Spannungsverhältnisse an der Rohrwand weitergehend betrachten zu können, sind in Abbildung 4.27 bis Abbildung 4.29 die bei der jeweiligen Sondenstellung und Fördergasgeschwindigkeit bestimmten Quotienten aus Wandschubspannung zu granulearem Druck aufgetragen. Diese Quotienten wurden für jeden Einzelpfropfen aus den Spannungs- und Druckmessdaten bestimmt. Die aufgetragenen Spannungsverhältnisse repräsentieren daher die über die Anzahl an ausgewerteten Pfropfen gemittelten Spannungsquotienten. Ebenfalls aufgetragen ist der mittels der Jenike-Scherzelle gemessene Wandreibungskoeffizient von *NOVOLEN*-Granulat auf dem Rohrmaterial V2A.

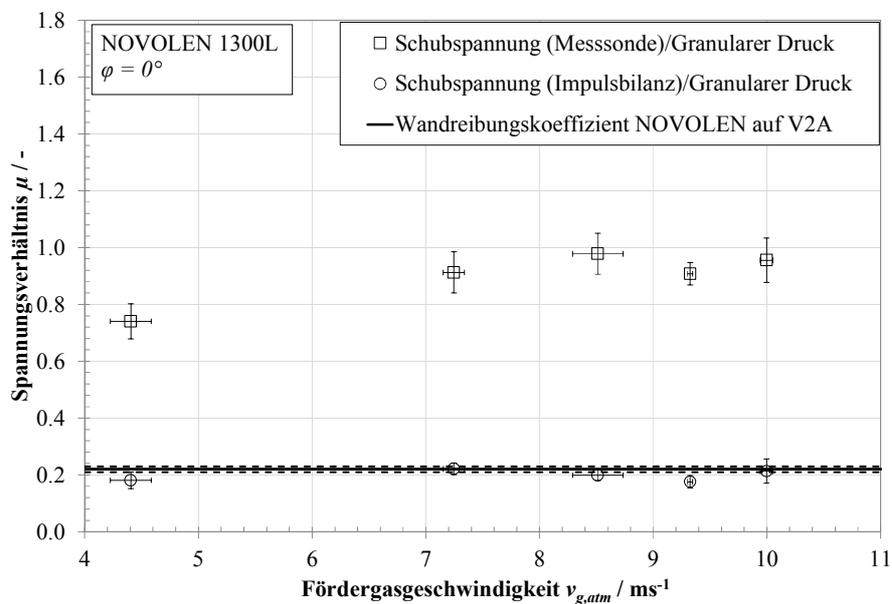


Abbildung 4.27 Spannungsverhältnisse an der Rohrwand bei Sondenstellung  $\varphi = 0^\circ$

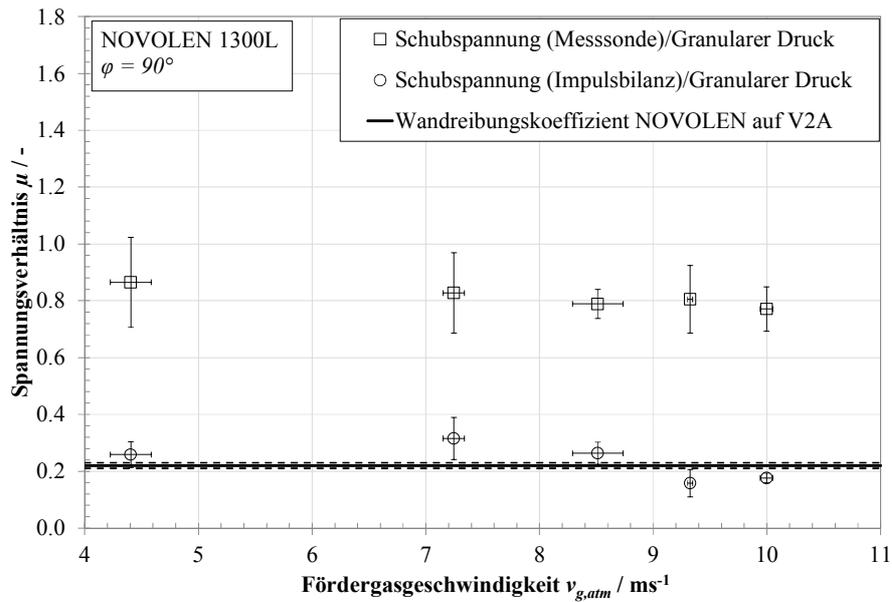


Abbildung 4.28 Spannungsverhältnisse an der Rohrwand bei Sondenstellung  $\varphi = 90^\circ$

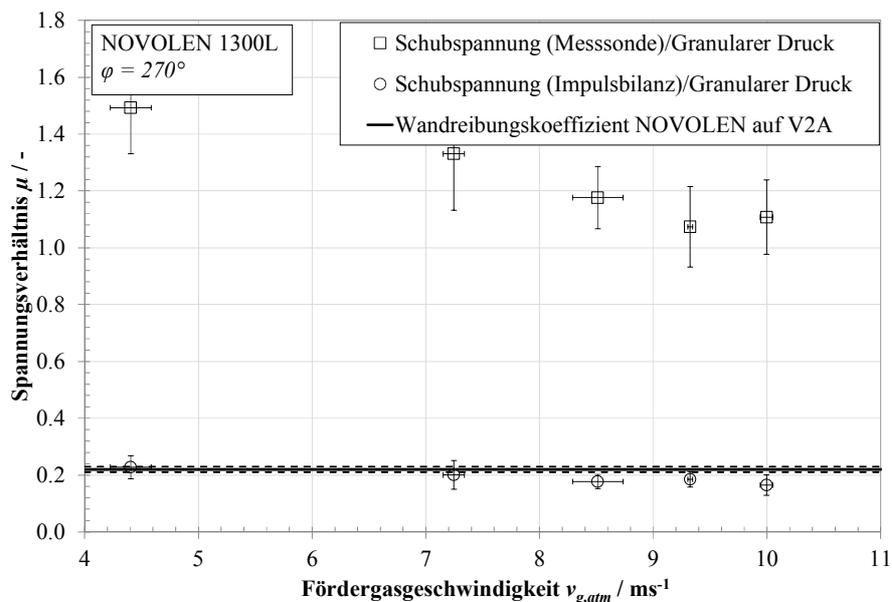


Abbildung 4.29 Spannungsverhältnisse an der Rohrwand bei Sondenstellung  $\varphi = 270^\circ$

Das Spannungsverhältnis von aus der Impulsbilanz errechneter Wandschubspannung zu granularem Druck liegt für alle Fördergasgeschwindigkeiten und Winkelkoordinaten nahe des experimentell bestimmten Wandreibungskoeffizienten von *NOVOLEN*-Granulat auf V2A. Da die mit der Messsonde ermittelten Wandschubspannungen deutlich höhere Werte aufweisen als die aus der Impulsbilanz bestimmten, nehmen auch die korrespondierenden Spannungsverhältnisse wesentlich zu. Dieses Ergebnis erscheint aus zwei Gründen nicht plausibel. Zum einen folgt aus Kameraaufnahmen mit hohen Bilderfassungsraten, dass die wandnahen Partikeln in einem Pfropfen innerhalb der auflösbaren Zeitskalen Wandgleiten aufweisen. Diese Beobachtung rechtfertigt die Modellierung der Spannungsverhältnisse an der Rohrwand über das Coulomb'sche Spannungskriterium nach Gleichung 2.3. Zum

anderen ergäbe sich bei Einsetzen der mit der Messsonde bestimmten Wandschubspannungen in das Impulsgleichgewicht nach Gleichung 4.5 ein rechnerischer Druckgradient, der etwa das drei- bis siebenfache des experimentell bestimmten Druckgradienten betrüge. Eine stationäre Bewegung des Pfropfenelements wäre folglich nicht möglich. Es ist daher davon auszugehen, dass es sich bei den mit der Messsonde bestimmten Schubspannungen um Messartefakte handelt, deren Ursache nicht abschließend aufgeklärt werden konnte. Möglicherweise ist der Grad der durch die mechanische Kopplung bedingten gegenseitigen Beeinflussung der Kraftsensoren bei dynamischer Belastung und dem während der Förderung auftretenden hohen Druckniveau größer als bei der in Kapitel 3.2.1 beschriebenen statischen Kalibrierung. In diesem Fall wäre die Korrektur der gegenseitigen Beeinflussung in *LabVIEW* aufgrund falsch bestimmter Korrekturkoeffizienten fehlerbehaftet. Eine weitere potentielle Fehlerquelle stellen trotz Erdung der Messsonde durch elektrostatische Effekte induzierte Beeinflussungen des eingesetzten Piezoelements dar. Die Verbindung zwischen Messteller und dem ersten Piezoelement, das zur Erfassung der tangential wirkenden Kraftkomponente dient, ist elektrisch leitend. Das dahinter angeordnete zweite Piezoelement zur Messung der radialen Kraftkomponente ist durch eine Klebestelle weitgehend elektrisch vom Messteller isoliert und daher nicht dieser Beeinflussung unterworfen. Für die weitere Diskussion werden daher die aus der Impulsbilanz bestimmten Wandschubspannungen zugrunde gelegt.

### 4.4.3 Spannungszustände bei der Förderung von *ENGAGE*

Die Bestimmung der Schub- und Normalspannungen bei den Förderversuchen mit *ENGAGE* als Versuchsmaterial erfolgte mit der gleichen Methodik wie in den vorangegangenen Abschnitten beschrieben. Die Schubspannungen sowie der granulare Druck sind für die Messsondenstellungen  $\varphi = 0^\circ$ ,  $\varphi = 90^\circ$  und  $\varphi = 270^\circ$  in Abhängigkeit von der Fördergasgeschwindigkeit in den nachfolgenden drei Abbildungen dargestellt.

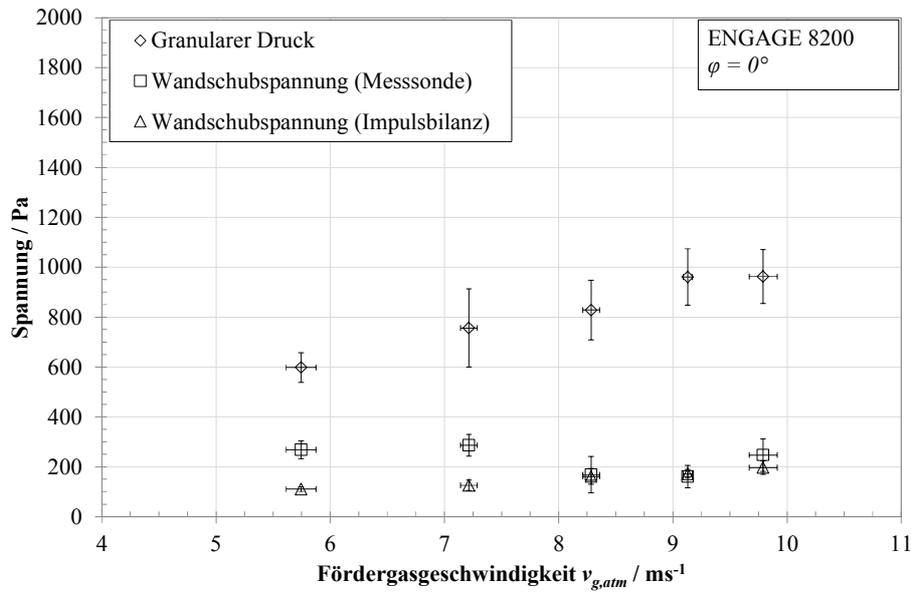


Abbildung 4.30 Granularer Druck und Wandschubspannung bei Sondenstellung  $\varphi = 0^\circ$

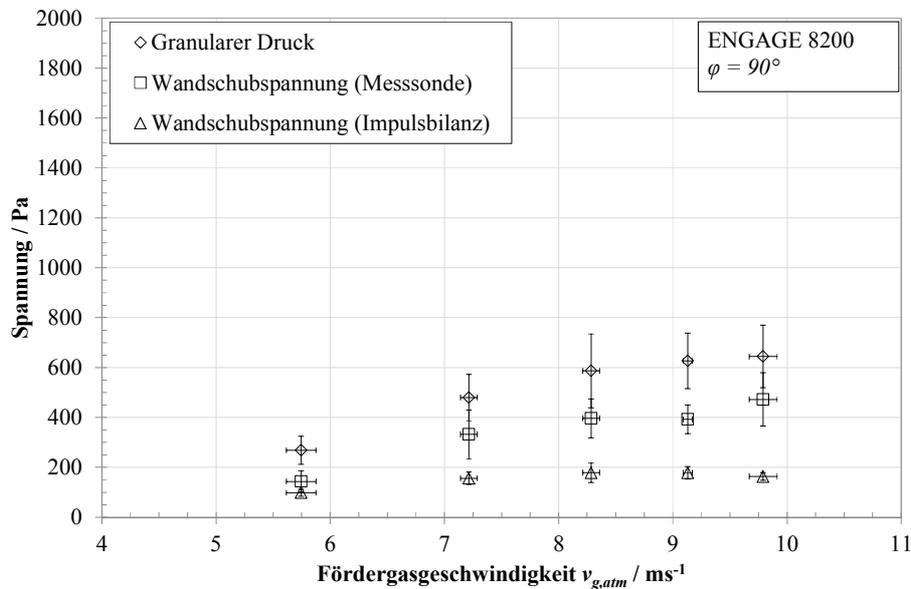
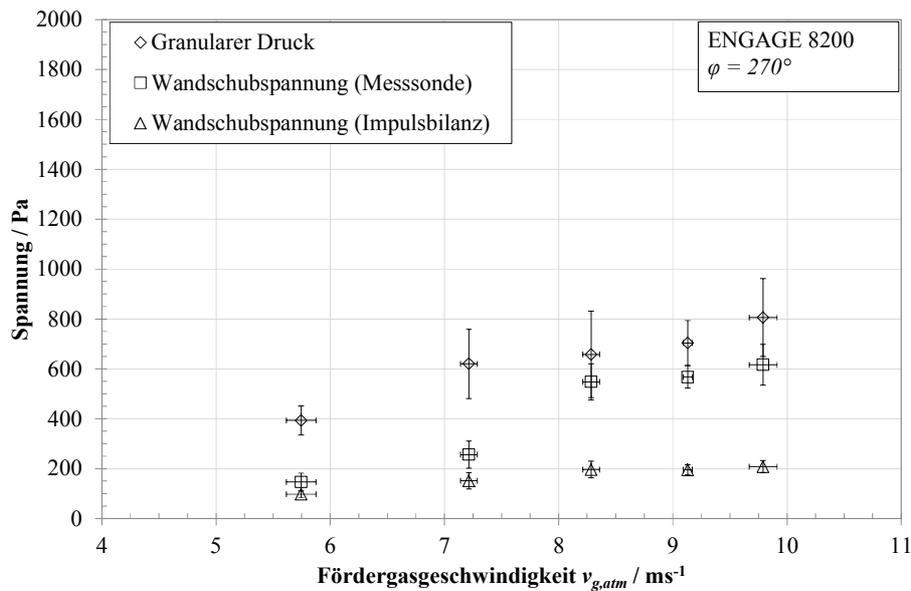


Abbildung 4.31 Granularer Druck und Wandschubspannung bei Sondenstellung  $\varphi = 90^\circ$



**Abbildung 4.32 Granularer Druck und Wandschubspannung bei Sondenstellung  $\varphi = 270^\circ$**

Im Gegensatz zu *NOVOLEN* ist der bei der Förderung von *ENGAGE* bei der geringsten Fördergasgeschwindigkeit gemessene mittlere granulare Druck signifikant niedriger als bei den übrigen Fördergasgeschwindigkeiten, da sich das Konfidenzintervall nicht mit den Konfidenzbereichen der bei höheren Fördergasgeschwindigkeiten gemessenen granularen Drücke überschneidet. Bei steigenden Fördergasgeschwindigkeiten kann für alle betrachteten Messsondenstellungen eine Abhängigkeit des granularen Drucks von der Gasgeschwindigkeit zwar vermutet, aber aufgrund der breiten Konfidenzintervalle nicht abschließend bewiesen werden. Für den granularen Druck zeigt sich dabei eine signifikante, wenngleich geringe Winkelabhängigkeit. Bei einer Messposition von  $\varphi = 0^\circ$  konnten so für alle Fördergasgeschwindigkeiten im Vergleich zu einem Drehwinkel  $\varphi = 90^\circ$  höhere granulare Drücke detektiert werden. Das granulare Druckniveau bei der Förderung von *ENGAGE* liegt über den gesamten Parameterbereich niedriger als bei der Pfropfenförderung von *NOVOLEN*. Deutliche Unterschiede lassen sich auch bei Betrachtung der mit der Messsonde bestimmten Wandschubspannungen feststellen. Während bei einem Polarwinkel  $\varphi = 0^\circ$  die aus der Impulsbilanz berechnete und die direkt gemessene Wandschubspannung ähnliche Wertebereiche aufweisen, ist dies bei Messungen im oberen Rohrbereich ( $\varphi = 90^\circ$ ) nicht der Fall. Hier nimmt, wie bei den Förderversuchen mit *NOVOLEN* auch beobachtet, die mit der Messsonde bestimmte Schubspannung wesentlich höhere Werte an als die über die Impulsbilanz ermittelte Wandschubspannung. Bei einer Sondenstellung von  $\varphi = 270^\circ$  liegen im unteren Fördergasgeschwindigkeitsbereich die auf beide Arten bestimmten Schubspannungen in einem vergleichbaren Größenbereich, um bei höheren Gasgeschwindigkeiten wiederum deutlich voneinander abzuweichen. Dieses nicht-systematische Verhalten der auf direktem Weg bestimmten Schubspannung deutet ebenfalls auf eine fehlerbehaftete Messung hin. Die aus den Spannungsmessungen abgeleiteten Spannungsverhältnisse sind für die drei Drehwinkel der Messsonde in Abbildung 4.33 bis Abbildung 4.35 aufgezeigt.

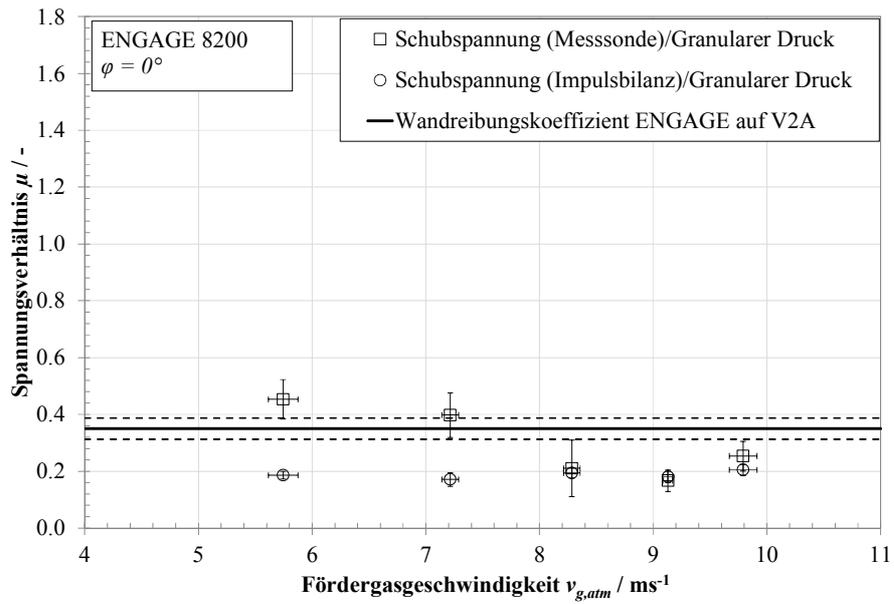


Abbildung 4.33 Spannungsverhältnisse an der Rohrwand bei Sondenstellung  $\varphi = 0^\circ$

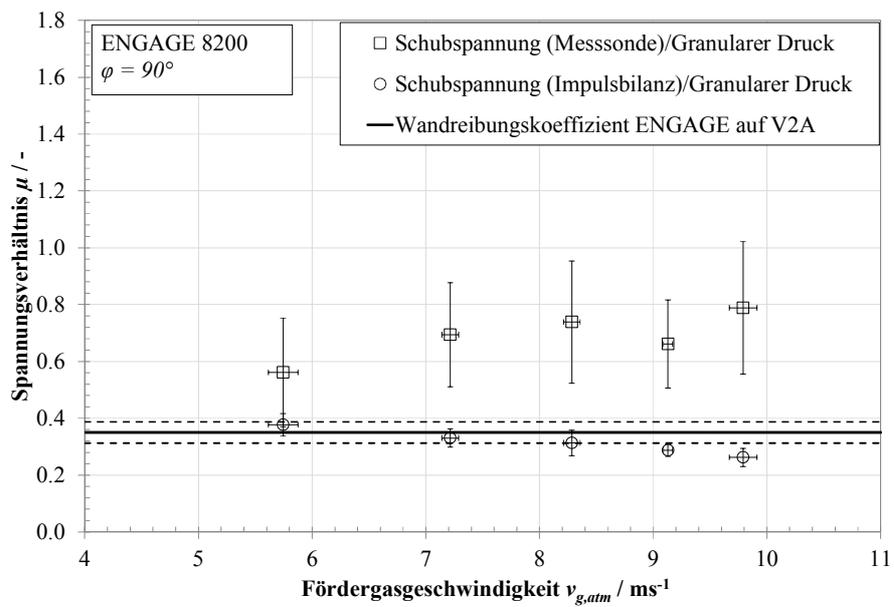


Abbildung 4.34 Spannungsverhältnisse an der Rohrwand bei Sondenstellung  $\varphi = 90^\circ$

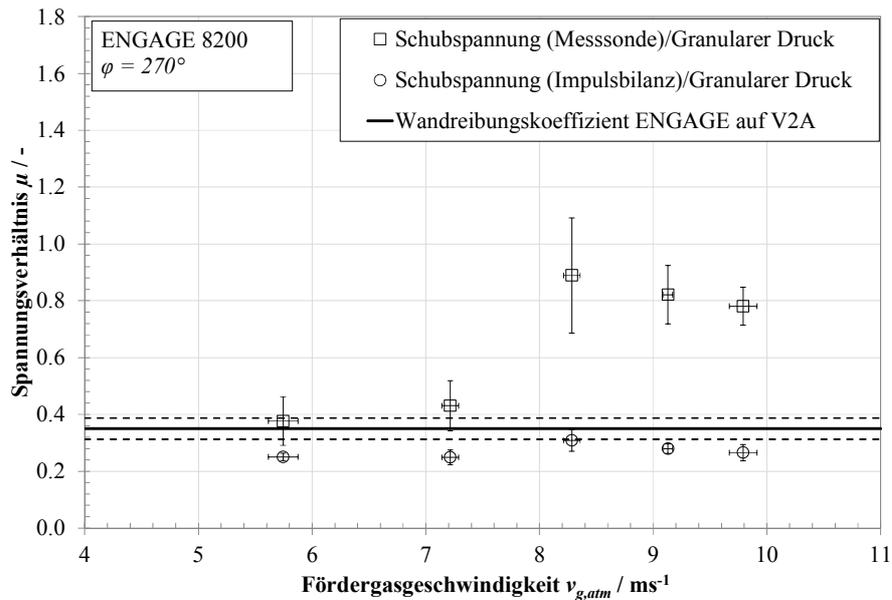


Abbildung 4.35 Spannungsverhältnisse an der Rohrwand bei Sondenstellung  $\varphi = 270^\circ$

Das Verhältnis von aus der Impulsbilanz bestimmter Wandschubspannung zu granularem Druck weist bei den Messpositionen  $\varphi = 90^\circ$  und  $\varphi = 270^\circ$  gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Wandreibungskoeffizienten für *ENGAGE* auf V2A auf. Bei der Sondenstellung  $\varphi = 0^\circ$  liegt dieses Verhältnis dagegen unterhalb des Tangens des Wandreibungswinkels. Die nach Gleichung 4.5 errechnete Wandschubspannung stellt das Produkt aus der mittleren an der Mantelfläche eines Pfropfelements angreifenden Kraft und eben dieser Mantelfläche dar und weist somit keine explizite Winkelabhängigkeit auf. Bei einem winkelabhängigen granularen Druck ist der Quotient beider Größen dann ebenfalls eine Funktion des Polarwinkels. Da bei der Messsondenstellung  $\varphi = 0^\circ$  der jeweils höchste granulare Druck gemessen wurde, die (gemessenen) Gasdruckverluste aber winkelunabhängig sind, nehmen die Spannungsverhältnisse für diese Position geringere Werte an. Die Verhältnisse zwischen mit der Messsonde bestimmter Schubspannung und granularem Druck zeigen dagegen ein abweichendes Verhalten. Während bei  $\varphi = 0^\circ$  und bei niedrigen Fördergasgeschwindigkeiten auch bei  $\varphi = 270^\circ$  die beiden Spannungsverhältnisse zumindest in ähnlicher Größenordnung liegen, kommt es bei  $\varphi = 90^\circ$  und teilweise auch bei  $\varphi = 270^\circ$  zu deutlichen Abweichungen. Es wird daher wie bei der Förderung von *NOVOLEN* auch vermutet, dass es sich hierbei um Messartefakte handelt, deren mögliche Ursachen bereits oben diskutiert wurden.

## 5 Modellentwicklung

Aufbauend auf den in Kapitel 4 präsentierten experimentellen Ergebnissen soll nun ein Zweiphasen-Kontinuumsmodell vorgestellt und mithilfe geeigneter Vereinfachungen so entwickelt werden, dass wesentliche bei der Pffropfenförderung auftretende Phänomene beschrieben werden können. Wie im vorangegangenen Kapitel gezeigt werden konnte, weisen pneumatisch geförderte Pffropfen einen Fluidisierungszustand auf, der etwa dem einer Schüttgutsäule knapp über Minimalfluidisation entspricht. Bei der Pffropfenförderung von *ENGAGE* treten zudem ausgeprägte radiale Feststoffkonzentrationsgradienten innerhalb der Pffropfen auf. Beide Phänomene sprechen gegen die bisherige Modellierung der Pffropfenförderung als schüttgutmechanisches Problem. Zieht man zusätzlich in Erwägung, dass sich die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Pffropfenhecks (und damit der Phasengrenzfläche) mit einer Gas-Flüssigkeits-Analogie beschreiben lässt, so bietet sich eine hydrodynamische Betrachtung der Pffropfenförderung an.

Eine kombinierte Beschreibung von fluiden und granularer Phase ist unter anderem mithilfe eines Zwei-Fluid-Modells möglich, bei der die hydrodynamischen Erhaltungsgleichungen für beide Phasen formuliert werden. Ein theoretisches Konzept zur Formulierung der Erhaltungsgleichungen für die granulare Phase bietet beispielsweise die sogenannte kinetische Theorie granularer Strömungen (*kinetic theory of granular flow, KTGF*), die in Anlehnung an die Methoden der kinetischen Theorie dichter Gase formuliert wird [36,59,60,81,82]. Mithilfe der Boltzmann-Gleichung als Bestimmungsgleichung für die Geschwindigkeitsverteilungsfunktion  $f(\mathbf{c}, \mathbf{r}, t)$  lassen sich z.B. mit der CHAPMAN-ENSKOG-Methodik [20] unter Annahme kleiner Abweichungen vom thermodynamischen Gleichgewicht die Transportkoeffizienten, die Zustandsgleichung und die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie eines monodispersen granularen Gases herleiten. Diese Betrachtungsweise setzt voraus, dass die Kollisionszeiten bei den *binären* Molekül-Stößen als vernachlässigbar kurz angenommen werden können und dass sich die Moleküle zwischen zwei Stößen geradlinig bewegen. Um das im Vergleich zu verdünnten Gasen größere Volumen, das von den Partikeln eines dichten (granularen) Gases eingenommen wird, und die davon beeinflusste Kollisionswahrscheinlichkeit zu berücksichtigen, wird ein von der Feststoffkonzentration abhängiger Korrekturfaktor eingeführt, der im Kontext der kinetischen Theorie granularer Strömungen als radiale Verteilungsfunktion bezeichnet wird [40]. Für diese radiale Verteilungsfunktion  $f_0$  existieren zahlreiche Beziehungen [9,18,39], die, ähnlich den Virialkoeffizienten, keine eindeutige physikalische Deutung zulassen.

Grundlegende Annahme der kinetischen Theorie granularer Strömungen ist, dass in das granulare System z.B. durch Scherung eingebrachte mechanische Energie eine fluktuierende translationale isotrope Geschwindigkeitskomponente  $\mathbf{C}$  der Partikeln bewirkt, die der hydrodynamischen Geschwindigkeit  $\mathbf{u} = \langle \mathbf{c} \rangle$  der granularen Phase überlagert ist [52,99]. Der Ensemblemittelwert der

Momentangeschwindigkeit  $\mathbf{c}$  ist hier durch  $\langle \mathbf{c} \rangle$  gekennzeichnet. Die Momentangeschwindigkeit  $\mathbf{c}$  ergibt sich dann zu

$$\mathbf{c} = \mathbf{u} + \mathbf{C} \quad \text{Gleichung 5.1}$$

Die isotrope Schwankungskomponente der Geschwindigkeit  $\mathbf{C}$  entspricht einer fluktuierenden spezifischen kinetischen Energie, die in Ähnlichkeit zur kinetischen Gastheorie durch die sogenannte granulare Temperatur  $\Theta$  mit der Einheit  $\text{m}^2\text{s}^{-2}$  beschrieben werden kann:

$$\frac{3}{2}\Theta = \frac{1}{2}\langle \mathbf{C}^2 \rangle \quad \text{Gleichung 5.2}$$

Die Definition der granularen Temperatur unterscheidet sich dabei von der thermischen Temperatur eines Gases im Gleichgewichtszustand um den Quotienten aus Boltzmann-Konstante und Molekülmasse. Im Unterschied zur kinetischen Theorie dichter Gase werden in der kinetischen Theorie granularer Strömungen die binären Partikel-Partikel-Stöße als inelastisch betrachtet und über den normalen Restitutionskoeffizienten  $e$  beschrieben. Die Inelastizität der Partikel-Partikel-Stöße führt zu einer Dissipation der fluktuierenden kinetischen Energie und damit zu einer „Abkühlung“ des granularen Gases für den Fall, dass dem System keine mechanische Energie zugeführt wird [42].

## 5.1 Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie

Die von DING UND GIDASPOW [26] formulierten Erhaltungsgleichungen für die granulare Phase sind zusammen mit den Erhaltungsgleichungen für die Gasphase nachfolgend aufgeführt. Die granulare Phase wird dabei als generalisiertes Newton'sches Fluid beschrieben. Beide Phasen werden als sich gegenseitig durchdringend angenommen und können daher über ein Zwei-Fluid-Modell beschrieben werden. Die Formulierung des Zwei-Fluid-Modells erfolgt nach dem phasenmittelnden Ansatz von ANDERSON UND JACKSON [3]. Die Kontinuitätsgleichungen für beide Phasen lauten unter Verwendung des Subskripts  $s$  für die granulare Phase und des Subskripts  $g$  für die Gasphase:

$$\frac{\partial}{\partial t}(c_{V,g}\rho_g) + \nabla \cdot (c_{V,g}\rho_g \mathbf{v}_g) = 0 \quad \text{Gleichung 5.3}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(c_{V,s}\rho_s) + \nabla \cdot (c_{V,s}\rho_s \mathbf{v}_s) = 0 \quad \text{Gleichung 5.4}$$

Für die volumenbezogenen Phasenkonzentrationen  $c_V$  muss außerdem folgende Bedingung erfüllt sein:

$$c_{V,s} + c_{V,g} = 1 \quad \text{Gleichung 5.5}$$

Die Impulsbilanzgleichungen lassen sich schreiben als

$$\frac{\partial}{\partial t} (c_{V,g} \rho_g \mathbf{v}_g) + c_{V,g} \rho_g \mathbf{v}_g \cdot \nabla \mathbf{v}_g = -c_{V,g} \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_g + c_{V,g} \rho_g \mathbf{g} + \mathbf{p}_{s-g} \quad \text{Gleichung 5.6}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (c_{V,s} \rho_s \mathbf{v}_s) + c_{V,s} \rho_s \mathbf{v}_s \cdot \nabla \mathbf{v}_s = -c_{V,s} \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_g - \nabla \cdot \boldsymbol{\tau}_s + c_{V,s} \rho_s \mathbf{g} + \mathbf{p}_{g-s} \quad \text{Gleichung 5.7}$$

Die massenbezogenen Wechselwirkungskräfte zwischen beiden Phasen müssen sich dabei gerade gegenseitig aufheben:

$$\mathbf{p}_{s-g} + \mathbf{p}_{g-s} = 0 \quad \text{Gleichung 5.8}$$

Die Spannungstensoren von Gasphase  $\boldsymbol{\tau}_g$  und granularer Phase  $\boldsymbol{\tau}_s$  lassen sich mit Newtons allgemeinem Schubspannungsansatz schreiben als

$$\boldsymbol{\tau}_g = [P_g - \xi_g \nabla \cdot \mathbf{v}_g] \mathbf{I} + 2\eta_g \mathbf{S}_g \quad \text{Gleichung 5.9}$$

$$\boldsymbol{\tau}_s = [P_s - \xi_s \nabla \cdot \mathbf{v}_s] \mathbf{I} + 2\eta_s \mathbf{S}_s \quad \text{Gleichung 5.10}$$

mit dem deviatorischen Anteil des Deformationsratentensors  $\mathbf{S}$

$$\mathbf{S}_g = -\frac{I}{2} [\nabla \mathbf{v}_g + \nabla \mathbf{v}_g^T] + \frac{I}{3} \nabla \cdot \mathbf{v}_g \mathbf{I} \quad \text{Gleichung 5.11}$$

$$\mathbf{S}_s = -\frac{I}{2} [\nabla \mathbf{v}_s + \nabla \mathbf{v}_s^T] + \frac{I}{3} \nabla \cdot \mathbf{v}_s \mathbf{I} \quad \text{Gleichung 5.12}$$

Für die Erhaltungsgleichung der fluktuierenden kinetischen Energie ergibt sich nach DING UND GIDASPOW [26] sowie SINCLAIR [120]:

$$\frac{3}{2} \left[ \frac{\partial}{\partial t} (c_{V,s} \rho_s \Theta) + \nabla \cdot (c_{V,s} \rho_s \mathbf{v}_s \Theta) \right] = -\boldsymbol{\tau}_s : \nabla \mathbf{v}_s - \nabla \cdot \mathbf{q}_{r,s} - \gamma_s \quad \text{Gleichung 5.13}$$

Der erste Term auf der rechten Seite von Gleichung 5.13 bezeichnet dabei die in das System durch Scherung eingebrachte mechanische Arbeit, die zur Entstehung der granularen Temperatur führt. Die Dissipation der fluktuierenden kinetischen Energie durch inelastische Partikel-Partikel-Stöße wird durch den Dissipationskoeffizienten  $\gamma_s$  berücksichtigt. Der zweite Term auf der rechten Gleichungsseite beschreibt die kollisionsbedingte granulare Wärmeleitung. Für die granulare Wärmestromdichte  $\mathbf{q}_{r,s}$  gilt in Analogie zum allgemeinen Fourier'schen Wärmeleitungsansatz:

$$\mathbf{q}_{r,s} = -\lambda_s \nabla \Theta \quad \text{Gleichung 5.14}$$

Die Einheit der pseudothermischen granularen Wärmestromdichte entspricht der Einheit der thermischen Wärmestromdichte, nämlich  $\text{kg s}^{-3}$ . Gleichung 5.3 bis Gleichung 5.14 sind hier für den allgemeinen dreidimensionalen Fall aufgeführt, lassen sich aber mit den in Abschnitt 5.3 getroffenen Annahmen wesentlich vereinfachen.

## 5.2 Schließende Formulierungen für Transportkoeffizienten und die Zustandsgleichung des granularen Drucks

Für die Transportkoeffizienten der granularen Phase und die Zustandsgleichung des granularen Drucks werden in dieser Arbeit die von GIDASPOW in [39] zusammengestellten Ansätze verwendet, die für starre, monodisperse, sphärische Partikeln mit glatter (reibungsfreier) Oberfläche und schwach inelastische Partikel-Partikel-Stöße hergeleitet wurden. Alle Transportkoeffizienten und die Zustandsgleichung lassen sich dabei als Funktionen des Partikeldurchmessers  $d_p$ , des Restitutionskoeffizienten  $e$ , der Partikeldichte  $\rho_p$ , der Konzentration der granularen Phase  $c_{V,s}$ , der granularen Temperatur  $\Theta$  sowie der radialen Verteilungsfunktion  $f_0$ , die selbst wiederum eine Funktion von  $c_{V,s}$  ist, schreiben. Für die Scherviskosität  $\eta_s$  der granularen Phase ergibt sich:

$$\eta_s = \frac{2 \left( \frac{5\sqrt{\pi}}{96} \rho_p d_p \sqrt{\Theta} \right)}{(1+e) f_0} \left[ 1 + \frac{4}{5} (1+e) f_0 c_{V,s} \right]^2 + \frac{4}{5} c_{V,s}^2 \rho_p d_p f_0 (1+e) \sqrt{\frac{\Theta}{\pi}} \quad \text{Gleichung 5.15}$$

Die Scherviskosität der granularen Phase ist damit wie die anderen Transportkoeffizienten eine Funktion der lokalen granularen Temperatur und der lokalen Feststoffkonzentration. Die Bulkviskosität  $\xi_s$  lässt sich schreiben zu:

$$\xi_s = \frac{4}{3} c_{V,s}^2 \rho_p d_p f_0 (1+e) \sqrt{\frac{\Theta}{\pi}} \quad \text{Gleichung 5.16}$$

Die Zustandsgleichung für den granularen Druck lautet:

$$P_s = \Theta \rho_p c_{V,s} \left[ 1 + 2(1+e) f_0 c_{V,s} \right] \quad \text{Gleichung 5.17}$$

Mit der granularen Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_s$ ,

$$\lambda_s = \frac{2 \left( \frac{75\sqrt{\pi}}{384} \rho_p d_p \sqrt{\Theta} \right)}{(1+e) f_0} \left[ 1 + \frac{6}{5} (1+e) f_0 c_{V,s} \right]^2 + 2 c_{V,s}^2 \rho_p d_p f_0 (1+e) \sqrt{\frac{\Theta}{\pi}} \quad \text{Gleichung 5.18}$$

dem Dissipationskoeffizienten  $\gamma_s$ ,

$$\gamma_s = \frac{12}{d_p} (1 - e^2) c_{V,s}^2 \rho_P f_0 \frac{\Theta^2}{\sqrt{\pi}} \quad \text{Gleichung 5.19}$$

und der von Gidaspow vorgeschlagenen empirischen radialen Verteilungsfunktion  $f_0$

$$f_0 = \frac{3}{5} \left[ 1 - \left( \frac{c_{V,s}}{c_{V,s,max}} \right)^{\frac{1}{3}} \right]^{-1} \quad \text{Gleichung 5.20}$$

ergibt sich zusammen mit den Erhaltungsgleichungen in differentieller Form, dem allgemeinen Newton'schen Schubspannungsansatz und dem Fourier'schen Wärmeleitungsansatz ein geschlossenes Gleichungssystem.

### 5.3 Vereinfachende Annahmen und resultierendes dimensionsloses Gleichungssystem

Die Pfpfenförderung stellt einen instationären Vorgang dar, der gekennzeichnet ist durch Materialaufnahme an der Pfpfenfront und Materialabgabe am Pfpfenheck. Um diese Instationarität in der Beschreibung zu umgehen, wird angenommen, dass die granulare Strömung ebenso wie die Gasströmung *innerhalb* der Grenzen eines Pfpfens als voll ausgebildet, inkompressibel und stationär angenommen werden kann. Weiterhin wird vorausgesetzt, dass die Schubspannung und der Druck der granularen Phase innerhalb des voll ausgebildeten Pfpfens keine Gradienten in  $z$ -Richtung aufweisen. Diese Vereinfachungen erscheinen, wenn auch nicht für alle Pfpfen zutreffend, vor dem Hintergrund der in Kapitel 4 vorgestellten experimentellen Ergebnisse plausibel. Aufgrund der Divergenzfreiheit des Geschwindigkeitsfeldes und der Vernachlässigung zeitlicher Änderungen der Strömungsgrößen ist die Lösung der Kontinuitätsgleichung für die granulare Phase und die Gasphase trivial. Zur Vereinfachung der Impulsbilanzgleichung der Phasenmischung wird davon ausgegangen, dass lediglich die  $z$ -Komponente des Geschwindigkeitsvektors  $\mathbf{v}_s$  berücksichtigt werden muss und die Geschwindigkeitskomponenten in  $r$ - und  $\varphi$ -Richtung vernachlässigt werden können. Wird weiterhin angenommen, dass Volumenkräfte für beide Phasen von untergeordneter Bedeutung sind und dass die Schubspannung der Gasphase vernachlässigbar klein gegenüber der Schubspannung der granularen Phase ist, ergibt sich nach Aufsummation von Gleichung 5.6 und Gleichung 5.7 über beide Phasen die Impulsbilanzgleichung der Phasenmischung in  $z$ -Richtung:

$$-\frac{dP_g}{dz} - \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r \tau_{rz,s}) = 0 \quad \text{Gleichung 5.21}$$

Entsprechend gilt für die Impulsbilanz der Mischung in  $r$ -Richtung:

$$\frac{dP_s}{dr} = 0 \quad \text{Gleichung 5.22}$$

Der Spannungstensor der granularen Phase lässt sich mit den getroffenen Vereinfachungen nach Gleichung 5.10 und Gleichung 5.12 schreiben als:

$$\boldsymbol{\tau}_s = 2\eta_s \left( -\frac{1}{2} \right) \begin{pmatrix} 0 & 0 & \frac{dv_{z,s}}{dr} \\ 0 & 0 & 0 \\ \frac{dv_{z,s}}{dr} & 0 & 0 \end{pmatrix} + P_s \mathbf{I} = \begin{pmatrix} P_s & 0 & \tau_{rz,s} \\ 0 & P_s & 0 \\ \tau_{rz,s} & 0 & P_s \end{pmatrix} \quad \text{Gleichung 5.23}$$

Für die Schubspannung  $\tau_{rz,s}$  folgt aus Gleichung 5.23 der allgemeine Newton'sche Schubspannungsansatz:

$$\tau_{rz,s} = -\eta_s \frac{dv_{z,s}}{dr} \quad \text{Gleichung 5.24}$$

Die Erhaltungsgleichung für die fluktuierende kinetische Energie der granularen Phase lässt sich dementsprechend vereinfachen zu:

$$-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rq_{r,s}) - \tau_{rz,s} \frac{dv_{z,s}}{dr} - \gamma_s = 0 \quad \text{Gleichung 5.25}$$

Gleichung 5.25 lässt sich durch Erweiterung des Produktionsterms für die granulare Temperatur mit der granularen Scherviskosität und damit einhergehender Eliminierung des Geschwindigkeitsgradienten nach Gleichung 5.24 umformen zu:

$$-\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rq_{r,s}) + \frac{\tau_{rz,s}^2}{\eta_s} - \gamma_s = 0 \quad \text{Gleichung 5.26}$$

In Gleichung 5.26 wird deutlich, dass der Produktionsterm für die granulare Temperatur stets größer null ist.

Die Erhaltungsgleichungen, das Fourier'sche Gesetz und die Formulierungen für den granularen Druck sowie die Transportkoeffizienten können unter Einführung charakteristischer Größen in eine dimensionslose Form überführt werden. Als charakteristische Größen werden definiert:

- die Geschwindigkeit der Gasphase am Minimalfluidisationspunkt  $v_{g,mf}$
- der Druckgradient der Gasphase am Minimalfluidisationspunkt  $\Delta P_{g,mf} \Delta L_{mf}^{-1}$
- die Dichte der granularen Phase am Minimalfluidisationspunkt  $\rho_{s,mf}$
- der Rohrdurchmesser  $R$

Die charakteristischen Größen sind wie der Rohrdurchmesser entweder geometrische Parameter des Fördersystems oder lassen sich mithilfe eines einfachen Fluidisierungsversuchs, wie in Kapitel 3.1 beschrieben, für das jeweilige Fördergut bestimmen. Die Größen am Minimalfluidisationspunkt werden insofern als charakteristisch für die Pfropfenförderung angesehen, als dass die granulare Temperatur für dicht gepackte Systeme gegen Null gehen muss. Eine Beschreibung der Pfropfenförderung im Kontext der kinetischen Theorie granularer Strömungen erscheint also nur sinnvoll, wenn, wie in Kapitel 4 gezeigt, die Pfropfen als fluidisierte Strukturen vorliegen. Mithilfe der oben aufgeführten charakteristischen Größen ergeben sich somit folgende dimensionslose Größen:

### Dimensionsloser Partikeldurchmesser

$$d_P^* = \frac{d_P}{R} \quad \text{Gleichung 5.27}$$

### Dimensionsloser Rohrradius

$$r^* = \frac{r}{R} \quad \text{Gleichung 5.28}$$

### Dimensionslose granulare Temperatur

$$\Theta^* = \frac{\Theta}{v_{g,mf}^2} \quad \text{Gleichung 5.29}$$

### Dimensionslose Partikeldichte

$$\rho_P^* = \frac{\rho_P}{\rho_{s,mf}} \quad \text{Gleichung 5.30}$$

### Dimensionslose granulare Schubspannung

$$\tau_{rz,s}^* = \frac{\tau_{rz,s}}{\rho_{s,mf} v_{g,mf}^2} \quad \text{Gleichung 5.31}$$

### Dimensionsloser granularer Druck

$$P_s^* = \frac{P_s}{\rho_{s,mf} v_{g,mf}^2} \quad \text{Gleichung 5.32}$$

**Dimensionsloser Gasdruckgradient**

$$\frac{dP_g^*}{dz^*} = \frac{\frac{dP_g}{dz}}{\frac{\Delta P_{g,mf}}{\Delta L_{mf}}} \quad \text{Gleichung 5.33}$$

**Dimensionslose granulare Wärmestromdichte**

$$q_{r,s}^* = \frac{q_{r,s}}{\rho_{s,mf} v_{g,mf}^3} \quad \text{Gleichung 5.34}$$

**Dimensionslose granulare Wärmeleitfähigkeit**

$$\lambda_s^* = \frac{\lambda_s}{\rho_{s,mf} v_{g,mf} R} \quad \text{Gleichung 5.35}$$

**Dimensionslose granulare Scherviskosität**

$$\eta_s^* = \frac{\eta_s}{\rho_{s,mf} v_{g,mf} R} \quad \text{Gleichung 5.36}$$

**Dimensionsloser granularer Dissipationskoeffizient**

$$\gamma_s^* = \frac{\gamma_s}{\rho_{s,mf} v_{g,mf}^3} \quad \text{Gleichung 5.37}$$

Die Bilanzgleichungen der Mischung und das Fourier'sche Gesetz zur granularen Wärmeleitung lassen sich durch Substitution ebenfalls in dimensionsloser Form schreiben:

**Dimensionslose Impulsbilanz in z-Richtung**

$$-\frac{\Delta P_{g,mf} R}{\Delta L_{mf} v_{g,mf}^2 \rho_{s,mf}} \frac{dP_g^*}{dz^*} - \frac{d\tau_{rz,s}^*}{dr^*} - \frac{\tau_{rz,s}^*}{r^*} = 0 \quad \text{Gleichung 5.38}$$

Die dimensionslose Gruppe vor dem Gasdruckgradienten in Gleichung 5.38 hat die Form einer mit der Dichte der granularen Phase am Minimalfluidisationspunkt gebildeten Euler-Zahl und wird daher nachfolgend als  $Eu_{mf}$  bezeichnet. Die  $Eu_{mf}$ -Zahl ist charakteristisch für das Fluidisierverhalten eines Schüttgutes und lässt sich bei gegebenem Rohrradius  $R$  aus einem einfachen Fluidisierungsexperiment wie in Abschnitt 3.1 beschrieben bestimmen.

**Dimensionslose Impulsbilanz in  $r$ -Richtung**

$$\frac{dP_s^*}{dr^*} = 0 \quad \text{Gleichung 5.39}$$

**Dimensionslose Bilanzgleichung für die fluktuierende kinetische Energie**

$$-\frac{dq_{r,s}^*}{dr^*} - \frac{q_{r,s}^*}{r^*} + \frac{\tau_{rz,s}^{*2}}{\eta_s^*} - \gamma_s^* = 0 \quad \text{Gleichung 5.40}$$

**Dimensionsloses Fourier'sches Gesetz**

$$\frac{d\Theta^*}{dr^*} + \frac{q_{r,s}^*}{\lambda_s^*} = 0 \quad \text{Gleichung 5.41}$$

Die dimensionslosen Erhaltungsgleichungen ergeben zusammen mit der dimensionslosen Zustandsgleichung für den granularen Druck, dem dimensionslosen Fourier'schen Gesetz, den Zusammenhängen für die Transportkoeffizienten der granularen Phase und der radialen Verteilungsfunktion ein Algebra-Differentialgleichungssystem, das bei Vorgabe eines Gasdruckgradienten und unter Angabe geeigneter Anfangsbedingungen numerisch lösbar ist. Zur numerischen Lösung wurde auf die im Programm *Mathcad 15* implementierte *Radau5*-Methode zurückgegriffen.

**5.4 Anfangsbedingungen**

Das Impulsleichgewicht in  $z$ -Richtung nach Gleichung 5.38 lässt sich bei Vorgabe eines Gasdruckgradienten, der  $Eu_{mf}$ -Zahl und einer geeigneten Anfangsbedingung nach der Schubspannung der granularen Phase lösen. Da die Strömung der granularen Phase als voll ausgebildet angenommen wird, muss das Symmetriezentrum schubspannungsfrei sein:

$$\tau_{rz,s}^* \Big|_{r^*=0} = 0 \quad \text{Gleichung 5.42}$$

Für die Wandschubspannung bei  $r^* = 1$  ergibt sich damit:

$$\tau_{rz,s}^* \Big|_{r^*=1} = -\frac{1}{2} Eu_{mf} \frac{dP^*}{dz^*} \quad \text{Gleichung 5.43}$$

Das Verhältnis  $\mu_W$  von Wandschubspannung zu granularem Druck an der Rohrwand kann, wie im experimentellen Teil gezeigt, mit einem stoffabhängig konstanten (phänomenologischen) Verhältnis beschrieben werden<sup>1</sup>:

$$\mu_W = \frac{\tau_{rz,s}^* \Big|_{r^*=l}}{P_s^* \Big|_{r^*=l}} \quad \text{Gleichung 5.44}$$

Da nach Gleichung 5.39 die Ableitung des dimensionslosen granularen Drucks über den dimensionslosen Radius null ist, muss gelten:

$$P_s^* \Big|_{r^*=l} = P_s^* \Big|_{r^*=0} \quad \text{Gleichung 5.45}$$

Nimmt man aufbauend auf den experimentell bestimmten radialen Porositätsprofilen an, dass die Feststoffkonzentration im Zentrum eines Pfropfens der Feststoffkonzentration einer Schüttgutsäule gleichen Materials am Lockerungspunkt entspricht,

$$c_{V,s} \Big|_{r^*=0} = c_{V,s,mf} \quad \text{Gleichung 5.46}$$

dann ergibt sich unmittelbar aus der Zustandsgleichung für den granularen Druck die dimensionslose granulare Temperatur im Rohrzentrum:

$$\Theta^* \Big|_{r^*=0} = \frac{P_s^* \Big|_{r^*=0}}{\rho_P^* c_{V,s,mf} \left[ 1 + 2(1+e) c_{V,s,mf} f_0 \Big|_{r^*=0} \right]} \quad \text{Gleichung 5.47}$$

Mit Gleichung 5.46 und Gleichung 5.47 können nun die dimensionslosen Transport- und Dissipationskoeffizienten sowie die radiale Verteilungsfunktion bei  $r^* = 0$  eindeutig bestimmt werden. Mit der Symmetriebedingung für die granulare Wärmestromdichte im Rohrzentrum

$$q_{r,s}^* \Big|_{r^*=0} = 0 \quad \text{Gleichung 5.48}$$

sind die Anfangsbedingungen komplettiert.

---

<sup>1</sup> Die Verwendung eines „Reibungskoeffizienten“ an dieser Stelle widerspricht auf den ersten Blick der zur Herleitung der Transportkoeffizienten zugrunde gelegten Annahme von reibungsfreien Partikeln. Die Ursache der im experimentellen Teil beobachteten Wandschubspannung muss allerdings nicht a priori auf Reibung beruhen. Kinetischer und kollisionsbedingter Impulstransport führen bei Vorliegen eines Geschwindigkeitsgradienten ebenfalls zu einer Wandschubspannung und damit zu einem Wandspannungsverhältnis. Da die mikromechanischen Vorgänge mit den verfügbaren Messverfahren nicht aufgedeckt werden konnten, wird folgende Einschränkung vorgenommen: für den Fall, dass tatsächlich Reibung mit in Betracht gezogen werden muss, soll diese unmittelbar auf Partikel-Wand-Kontakte beschränkt bleiben. Die Partikel-Partikel-Stöße werden weiterhin als reibungsfrei angenommen. Die Beschreibung des Wandspannungsverhältnisses ist damit rein phänomenologisch.

## 5.5 Parametrische Studie zu dimensionslosen radialen Temperatur-, Porositäts- und Spannungsprofilen der granularen Phase

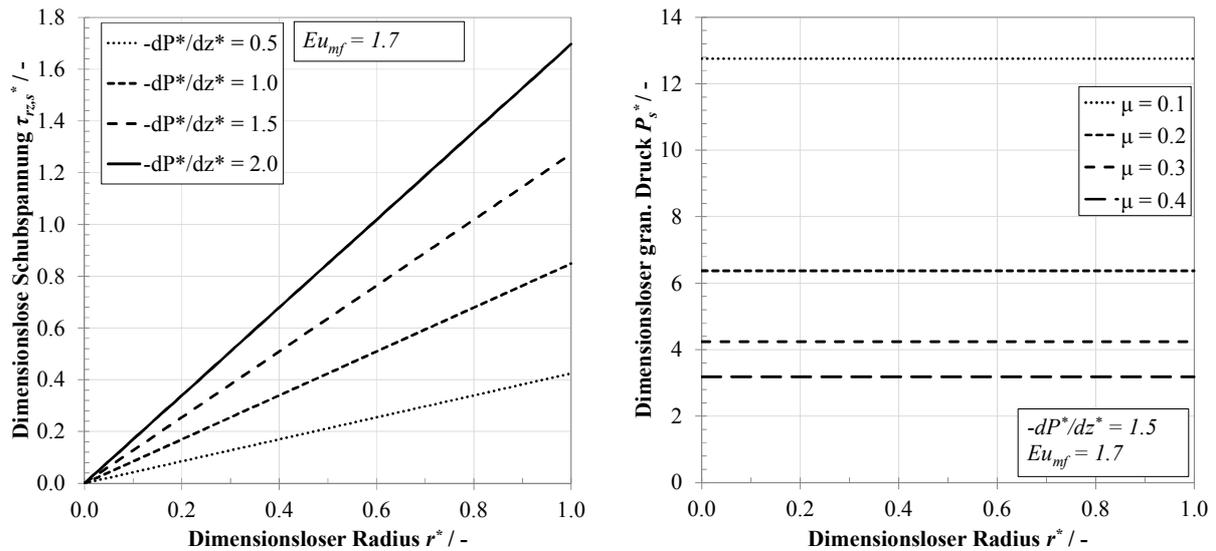
Um das Verhalten wichtiger dimensionsloser Modellgrößen in Abhängigkeit des dimensionslosen Gasdruckgradienten  $dP_g^*/dz^*$ , des Restitutionskoeffizienten  $e$  sowie des Wandspannungsverhältnisses  $\mu_w$  abschätzen zu können, wurde eine Parameterstudie durchgeführt, deren Ergebnisse nachfolgend gezeigt und diskutiert werden.

Die Wahl der in die Berechnung einfließenden Werte der dimensionslosen Größen  $d_p^*$ ,  $\rho_p^*$ ,  $Eu_{mf}$ ,  $c_{V,s,mf}$  und  $c_{V,s,max}$  erfolgte möglichst nahe an den experimentell bestimmten oder durch stoffliche oder geometrische Eigenschaften festgelegten Größenwerten. In Tabelle 5.1 sind die für die Parameterstudie verwendeten und die für *NOVOLEN* sowie *ENGAGE* bestimmten Werte für einen Rohrradius von  $R = 0.04$  m gegenübergestellt. Die zur Bildung der dimensionslosen Größen bei *ENGAGE* und *NOVOLEN* herangezogenen, experimentell ermittelten Werte können Kapitel 3.1 entnommen werden.

**Tabelle 5.1** Gegenüberstellung der dimensionslosen Größenwerte (Anm.:  $R = 0.04$  m)

	$d_p^* / -$	$\rho_p^* / -$	$Eu_{mf} / -$	$c_{V,s,mf} / -$	$c_{V,s,max} / -$
<i>NOVOLEN</i>	0.1	1.64	1.83	0.62	0.68
<i>ENGAGE</i>	0.1	1.64	1.65	0.61	0.66
Parameterstudie	0.1	1.64	1.70	0.61	0.67

Die dimensionslose Impulsbilanz in  $z$ -Richtung kann bei Vorgabe der  $Eu_{mf}$ -Zahl und eines Druckgradienten unabhängig von den anderen Erhaltungsgleichungen gelöst werden, wenn das Symmetriezentrum der voll ausgebildeten granularen Strömung schubspannungsfrei ist. Die für  $Eu_{mf} = 1.7$  in Abhängigkeit des aufgeprägten Druckgradienten berechneten radialen Verläufe der dimensionslosen Schubspannung  $\tau_{rz,s}^*$  sind in Abbildung 5.1 links dargestellt. Entsprechend Gleichung 5.38 ist der Zusammenhang zwischen dimensionslosem Gasdruckgradient und der dimensionslosen Wandschubspannung der granularen Phase  $\tau_{rz,s}^* \Big|_{r^*=0}$  linear, ebenso wie der Verlauf von  $\tau_{rz,s}^*$  über den dimensionslosen Radius  $r^*$ . Nach Gleichung 5.39 ist der dimensionslose granulare Druck  $P_s^*$  über  $r^*$  konstant und mit der dimensionslosen Wandschubspannung über das Wandspannungsverhältnis  $\mu_w$  verknüpft (Gleichung 5.44). Die exemplarisch für einen Gasdruckgradienten  $-dP_g^*/dz^* = 1.5$  und unterschiedliche Spannungsverhältnisse  $\mu_w = 0.1 \dots 0.4$  berechneten dimensionslosen granularen Drücke sind in Abbildung 5.1 rechts gezeigt. Größere Wandspannungsverhältnisse führen folglich bei konstant gehaltenem  $dP_g^*/dz^*$  zu höheren dimensionslosen granularen Drücken  $P_s^*$ .

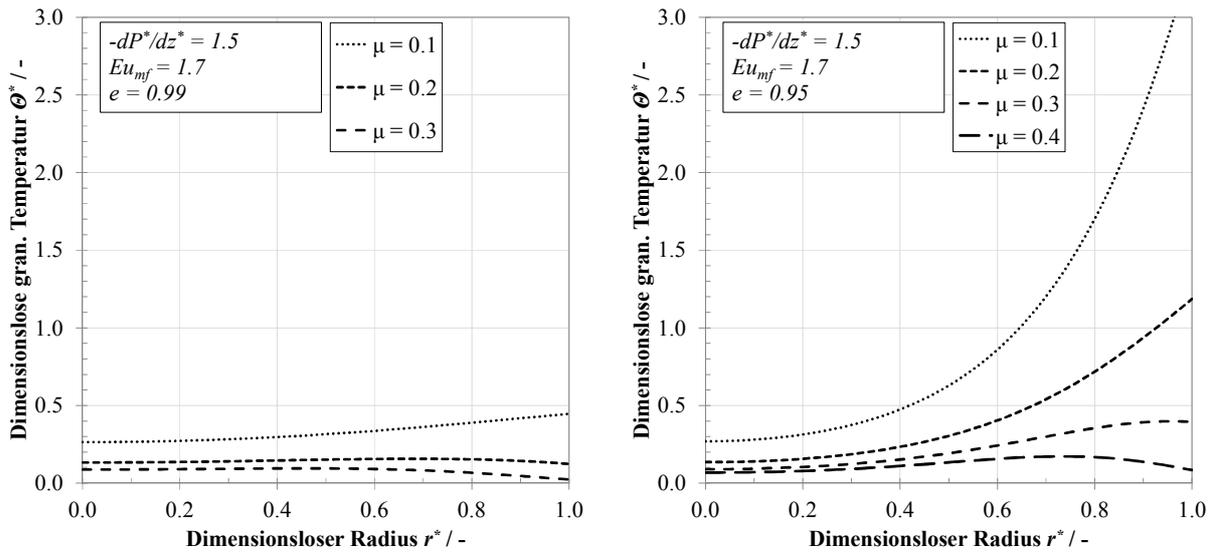


**Abbildung 5.1** Dimensionslose Schubspannungsverläufe in Abhängigkeit des dimensionslosen Gasdruckgradienten  $dP_g^*/dz^*$  (links); dimensionsloser granularer Druck  $P_s^*$  mit dem Spannungsverhältnis  $\mu_W$  als Parameter (rechts)

Um die Inelastizität der Partikel-Partikel-Stöße in granularen Systemen beschreiben zu können, wurde im Kontext der kinetischen Theorie granularer Strömungen der Restitutionskoeffizient  $e$  eingeführt. Zur Herleitung der konstitutiven Gleichungen wird im Allgemeinen davon ausgegangen, dass die Abweichungen vom thermodynamischen Gleichgewichtszustand gering und die Konzentrations-, Geschwindigkeits- und Temperaturgradienten folglich klein sind [4,60,82]. Die Gültigkeit der oben aufgeführten konstitutiven Gleichungen ist damit streng genommen auf  $1 - e^2 \ll 1$  beschränkt. Aus diesem Grund werden für die parametrischen Untersuchungen zunächst Restitutionskoeffizienten  $e \geq 0.95$  betrachtet. Abbildung 5.2 zeigt bei konstant gehaltenem dimensionslosen Gasdruckgradienten den Einfluss des gewählten Wandspannungsverhältnisses auf den radialen Verlauf der dimensionslosen granularen Temperatur für  $e = 0.99$  (links) und  $e = 0.95$  (rechts). Höhere Wandspannungskoeffizienten haben für beide Restitutionskoeffizienten ein höheres granulares Temperaturniveau zur Folge, wobei im Vergleich für  $e = 0.95$  deutlich größere Werte erreicht werden. Die in der Formulierung des Gleichungssystems nicht explizit enthaltene Symmetriebedingung der Gradientenfreiheit im Rohrzentrum

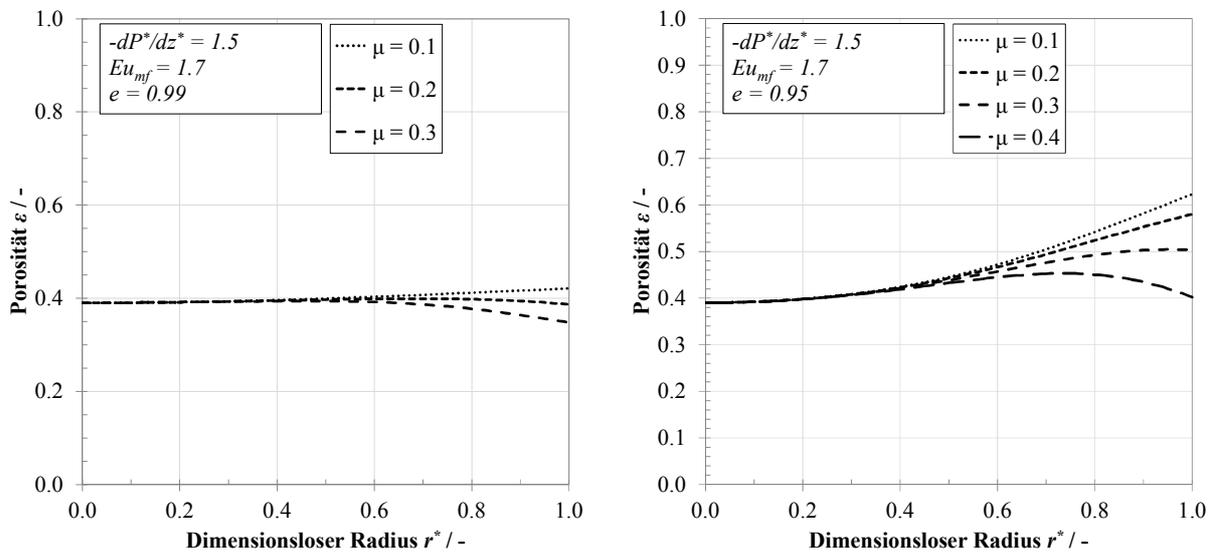
$$\left. \frac{d}{dr} \Theta^* \right|_{r^*=0} = 0$$

ist dabei in allen Fällen erfüllt.



**Abbildung 5.2** Radiale Profile der dimensionslosen granularen Temperatur mit dem Wandspannungsverhältnis  $\mu_W$  als Parameter für  $e = 0.99$  (links) und  $e = 0.95$  (rechts)

In Bereichen hoher granularer Temperaturen kommt es zu einer Abnahme der Feststoffkonzentration und damit zu einer Zunahme der Porosität. Die zu Abbildung 5.2 korrespondierenden radialen Porositätsprofile sind in Abbildung 5.3 dargestellt.



**Abbildung 5.3** Radiale Profile der Porosität mit dem Wandspannungsverhältnis  $\mu_W$  als Parameter für  $e = 0.99$  (links) und  $e = 0.95$  (rechts)

Um zu überprüfen, ob neben Restitutionskoeffizient und Wandspannungsverhältnis auch der dimensionslose Gasdruckgradient einen Einfluss auf den radialen Verlauf der Porositätsprofile hat, wurde dieser bei konstant gehaltenen  $e$  und  $\mu_W$  in einem die experimentell bestimmten Werte repräsentierenden Bereich von  $-dP_g^*/dz^* = 0.5 \dots 2.0$  variiert. Wie aus Abbildung 5.4 ersichtlich ist der Einfluss des Gasdruckgradienten allerdings vernachlässigbar.

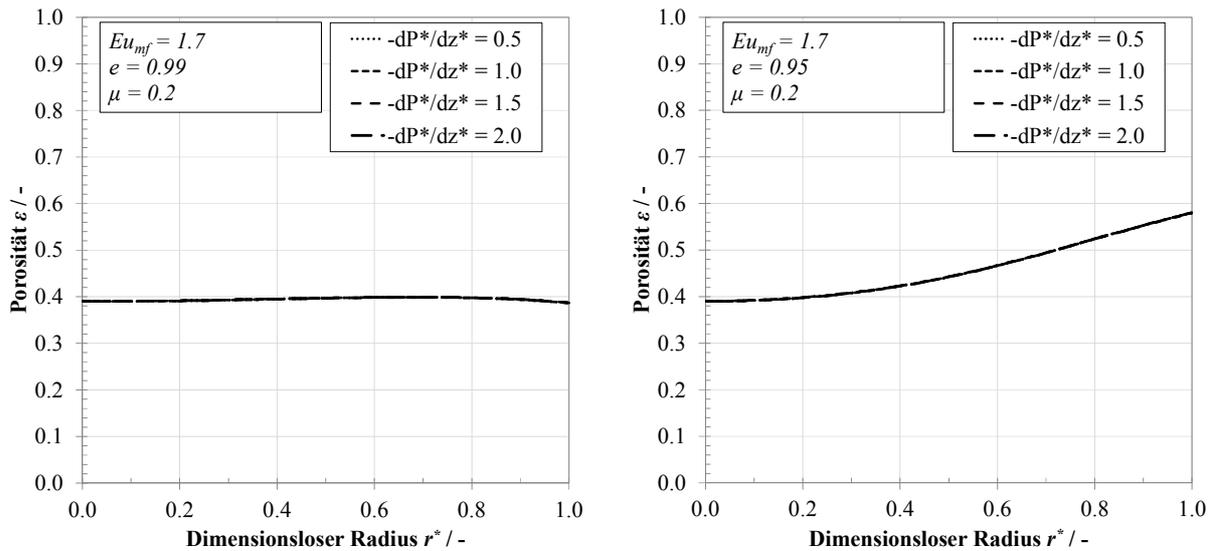


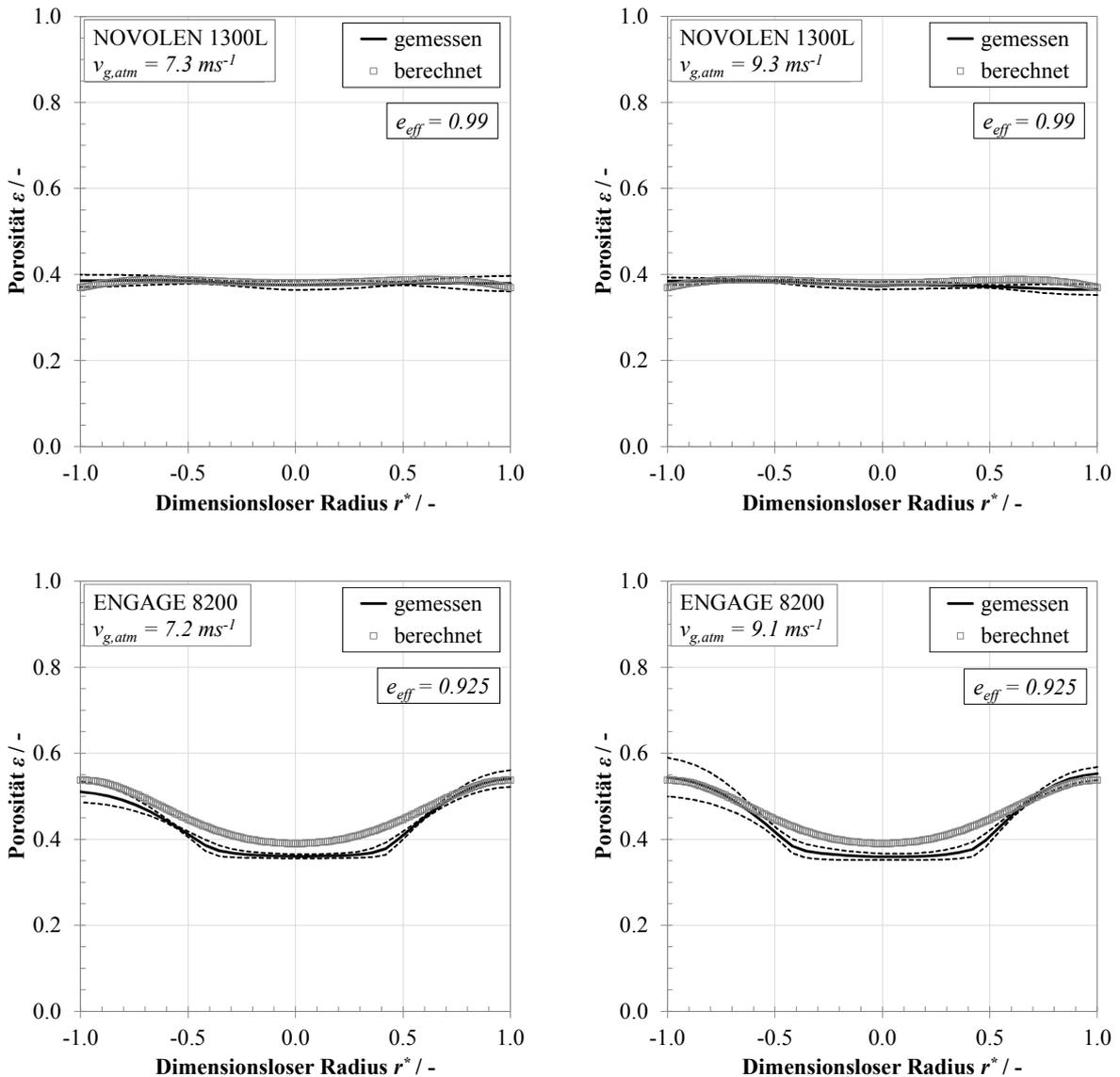
Abbildung 5.4 Radiale Profile der Porosität mit dem Gasdruckgradienten  $dP_g^*/dz^*$  als Parameter für  $e = 0.99$  (links) und  $e = 0.95$  (rechts)

## 5.6 Eine neue Methodik zur Bestimmung eines effektiven Restitutionskoeffizienten - Vergleich zwischen gemessenen und berechneten Porositätsprofilen

Wie im vorangegangenen Abschnitt gezeigt wurde, stellen der Partikel-Partikel-Restitutionskoeffizient  $e$  und das Wandspannungsverhältnis  $\mu_w$  die Haupteinflussgrößen auf den radialen Verlauf der (dimensionslosen) granularen Temperatur und damit der Feststoffkonzentration dar. Da das Spannungsverhältnis an der Rohrwand als für das jeweilige Fördergut konstant angenommen werden kann, verbleibt der Partikel-Partikel-Restitutionskoeffizient als einzige unbestimmte Größe. Eine direkte Bestimmung dieses Restitutionskoeffizienten kann für sphärische Partikeln z.B. durch Messung der normalen Komponente der Partikelgeschwindigkeiten vor und nach einem Stoß erfolgen. Der normale Restitutionskoeffizient zeigt jedoch sowohl bei Partikel-Partikel- als auch bei Partikel-Wand-Kollisionen eine starke Abhängigkeit von der Auftreffgeschwindigkeit (Nylon-Kugeln im gegenseitigen Stoß [70], Stahlkugeln auf Stahlplatte [77], Edelstahlkugeln auf Glasplatte 91). Für geringe Relativgeschwindigkeiten, typischerweise im Bereich  $v_{rel} \leq 1 \text{ ms}^{-1}$ , nimmt der Restitutionskoeffizient nahezu konstante Werte nahe  $e = 1$  an, um dann mit steigenden Relativgeschwindigkeiten abzunehmen.

Für den hier betrachteten Fall hoher Feststoffkonzentrationen und damit geringer Relativgeschwindigkeiten erscheint ein anderes Vorgehen zur Bestimmung des Restitutionskoeffizienten sinnvoll. Bei den durchgeführten Förderversuchen konnten mithilfe der kapazitiven Tomographie für die Fördermaterialien charakteristische Porositätsprofile bestimmt werden, die kaum Abhängigkeit von der eingestellten Leerrohrgeschwindigkeit aufweisen (vgl. Kapitel 4.3.2 und 4.3.3). Durch Wahl eines geeigneten effektiven normalen Restitutionskoeffizienten  $e_{eff}$  können diese gemessenen radialen

Porositätsverläufe mithilfe des oben vorgestellten Modells rechnerisch abgebildet werden. Die auf diese Weise bestimmten effektiven Restitutionskoeffizienten liegen für *NOVOLEN* bei  $e_{eff,NOVOLEN} = 0.99$  und für *ENGAGE* bei  $e_{eff,ENGAGE} = 0.925$ , wie in Abbildung 5.5 beispielhaft für jeweils zwei Leerrohrgeschwindigkeiten gezeigt.



**Abbildung 5.5** Vergleich zwischen gemessenen und berechneten radialen Porositätsprofilen für *NOVOLEN* mit  $e_{eff} = 0.99$  (oben) und *ENGAGE* mit  $e_{eff} = 0.925$  (unten)

Aufgrund der radialen granularen Temperatur- und Feststoffkonzentrationsgradienten ist davon auszugehen, dass auch die Relativgeschwindigkeit zweier Partikel beim Stoß eine radiale Abhängigkeit aufweist und damit zu radial unterschiedlichen Restitutionskoeffizienten führt. Der effektive Restitutionskoeffizient kann daher auch als materialabhängiger globaler Restitutionskoeffizient betrachtet werden, bei dessen Verwendung im Kontext der KTGF die beste Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen radialen Porositätsverläufen erzielt werden kann. Bedingt durch die hohen Feststoff-

konzentrationen in den Pfropfen kann davon ausgegangen werden, dass die Relativgeschwindigkeiten der Partikeln innerhalb eines Pfropfens gering sind. Die für die beiden Fördermaterialien bestimmten effektiven Restitutionskoeffizienten erscheinen damit physikalisch plausibel. Weiterhin kann die zur Herleitung der konstitutiven Gleichungen zugrunde gelegte Annahme schwach inelastischer Stöße mit  $1 - e^2 \ll 1$  als erfüllt angesehen werden.

## 5.7 Vorschlag für eine praxisbezogene Auslegungsprozedur der Pfropfenförderung

Mit den obenstehenden Ausführungen zu den physikalischen Vorgängen bei der pneumatischen Dichtstromförderung ist, stets unter der Voraussetzung, dass die getroffenen Annahmen und Vereinfachungen Gültigkeit besitzen, eine konsistente Beschreibung der experimentell bestimmten radialen Feststoffkonzentrationsverläufe möglich. Für die technische Auslegung von pneumatischen Dichtstromförderern sind jedoch globale Größen wie der Anlagendruckverlust in Abhängigkeit des durchgesetzten Produktmassenstroms von Interesse. Diese Größen lassen sich aus den Modellbetrachtungen ableiten, wenn voraus gesetzt wird, dass

- der Druckverlust der reinen Gasströmung vernachlässigt werden kann,
- die am Rohrboden liegende stationäre Schicht nicht zum Gasdruckverlust beiträgt,
- das Fördergas näherungsweise als inkompressibel angenommen wird,
- der Gasdruckgradient  $dP_g/dz$  in den Pfropfen konstant ist,
- alle Pfropfen bei gleicher Fördergasgeschwindigkeit gleiches stationäres Förderverhalten hinsichtlich Feststoffkonzentration und Geschwindigkeit der granularen Phase zeigen.

Weiterhin wird vorausgesetzt, dass Stoffparameter wie der Partikeldurchmesser  $d_p$ , die Partikeldichte  $\rho_p$ , der Wandspannungskoeffizient  $\mu_w$ , der effektive Restitutionskoeffizient  $e_{eff}$  und das Fluidisierverhalten des zu betrachtenden Fördergutes aus Messungen bekannt sind. Mit diesen Stoffparametern lassen sich mit dem im vorangegangenen Abschnitt vorgestellten Modell die (dimensionslosen) radialen Profile der Feststoffkonzentration, der Transportkoeffizienten und der Schubspannung bestimmen, wenn ein dimensionsloser Gasdruckgradient *im* Pfropfen vorgegeben wird. Der radiale Geschwindigkeitsverlauf der granularen Phase innerhalb der Pfropfengrenzen kann dann mit dem allgemeinen Newton'schen Schubspannungsansatz nach Gleichung 5.24 berechnet werden, wenn die dimensionslosen Größen in dimensionsbehaftete Größen transformiert werden:

$$v_{z,s}(r) = - \int_0^r \frac{\tau_{rz,s}(\xi)}{\eta(\xi)} d\xi - C$$

**Gleichung 5.49**

Für die Geschwindigkeit der granularen Phase an der Rohrwand soll zunächst allgemein gelten:

$$v_{z,s} \Big|_{r=R} = v_{z,s,W} \quad \text{Gleichung 5.50}$$

Die Integrationskonstante  $C$  lässt sich damit schreiben als:

$$C = -v_{z,s,W} - \int_0^R \frac{\tau_{rz,s}(r)}{\eta(r)} dr \quad \text{Gleichung 5.51}$$

Der *in* den Pfropfen transportierte Produktmassenstrom  $\dot{m}_{s,pf}$  lässt sich aus der Geschwindigkeit der granularen Phase  $v_{z,s}$ , der Partikeldichte  $\rho_p$  und der Feststoffkonzentration  $c_V$  berechnen, wobei diese Größen jeweils eine Funktion des Radius  $r$  sind:

$$\dot{m}_{s,pf} = \int_0^R 2\pi r \rho_p c_V(r) v_{z,s}(r) dr \quad \text{Gleichung 5.52}$$

Für den durch eine Förderleitung der Länge  $L_{FL}$  fließenden und über die Durchlaufzeit der Pfropfen gemittelten Massenstrom  $\dot{m}_{s,FL}$  ergibt sich folgender Zusammenhang, wobei die Gesamtlänge aller sich in der Förderleitung befindenden Pfropfen mit  $L_{Pf,ges}$  bezeichnet ist:

$$\dot{m}_{s,FL} = \dot{m}_{s,pf} \frac{L_{Pf,ges}}{L_{FL}} \quad \text{Gleichung 5.53}$$

Der Druckabfall  $\Delta P_{g,Pf,ges}$  entlang der Gesamtpfropfenlänge  $L_{Pf,ges}$  entspricht unter Berücksichtigung der getroffenen Vereinfachungen dem Druckverlust  $\Delta P_{g,FL}$  der Förderleitung:

$$-\Delta P_{g,FL} = -\Delta P_{g,Pf,ges} \quad \text{Gleichung 5.54}$$

Die anschließende Division von Gleichung 5.53 durch Gleichung 5.54 liefert für den Druckverlust der Förderleitung:

$$\Delta P_{g,FL} = \Delta P_{g,Pf,ges} \frac{L_{FL}}{L_{Pf,ges}} \frac{\dot{m}_{s,FL}}{\dot{m}_{s,pf}} \quad \text{Gleichung 5.55}$$

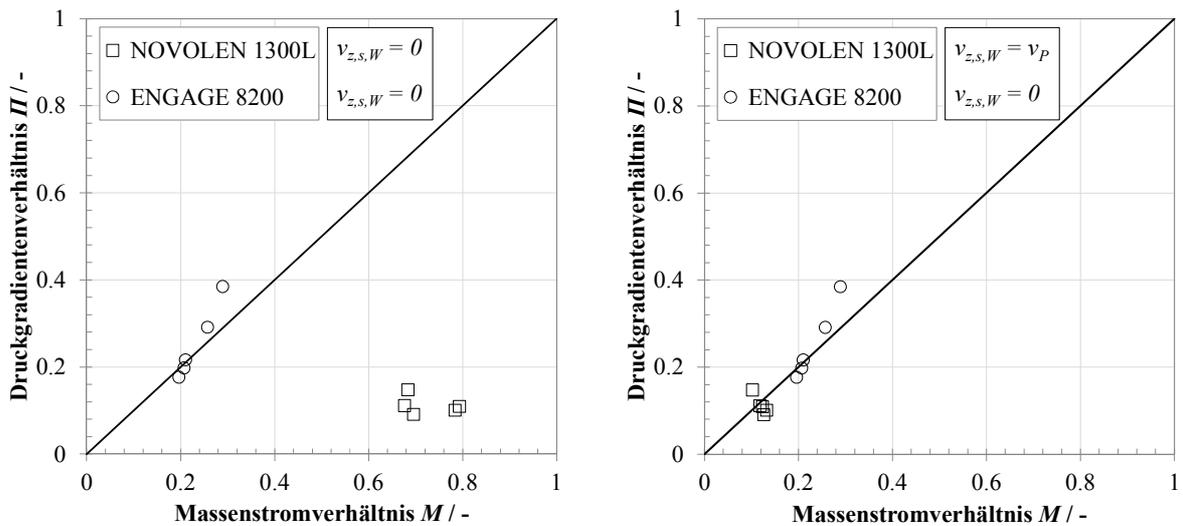
Umgeformt ergibt sich:

$$\frac{\Delta P_{g,FL}}{\Delta P_{g,Pf,ges}} \frac{L_{Pf,ges}}{L_{FL}} = \frac{\dot{m}_{s,FL}}{\dot{m}_{s,pf}} \quad \text{Gleichung 5.56}$$

Das dimensionslose Produkt aus Druckverlust- und Längenverhältnis auf der linken Seite von Gleichung 5.56 wird im Folgenden als  $\Pi$  bezeichnet, das dimensionslose Massenstromverhältnis als  $M$ . Der Druckgradient im Pfropfen  $\Delta P_{g,Pf,ges}/L_{Pf,ges}$  wird entsprechend der oben getroffenen Annahme

entlang der  $z$ -Achse als konstant betrachtet und wurde im Rahmen dieser Arbeit experimentell in Abhängigkeit von der eingestellten Fördergeschwindigkeit als  $\Delta P_g/\Delta z$  (vgl. Kapitel 4.4.1) bestimmt. Als charakteristischer Druckgradient in den Pfropfen wurde für jede eingestellte Fördergeschwindigkeit jeweils der Mittelwert aus den bei den drei Sondenstellungen gemessenen Werten gebildet. Mit den ebenfalls experimentell bestimmten Druckverlusten der horizontalen Förderstrecke lässt sich damit für jede Fördergeschwindigkeit eine  $M$ -Zahl berechnen.

Der Produktmassenstrom  $\dot{m}_{FL}$  ist im Allgemeinen ebenso wie die Förderleitungslänge in technischen Anwendungen bekannt beziehungsweise vorgegeben. Nimmt man nun zunächst an, dass die Geschwindigkeit der Partikeln direkt an der Rohrwand wie bei klassischen Fluiden  $v_{z,s,W} = 0$  beträgt, können mit den experimentell bestimmten mittleren Druckgradienten  $dP_g/dz = \Delta P_{g,Pf,ges}/L_{Pf,ges}$  aus den Modellgleichungen die Größen  $v_{z,s}(r)$  und  $c_I(r)$  berechnet werden. Mit Gleichung 5.52 folgt daraus unmittelbar der Massenstrom  $\dot{m}_{s,Pf}$ . Zusammen mit den ebenfalls experimentell ermittelten Anlagenmassenströmen ist somit das Massenstromverhältnis  $M$  für die jeweiligen Fördergeschwindigkeiten bestimmt. Trägt man nun für jede Fördergeschwindigkeit die  $M$ - $M$ -Wertepaare im  $M$ - $M$ -Diagramm auf, erhält man die in Abbildung 5.6 links gezeigte Darstellung.



**Abbildung 5.6**  $M$ - $M$ -Wertepaare im  $M$ - $M$ -Diagramm mit  $v_{z,s,W} = 0$  für beide Fördergüter (links) und mit  $v_{z,s,W} = 0$  für ENGAGE bzw.  $v_{z,s,W} = v_p$  für NOVOLEN (rechts)

Die für *ENGAGE* bestimmten  $M$ - $M$ -Wertepaare ordnen sich in guter Näherung um die theoretische Lage auf der Winkelhalbierenden an, wohingegen die für *NOVOLEN* ermittelten Wertepaare sehr deutlich davon abweichen. Da, wie in Abschnitt 5.5 gezeigt werden konnte,  $c_I(r)$  nicht vom aufgeprägten Druckgradienten abhängt, verbleibt  $v_{z,s}(r)$  als die den Massenstrom  $\dot{m}_{s,Pf}$  beeinflussende Größe (Gleichung 5.52). Das Geschwindigkeitsprofil  $v_{z,s}(r)$  der granularen Phase hängt zum einen vom aufgeprägten Druckgradienten, zum anderen von der gewählten Wandgeschwindigkeit  $v_{z,s,W}$  ab. Der

Druckgradient ist im oben betrachteten Fall gegeben durch die experimentell bestimmten Messwerte. Es ist folglich davon auszugehen, dass für *NOVOLEN* die Annahme  $v_{z,s,W} = 0$  nicht zutreffend ist, sondern eine Wandgleitgeschwindigkeit der granularen Phase in Betracht gezogen werden muss. Dies deckt sich mit den in Kapitel 4.2.1 gezeigten experimentellen Beobachtungen, dass in *NOVOLEN*-Pfropfen die sich unmittelbar an der Rohrwand befindenden Partikeln eine näherungsweise stationäre Bewegung in  $z$ -Richtung aufweisen. Dies ist nicht der Fall bei *ENGAGE*-Partikeln, so dass bei der Förderung von *ENGAGE* die näherungsweise Annahme  $v_{z,s,W} = 0$  zulässig erscheint. Wird nun angenommen, dass die Wandgeschwindigkeit für *NOVOLEN* gleich der wandnah bestimmten Partikelgeschwindigkeit ist ( $v_{z,s,W} = v_P$ ), so erhöht sich der in den *NOVOLEN*-Pfropfen transportierte Massenstrom, die  $M$ -Zahl nimmt bei gleichbleibender  $\Pi$ -Zahl folglich ab. Unter Berücksichtigung dieser Wandgleitgeschwindigkeit ordnen sich die bei der Förderung von *NOVOLEN* ermittelten  $M$ - $\Pi$ -Wertepaare ebenfalls um die Winkelhalbierende an (Abbildung 5.6 rechts). Diese gute Übereinstimmung in der dimensionslosen Darstellung impliziert eine ebenso gute Übereinstimmung von berechnetem und gemessenem Anlagendruckverlust.

Bisher wurden der Druckgradient in den Pfropfen  $dP_g/dz = \Delta P_{g,Pf,ges}/L_{Pf,ges}$  und die Wandgleitgeschwindigkeit  $v_{z,s,W}$  experimentell bestimmt und damit als bekannt vorausgesetzt. Für eine rein rechnerische Vorausbestimmung des Gesamtdruckverlusts entlang einer Förderleitung kann allerdings meist nur begrenzt auf experimentelle Werte zurückgegriffen werden, so dass für oben genannte Größen Bestimmungsgleichungen gefunden werden müssen. Die Wandgleitgeschwindigkeit  $v_{z,s,W}$  von *NOVOLEN* weist bei gleichbleibender Fördergasgeschwindigkeit teils erhebliche Unterschiede von Pfropfen zu Pfropfen auf, wohingegen die Mittelwerte keine signifikante Abhängigkeit von der Fördergasgeschwindigkeit zeigen (vgl. Kapitel 4.2.2). Im Vergleich dazu zeigt sich bei der Förderung von *ENGAGE*, dessen Wandspannungsverhältnis deutlich größer als das von *NOVOLEN* ist, kein quantifizierbares Wandgleiten. Denkbar wäre demnach eine funktionelle Abhängigkeit der Wandgleitgeschwindigkeit sowohl vom Druckgradienten innerhalb des Pfropfens als auch vom Wandspannungsverhältnis  $\mu_W$ . Dieser Ansatz kann mit den vorliegenden Daten nicht näher spezifiziert werden und sollte daher in zukünftigen Arbeiten näher untersucht werden.

Für die Abhängigkeit des Druckgradienten innerhalb der Pfropfen von der Relativgeschwindigkeit lässt sich mit den nun bekannten Geschwindigkeitsprofilen der granularen Phase ein empirischer Zusammenhang aufstellen. Dazu werden, dem Ansatz von MOLERUS [89] zunächst folgend, die Partikelreynoldszahl  $Re_P$  und die Eulerzahl des Pfropfens  $Eu_{Pf}$  definiert:

$$Re_P = \frac{v_r \rho_g d_p}{\eta_g (1 - c_V)} \quad \text{Gleichung 5.57}$$

$$Eu_{pf} = \frac{4}{3} \frac{|\Delta P_{g,pf,ges}|}{L_{pf,ges}} \frac{d_p^2}{\rho_g v_r^2} \frac{(1 - \bar{c}_V)^2}{\bar{c}_V} \quad \text{Gleichung 5.58}$$

Da das radiale Profil der Gasgeschwindigkeit nicht bekannt ist, wird die Relativgeschwindigkeit  $v_r$  als Differenz aus mittlerer Fördergasgeschwindigkeit  $v_{g,atm}$  und der querschnittsgemittelten Geschwindigkeit der granularen Phase berechnet:

$$v_r = v_{g,atm} - \frac{1}{R^2 \pi} \int_0^R 2\pi r v_{z,s}(r) dr \quad \text{Gleichung 5.59}$$

Zur Berechnung von  $v_{z,s}(r)$  wurde für *NOVOLEN* die Wandgleitgeschwindigkeit  $v_{z,s,W} = v_p$  berücksichtigt. Die querschnittsgemittelte Feststoffkonzentration  $\bar{c}_V$  lässt sich schreiben als

$$\bar{c}_V = \frac{1}{R^2 \pi} \int_0^R 2\pi r c_V(r) dr \quad \text{Gleichung 5.60}$$

wobei zur Bildung von  $Re_p$  und  $Eu_{pf}$  die berechneten Feststoffkonzentrationsverläufe herangezogen werden, um Konsistenz mit der KTGF zu wahren.

Da, wie in Kapitel 4.4.1 gezeigt, der von MOLERUS für die Durchströmung von Festbetten hergeleitete Zusammenhang von  $Eu_{pf}$  und  $Re_p$  nicht auf bewegte, durchströmte Pfropfen übertragen werden kann, wird  $Eu_{pf} = f(Re_p)$  durch ein Potenzgesetz angenähert:

$$Eu_{pf} = 1.93 \cdot 10^8 Re_p^{-2.53} + 0.18 \quad \text{Gleichung 5.61}$$

Die Koeffizienten in Gleichung 5.61 wurden mithilfe des *Levenberg-Marquardt*-Algorithmus in *Mathcad 15* ermittelt. Die nach dem oben beschriebenen Vorgehen bestimmten  $Re_p$ - $Eu_{pf}$ -Wertepaare sind zusammen mit dem Verlauf von Gleichung 5.61 in Abbildung 5.7 gezeigt.

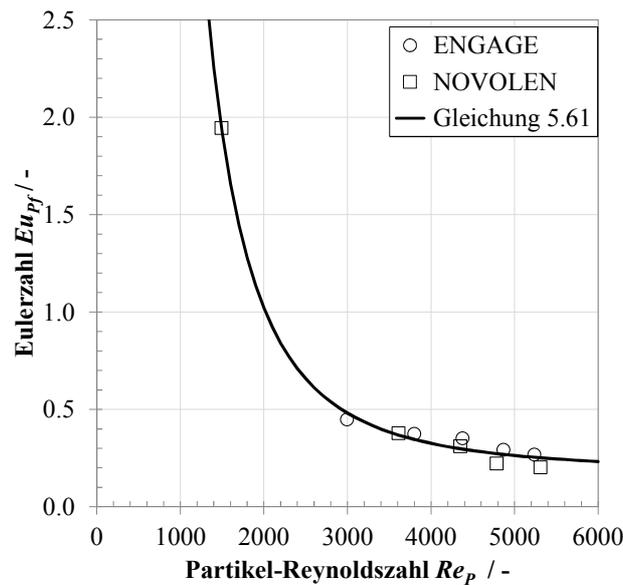


Abbildung 5.7  $Re_p$ - $Eu_{Pf}$ -Wertepaare und Ausgleichsfunktion nach Gleichung 5.61

Es sei darauf hingewiesen, dass die physikalische Plausibilität von Gleichung 5.61 für sehr kleine  $Re_p$ -Zahlen nicht gegeben ist, da  $Eu_{Pf}(Re_p)$  für  $Re_p \rightarrow 0$  divergiert. Zu beachten bleibt weiterhin, dass in die Berechnung der  $Re_p$ - und  $Eu_{Pf}$ -Zahlen die Mittelwerte der experimentell bestimmten Größen  $v_p$  und  $\Delta P_{g,Pf,ges}/L_{Pf,ge} = \Delta P_g/\Delta z$  einfließen. Für Einzelpfropfen können sich daher aufgrund der breiten Konfidenzintervalle andere  $Re_p$ - und  $Eu_{Pf}$ -Zahlen ergeben als die in Abbildung 5.7 dargestellten. Da zudem nur zwei Fördermaterialien berücksichtigt wurden, sollte die Gültigkeit von Gleichung 5.61 und deren Übertragbarkeit auf andere Fördergüter und Förderzustände in folgenden Arbeiten geprüft werden. Denkbar ist zudem, dass analog zu MOLERUS' Beschreibung des Druckverlusts in durchströmten Festbetten ein von der mittleren Feststoffkonzentration im Pfropfen abhängiger Parameter in Betracht gezogen werden muss.

Für die Berechnung des Druckgradienten einer Förderstrecke bei vorgegebener Fördergasgeschwindigkeit ergibt sich mit obigen Anmerkungen folgendes Vorgehen, sofern  $e_{eff}$ ,  $\mu_W$ ,  $d_P$ ,  $\rho_P$  und das Fluidisierverhalten des Förderguts ebenso wie die Bestimmungsgleichungen für den Druckgradienten in den Pfropfen sowie für die Wandgleitgeschwindigkeit bekannt sind:

1. Annahme einer mittleren Feststoffkonzentration in den Pfropfen ( $\bar{c}_V \approx c_{V,mf}$ )
2. Vorgabe der Fördergasgeschwindigkeit und eines Startwerts für die mittlere Feststoffgeschwindigkeit im Pfropfen; damit Berechnung von  $v_p$
3. Berechnung des Druckgradienten in den Pfropfen nach Gleichung 5.61
4. Berechnung der Wandgleitgeschwindigkeit  $v_{z,s,W}$  über eine Bestimmungsgleichung der mutmaßlichen Form  $v_{z,s,W} = f(\mu_W, dP_g/dz)$

5. Vorgabe von  $v_{z,s,W}$  und des Druckgradienten in den Modellgleichungen; Berechnung von  $c_f(r)$  (die, wie in Kapitel gezeigt, nicht vom vorgegebenen Druckgradienten abhängt) und von  $v_{z,s}(r)$
6. Berechnung einer neuen Relativgeschwindigkeit nach Gleichung 5.59
7. Wiederholung von Schritt 2-6 bis Konvergenz von vorgegebener und berechneter mittlerer Feststoffgeschwindigkeit erreicht wird
8. Berechnung des in den Pfropfen transportierten Massenstroms  $\dot{m}_{s,Pf}$  nach Gleichung 5.52 bzw. der  $M$ -Zahl (der Anlagenmassenstrom wird als bekannte Größe vorausgesetzt)
9. Berechnung des Druckgradienten  $\Delta P_{g,FL}/L_{FL}$  der Förderleitung nach Gleichung 5.56 bzw. Bestimmung der  $\Pi$ -Zahl aus Abbildung 5.6

Wie bereits gezeigt kann der Anlagendruckverlust in sehr guter Näherung bestimmt werden, wenn zur Berechnung des in den Pfropfen transportierten Granulatmassenstroms die experimentell ermittelten Druckgradienten in den Pfropfen herangezogen werden. Die Genauigkeit des mit dem obigen Vorgehen berechneten Anlagendruckverlusts ist daher in hohem Maße davon abhängig, mit welcher Präzision die Bestimmungsgleichung Aussagen über den Gasdruckgradienten in den Pfropfen zulässt.

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Der Transport von Schüttgütern in einem Gasstrom, auch als pneumatische Förderung bezeichnet, ist eine verbreitete Förderart in vielen Bereichen der chemischen, pharmazeutischen und lebensmittelverarbeitenden Industrie. Unter anderem in Abhängigkeit von Fördergas- und Produktmassenstrom lassen sich bei der pneumatischen Förderung verschiedene Förderzustände mit jeweils spezifischen Vor- und Nachteilen einstellen. Bei der sogenannten Pfpfropfenförderung wird das Fördergut bei geringen Fördergasgeschwindigkeiten in Form von den Rohrquerschnitt ausfüllenden Schüttgutpfropfen durch die Leitung transportiert. Verglichen mit Förderzuständen wie der Flug- oder Strähnenförderung ist bei der Pfpfropfenförderung der Abrieb des Förderguts aufgrund der geringeren mechanischen Beanspruchung der Partikeln ebenso wie der Rohrleitungsverschleiß deutlich vermindert. Die Pfpfropfenförderung wird daher bevorzugt zur Förderung empfindlicher oder abrasiver Fördergüter eingesetzt. Da jedoch trotz zahlreicher Bemühungen die der Pfpfropfenförderung zugrundeliegenden physikalischen Mechanismen noch nicht vollständig erfasst und formuliert werden konnten, erfolgt die Auslegung pneumatischer Pfpfropfenförderanlagen meist anhand empirischer Modelle und/oder Auslegungsversuchen im Pilotmaßstab.

In der vorliegenden Arbeit soll daher ein weiterer Beitrag zur experimentellen Aufklärung der zugrundeliegenden Mechanismen geleistet werden, um darauf aufbauend die während der Pfpfropfenförderung beobachtbaren Phänomene theoretisch beschreiben zu können. Als Versuchsfördergüter wurden zwei grobdisperse Kunststoffgranulate mit unterschiedlichen Wandreibungskoeffizienten verwendet (*NOVOLEN 1300L* und *ENGAGE 8200*). Da bedingt durch die hohen Feststoffkonzentrationen optische Methoden nicht zur Strukturaufklärung bei der Pfpfropfenförderung herangezogen werden können, wurde auf die kapazitive Tomographie als nichtinvasives, bildgebendes Verfahren zurückgegriffen. Das eingesetzte Tomographiesystem besteht neben der Messelektronik aus einem Zwei-Elektrodenring-Sensor mit je 8 Elektroden pro Ring. Ausgehend von Vergleichsmessungen an verschiedenen statischen Phantomen konnte zunächst verifiziert werden, dass mithilfe des linearen Rückprojektionsalgorithmus und des Maxwell-Zusammenhangs zwischen Feststoffkonzentration und Mischungspermittivität eine gute Übereinstimmung zwischen vorgegebener und aus den kapazitiven Messungen rekonstruierter Feststoffkonzentrationsverteilung erreicht werden konnte. Die aus den ECT-Messungen rekonstruierten Phasenanteilsverteilungen lassen schließlich den Schluss zu, dass Pfpfropfen nicht, wie bisher oft angenommen, homogene kompakte Schüttgutsäulen darstellen, sondern in einem leicht fluidisierten Zustand vorliegen. Bei der Förderung von *ENGAGE 8200* konnten zudem ausgeprägte radiale Feststoffkonzentrationsgradienten innerhalb der Pfpfropfen nachgewiesen werden. Beide Beobachtungen sprechen gegen die in der Literatur verbreitete Ansicht, dass die Pfpfropfenförderung als schüttgutmechanisches Problem aufgefasst und modelliert werden könne.

Bei Verwendung des oben beschriebenen, aus zwei Elektrodenringen bestehenden Sensors kann mithilfe der Kreuzkorrelation der beiden Sensorsignale eine Phasengeschwindigkeit ermittelt werden,

wenn davon ausgegangen wird, dass beide Signale ähnlich und zueinander zeitverschoben sind. Diese Phasengeschwindigkeit entspricht dabei gerade der Ausbreitungsgeschwindigkeit einer charakteristischen Strömungsstruktur (z.B. der Pfropfenfront oder des Pfropfenhecks). Die Geschwindigkeit der rohrwandnahen Einzelpartikeln in einem Pfropfen wurde vergleichend dazu mit der Particle-Tracking-Methode bestimmt. Durch Zuordnung der Ausbreitungsgeschwindigkeit des Pfropfenhecks zur Partikelgeschwindigkeit im Heckbereich der betrachteten Pfropfen konnte die Annahme von KONRAD UND DAVIDSON [65], dass die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Pfropfenhecks mit einer Gas-Flüssigkeits-Analogie beschrieben werden kann, bestätigt werden. Dies wird als weiterer Hinweis darauf gewertet, dass die Pfropfenförderung als hydrodynamisches Problem aufgefasst werden kann.

Entscheidend für den während der pneumatischen Pfropfenförderung beobachtbaren Druckverlust des Fördergases ist insbesondere die von den Pfropfen an der Rohrwand induzierte Wandschubspannung. Die Erfassung dieser Schubspannung erfolgte sowohl indirekt über die Messung des Gasdruckverlusts entlang eines kurzen Pfropfenelements als auch direkt mit einer in die Förderanlage integrierten Messsonde. Für den ersten Fall konnte über ein um dieses Pfropfenelement aufgestelltes Impulsgleichgewicht eine über den Rohrumfang gemittelte Wandschubspannung berechnet werden. Im zweiten Fall wurden neben den von Pfropfen auf einen Sensorteller übertragenen Tangentialkräften auch die auf diesen Messteller wirkenden Normalkräfte mittels piezoelektrischer Kraftaufnehmer erfasst und über die Sensortellerfläche in Wandschub- und Normalspannungen umgerechnet. Die Messsonde und damit der Messteller wurden an 3 Positionen des Rohrumfanges angeordnet, um eine mögliche Polarwinkelabhängigkeit der Spannungen erfassen zu können. Wird die über die Impulsbilanz bestimmte Wandschubspannung ins Verhältnis zu der mit der Messsonde bestimmten Normalspannung gesetzt, ergibt sich nahezu unabhängig von der Messposition der für das jeweilige Fördermaterial charakteristische Wandreibungskoeffizient auf  $V2A$ . Im Gegensatz dazu muss davon ausgegangen werden, dass die Messung der auf den Sensorteller wirkenden Tangentialkräfte und damit die direkte Erfassung der Wandschubspannung fehlerbehaftet ist. Als Ursache werden während der Förderung auftretende elektrostatische Effekte vermutet. Das zur Messung der Normalkräfte verwendete Piezoelement ist konstruktionsbedingt von diesem Fehler nicht betroffen, so dass die gemessenen Normalspannungen als aussagekräftig anzusehen sind.

In Anbetracht der experimentellen Ergebnisse wird die Pfropfenförderung als hydrodynamisches Problem formuliert. Die granulare Phase wird hier als generalisiertes Newton'sches Fluid betrachtet und kann folglich mit entsprechenden Erhaltungsgleichungen beschrieben werden. In das granulare System z.B. durch Scherung eingebrachte mechanische Energie bewirkt eine durch Partikel-Partikel- und Partikel-Wand-Kollisionen bedingte fluktuierende Geschwindigkeitskomponente der Partikeln, die der hydrodynamischen Geschwindigkeit der granularen Phase überlagert ist. Diese fluktuierende kinetische Energie kann in Analogie zur kinetischen Gastheorie durch die sogenannte granulare Temperatur beschrieben werden. Die Transportkoeffizienten und Zustandsgleichungen lassen sich dann als Funktion der Dichte und Temperatur der granularen Phase schreiben, wobei die Inelastizität der Partikel-

Partikel-Stöße über einen konstanten Restitutionskoeffizienten berücksichtigt wird. Unter der Annahme, dass Gas- und Granulatphase inkompressibel sind und die granulare Strömung *innerhalb* der Pfropfengrenzen als stationär und vollausgebildet angenommen werden kann, ergibt sich mit den Erhaltungsgleichungen für die Mischung beider Phasen und den Formulierungen für die Transportkoeffizienten und die Zustandsgleichung ein Algebra-Differentialgleichungssystem. Das Gleichungssystem wurde in dimensionsloser Darstellung mit der in der Software *Mathcad 15* implementierten *Radau5*-Methode in Abhängigkeit von unterschiedlichen Restitutions- und Wandspannungskoeffizienten gelöst. Die Herleitung geeigneter Anfangsbedingungen erfolgte durch Vorgabe eines Druckgradienten der Gasphase, der experimentell in Abhängigkeit von der Leerrohrgeschwindigkeit bestimmt werden konnte. Da der Wandspannungskoeffizient eine stoffabhängige Größe darstellt, die z.B. mit der Jenike-Scherzelle für unterschiedliche Wandmaterialien bestimmt werden kann, verbleibt der Restitutionskoeffizient als Anpassungsgröße. Wird für *NOVOLEN* ein Restitutionskoeffizient von  $e = 0.99$  und für *ENGAGE* ein Restitutionskoeffizient  $e = 0.925$  angenommen, so stimmen die berechneten radialen Porositätsprofile sehr gut mit den mittels ECT bestimmten Porositätsprofilen überein. Im Gegensatz zu schüttgutmechanischen Ansätzen, bei denen die Porosität als konstant über den Rohrquerschnitt angenommen wird, kann folglich mit der kinetischen Theorie granularer Strömungen auch das Auftreten von radialen Porositätsgradienten in Pfropfen erklärt werden.

Aufbauend auf diesen theoretischen Überlegungen konnte abschließend ein Vorgehen zur Berechnung des Druckverlusts entlang einer Förderleitung bei der Pfropfenförderung vorgeschlagen werden. Sind der Druckgradient in den Pfropfen sowie die Materialparameter und die Wandgleitgeschwindigkeit des Förderguts bekannt, können mithilfe des vorgestellten Modells die radialen Konzentrations- und Geschwindigkeitsprofile der granularen Phase innerhalb der Pfropfengrenzen und damit auch der in den Pfropfen transportierte Granulatmassenstrom berechnet werden. Der Quotient aus dem Massenstrom im Pfropfen und dem zeitgemittelten Anlagenmassenstrom entspricht dann dem Druckgradienten im Pfropfen dividiert durch den auf die Förderleitungslänge bezogenen Druckverlust. Dieser Zusammenhang konnte mit den experimentell bestimmten Werten in guter Näherung bestätigt werden. Da der Druckgradient in den Pfropfen in Auslegungsversuchen oft nicht bekannt ist, muss eine Bestimmungsgleichung für diesen Druckgradienten angegeben werden. Basierend auf den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuchen konnte festgestellt werden, dass Gleichungen zur Beschreibung des Druckverlusts von durchströmten Festbetten nicht auf die Pfropfenförderung übertragen werden können. Stattdessen wurde eine phänomenologische Abhängigkeit des Druckgradienten von der Feststoffkonzentration im Pfropfen und der Relativgeschwindigkeit zwischen granularer Phase und Fördergas formuliert. Werden nun die Relativgeschwindigkeit und die Feststoffkonzentration initial abgeschätzt, lässt sich über ein iteratives Vorgehen der im Pfropfen transportierte Massenstrom und damit über obigen Zusammenhang der Druckverlust entlang der Förderleitung bestimmen. Dieses Vorgehen setzt jedoch voraus, dass die Geschwindigkeit der granularen Phase an der Rohrwand bekannt ist. Die in dieser Arbeit vorgeschlagene Bestimmungsgleichung für den Druckgradienten in den Pfropfen sollte

---

daher ebenso näher untersucht werden wie eine denkbare funktionelle Abhängigkeit der Wandgleitgeschwindigkeit vom Wandspannungsverhältnis und Druckgradienten. Um zu prüfen, ob mit dem vorgestellten Modell auch das Verhalten anderer Fördergüter beschrieben werden kann, ist eine breitere experimentelle Datenbasis für eine Vielzahl an Fördergütern erforderlich. Weiterhin bleibt zu klären, ob, wie in der kinetischen Theorie granularer Strömungen angenommen, lediglich binäre inelastische Stöße zur Dissipation von kinetischer Energie führen. Da diese Mechanismen nicht auf direktem Weg experimentell erfasst werden können, bieten sich hier z.B. partikelbasierte Simulationsmethoden wie die DEM an.

## LITERATURVERZEICHNIS

- [1] Abdulkadir, M., Hernandez-Perez, V., Lowndes, I., Azzopardi, B., Dzomeku, S., Experimental study of the hydrodynamic behaviour of slug flow in a vertical riser, *Chemical Engineering Science* 106 (2014) 60–75.
- [2] Alme, K., Mylvaganam, S., Electrical Capacitance Tomography—Sensor Models, Design, Simulations, and Experimental Verification, *IEEE Sensors J.* 6 (2006) 1256–1266.
- [3] Anderson, T.B., Jackson, R., Fluid Mechanical Description of Fluidized Beds. Equations of Motion, *Ind. Eng. Chem. Fund.* 6 (1967) 527–539.
- [4] Andreotti, B., Forterre, Y., Pouliquen, O., *Granular media: Between fluid and solid*, Cambridge University Press, Cambridge, 2013.
- [5] Aziz, Z.B., Klinzing, G.E., Plug flow transport of cohesive coal: Horizontal and inclined flows, *Powder Technology* 55 (1988) 97–105.
- [6] Aziz, Z.B., Klinzing, G.E., Optimizing the Performance of a Plug Flow System, *Powder Technology* 62 (1990) 77–84.
- [7] Azzopardi, B., Jackson, K., Robinson, J., Kaji, R., Byars, M., Hunt, A., Fluctuations in dense phase pneumatic conveying of pulverised coal measured using electrical capacitance tomography, *Chemical Engineering Science* 63 (2008) 2548–2558.
- [8] Azzopardi, B.J., Flow Patterns: Does Gas/Solids Flow Pattern Correspond to Churn Flow in Gas/Liquid Flow, *Ind. Eng. Chem. Res.* 47 (2008) 7934–7939.
- [9] Bagnold, R., Experiments on a Gravity-Free Dispersion of Large Solid Spheres in a Newtonian Fluid under Shear, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* 225 (1954) 49–63.
- [10] Bennett, M.A., West, R.M., Luke, S.P., Jia, X., Williams, R.A., Measurement and analysis of flows in a gas–liquid column reactor, *Chemical Engineering Science* 54 (1999) 5003–5012.
- [11] Bieberle, A., Härtling, H.-U., Rabha, S., Schubert, M., Hampel, U., Gamma-Ray Computed Tomography for Imaging of Multiphase Flows, *Chemie Ingenieur Technik* 85 (2013) 1002–1011.
- [12] Bieberle, M., Fischer, F., Schleicher, E., Menz, H.-J., Mayer, H.-G., Hampel, U., Ultrafast cross-sectional imaging of gas-particle flow in a fluidized bed, *AIChE Journal* (2009) n/a.
- [13] Bohnet, M., Fortschritte bei der Auslegung pneumatischer Förderanlagen, *Chemie Ingenieur Technik* 55 (1983) 524–539.
- [14] Borzone, L., Klinzing, G., Dense-phase transport: Vertical plug flow, *Powder Technology* 53 (1987) 273–283.
- [15] Brooke Benjamin, T., Gravity currents and related phenomena, *Journal of Fluid Mechanics* 31 (1968) 209.
- [16] Brown, W.F., Solid Mixture Permittivities, *J. Chem. Phys.* 23 (1955) 1514.

- 
- [17] Carman, P., Fluid flow through granular beds, *Transactions of the Institution of Chemical Engineers* 15 (1937) 150–166.
- [18] Carnahan, N.F., Starling, K.E., Equation of State for Nonattracting Rigid Spheres, *J. Chem. Phys.* 51 (1969) 635.
- [19] Chaouki, J., Larachi, F., Duduković, M.P., Noninvasive Tomographic and Velocimetric Monitoring of Multiphase Flows, *Ind. Eng. Chem. Res.* 36 (1997) 4476–4503.
- [20] Chapman, S., Cowling, T.G., *The mathematical theory of non-uniform gases: An account of the kinetic theory of viscosity, thermal conduction and diffusion in gases*, 3rd ed., Cambridge University Press, [Cambridge, Eng.], 1970.
- [21] Chen, D., Deng, X., Yang, W., Comparison of Three Electrical Capacitance Tomography Systems, in: *IEEE International Conference on Imaging Systems and Techniques (IST)*, 2010. 1 - 2 July 2010, Thessaloniki, Greece ; proceedings, IEEE, Piscataway, NJ, 2010.
- [22] Cong, X., Guo, X., Gong, X., Lu, H., Dong, W., Experimental research of flow patterns and pressure signals in horizontal dense phase pneumatic conveying of pulverized coal, *Powder Technology* 208 (2011) 600–609.
- [23] Cong, X., Guo, X., Lu, H., Gong, X., Liu, K., Sun, X., Xie, K., Flow patterns of pulverized coal pneumatic conveying and time-series analysis of pressure fluctuations, *Chemical Engineering Science* 101 (2013) 303–314.
- [24] Cundall, P.A., Strack, O.D.L., A discrete numerical model for granular assemblies, *Géotechnique* 29 (1979) 47–65.
- [25] DIN, *Verdrängerkompressoren; Thermodynamische Abnahme- und Leistungsversuche.*
- [26] Ding, J., Gidaspow, D., A bubbling fluidization model using kinetic theory of granular flow, *AIChE Journal* 36 (1990) 523–538.
- [27] Dixon, G., Chapter 2, in: G. Butters (Ed.), *Plastics pneumatic conveying and bulk storage*, Applied Science, London, Englewood, N.J, 1981.
- [28] Du, B., Warsito, W., Fan, L.-S., Behavior of the Dense-Phase Transportation Regime in a Circulating Fluidized Bed, *Ind. Eng. Chem. Res.* 45 (2006) 3741–3751.
- [29] Dyakowski, T., Edwards, R.B., Xie, C.G., Williams, R.A., Application of capacitance tomography to gas-solid flows, *Chemical Engineering Science* 52 (1997) 2099–2110.
- [30] Dyakowski, T., Jeanmeure, L.F., Jaworski, A.J., Applications of electrical tomography for gas–solids and liquid–solids flows — a review, *Powder Technology* 112 (2000) 174–192.
- [31] Dyakowski, T., Luke, S.P., Ostrowski, K.L., Williams, R.A., On-line monitoring of dense phase flow using real time dielectric imaging, *Powder Technology* 104 (1999) 287–295.
- [32] Ergun, S., Fluid flow through packed columns, *Chemical Engineering Progress* 48 (1952) 89–94.
- [33] Fischer, F., Hampel, U., Ultra fast electron beam X-ray computed tomography for two-phase flow measurement, *Nuclear Engineering and Design* 240 (2010) 2254–2259.

- 
- [34] Fischer, F., Hoppe, D., Schleicher, E., Mattausch, G., Flaske, H., Bartel, R., Hampel, U., An ultra fast electron beam x-ray tomography scanner, *Meas. Sci. Technol.* 19 (2008) 94002.
- [35] Fukushima, E., NUCLEAR MAGNETIC RESONANCE AS A TOOL TO STUDY FLOW, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 31 (1999) 95–123.
- [36] Garzó, V., Dufty, J., Dense fluid transport for inelastic hard spheres, *Phys. Rev. E* 59 (1999) 5895–5911.
- [37] Gebhardt, S., Entwurf und Realisierung eines kapazitiven Tomographie-Systems nach dem Dreielektroden-Messprinzip. Dissertation, Ilmenau, 2014.
- [38] Geldart, D., Types of gas fluidization, *Powder Technology* 7 (1973) 285–292.
- [39] Gidaspow, D., *Multiphase flow and fluidization: Continuum and kinetic theory descriptions*, Academic Press, Boston, 1994.
- [40] Goldschmidt, M., Beetstra, R., Kuipers, J., Hydrodynamic modelling of dense gas-fluidised beds: Comparison of the kinetic theory of granular flow with 3D hard-sphere discrete particle simulations, *Chemical Engineering Science* 57 (2002) 2059–2075.
- [41] Gupte, A.R., Die Struktur von Packungen aus Kugeln: Zufallskriterien und Testmethoden im Hinblick auf die Porenströmung, *Chemie Ingenieur Technik - CIT* 43 (1971) 754–761.
- [42] Haff, P.K., Grain flow as a fluid-mechanical phenomenon, *Journal of Fluid Mechanics* 134 (1983) 401.
- [43] Hampel, U., Bieberle, A., Hoppe, D., Kronenberg, J., Schleicher, E., Sühnel, T., Zimmermann, F., Zippe, C., High resolution gamma ray tomography scanner for flow measurement and non-destructive testing applications, *Rev. Sci. Instrum.* 78 (2007) 103704.
- [44] Hauser, G., Abrieb empfindlicher Lebensmittel bei chargenweiser pneumatischer Dichtstromförderung, *Chemie Ingenieur Technik* 60 (1988) 639.
- [45] Hilgraf, P., Pneumatische Förderung - ein Überblick, *ZKG International* 46 (1993) 25–29.
- [46] Hilgraf, P., Pneumatische Dichtstromförderung im Überblick, *ZKG International* (2000) 657–662.
- [47] Huang, S.M., Plaskowski, A.B., Xie, C.G., Beck, M.S., Tomographic imaging of two-component flow using capacitance sensors, *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 22 (1989) 173–177.
- [48] Huang, S.M., Stott, A.L., Green, R.G., Beck, M.S., Electronic transducers for industrial measurement of low value capacitances, *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 21 (1988) 242–250.
- [49] Huang, S.M., Xie, C.G., Thorn, R., Snowden, D., Design of sensor electronics for electrical capacitance tomography, *Circuits, Devices and Systems, IEE Proceedings G* 139 (1992) 83–88.
- [50] Hunt, A., Abdulkareem, L.A., Azzopardi, B.J., Measurement of Dynamic Properties of Vertical Gas-Liquid Flow, in: *International Conference on Multiphase Flow (Ed.)*, 7th International Conference on Multiphase Flow - ICMF 2010 Proceedings, 2010.

- 
- [51] Hunt, A., Pendleton, J., Byars, M., Non-Intrusive Measurement of Volume and Mass Using Electrical Capacitance Tomography, in: ASME 7th Biennial Conference on Engineering Systems Design and Analysis. Volume 3, ASME, [S.I.], 2004, pp. 605–611.
- [52] Hutter, K., Rajagopal, K.R., On flows of granular materials, *Continuum Mech. Thermodyn* 6 (1994) 81–139.
- [53] Isaksen, Ø., A review of reconstruction techniques for capacitance tomography, *Meas. Sci. Technol.* 7 (1996) 325–337.
- [54] Jang, J.D., Lee, S.H., Kim, K.Y., Choi, B.Y., Modified iterative Landweber method in electrical capacitance tomography, *Meas. Sci. Technol.* 17 (2006) 1909–1917.
- [55] Janssen, H.A., Versuche über Getreidedruck in Silozellen, *Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure* 39 (1895) 1045–1049.
- [56] Jaworski, A.J., Dyakowski, T., Application of electrical capacitance tomography for measurement of gas-solids flow characteristics in a pneumatic conveying system, *Meas. Sci. Technol.* 12 (2001) 1109–1119.
- [57] Jaworski, A.J., Dyakowski, T., Investigations of flow instabilities within the dense pneumatic conveying system, *Powder Technology* 125 (2002) 279–291.
- [58] Jeanmeure, L.F., Dyakowski, T., Zimmerman, W.B., Clark, W., Direct flow-pattern identification using electrical capacitance tomography, *Experimental Thermal and Fluid Science* 26 (2002) 763–773.
- [59] Jenkins, J., Richman, M., Grad's 13-moment system for a dense gas of inelastic spheres, *Arch. Rational Mech. Anal.* 87 (1985).
- [60] Jenkins, J.T., Savage, S.B., A theory for the rapid flow of identical, smooth, nearly elastic, spherical particles, *Journal of Fluid Mechanics* 130 (1983) 187.
- [61] Kantzas, A., Computation of holdups in fluidized and trickle beds by computer-assisted tomography, *AIChE Journal* 40 (1994) 1254–1261.
- [62] Klerk, A. de, Voidage Variation in packed Beds at Small Column to particle Diameter Ratio, *AIChE Journal* 49 (2003) 2022–2029.
- [63] Klinzing, G.E., Rizk, F., Marcus, R., Leung, L.S., *Pneumatic Conveying of Solids: A Theoretical and Practical Approach*, Springer Verlag, 2013.
- [64] Konrad, K., An exploratory analysis of dense phase pneumatic conveying through vertical pipelines, *Journal of Pipelines* (1987) 99–104.
- [65] Konrad, K., Davidson, J., The gas—liquid analogy in horizontal dense-phase pneumatic conveying, *Powder Technology* 39 (1984) 191–198.
- [66] Konrad, K., Harrison, D., Nedderman, R.M., Davidson, J.F., Prediction of the pressure drop for horizontal dense phase pneumatic conveying of particles, in: H.S. Stephens, C.A. Stapleton (Eds.), *Pneumotransport 5. Papers presented at the Fifth International Conference on the*

- Pneumatic Transport of Solids in Pipes, April 1980, London, England, BHRA Fluid Engineering, Cranfield, Eng, 1980, pp. 225–244.
- [67] Krambrock, W., Dichtstromförderung, *Chemie Ingenieur Technik* 54 (1982) 793–803.
- [68] Kreyszig, E., *Statistische Methoden und ihre Anwendungen*, 3rd ed., Vandenhoeck & Ruprecht, Göttingen, 1988.
- [69] Kuang, S.B., Yu, A.B., Micromechanic modeling and analysis of the flow regimes in horizontal pneumatic conveying, *AIChE Journal* 57 (2011) 2708–2725.
- [70] Labous, L., Rosato, A.D., Dave, R.N., Measurements of collisional properties of spheres using high-speed video analysis, *Phys. Rev. E* 56 (1997) 5717–5725.
- [71] Leadbeater, T.W., Parker, D.J., Gargiuli, J., Positron imaging systems for studying particulate, granular and multiphase flows, *Particuology* 10 (2012) 146–153.
- [72] Lecreps, I., Physical mechanisms involved in the transport of slugs during horizontal pneumatic conveying. Dissertation, Fakultät Wissenschaftszentrum Weihenstephan, 2011.
- [73] Lecreps, I., Orozovic, O., Eisenmenger, M., Jones, M., Sommer, K., Methods for in-situ porosity determination of moving porous columns and application to horizontal slug flow pneumatic conveying, *Powder Technology* 253 (2014) 710–721.
- [74] Legel, D., Horizontale pneumatische Pfropfenförderung. Dissertation, Braunschweig, 1981.
- [75] Li, K., Kuang, S.B., Pan, R.H., Yu, A.B., Numerical study of horizontal pneumatic conveying: Effect of material properties, *Powder Technology* 251 (2014) 15–24.
- [76] Li, Y., Yang, W., Image reconstruction by nonlinear Landweber iteration for complicated distributions, *Meas. Sci. Technol.* 19 (2008) 94014.
- [77] Lifshitz, J.M., Kolsky, H., Some experiments on anelastic rebound, *Journal of the Mechanics and Physics of Solids* 12 (1964) 35–43.
- [78] Liu, S., Chen, Q., Wang, H.G., Jiang, F., Ismail, I., Yang, W.Q., Electrical capacitance tomography for gas–solids flow measurement for circulating fluidized beds, *Flow Measurement and Instrumentation* 16 (2005) 135–144.
- [79] Liu, S., Yang, W.Q., Wang, H., Jiang, F., Su, Y., Investigation of square fluidized beds using capacitance tomography: preliminary results, *Meas. Sci. Technol.* 12 (2001) 1120–1125.
- [80] Louge, M., Opie, M., Measurements of the effective dielectric permittivity of suspensions, *Powder Technology* 62 (1990) 85–94.
- [81] Lun, C.K.K., Kinetic theory for granular flow of dense, slightly inelastic, slightly rough spheres, *Journal of Fluid Mechanics* 233 (1991) 539.
- [82] Lun, C.K.K., Savage, S.B., Jeffrey, D.J., Chepuruiy, N., Kinetic theories for granular flow: inelastic particles in Couette flow and slightly inelastic particles in a general flowfield, *Journal of Fluid Mechanics* 140 (1984) 223.
- [83] Maxwell, J.C., *A treatise on electricity and magnetism: Volume 1*, Clarendon Press, Oxford, 1873.

- 
- [84] McKeen, T.R., Pugsley, T.S., The influence of permittivity models on phantom images obtained from electrical capacitance tomography, *Meas. Sci. Technol.* 13 (2002) 1822–1830.
- [85] Meijering, E., Dzyubachyk, O., Smal, I., Imaging and Spectroscopic Analysis of Living Cells, in: P.M. Conn (Ed.), *Methods in enzymology*, v. 504, Imaging and spectroscopic analysis of living cells, 1st ed., Elsevier/Academic Press, Amsterdam, Boston, 2012.
- [86] Mi, B., Wypych, P., Pressure drop prediction in low-velocity pneumatic conveying, *Powder Technology* 81 (1994) 125–137.
- [87] Mi, B., Wypych, P., Investigations into wall pressure during slug-flow pneumatic conveying, *Powder Technology* 84 (1995) 91–98.
- [88] Mills, D., *Pneumatic conveying design guide*, 2nd ed., Elsevier, Butterworth-Heinemann, Amsterdam [u.a.], 2004.
- [89] Molerus, O., *Fluid-Feststoff-Strömungen: Strömungsverhalten feststoffbeladener Fluide und kohäsiver Schüttgüter*, Springer, Berlin, Heidelberg, New York, 1982.
- [90] Molerus, O., Overview: Pneumatic transport of solids, *Powder Technology* 88 (1996) 309–321.
- [91] Müller, P., Heckel, M., Sack, A., Pöschel, T., Complex Velocity Dependence of the Coefficient of Restitution of a Bouncing Ball, *Phys. Rev. Lett.* 110 (2013).
- [92] Muschelknautz, E., Krambrock, W., Vereinfachte Berechnung horizontaler pneumatischer Förderleitungen bei hoher Gutbeladung mit feinkörnigen Produkten, *Chemie Ingenieur Technik - CIT* 41 (1969) 1164–1172.
- [93] Muschelknautz, E., Wojahn, H., Auslegung pneumatischer Förderanlagen, *Chemie Ingenieur Technik - CIT* 46 (1974) 223–235.
- [94] Nedderman, R.M., *Statics and Kinematics of Granular Materials*, Cambridge University Press, Cambridge, 1992.
- [95] Nied, C., Frank, E., Dauth, H., Sommer, K., Experimental analysis of dynamic porosity changes during plug flow using Electrical Capacitance Tomography, in: *Proceedings of 11th International Conference on Bulk Material Storage, Handling and Transportation*, 2013.
- [96] Niederreiter, G., *Untersuchung zur Pfropfenentstehung und Pfropfenstabilität bei der pneumatischen Dichtstromförderung: Experiment und mathematische Modellierung*. Dissertation, Fakultät Wissenschaftszentrum Weihenstephan, 2006.
- [97] Niederreiter, G., Sommer, K., Modeling and experimental validation of pressure drop for pneumatic plug conveying, *Granular Matter* 6 (2004) 179–183.
- [98] Niedostatkiewicz, M., Tejchman, J., Chaniecki, Z., Grudzień, K., Determination of bulk solid concentration changes during granular flow in a model silo with ECT sensors, *Chemical Engineering Science* 64 (2009) 20–30.
- [99] Ogawa, S., Umemura, A., Oshima, N., On the equations of fully fluidized granular materials, *Journal of Applied Mathematics and Physics (ZAMP)* 31 (1980) 483–493.

- 
- [100] Pakh, J.B., Klinzing, G.E., Voidage Measurement for a Moving Plug in Dense Phase Pneumatic Conveying Using Two Different Methods, *Particulate Science and Technology* 28 (2010) 511–519.
- [101] Pan, R., Wypych, P.W., Pressure Drop Prediction in Single-Slug Pneumatic Conveying, *Powder Handling & Processing* 7 (1995) 63–68.
- [102] Peng, L., Ye, J., Lu, G., Yang, W., Evaluation of effect of number of electrodes in ECT sensors on image quality, *IEEE Sensors J.* 12 (2012).
- [103] Process Tomography Ltd., TFLR5000 Operating Manual: Volume 3: Capacitance Measurement, 2nd ed., 2011.
- [104] Process Tomography Ltd., TFLR5000 Operating Manual: Volume 5: FLOWAN1 Flow Measurement and Analysis Software, 2nd ed., 2011.
- [105] Process Tomography Ltd., TFLR5000 Operating Manual: Volume 1: Fundamentals of ECT, 2nd ed., 2011.
- [106] Process Tomography Ltd., Sliding 8-Electrode ECT Sensor for Technical University of Munich, 2012.
- [107] Rabinovich, E., Freund, N., Kalman, H., Klinzing, G., Friction forces on plugs of coarse particles moving upwards in a vertical column, *Powder Technology* 219 (2012) 143–150.
- [108] Rahiman, M.H.F., Zakaria, Z., Rahim, R.A., Ng, W.N., Ultrasonic tomography imaging simulation of two-phase homogeneous flow, *Sensor Review* 29 (2009) 266–276.
- [109] Rao, S.M., Zhu, K., Wang, C.-H., Sundaresan, S., Electrical Capacitance Tomography Measurements on the Pneumatic Conveying of Solids, *Ind. Eng. Chem. Res.* 40 (2001) 4216–4226.
- [110] Reinecke, N., Kapazitive Tomographie für transiente Mehrphasenströmungen. Dissertation, Hannover, 1996.
- [111] Reinecke, N., Mewes, D., Recent developments and industrial/research applications of capacitance tomography, *Meas. Sci. Technol.* 7 (1996) 233–246.
- [112] Reinecke, N., Petritsch, G., Schmitz, D., Mewes, D., Tomographische Meßverfahren - Visualisierung zweiphasiger Strömungsfelder, *Chemie Ingenieur Technik - CIT* 69 (1997) 1379–1394.
- [113] Ridgway, K., Tarbuck, K.J., Voidage fluctuations in randomly-packed beds of spheres adjacent to a containing wall, *Chemical Engineering Science* (1968) 1147–1155.
- [114] Schiewe, T., Wirth, K.E., Molerus, O., Tuzla, K., Sharma, A.K.C.J.C., Measurements of Solid Concentration in a Downward Vertical Gas-Solid Flow, *Particle Technology and Fluidization* 45 (1999) 949–955.
- [115] Schleicher, E., da Silva, M.J., Thiele, S., Li, A., Wollrab, E., Hampel, U., Design of an optical tomograph for the investigation of single- and two-phase pipe flows, *Meas. Sci. Technol.* 19 (2008) 94006.

- 
- [116] Schneider, C.A., Rasband, W.S., Eliceiri, K.W., NIH Image to ImageJ: 25 years of image analysis, *Nat Meth* 9 (2012) 671–675.
- [117] Schulze, D., *Pulver und Schüttgüter: Fließeigenschaften und Handhabung*, 2nd ed., Springer, Dordrecht, 2009.
- [118] Schwedes, J., *Fließverhalten von Schüttgütern in Bunkern*, Verlag Chemie, Weinheim, 1968.
- [119] Shaul, S., Kalman, H., Investigating the conveying mechanism of particulate plugs with stationary layers, *Powder Technology* 272 (2015) 322–331.
- [120] Sinclair, J.L., *Vertical transport of gas and solids with radial solid density variations*. Ph.D. Thesis, 1989.
- [121] Stratton, R., Wensrich, C., Horizontal slug flow pneumatic conveying: Numerical simulation and analysis of a thin slice approximation, *Powder Technology* 214 (2011) 477–490.
- [122] Strauß, M., McNamara, S., Herrmann, H.J., Niederreiter, G., Sommer, K., Plug conveying in a vertical tube, *Powder Technology* 162 (2006) 16–26.
- [123] Strauß, M., McNamara, S., Herrmann, H.J., Plug conveying in a horizontal tube, *Granular Matter* 9 (2006) 35–48.
- [124] Taylor, Z.J., Gurka, R., Kopp, G.A., Liberzon, A., Long-Duration Time-Resolved PIV to Study Unsteady Aerodynamics, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* 59 (2010) 3262–3269.
- [125] Tsuji, Y., Multi-scale modeling of dense phase gas–particle flow, *Chemical Engineering Science* 62 (2007) 3410–3418.
- [126] Tsuji, Y., Tanaka, T., Ishida, T., Lagrangian numerical simulation of plug flow of cohesionless particles in a horizontal pipe, *Powder Technology* 71 (1992) 239–250.
- [127] van Ommen, J.R., Mudde, R.F., Measuring the Gas-Solids Distribution in Fluidized Beds -- A Review, *International Journal of Chemical Reactor Engineering* 6 (2008).
- [128] Vásquez, N., Sánchez, L., Klinzing, G.E., Dhodapkar, S., Friction measurement in dense phase plug flow analysis, *Powder Technology* 137 (2003) 167–183.
- [129] Wang, C., Lv, Z., Li, D., Experimental study on gas–solids flows in a circulating fluidised bed using electrical capacitance tomography, *Powder Technology* 185 (2008) 144–151.
- [130] Wang, H.G., Yang, W.Q., Measurement of fluidised bed dryer by different frequency and different normalisation methods with electrical capacitance tomography, *Powder Technology* 199 (2010) 60–69.
- [131] Wang, H.G., Yang, W.Q., Senior, P., Raghavan, R.S., Duncan, S.R., Investigation of batch fluidized-bed drying by mathematical modeling, CFD simulation and ECT measurement, *AIChE Journal* 54 (2008) 427–444.
- [132] Warsito, W., Fan, L.-S., Measurement of real-time flow structures in gas–liquid and gas–liquid–solid flow systems using electrical capacitance tomography (ECT), *Chemical Engineering Science* 56 (2001) 6455–6462.

- 
- [133] Warsito, W., Fan, L.-S., Neural network based multi-criterion optimization image reconstruction technique for imaging two- and three-phase flow systems using electrical capacitance tomography, *Meas. Sci. Technol.* 12 (2001) 2198–2210.
- [134] Weber, M., *Strömungs-Fördertechnik*, Krausskopf, Mainz, 1974.
- [135] Wiesendorf, V., Werther, J., Capacitance probes for solids volume concentration and velocity measurements in industrial fluidized bed reactors, *Powder Technology* 110 (2000) 143–157.
- [136] Wirth, K.-E., Die Grundlagen der pneumatischen Förderung, *Chemie Ingenieur Technik* 55 (1983) 110–122.
- [137] Wirth, K.-E., Druckverlust in durchströmten Schüttungen, in: *VDI-Wärmeatlas*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2013, pp. 1275–1279.
- [138] Witt, W., Köhler, U., List, J., Hochgeschwindigkeits-Bildanalyse zur Charakterisierung von Partikelgröße und -form, *Produktgestaltung in der Partikeltechnologie* (2013) 213–239.
- [139] Xie, C., Huang, S., Lenn, C., Stott, A., Beck, M., Experimental evaluation of capacitance tomographic flow imaging systems using physical models, *IEE Proc., Circuits Devices Syst.* 141 (1994) 357.
- [140] Xie, C.G., Huang, S.M., Hoyle, B.S., Thorn, R., Lenn, C., Snowden, D., Beck, M.S., Electrical capacitance tomography for flow imaging: system model for development of image reconstruction algorithms and design of primary sensors, *Circuits, Devices and Systems* 139 (1992).
- [141] Yan, H., Shao, F., Wang, S., Simulation Study of Capacitance Tomography Sensors, in: *Proceedings of the 1st World Congress on Industrial Process Tomography*, 1999, pp. 388–394.
- [142] Yan, H., Shao, F., Xu, H., Wang, S., Three-dimensional analysis of electrical capacitance tomography sensing fields, *Meas. Sci. Technol.* 10 (1999) 717–725.
- [143] Yang, W., Design of electrical capacitance tomography sensors, *Meas. Sci. Technol.* 21 (2010) 42001.
- [144] Yang, W., Liu, S., Role of tomography in gas/solids flow measurement, *Flow Measurement and Instrumentation* 11 (2000) 237–244.
- [145] Yang, W.Q., Hardware design of electrical capacitance tomography systems, *Meas. Sci. Technol.* 7 (1996) 225–232.
- [146] Yang, W.Q., Modelling of capacitance tomography sensors, *IEE Proceedings - Science, Measurement and Technology* 144 (1997) 203–208.
- [147] Yang, W.Q., Further developments in an ac-based capacitance tomography system, *Rev. Sci. Instrum.* 72 (2001) 3902.
- [148] Yang, W.Q., Gambio, J.C., Beck, M.S., A fast iterative image reconstruction algorithm for capacitance tomography, in: A.T. Augousti, N.M. White, N. White (Eds.), *Sensors and Their Applications VIII, Proceedings of the eighth conference on Sensors and their Applications*, held in Glasgow, UK, 7-10 September 1997, Taylor & Francis, 1997, pp. 47–52.

- 
- [149] Yang, W.Q., Peng, L., Image reconstruction algorithms for electrical capacitance tomography, *Meas. Sci. Technol.* 14 (2003) R1.
- [150] Yi, J., Transport boundaries for pneumatic conveying. PhD Thesis, 2001.
- [151] Zhang, W., Wang, C., Yang, W., Wang, C.-H., Application of electrical capacitance tomography in particulate process measurement – A review, *Advanced Powder Technology* 25 (2014) 174–188.
- [152] Zukoski, E.E., Influence of viscosity, surface tension, and inclination angle on motion of long bubbles in closed tubes, *Journal of Fluid Mechanics* 25 (1966) 821.

## ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 2.1	Schematische Darstellung eines Zustandsdiagramms für die pneumatische Förderung (nach [96])	4
Abbildung 2.2	Spannungen an einem Pfropfelement für den horizontalen Fall	6
Abbildung 2.3	Kapazitives Tomographiesystem bestehend aus kapazitivem Sensor, Messelektronik und Recheneinheit zur Steuerung und Bildrekonstruktion	15
Abbildung 2.4	Aufbau eines kapazitiven Sensors mit Messelektroden, axialen Schirmelektroden, gesteuerten Schutzelektroden sowie Schirmgehäuse [2]	17
Abbildung 3.1	Flächensummenverteilung des Projektionsflächenäquivalentdurchmessers von <i>NOVOLEN</i> und <i>ENGAGE</i>	22
Abbildung 3.2	Kinematische Wandfließorte von <i>NOVOLEN</i> (links) und <i>ENGAGE</i> (rechts) auf Edelstahl	22
Abbildung 3.3	Schematische Darstellung des Fluidisierstands (links), dimensionsloser Druckverlust aufgetragen gegen die Leerrohrgeschwindigkeit (rechts)	23
Abbildung 3.4	Nicht-maßstäbliche Darstellung der pneumatischen Versuchsförderanlage	24
Abbildung 3.5	Explosionszeichnung der Messsonde (nach [96])	26
Abbildung 3.6	Signalverarbeitung in der Messkette der Kraft- und Druckmesssonde	27
Abbildung 3.7	Unterteilung der ROI in 9 Zonen	28
Abbildung 3.8	Komponenten des ECT-Systems	29
Abbildung 3.9	Axiales Elektrodenlayout (oben) und Querschnitt durch den kapazitiven Sensor (unten)	30
Abbildung 3.10	Fluidisierstand mit mittig montiertem ECT-Sensor (links), volumengemittelte Bettporosität aufgetragen gegen kapazitiv bestimmte Porosität (rechts)	34
Abbildung 3.11	Rekonstruierte Phasenverteilung bei einem belegten Anteil des Rohrquerschnitts von $\alpha = 0.5$ , wobei der Pixelwert 1 der Feststoffkonzentration bei maximaler Schüttdichte und der Pixelwert 0 dem ausschließlichen Vorliegen von Luft entspricht (links); Zusammenhang zwischen dem tatsächlich belegten Anteil des Rohrquerschnitts und dem gemessenen Schüttgutanteil (rechts)	36
Abbildung 3.12	8-bit Graustufenbilder der langsam eingefüllten Säule (links) und der zweiten Säule nach Entfernung des Platzhalters (rechts)	37

---

Abbildung 3.13	Vergleich der aus der Bildauswertung ermittelten über 9 Scheiben gemittelten Flächenporosität mit der volumengemittelten Porosität ( $n = 9, \alpha = 0.05$ )	37
Abbildung 3.14	Vergleich zwischen kapazitiv und mit Bildauswertung nach Korrektur bestimmter Porosität für die inhomogen befüllte Säule ( $n = 9, \alpha = 0.05$ )	38
Abbildung 3.15	Schematische Darstellung des iterativen Linear-Back-Projection-Algorithmus	39
Abbildung 3.16	Mithilfe des LBP-Algorithmus rekonstruierte Phasenanteilverteilung unter Verwendung des Maxwell- und des Parallelschaltungsmodells für 0, 100 und 500 Iterationen; Pixelwert 1 entspricht der Feststoffkonzentration bei maximaler Schüttdichte, Pixelwert 0 dem ausschließlichen Vorliegen von Luft	40
Abbildung 3.17	Aufteilung des Bildquerschnitts in 13 Zonen	42
Abbildung 3.18	Gemessene Fördergasgeschwindigkeit im Bereich konstanten Druckverlusts in Abhängigkeit von der eingestellten Leerrohrgeschwindigkeit ( $n = 9, \alpha = 0.05$ )	43
Abbildung 3.19	Eingesetzte Messsysteme und zur Auswertung herangezogene Messgrößen	44
Abbildung 4.1	Anlagendruckverlust und Produktmassenstrom in Abhängigkeit von der Fördergasgeschwindigkeit für <i>NOVOLEN 1300L</i> (oben) und <i>ENGAGE 8200</i> (unten)	46
Abbildung 4.2	Auf die Leitungslänge $L_{FL}$ bezogener Druckverlust des 8.25 m langen horizontalen Teilabschnitts PIR2-PIR3 bei der Förderung von <i>NOVOLEN</i> und <i>ENGAGE</i>	47
Abbildung 4.3	Vergleich der mittels OpenPIV und SPT bestimmten Partikelgeschwindigkeiten in Pfropfen (links); zeitlicher Verlauf der Partikelgeschwindigkeiten in den 9 Zonen der ROI (rechts)	48
Abbildung 4.4	Mittlere Partikelgeschwindigkeit in Wandnähe von <i>NOVOLEN</i> -Pfropfen in Abhängigkeit von der Fördergasgeschwindigkeit	49
Abbildung 4.5	Ausbreitungsgeschwindigkeit des Pfropfenhecks (links) und der Pfropfenfront (rechts) aufgetragen gegen die Partikelgeschwindigkeit in $z$ -Richtung in Wandnähe	50
Abbildung 4.6	Zeitlicher querschnittsgemittelter Porositätsverlauf bei der Förderung von <i>NOVOLEN</i> (oben) und <i>ENGAGE</i> (unten)	51
Abbildung 4.7	Von der stationären Schicht belegter Anteil des Rohrquerschnitts in Abhängigkeit von der Fördergasgeschwindigkeit ( $n = 50$ )	52
Abbildung 4.8	Rekonstruierte Feststoffverteilung beim Durchlauf eines <i>NOVOLEN</i> -Pfropfens durch den ECT-Sensor (Zeitversatz zwischen zwei Bildern $\Delta t = 50$ ms, zeitl.	

- Verlauf von links oben nach rechts unten); Pixelwert 1 entspricht der Feststoffkonzentration bei maximaler Schüttdichte, Pixelwert 0 dem ausschließlichen Vorliegen von Luft 53
- Abbildung 4.9 Radiale Porositätsprofile in horizontaler (links) und vertikaler Richtung (rechts) für *NOVOLEN*-Pfropfen bei Fördergasgeschwindigkeiten von  $v_{g,atm} = 4.4 \text{ ms}^{-1}$  54
- Abbildung 4.10 Radiale Porositätsprofile in horizontaler (links) und vertikaler Richtung (rechts) für *NOVOLEN*-Pfropfen bei Fördergasgeschwindigkeiten von  $v_{g,atm} = 7.3 \text{ ms}^{-1}$  55
- Abbildung 4.11 Radiale Porositätsprofile in horizontaler (links) und vertikaler Richtung (rechts) für *NOVOLEN*-Pfropfen bei Fördergasgeschwindigkeiten von  $v_{g,atm} = 8.5 \text{ ms}^{-1}$  55
- Abbildung 4.12 Radiale Porositätsprofile in horizontaler (links) und vertikaler Richtung (rechts) für *NOVOLEN*-Pfropfen bei Fördergasgeschwindigkeiten von  $v_{g,atm} = 9.3 \text{ ms}^{-1}$  56
- Abbildung 4.13 Radiale Porositätsprofile in horizontaler (links) und vertikaler Richtung (rechts) für *NOVOLEN*-Pfropfen bei Fördergasgeschwindigkeiten von  $v_{g,atm} = 10.0 \text{ ms}^{-1}$  56
- Abbildung 4.14 Rekonstruierte Feststoffverteilung beim Durchlauf eines *ENGAGE*-Pfropfens durch den ECT-Sensor (Zeitversatz zwischen zwei Bildern  $\Delta t = 50 \text{ ms}$ , zeitl. Verlauf von links oben nach rechts unten); Pixelwert 1 entspricht der Feststoffkonzentration bei maximaler Schüttdichte, Pixelwert 0 dem ausschließlichen Vorliegen von Luft 57
- Abbildung 4.15 Radiale Porositätsprofile in horizontaler (links) und vertikaler Richtung (rechts) für *ENGAGE*-Pfropfen bei Fördergasgeschwindigkeiten von  $v_{g,atm} = 5.7 \text{ ms}^{-1}$  58
- Abbildung 4.16 Radiale Porositätsprofile in horizontaler (links) und vertikaler Richtung (rechts) für *ENGAGE*-Pfropfen bei Fördergasgeschwindigkeiten von  $v_{g,atm} = 7.2 \text{ ms}^{-1}$  59
- Abbildung 4.17 Radiale Porositätsprofile in horizontaler (links) und vertikaler Richtung (rechts) für *ENGAGE*-Pfropfen bei Fördergasgeschwindigkeiten von  $v_{g,atm} = 8.3 \text{ ms}^{-1}$  59

Abbildung 4.18	Radiale Porositätsprofile in horizontaler (links) und vertikaler Richtung (rechts) für <i>ENGAGE</i> -Pfpfen bei Fördergasgeschwindigkeiten von $v_{g,atm} = 9.1 \text{ ms}^{-1}$	60
Abbildung 4.19	Radiale Porositätsprofile in horizontaler (links) und vertikaler Richtung (rechts) für <i>ENGAGE</i> -Pfpfen bei Fördergasgeschwindigkeiten von $v_{g,atm} = 9.8 \text{ ms}^{-1}$	60
Abbildung 4.20	Positionen der Messsonde	61
Abbildung 4.21	Druckgradienten in <i>NOVOLEN</i> -Pfpfen in Abhängigkeit von Fördergasgeschwindigkeit und Messposition	62
Abbildung 4.22	Vergleich zwischen gemessenen mittleren Druckgradienten in Abhängigkeit von der mittleren Relativgeschwindigkeit und den nach ERGUN sowie MOLERUS berechneten Druckgradienten für $\varepsilon = 0.42$	63
Abbildung 4.23	Druckgradienten in <i>ENGAGE</i> -Pfpfen in Abhängigkeit von Fördergasgeschwindigkeit und Messposition	64
Abbildung 4.24	Granularer Druck und Wandschubspannung bei Sondenstellung $\varphi = 0^\circ$	65
Abbildung 4.25	Granularer Druck und Wandschubspannung bei Sondenstellung $\varphi = 90^\circ$	66
Abbildung 4.26	Granularer Druck und Wandschubspannung bei Sondenstellung $\varphi = 270^\circ$	66
Abbildung 4.27	Spannungsverhältnisse an der Rohrwand bei Sondenstellung $\varphi = 0^\circ$	67
Abbildung 4.28	Spannungsverhältnisse an der Rohrwand bei Sondenstellung $\varphi = 90^\circ$	68
Abbildung 4.29	Spannungsverhältnisse an der Rohrwand bei Sondenstellung $\varphi = 270^\circ$	68
Abbildung 4.30	Granularer Druck und Wandschubspannung bei Sondenstellung $\varphi = 0^\circ$	70
Abbildung 4.31	Granularer Druck und Wandschubspannung bei Sondenstellung $\varphi = 90^\circ$	70
Abbildung 4.32	Granularer Druck und Wandschubspannung bei Sondenstellung $\varphi = 270^\circ$	71
Abbildung 4.33	Spannungsverhältnisse an der Rohrwand bei Sondenstellung $\varphi = 0^\circ$	72
Abbildung 4.34	Spannungsverhältnisse an der Rohrwand bei Sondenstellung $\varphi = 90^\circ$	72
Abbildung 4.35	Spannungsverhältnisse an der Rohrwand bei Sondenstellung $\varphi = 270^\circ$	73
Abbildung 5.1	Dimensionslose Schubspannungsverläufe in Abhängigkeit des dimensionslosen Gasdruckgradienten $dP_g^*/dz^*$ (links); dimensionsloser granularer Druck $P_s^*$ mit dem Spannungsverhältnis $\mu_W$ als Parameter (rechts)	85

---

Abbildung 5.2	Radiale Profile der dimensionslosen granularen Temperatur mit dem Wandspannungsverhältnis $\mu_W$ als Parameter für $e = 0.99$ (links) und $e = 0.95$ (rechts)	86
Abbildung 5.3	Radiale Profile der Porosität mit dem Wandspannungsverhältnis $\mu_W$ als Parameter für $e = 0.99$ (links) und $e = 0.95$ (rechts)	86
Abbildung 5.4	Radiale Profile der Porosität mit dem Gasdruckgradienten $dP_g^*/dz^*$ als Parameter für $e = 0.99$ (links) und $e = 0.95$ (rechts)	87
Abbildung 5.5	Vergleich zwischen gemessenen und berechneten radialen Porositätsprofilen für <i>NOVOLEN</i> mit $e_{eff} = 0.99$ (oben) und <i>ENGAGE</i> mit $e_{eff} = 0.925$ (unten)	88
Abbildung 5.6	<i>M-II</i> -Wertepaare im <i>M-II</i> -Diagramm mit $v_{z,s,W} = 0$ für beide Fördergüter (links) und mit $v_{z,s,W} = 0$ für <i>ENGAGE</i> bzw. $v_{z,s,W} = v_P$ für <i>NOVOLEN</i> (rechts)	91
Abbildung 5.7	$Re_P$ - $Eu_{PF}$ -Wertepaare und Ausgleichsfunktion nach Gleichung 5.61	94

---

## TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle 3.1	Material- und Schüttguteigenschaften der Fördergüter ( $n = 3$ , $\alpha = 0.05$ )	21
Tabelle 5.1	Gegenüberstellung der dimensionslosen Größenwerte (Anm.: $R = 0.04$ m)	84

---

## CURRICULUM VITAE

Name: Christian Alexander Nied  
Geburtsdatum: 05.02.1983  
Geburtsort: München  
Staatsangehörigkeit: deutsch

### BERUFSTÄTIGKEIT

08/2011 – 03/2016 Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Verfahrenstechnik disperser Systeme der Technischen Universität München  
08/2010 – 07/2011 Stipendium des Fleischmann-Fonds der Technischen Universität München  
11/2008 – 03/2009 Praktikum bei Netzsch Industria e Comércio de Equipamentos de Moagem, Pomerode - SC, Brasilien  
02/2008 – 10/2008 Wissenschaftliche Hilfskraft am Lehrstuhl für Maschinen- und Apparatekunde der Technischen Universität München

### BILDUNG

2010 Diplom-Hauptprüfung im Studiengang Technologie und Biotechnologie der Lebensmittel am 28.03.2010  
10/2004 – 03/2010 Studium der Technologie und Biotechnologie der Lebensmittel an der Technischen Universität München  
10/2003 – 09/2004 Studium der Chemie an der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg  
09/1993 – 06/2002 Besuch des Justus-von-Liebig-Gymnasiums in Neusäß mit Abschluss der Allgemeinen Hochschulreife  
09/1983 – 08/1993 Besuch der Grundschule Adelsried

### ZIVILDienst

09/2002 – 06/2003 Malteser Hilfsdienst e.V. Augsburg