

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN
Lehrstuhl für Maschinen- und Apparatekunde

Konvektiver und dispersiver Massentransport in
kontinuierlichen dynamischen Feststoffmischern

Daniel Dopfer

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. U. Kulozik

Prüfer der Dissertation:

1. Univ.-Prof. Dr. K. Sommer
2. Univ.-Prof. Dr. H. Nirschl,
Universität Karlsruhe (TH)
3. Univ.-Prof. Dr. H.-Chr. Langowski

Die Dissertation wurde am 17.09.2008 bei der Technischen Universität München eingereicht und durch die Fakultät Wissenschaftszentrum Weihenstephan für Ernährung, Landnutzung und Umwelt am 13.03.2009 angenommen.

Eines Tages, als meine schulischen Leistungen einen Tiefstand erreicht hatten, fand ich ein post-it mit folgendem Text an meinem Schreibtisch:

*Tu erst das Notwendige, dann das Mögliche
und irgendwann schaffst Du auch
das Unmögliche.*

Deine Mama

Sie sollte recht behalten!

Gewidmet meinen Eltern

Waltraud und Johann Dopfer

Vielen Dank für alles was Ihr für mich getan habt!

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter des Lehrstuhls für Maschinen- und Apparatekunde von Juni 2004 bis September 2008 am Wissenschaftszentrum Weihenstephan für Ernährung, Landnutzung und Umwelt der Technischen Universität München.

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die mich persönlich unterstützt und ihren Beitrag zum Gelingen dieser Arbeit geleistet haben.

Meinem Doktorvater und Ordinarius des Lehrstuhls für Maschinen- und Apparatekunde Herrn Prof. Dr.-Ing. Karl Sommer möchte ich besonderen Dank für die Möglichkeit zur Durchführung der Dissertation aussprechen. Durch sein unermüdliches Interesse am Feststoffmischen nahm er sich stets Zeit zur Diskussion von experimentellen und theoretischen Ergebnissen. Dank gebührt ihm insbesondere für die Möglichkeit zur Teilnahme an einer Vielzahl von Kongressen im In- und Ausland und die Möglichkeit zur persönlichen Weiterentwicklung bei der Durchführung von zahlreichen Industrieprojekten. Auch für den Blick über den Tellerrand während der Geschichts- und Literaturabende auf den Lehrstuhlseminaren möchte ich mich herzlichst bedanken.

Den Zweitprüfern Prof. Dr.-Ing. habil. Hermann Nirschl und Prof. Dr. rer. nat. Horst-Christian Langowski sowie dem Prüfungsvorsitzenden Prof. Dr.-Ing. Ulrich Kulozik möchte ich für die Übernahme des jeweiligen Amtes danken.

Vielen Dank für den Beitrag zu meiner jahrelangen Begeisterung an der Arbeit am Lehrstuhl möchte ich Dr.-Ing. Stefan Haas aussprechen, mit dem ich seit meinem ersten Lehrstuhlkontakt 2002 als Semestrand, später als studentische Hilfskraft, als Diplomand und kurzzeitig als Doktorand zusammen arbeiten durfte. Danke für die persönliche und fachliche Unterstützung bei den vielen gemeinsamen Projekten in Freizeit und Forschung. Für die persönliche und wissenschaftliche Unterstützung danke ich ebenfalls Herrn Dr.-Ing. habil. Stefan Palzer, der mir während meiner Diplomarbeit eine spannende Zeit am Nestlé PTC Singen ermöglichte.

Bei meinen Kollegen Dipl.-Ing. Ulrich Bobe und Dr.-Ing. Heinz Dauth möchte ich mich für die reibungslose und stets erfrischende Zusammenarbeit während dem verfahrenstechnischen Praktikum, bei der Durchführung der jährlichen Pflingstexkursion und der Bearbeitung von Industrieprojekten bedanken. Auch für die zahlreichen außerdienstlichen Aktivitäten, beispielsweise unseren „Suppenabend“, möchte ich mich herzlich bedanken.

Allen derzeitigen und ehemaligen Lehrstuhlkollegen, die nicht namentlich genannt sind, möchte ich für die Zeit am Lehrstuhl danken. Jeder ist sich wohl selbst am Bes-

ten bewusst, was sie oder er zu meinem erlebnisreichen Arbeitsalltag beigetragen hat. Danke auch für den immensen Spaß an zahlreichen Festivitäten und sozialen Veranstaltungen neben der wissenschaftlichen Arbeit.

Meinen Studenten möchte ich ebenfalls ein großes Dankeschön aussprechen. Die selbstständige und zuverlässige Arbeit meiner „Schüttguthiwi“ im Schüttgutlabor machte einen reibungslosen Ablauf und eine schnelle Durchführung von zahlreichen Industrieprojekten möglich. Vielen Dank an Stephanie Albert, Regina Fuchs, Claire McCole und Mathias Schäfer. Danke auch an meine Diplomanden Cornelia Grabsch, Benjamin Reh, Brigitte Stadler und Valentin Zerbes. Durch ihre engagierte Arbeit wurde ein Großteil der Ergebnisse dieser Arbeit zusammengetragen.

Großer Dank für die tatkräftige Unterstützung bei der Umsetzung von Ideen, der Fertigung von Bauteilen und den zahlreichen Reparaturen, gilt den Mitarbeitern und Lehrlingen unserer Werkstatt unter Leitung von Peter Rauscher. Herzlichen Dank an jeden, der jemals ein Bauteil oder einen Draht für mich in den Fingern hatte.

Den Firmen *Brüker Optik GmbH*, *Gericke AG*, *Sartorius AG* und *Volkmann GmbH*, gilt mein Dank für die Bereitstellung der Anlagenkomponenten und für die schnelle Hilfe bei nötigen Reparaturen oder Modifikationen. Für die Bereitstellung und schnelle Belieferung mit Versuchsstoffen danke ich den Firmen *OMYA SA* und *Südstärke GmbH*. Ohne die Unterstützung der benannten Firmen wäre eine Anlage in dieser Größenordnung und mit diesem Durchsatz wohl kaum mit den vorhandenen Finanzmitteln zu betreiben gewesen. Weiterhin möchte ich mich an dieser Stelle bei der *Deutschen Forschungsgemeinschaft* für die finanzielle Unterstützung des Forschungsprojektes bedanken.

Bei der *Degussa Stiftung e.V.* möchte ich mich für das Promotionsstipendium und die Stipendiatentreffen in der Anfangszeit meiner Promotion bedanken.

An dieser Stelle sei nochmals allen gedankt, die hier nicht namentlich genannt sind. Aber jeder, seien es all meine Freunde aus dem Illertal oder ehemalige Studienkollegen, meine Musikerkollegen der Stadtkapelle Vöhringen, mein Bruder oder meine Eltern, sollte sich des Beitrags am Gelingen meiner Promotion bewusst sein. Jede Sekunde in der ich nicht geistig in meiner Arbeit versunken war, wurde durch Euch zu einer angenehmen Auszeit gemacht.

Zum Abschluss möchte ich meiner lieben Freundin Tatjana von ganzem Herzen danken, dass sie die unzähligen Stunden meiner Abwesenheit aufgrund von Kongressen und der ein oder anderen Überstunde am Lehrstuhl geduldig ertragen hat. Auch für das Korrekturlesen der Arbeit möchte ich mich herzlichst bedanken.

Inhaltsverzeichnis

Formelzeichen und Abkürzungen	IV
1 Einleitung und Zielsetzung	1
2 Kenntnisstand	3
2.1 Begriffsbestimmung Diffusion versus Dispersion	4
2.2 Experimentelle Validierung und Modellierung von kontinuierlichen Mischprozessen ohne explizite Betrachtung von konvektiven und dispersiven Transportvorgängen im Schüttgut.....	5
2.3 Selektiver konvektiver und diffusiver / dispersiver Massentransport in unterschiedlichen Medien und die Anwendung zur Modellierung und experimentellen Validierung von Feststoffprozessen	10
3 Theoretische Grundlagen und Berechnungsmodelle	22
3.1 Molekulare Diffusion (Ficksche Gesetze).....	22
3.2 Fokker-Planck-Gleichung (Konvektions-Diffusions-Modell)	24
3.3 Beschreibung von dispersiven und konvektiven Transportvorgängen im Schüttgut basierend auf einer analytischen Lösung der ersten Fokker- Planck-Gleichung	28
3.4 Numerische Berechnung von dispersiven und konvektiven Transportvorgängen im Schüttgut basierend auf der zweiten Fokker- Planck-Gleichung	30
3.4.1 Normierung grundlegender Simulationsparameter.....	31
3.4.2 Kopplung des Differentialgleichungssystems	32
3.4.3 Einfluss einer nicht idealen Zudosierung.....	34
3.5 Theoretische Füllgradverläufe für idealisierte und reale Systeme.....	35
3.5.1 Theoretische Füllgradverläufe für rein dispersiven Massentransport ...	35
3.5.2 Theoretische Füllgradverläufe für dispersiven und negativ konvektiven Massentransport.....	38
3.5.3 Theoretische Füllgradverläufe für dispersiven und positiv konvektiven Massentransport	42
3.6 Zusammenhang zwischen Füllgrad am Wehr und stationärer Mischermasse	46
3.7 Beschreibung der Reduktion eintretender Dosierschwankungen.....	48
3.8 Vorhersage der maximalen mittleren Verweilzeit und der maximal möglichen Reduktion von Eingangsschwankungen bei bauartbedingter Limitierung des Füllgradverlaufes durch den Mischapparat	50

4 Material und Methoden	54
4.1 Charakterisierung der verwendeten Versuchsstoffe	54
4.2 Aufbau der Versuchsanlage	59
4.3 Beschreibung der Reduktion von Eingangsschwankungen	65
4.3.1 Versuchsdurchführung zur Bestimmung des Einflusses der Produktparameter auf die Reduktion von Eingangsschwankungen	65
4.3.2 Versuchsdurchführung zur Reduktion reiner Sinusschwankungen bei rein dispersivem Bewegungsverhalten.....	71
4.3.3 Einfluss der Gestalt der eintretenden Schwankung auf die Reduktion ..	76
4.3.3.1 Numerische Berechnungen zum Einfluss der Amplitude auf die Reduktion von nicht ideal sinusförmigen Schwankungen ..	77
4.3.3.2 Experimentelle Validierung zur Reduktion von rechteckförmigen Schwankungen	78
4.3.3.3 Vorhersage der Reduktion von Dosierschwankungen beliebiger Gestalt mittels Fast-Fourier-Transformation.....	80
4.4 Massentransportvorgänge und Füllgradverhalten im kontinuierlichen Mischer	83
4.4.1 Bestimmung der Füllgradverläufe für unterschiedliche Anlagenparameter.....	83
4.4.2 Bestimmung der Dispersions- und Transportkoeffizienten aus den experimentellen Füllgradverläufen und numerische Simulation der theoretischen Füllgradverläufe und Verweilzeiten.....	88
5 Ergebnisse und Diskussion	91
5.1 Experimentelle Validierung der Reduktion von Eingangsschwankungen.....	91
5.1.1 Einfluss der Produktparameter auf die Reduktion von Eingangsschwankungen	91
5.1.2 Reduktion reiner Sinusschwankungen	95
5.1.3 Einfluss der Form von eintretenden Dosierstörungen auf die Reduktion in kontinuierlichen Mischapparaten	96
5.1.3.1 Theoretische Betrachtungen zur Reduktion von nicht ideal sinusförmigen Konzentrationsschwankungen	96
5.1.3.2 Reduktion von Dosierstörungen beliebiger Gestalt	102
5.2 Einfluss von Produkt- und Anlagenparametern auf die konvektiven und dispersiven Massentransportvorgänge	106
5.2.1 Charakterisierung der verwendeten Produkte	106

5.2.2 Einfluss der Produkt- und Anlagenparameter auf die bestimmten Koeffizienten der Fokker-Planck-Gleichung	108
5.2.3 Einfluss des Mischwerkzeuges auf das Füllgradverhalten im Mischer und die Auswirkungen auf die mittlere Verweilzeit im Mischer	112
5.2.4 Füllgradverhalten im Mischer in Abhängigkeit vom Produkt und die Auswirkungen auf die mittlere Verweilzeit im Mischer.....	115
5.2.5 Einfluss der Wehrstellung auf das Füllgradverhalten im Mischer und die Auswirkungen auf die mittlere Verweilzeit im Mischer	118
5.2.6 Einfluss der Drehzahl auf das Füllgradverhalten im Mischer und die Auswirkungen auf die mittlere Verweilzeit im Mischer.....	121
5.2.7 Zusammenhang zwischen Füllgrad am Wehr und der resultierenden Gesamtmasse im Mischer.....	124
5.2.8 Wechselwirkung von Anlagenparametern, Produktparametern und Massentransportvorgängen.....	126
6 Zusammenfassung	128
7 Ausblick.....	133
8 Anhang	137
8.1 Lineare Regression der Koeffizienten der Fokker-Planck-Gleichung	137
8.2 Ergebnisse Füllgradverläufe	139
8.3 Ergebnisse der experimentell bestimmten Masse im Mischer	145
8.4 Ergebnisse der mittleren Verweilzeit aus Experiment und Simulation	148
8.5 Theoretische Berechnung und experimentelle Ergebnisse zum Zusammenhang zwischen Füllgrad am Wehr und stationärer Mischermasse.....	151
8.6 <i>MathCAD</i> Anpassungsfunktion	154
8.7 <i>MathCAD</i> Algorithmus zur numerischen Berechnung der Reduktion von Eingangsschwankungen und des Füllgradverhaltens (negativer Transport mit Korrektur Einlaufbereich).....	155
8.8 Unterschiede der numerischen Lösung im <i>MathCAD</i> Algorithmus zur Berechnung unterschiedlicher aktiver Transportrichtungen	161
9 Literaturverzeichnis.....	163

Formelzeichen und Abkürzungen

Lateinische Symbole

a_w	Wasseraktivität	[-]
A	Amplitude eines fluktuierenden Massenstromes	[kg/s]
A_{yz}	Querschnittsfläche eines Mischapparates	[m ²]
b	Füllgradgefälle	[kg/m ²]
b_x	Axiale Breite x eines betrachteten Volumenelementes	[m]
c	Massenkonzentration	[kg/m ³]
c_j	Teilchenkonzentration	[1/m ³]
D	Normierter Dispersionskoeffizient der Fokker-Planck-Gleichung	[-]
D^*	Dispersionskoeffizient der Fokker-Planck-Gleichung	[m ² /s]
dx	Breite eines Ausschnitts in x -Richtung	[m]
dy	Breite eines Ausschnitts in y -Richtung	[m]
dz	Breite eines Ausschnitts in z -Richtung	[m]
ffc	Qualitative Einteilung der Fließfähigkeit	[-]
FR	Mischgüte (Fluctuation Ratio)	[-]
l	Axiale Verteilungslänge des zudosierten Massenstromes	[m]
L	Länge des Mischers	[m]
m_{hold}	Theoretische Masse für numerische Berechnung	[kg]
m	Masse	[kg]
m_{hold}	Aktive hold-up Masse im Mischer	[kg]
\dot{m}	Massenstrom	[kg/s]
\dot{m}_A	Massenstrom durch eine Querschnittsfläche	[kg/s·m ²]
n	Anzahl	[-]
n	Drehzahl des Mischwerkzeuges	[1/s]
p	Wasserdampfpartialdruck	[Pa]
p_0	Wasserdampfsättigungsdruck	[Pa]
s	Empirische Standardabweichung	[kg/kg]
SF	Spreading Faktor	[-]
T	Periodenlänge	[s]
T	Temperatur	[K]
t	Zeit	[s]
t_v	Mittlere Verweilzeit im Mischer	[s]
$t_{v,norm}$	Normierte Verweilzeit	[-]
$u(x,y,z,t)$	Lokale Wahrscheinlichkeitsdichte zur Zeit t an der Position (x,y,z)	[-]
U	Normierter Transportkoeffizient der Fokker-Planck-Gleichung	[-]

U^*	Transportkoeffizient der Fokker-Planck-Gleichung	[m/s]
U_{lim}^*	Transportkoeffizient der Grenzwertbetrachtung	[m/s]
V	Volumen	[m ³]
x	Position in x -Richtung	[m]
Δx_i	Weglänge eines Einzelpartikels	[m]
y	Position in y -Richtung	[m]
z	Position in z -Richtung	[m]
$\overline{\Delta z}$	Mittlere axiale Weglänge	[m]
$\overline{\Delta z^2}$	Mittlere quadratische Abweichung der axialen Weglänge	[m ²]
Δz	Axial zurückgelegte Weglänge	[m]

Griechische Symbole

ϕ_0^*	Füllgrad am Mischereinlauf ($x = 0$)	[kg/m]
$\phi_{m,l}^*$	Längenbezogener Füllgrad	[kg/m]
$\phi_{m,V}^*$	Volumenbezogener Füllgrad	[kg/m ³]
ϕ_w^*	Füllgrad am Mischerwehr ($x = L$)	[kg/m]
ϕ	Normierter Füllgrad	[-]
Φ	Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der mittleren Weglängen	[1/m]
λ	Normierte Länge in x -Richtung	[-]
$\nu(x,t)$	Lokale Wahrscheinlichkeitsdichte in einer betrachteten Querschnittsfläche an der axialen Position x zur Zeit t	[-]
θ	Zeitintervall	[s]
ρ	Wahre Dichte	[kg/m ³]
ρ_b	Schüttgutdichte	[kg/m ³]
ρ_{st}	Stampfdichte	[kg/m ³]
σ	Standardabweichung der mittleren Weglängen	[m]
σ^2	Varianz der mittleren Weglängen	[m]
σ_1	Verfestigungsspannung	[Pa]
σ_{ab}	Abscherspannung	[Pa]
σ_{an}	Anscherspannung	[Pa]
σ_c	Schüttgutfestigkeit	[Pa]
τ	Normierte Zeit	[-]
τ_{ab}	Schubspannung eines Abscherpunktes	[Pa]
τ_{an}	Schubspannung des Anscherpunktes	[Pa]
$\psi_1(x)$	Mittlere axiale Transportgeschwindigkeit an der Stelle x	[m/s]
$\psi_2(x)$	Zweites Moment der Wahrscheinlichkeitsdichte der Partikelbewegungen im Zeitintervall θ (mit $\theta \rightarrow 0$) an der Position x	[m ² /s]

Indizes

<i>1</i>	Komponente 1
<i>2</i>	Komponente 2
<i>A</i>	Amplitude einer periodischen Massenstromschwankung
<i>Experiment</i>	Experimentelle Bestimmung
<i>i</i>	Zählindex
<i>in</i>	Mischereinlauf
<i>j</i>	Zählindex
<i>Kammer</i>	Diskretisierungskammer
<i>max</i>	Maximalwert
<i>n</i>	Nummer der Diskretisierungskammer
<i>out</i>	Mischerauslauf
<i>O</i>	Offset einer periodischen Massenstromschwankung
<i>stationär</i>	Stationärer Betriebszustand
<i>SF</i>	Innerhalb des Spreading Faktor Bereiches
<i>Simulation</i>	Numerische Berechnung
<i>w</i>	Wehr

1 Einleitung und Zielsetzung

Das Vermischen von Pulvern ist eine der ältesten Grundoperationen der mechanischen Verfahrenstechnik. Vor ca. 40000 Jahren wurde das Feststoffmischen bereits zur Herstellung von Farben angewendet (insbesondere Erdfarben wie beispielsweise Ocker und Manganoxid). Dabei wurden die Farben in Reibschalen gemischt, aber auch gleichzeitig zerkleinert. Der Prozess des Zerkleinerns darf bei der Anwendung von Mischprozessen nicht unberücksichtigt bleiben. Durch den mechanischen Energieeintrag beim Feststoffmischen ist die mechanische Produktschädigung häufig eine Folge von zu langen oder zu intensiven Mischprozessen. Auch eine thermische Produktschädigung durch einen hohen mechanischen Energieeintrag muss bei temperaturempfindlichen Produkten berücksichtigt werden [1, 2].

Das Mischen von Feststoffen wird häufig in absatzweisen Mischern durchgeführt. Vorteile sind eine genaue Dosage der Komponenten und die einfach zu regulierende Mischzeit. Den Vorteilen stehen nicht unerhebliche Nachteile gegenüber. Ein großer Platzbedarf, hohe Energiekosten und die häufig manuelle Beschickung sowie Entleerung der Mischer mit langen Beschickungs-, Entleer- und Mischzeiten führen zu hohen Kosten [3, 4]. Zudem ist es mit großem Aufwand verbunden absatzweise Mischprozesse als geschlossene Prozesse zu gestalten, was häufig bei Gefahrstoffen oder pharmazeutischen Wirkstoffen keine unerhebliche Bedeutung hat. Auch für Lebensmittel gewinnen geschlossene Prozesse im Hinblick auf Hygiene an Bedeutung.

Durch den gestiegenen Zeit- und Kostendruck werden in der Industrie vermehrt automatisierte Prozesse eingesetzt [3, 4]. Dabei gewinnt das kontinuierliche Feststoffmischen durch die Vorteile eines hohen Automatisierungsgrades an Bedeutung. Ein hoher Automatisierungsgrad resultiert allerdings zwangsläufig in einem hohen regelungs- und steuerungstechnischen Aufwand. Die Gestaltung von kontinuierlichen Mischprozessen erfordert hoch präzise Dosiergeräte und eine detaillierte Kenntnis der Vorgänge in einem kontinuierlichen Mischapparat.

Die am Lehrstuhl für Maschinen- und Apparatekunde angefertigte Dissertation von KEHLENBECK [3] behandelt die Fragestellungen des Dosierens, Einflüsse auf das Mischergebnis und die Modellierung von kontinuierlichen Mischprozessen ausführlich. KEHLENBECK leitete aus seinen Versuchen und Berechnungen folgende Thesen ab [3]:

1. Die Mischmechanismen in einem kontinuierlichen dynamischen Feststoffmischer können sehr gut mit einem System von Fokker-Planck-Gleichungen beschrieben werden.
2. Die mit der Periodenlänge einer in den Mischer eintretenden Konzentrationsschwankung normierte mittlere Verweilzeit ist die Haupteinflussgröße auf die Mischgüte. Dies gilt unabhängig von den Betriebsparametern des Mixers.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, die Einflüsse der Produktparameter auf den Mischprozess näher zu untersuchen, was für die Vorhersage eines Mischprozesses in der praktischen Anwendung unerlässlich ist. Es konnte nachgewiesen werden, dass die normierte mittlere Verweilzeit auch für unterschiedlichen Produktparameter als Haupteinflussgröße auf die Reduktion der Eingangsschwankung angesehen werden kann. Daraus ergeben sich weitere Fragestellungen: Welchen Einfluss hat die Form der Eingangsschwankung auf das Mischergebnis und wie wird die mittlere Verweilzeit durch die Verwendung unterschiedlicher Anlagenparameter und Produkte beeinflusst? Es konnte gezeigt werden, dass der Gesamtfüllgrad und damit die mittlere Verweilzeit sehr stark von den dispersiven Massentransportvorgängen (Beweglichkeit der Partikel) und den konvektiven Massentransportvorgängen (aktiver Transport durch Mischwerkzeug) im Mischer abhängt. Eine experimentelle Bestimmung von Füllgradverläufen für unterschiedliche Anlagen- und Produktparameter ermöglichte eine Quantifizierung des Dispersionskoeffizienten D^* und des Transportkoeffizienten U^* der Fokker-Planck-Gleichung in Abhängigkeit von Produkt- und Anlagenparametern.

Die vorgestellten Ergebnisse und Methoden liefern die Grundlage für weitere Untersuchungen hinsichtlich der Bewegungs- und Massentransportvorgänge in einem Schüttgut während des Mischprozesses. Weiterhin liefern die Ergebnisse neue Ansatzpunkte zum optimalen Betrieb und zur Auslegung von kontinuierlichen Feststoffmischanlagen. Insbesondere bietet sich, mit Kenntnis der am Mischeraustrag resultierenden Antwort von Dosierstörungen oder -schwankungen, künftig die Möglichkeit, Anlagenparameter im laufenden Prozess gezielt zu steuern, um eine konstante Produktqualität zu erzielen.

2 Kenntnisstand

Die wissenschaftlichen Kenntnisse im Bereich Feststoffmischen sind verglichen mit der langen Anwendungsgeschichte gering. Dies gilt insbesondere für das kontinuierliche Mischen von Feststoffen. In den letzten 50 Jahren wurden nur wenige Artikel veröffentlicht, die den Stand des Wissens im Bereich Feststoffmischen zusammenfassen. Im Jahre 1958 verfasste WEIDENBAUM [5] einen Überblick über den Kenntnisstand und von FAN et al. [6] wurde ein Überblick über die Jahre 1958 bis 1969 veröffentlicht. COOKE et al. [7] veröffentlichten 1976 einen umfassenden Literaturüberblick über das Mischen von Feststoffen. Darin enthalten sind 15 Referenzen zum kontinuierlichen Feststoffmischen und 44 Referenzen zum Mischen von Feststoffen. FAN et al. [8] (1990) und POUX et al. [9] (1991) überarbeiteten und aktualisierten die bis dato verfügbaren Daten zum Mischen von Feststoffen. Eine ausführliche Übersicht über vielfältige Bereiche des Feststoffmischens ist im Beitrag von SOMMER in der Ullmann's Encyclopedia of Industrial Chemistry [10] veröffentlicht. 2001 veröffentlichten VENABLES und WELLS [11] einen Überblick zum kontinuierlichen Feststoffmischen in der pharmazeutischen Industrie. PERNENKIL und COONEY [12] veröffentlichten 2006 einen Überblick über das kontinuierliche Feststoffmischen. In der vorgelegten Literaturübersicht erfolgt eine tabellarische Einteilung nach unterschiedlichen Kriterien: verwendete Modellansätze, verwendete Versuchsstoffe, Dosierung und Überwachung des Mischprozesses, veröffentlichte Rezensionen zum Thema Mischen (kontinuierlich und absatzweise) sowie wichtige Erkenntnisse aus den Untersuchungen zum kontinuierlichen Feststoffmischen. BERTHIAUX [13] berichtete 2006 über die aktuelle industrielle Praxis des Feststoffmischens und prognostizierte mögliche Entwicklungen des Feststoffmischens in der Praxis.

In Abbildung 2.1 sind die Hauptaufgaben eines kontinuierlichen dynamischen Mischapparates schematisch dargestellt. Neben der radialen Vermischung hat ein kontinuierlicher Mischapparat häufig die Aufgabe eintretende Konzentrationsschwankungen in axialer Richtung auszugleichen (axiale Vermischung). Die radiale Vermischung erfolgt deutlich schneller und effizienter als die axiale Vermischung. Neben den Mischaufgaben sind in kontinuierlichen Mischern häufig auch Spezialaufgaben gefordert, wie zum Beispiel Befeuchten, Coaten, Agglomerieren, Aufheizen oder Kühlen eines Schüttgutes [3].

Hauptinteresse der vorliegenden Arbeit ist die axiale Vermischung, d. h. die Reduktion von eintretenden Konzentrationsschwankungen (siehe Abbildung 2.1). Zur ma-

thematischen Modellierung müssen die Bewegungsvorgänge der Partikel und die Massentransportvorgänge im Schüttgut bekannt sein. Damit eng verknüpft sind die mittlere Verweilzeit im Mischer und die Verweilzeitverteilung.

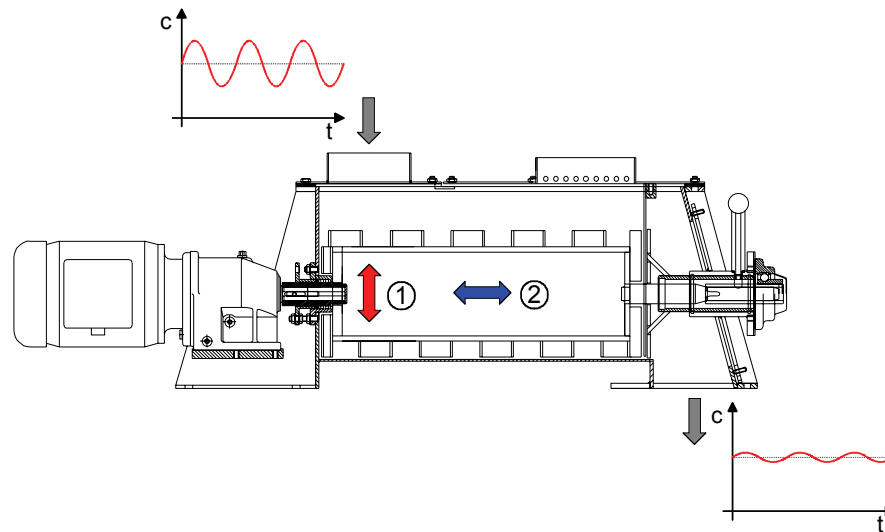


Abbildung 2.1: Hauptaufgaben eines kontinuierlichen Mischapparates (① radiale Vermischung, ② axiale Vermischung) [3] ¹

2.1 Begriffsbestimmung Diffusion versus Dispersion

Der Diffusionskoeffizient für Moleküle innerhalb eines Mediums lässt sich nach EINSTEIN [14] durch Gleichung 2.1 beschreiben. Die darin enthaltenen Stoffgrößen sind die Temperatur T und die dynamische Viskosität η des betrachteten Systems. Weiterhin sind die Boltzmann-Konstante k , der Radius R_M des diffundierenden Moleküls und ein Formfaktor Φ (für eine Kugel gilt $\Phi_{Kugel} = 6\pi$) in der Gleichung enthalten.

$$D^* = \frac{k \cdot T}{\Phi \cdot R_M \cdot \eta} \quad \text{Gleichung 2.1}$$

Durch die von EINSTEIN postulierte Gleichung wird die Beweglichkeit eines Moleküls anhand des Diffusionskoeffizienten in Abhängigkeit von Stoffkenngrößen des betrachteten Systems beschrieben. Dies bedeutet, dass der Diffusionskoeffizient, bzw. die Beweglichkeit, von der Temperatur und der dynamischen Viskosität des Systems sowie von der Molekülgröße bestimmt wird. Kleinere Moleküle werden somit eine höhere Beweglichkeit als große Moleküle aufweisen. Eine Erhöhung der Temperatur führt zu einer erhöhten Beweglichkeit und damit zu einem größeren Diffusionskoeffizienten. Der Einfluss der dynamischen Viskosität des Mediums wird bei Betrachtung

¹ Kehlenbeck V., Continuous dynamic mixing of cohesive powders, Shaker Verlag, Aachen, 2007, p. 6
Nachdruck genehmigt durch Shaker Verlag, Aachen

der Größenordnung von Diffusionskoeffizienten in Feststoffen, Flüssigkeiten und Gasen deutlich.

Tabelle 2.1: Diffusionskoeffizienten in unterschiedlichen Medien nach KRAUME [15]

Parameter	Beschreibung	Größenordnung	Einheit
$D_s (20\text{ °C}, 1\text{ bar})$	Diffusionskoeffizient in Feststoffen	$0 < D_s < 10^{-10}$	$[m^2/s]$
$D_f (20\text{ °C}, \eta = 1\text{ mPas})$	Diffusionskoeffizient in Flüssigkeiten	$10^{-10} < D_f < 10^{-8}$	$[m^2/s]$
$D_g (20\text{ °C}, 1\text{ bar})$	Diffusionskoeffizient in Gasen	$10^{-6} < D_g < 10^{-4}$	$[m^2/s]$

Somit ist der Diffusionskoeffizient ein durch die Stoffkenngrößen des Systems vorgegebenes Maß für die Beweglichkeit der Moleküle, d. h. die Molekülbewegung ist abhängig von den im System vorliegenden Bedingungen. Wird bei Schüttgütern von Diffusion bzw. Beweglichkeit gesprochen, stellt sich dieser Sachverhalt anders dar. Für die Betrachtung von Diffusionsvorgängen in Schüttgütern wird für den „Diffusionskoeffizient in partikulären Systemen“ zunächst die Bezeichnung „Dispersionskoeffizient“ eingeführt, da bei der Betrachtung dieser Vorgänge prinzipiell die Beweglichkeit von Partikeln in Flüssigkeiten oder Gasen, d. h. in Dispersionen, im Vordergrund steht. Ein ruhendes Schüttgut in Gasphase oder in einer ruhenden Flüssigkeit wird naturgemäß keine Bewegungsvorgänge aufweisen. Eine Beweglichkeit wird in diesem Fall hervorgerufen durch mechanischen Eintrag von Bewegungsenergie mit Hilfe von Mischwerkzeugen (Gasphase) oder Rührwerken (Flüssigphase), Gas- oder Flüssigkeitsströmungen sowie durch die Bewegung von Partikeln im Schwerfeld.

2.2 Experimentelle Validierung und Modellierung von kontinuierlichen Mischprozessen ohne explizite Betrachtung von konvektiven und dispersiven Transportvorgängen im Schüttgut

Viele Modelle zur Berechnung der Reduktion von Eingangsschwankungen durch einen kontinuierlichen Mischapparat basieren auf den Betrachtungen von DANCKWERTS

und SELLERS [16], die im Jahr 1951 die Aufgabe hatten, einen Gasvorlagebehälter zur Reduktion von Temperaturschwankungen von Stadtgas auszulegen. Sie führten erstmals das Verhältnis der Varianz der Schwankung am Auslauf dividiert durch die Varianz der Schwankung am Einlauf zur Beschreibung von kontinuierlichen Prozessen ein. Sie entwickelten ein Modell zur Berechnung der Reduktion von Eingangsschwankungen basierend auf der Annahme eines idealen Rührbehälters. 1953 erweiterte DANCKWERTS sein Modell für nicht-ideale Rührbehälter und entwickelte eine Gleichung zur Berechnung der Reduktion von Eingangsschwankungen in Abhängigkeit von der Verweilzeitverteilung [17].

Die ersten Experimente im Bereich des kontinuierlichen Feststoffmischens wurden von RAOUF [18] 1963 veröffentlicht. RAOUF verwendete roten und blauen Sand zur Bestimmung der Verweilzeitverteilung in einem kontinuierlichen Trogmischer. Er konnte einen erheblichen Anteil an Axialvermischung in Abhängigkeit von der Mischerschälänge und der Art und Drehzahl des verwendeten Mischwerkzeuges nachweisen. Die erzielten Verweilzeitverteilungen wurden durch eine Kaskade von idealen Rührbehältern beschrieben.

POOLE et al. [19] veröffentlichten 1965 erste Ergebnisse zur Reduktion von Eingangsschwankungen in einem kontinuierlichen Feststoffmischer. Dabei stellten sie fest, dass hochfrequente Störungen besser reduziert werden.

WILLIAMS und RAHMAN stellten 1971/1972 ein Modell zur theoretischen Vorhersage des Mischergebnisses eines kontinuierlichen Mischapparates vor [20] und validierten das Modell experimentell [21]. Die Verweilzeitverteilung nutzten Sie dabei zur Vorhersage der Reduktion von Einlaufschwankungen. Das entwickelte Modell basiert auf der Aufteilung einer eintretenden Konzentrationsschwankung in eine Sequenz von Impulsen. Der Einfluss der einzelnen Impulse auf das resultierende Signal am Mischerauslauf wurde durch Impulsantwortversuche für die Einzelimpulse bestimmt. Durch Überlagerung der Effekte der einzelnen Impulse kann die Schwankung am Mischerauslauf berechnet werden. WILLIAMS und RAHMAN verwendeten eine numerische und eine analytische Lösung für ihre theoretischen Berechnungen und konnten eine gute Übereinstimmung feststellen. Die Validierung des Modells erfolgte mit einem Trommelmischer. Für die Experimente wurde die Siebfraktion zwischen 355 und $420 \mu\text{m}$ von Sand und Salz verwendet. Für zufällige Eingangsschwankungen sowie für periodische Eingangsschwankungen mit einer mittleren Tracerkonzentrationen kleiner 10 % konnte eine sehr gute Übereinstimmung zwischen theoretisch berechneten und experimentell bestimmten Werten festgestellt werden.

1973 wurden die Überlegungen von WILLIAMS und RAHMAN [20, 21] durch ENNS [22] aufgegriffen. Er berichtete über eine alternative numerische Lösung mit Hilfe der Laplace-Transformation. Die vorgeschlagene Methode erlaubt eine Beschreibung jedes messbaren Eingangssignals. Somit ist es mit der vorgestellten Methode möglich, das resultierende Ausgangssignal aus mehreren in Reihe geschalteten Apparaten vorzuberechnen, sofern die einzelnen Systemantworten der Apparate bekannt sind.

Die 1975 von SCHOFIELD [23] veröffentlichte Dissertation beschäftigt sich mit der Reduktion von Eingangsschwankungen und Verweilzeitverteilungen aus Versuchen zur Impulsantwort des Systems. Die experimentellen Untersuchungen wurden mit frei fließendem Silikatsand (mittlerer Partikeldurchmesser ca. $250 \mu\text{m}$) und kohäsivem Calciumcarbonat (mittlerer Partikeldurchmesser ca. $35 \mu\text{m}$) durchgeführt. Er konnte zeigen, dass sich Verweilzeitverteilungen und die Reduktion von Eingangsschwankungen durch ein Modell basierend auf einer idealen Rührkesselkaskade berechnen lassen.

Williams [24] veröffentlichte 1976 eine Rezension zum Stand des Wissens im Bereich des kontinuierlichen Feststoffmischens und beschreibt darin verschiedene Ansätze zur Vorhersage der Varianzreduktion. Zehn Jahre später veröffentlichte er einen ähnlichen Artikel [25]. Allerdings werden keine Veröffentlichungen in deutscher Sprache innerhalb dieses Zeitraumes angeführt.

1977 untersuchten LÜCKE und MERZ [26, 27] einen kontinuierlichen *Lödige* Pflugscharmischer hinsichtlich des Mischergebnisses, wobei sie die von Merz [28] entwickelte in-line Analysetechnik mittels Isotopenmarkierung anwendeten. Damit konnten zeitliche Konzentrationsänderungen, resultierend aus Impulsantwortversuchen von radioaktiv markiertem Maismehl in nicht aktivem Maismehl, radionuklidtechnisch erfasst werden. Der mittlere Partikeldurchmesser des verwendeten Maismehls betrug $370 \mu\text{m}$. Die erzielte Mischgüte wurde für unterschiedliche Massenströme und Drehzahlen untersucht. LÜCKE und MERZ definierten die Mischgüte als maximale Konzentrationsabweichung bezogen auf die mittlere Konzentration. Die Experimente zeigten, dass die maximale Konzentrationsabweichung für kleinere Verhältnisse von Periodenlänge zur mittleren Verweilzeit abnimmt. Teile der Ergebnisse wurden von LÜCKE 1978 [29] erneut veröffentlicht.

Holzmüller [30] veröffentlichte 1984 seine Untersuchungen zum Verweilzeitverhalten in einem kontinuierlichen *Lödige* Pflugscharmischer. Er verwendete Maismehl mit einem mittleren Partikeldurchmesser von $340 \mu\text{m}$ und Plastikgranulat mit einem mitt-

leren Partikeldurchmesser von $2700\ \mu\text{m}$. Die experimentell bestimmten Verweilzeitverteilungen verwendete er in seiner Dissertation [31] zur Berechnung von Transport- und Dispersionsvorgängen im Schüttgut.

Im Jahre 1986 wurde von Wang [32] eine detaillierte Übersicht über Verweilzeitverteilungsmodelle für kontinuierliche Feststoffmischer veröffentlicht. Zusätzlich beschreibt er die Merkmale von elf unterschiedlichen kontinuierlichen Mischern.

1993 veröffentlichte WEINEKÖTTER [33] seine Dissertation zum kontinuierlichen Mischen feiner Feststoffe. Er untersuchte binäre Pulvermischungen von Aluminiumhydroxid und einer Tracerkomponente (Siliciumcarbid bzw. Irgalite). Für die Mischexperimente verwendete er einen kontinuierlichen Zweiwellenmischer der Firma *Gericke* mit zwei unterschiedlichen Mischwerkzeugkonfigurationen und einen Prototyp Einwellenmischer der Firma *Gericke*. Er fand heraus, dass Einlaufschwankungen mit hoher Frequenz besser reduziert werden als niederfrequente Fluktuationen. War die Periodenlänge der eintretenden Konzentrationsschwankung dreimal höher als die mittlere Verweilzeit im Mischer, konnte keine signifikante Reduktion der Einlaufschwankung detektiert werden. Eine signifikante Reduktion konnte für Periodenlängen in der gleichen Größenordnung oder geringer als die Verweilzeit festgestellt werden. Zur Berechnung der Varianzreduktion nutzte WEINEKÖTTER den Ansatz von DANCKWERTS [17], der das Modell für fluide Systeme entwickelt hat. Fluide Systeme können ideal mischbar sein, für partikuläre Systeme hingegen ist die Zufallsmischung die bestmögliche zu erreichende Mischgüte. SOMMER beschreibt diese Tatsache detailliert in seinen Abhandlungen zur Probenahme von Schüttgütern in deutscher und englischer Sprache [34, 35]. WEINEKÖTTER integrierte die Limitierung durch die maximal erreichbare Homogenität des partikulären Systems in das Modell nach DANCKWERTS. Zur Berechnung der Verweilzeitverteilungen, die er auch experimentell bestimmte, entwickelte er ein axiales Dispersionsmodell. Mit Hilfe der Verweilzeitverteilungen und unter Berücksichtigung der maximal erreichbaren Homogenität berechnete er die theoretische Varianzreduktion nach dem Modell von DANCKWERTS.

KEUTER und PAHL [4] veröffentlichten 1995 einen Überblick zum kontinuierlichen Feststoffmischen. In der Abhandlung werden das Modell der idealen Rührkesselkaskade und das Modell nach WEINEKÖTTER [33] zur Berechnung der Reduktion von periodischen Einlaufschwankungen beschrieben. Zusammen mit NOTHELLE und SEYFFERT nutzte KEUTER [36] das Modell der idealen Rührkesselkaskade zur Beschreibung eines Mischprozesses der Firma *BAYER AG*, bei dem ein periodisch

schwankender Massenstrom eines feuchten Filterkuchens mit einem trockenen Pulver vermischt wird. Die am Mischeraustrag verbleibende Massenstromfluktuation und der Trockenmassegehalt wurden für eine vorgegebene Periodenlänge und eine variierende Verweilzeit mit einer variierenden Anzahl an idealen Rührkesseln berechnet.

KEHLENBECK und SOMMER [37] berichteten 2001 über ein neues Forschungsprojekt zur Validierung und Weiterentwicklung des von SOMMER [38, 39] 1994 und 1996 vorgestellten Modells zur Berechnung der Reduktion von Eingangsschwankungen in kontinuierlichen Mischapparaten.

2003 berichtete GHADERI [40, 41] über theoretische Berechnungen zur Bestimmung der Varianzreduktion in einem kontinuierlichen Mischer basierend auf DANCKWERTS [17] Ansatz. Wie auch WEINEKÖTTER [33], berücksichtigte er die stochastische Mischgüte als bestmögliche Varianz der Ausgangsschwankung.

MARIKH [42] beendete 2004 ihre Dissertation zum kontinuierlichen Feststoffmischen. Sie nutzte die Theorie der Markoffschen Prozesse zur theoretischen Berechnung von Verweilzeitverteilungen und der Reduktion von Eingangsschwankungen. Die experimentelle Validierung wurde in einem kontinuierlichen dynamischen *Gericke* Mischer mit Couscous (Partikelgröße 1 bis 2 mm) und Maisgrieß (Partikelgröße 200 bis 500 μm) durchgeführt. Teile der Dissertation wurden bereits 2003 [43] veröffentlicht.

In der 2005 von HABERMANN [44] veröffentlichten Dissertation wurde der Einfluss der Froude-Zahl des Mischwerkzeuges und der Einfluss des Massenstromes und des Füllgrades auf die Verweilzeitverteilung und die Varianzreduktion in einem kontinuierlichen *Lödige* Pflugscharmischer untersucht. HABERMANN nutzte unterschiedliche Modellansätze zur theoretischen Berechnung der Verweilzeitverteilungen: Dispersionsmodell, Rührkesselkaskaden-Modell, ein Modell aus der Regelungstechnik basierend auf der Übertragungsfunktion mit einem Verzögerungsglied zweiter Ordnung, sowie die Beschreibung mittels Weibull-Funktion und doppelter Weibull-Funktion. Die Unterschiede der experimentell bestimmten Verweilzeitverteilungen sind nur sehr gering und zeigen daher keinen signifikanten Einfluss der Froude-Zahl, des Massenstromes und des Füllgrades. Die mit den gleichen Anlagenparametern durchgeführten Versuche zeigen damit ebenfalls keinen signifikanten Einfluss der Anlagenparameter auf die Reduktion von Einlaufschwankungen. Weiterhin muss angemerkt werden, dass die Verweilzeit bei den durchgeführten Experimenten mehr als doppelt so lang war, wie die Periodenlänge der Eingangsschwankung. Ein Vergleich zu SOMMER [39] und WEINEKÖTTER [33] zeigt, dass Eingangsschwankungen in diesem Bereich bereits nahezu vollständig gedämpft sind und damit in diesem Bereich durch

Experimente kaum Unterschiede in der Varianzreduktion abbildbar sind, zumal die von HABERMANN dargestellten Ergebnisse sehr eng zusammen liegen.

MARIKH et al. [45] untersuchten 2005 den Einfluss der Drehzahl und des Massenstromes auf die Pulvermenge im Mischer und die daraus resultierende mittlere Verweilzeit. Für die Versuche wurde ein kontinuierlicher dynamischer Mischer *GCM500* der Firma *Gericke* verwendet. Das verwendete Mischwerkzeug besteht aus einem Rahmen mit Paddeln und einer innerhalb des Rahmens befindlichen Spirale. Das Mischwerkzeug fördert aktiv in Richtung Mischeraustritt und wird beispielsweise für die Mischung von Müsli verwendet, da aufgrund von Abrieb eine kurze Verweilzeit realisiert werden muss. Für die Versuche wurde Couscous (mittlerer Partikeldurchmesser $1400\ \mu\text{m}$) und Maisgrieß (mittlerer Partikeldurchmesser $340\ \mu\text{m}$) sowie eine 50:50 Mischung der Versuchsstoffe verwendet. Mit abnehmender Drehzahl und zunehmendem Massenstrom zeigte sich für alle Versuchsstoffe eine Zunahme der Masse im Mischer und damit eine Zunahme der mittleren Verweilzeit. Bei gleichen Anlagenparametern zeigte sich ein Einfluss des verwendeten Versuchsstoffes auf die im Mischer befindliche Masse.

2.3 Selektiver konvektiver und diffusiver / dispersiver Massentransport in unterschiedlichen Medien und die Anwendung zur Modellierung und experimentellen Validierung von Feststoffprozessen

Im Jahre 1829 formulierte GRAHAM [46] das Grahamsche Gesetz zur Diffusion von Gasen. Er postulierte, dass die Diffusion von Gasen eine inverse Funktion der Gasdichte darstellt. Vier Jahre später gelang es ihm diesen Zusammenhang zu charakterisieren. Die Diffusion von zwei in Kontakt befindlichen Gasen ergibt sich durch den Austausch der Position unterschiedlich kleiner Volumina der beiden Gase und ist proportional zur Quadratwurzel der Dichte der Gase [47]. In weiteren Arbeiten konnte er nachweisen, dass die Diffusion in Flüssigkeiten und Gasen proportional der Konzentrationsdifferenz ist und eine Temperaturabhängigkeit zeigt [48]. Die grundlegenden Gesetze der Diffusion wurden 1855 durch Adolf FICK [49] beschrieben. FICK beschrieb die Diffusionsgesetze analog zu FOURIERS Wärmeleitungsregeln. Durchgeführte Experimente bestätigten seine These, die als erstes Ficksches Gesetz bekannt ist. Das zweite Ficksche Gesetz leitete er theoretisch vom Ersten ab, bewies es aber niemals experimentell. Dies gelang Albert EINSTEIN [50] 1905. EINSTEIN leitete die Fickschen Gesetze aus der Thermodynamik ab und etablierte somit beide

Ficksche Gesetze in der Physik. Mit der STOKES-EINSTEIN Beziehung berechnete er als erster den Diffusionskoeffizienten und charakterisierte Einflussgrößen auf den Diffusionskoeffizienten. FOKKER [51] und PLANCK [52] beschrieben mit der als Fokker-Planck-Gleichung bekannten Differentialgleichung die Wahrscheinlichkeitsdichte der Lage eines Teilchens, das einem stochastischen Transport- und Verteilungsprozess unterworfen ist.

Wilhelm JOST [53] verfasste 1937 ein Buch mit dem Titel „ Diffusion und chemische Reaktionen in festen Stoffen“. Er definierte Reaktionen in „fester Phase“ als alle Vorgänge, bei denen eine Umsetzung in wenigstens einer festen Phase stattfindet. JOST beschreibt in seinem Buch beispielsweise die Diffusion in Metallen und salzartigen Verbindungen. Durch Aufeinanderschweißen von kohlenstoffarmen Eisen und unlegiertem Stahl (mit 1,1 % C) konnte nach dem Erhitzen der Kohlenstoffgehalt in einzelnen Schichten untersucht und damit der Diffusionskoeffizient bestimmt werden. JOST bestimmte spezifische Diffusionskonstanten und Temperaturabhängigkeiten für eine Vielzahl von Feststoffsystemen. 1955 publizierte er ein Buch zur Diffusion in Feststoffen, Flüssigkeiten und Gasen [54].

Diffusive und konvektive Transportvorgänge sind in vielen Stoffsystemen und deren Anwendungsbereiche von großem Interesse. 1969 beschreibt WILHELM [55] in seiner Dissertation den fest-flüssig Stoffübergang bei umströmten Einzelkörpern und Schüttungen in Anhängigkeit von diffusiven und konvektiven Transportvorgängen, was beispielsweise bei der Auflösung fester Stoffe in Flüssigkeiten oder bei der Reinigung eine wichtige Rolle spielt. KESSLER [56] veröffentlichte 1995 seine Dissertation zur Bestimmung von Diffusionskoeffizienten in Metallschmelzen, was für die Kristallbildung von entscheidender Bedeutung ist. BRÄUER [57] 1995 und MÜLLER [58] 2001 beschäftigten sich mit Diffusionsvorgängen und konvektiven Zusatztransporten in Metallschmelzen. KARAKATSANIS [59] beschreibt in seiner 1997 veröffentlichten Dissertation die Anwendung der Kernresonanzspektroskopie zur Beschreibung von Diffusionsvorgängen in Zellmembranen. Ziel ist die Beschreibung von Stofftransportvorgängen in Zellsystemen. Er bestimmt in seiner Arbeit die Diffusionskoeffizienten von Wasser, Lipid, Cholin und Lipofulleren in einer Modell-Lipidmembran in Abhängigkeit von der Temperatur. TU et al. [60] veröffentlichten 2005 ein Diffusions-Transportmodell zur Vorhersage der Leistungsfähigkeit von Membrantrennverfahren sowie zur Beschreibung der Membranleistung und deren Beeinflussung durch Foulingprozesse. Ein Vergleich von theoretisch berechneten Werten mit experimentellen Werten unterschiedlicher Membranen zeigt eine sehr

gute Übereinstimmung. 2007 beschreibt HOFMANN [61] in seiner Dissertation die Bestimmung des Diffusionskoeffizienten für eine Modell-Verschmutzungs-Matrix und dessen Verwendung zur Beschreibung des Stoffüberganges bei der Reinigung von prozesstechnischen Anlagen. DANILOV und NOTTEN [62] veröffentlichten 2008 eine Abhandlung zur Modellierung des Ionentransportes unter Berücksichtigung der Ionendiffusion im Elektrolyt von Li-Ionen Batterien. Die Ergebnisse der Modellierung zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen. CAI et al. [63] stellten 2008 ein Simulationsmodell vor, das die Emissionsverteilung in windüberströmten Straßenschluchten durch dispersiven und konvektiven Transport beschreibt. ZHAN et al. [64] veröffentlichten 2008 eine numerische Lösung der Diffusionsgleichung zur Beschreibung von Diffusionsvorgängen im Hirngewebe. KHAKPOUR und VAFAI [65] stellten 2007 ein Modell zur Berechnung von Massentransportvorgängen in einer Arterie vor. Ausgehend von diffusiven Vorgängen wird die Anreicherung von Makromolekülen in der Arterienwand, wie beispielsweise LDL (low density lipoprotein), anhand eines porösen 4-Schichten-Modells theoretisch berechnet. Ziel ist die Beschreibung der Arterienverengung und der daraus resultierenden kardiovaskulären Krankheiten.

Die Vielzahl der Anwendungsbereiche des Konvektions-Diffusionsmodells verdeutlicht das universelle Vorkommen von konvektiven und diffusiven Transportprozessen. Auch im Bereich von Schüttgutprozessen wird das Konvektions-Diffusions-Modell auf unterschiedlichste Grundoperationen der mechanischen Verfahrenstechnik angewendet. Wie bereits erwähnt, wird die „Diffusion“ im Fall der Schüttgüter als „Dispersion“ bezeichnet.

1966 veröffentlichte MOLERUS [66] theoretische Betrachtungen zur Axialvermischung von Schüttgütern während des Transportes durch kontinuierliche Mischapparate. Basierend auf den statistischen Betrachtungen von FOKKER und PLANCK, entwickelte er ein Konvektions-Dispersions-Modell zur Berechnung von Verweilzeitverteilungen. MOLERUS beschreibt die Korrelation zwischen dem Median und der Breite einer Verweilzeitverteilung mit den konvektiven und dispersiven Transportparametern der Fokker-Planck-Gleichung. Der Median und die Breite der Verweilzeitverteilung werden durch das erste Moment und das zweite Moment der Verweilzeitverteilung charakterisiert. Seine Annahmen beziehen sich auf kontinuierlich arbeitende Kugelmöhlen, können aber ebenso für kontinuierliche Feststoffmischer angewendet werden.

Müller [67] ermittelte 1967 Dispersionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Art des Mischwerkzeuges, der Drehzahl und des Füllgrades in einem absatzweisen Mischer. Er bestimmte die Dispersionskoeffizienten anhand einer analytischen Lösung des zweiten Fickschen Gesetzes zur Beschreibung der zeitlichen Mischgüteentwicklung. Die Ergebnisse zeigen eine Zunahme des Dispersionskoeffizienten mit Erhöhung der Drehzahl.

Im Jahre 1973 adaptierte MERZ [28] die Radioisotopenmarkierung zur in-line Konzentrationsmessung eines radioaktiven Tracers entlang einer rotierenden Mischertrommel sowie im Auslauf der rotierenden Trommel. Die radionuklidtechnische Analyse erlaubt die Bestimmung zeitlicher Konzentrationsänderungen an verschiedenen Positionen des kontinuierlichen Mixers. Unterschiedliche Siebfraktionen von Quarzsand zwischen 150 und $1000 \mu\text{m}$ wurden zur experimentellen Validierung verwendet. MERZ nutzte die von MOLERUS [66] eingeführte Momentenmethode zur Bestimmung der mittleren Transportgeschwindigkeit und des Dispersionskoeffizienten mittels Impulsantwortversuch. Die experimentellen Ergebnisse zeigen einen Einfluss der Partikelgröße auf den Transport- und Dispersionskoeffizienten. Weiterhin wurde der Einfluss der Trommellänge untersucht. Der Transportkoeffizient zeigt keine Abhängigkeit von der Trommellänge, während der Dispersionskoeffizient mit zunehmender Trommellänge eine Abnahme zeigt. Bei Betrachtung der ermittelten Verweilzeitverteilungen kann eine Zunahme der Breite der Verweilzeitverteilung mit zunehmender Drehzahl festgestellt werden, was einer Erhöhung des Dispersionskoeffizienten mit zunehmender Drehzahl entspricht.

1974 stellten RUMPF et al. [68] ein Modell zur Beschreibung der Konzentrationsverteilung in einem Gleichgewichtssichter vor, das auf den statistischen Überlegungen von Molerus [69] basiert. Durch die analytische Lösung der Fokker-Planck-Gleichung für Fein- und Grobgut in einem Gleichgewichtssicher können die Konzentrationsverläufe im Sichter beschreiben werden. Der Transport der Partikelfraktionen wird hierbei durch den selektiven konvektiven Transport im Luftstrom und durch eine stochastische Bewegung durch Kontaktstöße mit anderen Partikeln beschrieben.

SCOTT und BRIDGWATER [70] untersuchten 1976 die Selbstdiffusion von Partikeln in der Scherzone eines Schüttgutes. Die Kenntnis des Bewegungsverhaltens von Schüttgütern in der Scherzone ist entscheidend für die Beschreibung des Schüttgutverhaltens. Zur Bestimmung des Dispersionskoeffizienten verwendeten sie einen Scherapparat, der mit roten und schwarzen Kugeln getrennt befüllt wurde. Die Konzentrationsverteilung nach der Scherbeanspruchung wurde zur Bestimmung des

Dispersionskoeffizienten verwendet. Größere Dispersionskoeffizienten ergaben sich für die Raumrichtung in der die Scherbewegung erfolgt, während geringere Dispersionskoeffizienten in den beiden anderen Raumrichtungen bestimmt wurden.

SOMMER [1] beschrieb 1977 den Mischprozess als Platzwechsel von Partikeln, die in einem betrachteten Ausschnitt des Mixers in Bewegung sind. Die aus stochastischen Impulsen resultierende zurückgelegte axiale Weglänge der im Ausschnitt befindlichen Einzelpartikel ergibt eine Verteilungsdichtefunktion der zurückgelegten axialen Weglängen des Partikelkollektivs. Die Verteilungsdichtefunktion ist durch die mittlere zurückgelegte Weglänge und die Standardabweichung charakterisiert. SOMMER stellte eine Beziehung zwischen der Konzentration und der lokalen Wahrscheinlichkeitsdichte nach MOLERUS [66] her. Zusätzlich beschreibt er den Zusammenhang zwischen der mittleren zurückgelegten axialen Weglänge mit dem Transportkoeffizienten sowie den Zusammenhang zwischen der Standardabweichung der Weglängenverteilung und dem Dispersionskoeffizienten der Fokker-Planck-Gleichung. Die Veröffentlichung einer englischen Fassung erfolgte 1978 [2].

1978 untersuchten MERZ und LÜCKE [71] den Einfluss der Drehzahl, der Art des Mischwerkzeuges (Pflugschar und Beckerschaufel) und des Durchsatzes auf den Transport- und Dispersionskoeffizienten in einem kontinuierlichen Mischer. Die Koeffizienten wurden nach MOLERUS [66] über das erste und zweite Momente der Verweilzeitverteilung bestimmt. Für die Versuche wurde frei fließendes Maismehl mit einem mittlerer Partikeldurchmesser von $370 \mu\text{m}$ verwendet. Aufgrund fehlender Konfidenzintervalle sind die Ergebnisse nur für qualitative Aussagen und zum Vergleich von Größenordnungen geeignet. Für den von MERZ und LÜCKE untersuchten maximalen Durchsatz zeigt sich ein höherer Transportkoeffizient im Vergleich zum minimalen Durchsatz. Die Verwendung von Pflugscharen in Kombination mit höheren Drehzahlen lieferte höhere Transportkoeffizienten als die Verwendung von Beckerschaufeln. Für höhere Drehzahlen ergaben sich größere Dispersionskoeffizienten. Eine Änderung der Mischwerkzeugkonfiguration und des Durchsatzes führten zu keiner signifikanten Änderung des Dispersionskoeffizienten.

KOGA et al. [72] ermittelten 1980 Dispersionskoeffizienten in einem horizontalen rotierenden Behälter. Sie verwendeten Partikel vergleichbarer Partikelgröße und variierten die Dichte der verwendeten Versuchsstoffe. Dabei konnten sie Einflüsse der Dichte der verwendeten Versuchsstoffe und der Drehzahl des Behälters auf den Dispersionskoeffizienten feststellen. Allerdings sind die Werte ohne Vertrauensbereiche angegeben und sind somit nur für eine qualitative Aussage geeignet.

In seiner Dissertation ermittelte STEHR [73] 1982 Dispersionskoeffizienten und axiale Transportkoeffizienten in Abhängigkeit von der Umfangsgeschwindigkeit der verwendeten Rührwerkskugelmühle sowie den Einfluss der Verwendung von Voll- und Lochscheiben auf die bestimmten Koeffizienten. Zur Bestimmung der Koeffizienten wendete er die von MOLERUS [66] beschriebene Momentenmethode an. Für höhere Umfangsgeschwindigkeiten der Rührscheiben ermittelte er höhere Dispersions- und axiale Transportkoeffizienten. Die Verwendung von Lochscheiben, anstelle von Vollscheiben, führte zu einer signifikanten Erhöhung des Dispersionskoeffizienten.

Auf der Grundlage der Fokker-Planck-Gleichung, stellten DEICH und STAL'SKII [74] 1982 ein Modell zur Berechnung des stationären Konzentrationsprofils in kontinuierlichen Sedimentationsprozessen vor. Der selektive Transport erfolgt hierbei durch die Partikelgeschwindigkeit, hervorgerufen durch externe Kräfte (Zentrifugalkraft oder Schwerkraft) und der zufälligen Bewegung der Partikel im strömenden Fluid. Das berechnete stationäre Konzentrationsprofil zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit dem experimentell bestimmten Verlauf.

Im Jahr 1983 veröffentlichten AUSTIN et al. [75] ein Modell zur axialen Vermischung in kontinuierlichen betriebenen Rührwerkskugelmühlen. Basierend auf der Fokker-Planck-Gleichung berechneten sie Verweilzeitverteilungen und konnten eine gute Übereinstimmung mit experimentell ermittelten Daten feststellen.

HOLZMÜLLER [31] veröffentlichte 1984 seine Dissertation über die Schüttgutbewegung beim kontinuierlichen Feststoffmischen. Für die Experimente verwendete er Maismehl mit einem mittlerer Partikeldurchmesser von $340 \mu\text{m}$ und Plastikgranulat mit einem mittlerer Partikeldurchmesser von $2700 \mu\text{m}$. Jedes Schüttgut wurde separat betrachtet und der zeitliche Konzentrationsverlauf von radioaktiv markiertem Material und nicht aktivem Material aus Impulsantwortversuchen bestimmt. MERZ verwendete die gleichen Anlagenparameter, wie zuvor LÜCKE und MERZ [26, 27, 29]. Allerdings wurde der *Lödige* Mischer ohne Wehr durch einen *Lödige* Mischer mit inneliegendem Wehr ersetzt. Die Beschreibung der Bewegung des Schüttgutes erfolgt über das Konvektions-Dispersionsmodell und die Momentenmethode wurde zur Auswertung der Ergebnisse verwendet. Untersucht wurde der Einfluss des Massenstromes, der radialen Anordnung der Pflugscharen und der Drehzahl des Mischwerkzeuges auf die Verweilzeit sowie den Transport- und Dispersionskoeffizienten. HOLZMÜLLER fand heraus, dass ein Schüttgut im fluidisierten Zustand zu einem besseren Mischergebnis führt als im nicht fluidisierten Zustand. Die bestimmten Transportkoeffizienten zeigen einen starken Einfluss der Drehzahl. Mit zunehmender Drehzahl nimmt auch

der Transportkoeffizient zu. Der Massenstrom und das verwendete Pulver zeigen keinen signifikanten Einfluss auf den Transportkoeffizienten. Bezüglich des Dispersionskoeffizienten konnte HOLZMÜLLER eine signifikante Zunahme des Dispersionskoeffizienten mit der Drehzahl feststellen. Für hohe Drehzahlen ergaben sich für das Maismehl höhere Dispersionskoeffizienten als für das verwendete Plastikgranulat.

SOMMER [38, 39] berichtete 1994 und 1996 über ein neues Modell zur Berechnung der Reduktion von Eingangsschwankungen in einem kontinuierlichen Mischapparat. Das Modell basiert auf der Fokker-Planck-Gleichung, die den Partikel- bzw. Massentransport durch Konvektion und Dispersion beschreibt. Sommer weist explizit darauf hin, dass in früheren Publikationen der konvektive Massentransport dem mittleren Massenstrom durch den Mischapparat gleich gesetzt wurde. Diese Annahme gilt nur dann, wenn die Konzentration der Tracerkomponente im Vergleich zur Hauptkomponente vernachlässigbar klein ist, wie beispielsweise in den Arbeiten von Weinekötter [33, 76-78], und keine nennenswerte Dispersion auftritt. Aus diesem Grund verwendete SOMMER eine separate Fokker-Planck-Gleichung für jede Komponente, die er durch die Randbedingungen am Wehr, das sich am Ende des Mischers befindet, koppelt. Bei der Betrachtung von absatzweisen Mischprozessen führt eine höhere Dispersion nachweislich zu einem schnelleren Mischvorgang. Die von SOMMER berechneten Mischgütern für kontinuierliche Mischprozesse (Reduktion von Eingangsschwankungen) zeigen allerdings, dass eine Erhöhung des Dispersionskoeffizienten nur im Fall hoher Transportkoeffizienten zu einer besseren Reduktion von Eingangsschwankungen führt. Grund hierfür ist die Gesamtmasse bzw. der Füllgradverlauf, der sich in Abhängigkeit von den dispersiven und konvektiven Massentransportvorgängen im Mischer einstellt. Aus den charakteristischen Füllgradverläufen, bzw. Gesamtmassen im Mischer, resultieren unterschiedliche mittlere Verweilzeiten. Weitere Simulationsergebnisse zeigen, dass die mittlere Verweilzeit im Verhältnis zur Periodenlänge der Eingangsschwankung Haupteinflussfaktor auf die Reduktion von Eingangsschwankungen ist, was sich mit bereits vorliegenden Ergebnissen anderer Autoren deckte [19, 33].

1995 veröffentlichten SHEN et al. [79] ein Berechnungsmodell zu Mischvorgängen in einem Feststoffwirbelbett unter der Annahme eines dispersiven Mischvorganges durch die Beweglichkeit der Partikel in radialer und vertikaler Richtung und einem selektiven Transport durch aufsteigende und absinkende Luftblasen in vertikaler Richtung. Die theoretischen Berechnungen zeigen eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den experimentell bestimmten Werten.

BRIDGWATER et al. [80-90] veröffentlichten zahlreiche Abhandlungen zur Bestimmung der Bewegungsvorgänge in kontinuierlichen und absatzweisen Mischapparaten mittels *Positron Emission Particle Tracking (PEPT)* Technologie. Dabei wird die Bewegung von radioaktiven Partikeln im Mischraum detektiert. Aufgrund von Kollisionen, die vom Partikel ausgestrahlten Positronen mit benachbarten Elektronen werden γ -Strahlen ausgestrahlt. Durch Detektion der γ -Strahlen wird die Partikelposition zeitlich verfolgt. Anhand der aufgezeichneten Positionen des Partikels kann die axiale Bewegung des Partikels, die Aufenthaltswahrscheinlichkeit und die mittlere Verweilzeit an definierten Positionen der Longitudinalebene des Mischers sowie die radiale Geschwindigkeit des Partikels abgebildet werden. Aus den gewonnenen Daten lässt sich die Entwicklung der Mischgüte in Mischapparaten vorhersagen.

In seiner Dissertation [91] und in einer Veröffentlichung [92] stellt KWADE 1996 und 1998 Modelle zur Beschreibung des axialen Transportes der Produktsuspension in Rührwerkskugelmühlen vor. Er verglich zwei Modelle zur theoretischen Berechnung von Verweilzeitverteilungen. Zum Einen verwendete er die Fokker-Planck-Gleichung und bestimmte die in diesem Fall zur Berechnung notwendige Bodensteinzahl aus der Varianz der Verweilzeitverteilung mit dem von MOLERUS [66] vorgeschlagenen Verfahren. Zum Anderen verwendete er ein Zellenmodell mit Rückvermischung, wobei neben dem Durchsatzvolumenstrom ein Volumenstrom berücksichtigt wurde, der zwischen den Zellen in beide Transportrichtungen ausgetauscht wird. Dabei stellte er fest, dass das Zellenmodell die experimentell bestimmten Verweilzeitverteilungen besser beschreibt. Grund hierfür ist die Tatsache, dass sich experimentell eine Bildung von Zellen und damit ein stufenweiser Transport in der Rührwerkskugelmühle nachweisen lässt. Die Fokker-Planck-Gleichung allerdings setzt einen stetigen Transport durch den kontinuierlichen Apparat voraus. Entscheidend für das Zerkleinerungsergebnis ist der unterschiedliche selektive Transport von einzelnen Partikelfraktionen durch die Rührwerkskugelmühle, woraus unterschiedliche Verweilzeiten der Partikelfraktionen in der Rührwerkskugelmühle resultieren. Partikel, die nur kurz im Mahlraum verbleiben und somit nur gering zerkleinert werden, führen demnach häufig zu Qualitätsproblemen. In seiner Dissertation untersuchte er zudem die Mahlkörperverteilung in der Rührwerkskugelmühle. Auch hier konnte er feststellen, dass die Fokker-Planck-Gleichung die axiale Mahlkörperverteilung nur unzureichend beschreibt und die Beschreibung mit Hilfe des Zellenmodells zu einer sehr guten Übereinstimmung mit experimentellen Daten führt.

2000 veröffentlichte WALCH [93] ihre Dissertation zu Transportmechanismen in einem kontinuierlichen Paddelreaktor. Sie untersuchte das Verweilzeitverhalten von Reis (mittlerer Partikeldurchmesser $2780 \mu\text{m}$), grobem Maisgrieß (mittlerer Partikeldurchmesser $1540 \mu\text{m}$), feinem Maisgrieß (mittlerer Partikeldurchmesser $744 \mu\text{m}$) und Maismehl (mittlerer Partikeldurchmesser $124 \mu\text{m}$). Einflüsse von Drehzahl, Paddelkonfiguration, Fließfähigkeit des Schüttgutes und des Massenstromes auf die Verweilzeitverteilung wurden untersucht. Basierend auf der Fokker-Planck-Gleichung entwickelte WALCH ein Modell zur Berechnung der Tracerkonzentration im Auslauf, die aus einer vorgegebenen Tracerkonzentrationsschwankung am Einlauf resultiert. Die dafür benötigten Dispersions- und Transportkoeffizienten wurden durch Anpassung des Modells an experimentelle Verweilzeitverteilungen ermittelt.

In seiner 2006 veröffentlichten Dissertation beschreibt KEHLENBECK [3] die Modellierung von kontinuierlichen Mischprozessen. Die numerische Lösung eines gekoppelten Systems von zwei Fokker-Planck-Gleichungen (für ein Zwei-Komponenten-System) ermöglicht die Beschreibung von Transportvorgängen innerhalb eines Schüttgutes. KEHLENBECK beschreibt theoretisch berechnete normierte Füllgradverläufe für unterschiedliche Kombinationen normierter Dispersions- und Transportkoeffizienten. Die Variation des Transport- und Dispersionskoeffizienten resultiert, aufgrund der charakteristischen Befüllung des Mischers für variierende Kombinationen der Koeffizienten, in unterschiedlichen Verweilzeiten im Mischer. Bezüglich der Reduktion von Eingangsschwankungen konnte er mit seinen theoretischen Berechnungen zeigen, dass die Reduktion von Eingangsschwankungen maßgeblich von der mittleren Verweilzeit im Mischer und der Periodenlänge der Eingangsschwankung abhängt. Die experimentelle Validierung des Modells führte er mit einem kontinuierlichen Mischer *GCM500* und zwei Dosiereinheiten *GAC132* der Firma *Gericke* durch. Als Versuchsstoffe wählte er Calciumcarbonat und Maisstärke, um den Konzentrationsverlauf im Mischerauslauf mit einem FT-NIR-Spektrometer der Firma *Bruker* zu detektieren. Zur Validierung der theoretisch berechneten Reduktion von Eingangsschwankungen ist es notwendig, unterschiedliche Verhältnisse von mittlerer Verweilzeit und Periodenlänge der Eingangsschwankung zu realisieren. Hierfür wurden die Periodenlänge der Eingangsschwankung und die mittlere Verweilzeit im Mischer variiert. Unterschiedliche Verweilzeiten konnten durch Variation der Anlagenparameter (Drehzahl, Wehrstellung am Mischerauslauf und Gesamtmassenstrom) realisiert werden. Die experimentellen Ergebnisse zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit der Simulation. KEHLENBECK bestätigte damit die Annahme aus seinen eigenen theoretischen Berechnungen und den Berechnungen von SOMMER [39], dass die Reduk-

tion von Eingangsschwankungen in einem kontinuierlichen Mischer maßgeblich durch das Verhältnis der mittleren Verweilzeit zur Periodenlänge der Eingangsschwankung bestimmt wird. Teile der Arbeit wurden bereits früher veröffentlicht [94-102].

PONOMAREV et al. [103] berichteten 2006 über ein Modell zur Beschreibung des Pulvertransportes in einem kontinuierlichen Mischer basierend auf der Theorie der Markoffschen Prozesse. Das dem Modell zugrundeliegende allgemeine Modell für Prozesse in der Partikeltechnologie wurde 2006 von BERTHIAUX et al. [104] veröffentlicht. Zur numerischen Berechnung wird der Mischer in Diskretisierungskammern in axialer Richtung aufgeteilt und eine ideale Vermischung in radialer Richtung vorausgesetzt. Der Mischer wird mit einem konstanten Massenstrom beaufschlagt und unterschiedliche Massentransportvorgänge vorausgesetzt. Zunächst setzen die Autoren einen „natürlichen Massentransport“ voraus, der durch eine Materialentladung in die nächstfolgenden Zellen aufgrund der Fließeigenschaften des Produktes erfolgt. Der sich einstellende Füllgradverlauf im Mischer entspricht mit dieser Annahme dem Schüttwinkel eines Schüttgutes. Dieser „natürliche Massentransport“ wird im Modell von PONOMAREV et al. durch die Transportwirkung von Mischwerkzeugen unterschiedlicher Paddelkonfiguration überlagert. Fraglich ist, inwieweit und in welchen Größenordnungen ein „natürlicher Massentransport“ aufgrund des Fließverhaltens eines Schüttgutes erfolgen kann. Ausgehend vom Füllgradverlauf für den rein „natürlichen Transport“ beschreiben PONOMAREV et al. die überlagerten Transportvorgänge durch Übergangswahrscheinlichkeiten des Materials aufgrund von Interaktionen mit einem Mischwerkzeug. Durch die Interaktion mit dem Mischwerkzeug wird Material in die benachbarten Diskretisierungskammern abtransportiert. Das Verhältnis der Transportvorgänge in Richtung Mischereinlauf und in Richtung MischerAuslauf charakterisiert nach PONOMAREV et al. die Transportcharakteristik eines Mischwerkzeuges. Ein neutrales Mischwerkzeug transportiert somit in beide Richtungen die gleiche Menge. Überwiegt die Übergangswahrscheinlichkeit in Richtung Mischereinlauf oder in Richtung MischerAuslauf, so besitzt das Mischwerkzeug eine aktive Förderrichtung aufgrund der Mischwerkzeuggeometrie. Die aus dem Modell resultierenden Füllgradverläufe entsprechen qualitativ den von KEHLENBECK [3] theoretisch berechneten normierten Füllgradverläufen und den von DOPFER und SOMMER [105] vorgestellten experimentellen und theoretischen Füllgradverläufen für ein freifließendes Calciumcarbonat. DOPFER und SOMMER ermittelten die Transport- und Dispersionskoeffizienten der Fokker-Planck-Gleichung für unterschiedliche Drehzahlen und Mischwerkzeuge durch Anpassung einer analytischen Lösung der Fokker-

Planck-Gleichung (basierend auf dem ersten Fickschen Gesetz) an die experimentell bestimmten Füllgradverläufe. Die numerische Simulation unter Berücksichtigung realer Betriebszustände des verwendeten Mischers *GCM500* der Firma *Gericke* und der ermittelten Transport- und Dispersionskoeffizienten, zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Füllgradverläufen. Nochmals sei angemerkt, dass die Annahme eines vorliegenden „natürlichen Massentransportes“ aufgrund der Fließeigenschaften nach PONOMAREV et al. in der Realität zu hinterfragen ist. Vielmehr ist anzunehmen, dass der Abtransport des Gesamtmassenstromes in Richtung Mischerauslauf, wie von DOPFER und SOMMER beschrieben, durch das Zusammenwirken von selektiv konvektivem und dispersivem Massentransport erfolgt. Die Annahme eines „natürlichen Massentransportes“ wird durch die aktive Bewegung des Pulvers durch das Mischwerkzeug um Größenordnungen überlagert.

2007 stellten MALODE und KHA KHAR eine analytische Lösung zur Beschreibung von reinen Dispersionsvorgängen in einer horizontal rotierenden Trommel vor. Die analytische Lösung für lange Mischzeiten wird zur Bestimmung der Dispersionskoeffizienten aus experimentell ermittelten axialen Konzentrationsverteilungen verwendet. Die bestimmten Dispersionskoeffizienten werden zur Berechnung der zeitlichen Entwicklung der axialen Konzentrationsverteilungen verwendet, wobei sich eine sehr gute Übereinstimmung zeigt. Die bestimmten Dispersionskoeffizienten steigen mit zunehmender Drehzahl tendenziell an, eine signifikante Aussage ist allerdings aufgrund fehlender Konfidenzintervalle nicht möglich.

HUANG et al. [106] veröffentlichten 2008 radiale und axiale Dispersionskoeffizienten für fluidisierte Agglomerate von Nanopartikeln im Wirbelbett. Die Koeffizienten wurden bestimmt, indem die vorgestellte analytische Lösung der zweidimensionalen Fokker-Planck-Gleichung als Anpassungsfunktion an experimentell bestimmte Verweilzeitverteilungen verwendet wurde. Aufgrund fehlender Konfidenzintervalle kann nur eine qualitative Zunahme der radialen und axialen Dispersionskoeffizienten mit der Gasgeschwindigkeit des Wirbelbetts bestätigt werden.

2008 veröffentlichten DAUMANN und NIR SCHL [107] Untersuchungen zur Bestimmung von Dispersionskoeffizienten in einem Zweiwellen-Chargenmischer. Über den experimentellen Mischgüteverlauf und eine analytische Lösung der Fokker-Planck-Gleichung zur Beschreibung des Mischgüteverlaufes erfolgt die Bestimmung von Dispersionskoeffizienten für unterschiedliche Versuchsparameter. Sie konnten nachweisen, dass der Dispersionskoeffizient eine Materialkonstante ist, indem sie den Aufgabort des Tracers horizontal und vertikal im Mischraum variierten. Der un-

terschiedliche Aufgabeort hat unterschiedliche Konzentrationsausgleichslängen zur Folge und damit sind unterschiedliche Mischzeiten zur Erzielung der gleichen Endmischgüte des Mischgutes notwendig. Die Mischzeit und die Konzentrationsausgleichslänge sind als Parameter in der analytischen Lösung enthalten. Eine Analyse der zeitlichen Mischgüteentwicklung für unterschiedliche Aufgabeorte ergab keine signifikanten Unterschiede der Dispersionskoeffizienten. Mit Erhöhung der Drehzahl konnte eine Zunahme des Dispersionskoeffizienten festgestellt werden. Zudem konnte ein starker Einfluss der Produktparameter auf den Dispersionskoeffizienten nachgewiesen werden. Unterschiedliche Produktfeuchten bzw. Feingutanteile resultieren in signifikant unterschiedlichen Dispersionskoeffizienten.

Die gestiegene Rechnerleistung sowie eine kontinuierliche Weiterentwicklung der Diskrete-Elemente-Methode (DEM) und der zugrundeliegenden Modelle für partikuläre Systeme führten in den letzten Jahren zu einer starken Zunahme der Publikationen in diesem Bereich. DOUCET et al. [108, 109] und LEMIEUX et al. [110, 111] beispielsweise beschäftigen sich mit der DEM-Simulation und experimentellen Validierung von Mischvorgängen kohäsionsloser Schüttgüter. Die Anwendbarkeit auf kohäsive Schüttgüter ist allerdings noch beschränkt. PIECHATZEK und KWADE [112] beschreiben 2007 die Bewegung des Mahlgutes in einer Rührwerkskugelmühle mittels DEM und Experiment.

3 Theoretische Grundlagen und Berechnungsmodelle

3.1 Molekulare Diffusion (Ficksche Gesetze)

Diffusion wird im Allgemeinen als Materietransport aufgrund zufälliger Bewegung von Molekülen oder Teilchen angesehen. Die innerhalb einer Phase bewirkten Ausgleichs- und Massentransportvorgänge beruhen damit auf dem Austausch von Stoffmengen (Teilchenanzahl, Molmenge bzw. Masse) durch Molekularbewegung. Die Molekularbewegung ist hierbei in Gasen deutlich schneller als in Fluiden und Feststoffen [15, 113, 114]. Diffusion erfolgt in einem offenen System in alle Raumrichtungen [53, 54, 115]. Liegt ein Konzentrationsgradient innerhalb des Mediums vor, so führt die Diffusion zu einem Teilchenstrom, der in Richtung des Gradienten verläuft und im instationären Fall in einer Durchmischung des Mediums resultiert. Im eindimensionalen stationären Fall, wenn sich der ursprüngliche Konzentrationsgradient zeitlich nicht ändert, gilt für die Teilchenstromdichte das erste Ficksche Gesetz (Gleichung 3.1), analog zum Fourier Gesetz aus der Physik der Wärmeleitung. Die Teilchenstromdichte \vec{j} ist ein Vektor dessen Betrag die Anzahl an Teilchen repräsentiert, die pro Sekunde durch eine betrachtete Flächeneinheit treten. Der diffusive Teilchentransport wird durch den Gradienten der Teilchenzahldichte bzw. Teilchenkonzentration $\frac{\partial c_j(x)}{\partial x}$ angetrieben [53, 54, 58, 114-117].

$$\vec{j} = -\frac{\partial D^*(x) \cdot c_j(x)}{\partial x} \quad \text{Gleichung 3.1}$$

Wird anstelle der Teilchenzahldichte $c_j(x)$ die Massenkonzentration $c(x)$ betrachtet, so ergibt sich die durch eine betrachtete Flächeneinheit transportierte Masse als Massenstromdichte \dot{m}_A nach Gleichung 3.2.

$$\dot{m}_A = -\frac{\partial D^*(x) \cdot c(x)}{\partial x} \quad \text{Gleichung 3.2}$$

Unter der Annahme eines konstanten Diffusionskoeffizienten $D^*(x) = \text{const.} = D^*$ folgt daraus Gleichung 3.3.

$$\dot{m}_A = -D^* \cdot \frac{\partial c(x)}{\partial x} \quad \text{Gleichung 3.3}$$

Die erste Ficksche Gleichung beschreibt in diesem Fall den Massenstrom \dot{m}_A durch eine Querschnittsfläche A_{yz} an der Stelle x als proportional dem Konzentrationsgefälle $\frac{\partial c(x)}{\partial x}$ an der Position x . Die Proportionalitätskonstante D^* wird als Diffusionskoeffizient mit der Einheit Fläche pro Zeit definiert.

Zur Beschreibung des instationären Falls wird die Kontinuitätsgleichung nach Gleichung 3.4 vorausgesetzt, d. h. die Bilanz zwischen eingehenden Massenstromdichten und austretenden Massenstromdichten ist gleich der Anreicherungs- bzw. Abreicherungsrate [58, 115].

$$\frac{\partial c(x)}{\partial t} = - \frac{\partial \dot{m}_A(x)}{\partial x} \quad \text{Gleichung 3.4}$$

Mit Gleichung 3.2 ergibt sich aus der Kontinuitätsgleichung das zweite Ficksche Gesetz. Gleichung 3.5 beschreibt die zeitliche Konzentrationsänderung an der Position x im instationären Fall.

$$\frac{\partial c(x,t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial D^*(x,t) \cdot c(x,t)}{\partial x} \right) \quad \text{Gleichung 3.5}$$

Hierbei ist der Diffusionskoeffizient $D^*(x,t)$ abhängig von der Konzentration $c(x,t)$ an der Stelle x zum Zeitpunkt t . Wird der Diffusionskoeffizient als unabhängig von der Konzentration angenommen $D^*(x,t) = \text{const.} = D^*$, ergibt sich das 2. Ficksche Gesetz in seiner meistverwendeten Form (Gleichung 3.6) [23, 53, 58, 115-117].

$$\frac{\partial c(x,t)}{\partial t} = D^* \cdot \frac{\partial^2 c(x,t)}{\partial x^2} \quad \text{Gleichung 3.6}$$

Durch die Diffusion mit positivem Diffusionskoeffizienten verändert sich in einem betrachteten System andauernd die Konzentrationsverteilung bis sich in der Mischung das thermodynamische Gleichgewicht einstellt, wodurch die Konzentrationsunterschiede verschwinden. Voraussetzung hierfür ist Mischbarkeit im betrachteten System. Dies ist dann der Fall, wenn sich die systeminternen Teilchen überall frei bewegen können [117].

3.2 Fokker-Planck-Gleichung (Konvektions-Diffusions-Modell)

Zur Beschreibung von konvektiven und diffusiven Transportprozessen in axialer Richtung wird häufig die Fokker-Planck-Gleichung verwendet [3, 23, 31, 54, 66, 68, 69, 75, 93, 117]:

$$\frac{\partial c(x,t)}{\partial t} = -U^* \cdot \frac{\partial c(x,t)}{\partial x} + D^* \cdot \frac{\partial^2 c(x,t)}{\partial x^2} \quad \text{Gleichung 3.7}$$

Die auf Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen von FOKKER und PLANCK basierende Fokker-Planck-Gleichung ist auch als Konvektions-Diffusions-Modell bekannt.

Abbildung 3.1 zeigt eine schematische Darstellung eines Mischapparates mit Einlauf und Auslauf an den Stirnflächen. Die Wahrscheinlichkeit, dass sich ein Partikel mit der Position (x, y, z) im Volumen $dx \cdot dy \cdot dz$ befindet, wird durch den Term $u(x, y, z, t) \cdot dx \cdot dy \cdot dz$ beschrieben. Der Term $u(x, y, z, t)$ beschreibt die lokale Wahrscheinlichkeitsdichte eines Partikels an der Position (x, y, z) zur Zeit t .

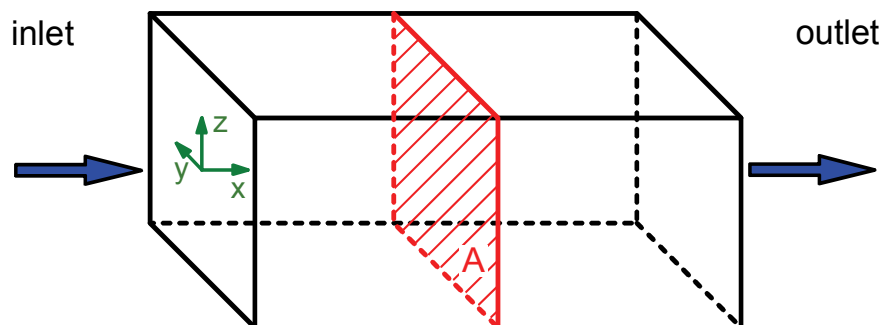


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung eines kontinuierlichen Mischapparates [3] ²

Unter der Annahme einer idealen Vermischung senkrecht zur x -Achse (kein Gradient in y - und z -Richtung) können die Prozesse im betrachteten Mischapparat zu einer eindimensionalen Betrachtung vereinfacht werden. Die Integration über die Querschnittsfläche A_{yz} liefert die Wahrscheinlichkeitsdichte $v(x,t)$ in der betrachteten Querschnittsfläche.

$$v(x,t) = \iint_A u(x, y, z) \cdot dy \cdot dz \quad \text{Gleichung 3.8}$$

² Kehlenbeck V., Continuous dynamic mixing of cohesive powders, Shaker Verlag, Aachen, 2007, p. 16
Nachdruck genehmigt durch Shaker Verlag, Aachen

Die statistische Herleitung der nach Fokker und Planck benannten Fokker-Planck-Gleichung (Gleichung 3.9) ist in den Arbeiten von KEHLENBECK [3] und MOLERUS [66] detailliert beschrieben.

$$\frac{\partial v(x,t)}{\partial t} = -\frac{\partial(v(x,t) \cdot \psi_1(x))}{\partial x} + \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial^2(v(x,t) \cdot \psi_2(x))}{\partial x^2} \quad \text{Gleichung 3.9}$$

Gleichung 3.9 beschreibt die zeitliche Änderung der Wahrscheinlichkeitsdichte $v(x,t)$ eines sich bewegenden Teilchens an der Position x zum Zeitpunkt t . MOLERUS adaptierte die Fokker-Planck-Gleichung für axiale Mischvorgänge und definierte den Term $\psi_1(x)$ als mittlere axiale Transportgeschwindigkeit der Partikel an der Stelle x . Für eine konstante mittlere axiale Transportgeschwindigkeit $\psi_1(x) = \text{const.}$ wird $\psi_1(x)$ durch den Transportkoeffizienten U^* ersetzt [3, 66].

$\psi_2(x)$ in Gleichung 3.9 ist das zweite Moment der Wahrscheinlichkeitsdichte der Partikelbewegungen im Zeitintervall θ (mit $\theta \rightarrow 0$) an der Position x . In der Statistik charakterisiert das zweite Moment die Streuung der Partikelposition. Damit ist der Term $\psi_2(x)$ ein Maß für die Abweichung der Partikelposition im Vergleich zu einem gerichteten Transport. In der Diffusionstheorie wird $\psi_2(x)$ mit $2 \cdot D^*$ gleichgesetzt. Wird $\psi_2(x)/2 = \text{const.}$ durch den Diffusionskoeffizienten D^* ersetzt, resultiert daraus Gleichung 3.10 [3, 66].

$$\frac{\partial c(x,t)}{\partial t} = -U^* \cdot \frac{\partial v(x,t)}{\partial x} + D^* \cdot \frac{\partial^2 v(x,t)}{\partial x^2} \quad \text{Gleichung 3.10}$$

SOMMER [1, 2] überführte Gleichung 3.10 in die meistverwendete Form der Fokker-Planck-Gleichung (vgl. Gleichung 3.7). Zur Veranschaulichung der zugrundeliegenden Überlegungen wird der schematisch dargestellte Mischapparat in Abbildung 3.1 gedanklich mit zwei Partikelfractionen befüllt. Die Partikel der Komponente 1 (rot) sind kleiner als die Partikel der Komponente 2 (blau). Zu einer bestimmten Zeit t beträgt die Konzentration innerhalb des Ausschnitts $c_1(x,t)$. Die Partikel sind aufgrund der Rotation des Mischwerkzeuges in Bewegung und sind stochastischen Impulsen ausgesetzt. Während der Zeit θ verändern die Partikel ihre Position mehrmals. Daraufhin ändert sich die Konzentration in diesem Ausschnitt von $c_1(x,t)$ zu $c_1(x,t+\theta)$. Die axiale Verschiebung Δz_1 eines Partikel der Komponente 1 ergibt sich aus der Summe der Einzelbewegungen $\Delta x_{1,i}$ in axialer Richtung. Jedes Partikel der Komponente 1 erfährt eine andere Verschiebung in axialer Richtung, woraus eine statistische Verteilung der von den Partikeln zurückgelegten axialen Weglängen resultiert. Die statisti-

sche Verteilung der in axialer Richtung zurückgelegten Weglängen wird durch die Verteilungsdichtefunktion $\Phi(\Delta z_1)$ beschrieben.

Hierbei muss die maximale zurückgelegte Weglänge $\Delta z_{1,max}$ während der Zeit θ im Vergleich zur Länge des Mischers vernachlässigbar klein sein. Die mittlere zurückgelegte Weglänge $\overline{\Delta z_1}$ der Partikel beschreibt den mittleren konvektiven Transport. Die stochastische Streuung der von den Partikeln zurückgelegten axialen Weglängen wird durch die mittlere quadratische Abweichung $\overline{\Delta z_1^2}$ der Verteilungsdichtefunktion beschrieben.

$$\overline{\Delta z_1^2} = \sigma^2(\Delta z_1) + \overline{\Delta z_1}^2 \quad \text{Gleichung 3.11}$$

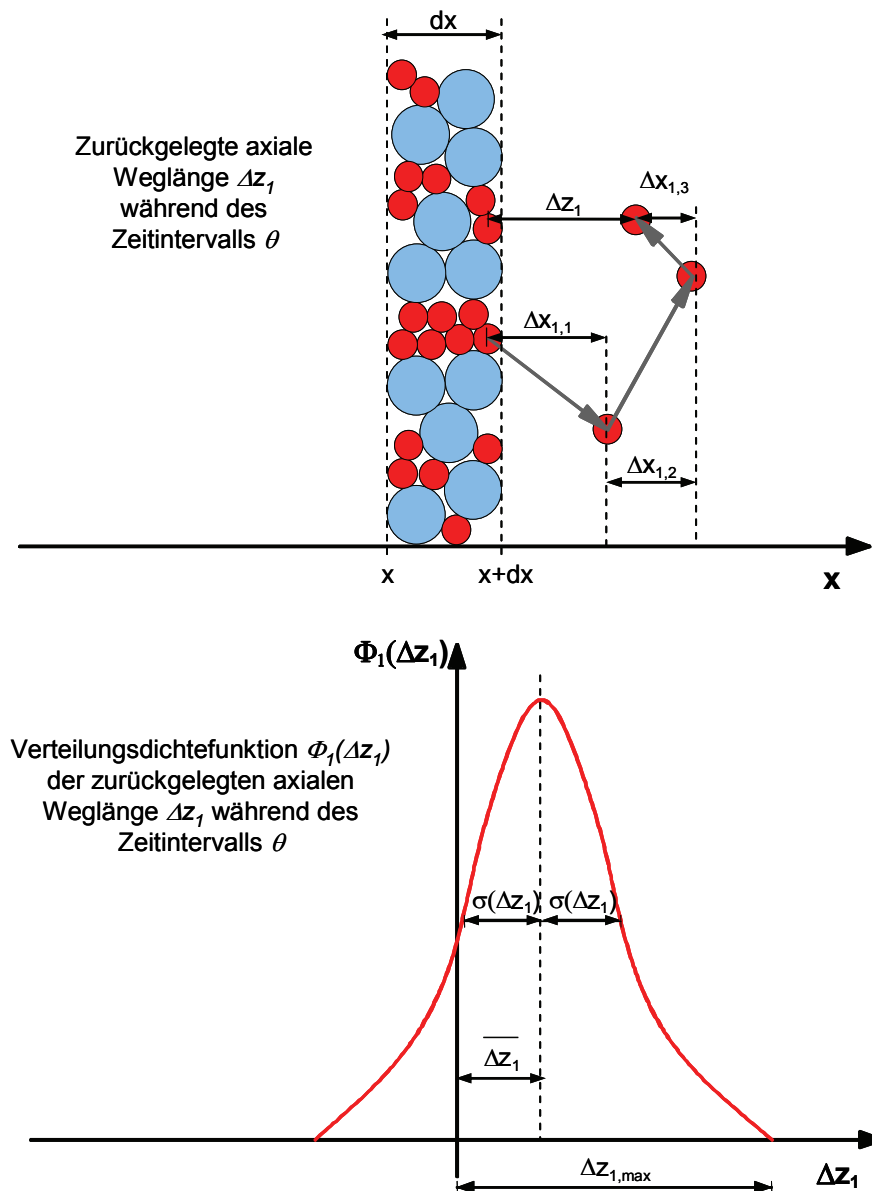


Abbildung 3.2: Axiale Partikelbewegung in einem kontinuierlichen Mischapparat [1-3]³

³ Kehlenbeck V., Continuous dynamic mixing of cohesive powders, Shaker Verlag, Aachen, 2007, p. 21
Nachdruck genehmigt durch Shaker Verlag, Aachen

Analog zu Gleichung 3.9 ergibt sich nach SOMMER [1, 2] Gleichung 3.12.

$$\frac{\partial c_1(x,t)}{\partial t} = - \frac{\partial \left(c_1(x,t) \cdot \lim_{\theta \rightarrow 0} \frac{\overline{\Delta z_1}}{\theta} \right)}{\partial x} + \frac{\partial^2 \left(c_1(x,t) \cdot \lim_{\theta \rightarrow 0} \frac{\overline{\Delta z_1^2}}{2 \cdot \theta} \right)}{\partial x^2} \quad \text{Gleichung 3.12}$$

$\overline{\Delta z_1}$ beschreibt den mittleren konvektiven Transport an der Stelle x zum Zeitpunkt t . Für existierende Grenzwerte ergeben sich der Transportkoeffizient $U_1^*(x,t)$ und der Dispersionskoeffizient $D_1^*(x,t)$ nach Gleichung 3.13 und Gleichung 3.14.

$$U_1^*(x,t) = \lim_{\theta \rightarrow 0} \frac{\overline{\Delta z_1}}{\theta} \quad \text{Gleichung 3.13}$$

$$D_1^*(x,t) = \lim_{\theta \rightarrow 0} \frac{\overline{\Delta z_1^2}}{2 \cdot \theta} \quad \text{Gleichung 3.14}$$

Daraus folgt Gleichung 3.15 für einen konzentrationsabhängigen Dispersions- und Transportkoeffizient.

$$\frac{\partial c_1(x,t)}{\partial t} = - \frac{\partial (c_1(x,t) \cdot U_1^*(x,t))}{\partial x} + \frac{\partial^2 (c_1(x,t) \cdot D_1^*(x,t))}{\partial x^2} \quad \text{Gleichung 3.15}$$

Für einen konstanten Dispersionskoeffizienten $D_1^*(x,t) = const.$ und einen konstanten Transportkoeffizienten $U_1^*(x,t) = const.$ ergibt sich die Fokker-Planck-Gleichung für Komponente 1:

$$\frac{\partial c_1(x,t)}{\partial t} = -U_1^* \cdot \frac{\partial c_1(x,t)}{\partial x} + D_1^* \cdot \frac{\partial^2 c_1(x,t)}{\partial x^2} \quad \text{Gleichung 3.16}$$

Der gleiche Zusammenhang gilt für Komponente 2. Die Verteilungsdichtefunktion der Komponente 2 besitzt eine andere Breite als die Verteilungsdichtefunktion der Komponente 1, da die Partikel der Komponente 2 eine andere Mobilität aufweisen [1-3]. Die in Gleichung 3.16 beschriebene Fokker-Planck-Gleichung bildet die Basis für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten numerischen Berechnungen.

Die Fokker-Planck-Gleichung findet Anwendung in unterschiedlichsten kontinuierlichen Apparaten der Verfahrenstechnik, in denen axialer Massentransport eine Rolle spielt. Beispiele für Anwendungen sind Kugelmühlen [73, 75, 92, 118], Trennprozesse [68, 69, 74] und kontinuierliche Mischapparate [3, 31, 38, 39, 93, 94, 98-100, 105, 119-121].

3.3 Beschreibung von dispersiven und konvektiven Transportvorgängen im Schüttgut basierend auf einer analytischen Lösung der ersten Fokker-Planck-Gleichung

Im folgenden Kapitel sind die grundlegenden Berechnungsgrundlagen der Füllgradverläufe und stationären Mischermassen basierend auf der Konvektions-Dispersions-Gleichung, analog zum ersten Fickschen Gesetz, beschrieben. Für den stationären Betriebszustand vereinfacht sich Gleichung 3.16 zu einer einfachen Differentialgleichung des Ortes [68, 69]. Die analytische Lösung der Differentialgleichung wird im Rahmen dieser Arbeit vorgestellt und für die Beschreibung des stationären Betriebszustandes eines kontinuierlichen Mischapparates angewendet.

Durch eine Übertragung der grundlegenden Überlegungen zu den Transportvorgängen in einem bewegten Schüttgut in Kapitel 3.2 kann die auf dem zweiten Fickschen Gesetz basierende Fokker-Planck-Gleichung (siehe Gleichung 3.16) in eine Konvektions-Dispersions-Gleichung basierend auf dem ersten Fickschen Gesetz überführt werden. Gleichung 3.17 beschreibt den durch die Querschnittsfläche A_{yz} an der axialen Position x (vgl. Abbildung 3.1) geförderten Massenstrom $\dot{m}_A(x)$ für ein Einkomponentensystem im stationären Betriebszustand [68, 93, 105].

$$\dot{m}_A(x) = c(x) \cdot U^*(x) - \left(\frac{\partial}{\partial x} c(x) \cdot D^*(x) \right) \quad \text{Gleichung 3.17}$$

Unter der Annahme $D^*(x) = const.$, $U^*(x) = const.$ und $\dot{m}_A(x) = const.$ kann Gleichung 3.17, analog zu Gleichung 3.16, in Gleichung 3.18 überführt werden.

$$\dot{m}_A = U^* \cdot c(x) - D^* \cdot \left(\frac{\partial}{\partial x} c(x) \right) \quad \text{Gleichung 3.18}$$

Anstelle der Massenkonzentration c wird der volumenbezogene Füllgrad $\phi_{m,V}^*$ als Massenkonzentration des Schüttgutes in einem Volumenelement $V_{Kammer} = A_{yz} \cdot b_x$ mit der Querschnittsfläche A_{yz} und der axialen Breite b_x eingeführt.

$$\phi_{m,V}^* = \frac{m_{Schüttgut}}{V_{Kammer}} = \frac{m_{Schüttgut}}{A_{yz} \cdot b_x} \quad \text{Gleichung 3.19}$$

Mit der Definition eines längenbezogenen Füllgrades $\phi_{m,l}^*$

$$\phi_{m,V}^* = \frac{\phi_{m,l}^*}{A_{yz}} \Leftrightarrow \phi_{m,l}^* = \phi_{m,V}^* \cdot A_{yz} \quad \text{Gleichung 3.20}$$

und der Definition eines flächenunabhängigen Massenstromes \dot{m}

$$\dot{m}_A = \frac{\dot{m}}{A_{yz}} \Leftrightarrow \dot{m} = \dot{m}_A \cdot A_{yz} \quad \text{Gleichung 3.21}$$

ergibt sich Gleichung 3.22.

$$\dot{m} = U^* \cdot \phi_{m,l}^*(x) - D^* \cdot \left(\frac{\partial}{\partial x} \phi_{m,l}^*(x) \right) \quad \text{Gleichung 3.22}$$

Gleichung 3.22 beschreibt den im stationären Zustand abzutransportierenden, über die axiale Länge x konstanten Gesamtmassenstrom \dot{m} , der sich aus dem durch Dispersion erzeugten Massenstrom $\dot{m}_{dispersiv}(x)$ und dem durch aktiven Transport erzeugten Massenstrom $\dot{m}_{konvektiv}(x)$ an der axialen Position x zusammensetzt (siehe Gleichung 3.23) [93, 105].

$$\dot{m} = U^* \cdot \phi_{m,l}^*(x) - D^* \cdot \left(\frac{\partial}{\partial x} \phi_{m,l}^*(x) \right) = \dot{m}_{konvektiv}(x) + \dot{m}_{dispersiv}(x) \quad \text{Gleichung 3.23}$$

Zur Beschreibung des axialen Füllgradverlaufes in einem horizontalen Mischapparat (vgl. Abbildung 3.1) wird die Differentialgleichung mit der Randbedingung $\phi_{m,l}^*(L) = \phi_w^*$ gelöst. ϕ_w^* beschreibt den Füllgrad, der sich am Wehr des Mischerauslaufes im stationären Zustand einstellt. Die Lösung der Differentialgleichung erfolgt mit der Bedingung, dass kein aktiver Transport ($U^* = 0$) durch Einbauten oder das verwendete Mischwerkzeug erfolgt und rein dispersiver Massentransport durch Partikelbewegung im Schüttgut vorliegt. In diesem Fall hat das Mischwerkzeug die Aufgabe das Schüttgut durch Rotation in Bewegung zu versetzen, ohne einen aktiven Transport in axialer Richtung zu bewirken. Die daraus resultierende Geradengleichung beschreibt den axialen Füllgradverlauf im Mischer für rein dispersiven Massentransport.

$$\phi_{m,l}^*(x) = \phi_w^* + \frac{\dot{m}}{D^*} (L - x) \quad \text{Gleichung 3.24}$$

Für den Fall, dass ein aktiver Transport ($U^* \neq 0$) durch eine entsprechende Mischwerkzeugkonfiguration erfolgt, ergibt sich die Lösung der Differentialgleichung zu Gleichung 3.25.

$$\phi_{m,l}^*(x) = \frac{\dot{m}}{U^*} + \left(\phi_w^* - \frac{\dot{m}}{U^*} \right) \cdot e^{-\frac{U^*}{D^*}(L-x)} \quad \text{Gleichung 3.25}$$

Mit Kenntnis des Füllgradverlaufes $\phi_{m,l}^*(x)$ in axialer Richtung ergibt sich die Masse im Mischer durch Integration des Füllgrades über die axiale Mischerlänge L .

Für rein dispersiven Transport ergibt sich die im Mischer befindliche Pulvermasse $m_{stationär}$ im stationären Betriebszustand nach Gleichung 3.26.

$$m_{stationär} = \int_0^L \phi_{m,l}^*(x) dx = \int_0^L \left(\phi_w^* + \frac{\dot{m}}{D^*} (L-x) \right) dx$$

Gleichung 3.26

$$= \frac{L}{D^*} \left(D^* \cdot \phi_w^* + \frac{\dot{m} \cdot L}{2} \right)$$

Liegt zusätzlich zum dispersiven Transport ein aktiver Transport durch das Mischwerkzeug vor, folgt Gleichung 3.27.

$$m_{stationär} = \int_0^L \phi_{m,l}^*(x) dx = \int_0^L \left(\frac{\dot{m}}{U^*} + \left(\phi_w^* - \frac{\dot{m}}{U^*} \right) \cdot e^{-\frac{U^*}{D^*}(L-x)} \right) dx$$

Gleichung 3.27

$$= \frac{L}{(U^*)^2} \left((\dot{m} \cdot L \cdot U^* + \phi_w^* \cdot D^* \cdot U^* - D^* \cdot \dot{m}) - D^* \cdot e^{-\frac{U^* \cdot L}{D^*}} \cdot (\phi_w^* \cdot U^* - \dot{m}) \right)$$

3.4 Numerische Berechnung von dispersiven und konvektiven Transportvorgängen im Schüttgut basierend auf der zweiten Fokker-Planck-Gleichung

Die in Kapitel 3.3 dargestellte geschlossene Lösung der Fokker-Planck-Gleichung, basierend auf dem ersten Fickschen Gesetz, eignet sich zur Beschreibung von Einkomponentensystemen im stationären Zustand. Die Beschreibung zeitabhängiger Prozesse (Befüllung eines Mischapparates, Generierung von Eingangsschwankungen und deren Reduktion) sowie die Abbildung von Mehrkomponentensystemen muss über die numerische Berechnung eines Fokker-Planck-Gleichungssystems basierend auf dem zweiten Fickschen Gesetz erfolgen. KEHLENBECK [3] beschreibt in seiner Dissertation detailliert die Vorgehensweise zur numerischen Lösung des Differentialgleichungssystems, die Normierung der Eingabeparameter und die Randbedingungen des in dieser Arbeit verwendeten Berechnungsalgorithmus. An dieser Stelle wird auf eine detaillierte Darstellung verzichtet. Die grundlegenden Normierungen und Kopplungsbedingungen werden zum Verständnis der in dieser Arbeit enthaltenen Ergebnisse aus der numerischen Berechnung kurz beschrieben.

3.4.1 Normierung grundlegender Simulationsparameter

Die Normierung der Zeit erfolgt durch die Periodenlänge T einer vorgegebenen Eingangsschwankung und die axiale Position x wird durch die Mischerlänge L normiert.

$$\tau = \frac{L}{T} \cdot t \quad \text{Gleichung 3.28}$$

$$\lambda = \frac{L}{L} \cdot x \quad \text{Gleichung 3.29}$$

Durch Einsetzen und Umformen in die allgemeine Form von Gleichung 3.16 folgt:

$$\frac{\partial c(\lambda, \tau)}{\partial \tau} = -\frac{U^* \cdot T}{L} \cdot \frac{\partial c(\lambda, \tau)}{\partial \lambda} + \frac{D^* \cdot T}{L^2} \cdot \frac{\partial^2 c(\lambda, \tau)}{\partial \lambda^2} \quad \text{Gleichung 3.30}$$

Die Koeffizienten der Differentiale sind damit dimensionslos und werden in den normierten Transport- und Dispersionskoeffizienten überführt.

$$U = \frac{U^* \cdot T}{L} \quad \text{Gleichung 3.31}$$

$$D = \frac{D^* \cdot T}{L^2} \quad \text{Gleichung 3.32}$$

Damit ergibt sich die normierte Fokker-Planck-Gleichung zu:

$$\frac{\partial c(\lambda, \tau)}{\partial \tau} = -U \cdot \frac{\partial c(\lambda, \tau)}{\partial \lambda} + D \cdot \frac{\partial^2 c(\lambda, \tau)}{\partial \lambda^2} \quad \text{Gleichung 3.33}$$

Zur Kopplung von Fokker-Planck-Gleichungen für zwei oder mehr Komponenten wird anstelle der Konzentration $c(\lambda, \tau)$ der Füllgrad $\phi_i^*(\lambda, \tau)$ eingeführt. Der Füllgrad ist definiert als Masse m_i der Komponente i innerhalb des Volumens V_{Kammer} einer betrachteten Diskretisierungskammer im Mischer.

$$\phi_i^*(\lambda, \tau) = \frac{m_i(\lambda, \tau)}{V_{Kammer}} \quad \text{Gleichung 3.34}$$

Die Normierung des Füllgrades $\phi_i^*(\lambda, \tau)$ erfolgt über die Randbedingungen am Auslauf des Mixers. Am Ende des idealisierten kontinuierlichen Mischapparates befindet sich ein Wehr, das zur Einstellung unterschiedlicher Befüllungen im Mischapparat dient. Im stationären Betriebszustand ist der idealisierte Mischapparat in der letzten Diskretisierungskammer n bis zur Wehrhöhe befüllt und damit ergibt sich der Füllgrad am Wehr ϕ_w^* als Summe der Einzelfüllgrade des Mehrkomponentensystems (vgl. Abbildung 3.3).

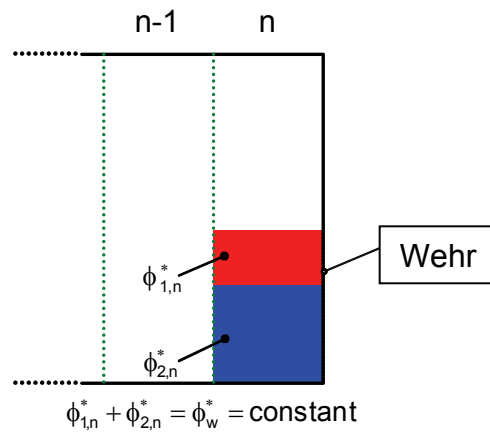


Abbildung 3.3: Füllgrad am Wehr eines idealisierten kontinuierlichen Mischapparates [3]⁴

Der Gesamtfüllgrad am Wehr wird zur Normierung der Einzelfüllgrade verwendet.

$$\phi_w^* = \phi_{1,n}^* + \phi_{2,n}^* \quad \text{Gleichung 3.35}$$

$$\phi_i(\lambda, \tau) = \frac{\phi_i^*(\lambda, \tau)}{\phi_w^*} \quad \text{Gleichung 3.36}$$

Somit ergibt sich als Grundlage für die numerische Berechnung eines Zwei-Komponenten-Systems eine normierte Fokker-Planck-Gleichung für jede Komponente:

$$\frac{\partial \phi_1(\lambda, \tau)}{\partial \tau} = -U_1 \cdot \frac{\partial \phi_1(\lambda, \tau)}{\partial \lambda} + D_1 \cdot \frac{\partial^2 \phi_1(\lambda, \tau)}{\partial \lambda^2} \quad \text{Gleichung 3.37}$$

$$\frac{\partial \phi_2(\lambda, \tau)}{\partial \tau} = -U_2 \cdot \frac{\partial \phi_2(\lambda, \tau)}{\partial \lambda} + D_2 \cdot \frac{\partial^2 \phi_2(\lambda, \tau)}{\partial \lambda^2} \quad \text{Gleichung 3.38}$$

3.4.2 Kopplung des Differentialgleichungssystems

Die Kopplung des Differentialgleichungssystems erfolgt nach SOMMER [38, 39] und KEHLENBECK [94, 98-100] über die Randbedingung am Mischerwehr. Für ein Zweikomponenten-System werden Gleichung 3.37 und Gleichung 3.38 über die Randbedingung am Mischerwehr gekoppelt. In Abbildung 3.4 sind die zwei letzten Diskretisierungskammern n und $n-1$ eines idealisierten Mischapparates dargestellt. Das Wehr befindet sich am Ende der letzten Kammer n . Bei Erreichen des stationären Zustandes ist die letzte Diskretisierungskammer bis zur Höhe des Wehres befüllt und die Summe der Füllgrade $\phi_w^* = \phi_{1,n}^* + \phi_{2,n}^*$ ist für alle folgenden Zeitschritte kon-

⁴ Kehlenbeck V., Continuous dynamic mixing of cohesive powders, Shaker Verlag, Aachen, 2007, p. 25

3.4.3 Einfluss einer nicht idealen Zudosierung

Zum Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den theoretischen Werten aus der numerischen Berechnung muss die nicht ideale Zudosierung bei der Durchführung der Experimente berücksichtigt werden. Im Fall einer idealen Zudosierung am Mischereinlauf wird der zugeführte Massenstrom vollständig in die erste Diskretisierungskammer zudosiert. Der Einsatz von volumetrischen Dosierorganen mit rotierendem Sternfortsatz [95-97, 102] führt allerdings zu einer Verteilung des zudosierten Massenstromes in axialer Richtung und damit in mehrere Diskretisierungskammern. Abbildung 3.5 zeigt eine schematische Darstellung der Verteilung von zwei zudosierten Komponenten über mehrere Diskretisierungskammern in axialer Richtung.

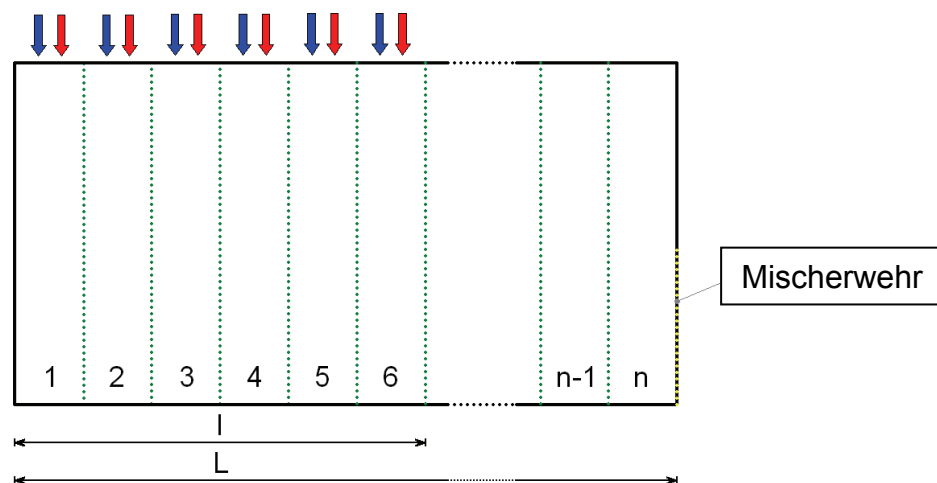


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung einer nicht idealen Zudosierung (Verteilung des zudosierten Massenstromes auf sechs Diskretisierungskammern) [3]⁶

Die axiale Verteilung des zudosierten Massenstromes wird durch den Spreading Faktor SF charakterisiert (Gleichung 3.41). n_{SF} entspricht hierbei der Anzahl an Diskretisierungskammern über die der eintretende Massenstrom in axialer Richtung verteilt wird und N_x repräsentiert die in der Simulation verwendete Gesamtanzahl N_x der Diskretisierungskammern. Analog hierzu wird SF durch die Verteilungslänge l und die Mischerlänge L definiert.

$$SF = \frac{n_{SF}}{N_x} = \frac{l}{L} \quad \text{Gleichung 3.41}$$

Die numerische Lösung unter Berücksichtigung des Spreading Faktors SF ist in der Dissertation von KEHLENBECK [3] detailliert dargestellt.

⁶ Kehlenbeck V., Continuous dynamic mixing of cohesive powders, Shaker Verlag, Aachen, 2007, p. 58
Nachdruck genehmigt durch Shaker Verlag, Aachen

3.5 Theoretische Füllgradverläufe für idealisierte und reale Systeme

Im folgenden Abschnitt erfolgt eine Gegenüberstellung der in Kapitel 3.3 und 3.4 vorgestellten Berechnungsmodelle. Hierzu werden theoretisch berechnete Füllgradverläufe $\phi_{m,l}^*(x)$, stationäre Pulvermassen $m_{stationär}$ und Verweilzeiten t_v eines Einkomponentensystems für unterschiedliche Koeffizienten der Fokker-Planck-Gleichung verglichen. Weiterhin wird der Einfluss des Spreading Faktors SF diskutiert. Die für unterschiedliche Dispersionskoeffizienten D^* und Transportkoeffizienten U^* dargestellten Füllgradverläufe sind bezogen auf eine Mischerlänge von $L = 0,5 \text{ m}$, einen Massenstrom von $\dot{m} = 10 \cdot 10^{-3} \text{ kg/s}$ und einen Füllgrad am Wehr von $\phi_w^* = 1 \text{ kg/m}$.

3.5.1 Theoretische Füllgradverläufe für rein dispersiven Massentransport

Tabelle 3.1 fasst die zur vergleichenden Berechnung verwendeten Parameter für rein dispersiven Transport zusammen. In Abbildung 3.6 sind die theoretischen Füllgradverläufe für rein dispersiven Transport dargestellt. Die Füllgradverläufe der analytischen Lösung der Differentialgleichung sind als Linie dargestellt. Die Datenpunkte repräsentieren die numerischen Berechnungen mit und ohne Berücksichtigung des Spreading Faktors SF . Die analytische Lösung und die numerische Berechnung ohne Spreading Faktor SF liefern identische Ergebnisse. Damit wird die Richtigkeit der theoretischen Überlegungen zur numerischen Berechnung und analytischen Lösung bestätigt.

Tabelle 3.1: Parameter der theoretischen Betrachtungen für rein dispersiven Transport

Parameter	Beschreibung	Einheit	Wert
ϕ_w^*	Füllgrad am Wehr	$[\text{kg/m}]$	1
\dot{m}	Zudosierter Massenstrom	$[\text{kg/s}]$	$10 \cdot 10^{-3}$
L	Länge des Mixers	$[\text{m}]$	0,5
$D1^*$	Dispersionskoeffizient 1	$[\text{m}^2/\text{s}]$	$2,5 \cdot 10^{-3}$
$D2^*$	Dispersionskoeffizient 2	$[\text{m}^2/\text{s}]$	$1,25 \cdot 10^{-3}$

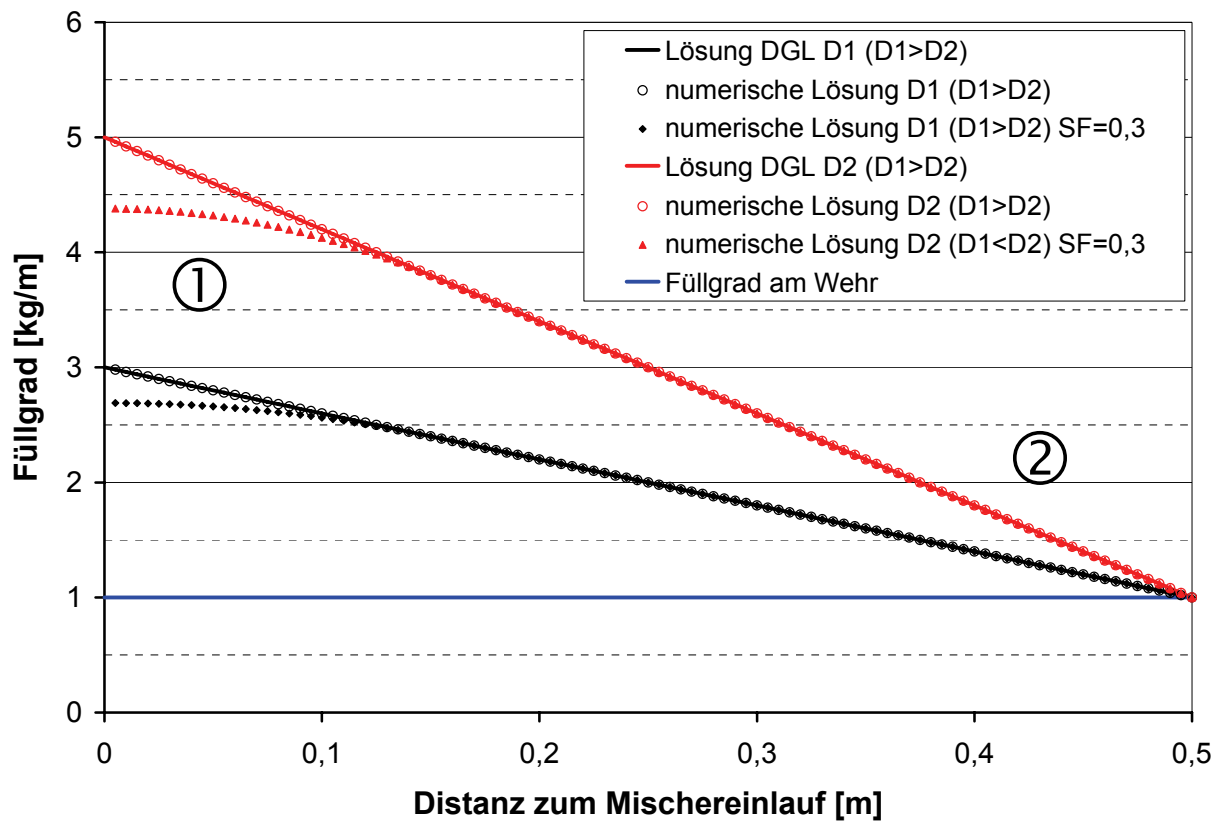


Abbildung 3.6: Theoretische Füllgradverläufe für rein dispersiven Transport

Der Füllgradverlauf wird durch die analytische Lösung der Differentialgleichung für rein dispersiven Transport als Geradengleichung beschrieben (siehe Gleichung 3.24). In der Geradengleichung ist der Dispersionskoeffizient D^* bestimmend für die Steigung der Gerade. Im Fall der zur Berechnung verwendeten Dispersionskoeffizienten $D1^* = 2 \cdot D2^*$ ergibt sich die Steigung zu $b(D1^*) = 0,5 \cdot b(D2^*)$ (siehe Bereich ② in Abbildung 3.6).

Die mit Berücksichtigung des Spreading Faktors $SF = 0,3$ numerisch berechneten Füllgradverläufe zeigen einen deutlich unterschiedlichen Kurvenverlauf im Einlaufbereich des Mischapparates (siehe Bereich ① in Abbildung 3.6). Aufgrund der Verteilung des Massenstromes im Einlaufbereich des Mischers ist der Massenstrom $\dot{m}(x_{i,SF}) = \dot{m}_{i,SF}$ im Bereich des Spreading Faktors nicht gleich dem zudosierten Gesamtmassenstrom \dot{m} . Die daraus resultierende Abweichung der Füllgradverläufe ist in Gleichung 3.42 begründet.

$$\dot{m}(x) = -D^* \cdot \left(\frac{\partial}{\partial x} \phi_{m,l}^*(x) \right) = \dot{m}_{dispersiv}(x) \quad \text{Gleichung 3.42}$$

Für die nachfolgenden Erläuterungen zum Einfluss des Spreading Faktors SF wird das Füllgradgefälle $b(x)$ nach Gleichung 3.43 definiert.

$$b(x) = -\left(\frac{\partial}{\partial x} \phi_{m,l}^*(x)\right) = \frac{\dot{m}(x)}{D^*} \quad \text{Gleichung 3.43}$$

Unter der Annahme, dass der zudosierte Massenstrom im Bereich des SF homogen über die Kammern verteilt wird (vgl. Abbildung 3.5), folgt daraus eine Kumulierung des in jeder Diskretisierungskammer abzutransportierenden Massenstromes $\dot{m}(x_{i,SF}) = \dot{m}_{i,SF}$ von der ersten Diskretisierungskammer $i = 1$ bis hin zur letzten im SF -Bereich befindlichen Diskretisierungskammer $i = n_{SF}$. Für das Füllgradgefälle bedeutet dies eine sukzessive Zunahme über die Diskretisierungskammern innerhalb des SF -Bereiches bis das Füllgradgefälle b , das für den zudosierten Gesamtmassenstrom \dot{m} im stationären Zustand gilt, erreicht ist. Gleichung 3.44 beschreibt die Entwicklung des Füllgradgefälles für den in Abbildung 3.5 schematisch dargestellten Spreading Faktor (Verteilung des zudosierten Massenstromes auf sechs Diskretisierungskammern).

$$b_1 = \frac{\dot{m}_{1,SF}}{D^*} = \frac{\dot{m}}{6 \cdot D^*} = \frac{1}{6} \cdot b$$

$$b_2 = \frac{\dot{m}_{2,SF}}{D^*} = \frac{2 \cdot \dot{m}}{6 \cdot D^*} = \frac{2}{6} \cdot b$$

...

Gleichung 3.44

$$b_i = \frac{\dot{m}_{i,SF}}{D^*} = \frac{i \cdot \dot{m}}{n_{SF} \cdot D^*} = \frac{i}{n_{SF}} \cdot b$$

$$b_6 = \frac{\dot{m}_{6,SF}}{D^*} = \frac{6 \cdot \dot{m}}{6 \cdot D^*} = b$$

Für die in Abbildung 3.6 theoretisch berechneten Füllgradverläufe mit Berücksichtigung eines Spreading Faktors von $SF = 0,3$ ergibt sich damit nach Gleichung 3.41 eine Verteilung des zudosierten Massenstromes über die Länge $l = 0,15 \text{ m}$. Gemäß Gleichung 3.44 nimmt der Massenstrom und damit auch das Füllgradgefälle sukzessive zu, bis an der axialen Position $x = 0,15 \text{ m}$ der Gesamtmassenstrom \dot{m} und damit die entsprechende Steigung des Füllgradverlaufes erreicht ist (siehe Bereich ① in Abbildung 3.6). Die Steigung der Gerade bleibt ab der axialen Position $x = 0,15 \text{ m}$ bis zur Mischerlänge $L = 0,5 \text{ m}$ konstant und die Gerade mündet im Füllgrad $\phi_w^* = 1 \text{ kg/m}$ am Wehr des Mischers (siehe Bereich ② in Abbildung 3.6).

Die Fläche unter den Füllgradkurven beschreibt laut Gleichung 3.26 die Masse im Mischer. Mit Kenntnis der Schüttgutmasse $m_{stationär}$ und des zugeführten Massenstromes \dot{m} lässt sich die mittlere Verweilzeit t_v im Mischer nach Gleichung 3.45 berechnen.

$$t_v = \frac{m_{stationär}}{\dot{m}} \quad \text{Gleichung 3.45}$$

In Tabelle 3.2 sind die theoretische Pulvermasse $m_{stationär}$ im Mischer und die theoretische Verweilzeit t_v aus der numerischen Berechnung und der geschlossenen Lösung der Differentialgleichung für die verwendeten Parameter $D1^*$ und $D2^*$ zusammengefasst. Die berechneten Verweilzeiten und Pulvermassen zeigen sehr geringe Unterschiede zwischen der analytischen Lösung und der numerischen Lösung. Ist die Pulvermasse im Mischer aufgrund eines geringen Dispersionskoeffizienten D^* hoch, so resultiert aus Gleichung 3.45 eine lange mittlere Verweilzeit. Wird der Spreading Faktor in der Berechnung berücksichtigt, zeigt sich ein geringer Einfluss der nicht idealen Zudosierung auf die Pulvermasse und die daraus resultierende mittlere Verweilzeit.

Tabelle 3.2: Theoretische Ergebnisse $m_{stationär}$ und t_v für rein dispersiven Transport

Stationäre Masse und Verweilzeit	Parameter der Berechnung					
	$D1^*$	$D1^*$	$D1^*$	$D2^*$	$D2^*$	$D2^*$
	DGL	Numerisch ohne SF	Numerisch mit SF = 0,3	DGL	Numerisch ohne SF	Numerisch mit SF = 0,3
$m_{stationär}$ [kg]	1,00	1,00	0,98	1,50	1,49	1,46
t_v [s]	100	100	98	150	149	146

3.5.2 Theoretische Füllgradverläufe für dispersiven und negativ konvektiven Massentransport

Abbildung 3.7 zeigt die theoretisch berechneten Füllgradverläufe für den Fall, dass im kontinuierlichen Mischapparat zusätzlich zum dispersiven Massentransport (Bewegung des Schüttgutes durch Mischwerkzeug) ein negativ konvektiver Transport

(Massentransport in Richtung Mischereinlauf durch Mischwerkzeug) vorliegt. Zur Verdeutlichung des Einflusses eines zusätzlichen Transportkoeffizienten und zum besseren Vergleich mit dem rein dispersiven Transport wurde die Berechnung mit dem in Kapitel 3.5.1 verwendeten Dispersionskoeffizienten DI^* durchgeführt. Die zur theoretischen Berechnung verwendeten Koeffizienten sind in Tabelle 3.3 aufgeführt.

Tabelle 3.3: Parameter der theoretischen Betrachtungen für gleichzeitig vorliegenden dispersiven und negativ konvektiven Transport

Parameter	Beschreibung	Einheit	Wert
ϕ_w^*	Füllgrad am Wehr	$[kg/m]$	1
\dot{m}	Zudosierter Massenstrom	$[kg/s]$	$10 \cdot 10^{-3}$
L	Länge des Mixers	$[m]$	0,5
DI^*	Dispersionskoeffizient 1	$[m^2/s]$	$2,5 \cdot 10^{-3}$
$U1^*$	Negativer Transportkoeffizient 1	$[m/s]$	$- 12 \cdot 10^{-3}$
$U2^*$	Negativer Transportkoeffizient 2	$[m/s]$	$- 6 \cdot 10^{-3}$

Für den Fall eines zusätzlichen konvektiven Massentransportes in Richtung Mischereinlauf zeigt sich ein Füllgradverlauf mit einer anderen Verlaufscharakteristik im Vergleich zum rein dispersiven Massentransport (vgl. Abbildung 3.6 und Abbildung 3.7). Das Füllgradgefälle nimmt zum Mischereinlauf hin zu und der Füllgrad weist deutlich höhere Werte im Vergleich zum rein dispersiven Transport auf (Skalierung y-Achse beachten!). Ist der negative konvektive Transportkoeffizient geringer ($U1^* = 2 \cdot U2^*$), resultiert daraus ein niedrigerer Füllgradverlauf mit geringerem Füllgradgefälle und damit eine geringere Befüllung des Mischapparates. In Tabelle 3.4 sind die theoretische Pulvermasse $m_{stationär}$ im Mischer und die theoretische Verweilzeit t_v aus der numerischen Berechnung und der analytischen Lösung der Differentialgleichung für die verwendeten Parameterkombination $DI^*_U1^*$ und $DI^*_U2^*$ zusammengefasst.

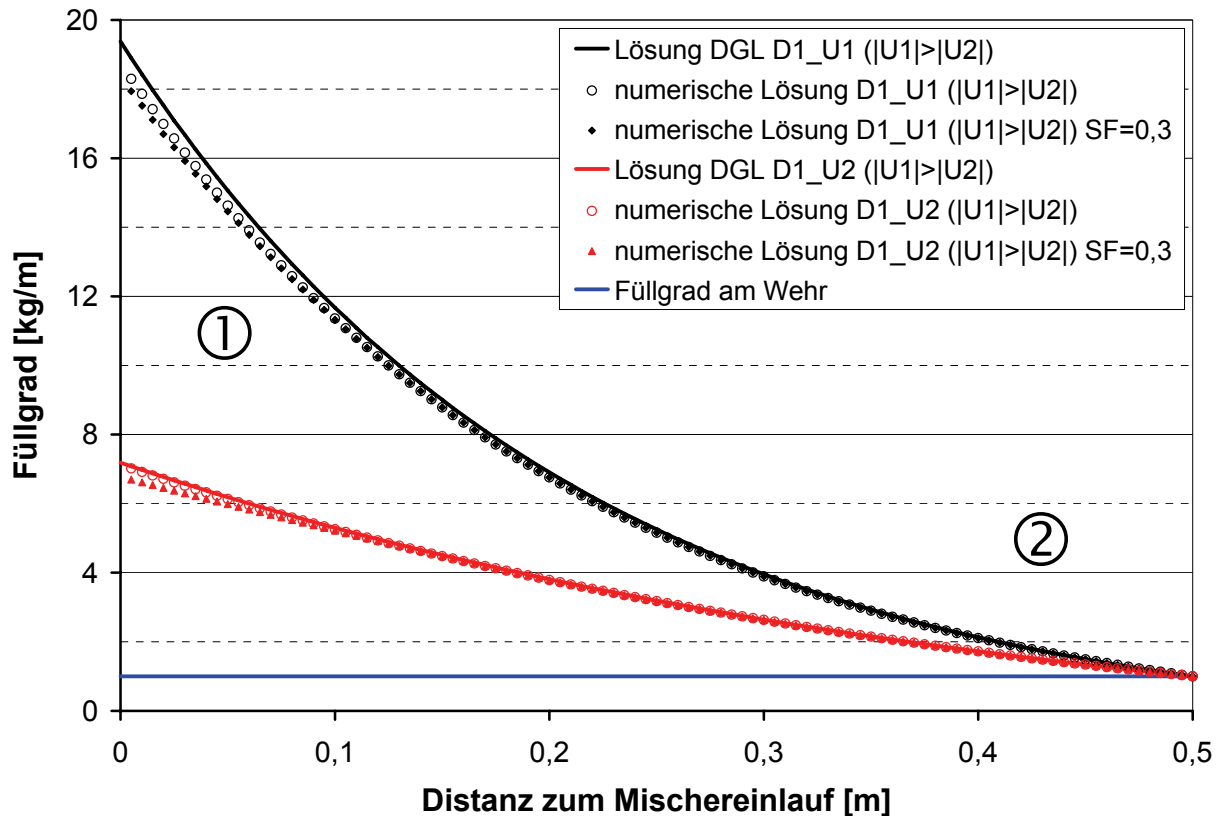


Abbildung 3.7: Theoretische Füllgradverläufe für gleichzeitig vorliegenden dispersiven und negativ konvektiven Transport

Tabelle 3.4: Theoretische Ergebnisse $m_{stationär}$ und t_v für gleichzeitig vorliegenden dispersiven und negativ konvektiven Transport

Stationäre Masse und Verweilzeit	Parameter der Berechnung mit Dispersionskoeffizient DI^*					
	UI^*		UI^*	$U2^*$		$U2^*$
	DGL	Numerisch ohne SF	Numerisch mit SF = 0,3	DGL	Numerisch ohne SF	Numerisch mit SF = 0,3
$m_{stationär}$ [kg]	3,42	3,29	3,27	1,75	1,72	1,70
t_v [s]	342	329	327	175	172	170

Die in Tabelle 3.4 zusammengefassten Werte verdeutlichen den starken Einfluss des konvektiven Massentransportes in Richtung Mischereinlauf. Durch die deutlich höhere Pulvermasse im Vergleich zum rein dispersiven Massentransport (vgl. Tabelle 3.2 DI^*) folgt eine längere mittlere Verweilzeit im Mischer. Für die verwendeten Transportkoeffizienten $UI^* = 2 \cdot U2^*$ wird der Einfluss auf die Verweilzeit sehr deutlich. Je

größer der Massentransport in Richtung Mischereinlauf, desto höher ist die Pulvermasse im Mischer und damit die mittlere Verweilzeit länger. Die Unterschiede zwischen den Füllgradverläufen der geschlossenen Lösung und der numerischen Berechnung für den hohen Transportkoeffizienten U^* (siehe Abbildung 3.7) spiegeln sich auch in den berechneten Pulvermassen und Verweilzeiten wider. Durch einen steilen Kurvenverlauf und die hohen Werte für den Füllgrad im Bereich des Mischereinlaufes ergeben sich geringe Abweichungen zwischen der numerischen und analytischen Lösung (siehe Bereich ① in Abbildung 3.7). Aufgrund der Tatsache, dass die Unterschiede im Bereich sehr hoher Verweilzeiten liegen, sind die Unterschiede vernachlässigbar. Der Einfluss des Spreading Faktors ist aufgrund des Massentransportes in den Bereich des Spreading Faktors gering (konvektiver Massentransport in Richtung Mischereinlauf).

Zur detaillierten Beschreibung der Massentransportvorgänge und des Füllgradverlaufes im kontinuierlichen Mischapparat dient Gleichung 3.23 (vgl. Kapitel 3.3).

$$\dot{m} = U^* \cdot \phi_{m,l}^*(x) - D^* \cdot \left(\frac{\partial}{\partial x} \phi_{m,l}^*(x) \right) = \dot{m}_{konvektiv}(x) + \dot{m}_{dispersiv}(x) \quad \text{Gleichung 3.23}$$

Im Bereich ① in Abbildung 3.7 liegt im stationären Betriebszustand ein hoher Füllgrad $\phi_{m,l}^*(x)$ vor. Dies hat einen hohen konvektiven Massentransport $\dot{m}_{konvektiv}(x) = U^* \cdot \phi_{m,l}^*(x)$ zur Folge. Der Massentransport ist aufgrund des negativen Transportkoeffizienten U^* in Richtung Mischereinlauf gerichtet. Zur Gewährleistung des stationären Zustandes laut Gleichung 3.23 muss der zugeführte Gesamtmassenstrom \dot{m} abtransportiert werden.

Dies bedeutet gleichzeitig, dass der Massenstrom $\dot{m}_{dispersiv}(x) = -D^* \cdot \left(\frac{\partial}{\partial x} \phi_{m,l}^*(x) \right)$ den konvektiven Massenstrom in Richtung Mischereinlauf kompensieren und einen Abtransport des Gesamtmassenstromes in Richtung Mischerauslauf gewährleisten muss, was laut Gleichung 3.23 in einer Zunahme des Füllgradgradienten resultiert.

Ist der negative Transportkoeffizient geringer, so ist auch der Massentransport in Richtung Mischereinlauf geringer. Der dispersive Massentransport muss einen geringeren Massentransport ausgleichen, was ein geringeres Füllgradgefälle zur Folge hat (siehe Bereich ① in Abbildung 3.7). Der Füllgradverlauf nimmt zum Mischerauslauf hin ab, bis er am Mischerauslauf dem Füllgrad am Wehr entspricht (siehe Bereich ② in Abbildung 3.7). Durch die Abnahme des Füllgrades folgt gleichzeitig ein geringerer konvektiver Massentransport in Richtung Mischereinlauf. Dies hat zur Folge, dass auch der dispersive Massentransport zur Gewährleistung des Gesamtmas-

senstromes zum Wehr hin abnimmt. Durch die Abnahme des dispersiven Massenstromes flacht die Kurve in Richtung Mischerauslauf ab. Aus der numerischen Berechnung mit Berücksichtigung des Spreading Faktors SF ergibt sich im Bereich SF eine geringfügige Abnahme des Füllgradgefälles aufgrund des niedrigeren Füllgrades und der damit verbundenen Abnahme des dispersiven Massentransportes.

3.5.3 Theoretische Füllgradverläufe für dispersiven und positiv konvektiven Massentransport

Tabelle 3.5 fasst die Parameter zusammen, die der Berechnung im Fall eines dispersiven und positiv konvektiven Transportes zugrunde liegen. Die positiven Transportkoeffizienten sind gleich dem Betrag der negativen Transportkoeffizienten in Tabelle 3.3. Zusätzlich sind die Berechnungen für den Grenzfall U_{lim}^* dargestellt, der determinierend ist für einen Verlauf oberhalb oder unterhalb des Füllgrades ϕ_w^* am Wehr.

Tabelle 3.5: Parameter der theoretischen Betrachtungen für gleichzeitig vorliegenden dispersiven und positiv konvektiven Transport

Parameter	Beschreibung	Einheit	Wert
ϕ_w^*	Füllgrad am Wehr	$[kg/m]$	1
\dot{m}	Zudosierter Massenstrom	$[kg/s]$	$10 \cdot 10^{-3}$
L	Länge des Mischers	$[m]$	0,5
DI^*	Dispersionskoeffizient 1	$[m^2/s]$	$2,5 \cdot 10^{-3}$
$U1^*$	Positiver Transportkoeffizient 1	$[m/s]$	$+ 12 \cdot 10^{-3}$
$U2^*$	Positiver Transportkoeffizient 2	$[m/s]$	$+ 6 \cdot 10^{-3}$
U_{lim}^*	Transportkoeffizient für den Grenzfall	$[m/s]$	$+ 10 \cdot 10^{-3}$

In Abbildung 3.8 sind die theoretischen Füllgradverläufe dargestellt. Die Füllgradverläufe der analytischen Lösung und der numerischen Berechnung ohne Berücksichti-

gung des Spreading Faktors SF zeigen für alle Transportkoeffizienten identische Verläufe. Für den Füllgradverlauf des Grenzfalles U_{lim}^* (ohne Berücksichtigung von SF) gilt über die gesamte Mischerlänge $\phi_{m,l}^*(x) = const. = \phi_w^*$.

Im Vergleich zu den Füllgradverläufen für rein dispersiven Massentransport, sowie für dispersiven und negativ konvektiven Massentransport, liegen die berechneten Füllgradverläufe für die positiven Transportkoeffizienten deutlich niedriger (Skalierung y-Achse beachten!).

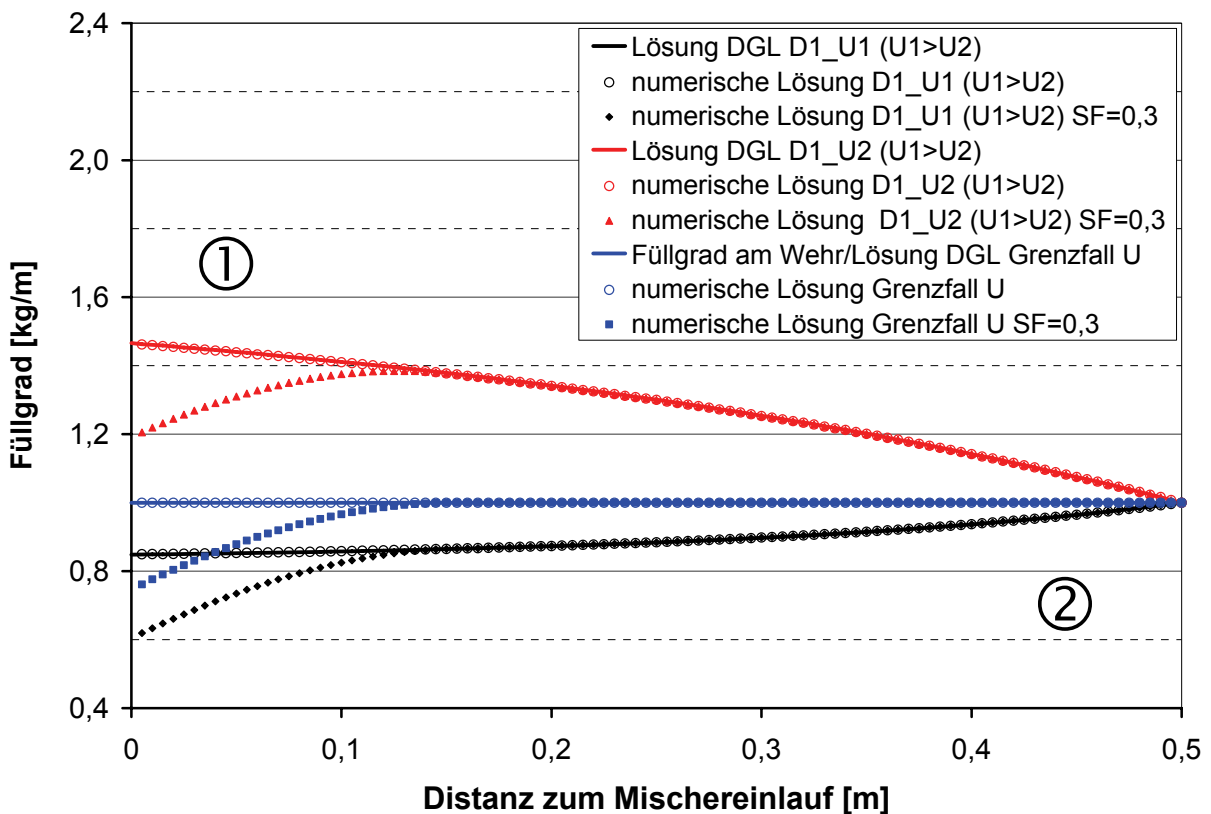


Abbildung 3.8: Theoretische Füllgradverläufe für gleichzeitig vorliegenden dispersiven und positiv konvektiven Transport

Ist das Produkt $\phi_w^* \cdot U^*$ gleich dem Gesamtmassenstrom \dot{m} gilt für den Grenzfall Gleichung 3.46. Der gesamte Massentransport erfolgt konvektiv.

$$\dot{m} = \dot{m}_{konvektiv} = \phi_w^* \cdot U^* \Rightarrow \dot{m}_{dispersiv} = 0$$

$$\dot{m}_{dispersiv} = 0 \Rightarrow \frac{\partial}{\partial x} \phi_{m,l}^*(x) = 0$$

Gleichung 3.46

Dies hat zur Folge, dass der Füllgradverlauf keine Steigung aufweist und den konstanten Wert $\phi_{m,l}^*(x) = \text{const.} = \phi_w^*$ annimmt. Gleichung 3.47 beschreibt die Bedingungen für den Grenzfall.

$$\phi_w^* \cdot U \lim^* = \dot{m} \Leftrightarrow \frac{\dot{m}}{U \lim^*} = \phi_w^* \quad \text{Gleichung 3.47}$$

Für $U2^* < U \lim^*$ verläuft der Füllgrad oberhalb des Füllgrades ϕ_w^* am Wehr. Durch den konvektiven Massentransport verläuft der Füllgradverlauf deutlich flacher als der entsprechende Füllgradverlauf des rein dispersiven Transportes für DI^* in Abbildung 3.6.

Zur Gewährleistung des stationären Betriebszustandes laut Gleichung 3.23 wird der zugeführte Gesamtmassenstrom \dot{m} in diesem Fall durch konvektiven und dispersiven Massentransport in Richtung Mischerauslauf abtransportiert. Dies bedeutet gleichzeitig, dass der konvektive Massentransport $\dot{m}_{\text{konvektiv}}(x) = \phi_w^* \cdot U^*$ den dispersiven Massentransport $\dot{m}_{\text{dispersiv}}(x) = -D^* \cdot \left(\frac{\partial}{\partial x} \phi_{m,l}^*(x) \right)$ beim Abtransport des Gesamtmassenstromes \dot{m} in Richtung Mischerauslauf unterstützt, was in einer Abnahme des Füllgradgefälles im Vergleich zum Füllgradverlauf für rein dispersiven Massentransport resultiert (vgl. Abbildung 3.6 und Abbildung 3.8).

Gilt für den Transportkoeffizienten $UI^* > U \lim^*$ ergibt sich im Bereich ① nach Gleichung 3.48 ein Füllgrad $\phi_{m,l}^*(x) < \phi_w^*$.

$$\phi_w^* \cdot UI^* > \dot{m} \Leftrightarrow \frac{\dot{m}}{UI^*} < \phi_w^* \quad \text{Gleichung 3.48}$$

Durch die Randbedingung des Füllgrades am Wehr $\phi_{m,l}^*(L) = \phi_w^*$ muss ein Anstieg des Füllgrades auf $\phi_{m,l}^*(L) = \phi_w^*$ erfolgen. Die Zunahme des Füllgrades bis hin zum Wehr hat gleichzeitig eine Zunahme des konvektiven Massentransportes zur Folge, der zur Gewährleistung des stationären Betriebszustandes durch einen dispersiven Massentransport in Richtung Mischereinlauf kompensiert werden muss, was an der positiven Steigung des Füllgradverlaufes deutlich wird (siehe Bereich ② Abbildung 3.8). Ebenso kommt es im Bereich des Spreading Faktors aufgrund des höheren Füllgrades außerhalb des SF -Bereiches zu einem dispersiven Massentransport in Richtung Mischereinlauf (siehe Bereich ① Abbildung 3.8).

Die in den folgenden Tabellen angegebenen theoretischen Verweilzeiten und Massen im Mischer zeigen eine sehr gute Übereinstimmung von numerischer Berech-

nung und analytischer Lösung der Differentialgleichung. Der Spreading Faktor hat geringen Einfluss auf die berechneten Massen und Verweilzeiten.

Tabelle 3.6: Theoretische Ergebnisse $m_{stationär}$ und t_v für gleichzeitig vorliegenden dispersiven und positiv konvektiven Transport

Stationäre Masse und Verweilzeit	Parameter der Berechnung mit Dispersionskoeffizient DI^*					
	$U1^*$			$U2^*$		
	DGL	Numerisch ohne SF	Numerisch mit SF = 0,3	DGL	Numerisch ohne SF	Numerisch mit SF = 0,3
$m_{stationär}$ [kg]	0,45	0,45	0,44	0,64	0,64	0,62
t_v [s]	45	45	44	64	64	62

Tabelle 3.7: Theoretische Ergebnisse $m_{stationär}$ und t_v für Grenzfall des positiv konvektiven Transportes

Stationäre Masse und Verweilzeit	Parameter der Berechnung mit Dispersionskoeffizient DI^*		
	$U \lim^*$		
	DGL	Numerisch ohne SF	Numerisch mit SF = 0,3
$m_{stationär}$ [kg]	0,50	0,50	0,49
t_v [s]	50	50	49

Abbildung 3.9 zeigt einen grafischen Vergleich der theoretischen Verweilzeiten, die tabellarisch in Tabelle 3.2, Tabelle 3.4 und Tabelle 3.6 aufgeführt sind. Hierbei wird der geringe Einfluss des Spreading Faktors nochmals verdeutlicht. Bei den berechneten Verweilzeiten für rein dispersiven Transport zeigt sich, dass der Dispersionskoeffizient einen deutlichen Einfluss auf die mittlere Verweilzeit hat. Die betrachteten Dispersionskoeffizienten (DI^* und $D2^*$) resultieren in unterschiedlich langen mittleren Verweilzeiten im Mischer. Weiterhin zeigt sich eine starke Beeinflussung der mittleren Verweilzeit durch die Richtung eines zusätzlichen konvektiven Transportes. Ist der Transport in Richtung Mischereinlauf gerichtet, so ergibt sich im Vergleich zum

rein dispersiven Transport bei gleichem Dispersionskoeffizienten DI^* , aufgrund einer höheren Masse, auch eine längere mittlere Verweilzeit. Ein größerer negativer Transportkoeffizient hat eine höhere Mischermasse und damit eine längere mittlere Verweilzeit zur Folge. Bei positivem Transportkoeffizienten ergibt sich eine geringere Verweilzeit im Vergleich zum rein dispersiven Transport bei gleichem Dispersionskoeffizienten DI^* , wobei der Einfluss unterschiedlicher positiver Transportkoeffizienten, im Gegensatz zu den negativen Transportkoeffizienten, deutlich geringer ist.

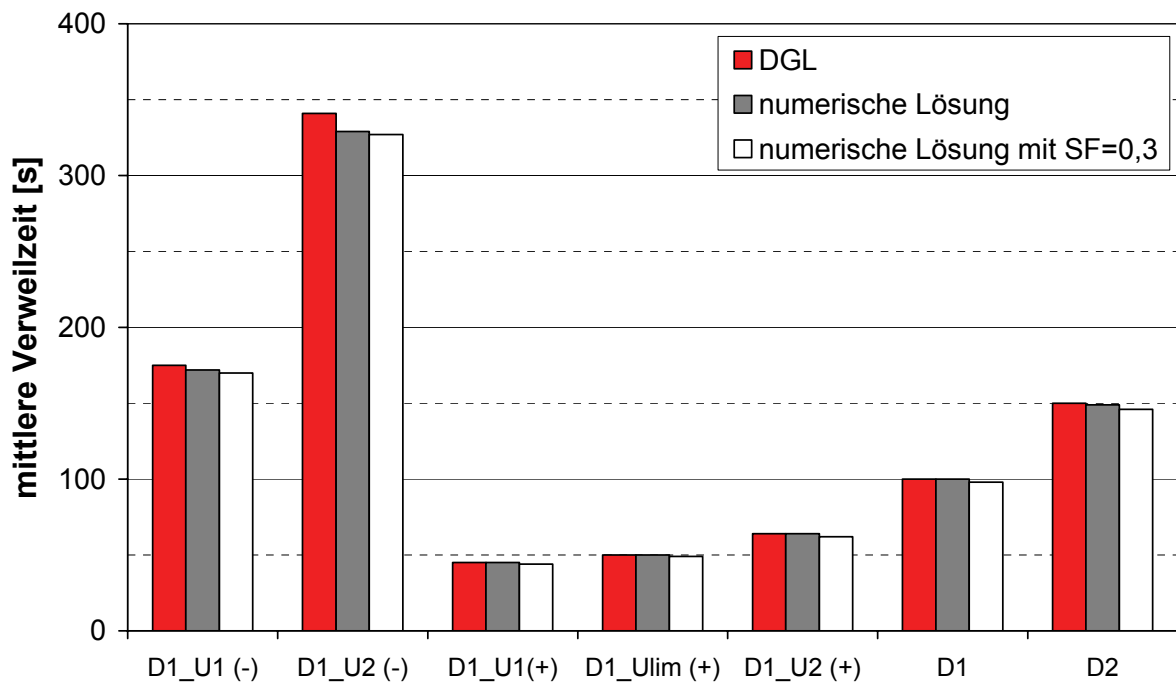


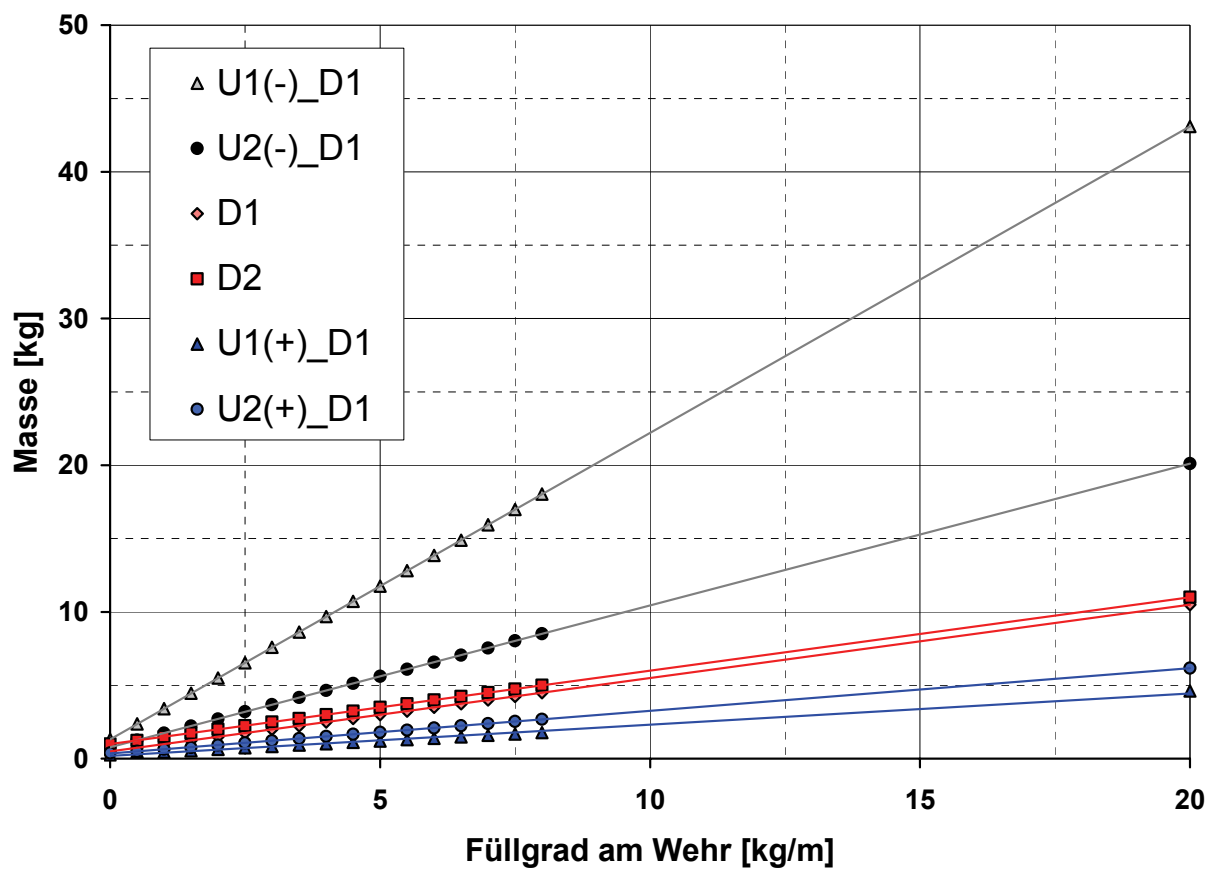
Abbildung 3.9: Übersicht der mittleren Verweilzeiten aus den theoretischen Betrachtungen für unterschiedliche Transportvorgänge im Schüttgut

3.6 Zusammenhang zwischen Füllgrad am Wehr und stationärer Mischermasse

Mit den in Tabelle 3.7 zusammengefassten Parametern wurde die stationäre Masse $m_{stationär}$ für variierende Füllgrade ϕ_w^* am Wehr nach Gleichung 3.26 und Gleichung 3.27 berechnet. Die stationäre Masse und der Füllgrad am Wehr zeigen eine lineare Abhängigkeit und der Schnittpunkt mit der y-Achse entspricht der stationären Masse für den Füllgrad am Wehr $\phi_w^* = 0$.

Tabelle 3.7: Parameter zur theoretischen Berechnung von $m_{stationär}$ in Abhängigkeit von ϕ_w

Parameter	Beschreibung	Einheit	Wert
ϕ_w^*	Füllgrad am Wehr	[kg/m]	0,1...20
\dot{m}	Zudosierter Massenstrom	[kg/s]	$10 \cdot 10^{-3}$
L	Länge des Mixers	[m]	0,5
DI^*	Dispersionskoeffizient 1	[m ² /s]	$2,5 \cdot 10^{-3}$
$U1^*(-)$	Negativer Transportkoeffizient 1	[m/s]	$-12 \cdot 10^{-3}$
$U2^*(-)$	Negativer Transportkoeffizient 2	[m/s]	$-6 \cdot 10^{-3}$
$U1^*(+)$	Positiver Transportkoeffizient 1	[m/s]	$+12 \cdot 10^{-3}$
$U2^*(+)$	Positiver Transportkoeffizient 2	[m/s]	$+6 \cdot 10^{-3}$

Abbildung 3.10: $m_{stationär}$ in Abhängigkeit von ϕ_w (theoretische Berechnung)

3.7 Beschreibung der Reduktion eintretender Dosierschwankungen

Zur Beschreibung der Mischgüte am Mischerauslauf wurde von KEHLENBECK die *Fluctuation Ratio (FR)* eingeführt [3].

$$FR = \frac{\sigma_{out}}{\sigma_{in}} \quad \text{Gleichung 3.49}$$

Für die numerische Berechnung und die experimentelle Beschreibung der Reduktion von Eingangsschwankungen wird die empirische Standardabweichung der Eingangsschwankung s_{in} nach Gleichung 3.50 und Gleichung 3.51 berechnet. Die Laufvariable j repräsentiert im Fall der numerischen Berechnung die ausgewerteten Zeitschritte und im Fall der experimentellen Validierung die Anzahl der Messungen zur Beschreibung des zeitlichen Konzentrationsverlaufes am Mischerauslauf.

$$s_{in} = \sqrt{\frac{I}{n-1} \sum_{j=1}^n (cI_{in,j} - \bar{cI}_{in})^2} \quad \text{Gleichung 3.50}$$

$$\bar{cI}_{in} = \frac{I}{n} \cdot \sum_{j=1}^n cI_{in,j} \quad \text{Gleichung 3.51}$$

Analog zur Berechnung der empirischen Standardabweichung der Eingangsschwankung s_{in} wird die empirische Standardabweichung der Ausgangsschwankung s_{out} für die numerische Simulation nach Gleichung 3.52 und Gleichung 3.53 berechnet.

$$s_{out} = \sqrt{\frac{I}{n-1} \sum_{j=1}^n (cI_{out,j} - \bar{cI}_{out})^2} \quad \text{Gleichung 3.52}$$

$$\bar{cI}_{out} = \frac{I}{n} \cdot \sum_{j=1}^n cI_{out,j} \quad \text{Gleichung 3.53}$$

Zur Auswertung der Standardabweichung der Ausgangsschwankung aus experimentellen Werten muss zusätzlich der Messfehler berücksichtigt werden. Die im Auslauf des Mixers experimentell bestimmte empirische Varianz $s_{Experiment}^2$ setzt sich, nach Gleichung 3.54, aus der empirischen Varianz der Ausgangsschwankung $s_{out,Experiment}^2$ und dem Messfehler s_m^2 zusammen.

$$s_{Experiment}^2 = s_{out,Experiment}^2 + s_m^2 \quad \text{Gleichung 3.54}$$

Unter Berücksichtigung des Messfehlers ergibt sich die experimentelle empirische Standardabweichung der Ausgangsschwankung $s_{out,Experiment}$ aus Gleichung 3.55.

$$S_{out,Experiment} = \sqrt{\frac{I}{n-I} \sum_{j=1}^n (cI_{out,j} - \overline{cI_{out}})^2} - S_m^2 \quad \text{Gleichung 3.55}$$

Damit definiert sich die Mischgüte am Auslauf des kontinuierlichen Mischapparates für die numerische Simulation nach Gleichung 3.56 als Reduktion der Eingangsschwankung. Für die experimentell bestimmte Mischgüte ergibt sich Gleichung 3.57.

$$FR_{Simulation} = \frac{S_{out}}{S_{in}} \quad \text{Gleichung 3.56}$$

$$FR_{Experiment} = \frac{S_{out,Experiment}}{S_{in}} \quad \text{Gleichung 3.57}$$

Zur Beschreibung der Reduktion von Eingangsschwankungen in Abhängigkeit von der mittleren Verweilzeit t_v und der Periodenlänge T der Eingangsschwankung wird die normierte Verweilzeit $t_{v,norm}$ eingeführt. Die normierte Verweilzeit ist definiert als das Verhältnis der mittleren Verweilzeit t_v zur Periodenlänge T der Eingangsschwankung.

$$t_{v,norm} = \frac{t_v}{T} \quad \text{Gleichung 3.58}$$

Mit Hilfe der normierten Verweilzeit $t_{v,norm}$ lässt sich die Reduktion von Eingangsschwankungen in Abhängigkeit von der Periodenlänge T der Eingangsschwankung und der mittleren Verweilzeit t_v in einem kontinuierlichen Mischapparat beschreiben.

$$FR(t_{v,norm}) = \frac{S_{out}}{S_{in}}(t_{v,norm}) \quad \text{Gleichung 3.59}$$

In seiner Dissertation zeigt KEHLENBECK [3] Abbildung 3.11, in der er experimentelle Daten nach WEINEKÖTTER [33] und eigene experimentellen Arbeiten zur Reduktion von Eingangsschwankungen in Abhängigkeit von der normierten mittleren Verweilzeit vergleicht. Die experimentellen Daten basieren auf unterschiedlichsten Anlagentypen und Versuchsstoffen und verdeutlichen den dominierenden Einfluss der normierten Verweilzeit auf die Reduktion eintretender Konzentrationsschwankungen.

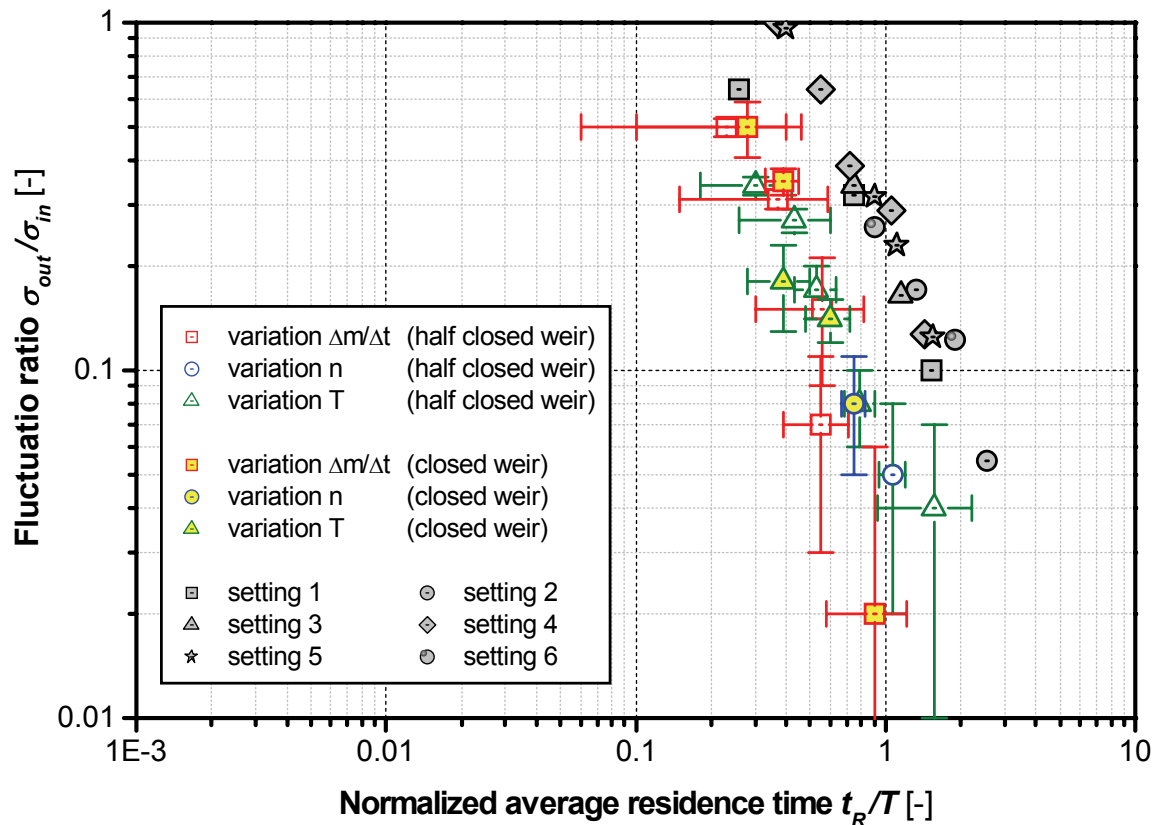


Abbildung 3.11: Reduktion von Eingangsschwankungen aus Experimenten von WEINEKÖTTER und KEHLENBECK [3] ⁷

3.8 Vorhersage der maximalen mittleren Verweilzeit und der maximal möglichen Reduktion von Eingangsschwankungen bei bauartbedingter Limitierung des Füllgradverlaufes durch den Mischapparat

In Kapitel 3.6 ist der Einfluss des Füllgrades am Wehr ϕ_w^* auf die stationäre Mischermasse $m_{stationär}$ beschrieben, wodurch die mittlere Verweilzeit im Mischer beeinflusst wird. Wie bereits in Abbildung 3.11 gezeigt, hat die mittlere Verweilzeit t_v einen entscheidenden Einfluss auf die in Kapitel 3.7 beschriebene Reduktion von Eingangsschwankungen $FR(t_{v,norm})$. Durch Einstellung des maximal möglichen Gesamtfüllgrades kann somit die maximal mögliche Reduktion einer Eingangsschwankung erreicht werden.

Zur Beschreibung des maximal möglichen Gesamtfüllgrades im stationären Betriebszustand muss die Differentialgleichung (siehe Kapitel 3.3, Gleichung 3.23) mit der Randbedingung $\phi_{m,i}^*(x=0) = \phi_o^*$ gelöst werden. Daraus ergibt sich Gleichung 3.60 für rein dispersiven Massentransport ($U^* = 0$).

⁷ Kehlenbeck V., Continuous dynamic mixing of cohesive powders, Shaker Verlag, Aachen, 2007, p. 197
Nachdruck genehmigt durch Shaker Verlag, Aachen

$$\phi_{m,l}^*(x) = \phi_0^* - \frac{\dot{m}}{D^*} \cdot x \quad \text{Gleichung 3.60}$$

Für den Fall, dass ein aktiver Transport ($U^* \neq 0$) durch eine entsprechende Mischwerkzeugkonfiguration erfolgt, ergibt sich die Lösung der Differentialgleichung zu Gleichung 3.61.

$$\phi_{m,l}^*(x) = \frac{\dot{m}}{U^*} + \left(\phi_0^* - \frac{\dot{m}}{U^*} \right) \cdot e^{\frac{U^*}{D^*} x} \quad \text{Gleichung 3.61}$$

Mit Kenntnis des technisch maximal möglichen Füllgrades am Mischereinlauf $\phi^*(x=0) = \phi_0^*$ kann der Füllgrad am Wehr $\phi_{m,l}^*(x=L) = \phi_w^*$ berechnet werden. Damit ergibt sich die maximale mögliche stationäre Mischermasse $m_{stationär,max}$ nach Gleichung 3.26 bzw. Gleichung 3.27. Gilt bei vorliegendem positiv konvektivem Transport der Grenzfall $U^* > U \lim^*$, so ist der Füllgrad am Wehr der maximale Füllgrad und die maximale mögliche stationäre Mischermasse $m_{stationär,max}$ kann direkt nach Gleichung 3.27 berechnet werden. Die daraus resultierende maximal mögliche mittlere Verweilzeit $t_{v,max}$ ergibt sich aus Gleichung 3.62.

$$t_{v,max} = \frac{m_{stationär,max}}{\dot{m}} \quad \text{Gleichung 3.62}$$

Gleichung 3.63 liefert, mit Kenntnis des funktionalen Zusammenhangs $FR(t_{v,norm})$ und $t_{v,max}$, die maximal mögliche Reduktion FR_{max} einer Eingangsschwankung.

$$FR_{max} = \frac{S_{out}}{S_{in}} \left(\frac{t_{v,max}}{T} \right) \quad \text{Gleichung 3.63}$$

Im Gegensatz zu den in Kapitel 3.5 angeführten theoretischen Betrachtungen, ausgehend von einem konstanten Füllgrad am Wehr, basieren die folgenden theoretischen Betrachtungen auf folgenden Annahmen:

1. Der Füllgrad am Mischereinlauf ist durch die Bauhöhe des Mixers und die Produkteigenschaften auf $\phi_0^* = 10 \text{ kg} / m$ limitiert.
2. Am Mischerauslauf ist ein Füllgrad von bis zu $\phi_w^* = 10 \text{ kg} / m$ realisierbar und der Abtransport des Gesamtmassenstromes ist gewährleistet.
3. Im Falle eines rein dispersiven Transportes und im Falle eines zusätzlich negativ konvektiven Transportes ist ϕ_0^* limitierend für den Füllgradverlauf.
4. Liegt dispersiver und positiv konvektiver Transport vor, ist der Füllgrad ϕ_w^* am Mischerauslauf (Wehrfüllgrad) limitierend für den Füllgradverlauf.

In Tabelle 3.8 sind die für die Berechnung verwendeten Parameter zusammengefasst.

Tabelle 3.8: Parameter der theoretischen Betrachtungen zum maximal erreichbaren Gesamtfüllgrad bei Limitierung durch technische Gegebenheiten

Parameter	Beschreibung	Einheit	Wert
\dot{m}	Zudosierter Massenstrom	$[kg/s]$	$10 \cdot 10^{-3}$
L	Länge des Mischers	$[m]$	0,5
DI^*	Dispersionskoeffizient 1	$[m^2/s]$	$2,5 \cdot 10^{-3}$
$UI^*(-)$	Negativer Transportkoeffizient 1	$[m/s]$	$-12 \cdot 10^{-3}$
$UI^*(+)$	Negativer Transportkoeffizient 2	$[m/s]$	$12 \cdot 10^{-3}$

Abbildung 3.12 zeigt die aus der theoretischen Berechnung für den maximal möglichen Gesamtfüllgrad resultierenden Füllgradverläufe.

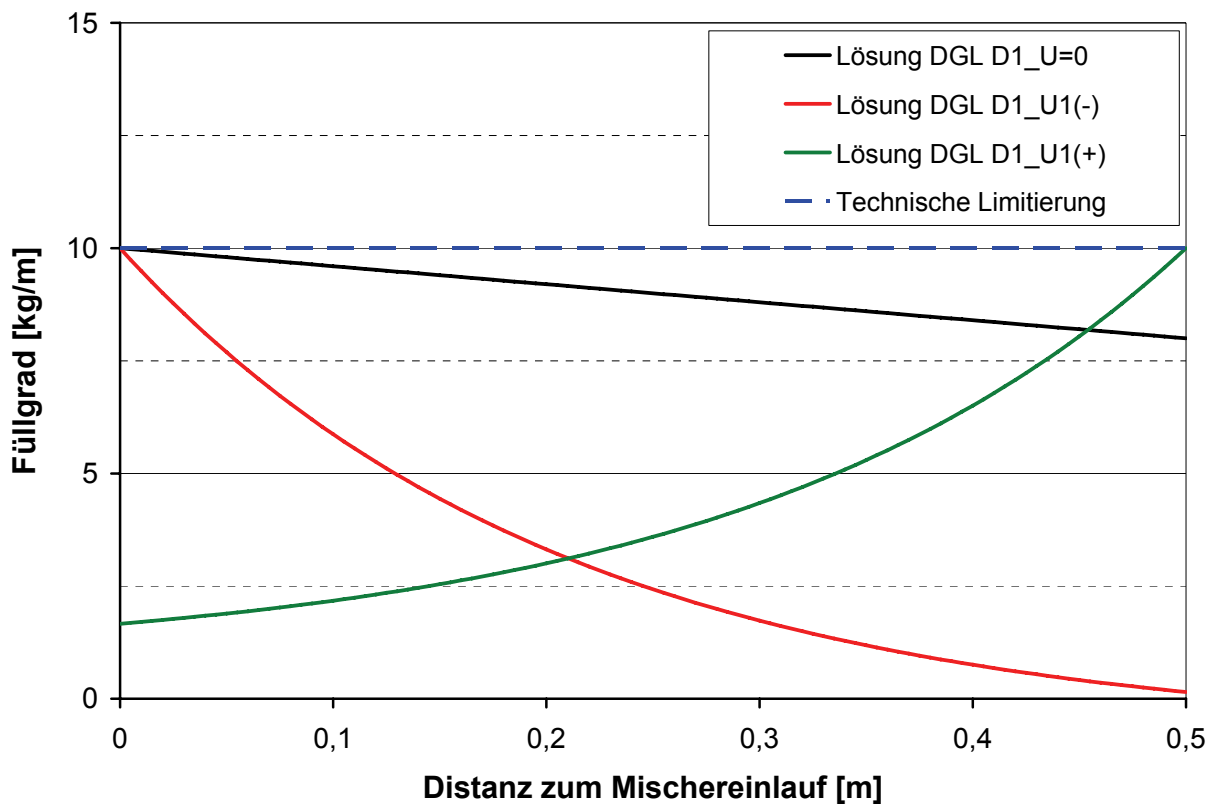


Abbildung 3.12: Theoretische Füllgradverläufe für maximal erreichbaren Gesamtfüllgrad bei Limitierung durch technische Gegebenheiten

In Tabelle 3.9 sind die aus den Füllgradverläufen resultierenden stationären Mischermassen und Verweilzeiten zusammengefasst.

Tabelle 3.9: Theoretische Ergebnisse t_v und $m_{stationär}$ für maximal erreichbaren Gesamtfüllgrad bei Limitierung durch technische Gegebenheiten

Stationäre Masse und Verweilzeit	Parameter der Berechnung mit Dispersionskoeffizient DI^*		
	$U^* = 0$	$UI^*(-)$	$UI^*(+)$
$m_{stationär}$ [kg]	4,00	1,64	2,15
t_v [s]	400	164	215

Abbildung 3.12 und Tabelle 3.9 zeigen deutlich, dass sich für die vorgegebenen Limitierungen der größte maximal mögliche Gesamtfüllgrad und damit auch die längste mittlere Verweilzeit bei rein dispersivem Massentransport einstellt. Im Falle eines zusätzlichen negativen Massentransportes führt die Limitierung $\phi_0^* = 10 \text{ kg} / \text{m}$ zu einem geringeren Füllgrad am Wehr, was einen geringeren Gesamtfüllgrad und eine kürzere Verweilzeit zur Folge hat. Liegt ein positiver Transport zusätzlich zum dispersiven Transport vor, ist im gegebenen Fall $UI^*(+) > U_{lim}^*$ der Füllgrad am Wehr $\phi_w^* = 10 \text{ kg} / \text{m}$ limitierend für den Füllgradverlauf. Der Gesamtfüllgrad und die mittlere Verweilzeit weisen im Vergleich zum Fall $UI^*(-)$ höhere Werte auf, zeigen allerdings deutlich geringere Werte verglichen mit dem Gesamtfüllgrad und der mittlere Verweilzeit für rein dispersiven Transport.

4 Material und Methoden

4.1 Charakterisierung der verwendeten Versuchsstoffe

Partikelgrößenverteilung

Die Partikelgrößenverteilung der verwendeten Versuchsstoffe wurde mit einem Laserbeugungsspektrometer *HELOS* und der Dispergiereinheit *RHODOS* der Firma *Sympatec GmbH* (Clausthal-Zellerfeld, Deutschland) ermittelt.

Schüttgutdichte

Die Schüttgutdichte wurde mit der am Lehrstuhl für Maschinen- und Apparatekunde entworfenen Apparatur, die in Abbildung 4.1 dargestellt ist, bestimmt. Zunächst wird das Pulver lose in den Vorlagetrichter gefüllt. Nach dem Öffnen des Trichterauslaufes fließt das Pulver in einen Messbehälter. Daraufhin wird das überstehende Pulver so abgestrichen, dass dabei keine Verdichtung erfolgt. Nach dem Auswiegen der Pulvermasse im Messbehälter lässt sich gemäß Gleichung 4.1 die Schüttgutdichte ρ_b berechnen.

$$\rho_b = \frac{m_{\text{Pulver}}}{V_{\text{Gefäß}}} = \frac{\text{Pulvermasse im Messbehälter}}{\text{Volumen des Messbehälters}} \quad \text{Gleichung 4.1}$$

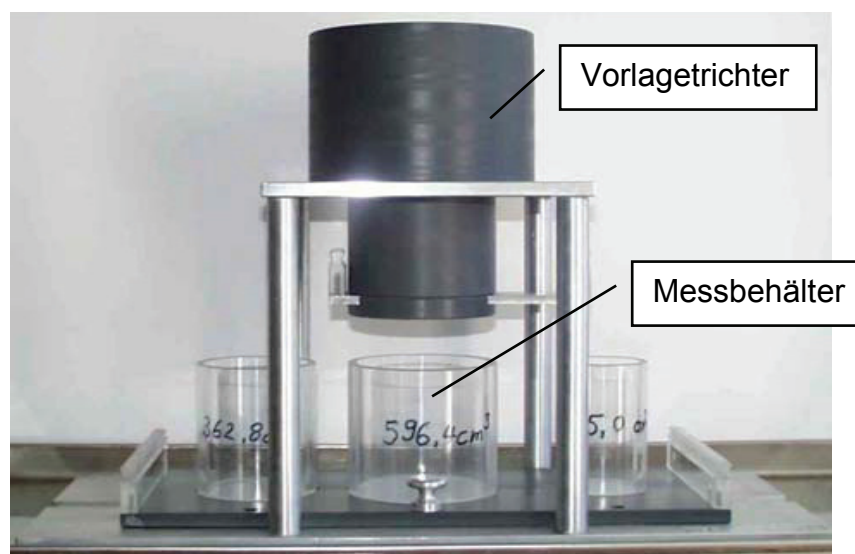


Abbildung 4.1: Apparatur zur Schüttgutdichtebestimmung [3] ⁸

⁸ Kehlenbeck V., Continuous dynamic mixing of cohesive powders, Shaker Verlag, Aachen, 2007, p. 67
Nachdruck genehmigt durch Shaker Verlag, Aachen

Stampfdichte

Die Stampfdichte wurde mit einem Stampfvolumeter *PT-TD* der Firma *Pharma Test Apparatebau GmbH* (Hainburg, Deutschland) bestimmt. Zur Ermittlung der Stampfdichte ρ_{st} wird das Pulver in einen Standzylinder gefüllt. Nach dem Auswiegen der Pulvermasse wird die Pulverschüttung $n = 2500$ Stampfvorgängen unterworfen und die Stampfdichte nach Gleichung 4.2 berechnet.

$$\rho_{st} = \frac{m_{\text{Pulver}}}{V_n} = \frac{\text{Pulvermasse im Zylinder}}{\text{Volumen nach } n \text{ Stampfvorgängen}} \quad \text{Gleichung 4.2}$$

Wahre Dichte

Die wahre Dichte ρ wurde mit einem Gaspyknometer *AccuPyc 1330* der Firma *Micromeritics GmbH* (Mönchengladbach, Deutschland) bestimmt.

a_w -Wert

Der Feuchtigkeitsgehalt eines Pulvers hat entscheidende Auswirkungen auf die interpartikulären Anziehungskräfte. Somit zählt auch der a_w -Wert zu den Stoffparametern, welche die Fließeigenschaften eines Pulvers beeinflussen. Gleichung 4.3 definiert den a_w -Wert als Quotient aus dem Wasserdampfpartialdruck p über dem Produkt zum Wasserdampfsättigungsdruck p_0 über reinem Wasser für die Temperatur T während der Messung. Die Bestimmung des a_w -wertes wurde mit dem Gerät *HygroLab* der Firma *ro-tronic Messgeräte GmbH* (Ettlingen, Deutschland) durchgeführt.

$$a_w(T) = \frac{p(T)}{p_0(T)} \quad \text{Gleichung 4.3}$$

Wassergehalt

Der Wassergehalt wurde durch Ofentrocknung nach DIN 18121-1 bestimmt [122].

Fließeigenschaften

Die Fließeigenschaften von Schüttgütern werden aus Fließorten ermittelt, die sich aus den Ergebnissen von Scherversuchen ergeben. Hierfür wurde das Ringscherggerät *RST-01.pc* der Firma *Dietmar Schulze Schüttgutmesstechnik* (Wolfenbüttel, Deutschland) eingesetzt. In Abbildung 4.2 ist die Scherzelle des Ringscherggerätes dargestellt.

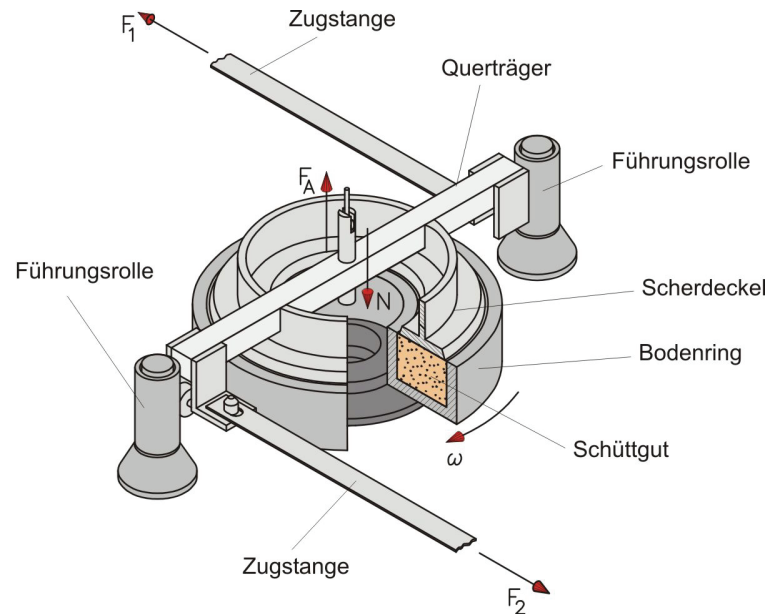


Abbildung 4.2: Scherzelle des Ringschergerätes RST-01.pc⁹

Die in die Scherzelle (Abbildung 4.2) eingefüllte Schüttgutprobe wird unter einer definierten Normalspannung σ_{an} , die durch Auflegen einer definierten Normalkraft eingestellt wird, geschert. Dabei ergibt sich ein Anstieg der Scherspannung mit der Zeit (siehe ① in Abbildung 4.3). Während der Zunahme der Schubspannung nimmt die Schüttgutdichte der Probe zu, bis nach einer gewissen Zeit eine konstante Schüttgutdichte und eine konstante Schubspannung τ_{an} erreicht werden. Sowohl die erreichte Schüttgutdichte als auch die erreichte Schubspannung sind charakteristisch für die aufbrachte Normalspannung, d.h. für jede aufbrachte Normalspannung ergibt sich eine definierte Schüttgutdichte und Schubspannung. Die Verformung des Schüttgutes unter konstanten Spannungen und konstanter Schüttgutdichte wird als "stationäres Fließen" und der gesamte Vorgang bis zum Erreichen des stationären Fließens als "Anscheren" bezeichnet [123]. Durch das „Anscheren“ wird das Schüttgut in einen definierten Verfestigungszustand gebracht. Das dazugehörige Wertepaar ergibt im σ, τ -Diagramm den Anscherpunkt. Nach Erreichen des stationären Fließens wird die Probe entlastet ($\tau = 0$) und der Anschervorgang ist beendet. Beim anschließenden „Abscheren“ wird die Abscherspannung $\sigma_{ab} < \sigma_{an}$ auf die Schüttgutprobe aufgebracht und erneut geschert (siehe ② in Abbildung 4.3). Das Maximum im Scherspannungsverlauf kennzeichnet den Punkt des beginnenden Fließens. Das zugehörige σ, τ -Wertepaar ergibt einen Punkt des Fließortes im σ, τ -Diagramm. Anschließend wird erneut mit der Normalspannung σ_{an} angeschert, um den gleichen Verdichtungszustand einzustellen und mit einer anderen Abscherspannung σ_{ab} ab-

⁹ Schulze D., Informationsblatt "Das automatische Ringschergerät RST-01.pc", 2001

geschert. Dadurch wird ein weiterer Punkt des Fließortes im σ, τ -Diagramm festgelegt. Dieser Vorgang wird ein drittes Mal wiederholt. Anhand der gewonnenen σ, τ -Wertepaare lässt sich der Fließort ermitteln [123].

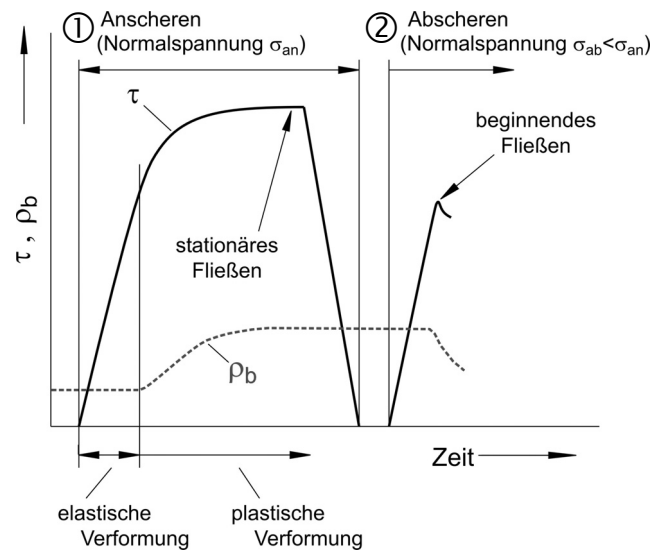


Abbildung 4.3: Schubspannungsverläufe während der Bestimmung eines Fließortes ¹⁰

Aus dem Fließort werden die größte Hauptspannung σ_1 (Verfestigungsspannung) und die Schüttgutfestigkeit σ_c ermittelt. Die größte Hauptspannung σ_1 ergibt sich aus dem MOHRschen Spannungskreis, der den Fließort tangiert und durch den Anshepunkt verläuft. Die Schüttgutfestigkeit σ_c ergibt sich aus dem MOHRschen Spannungskreis, der den Fließort tangiert und dessen kleinste Hauptspannung gleich 0 ist. Die aus dem Fließort resultierenden MOHRschen Spannungskreise sind in Abbildung 4.4 graphisch dargestellt [123].

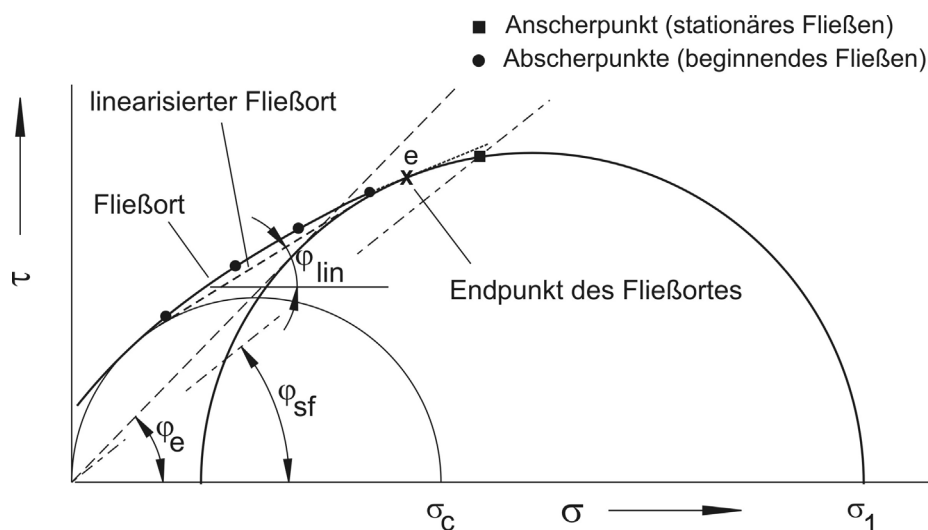


Abbildung 4.4: Fließort und MOHRsche Spannungskreise ¹¹

^{10 11} Schulze D., Fließeigenschaften von Schüttgütern und ihre Messung mit dem Ringschergerät, Betriebsanleitung zum Ringschergerät RST-01.pc, 2008 Nachdruck genehmigt

Werden mehrere Fließsorte durch Veränderung der Normalspannung beim Anschere-
ren ermittelt, ergibt sich eine Schar von Fließsorten. Daraus lassen sich die Fließei-
genschaften als Funktion der Verfestigungsspannung σ_1 angeben [123]. Aus dem
Quotient der größten Verfestigungsspannung σ_1 und der Schüttgutfestigkeit σ_c wird
der *ffc*-Wert berechnet.

$$ffc = \frac{\sigma_1}{\sigma_c} \quad \text{Gleichung 4.4}$$

Der *ffc*-Wert ist ein qualitatives Maß für die Fließfähigkeit und charakterisiert ein Pul-
ver, wie in Tabelle 4.1 dargestellt, von frei fließend bis nicht fließend.

Tabelle 4.1: Einteilung der Fließfähigkeit von Schüttgütern anhand des *ffc*-Wertes [123]

<i>ffc</i> -Wert	Qualitative Einteilung
$ffc < 1$	nicht fließend
$ffc = 1 - 2$	sehr kohäsiv
$ffc = 2 - 4$	kohäsiv
$ffc = 4 - 10$	leicht fließend
$ffc > 10$	frei fließend

4.2 Aufbau der Versuchsanlage

Die in Abbildung 4.5 abgebildete Versuchsanlage zur experimentellen Validierung der theoretischen Modelle besteht aus folgenden Funktionseinheiten:

- ① kontinuierlicher Mischer *GCM500* (*Gericke*)
- ② zwei volumetrische Dosierer *GAC132* (*Gericke*)
zur Generierung definierter Massenströme
- ③ Vakuumpörderer zur Beschickung der Dosierbehälter (*Volkmann*)



Abbildung 4.5: Frontansicht der Versuchsanlage (① kontinuierlicher Mischer *GCM500*, ② volumetrische Dosierer *GAC132*, ③ Vakuumpörderer) [3]¹²

¹² Kehlenbeck V., Continuous dynamic mixing of cohesive powders, Shaker Verlag, Aachen, 2007, p. 61
Nachdruck genehmigt durch Shaker Verlag, Aachen

Die Zudosierung der Produktströme in den kontinuierlichen Mischer erfolgt über zwei volumetrische Dosierer vom Typ GAC132 der Firma *Gericke GmbH* (Rielasingen, Deutschland). Zur schnellen und einfachen Beschickung der Dosiereinheiten wurde ein Vakuum Fördersystem der Firma *VOLKMANN GmbH* (Soest, Deutschland) implementiert. In den Vorlagebehältern der volumetrischen Dosierer befinden sich rotierende Einbauten, die einen ungehinderten Auslauf des Pulvers sicherstellen. Die Dosierorgane sind mit rotierenden Sternfortsätzen versehen. Damit wird, wie von KEHLENBECK [3, 37, 95-97, 101, 102] ausführlich beschrieben, eine ausreichende Kurzzeitdosierkonstanz erzielt, die zur Generierung definierter Massenstromschwankungen notwendig ist. In Abbildung 4.6 sind die verwendeten Dosierorgane mit rotierendem Sternfortsatz dargestellt.

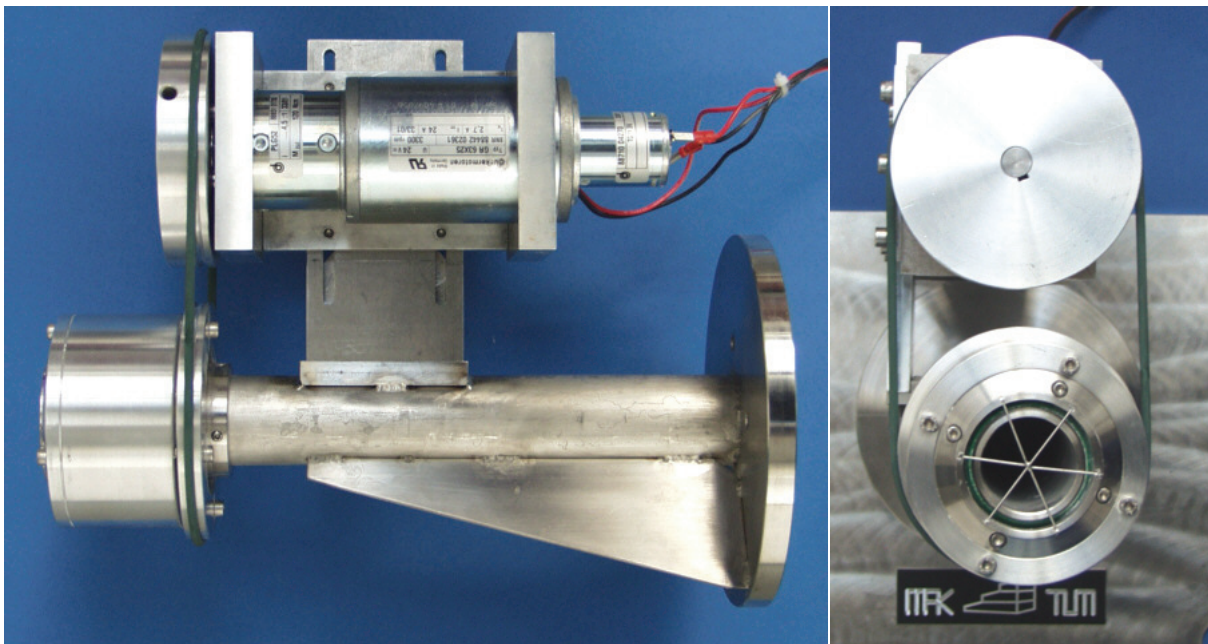


Abbildung 4.6: Dosierorgan mit rotierendem Sternfortsatz: Seitenansicht (links) and Frontansicht (rechts) [3]¹³

Die kontinuierliche Mischereinheit bildet ein kontinuierlicher Mischer *GCM500* der Firma *Gericke AG* (Regensdorf, Schweiz), mit dem ein maximaler Produktdurchsatz von $\dot{V}_{\text{Mischer,max}} = 2,8 \text{ m}^3/\text{h}$ realisiert werden kann. Die Mischerkammer ist 500 mm lang, 200 mm breit und hat eine maximale Höhe von 185 mm . Das Mischwerkzeug ist austauschbar. Für die durchgeführten Versuche wurde sowohl ein Mischwerkzeug ohne aktive Förderrichtung (siehe Abbildung 4.7 (a)), als auch zwei Mischwerkzeuge mit aktiver Förderrichtung verwendet. Die aktive Förderrichtung ist beim negativen

¹³ Kehlenbeck V., Continuous dynamic mixing of cohesive powders, Shaker Verlag, Aachen, 2007, p. 79
Nachdruck genehmigt durch Shaker Verlag, Aachen

Mischwerkzeug axial in Richtung Mischereinlauf (b) und beim positiven Mischwerkzeug axial in Richtung Mischerauslauf gerichtet (c).

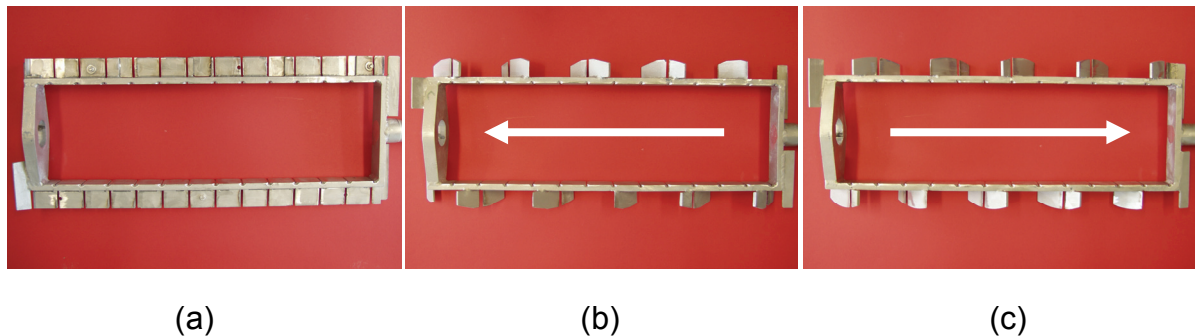


Abbildung 4.7: Verwendete Mischwerkzeuge mit unterschiedlichen Transportcharakteristika: (a) *neutral*, (b) *negativ*, (c) *positiv*

Mit Hilfe des Wehres, das sich am Ende des Mischers befindet, kann der Füllstand im Mischer variiert werden. Im Mischerauslauf ist direkt hinter dem Wehr die Sonde des FT-NIR-Spektrometers *VECTOR 22/N* der Firma *Bruker Optik GmbH* (Ettlingen, Deutschland) zur in-line Konzentrationsmessung angebracht (vgl. Abbildung 4.8). Am Mischerauslauf fällt der austretende Produktstrom auf ein Förderband und fällt am Ende des Förderbandes über ein Fallrohr in einen Big Bag. Abbildung 4.8 zeigt schematisch den kontinuierlichen Mischer *GCM500* zur in-line Konzentrationsbestimmung. Ein automatisch abreinigbarer Sondenaufsatz gewährleistet die Erfassung des zeitlichen Konzentrationsverlaufes am Mischerauslauf mit einer Taktung von $1,7\text{ s}$.

Eine detaillierte Funktionsbeschreibung und die theoretischen Grundlagen zur FT-NIR-Spektroskopie sind in der Dissertation von KEHLENBECK [3] und bei CONZEN [124, 125] beschrieben. Aus diesem Grund wird in der vorliegenden Arbeit auf die Beschreibung der Theorie zur multivariaten Kalibration und die Beschreibung zur praktischen Durchführung der Kalibration verzichtet. Die Kalibration des verwendeten FT-NIR-Spektrometers *VECTOR 22/N* wurde analog zu KEHLENBECK [3] durchgeführt.

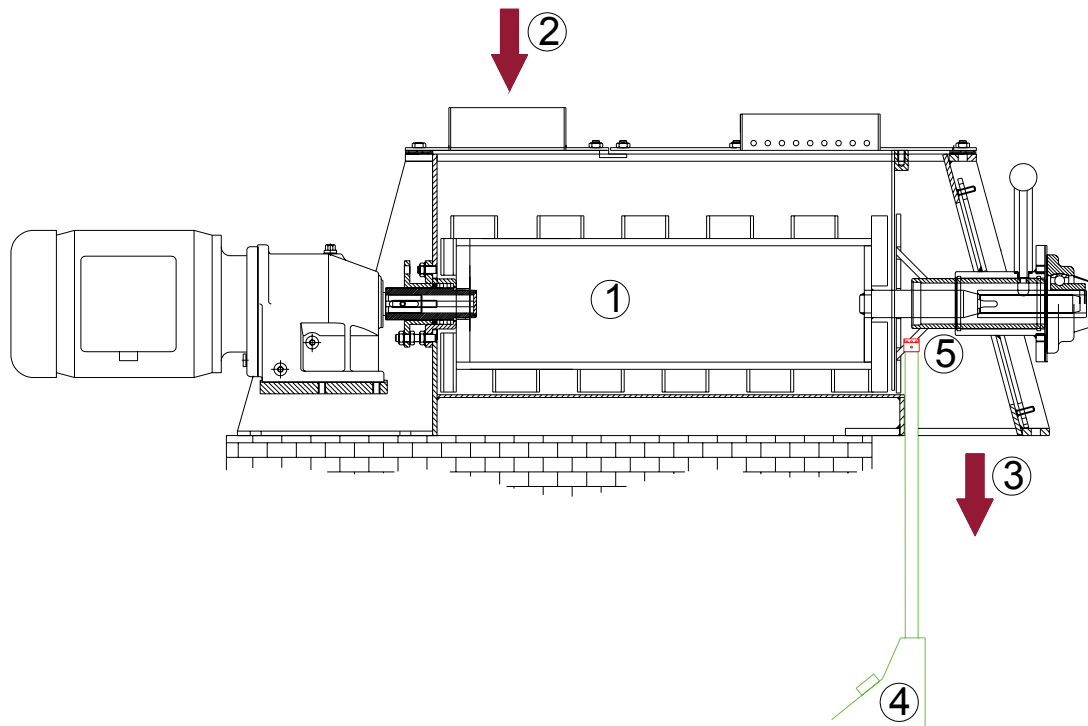


Abbildung 4.8: In-line Konzentrationsbestimmung am Auslauf des kontinuierlichen Mischers *GCM500* (① kontinuierlicher Mischer, ② Zudosierung, ③ Mischerauslauf, ④ Sonde des FT-NIR-Spektrometers, ⑤ automatisch abreinigbarer Sondenaufsatz) [3]¹⁴

Die Mischereinheit und die Dosiereinheiten sind auf Wägezellen der Firma *Sartorius AG* (Hamburg, Deutschland) positioniert, die mit dem Wägecontroller *PR1730* verbunden sind. Über den Wägecontroller werden die im Mischer und in den Dosierorganen befindlichen Massen ermittelt. Daraus können die Mischermasse und die zudosierten Massenströme bestimmt und überwacht werden. Während der Versuche kann die Masse des Mischers zur nachträglichen Prozesskontrolle aufgezeichnet und in einer externen Datei gespeichert werden. Die Einstellung und Kontrolle der Anlagenparameter erfolgt mit der Steuerungssoftware *LabVIEW* der Firma *National Instruments Germany GmbH* (München, Deutschland). In der *LabVIEW*-Bedienoberfläche (vgl. Abbildung 4.10) werden die Anlagenparameter vorgegeben und die zudosierten Massenströme sowie die Entwicklung der Mischermasse während des laufenden Betriebes überwacht. Über die SPS des Wägecontrollers *PR1730* werden die in *LabVIEW* vorgegebenen Parameter in Steuersignale umgewandelt und zur Steuerung der Mischerdrehzahl, des Transportbandes und der Dosierorgane (zudosierter Massenstrom) an die entsprechenden Frequenzumformer übermittelt. In Tabelle 4.2 sind die wichtigsten Parameter zur Steuerung der Ver-

¹⁴ Kehlenbeck V., Continuous dynamic mixing of cohesive powders, Shaker Verlag, Aachen, 2007, p. 128
Nachdruck genehmigt durch Shaker Verlag, Aachen

suchsanlage zusammengefasst. Abbildung 4.9 verdeutlicht die zur Generierung von definierten Massenstromschwankungen einzustellenden Parameter. In Abbildung 4.11 sind die Kontroll- und Datensignale der Versuchsanlage zur Steuerung und Erfassung der Daten in einem Fließbild zusammengefasst.

Tabelle 4.2: Wichtige Steuerungsparameter zur Versuchsdurchführung

Parameter	Beschreibung
<i>Mittlerer Massenstrom</i>	Offset der generierten Massenstromschwankung
<i>Amplitude</i>	Amplitude der generierten Massenstromschwankung
<i>Periodendauer</i>	Periodenlänge der Massenstromschwankung
<i>Phasenverschiebung</i>	Phasenverschiebung zwischen den Massenströmen
<i>Mischerdrehzahl</i>	Drehzahl des Mischwerkzeuges

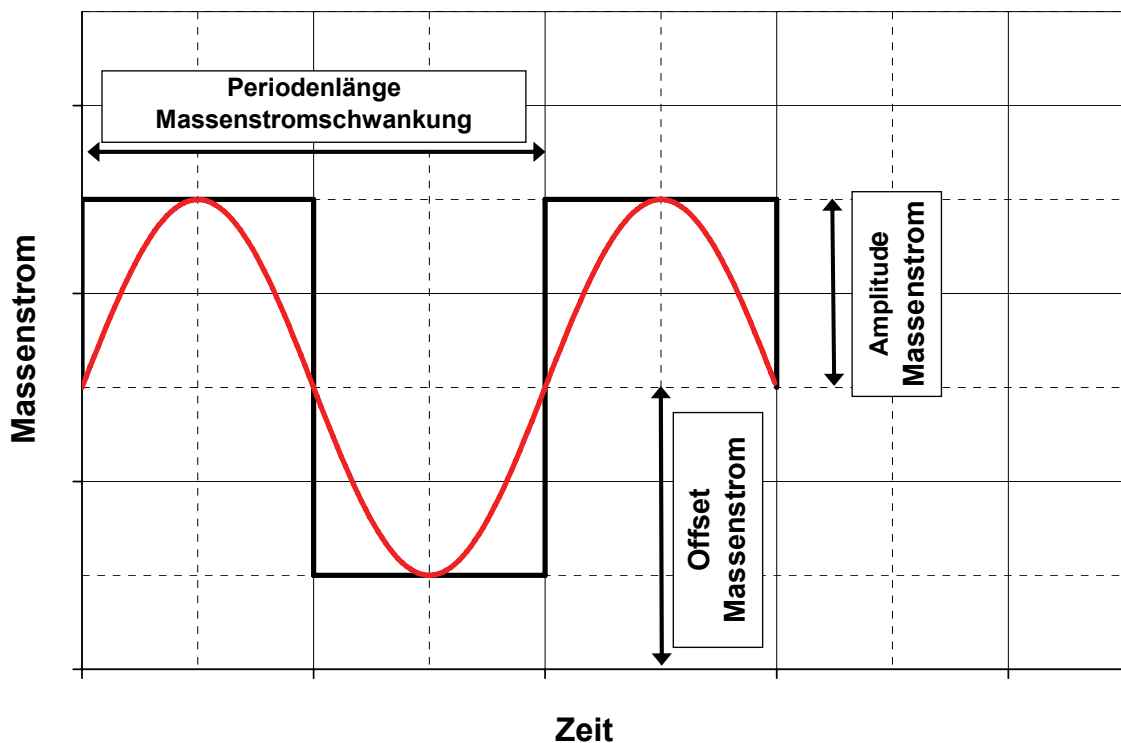


Abbildung 4.9: Grafische Darstellung der notwendigen Parameter zur Generierung von sinus- und rechteckförmigen Massenstromschwankungen

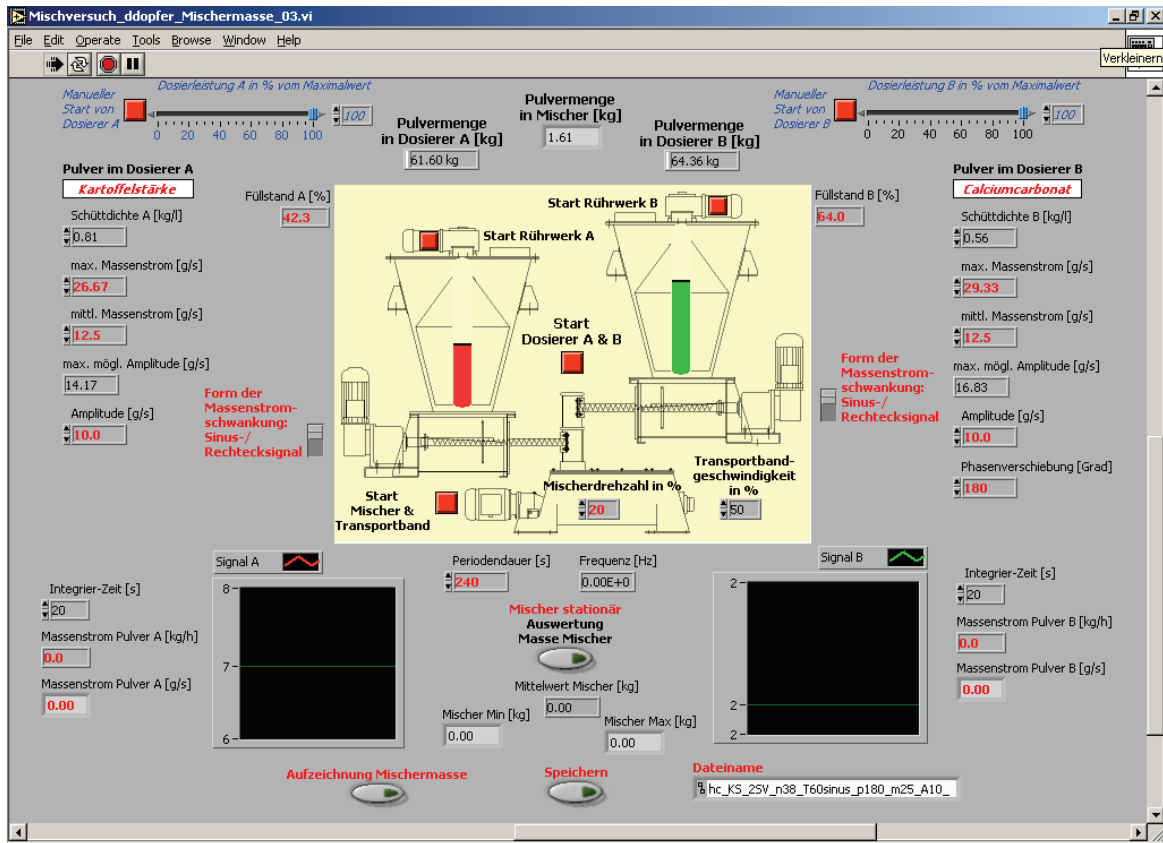


Abbildung 4.10: LabVIEW-Bedienoberfläche der Versuchsanlage

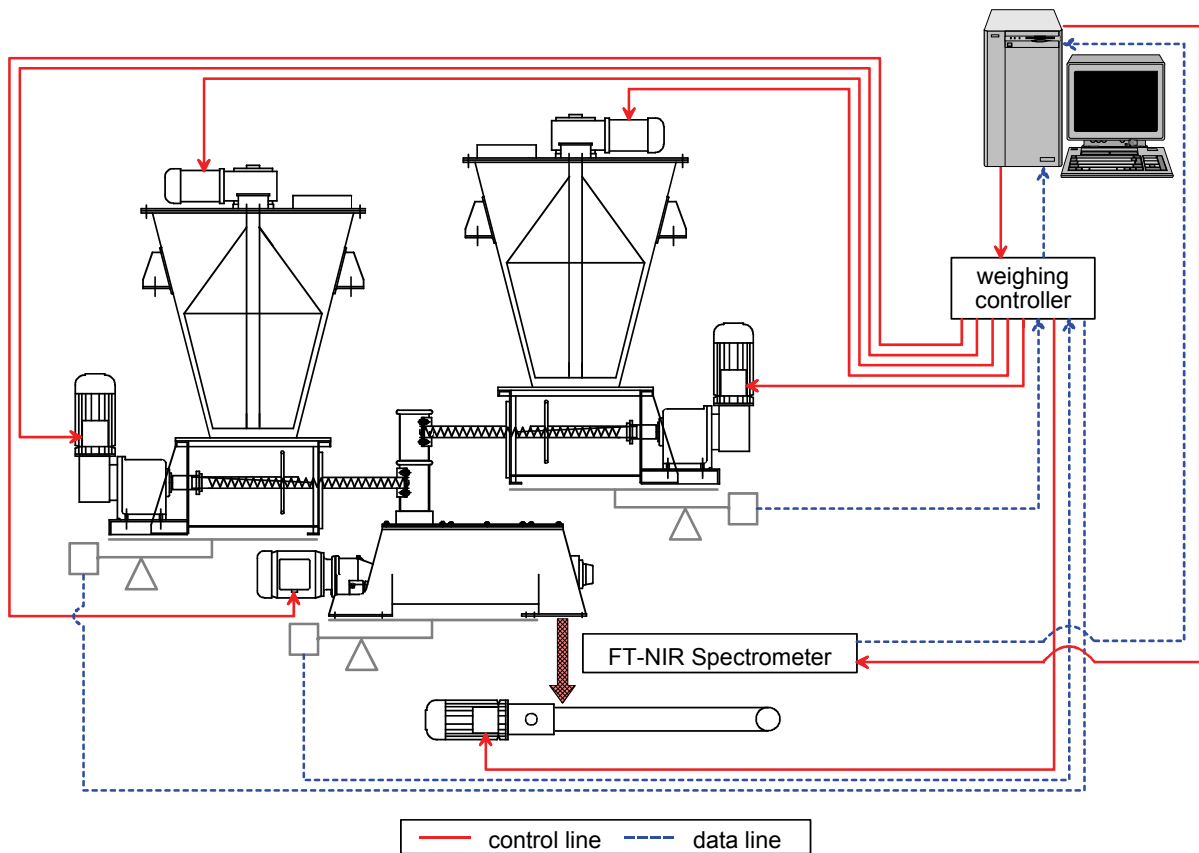


Abbildung 4.11: Fließbild der Versuchsanlage [3] ¹⁵

¹⁵ Kehlenbeck V., Continuous dynamic mixing of cohesive powders, Shaker Verlag, Aachen, 2007, p. 63
Nachdruck genehmigt durch Shaker Verlag, Aachen

4.3 Beschreibung der Reduktion von Eingangsschwankungen

Wie von KEHLENBECK [3, 94, 98-100] und WEINEKÖTTER [33] beschrieben, hängt die Reduktion von Eingangsschwankungen in einem kontinuierlichen Mischapparat entscheidend von der Periodenlänge T der Eingangsschwankung und der mittleren Verweilzeit t_v im Mischer ab. Zur Klärung der Frage, inwieweit die vorliegenden Bewegungsvorgänge im Schüttgut und die Form der Eingangsschwankung Einfluss auf deren Reduktion haben, wurden Versuche mit Pulvern unterschiedlicher Schüttguteigenschaften sowie Versuche mit unterschiedlichen Formen der Eingangsschwankung durchgeführt. Im Folgenden sind die Anlagenparameter der verschiedenen Versuchsreihen und die Parameter der numerischen Berechnungen detailliert beschrieben. Zur Validierung der theoretischen Überlegungen erfolgt ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den numerischen Berechnungen.

4.3.1 Versuchsdurchführung zur Bestimmung des Einflusses der Produktparameter auf die Reduktion von Eingangsschwankungen

Um den Einfluss unterschiedlicher Schüttgutcharakteristika auf die Reduktion von Eingangsschwankungen in Abhängigkeit von der Periodenlänge T der Eingangsschwankung und der mittleren Verweilzeit t_v im Mischer zu untersuchen, wurden die Versuchsparameter analog zu KEHLENBECK [3] gewählt. Als Versuchsstoffe wurden unterschiedliche Chargen der Produkte Kartoffelstärke (KS) der Firma *Südstärke GmbH* (Schrobenhausen, Deutschland) und Calciumcarbonat (CC) *OMYACARB 10SV* der Firma *OMYA SA* (Offtringen, Schweiz) verwendet. Das FT-NIR-Spektrometer *VECTOR 22/N* wurde mit den für die Versuchsreihen verwendeten Produkten in einem Konzentrationsbereich von 0-100 Massenprozent kalibriert und zur Konzentrationsmessung im Auslauf des Mischers verwendet [3, 124, 125]. Zur Untersuchung der Reduktion von Eingangsschwankungen werden am Mischereinlauf definierte Massenstromschwankungen generiert und die Reduktion des daraus resultierenden Konzentrationsprofils bis hin zum Mischerauslauf analysiert. In Abbildung 4.12 ist der Versuchsablauf mit den erfassten Parametern schematisch dargestellt.

Die zudosierten Massenströme $\dot{m}_i(t)$ sind durch den mittleren Massenstrom der jeweiligen Komponente $\dot{m}_{i,O}$ (Offset der vorgegebenen Massenstromschwankung), der Amplitude der vorgegebenen Massenstromschwankung $\dot{m}_{i,A}$ und der Periodenlänge

T der Eingangsschwankung definiert (siehe Abbildung 4.9). Gleichung 4.5 beschreibt den zeitlichen Verlauf der Massenstromschwankung.

$$\dot{m}_i(t) = \dot{m}_{i,O} + \dot{m}_{i,A} \cdot \sin\left(2\pi \cdot \frac{t}{T}\right) \quad \text{Gleichung 4.5}$$

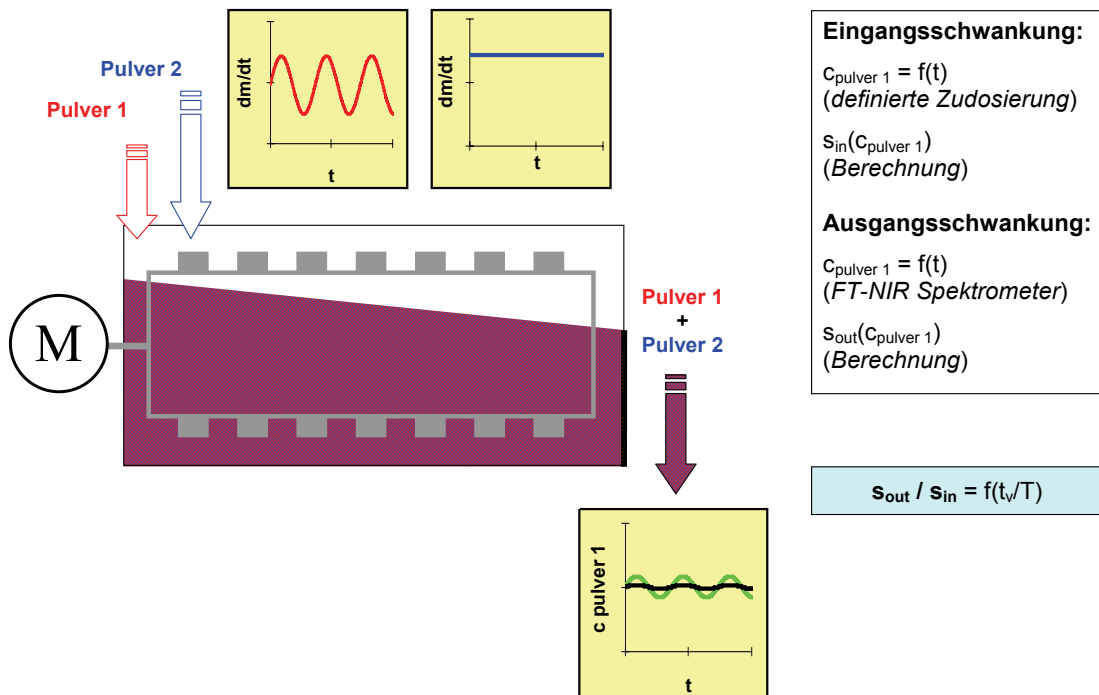



Abbildung 4.12: Schematische Darstellung des Versuchsablaufes zur Reduktion von Eingangsschwankungen generiert durch einen sinusförmig schwankenden und einen konstanten Massenstrom

In Tabelle 4.3 sind die Anlagenparameter des Standardversuches aufgeführt (fett gedruckte Werte). Ausgehend vom Standardversuch werden die einzelnen Parameter variiert, um unterschiedliche normierte Verweilzeiten experimentell zu generieren und eine Validierung der numerischen Berechnung zu ermöglichen. Anhand Gleichung 3.50 und Gleichung 3.51 wird die empirische Standardabweichung der Eingangsschwankung berechnet. Die Konzentrationswerte der Eingangsschwankung am Mischereinlauf ergeben sich aus dem sinusförmig schwankenden Calciumcarbonatmassenstrom $\dot{m}_1(t)$ und dem konstanten Kartoffelstärkemassenstrom $\dot{m}_2(t)$ nach Gleichung 4.6.

$$c_{1,in}(t) = \frac{\dot{m}_1(t)}{\dot{m}_1(t) + \dot{m}_2(t)} = \frac{\dot{m}_{1,O} + \dot{m}_{1,A} \cdot \sin\left(2\pi \cdot \frac{t}{T}\right)}{\dot{m}_{1,O} + \dot{m}_{1,A} \cdot \sin\left(2\pi \cdot \frac{t}{T}\right) + \dot{m}_{2,O}} \quad \text{Gleichung 4.6}$$

Tabelle 4.3: Anlagenparameter zur Untersuchung der Reduktion von Einlaufschwankungen generiert durch einen sinusförmig fluktuierenden Massenstrom und einen konstanten Massenstrom

Parameter	Beschreibung	Einheit	Wert
$\dot{m}_{1,O}$	Offset Massenstrom CC	[g/s]	15
$\dot{m}_{1,A}$	Amplitude Massenstrom CC	[g/s]	14
$\dot{m}_{2,O}$	Offset Massenstrom KS	[g/s]	5, 10, 15, 20
$\dot{m}_{2,A}$	Amplitude Massenstrom KS	[g/s]	0
T	Periodenlänge Eingangsschwankung	[s]	20, 40, 60, 80, 100
n	Drehzahl Mischwerkzeug	[min ⁻¹]	118, 157, 176, 196
s_m	stochastischer Messfehler NIR	[m-%]	1,6
<i>Wehr</i>	Wehrstellung am Mischerauslauf		 (1) (2)
<i>MW</i>	Verwendetes Mischwerkzeug		<i>positiv</i>

Das aus den eingestellten Anlagenparametern des Standardversuches resultierende zeitliche Konzentrations- und Massenstromprofil am Mischereinlauf ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Durch den konstanten Kartoffelstärkemassenstrom und den sinusförmig fluktuierenden Calciumcarbonatmassenstrom resultiert ein unsymmetrisches (nicht rein sinusförmiges) Konzentrationsprofil und ein sinusförmig schwankender Massenstrom am Mischereinlauf. Der Einfluss der Form der Eingangsschwankung auf die Reduktion, d. h. in diesem Fall der Einfluss von nicht rein sinusförmigen Konzentrationsschwankungen, wird in einem späteren Kapitel näher untersucht.

Aus den am Mischerauslauf gemessenen Konzentrationswerten errechnet sich die empirische Standardabweichung nach Gleichung 3.55. In Abbildung 4.14 sind die

aus den zudosierten Massenströmen berechneten Konzentrationsprofile am Mischereinlauf und die gemessenen Konzentrationsprofile am Mischerauslauf für eine Periodenlänge von $T = 40\text{ s}$ (Standardversuch) und $T = 100\text{ s}$ (Variation der Periodenlänge) dargestellt.

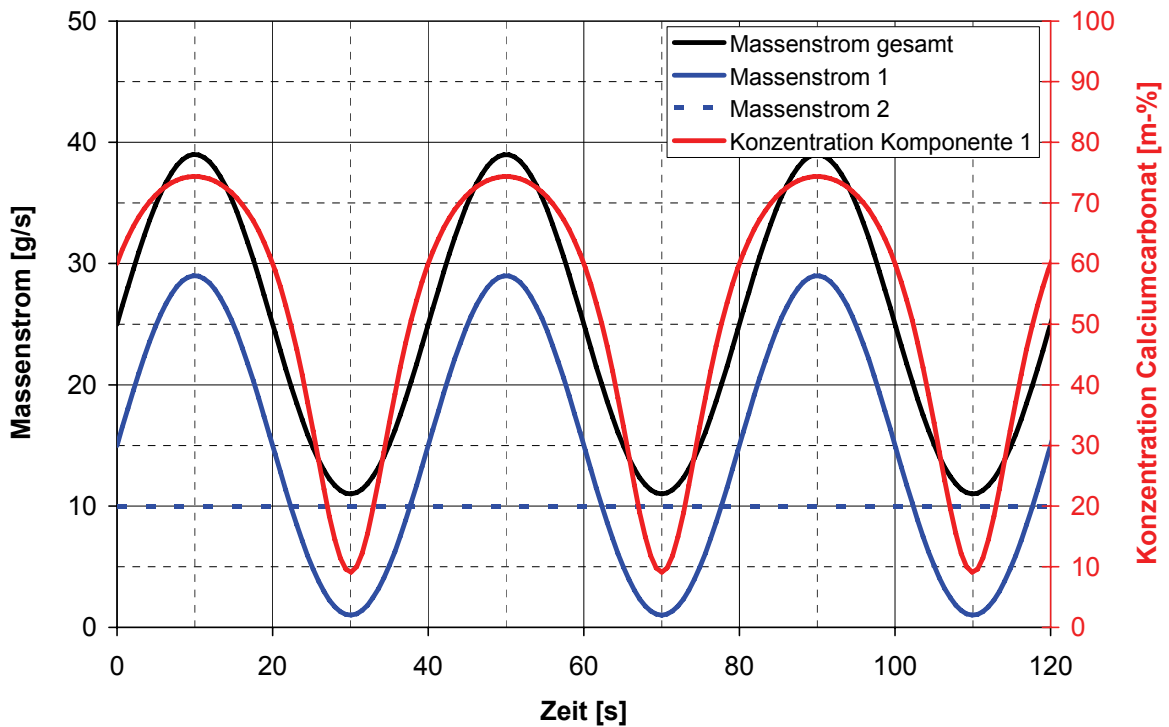


Abbildung 4.13: Darstellung der Massenströme und Konzentrationsschwankung am Mischereinlauf (fluktuierender Massenstrom Calciumcarbonat $\dot{m}_{O,1} = 15\text{ g/s}$, $\dot{m}_{A,1} = 14\text{ g/s}$ und $T = 40\text{ s}$; Massenstrom Kartoffelstärke $\dot{m}_{O,2} = 10\text{ g/s}$)

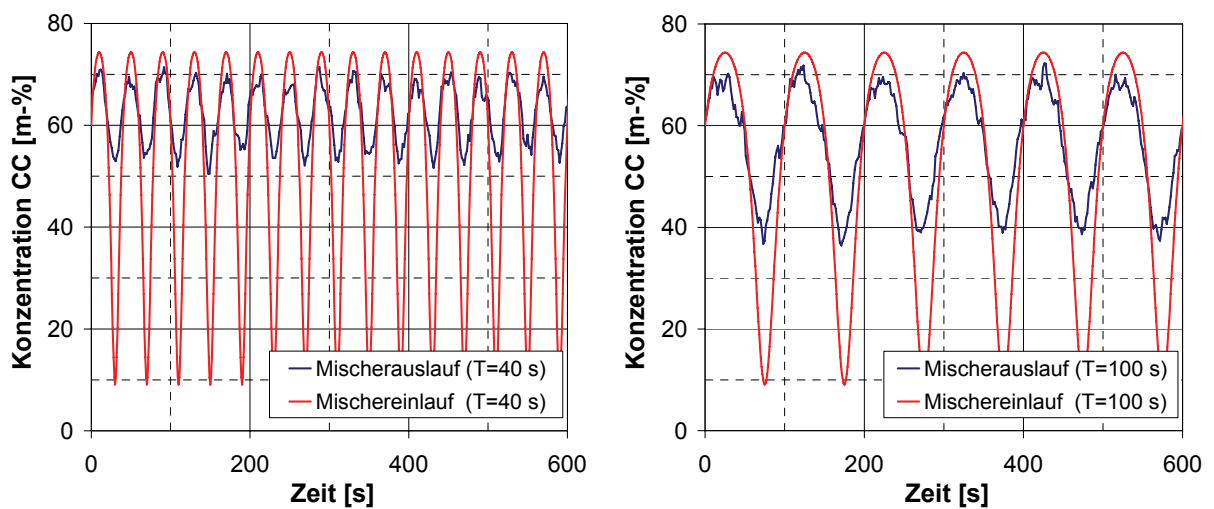


Abbildung 4.14: Zudosiertes Konzentrationsprofil am Mischereinlauf und gemessenes Konzentrationsprofil am Mischerauslauf für unterschiedliche Periodenlängen T der Eingangsschwankung

Zur Bestimmung der mittleren Verweilzeit wurde die von KEHLENBECK [3] beschriebene hold-up Methode verwendet. KEHLENBECK [3] verglich die Bestimmung der Verweilzeit mittels Sprungversuch mit der von ihm eingeführten hold-up Methode und konnte eine signifikante Übereinstimmung der beiden Methoden feststellen. Bei der eingeführten hold-up Methode wird die mittlere Verweilzeit durch die aktive hold-up Masse m_{hold} im Mischer bestimmt. Die während des Versuches im stationären Betriebszustand befindliche Pulvermasse im Mischer m_{hold}' ist über den Mittelwert der aufgezeichneten Masse während des Versuches im stationären Betriebszustand definiert. Am Ende jedes Mischversuches wird die Zudosierung gestoppt und der Mischer solange betrieben, bis kein Pulver mehr aus dem Mischer entladen wird. Die danach im Mischer befindliche Pulvermasse m_{hold}'' entspricht der an den Mischerwänden anhaftenden und der in Toträumen befindlichen Pulvermenge, die nicht aktiv am Mischprozess beteiligt ist. Die Differenz ergibt die aktive hold-up Masse m_{hold} im Mischer.

$$m_{hold}' = \overline{m_{Pulver}(t)} \quad \text{Gleichung 4.7}$$

$$m_{hold} = m_{hold}' - m_{hold}'' \quad \text{Gleichung 4.8}$$

Die mittlere Verweilzeit errechnet sich aus der bestimmten aktiven Pulvermasse m_{hold} im Mischer und dem mittleren Gesamtmassenstrom der zudosierten Massenströme.

$$t_{v,Experiment} = \frac{m_{hold}}{\dot{m}_1(t) + \dot{m}_2(t)} \quad \text{Gleichung 4.9}$$

Für die Mischversuche wurde das in Abbildung 4.15 dargestellte Mischwerkzeug mit positiver Förderrichtung in Richtung Mischerauslauf, wie bei KEHLENBECK [3] beschrieben, verwendet.

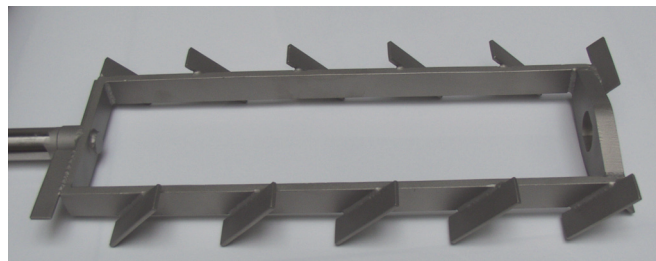


Abbildung 4.15: Mischwerkzeug mit aktiver Transportrichtung in Richtung Mischerauslauf [3]¹⁶

¹⁶ Kehlenbeck V., Continuous dynamic mixing of cohesive powders, Shaker Verlag, Aachen, 2007, p. 166
Nachdruck genehmigt durch Shaker Verlag, Aachen

Die Versuche für jede Kombination der eingestellten Anlagenparameter wurden dreifach durchgeführt und die Mittelwerte der daraus resultierenden mittleren Verweilzeiten $t_{v,Experiment}$, der normierten Verweilzeiten $t_{v,norm}$ und der Mischgüten $FR_{Experiment}$ mit einem Konfidenzintervall von 95 % angegeben.

Zur Validierung des theoretischen Modells erfolgt eine numerische Berechnung der Reduktion von Eingangsschwankungen in Abhängigkeit von der normierten Verweilzeit, die mit experimentell bestimmten Daten verglichen wird. Für die numerische Berechnung wurden die Parameter des experimentellen Standardversuches verwendet. Die Variation der Dispersions- und Transportkoeffizienten resultiert in einer variierenden normierten Verweilzeit $t_{v,norm}$. Dies gewährleistet einen ausreichend großen Wertebereich, um die Reduktion der Eingangsschwankung in Abhängigkeit von der normierten mittleren Verweilzeit $t_{v,norm}$ mit experimentellen Werten vergleichen zu können. Unter der Annahme unterschiedlichen Bewegungsverhaltens, aufgrund unterschiedlicher Schüttgutcharakteristika der verwendeten Versuchsstoffe, wurden die normierten Dispersionskoeffizienten zum Einen gleich gesetzt ($D1 = D2$) und zum Anderen deren Verhältnis zueinander variiert ($D1 = 0,5 \cdot D2$ und $D1 = 2 \cdot D2$) [119]. Tabelle 4.4 beinhaltet die Parameter der numerischen Berechnung.

Tabelle 4.4: Parameter der numerischen Berechnung variierender Koeffizientenverhältnisse

Parameter	Beschreibung	Einheit	Wert
$\dot{m}_{1,O}$	Offset Massenstrom Komponente 1	[g/s]	15
$\dot{m}_{1,A}$	Amplitude Massenstrom Komponente 1	[g/s]	14
$\dot{m}_{2,O}$	Offset Massenstrom Komponente 2	[g/s]	10
$\dot{m}_{2,A}$	Amplitude Massenstrom Komponente 2	[g/s]	0
T	Periodenlänge Eingangsschwankung	[s]	40
D	Normierter Dispersionskoeffizient	[-]	0,1...0,9
U	Normierter Transportkoeffizient	[-]	0,001...9
$D1_D2$	Verhältnis D1 zu D2	[-]	$D1=D2$ $D1=0,5 \cdot D2$ $D1=2 \cdot D2$
m_{hold}	Hold-up Masse im Mischer	[g]	560
SF	Spreading Faktor	[-]	0,3

4.3.2 Versuchsdurchführung zur Reduktion reiner Sinusschwankungen bei rein dispersivem Bewegungsverhalten

Die in Kapitel 4.3.1 beschriebenen Versuchsparameter resultieren in einem schwankenden Eingangsmassenstrom und einer nicht rein sinusförmigen Konzentrationschwankung (vgl. Abbildung 4.13). Zur Erzielung eines konstanten Eingangsmassenstromes und einer symmetrischen sinusförmigen Konzentrationschwankung muss die Zudosierung von gleichförmig schwankenden Eingangsmassenströmen um 180° phasenverschoben erfolgen. In Abbildung 4.16 sind die zeitlichen Verläufe der zudosierten Massenströme und die erfassten Parameter zur Auswertung des Versuchsablaufes schematisch dargestellt. Die eingestellten Anlagenparameter sind in Tabelle 4.5 zusammengefasst.

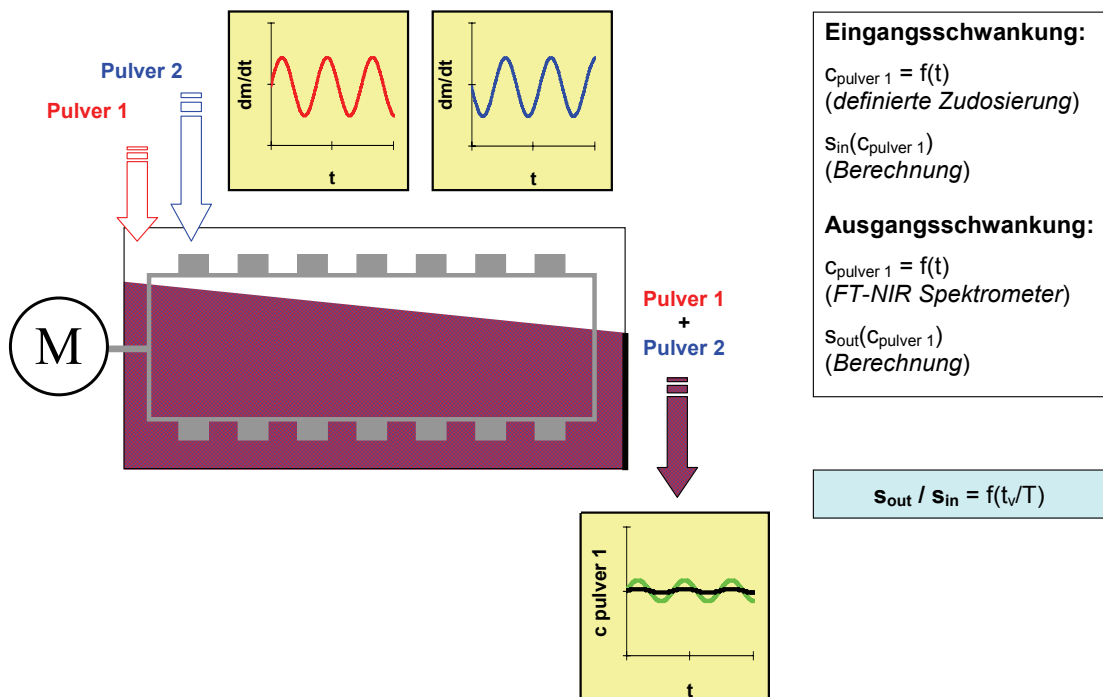


Abbildung 4.16: Schematische Darstellung des Versuchsablaufes zur Reduktion rein sinusförmiger Schwingungen generiert durch phasenverschobene Zudosierung

Zur Untersuchung der Reduktion von Eingangsschwankungen für rein dispersives Bewegungsverhalten wurde das in Abbildung 4.17 dargestellte neutrale Mischwerkzeug ohne aktive Transportrichtung verwendet. Zur Gewährleistung einer rein dispersiven Bewegung des durch Rotation des Mischwerkzeuges in Bewegung versetzten Pulvers wurden die Paddel des Mischwerkzeuges durch einen Aufsatz verschlossen.

Um das rein dispersive Bewegungsverhalten innerhalb des bewegten Schüttgutes zu untersuchen wurde eine niedrige Drehzahl von $n = 38 \text{ min}^{-1}$ gewählt. Bei der gewählten Drehzahl erfolgt keine Fluidisierung des Schüttgutes und damit liegt ein reines Schubmischen im Mischer vor.

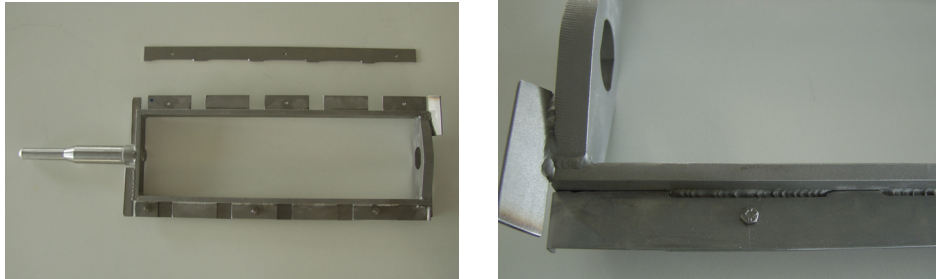



Abbildung 4.17: Mischwerkzeug ohne aktive Transportrichtung

Tabelle 4.5: Anlagenparameter zur Untersuchung der Reduktion von rein sinusförmigen Dosierstörungen

Parameter	Beschreibung	Einheit	Wert
$\dot{m}_{1,O}$	Offset Massenstrom CC	[g/s]	12,5
$\dot{m}_{1,A}$	Amplitude Massenstrom CC	[g/s]	10
$\dot{m}_{2,O}$	Offset Massenstrom KS	[g/s]	12,5
$\dot{m}_{2,A}$	Amplitude Massenstrom KS	[g/s]	10
T	Periodenlänge Eingangsschwankung	[s]	60, 120, 240, 480
Ω	Phasenverschiebung	[°]	180
n	Drehzahl Mischwerkzeug	[min ⁻¹]	38
s_m	stochastischer Messfehler NIR	[m-%]	2,82
<i>Wehr</i>	Wehrstellung am Mischerauslauf		
<i>MW</i>	Verwendetes Mischwerkzeug		<i>neutral</i>

Der mittlere Produktmassenstrom $\dot{m}_{i,O}$ und die Amplitude $\dot{m}_{i,A}$ wurde für beide Produktströme gleich gesetzt und die Zudosierung erfolgte mit einer Phasenverschiebung von $\Omega = 180^\circ$ bzw. $\Omega = \pi$. Daraus resultiert ein konstanter Einlaufmassenstrom

und ein sinusförmiges Konzentrationsprofil nach Gleichung 4.10, wie in Abbildung 4.18 dargestellt.

$$c_{1,in}(t) = \frac{\dot{m}_{1,O} + \dot{m}_{1,A} \cdot \sin\left(2\pi \cdot \frac{t}{T}\right)}{\dot{m}_{1,O} + \dot{m}_{1,A} \cdot \sin\left(2\pi \cdot \frac{t}{T}\right) + \dot{m}_{2,O} + \dot{m}_{2,A} \cdot \sin\left(2\pi \cdot \frac{t}{T} + \Omega\right)} \quad \text{Gleichung 4.10}$$

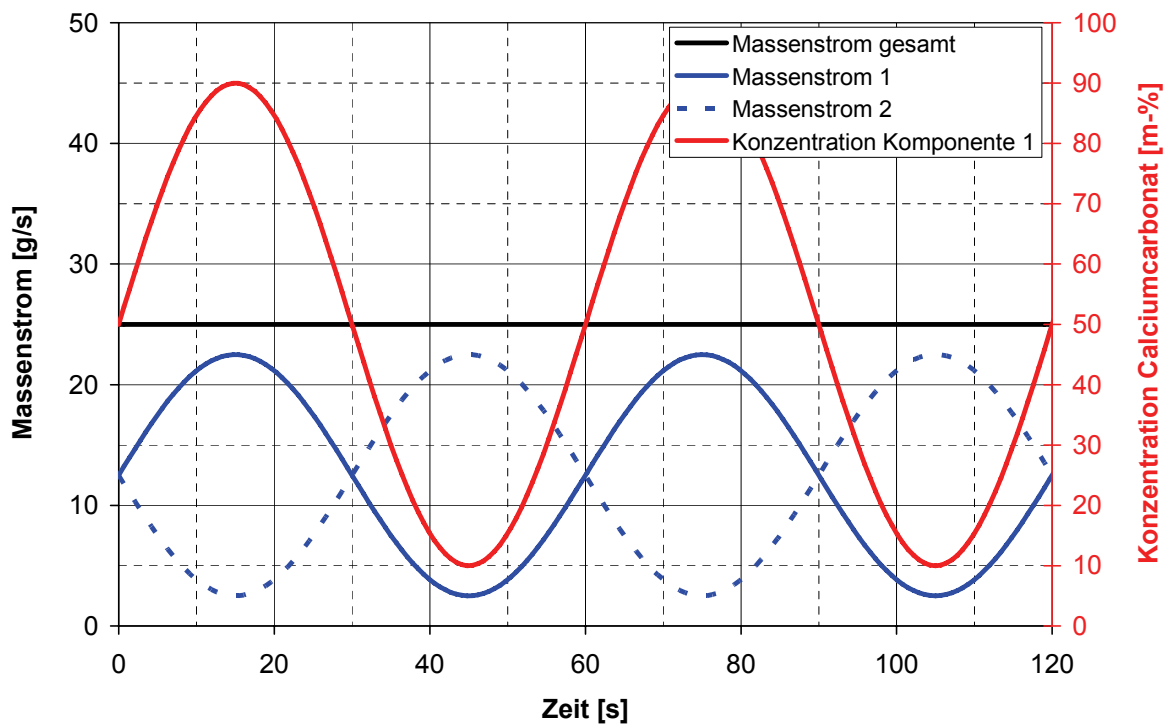


Abbildung 4.18: Darstellung der Einlaufmassenströme und Konzentrationsschwankung am Mischereinlauf für eine phasenverschobene Zudosierung sinusförmiger Massenstromschwankungen (mittlerer Massenstrom Calciumcarbonat und Kartoffelstärke $\dot{m}_{O,1} = \dot{m}_{O,2} = 12,5 \text{ g/s}$; Amplitude $\dot{m}_{A,1} = \dot{m}_{A,2} = 10 \text{ g/s}$, Periodenlänge $T = 60 \text{ s}$ und Phasenverschiebung $\Omega = 180^\circ$)

Wie in Kapitel 3.5 beschrieben, ist bei der Verwendung eines neutralen Mischwerkzeuges eine höherer Füllgrad im Mischer und damit eine höhere stationäre Mischermasse zu erwarten. Aufgrund der höheren Masse $m_{stationär}$ im Mischer und der damit längeren Verweilzeit t_v wurden größere Periodenlängen T im Vergleich zu Kapitel 4.3.1 verwendet, um vergleichbare Werte für die normierte Verweilzeit $t_{v,norm}$ zu erhalten.

Zur Bestimmung der mittleren Verweilzeit t_v und der normierten Verweilzeit $t_{v,norm}$ wurde zum Einen die in Kapitel 4.3.1 beschriebene Bestimmung über die hold-up Masse im Mischer und zum Anderen die Phasenverschiebung zwischen dem Konzentrationsprofil am Mischereinlauf und dem Konzentrationsprofil am Mischerauslauf verwendet. Durch die zeitliche Verknüpfung zwischen Eingangssignal und Ausgangssignal ergibt sich die mittlere Verweilzeit aus der Phasenverschiebung zwischen Ausgangssignal $c_{I,out}(t)$ und Eingangssignal $c_{I,in}(t)$ (siehe Abbildung 4.19).

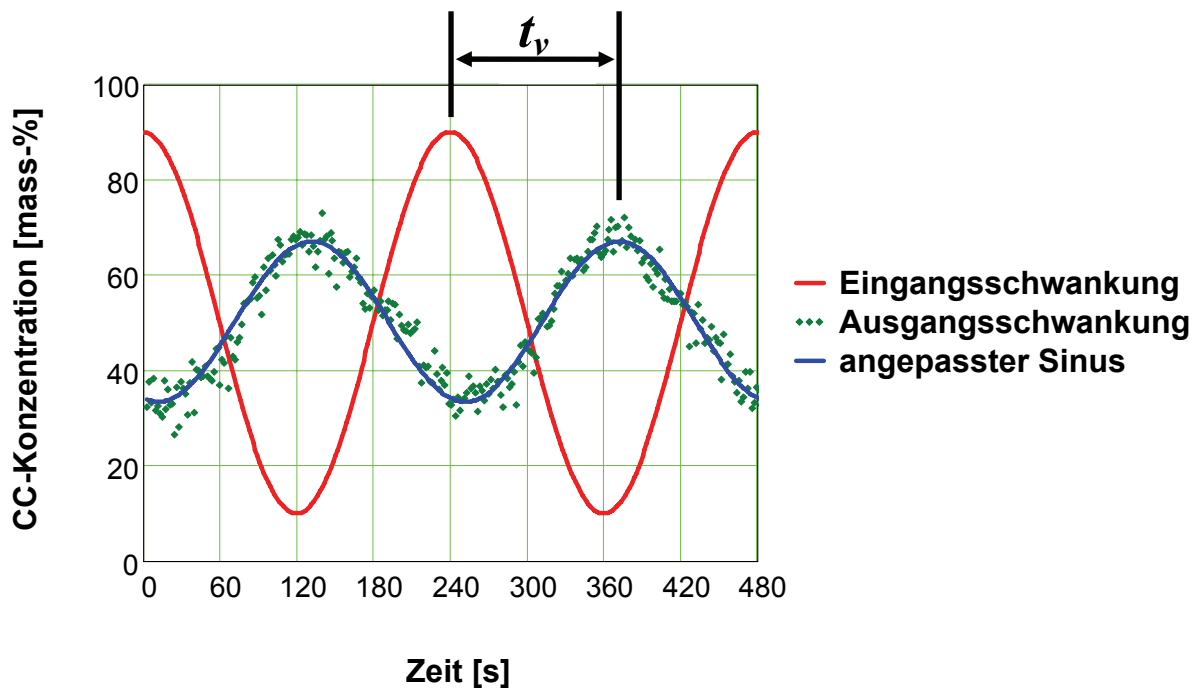


Abbildung 4.19: Konzentrationschwankung am Mischereinlauf und Antwort am Mischerauslauf mit angepasster Sinusfunktion zur Bestimmung der mittleren Verweilzeit über die Phasenverschiebung (Periodenlänge $T = 240$ s)

Die Reduktion der Eingangsschwankung $FR_{Experiment}$ wurde nach Gleichung 3.55 und Gleichung 3.57 aus den experimentell bestimmten Konzentrationswerten $c_{I,out}(t)$, unter Berücksichtigung des Messfehlers des FT-NIR-Spektrometers, berechnet. Eine weitere Möglichkeit zur Beschreibung der Reduktion der Eingangsschwankung liefert eine an die experimentellen Werte $c_{I,out}(t)$ angepasste Sinusfunktion. Wird die angepasste Sinusfunktion zur Beschreibung der experimentell bestimmten Reduktion von Eingangsschwankungen $FR_{Experiment}$ verwendet, berechnet sich die Standardabweichung der an den austretenden Konzentrationsverlauf angepassten Sinusfunktion nach Gleichung 3.52.

Tabelle 4.6 zeigt eine Gegenüberstellung der beiden Methoden zur Auswertung der Reduktion von Eingangsschwankungen $FR_{Experiment}$ in Abhängigkeit von der normierten Verweilzeit $t_{v,norm}$.

Tabelle 4.6: Gegenüberstellung der Auswertungsmethoden zur Bestimmung der normierten Verweilzeit t_v und der Mischgüte $FR_{Experiment}$ am Mischeraulauf

Parameter	Methode 1	Methode 2
s_{out}/s_{in}	Berechnung aus Messwerten unter Berücksichtigung des Messfehlers nach Gleichung 3.57	Berechnung aus angepasster Sinusfunktion an die Messwerte nach Gleichung 3.56
t_v/T	Aktive hold-up Masse nach Gleichung 4.9	Phasenverschiebung zwischen Eingangs- und Ausgangssignal (vgl. Abbildung 4.19)

Die experimentell bestimmte Mischgüte in Abhängigkeit von der normierten Verweilzeit wird mit den Resultaten aus der numerischen Berechnung verglichen. Die verwendeten Simulationsparameter sind in Tabelle 4.7 zusammengefasst.

Tabelle 4.7: Parameter für die numerische Berechnung (phasenverschobene Zudosierung)

Parameter	Beschreibung	Einheit	Wert
$\dot{m}_{1,O}$	Offset Massenstrom Komponente 1	[g/s]	12,5
$\dot{m}_{1,A}$	Amplitude Massenstrom Komponente 1	[g/s]	10
$\dot{m}_{2,O}$	Offset Massenstrom Komponente 2	[g/s]	12,5
$\dot{m}_{2,A}$	Amplitude Massenstrom Komponente 2	[g/s]	10
T	Periodenlänge Eingangsschwankung	[s]	60, 100...300
D	Normierter Dispersionskoeffizient	[-]	0,1...0,9
U	Normierter Transportkoeffizient	[-]	0
Ω	Phasenverschiebung	[-]	π
m_{hold}	Hold-up Masse im Mischer	[g]	560, 6000
SF	Spreading Faktor	[-]	0,3

Im Falle der numerischen Berechnung für rein dispersiven Transport, d. h. Transportkoeffizient $U = 0$, entfällt die Möglichkeit zur Variation des Transportkoeffizienten, um unterschiedliche normierte Verweilzeiten aus der theoretischen Berechnung zu erhalten. Deshalb muss in diesem Fall die Periodenlänge und die theoretische Masse m_{hold} bei der numerischen Berechnung variiert werden (Tabelle 4.7), um die Abbildung eines ausreichend großen Wertebereiches für die normierte Verweilzeit $t_{v,norm}$ und die entsprechende Reduktion $FR_{Experiment}$ zu gewährleisten. Die theoretische Masse m_{hold} in der Simulation entspricht der Pulvermasse, die einer theoretischen Befüllung des Mischers bis zur Höhe des Wehres über die gesamte Mischerlänge entspricht [3]. Eine unterschiedliche theoretische Befüllung durch Variation von m_{hold} resultiert in unterschiedlichen mittleren Verweilzeiten t_v . Die variierende Verweilzeit aus der numerischen Berechnung und die Variation der Periodenlänge T gewährleisten einen ausreichend großen Wertebereich für die normierte Verweilzeit $t_{v,norm}$ und der dazugehörigen Reduktion $FR_{Experiment}$.

4.3.3 Einfluss der Gestalt der eintretenden Schwankung auf die Reduktion

Wie in Kapitel 4.3.1 und 4.3.2 bereits erwähnt, ergeben sich je nach Art der Zudosierung unterschiedliche Konzentrationsprofile. Erfolgt die Zudosierung von zwei Komponenten über einen konstanten Massenstrom und einen fluktuierenden Massenstrom, so ergibt sich ein unsymmetrisches Konzentrationsprofil abweichend von einer reinen Sinusfunktion. Bei einer um 180° phasenverschobenen Zudosierung gleicher Massenstromschwankungen ergibt sich ein symmetrisches Sinusprofil der Eingangsschwankung.

In der Praxis kann eine Überlagerung von Dosierschwankungen mehrerer Dosierer zu Konzentrationsschwankungen unterschiedlichster Form führen. Weiterhin kann in der Praxis eine näherungsweise rechteckförmige Dosierstörung durch kurzzeitige Störungen des Produktflusses oder Ausfälle eines Dosierorgans auftreten. Ist der funktionale Zusammenhang der Reduktion von Dosierstörungen in einem kontinuierlichen Mischapparat bekannt, so kann die Reduktion einer beliebigen Störung vorhergesagt werden. Die folgenden Kapitel beschreiben die in dieser Arbeit angewendeten Methoden zur theoretischen und experimentellen Beschreibung von Dosierstörungen unterschiedlicher Gestalt sowie deren Reduktion.

4.3.3.1 Numerische Berechnungen zum Einfluss der Amplitude auf die Reduktion von nicht ideal sinusförmigen Schwankungen

Die Simulationsergebnisse für unreine Sinusschwingungen (siehe Kapitel 4.3.1) und rein sinusförmige Schwingungen (siehe Kapitel 4.3.2) lieferten unterschiedliche Verläufe für $FR(t_{v,norm})$. Daraufhin wurde der Einfluss der Amplitude $\dot{m}_{1,A}$ bei der Zudosierung eines sinusförmig schwankenden Massenstromes $\dot{m}_1(t)$ und eines konstanten Massenstromes $\dot{m}_2(t)$ numerisch untersucht. Je kleiner die Amplitude $\dot{m}_{1,A}$ des zudosierten sinusförmig schwankenden Massenstromes $\dot{m}_1(t)$, desto mehr entspricht die resultierende Massenstromschwankung einer rein sinusförmigen Konzentrationsschwankung.

Weiterhin wurde der Einfluss der Amplitude bei einer um 180° phasenverschobenen Zudosierung gleicher Massenstromschwankungen numerisch untersucht. In Tabelle 4.8 sind die Parameter der numerischen Berechnung zusammengefasst. Der Massenstrom und die maximale Amplitude wurden zur Untersuchung des Massenstromeinflusses jeweils halbiert (Werte in Klammern).

Tabelle 4.8: Parameter für die numerische Berechnung (Vergleich von unreinen und rein sinusförmigen Dosierstörungen)

Parameter	Einheit	Unreine Dosierstörung	sinusförmige Dosierstörung
$\dot{m}_{1,0}$	[g/s]	30 (15)	30 (15)
$\dot{m}_{1,A}$	[g/s]	5, 15, 28 (14)	5, 10, 20 (10)
$\dot{m}_{2,0}$	[g/s]	20 (10)	20 (10)
$\dot{m}_{2,A}$	[g/s]	0	5, 10, 20 (10)
Ω	[-]	0	π
T	[s]		40
D	[-]		0,1...0,9
U	[-]		0,001...9
m_hold	[g]		560
SF	[-]		0,3

4.3.3.2 Experimentelle Validierung zur Reduktion von rechteckförmigen Schwankungen

Die Reduktion von rechteckförmigen Dosierschwankungen wurde analog zur in Kapitel 4.3.2 beschriebenen experimentellen Validierung der Reduktion von sinusförmigen Dosierschwankungen untersucht. In Abbildung 4.20 ist der Versuchsablauf zur Bestimmung der Reduktion von rechteckförmigen Dosierschwankungen schematisch dargestellt.

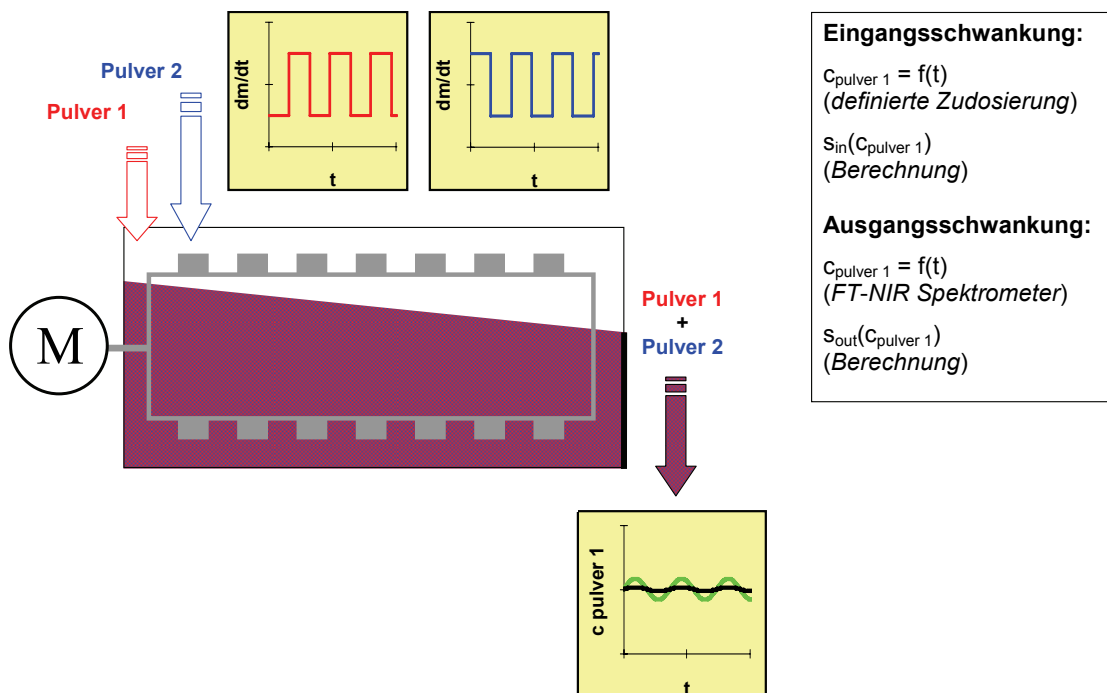


Abbildung 4.20: Schematische Darstellung des Versuchsablaufes zur Reduktion rechteckförmiger Dosierschwankungen generiert durch phasenverschobene Zudosierung rechteckförmiger Dosierprofile

Abbildung 4.21 zeigt die Generierung einer rechteckförmigen Massenstromschwankung. Die für die experimentelle Validierung verwendeten Anlagenparameter sind in Tabelle 4.9 zusammengefasst.

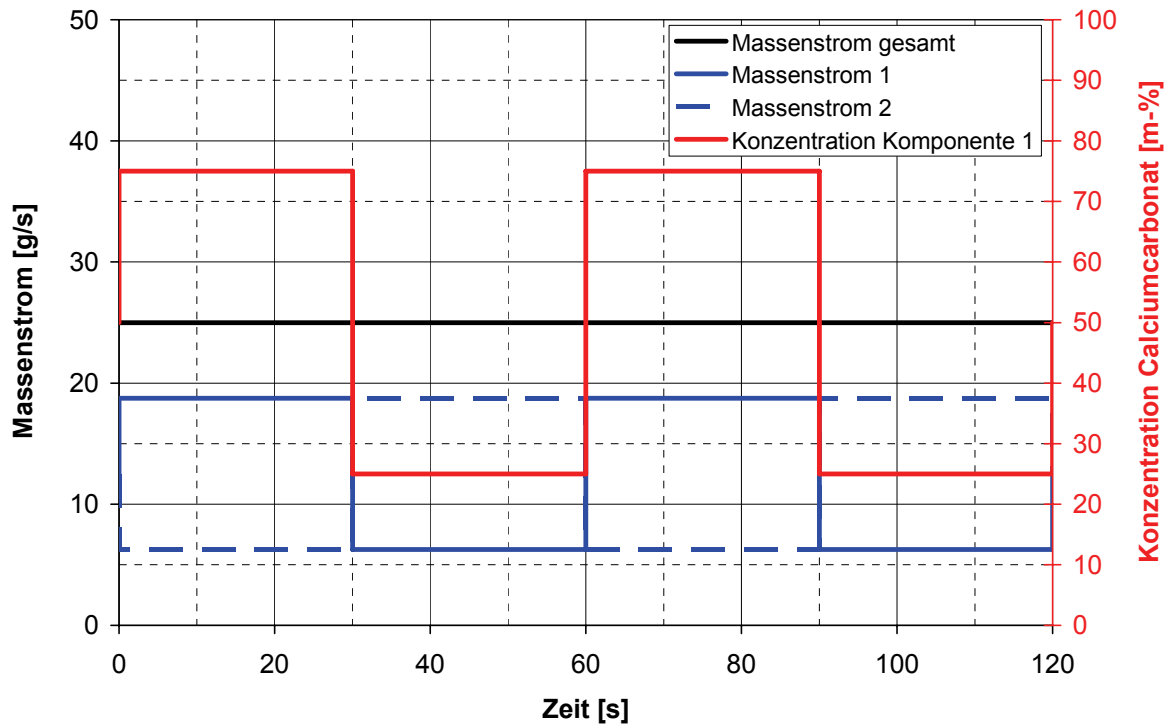


Abbildung 4.21: Darstellung der Einlaufmassenströme und Konzentrationsschwankung am Mischereinlauf für eine phasenverschobene Zudosierung rechteckförmiger Massenstromschwankungen (mittlerer Massenstrom Calciumcarbonat und Kartoffelstärke $\dot{m}_{O,1} = \dot{m}_{O,2} = 12,5 \text{ g/s}$; Amplitude $\dot{m}_{A,1} = \dot{m}_{A,2} = 6,25 \text{ g/s}$, Periodenlänge $T = 60 \text{ s}$ und Phasenverschiebung $\Omega = 180^\circ$)

Tabelle 4.9: Anlagenparameter zur Untersuchung der Reduktion von rechteckförmigen Dosierstörungen

Parameter	Beschreibung	Einheit	Wert
$\dot{m}_{1,O}$	Offset Massenstrom CC	[g/s]	12,5
$\dot{m}_{1,A}$	Amplitude Massenstrom CC	[g/s]	6,25
$\dot{m}_{2,O}$	Offset Massenstrom KS	[g/s]	12,5
$\dot{m}_{2,A}$	Amplitude Massenstrom KS	[g/s]	6,25
T	Periodenlänge Eingangsschwankung	[s]	60, 120, 240
Ω	Phasenverschiebung	[°]	180
n	Drehzahl Mischwerkzeug	[1/min]	38
MW	Verwendetes Mischwerkzeug		neutral

4.3.3.3 Vorhersage der Reduktion von Dosierschwankungen beliebiger Gestalt mittels Fast-Fourier-Transformation

Mit Hilfe der Fast-Fourier-Transformation können beliebige Signale, im vorliegenden Fall eine rechteckförmige Massenstromschwankung $\dot{m}_{i,in}(t)$, durch eine Überlagerung von harmonischen Schwingungen als Fourierreihe abgebildet werden [120, 121, 126].

$$\begin{aligned} f_N(x) &= A_0 + 2A_1 \cos(2\pi x) + 2B_1 \sin(2\pi x) + 2A_2 \cos(4\pi x) + \\ &\quad 2B_2 \sin(4\pi x) + 2A_3 \cos(6\pi x) + 2B_3 \sin(6\pi x) + \dots \\ &\quad + 2A_N \cos(N2\pi x) + 2B_N \sin(N2\pi x) \end{aligned} \quad \text{Gleichung 4.11}$$

$$= A_0 + 2 \sum_{k=1}^N [A_k \cos(2\pi kx) + B_k \sin(2\pi kx)] \quad N \in \mathbb{N}_0$$

Zu gegebenen reellwertigen Koeffizienten A_k und B_k ($k = 1, \dots, N$) wird die von $x \in \mathbb{R}$ abhängige Summe der harmonischen Funktionen als endliche Fourierreihe bezeichnet (siehe Gleichung 4.11).

Zur Vorhersage der Reduktion von Massenstromschwankungen $\dot{m}_{i,in}(t)$ beliebiger Form muss der funktionale Zusammenhang für die Reduktion von harmonischen Sinusschwingungen bekannt sein, um die Dämpfung der harmonischen Einzelschwingungen des Fourier-Frequenzspektrums vorhersagen zu können. Hierfür wird mit der Annahme einer konstanten Reduktion pro Zeiteinheit, unabhängig von der Amplitude der Eingangsschwankung, die Exponentialfunktion

$$\left(\frac{S_{out}}{S_{in}} \right)_i = \left(\frac{A_{out}}{A_{in}} \right)_i = e^{-\left(\frac{t_v}{T}\right)_i \cdot b} \quad \text{Gleichung 4.12}$$

an die experimentellen Werte zur Untersuchung der Reduktion reiner Sinusschwingungen (siehe Kapitel 4.3.2) angepasst. Die Umformung von Gleichung 4.12 liefert Gleichung 4.13 zur Berechnung der gedämpften Amplituden $A_{out,i}$ der harmonischen Einzelschwingungen. Mit Kenntnis der mittleren Verweilzeit t_v lässt sich somit die Dämpfung der harmonischen Einzelschwingungen des Fourier-Frequenzspektrums von $\dot{m}_{i,in}(t)$ für jede Frequenz $f_i = 1/T_i$ berechnen.

$$A_{out,i} = A_{in,i} \cdot e^{-\left(\frac{t_v}{T}\right)_i \cdot b} \quad \text{Gleichung 4.13}$$

Abbildung 4.22 zeigt das Fourierspektrum einer rechteckförmigen Massenstromschwankung mit dem Offset $\dot{m}_{1,0} = 12,5 \text{ g/s}$, der Amplitude $\dot{m}_{1,A} = 6,25 \text{ g/s}$ und einer Periodenlänge von $T = 60 \text{ s}$.

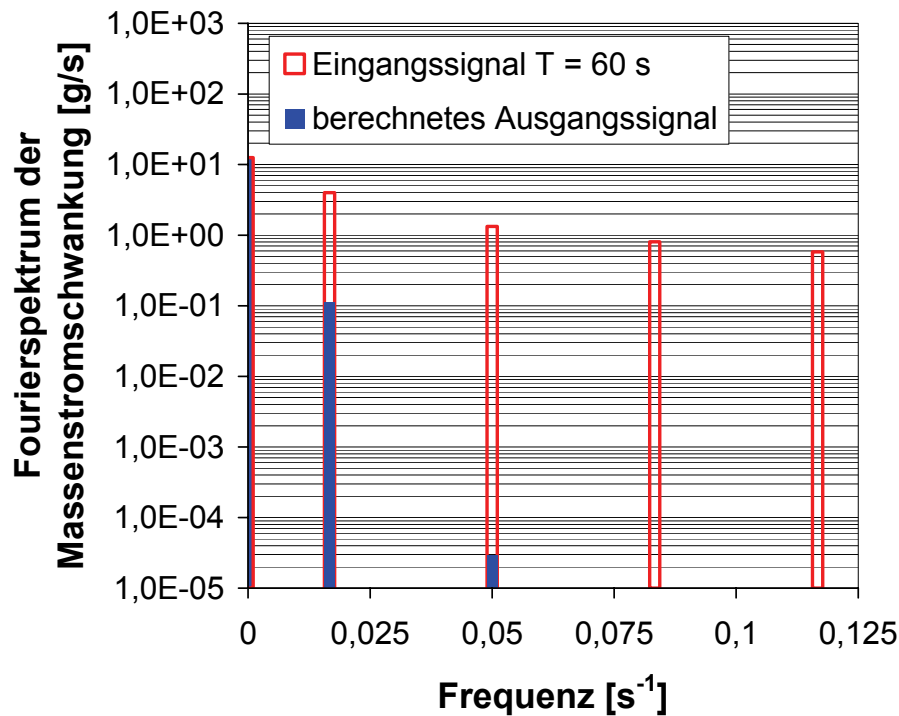


Abbildung 4.22: Fourier-Frequenzspektrum einer rechteckförmigen Dosierstörung am Mischereinlauf und gedämpftes Fourier-Frequenzspektrum am Mischerauslauf ($T = 240 \text{ s}$)

Durch die inverse Fouriertransformation werden die gedämpften harmonischen Schwingungen des Fourier-Frequenzspektrums (siehe Abbildung 4.22) in den theoretisch berechneten Ausgangsmassenstrom am Mischerauslauf rücktransformiert. Liegen rein sinusförmige Massenstromschwankungen vor, kann die Reduktion der Amplitude $\dot{m}_{1,A}$ der Massenstromschwankung direkt mit Gleichung 4.13 berechnet werden. Die Konzentration $c_{1,out}(t)$ am Mischerauslauf wird nach Gleichung 4.14 aus den gedämpften Auslaufmassenströmen $\dot{m}_{i,gedämpft}(t)$ berechnet und mit der experimentell bestimmten Konzentrationsschwankung am Mischerauslauf verglichen.

$$c_{1,out}(t) = \frac{\dot{m}_{1,gedämpft}(t)}{\dot{m}_{1,gedämpft}(t) + \dot{m}_{2,gedämpft}(t)} \quad \text{Gleichung 4.14}$$

Abbildung 4.23 zeigt die Reduktion einer rechteckförmigen Dosierschwankung, die aus zwei gleichförmig schwankenden und um 180° phasenverschobenen Massenströmen (siehe Tabelle 4.9) resultiert.

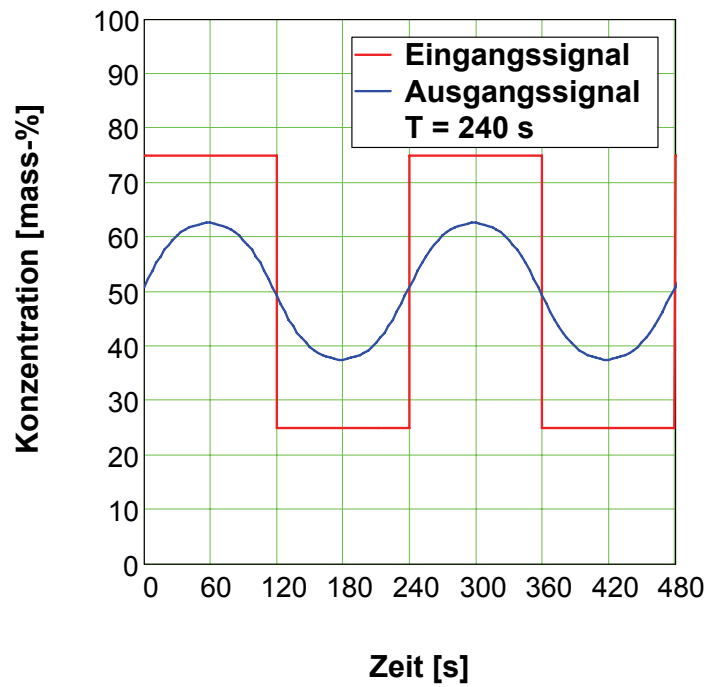


Abbildung 4.23: Theoretisch berechnetes Ausgangssignal und Eingangssignal ($T = 240 \text{ s}$)

Die Anwendbarkeit der aus experimentellen Werten bestimmten Exponentialfunktion wird zusätzlich anhand der Vorhersage der Reduktion von nicht rein sinusförmigen Konzentrationsschwankungen (siehe Kapitel 4.3.1) überprüft.

4.4 Massentransportvorgänge und Füllgradverhalten im kontinuierlichen Mischer

Zur Validierung der in Kapitel 3.5 theoretisch beschriebenen Füllgradverläufe werden experimentelle Füllgradverläufe für Calciumcarbonate der Firma OMYA SA (Offtringen, Schweiz) mit unterschiedlichen Schüttguteigenschaften (*OMYACARB 10SV, 40SV* und *130SV*) bestimmt. Durch eine Unterteilung des Mixers in Diskretisierungskammern und die Bestimmung der Masse in den einzelnen Kammern wird der Füllgradverlauf im stationären Betriebszustand des Mischapparates detektiert. Über den Füllgradverlauf im Mischer können die konvektiven und dispersiven Massentransportvorgänge im Mischer beschrieben werden. Abbildung 4.24 zeigt den schematischen Versuchsablauf zur Bestimmung des Füllgradverhaltens und der Massentransportvorgänge im Mischer.

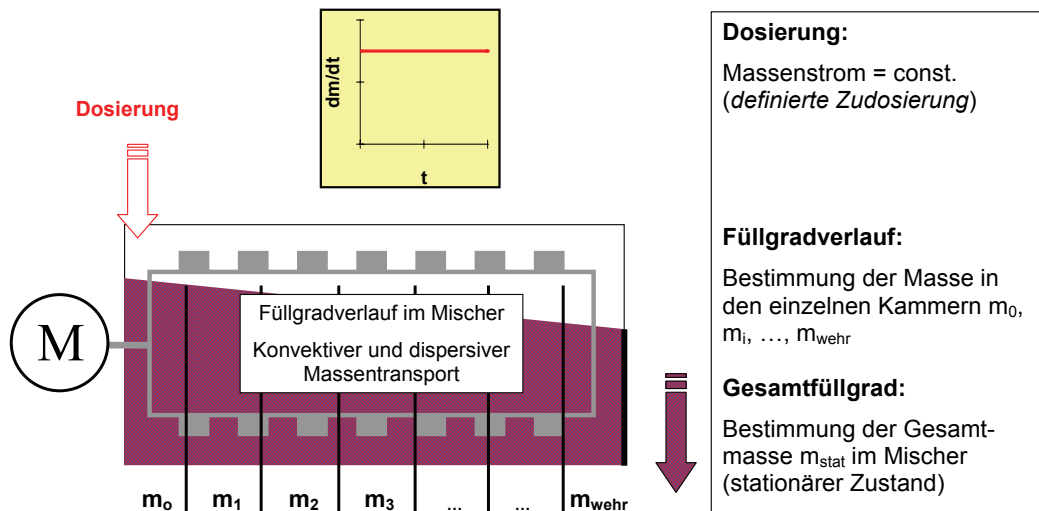


Abbildung 4.24: Schematische Darstellung des Versuchsablaufes zur Bestimmung des Füllgradverlaufes und der Massentransportvorgänge im kontinuierlichen Mischer

4.4.1 Bestimmung der Füllgradverläufe für unterschiedliche Anlagenparameter

Wie in Abbildung 4.24 schematisch dargestellt, wird der Mischer mit einem konstanten Massenstrom für unterschiedliche Anlagenparameter (Drehzahl, Wehrstellung und Art des Mischwerkzeuges) bis in den stationären Betriebszustand gefahren. Durch Betätigung des Not-Aus-Schalters wird das Mischwerkzeug ohne Nachlauf gestoppt und der im stationären Zustand des Mixers vorliegende Füllgradverlauf experimentell bestimmt. Die Einteilung des Mixers in Diskretisierungskammern

erfolgt mit Kammerteilern, die an definierten Positionen auf das horizontal positionierte Mischwerkzeug geschoben werden. In Abbildung 4.25 ist die Unterteilung des Mischers in $n = 14$ Kammern schematisch dargestellt.

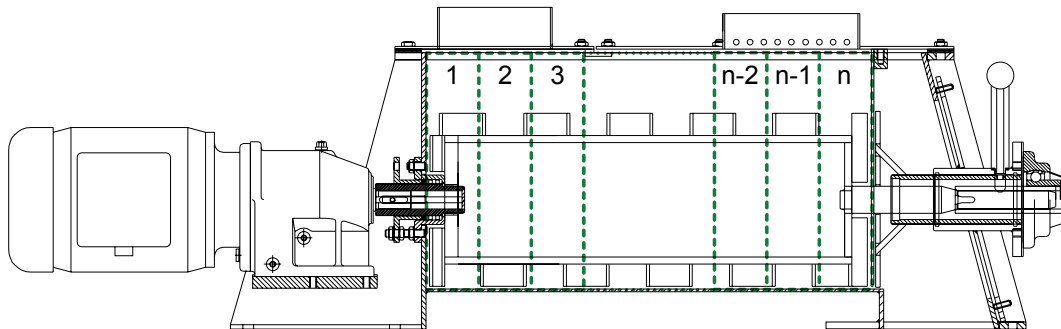


Abbildung 4.25: Schematische Darstellung des kontinuierlichen Mischers GCM500 mit Unterteilung in $n = 14$ Kammern [3] ¹⁷

Ein sukzessives Entleeren der Mischerkammern mit Hilfe eines Staubsaugers liefert durch Differenzwägung die Masse in den einzelnen Kammern. In Abbildung 4.26 sind die verwendeten Kammerteiler und die Montage im Mischer dargestellt. Die Darstellung zeigt die Montage der Kammerteiler in der Nähe des Mischerwehres. Die erste Kammer am Mischereinlauf ist aufgrund konstruktiver Gegebenheiten mit $b_1 = 58 \text{ mm}$ breiter als die Kammern 2 bis 14, die eine konstante Breite von $b_{2-14} = 34 \text{ mm}$ aufweisen (siehe Tabelle 4.10).

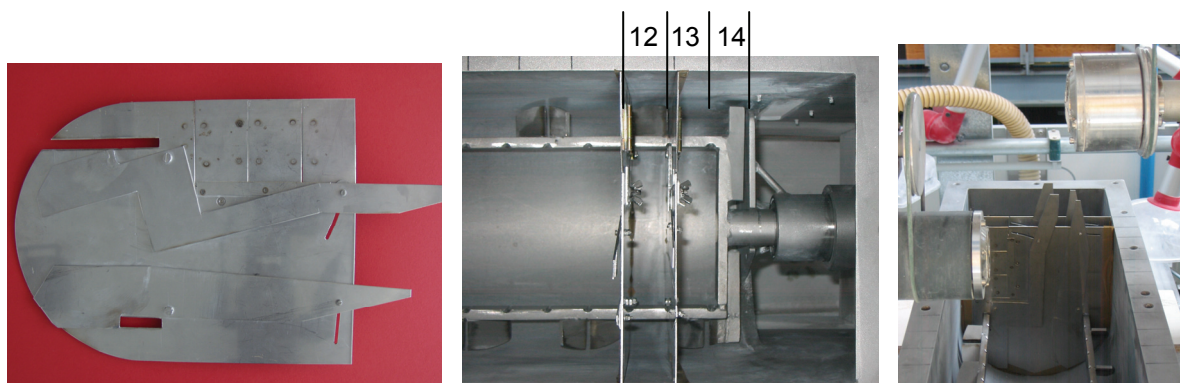


Abbildung 4.26: Einsatz der Kammerteiler im Mischer zur Bestimmung des Füllgradverlaufes

Tabelle 4.10: Breite der Diskretisierungskammern

Kammer 1	Kammer 2-14	Gesamtlänge Mischer
58 mm	34 mm	500 mm

¹⁷ Kehlenbeck V., Continuous dynamic mixing of cohesive powders, Shaker Verlag, Aachen, 2007, p. 29
Nachdruck genehmigt durch Shaker Verlag, Aachen

Abbildung 4.27 zeigt die verwendeten Mischwerkzeuge mit unterschiedlichen Transportcharakteristika. Die an den Mischwerkzeugen angebrachten Schlitze dienen zur Positionierung der Kammerteiler. Zur Untersuchung der dispersiven Massentransportvorgänge wird ein Mischwerkzeug ohne aktive Transportrichtung verwendet (neutrales Mischwerkzeug siehe Abbildung 4.27 (a)). Durch die fehlende aktive Transportrichtung agiert das Mischwerkzeug ausschließlich als Rührorgan, um das Schüttgut in Bewegung zu versetzen und erzeugt somit einen rein dispersiven Massentransport innerhalb des Mischraumes. Die Mischwerkzeuge (b) und (c) besitzen eine aktive konvektive Transportkomponente, generiert durch die angestellten Paddel. Im Fall des negativen Mischwerkzeuges (b) erfolgt der aktive Transport in Richtung Mischereinlauf und im Fall des positiven Mischwerkzeuges (c) in Richtung Mischerauslauf.

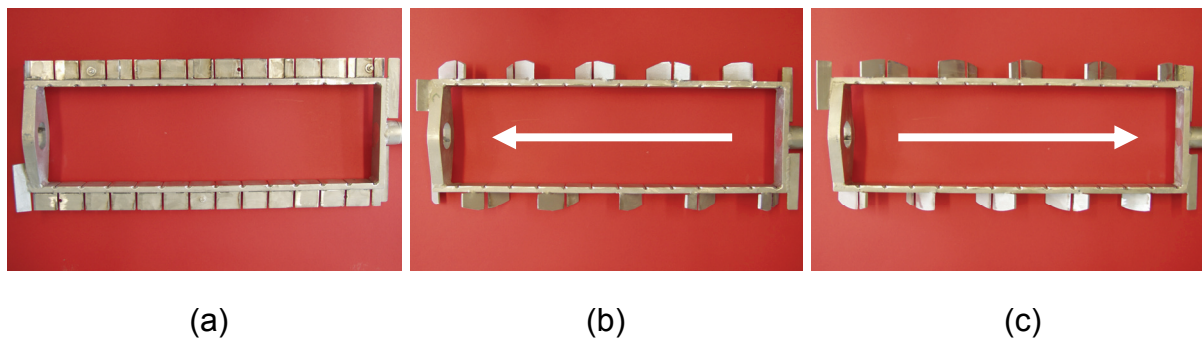
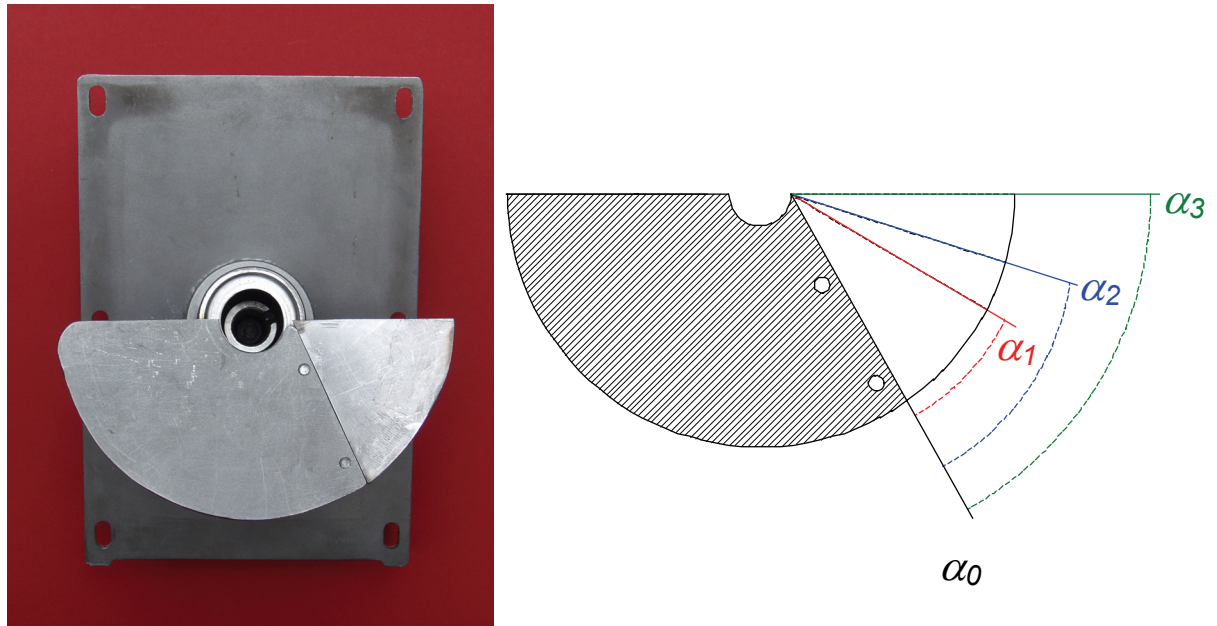


Abbildung 4.27: Verwendete Mischwerkzeuge mit Positionsschlitzen zur definierten Positionierung der Kammerteiler: (a) *neutral*, (b) *negativ*, (c) *positiv*

Um die Einflüsse der Wehrstellung auf den Gesamtfüllgrad und damit die Gesamtmasse im Mischer sowie die Beeinflussung des Füllgradverlaufes im Mischer zu untersuchen, wurde das von der Firma *Gericke* vorgesehene Originalwehr zur Realisierung unterschiedlicher Wehrstellungen modifiziert. Durch die Montage verschiedener Wehraufsätze an das modifizierte Wehr werden unterschiedliche Wehröffnungen realisiert. Abbildung 4.28 verdeutlicht die verwendeten Wehrstellungen, ausgehend von der Wehröffnung ohne zusätzliches Wehrstück (α_0), schrittweise bis zum horizontalen Abschluss (α_3) des Mischerauslaufes durch das Wehr. Die verwendeten Anlagenparameter des stationären Betriebszustandes der durchgeführten Versuche sind in Tabelle 4.11 zusammengefasst.



Wehrstellung	0	1	2	3
Winkel α [°]	0	25	33	50

Abbildung 4.28: Verwendete Wehroffnungen mit Angabe der Winkel, die durch das angebrachte Wehrstück im Vergleich zur Ausgangsposition abgeschlossen werden

Tabelle 4.11: Anlagenparameter zur Untersuchung des Füllgradverhaltens

Parameter	Beschreibung	Wert
\dot{m}_{CC}	Massenstrom Calciumcarbonat	50 g/s
Produkt	Verwendetes OMYACARB	10SV, 40SV, 130SV
Wehr	Wehrstellungen	0, 1, 2, 3
Mischwerkzeug	Verwendetes Mischwerkzeug	neutral, positiv, negativ
n	Drehzahl Mischwerkzeug	48 min ⁻¹ , 148 min ⁻¹

Zur Sicherstellung der Reproduzierbarkeit der Methodik erfolgt eine Prozesskontrolle zu den durchgeführten Versuchen. Das Erreichen des stationären Betriebszustandes wurde während des Versuches durch die on-line Verfolgung der Mischermasse in der Steuerungssoftware *LabVIEW* sichergestellt. Durch eine Auswertung der im stationären Betriebszustand aufgezeichneten Mischermasse kann der stationäre Betriebszustand nachträglich überprüft werden und die stationäre Mischermasse ergibt sich daraus über die Mittelwertbildung nach Gleichung 4.15.

$$m_{stationär} = \overline{m_{Pulver}(t)} \quad \text{Gleichung 4.15}$$

Der zudosierte Massenstrom wurde ebenfalls durch eine on-line Überwachung in der Steuerungssoftware *LabVIEW* überprüft. Aus der aufgezeichneten Mischermasse kann der zudosierte Massenstrom zusätzlich über den Massenanstieg zu Beginn des Versuches überprüft werden. Die Prozesskontrolle anhand der aufgezeichneten Mischermasse ist in Abbildung 4.29 dargestellt.

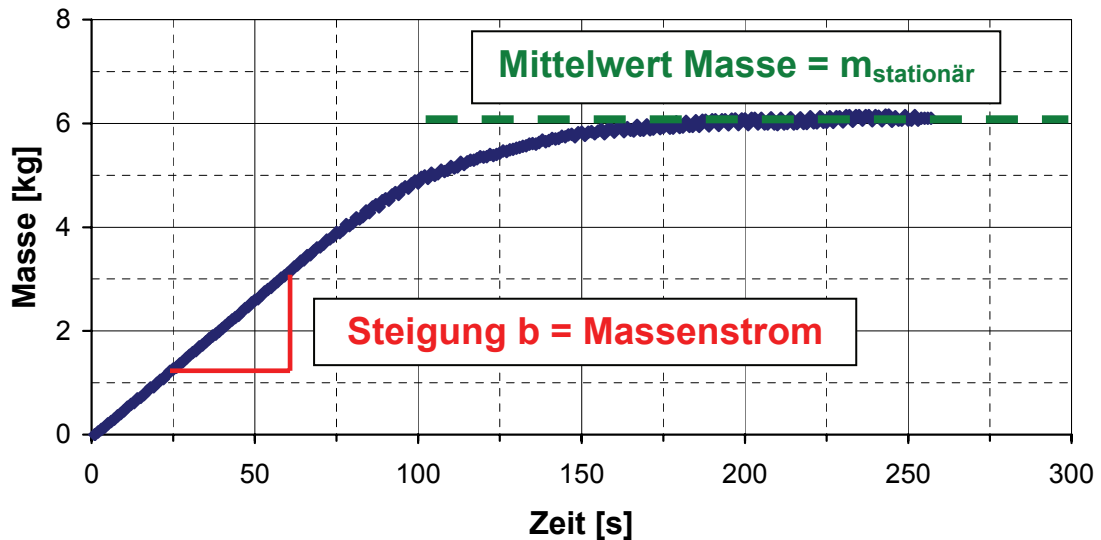


Abbildung 4.29: Prozesskontrolle des zudosierten Massenstromes und der stationären Masse

Weiterhin wurde die Summe der Massen der einzelnen Diskretisierungskammern mit der stationären Mischermasse verglichen, um die Reproduzierbarkeit der Methodik zu überprüfen. Die Versuche jeder Anlagenparameterkombination wurden zur statistischen Absicherung fünfmal durchgeführt und das 95 %-Konfidenzintervall berechnet. Die Prozesskontrolle zeigt bei allen durchgeführten Versuchsreihen eine signifikante Übereinstimmung der zudosierten Massenströme mit dem eingestellten Sollwert und eine signifikante Übereinstimmung der Summe der Kammermassen mit der stationären Mischermasse für einen Vertrauensbereich von 95 %.

Die durch Differenzwägung in den einzelnen Kammern bestimmten Massen werden auf die Kammerbreite normiert und als längenbezogener Füllgrad $\phi_{m,i}^*(x_i)$ über die axiale Position x_i der jeweiligen Kammermitte aufgetragen.

$$\phi_{m,i}^*(x_i) = \frac{m_i(x_i)}{b_{x,i}} \quad \text{Gleichung 4.16}$$

Der daraus resultierende Massenverlauf $m_i(x_i)$ und der Füllgradverlauf $\phi_{m,l}^*(x_i)$ über die axiale Mischерlänge sind in Abbildung 4.30 exemplarisch für eine Versuchsreihe dargestellt.

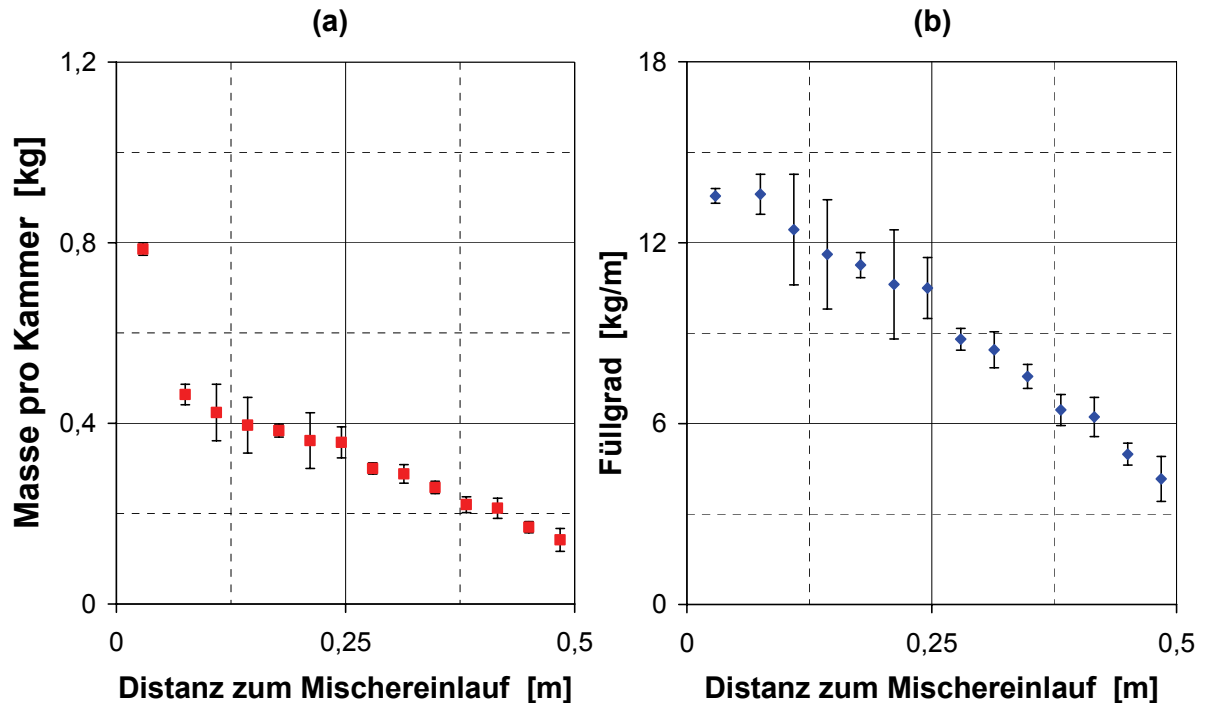


Abbildung 4.30: Kammermassen (a) und längenbezogener Füllgrad (b) über die axiale Mischерlänge

4.4.2 Bestimmung der Dispersions- und Transportkoeffizienten aus den experimentellen Füllgradverläufen und numerische Simulation der theoretischen Füllgradverläufe und Verweilzeiten

Aus den experimentellen Füllgradverläufen für rein dispersiven Massentransport (neutrales Mischwerkzeug) wird der Dispersionskoeffizient D^* aus der linearen Anpassungsfunktion nach Gleichung 3.24 bestimmt. Durch die vier verwendeten Wehrstellungen ergeben sich somit für jede Kombination Drehzahl und Produkt vier Werte für den Dispersionskoeffizienten. Die Werte aus den Versuchen mit den vier Wehrstellungen werden gemittelt und das Konfidenzintervall für einen Vertrauensbereich von 95 % berechnet. Zur Bestimmung des Transportkoeffizienten U^* wird der für die entsprechende Drehzahl und den jeweiligen Versuchsstoff bestimmte Mittelwert des Dispersionskoeffizienten D^* in der Anpassungsfunktion nach Gleichung 3.25 verwendet. Die Anpassung an die experimentellen Werte erfolgt in allen Fällen außerhalb

des durch den Spreadingfaktor beeinflussten Bereiches (vgl. Kapitel 3.5.1) und unter Ausschluss der letzten Kammer vor dem Wehr, um einen Einfluss der Randbedingungen auf die ermittelten Koeffizienten auszuschließen (vgl. hierzu MathCAD-Sheet zur Berechnung der Anpassungsfunktion in Abbildung 8.18). Aus der jeweiligen Anpassung, entsprechend der Anlagenparameterkombination, ergeben sich die Koeffizienten D^* und U^* der Fokker-Planck-Gleichung sowie der theoretische Füllgrad ϕ_w^* am Wehr. Die Mittelwerte, Obergrenzen und Untergrenzen der Transport- und Dispersionskoeffizienten werden zur numerischen Berechnung der theoretischen Füllgradverläufe verwendet.

Die Normierung der experimentell ermittelten Dispersions- und Transportkoeffizienten zur numerischen Berechnung erfolgt wie in Kapitel 3.4.1 beschrieben. Der theoretische Füllgrad ϕ_w^* am Wehr wird in die numerische Berechnung als theoretische hold-up Masse m_hold nach Gleichung 4.17 eingebracht.

$$m_hold = \phi_w^* \cdot L \quad \text{Gleichung 4.17}$$

Abbildung 4.31 veranschaulicht exemplarisch den Vergleich von theoretischen und experimentellen Füllgradverläufen. Die theoretisch berechneten Füllgradverläufe für den Mittelwert der bestimmten Koeffizienten sind als dicke Linien dargestellt. Die für Ober- und Untergrenze der Koeffizienten theoretisch berechneten Füllgradverläufe sind durch dünne Linien gekennzeichnet.

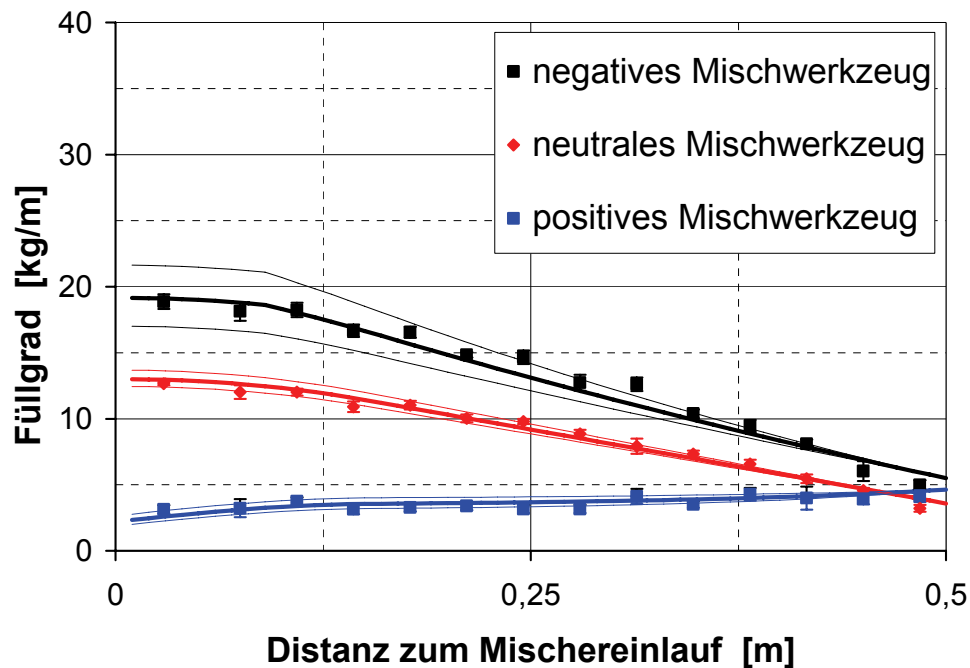


Abbildung 4.31: Vergleich von numerisch berechneten Füllgradverläufen und experimentell bestimmten Füllgradverläufen

Die theoretische mittlere Verweilzeit aus der numerischen Berechnung wird zur Überprüfung mit der nach Gleichung 4.18 experimentell bestimmten mittleren Verweilzeit verglichen.

$$t_v = \frac{m_{stationär}}{\dot{m}_{CC}} \quad \text{Gleichung 4.18}$$

In Abbildung 4.32 ist das Vorgehen zum Vergleich von experimentell bestimmten Werten und numerischer Berechnung der theoretischen Füllgradverläufe schematisch dargestellt.

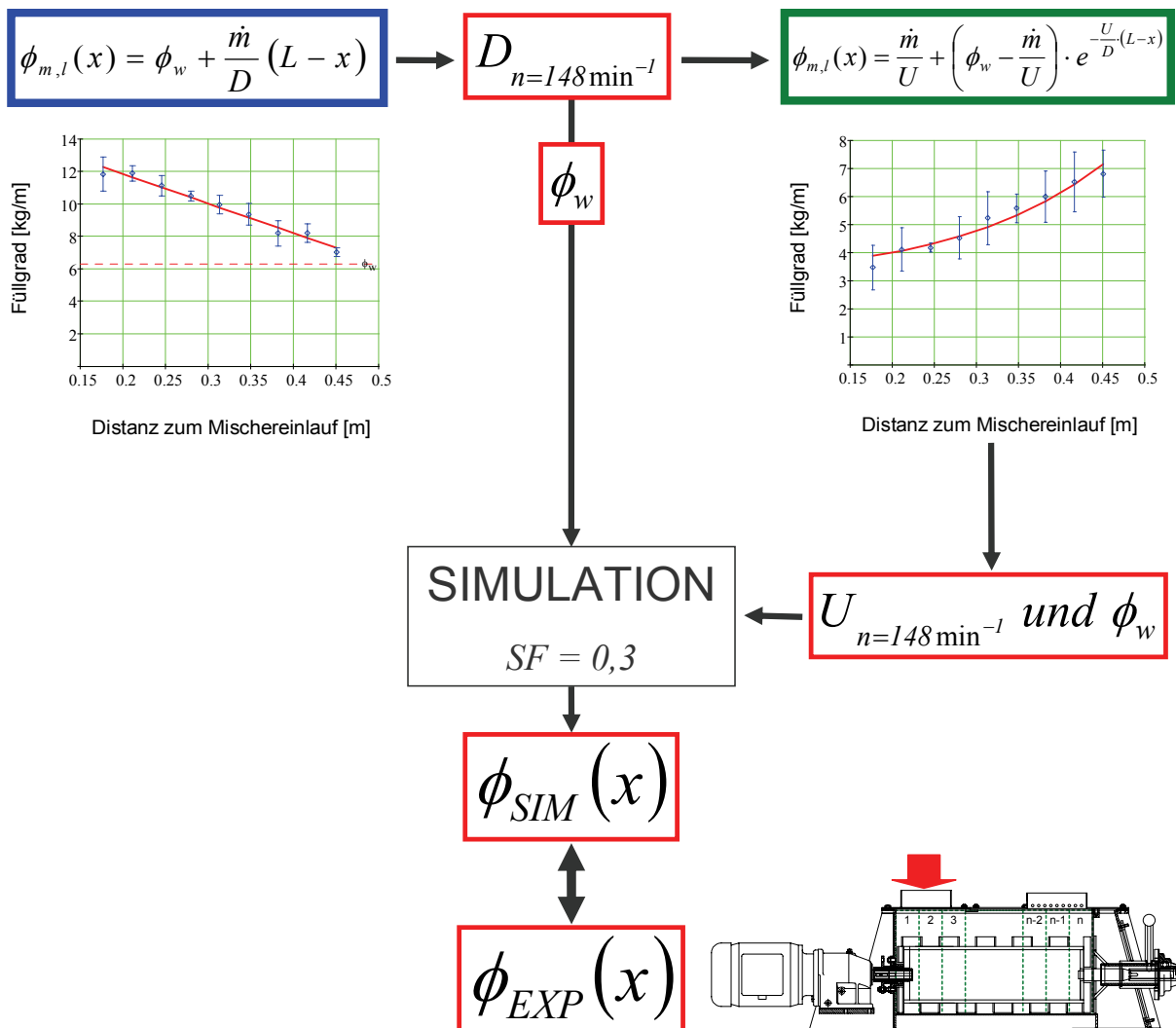


Abbildung 4.32: Vorgehen zum Vergleich von Experiment und Simulation

Die in Abbildung 5.1 dargestellten Fließeigenschaften spiegeln sich ebenso in den Partikelgrößenverteilungen der verwendeten Versuchsstoffe wider. Die verwendeten Calciumcarbonate 1 und 2 (CC1 und CC2) zeigen vergleichbare Partikelgrößenverteilungen. Kartoffelstärke 1 (KS1) weist eine deutlich breitere Verweilzeitverteilung als Kartoffelstärke 2 (KS2) auf. Damit erklärt sich das deutlich unterschiedliche Fließverhalten von Kartoffelstärke 1 im Vergleich zu den anderen Versuchsstoffen.

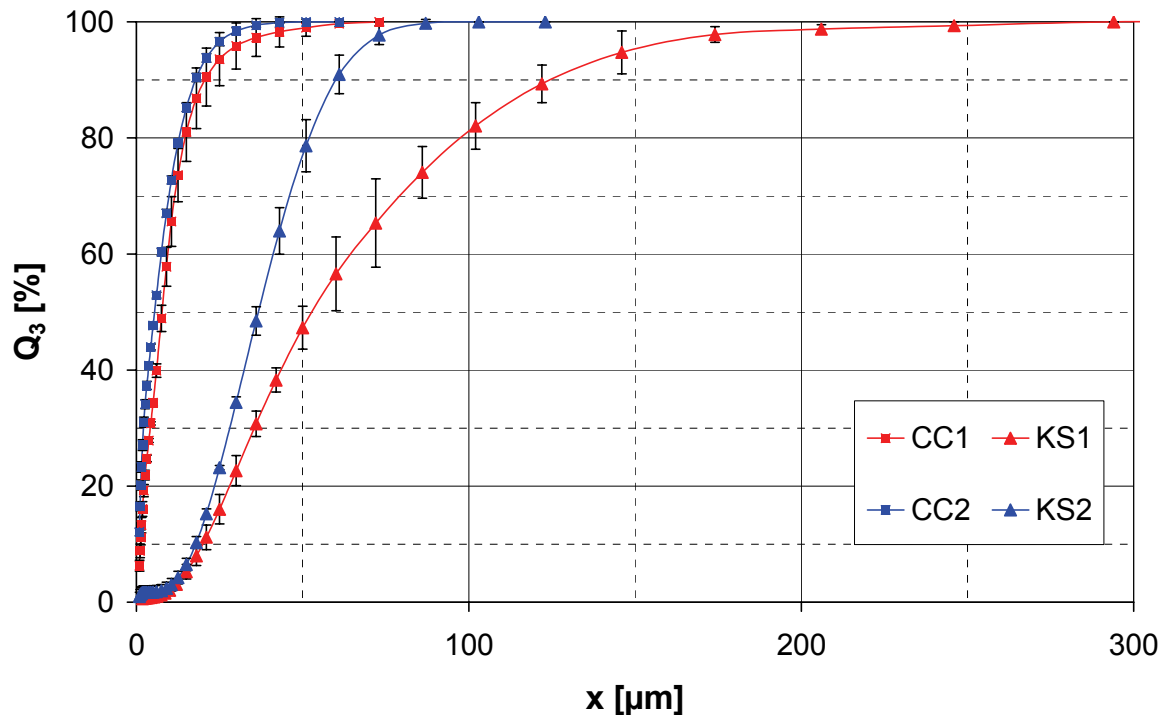


Abbildung 5.2: Partikelgrößenverteilung der verwendeten Versuchsstoffe Calciumcarbonat (CC) und Kartoffelstärke (KS) für die betrachteten Produktkombinationen (1 = unterschiedlich, 2 = vergleichbar)

Unter der Annahme, dass das dispersive Verhalten und damit der Dispersionskoeffizient eines Schüttgutes mit den Fließeigenschaften korreliert, wurden unterschiedliche Verhältnisse der normierten Dispersionskoeffizienten $D1$ und $D2$ für die numerische Berechnung verwendet (Parameter siehe Tabelle 4.4). Durch Variation des normierten Transportkoeffizienten resultieren unterschiedliche normierte Verweilzeiten und damit die entsprechende Reduktion der Eingangsschwankung. Abbildung 5.3 zeigt die Simulationsergebnisse für die unterschiedlichen Verhältnisse der normierten Dispersionskoeffizienten: (a) $D1=D2$, (b) $D1 = 2 \cdot D2$, (c) $D1 = 0,5 \cdot D2$. Zur Beschreibung des minimalen und maximalen Wertebereiches der Reduktion von Eingangsschwankungen, der sich aus dem unterschiedlichen Verhältnis der Disper-

sionskoeffizienten ergibt, wurden die einhüllenden Grenzkurven extrahiert (siehe Abbildung 5.3 (d)).

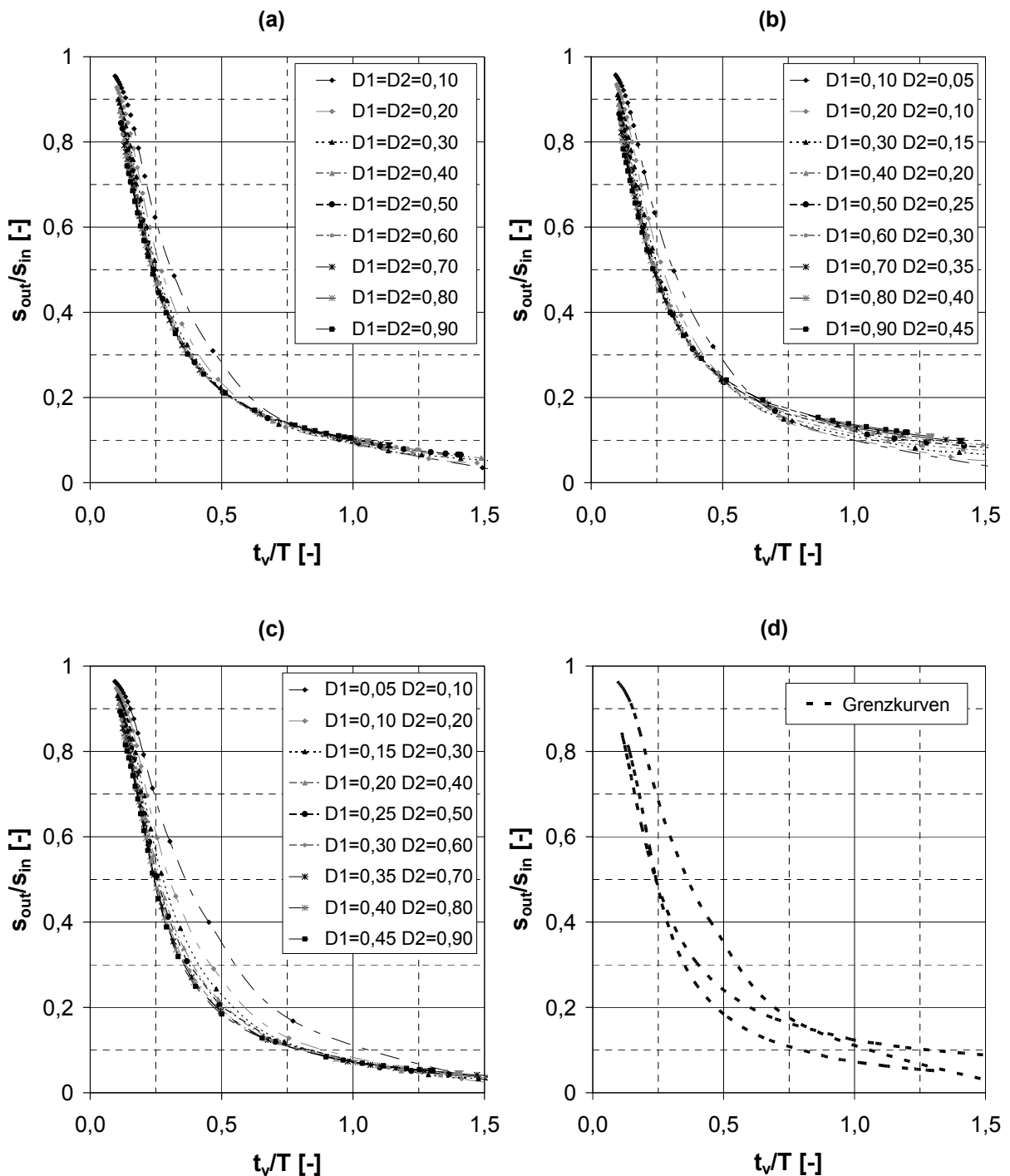


Abbildung 5.3: Ergebnisse der numerischen Berechnung für unterschiedliche Verhältnisse der normierten Dispersionskoeffizienten $D1$ (sinusförmig schwankender Massenstrom) und $D2$ (konstanter Massenstrom); (a) $D1=D2$, (b) $D1=2 \cdot D2$, (c) $D1=0,5 \cdot D2$, (d) einhüllende Grenzkurven zur Beschreibung des minimalen und maximalen Wertebereiches

Die experimentellen Ergebnisse sind gemeinsam mit den extrahierten Grenzkurven in Abbildung 5.4 dargestellt. Sie zeigen eine gute Übereinstimmung mit den numerisch berechneten Daten innerhalb des Bereiches der extrahierten Grenzkurven. Ein Einfluss der Produkteigenschaften ist aufgrund der großen Konfidenzintervalle nicht erkennbar. Vielmehr zeigt sich ein deutlicher Einfluss der normierten Verweilzeit auf die Reduktion von eintretenden Konzentrationsschwankungen, unabhängig von den variierten Anlagenparameter (siehe Massenstrom und Drehzahl des Mischwerkzeuges in Tabelle 4.3) und unabhängig von den Schüttguteigenschaften. Die längeren Verweilzeiten der Versuchsreihe 2 resultieren aus einer Veränderung der Wehrstellung (siehe Tabelle 4.3). Die Wehrstellung musste für Versuchsreihe 2 geändert werden, da die Entladungsbedingungen des Pulvers für die verwendete Wehrstellung der Versuchsreihe 1 keine ausreichende Bedeckung der NIR-Messsonde für Versuchsreihe 2 gewährleistete.

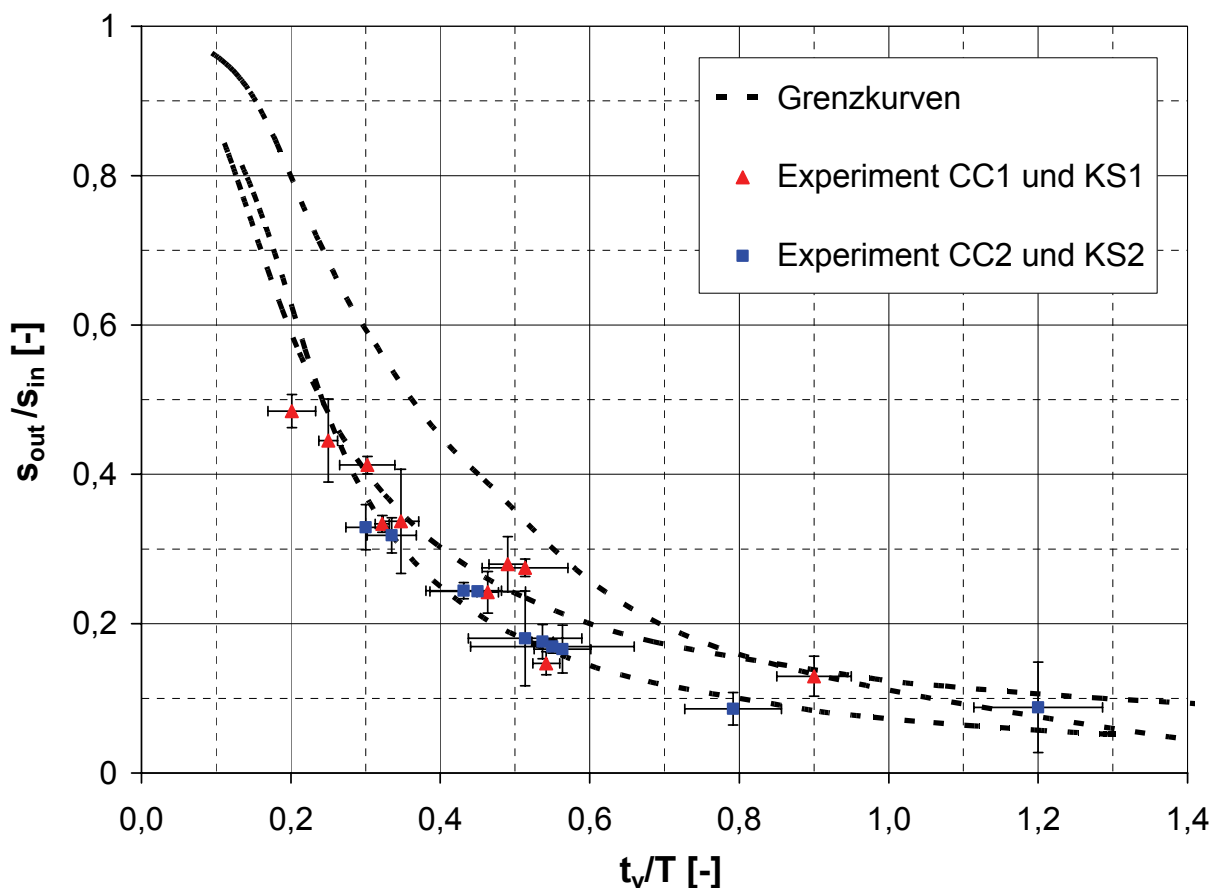


Abbildung 5.4: Experimentelle Ergebnisse zur Reduktion von Eingangsschwankungen im Vergleich zum minimalen und maximalen Wertebereich der numerischen Berechnung

5.1.2 Reduktion reiner Sinusschwankungen

In Abbildung 5.5 sind die experimentellen Werte zur Beschreibung der Reduktion von sinusförmigen Eingangsschwankungen für rein dispersives Bewegungsverhalten im Vergleich zu den numerisch berechneten Werten dargestellt. Die Auswertungsmethoden 1 und 2 nach Tabelle 4.6 zeigen keine signifikanten Unterschiede und bestätigen damit die bereits von Kehlenbeck [3] (siehe Kapitel 4.3.1) angewendete Auswertungsmethode zur Bestimmung der mittleren Verweilzeit über die aktive hold-up Masse sowie die Berechnung der Mischgüte aus den Messwerten mit Berücksichtigung des Messfehlers nach Gleichung 3.55.

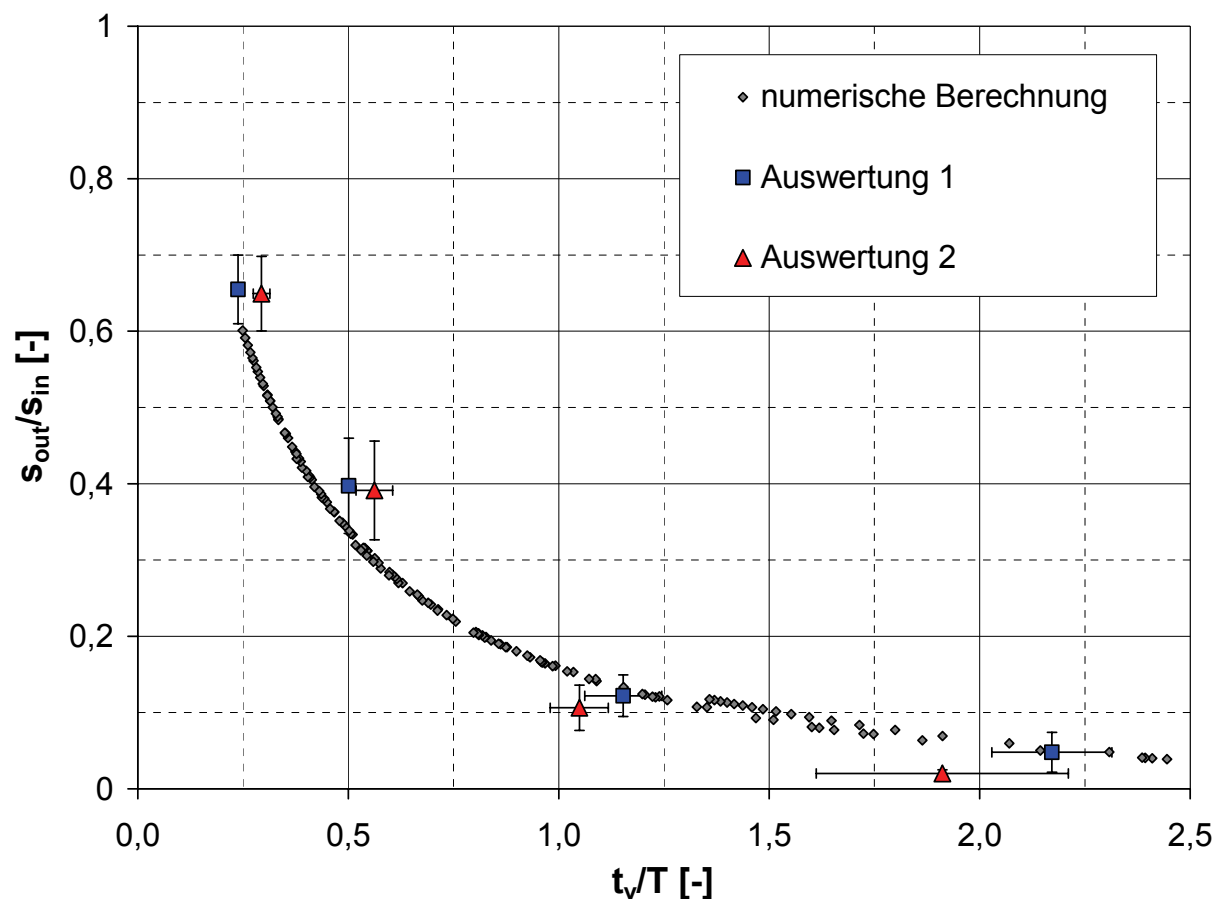


Abbildung 5.5: Experimentelle Ergebnisse zur Reduktion von sinusförmigen Eingangsschwankungen bei rein dispersivem Transport im Vergleich zu numerisch berechneten Werten

Die experimentellen Daten bestätigen die theoretisch berechneten Mischgüten in Abhängigkeit von der normierten Verweilzeit. Entscheidend für die Reduktion der Eingangsschwankung ist das Verhältnis von mittlerer Verweilzeit zur Periodenlänge

der Eingangsschwankung. Die rein dispersive Beweglichkeit des Schüttgutes führt auch bei niedrigen Drehzahlen zu einer Reduktion der Konzentrationsschwankungen in axialer Richtung. Somit wird erneut der dominierende Einfluss der mittleren Verweilzeit, unabhängig von den Betriebsparametern des Mischapparates, deutlich.

5.1.3 Einfluss der Form von eintretenden Dosierstörungen auf die Reduktion in kontinuierlichen Mischapparaten

Zur Klärung der Frage, inwieweit die Form von Dosierschwankungen einen Einfluss auf die Reduktion hat, werden im Folgenden unterschiedliche Dosierschwankungen anhand theoretischer Betrachtungen und experimenteller Validierung hinsichtlich des Einflusses der Amplitude und der Gestalt der Dosierschwankung (beliebige Dosierstörungen, reine sinus- und rechteckförmige Dosierprofile) verglichen.

5.1.3.1 Theoretische Betrachtungen zur Reduktion von nicht ideal sinusförmigen Konzentrationsschwankungen

Die Reduktion von nicht rein sinusförmigen Konzentrationsschwankungen, generiert durch einen sinusförmig schwankenden und einen konstanten Massenstrom, zeigt einen deutlichen Einfluss der Amplitude des sinusförmig schwankenden Massenstromes auf die numerisch berechnete Reduktion der Eingangsschwankung. Abbildung 5.6 zeigt die theoretisch berechneten Werte für die Amplituden $A1 = 5 \text{ g/s}$ und $A2 = 28 \text{ g/s}$ bei identischem Gesamtmassenstrom (siehe Tabelle 4.8) und verdeutlicht den Einfluss der Amplitude auf die daraus resultierende Mischgüte. Bei rein sinusförmigen Konzentrationsschwankungen, generiert durch eine um 180° phasenverschobene Zudosierung von zwei Massenströmen gleicher Amplitude, zeigt sich keine Abhängigkeit von der Amplitude. Die numerische Berechnung liefert die gleichen Datenpunkte für alle simulierten Amplituden $A1 = 5 \text{ g/s}$, $A2 = 10 \text{ g/s}$ und $A3 = 20 \text{ g/s}$ (siehe Abbildung 5.7). Der Verlauf für die Amplitude $A1 = 5 \text{ g/s}$ in Abbildung 5.6 liegt deutlich näher an den Werten in Abbildung 5.7 als die Werte für $A2 = 28 \text{ g/s}$. Abbildung 5.8 verdeutlicht die Annäherung der numerisch berechneten Werte von nicht rein sinusförmigen Konzentrationsschwankung an die Werte für rein sinusförmige Dosierstörungen. Je geringer die Amplitude des sinusförmig schwankenden Massenstromes im Fall der unreinen Konzentrationsstörung, desto geringer ist der Unterschied zur Reduktion rein sinusförmiger Konzentrationsschwankungen.

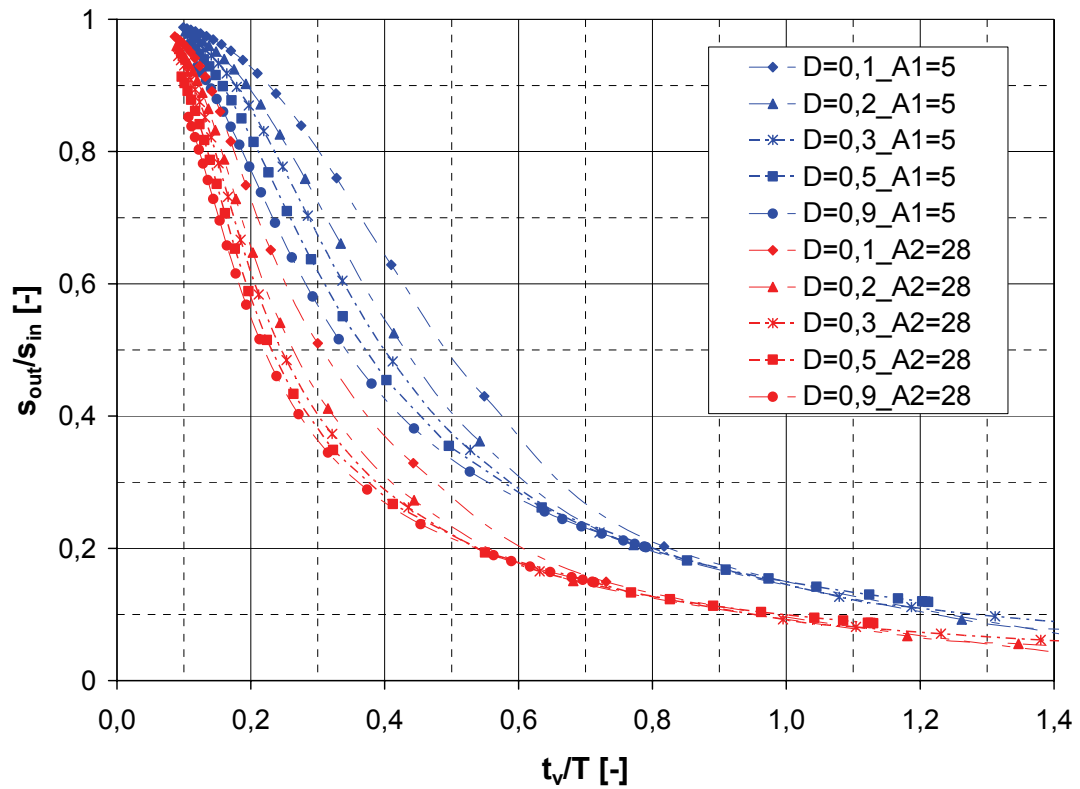


Abbildung 5.6: Einfluss der Amplitude bei nicht rein sinusförmigen Konzentrationsschwankungen ($A_1 = 5$ g/s, $A_2 = 28$ g/s)

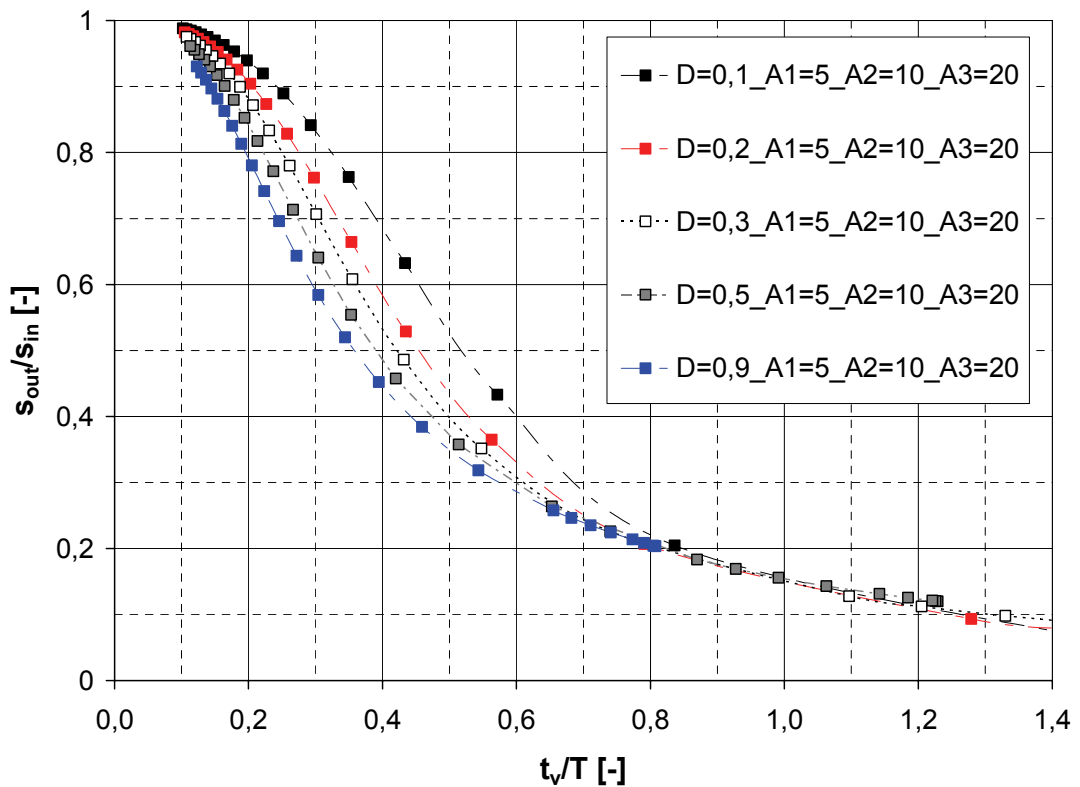


Abbildung 5.7: Amplitudenunabhängigkeit bei rein sinusförmigen Konzentrationsschwankungen ($A_1 = 5$ g/s, $A_2 = 10$ g/s, $A_3 = 20$ g/s)

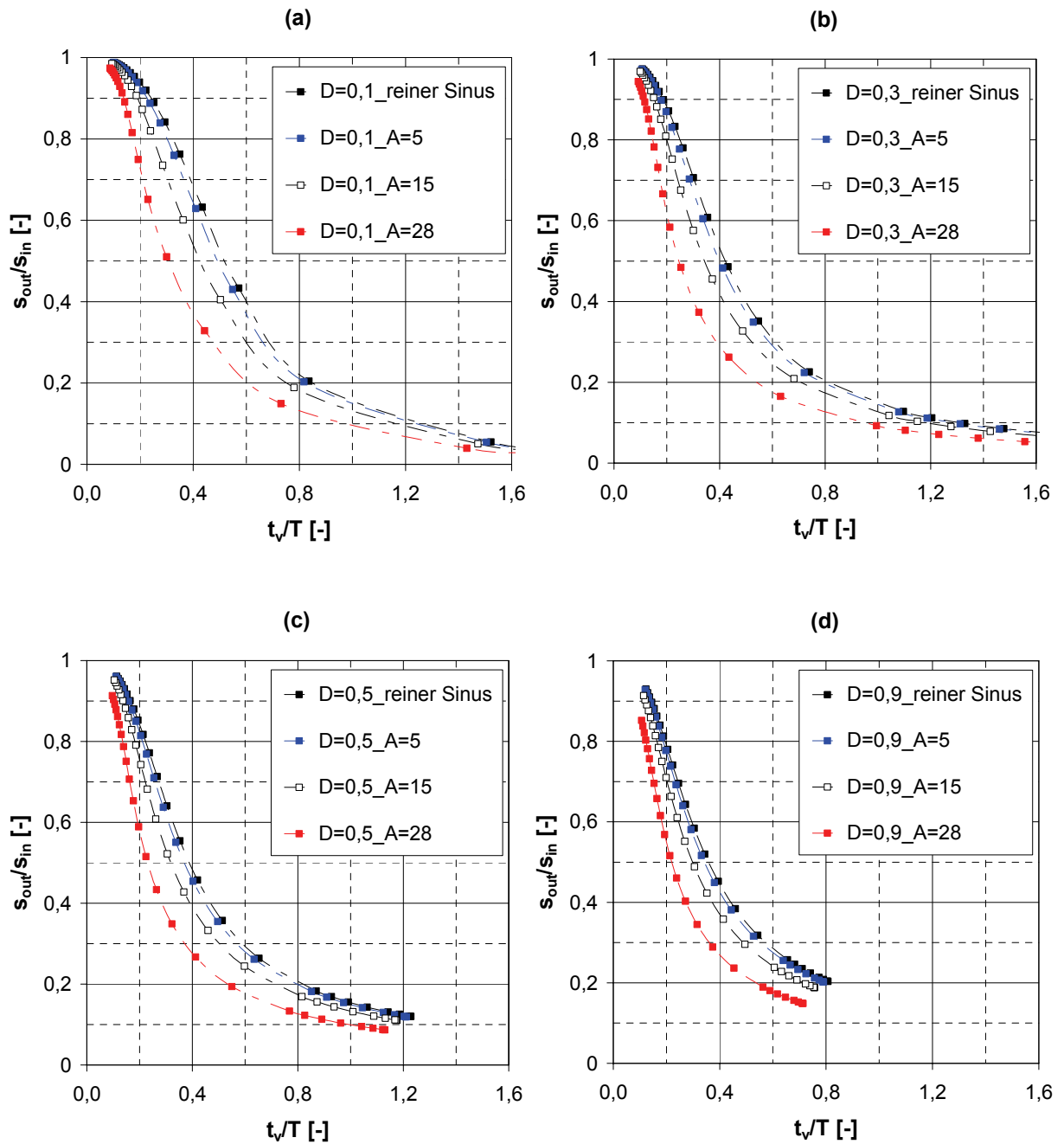


Abbildung 5.8: Vergleich der numerisch berechneten Reduktion von reinen Sinusschwankungen mit der numerisch berechneten Reduktion von unreinen Konzentrationsschwankungen in Abhängigkeit von Amplitude und normiertem Dispersionskoeffizient (a) $D = 0,1$; (b) $D = 0,2$; (c) $D = 0,5$; (d) $D = 0,9$

Eine grafische Erklärung für die beobachtete Annäherung liefert Abbildung 5.9 für rein sinusförmige und unreine Konzentrationsschwankungen mit jeweils identischer maximaler Auslenkung des Konzentrationsprofils. Das Konzentrationsprofil der unreinen Schwingung wird mit Abnahme der Amplitude des sinusförmigen schwankenden Massenstromes (siehe Tabelle 5.1) einer reinen Sinusschwingung sukzessive

ähnlicher. Die Reduktion reiner Sinusschwingungen ist unabhängig von der Amplitude, wie durch Abbildung 5.7 bereits bewiesen wurde. In Tabelle 5.1 sind die Parameter zum theoretischen Vergleich von unreinen und rein sinusförmigen Konzentrationsschwankung mit jeweils gleicher maximaler Auslenkung der Konzentrationsschwankung zusammengefasst. Die Werte der Standardabweichung der Eingangsschwankung nähern sich mit abnehmender Amplitude an, was bei Betrachtung der Standardabweichungen der Eingangsschwankung s_{in} für die Parameter (a) bis (c) deutlich wird. Für die Konzentrationsprofile der Parameter (d) liefert die Standardabweichung am Mischereinlauf den gleichen Wert. Die Tatsache, dass nicht die Konzentrationsschwankung an sich, sondern die Amplitude des schwankenden Massenstromes im Mischer reduziert wird (vgl. hierzu Kapitel 4.3.3.3 und 5.1.3.2), führt zwangsläufig zu einer Annäherung der austretenden Konzentrationsschwankung an ein reines Sinusprofil. Daraus resultiert rein rechnerisch eine stärkere Reduktion der Eingangsschwankung, d. h. s_{out}/s_{in} ist bei gleicher normierter Verweilzeit geringer (vgl. hierzu Abbildung 5.6), da für große Amplituden eine große Standardabweichung s_{in} für die Berechnung von s_{out}/s_{in} zugrunde liegt. Die theoretischen Berechnungen werden durch die experimentellen Ergebnisse bestätigt (siehe Abbildung 5.4 und Abbildung 5.5, Skalierung der x -Achse beachten!).

Tabelle 5.1: Parameter für die theoretische Betrachtung der Unterschiede im Reduktionsverhalten von unreinen und rein sinusförmigen Konzentrationsschwankungen

Parameter	Einheit	unreine	sinusförmige
		Konzentrationsschwankung	Konzentrationsschwankung
$\dot{m}_{1,0}$	[g/s]	30	30
$\dot{m}_{1,A}$	[g/s]	(a) 28; (b) 15; (c) 5; (d) 2	(a) 7,2; (b) 4,8; (c) 1,8; (d) 0,8
$\dot{m}_{2,0}$	[g/s]	20	20
$\dot{m}_{2,A}$	[g/s]	0	(a) 7,2; (b) 4,8; (c) 1,8; (d) 0,8
Ω	[-]	0	π
(a) s_{in}	[-]	$2,20 \cdot 10^{-1}$	$1,02 \cdot 10^{-1}$
(b) s_{in}	[-]	$9,21 \cdot 10^{-2}$	$6,78 \cdot 10^{-2}$
(c) s_{in}	[-]	$2,85 \cdot 10^{-2}$	$2,54 \cdot 10^{-2}$
(d) s_{in}	[-]	$1,13 \cdot 10^{-2}$	$1,13 \cdot 10^{-2}$

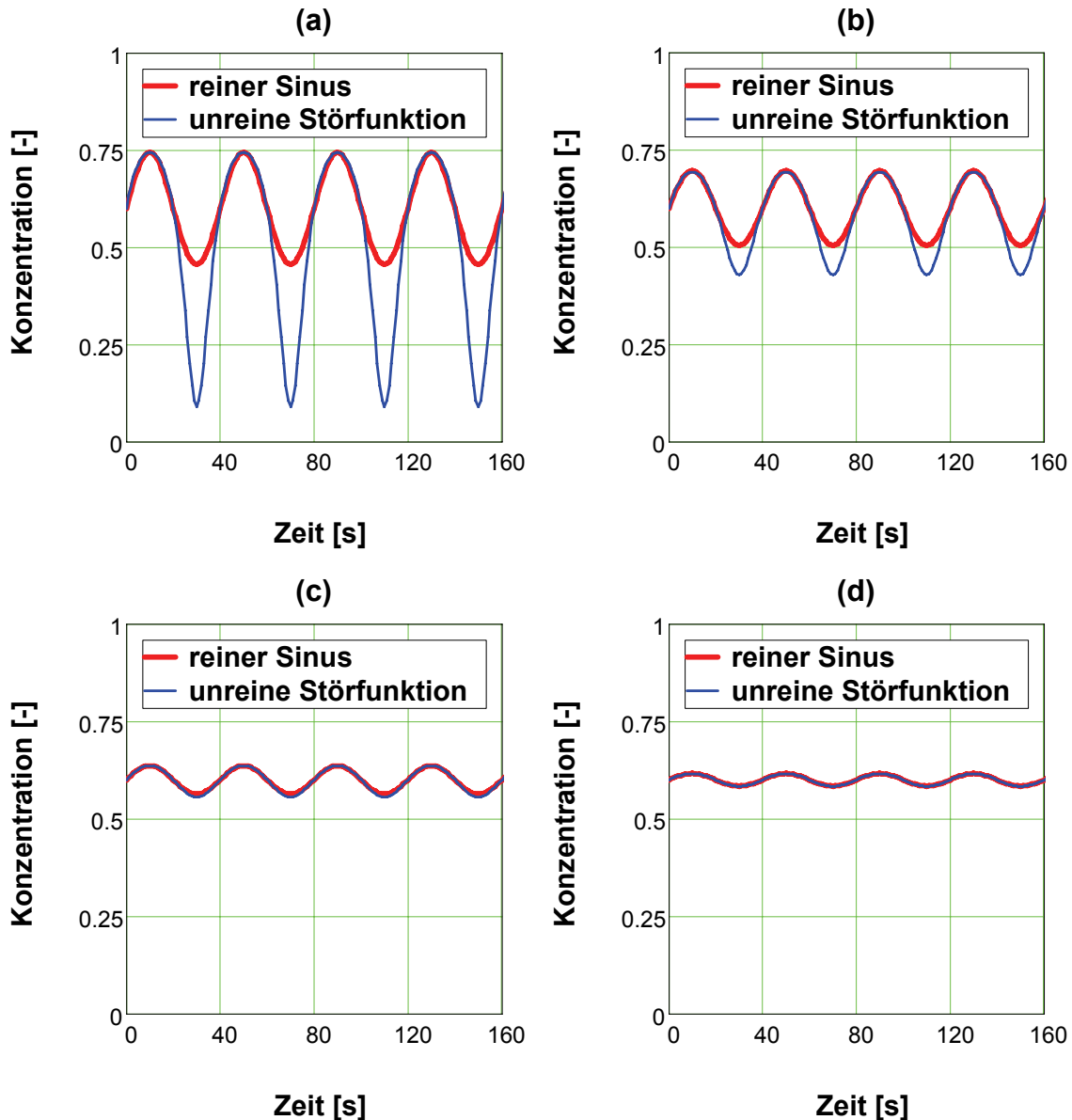


Abbildung 5.9: Grafische Darstellung der Annäherung unreiner Konzentrationschwankungen an den Konzentrationsverlauf reiner Sinusschwingungen mit abnehmender Amplitude des sinusförmig schwankenden Massenstromes

Die Verläufe der numerisch berechneten Reduktionskurven in Abbildung 5.10 und Abbildung 5.11 zeigen vernachlässigbar kleine Unterschiede für die Gesamtmassenströme $\dot{m}_{ges,1} = 50 \text{ g/s}$ und $\dot{m}_{ges,2} = 25 \text{ g/s}$. Durch gleichzeitige Halbierung der jeweiligen Amplituden ist das Konzentrationsprofil und damit die Standardabweichung am Einlauf für beide Gesamtmassenströme identisch. Die berechneten Datenpunkte bewegen sich für jeden normierten Dispersionskoeffizienten nahezu auf derselben Masterkurve, womit sich der Einfluss des Massenstromes auf die normierte Verweilzeit und die daraus resultierende Reduktion von Eingangsschwankungen beschränkt.

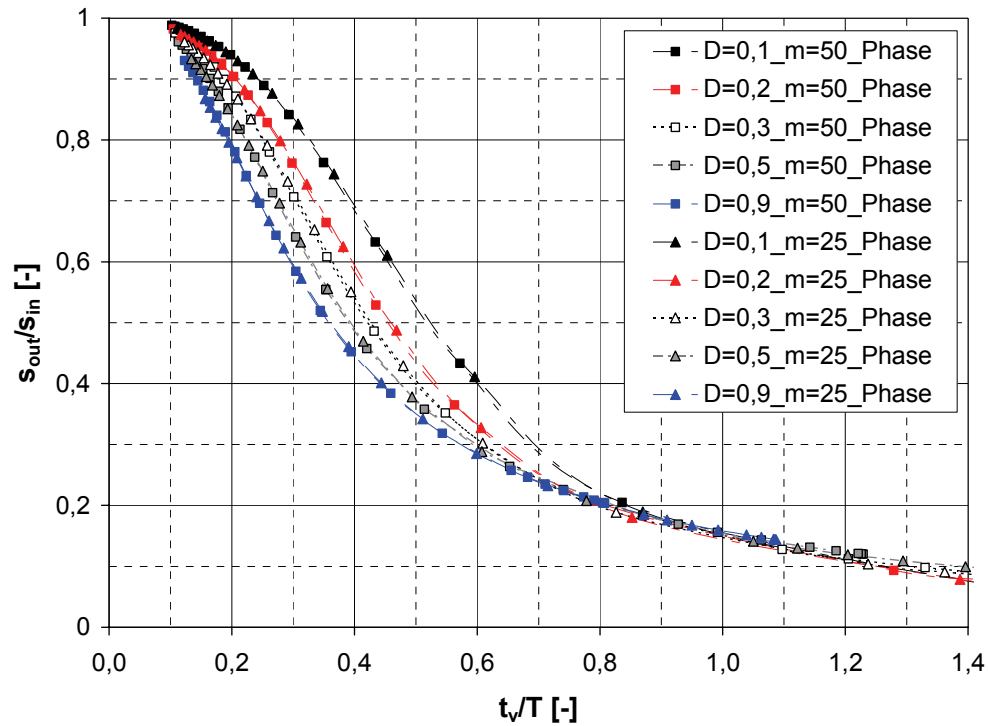


Abbildung 5.10: Einfluss des Gesamtmassenstromes bei 180° phasenverschobener Zudosierung von zwei sinusförmig schwankenden Massenströmen gleicher Amplitude

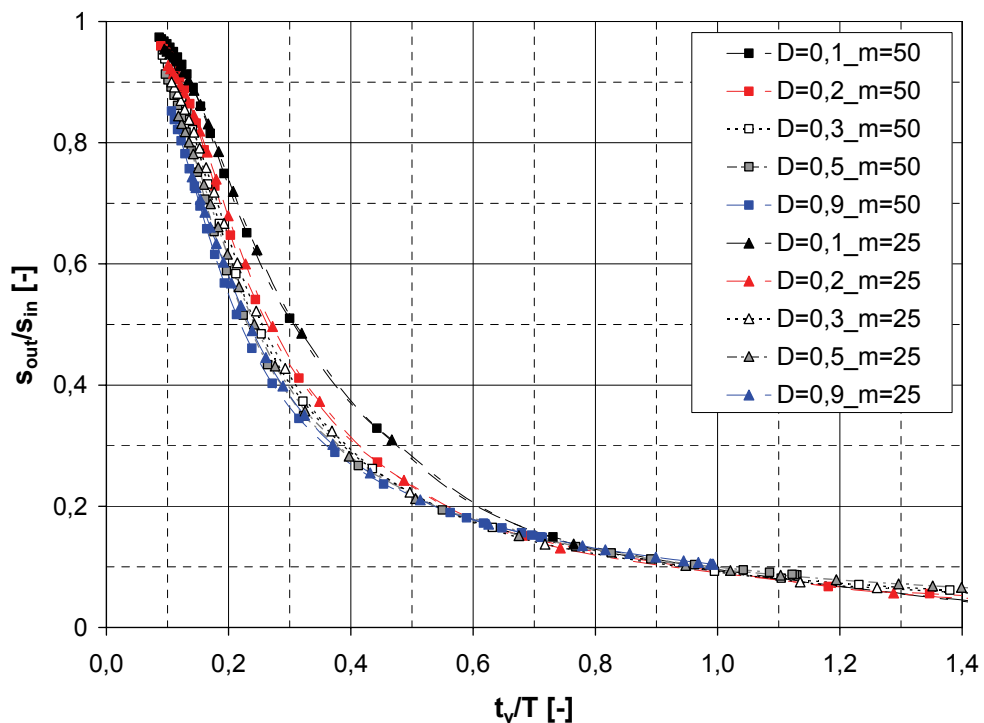


Abbildung 5.11: Einfluss des Gesamtmassenstromes bei Zudosierung eines sinusförmig schwankenden und eines konstanten Massenstromes (Massenstrom und Amplitude im gleichen Verhältnis reduziert!)

5.1.3.2 Reduktion von Dosierstörungen beliebiger Gestalt

Die Anpassung einer Exponentialfunktion nach Gleichung 4.12 an die Ergebnisse der Reduktion reiner Sinusschwingungen liefert nach Gleichung 4.13 eine Dämpfungsfunktion zur Berechnung der Amplitudenreduktion einer harmonischen Sinusschwingung beliebiger Periodenlänge bzw. Frequenz. Der Anpassungsparameter ergibt sich in diesem Fall zu $b = -1,761$. Die Exponentialfunktion in Abbildung 5.12 zeigt eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen und den numerisch berechneten Werten.

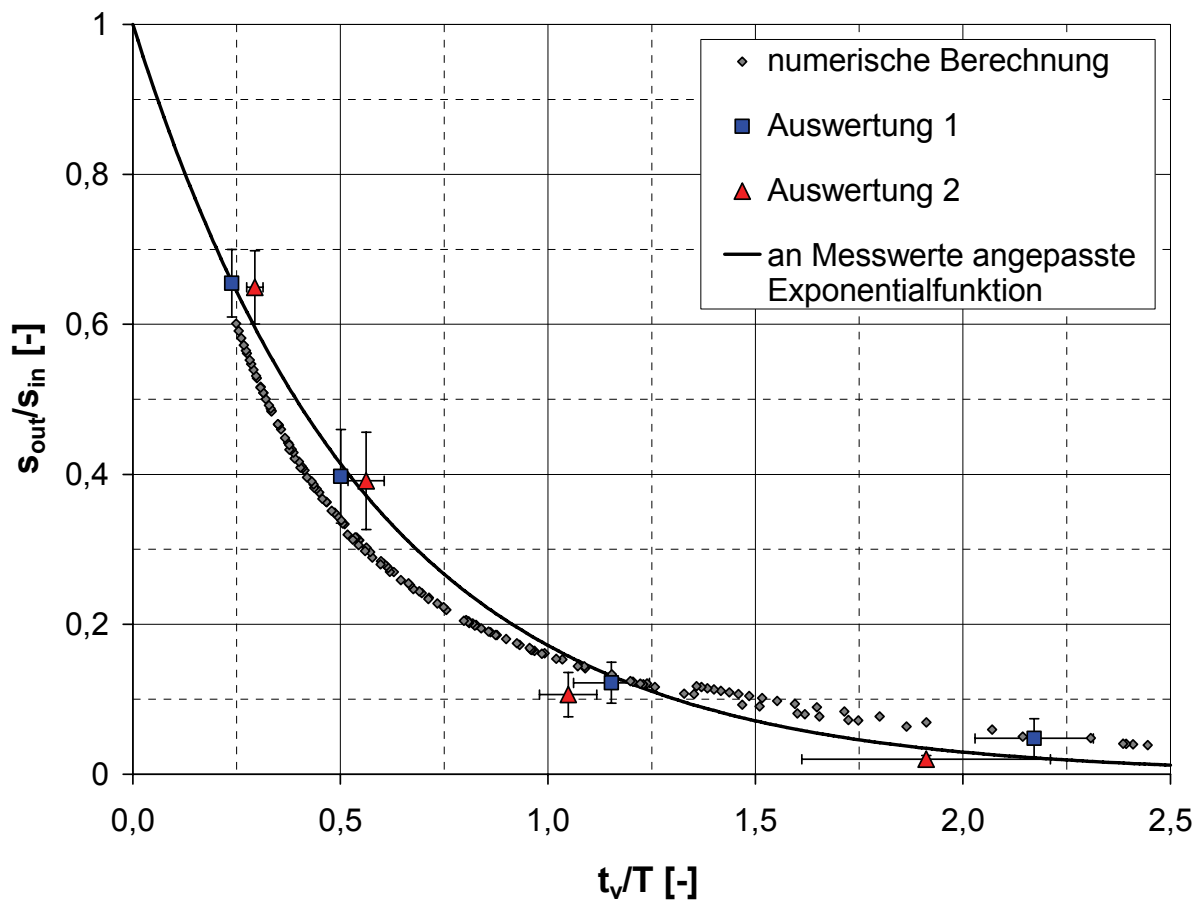


Abbildung 5.12: Bestimmung der Dämpfungsfunktion für reine Sinusschwingungen

Die experimentell am Mischereinlauf generierten rechteckförmigen Massenstromschwankungen unterschiedlicher Periodenlänge werden in das entsprechende Fourier-Frequenzspektrum zerlegt und die Amplitudenreduktion der harmonischen Einzelschwingungen nach Gleichung 4.13 berechnet. Abbildung 5.13 zeigt das Fourier-Frequenzspektrum des Eingangssignals und die gedämpften Einzelschwingungen des Ausgangssignals. Hochfrequente Schwingungen (kurze Periodenlänge) werden stärker gedämpft als niederfrequente Schwingungen. Das am wenigsten ge-

dämpfte Signal ist eine Sinusschwingung mit der Periodenlänge bzw. Frequenz der Eingangsschwankung. Der konstante Offset der Massenstromschwankung $\dot{m}_{i,0} = 12,5 \text{ g/s}$, der nach Gleichung 4.11 der Amplitude A_0 des Frequenzspektrums für $f = 0 \text{ s}^{-1}$ entspricht, wird nicht reduziert und bleibt in allen Fällen vollständig erhalten.

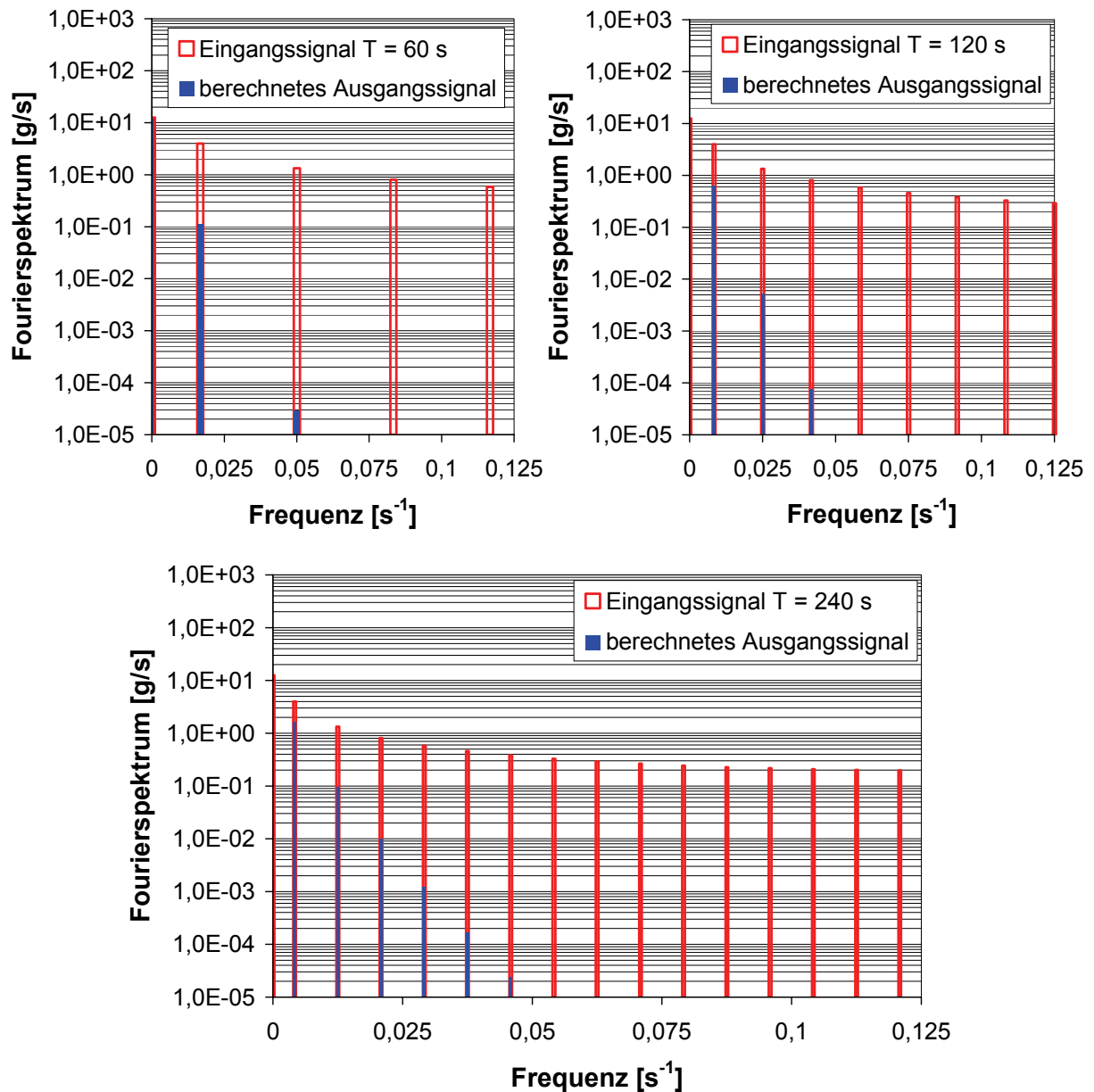


Abbildung 5.13: Fourier-Frequenzspektren von rechteckförmigen Eingangssignalen und die gedämpften Fourier-Frequenzspektren für unterschiedliche Periodenlängen

Nach Rücktransformation der Fourier-Frequenzspektren und Berechnung des Konzentrationsverlaufes mit Gleichung 3.62 ergibt sich die theoretisch berechnete Konzentrationsschwankung am Mischerauslauf. Abbildung 5.14 zeigt den Vergleich der experimentell bestimmten Konzentrationsschwankungen am Mischerauslauf mit den

theoretisch berechneten Konzentrationsverläufen. Die experimentell bestimmten Konzentrationswerte schwanken statistisch um die theoretisch berechneten Konzentrationsverläufe und zeigen eine gute Übereinstimmung mit den theoretisch berechneten Konzentrationsverläufen. Damit wird die theoretische Berechnung mittels Fouriertransformation sowie die Exponentialfunktion zur Dämpfung von harmonischen Sinusschwingungen bestätigt.

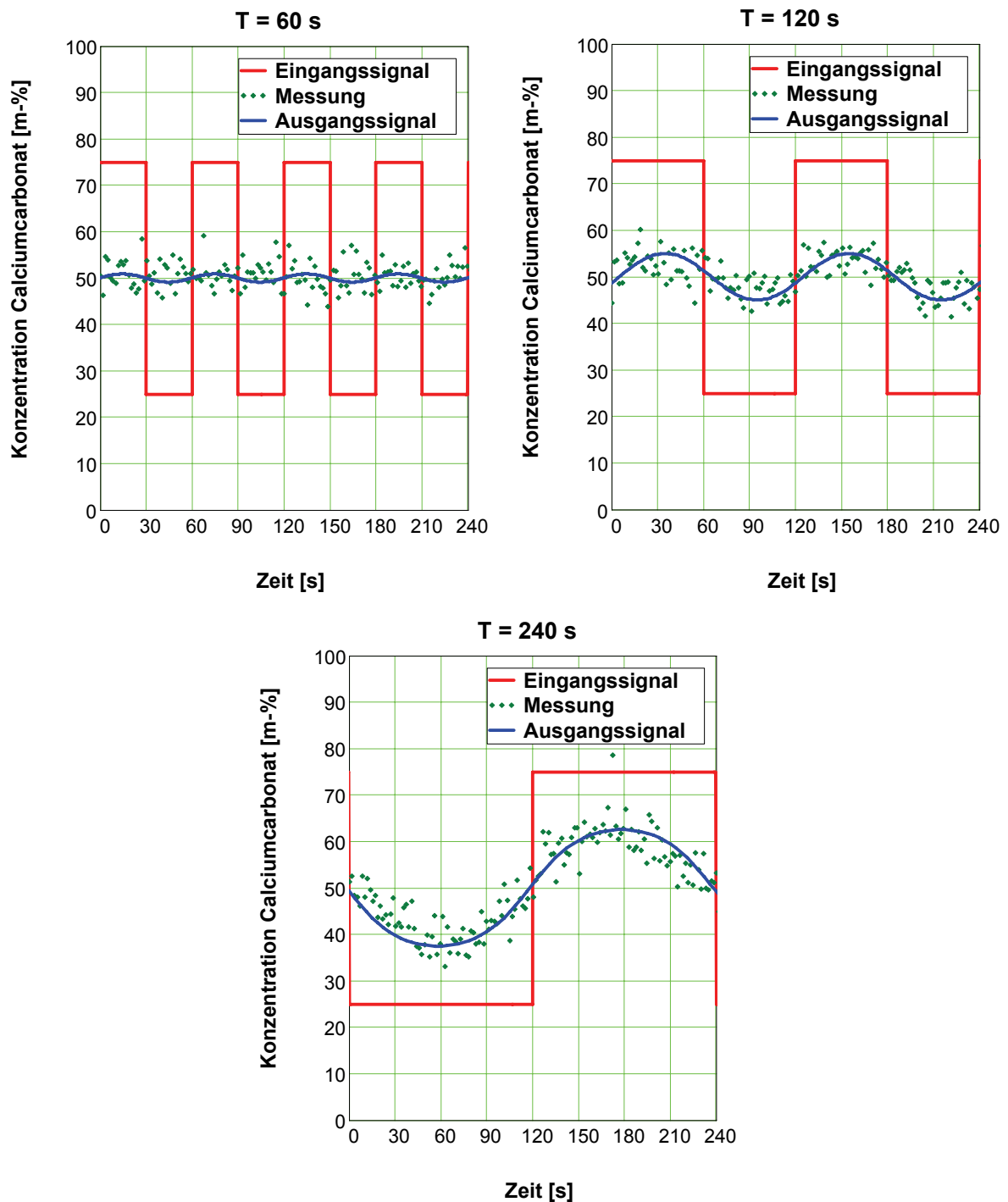


Abbildung 5.14: Experimentelle Validierung der theoretisch berechneten Ausgangsschwankung für rechteckförmige Störfunktionen

Abbildung 5.15 zeigt den Vergleich von theoretisch berechneten und experimentell bestimmten Konzentrationsprofilen für die in Kapitel 4.3.1 beschriebenen Versuchsparameter. Die experimentellen Ergebnisse zeigen eine gute Übereinstimmung mit den theoretisch berechneten Konzentrationsverläufen und bestätigen die theoretischen Annahmen zur Reduktion von sinusförmig schwankenden Eingangsmassenströmen.

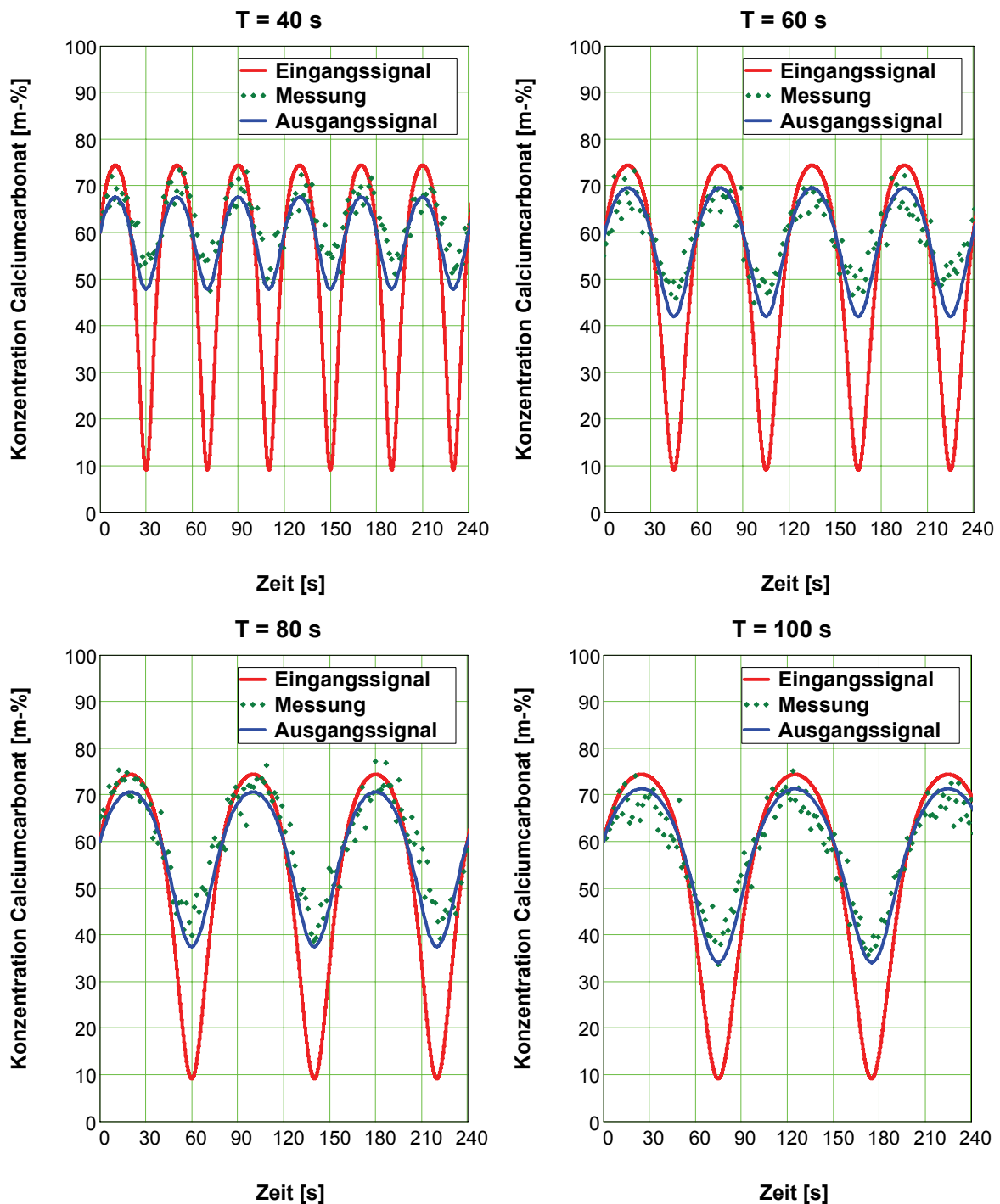


Abbildung 5.15: Experimentelle Validierung der theoretisch berechneten Ausgangsschwankung für nicht rein sinusförmige Störfunktionen

5.2 Einfluss von Produkt- und Anlagenparametern auf die konvektiven und dispersiven Massentransportvorgänge

Im folgenden Abschnitt werden die Einflüsse der eingestellten Anlagenparameter und der Schüttguteigenschaften auf das Füllgradverhalten im Mischer und die mittlere Verweilzeit, die entscheidenden Einfluss auf die Reduktion von Eingangsschwankungen hat, diskutiert. Aufgrund der großen Datenmenge werden die Einflüsse anhand von ausgewählten Resultaten verdeutlicht. Im Anhang befindet sich eine vollständige Zusammenstellung der erzielten Resultate.

5.2.1 Charakterisierung der verwendeten Produkte

Die für die Versuche verwendeten Produkte (Calciumcarbonate) *OMYACARB 130SV*, *40SV* und *10SV* weisen deutlich unterschiedliche Partikelgrößenverteilungen und damit unterschiedliches Fließverhalten auf. In Abbildung 5.16 sind die Fließfunktionen und in Abbildung 5.17 die Partikelgrößenverteilungen der verwendeten Versuchsstoffe dargestellt. Mit abnehmender Partikelgröße zeigt sich seine Verschlechterung der Fließeigenschaften.

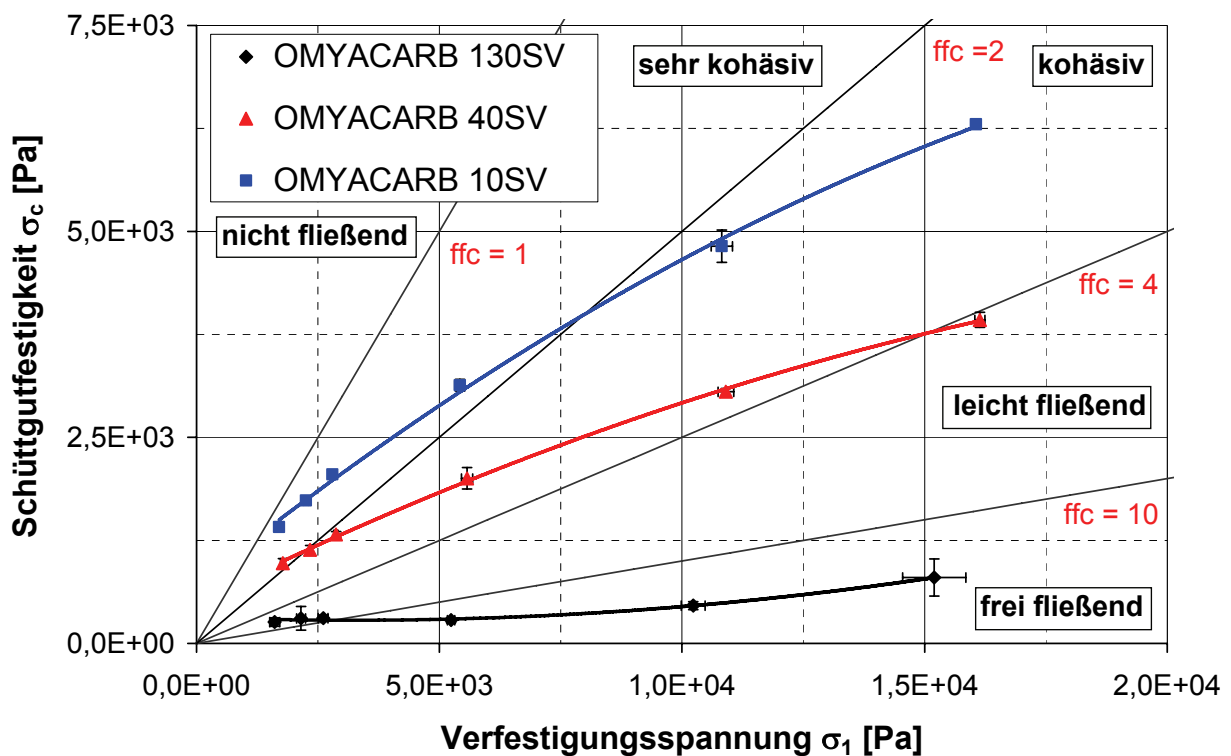


Abbildung 5.16: Fließfunktion der verwendeten Produkte *OMYACARB 130SV*, *40SV* und *10SV*

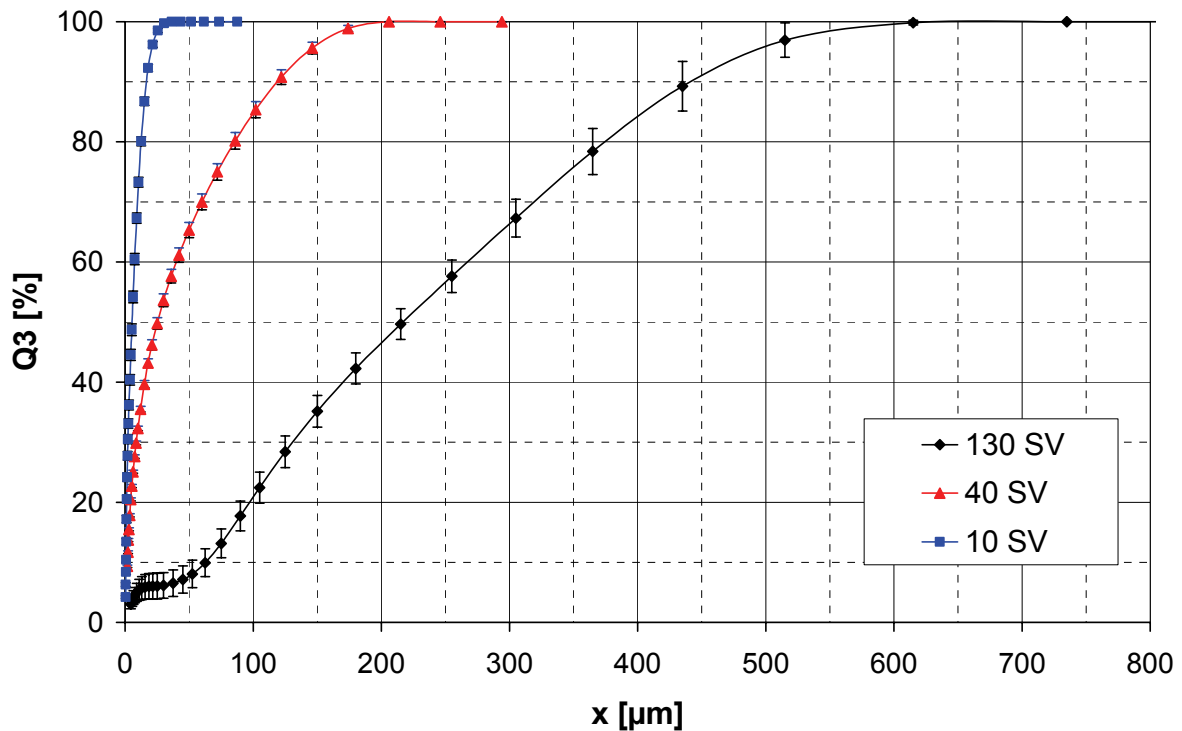


Abbildung 5.17: Partikelgrößenverteilung der verwendeten Produkte *OMYACARB 130SV*, *40SV* und *10SV*

Die verwendeten Calciumcarbonate zeigen vergleichbare a_w -Werte und sehr geringe Wassergehalte (siehe Tabelle 5.2). Durch das nicht-hygroscopische Verhalten sind somit Einflüsse der Umgebungsbedingungen auszuschließen.

Tabelle 5.2: a_w -Wert und Wassergehalt der verwendeten Produkte *OMYACARB 130SV*, *40SV* und *10SV*

Parameter	OMYACARB 130SV	OMYACARB 40SV	OMYACARB 10SV
a_w -Wert (23 °C) [-]	0,417 +/- 0,018	0,383 +/- 0,004	0,433 +/- 0,032
Wassergehalt [%]	0,049 +/- 0,027	0,037 +/- 0,033	0,074 +/- 0,020

Die Schüttgütdichte und die wahre Dichte der Versuchsstoffe sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst. Die Schüttgütdichte wird mit abnehmenden Fließeigenschaften geringer. Bei den verwendeten Calciumcarbonaten handelt es sich um unterschiedliche Vermahlungsgrade des Ausgangsproduktes Kalkstein, was an der vergleichbaren wahren Dichte zu erkennen ist. Die Stampfdichte weist einen signifikant geringeren Wert für das Produkt *OMYACARB 10SV* auf.

Tabelle 5.3: Schüttgutedichte, wahre Dichte und Stampfdichte der verwendeten Produkte OMYACARB 130SV, 40SV und 10SV

Parameter	OMYACARB 130SV	OMYACARB 40SV	OMYACARB 10SV
Schüttgutedichte ρ_b [kg/m ³]	1409 +/- 5	1124 +/- 9	756 +/- 9
Wahre Dichte ρ [kg/m ³]	2741 +/- 4	2754 +/- 4	2769 +/- 5
Stampfdichte ρ_{st} [kg/m ³]	1630 +/- 18	1661 +/- 24	1200 +/- 19

Aufgrund des gleichen Rohstoffes der verwendeten Produkte resultieren vergleichbare wahre Dichten, a_w -Werte und Wassergehalte. Deshalb unterscheiden sich die Produkte ausschließlich durch die aus den unterschiedlichen Vermahlungsgraden resultierenden mechanischen Schüttguteigenschaften.

5.2.2 Einfluss der Produkt- und Anlagenparameter auf die bestimmten Koeffizienten der Fokker-Planck-Gleichung

Im folgenden Abschnitt werden die Einflüsse der Drehzahl und der verwendeten Produkte OMYACARB 130SV, 40SV und 10SV auf die bestimmten Koeffizienten der Fokker-Planck-Gleichung näher betrachtet. Die Bestimmung der Koeffizienten aus den experimentellen Füllgradverläufen ist in Kapitel 4.4 beschreiben. Zur Klärung der Frage, inwieweit die für die unterschiedlichen Wehrstellungen bestimmten Koeffizienten vom Gesamtfüllgrad abhängen, wurde eine lineare Regression durchgeführt. Die lineare Regression kann im Anhang eingesehen werden (Abbildung 8.1 und Abbildung 8.2). Aufgrund von teilweise engen Massenbereichen und großen Vertrauensbereichen der linearen Regression kann eine signifikante Anhängigkeit der Koeffizienten vom Gesamtfüllgrad nicht bestätigt werden. Aus diesem Grund werden die bestimmten Koeffizienten für die betrachteten Bereiche des Gesamtfüllgrades bzw. der Gesamtmasse als unabhängig von Gesamtfüllgrad und Masse angenommen. Die Werte der jeweils vier Wehrstellungen einer Produkt-Drehzahl-Kombination sind gemittelt und mit den Konfidenzintervallen für einen Vertrauensbereich von 95 % angegeben. In Tabelle 5.4 sind die experimentell ermittelten Transport- und Dispersionskoeffizienten zusammengefasst.

Tabelle 5.4: Experimentell ermittelte Dispersions- und Transportkoeffizienten

OMYACARB	$D^* [m^2/s]$			
	$n = 48 \text{ min}^{-1}$		$n = 148 \text{ min}^{-1}$	
130SV	$2,2 \cdot 10^{-3} \pm 1,4 \cdot 10^{-4}$		$3,6 \cdot 10^{-3} \pm 4,5 \cdot 10^{-4}$	
40SV	$6,2 \cdot 10^{-3} \pm 3,5 \cdot 10^{-3}$		$1,6 \cdot 10^{-2} \pm 3,5 \cdot 10^{-3}$	
10SV	$7,6 \cdot 10^{-3} \pm 1,8 \cdot 10^{-3}$		$1,6 \cdot 10^{-2} \pm 5,5 \cdot 10^{-3}$	

	$U_{negativ}^* [m/s]$		$U_{positiv}^* [m/s]$	
	$n = 48 \text{ min}^{-1}$	$n = 148 \text{ min}^{-1}$	$n = 48 \text{ min}^{-1}$	$n = 148 \text{ min}^{-1}$
130SV	$1,5 \cdot 10^{-2} \pm 1,8 \cdot 10^{-3}$	$4,0 \cdot 10^{-2} \pm 6,4 \cdot 10^{-3}$	$-2,0 \cdot 10^{-3} \pm 9,3 \cdot 10^{-4}$	$-1,1 \cdot 10^{-2} \pm 2,4 \cdot 10^{-3}$
40SV	$1,9 \cdot 10^{-2} \pm 1,1 \cdot 10^{-2}$	$3,5 \cdot 10^{-2} \pm 1,1 \cdot 10^{-2}$	$-5,4 \cdot 10^{-3} \pm 3,9 \cdot 10^{-3}$	$-3,3 \cdot 10^{-2} \pm 1,0 \cdot 10^{-2}$
10SV	$1,1 \cdot 10^{-2} \pm 3,4 \cdot 10^{-3}$	$3,6 \cdot 10^{-2} \pm 1,5 \cdot 10^{-2}$	$-6,7 \cdot 10^{-3} \pm 4,1 \cdot 10^{-3}$	$-2,0 \cdot 10^{-2} \pm 7,9 \cdot 10^{-3}$

Abbildung 5.18 zeigt die für die verwendeten Versuchsstoffe bestimmten Dispersionskoeffizienten D^* in Abhängigkeit von den verwendeten Drehzahlen $n = 48 \text{ min}^{-1}$ und $n = 148 \text{ min}^{-1}$. Die Dispersionskoeffizienten resultieren aus den Füllgradverläufen der Versuche mit dem neutralen Mischwerkzeug (keine aktive Transportrichtung). Es zeigt sich ein deutlicher Einfluss der Drehzahl. Eine Erhöhung der Drehzahl des Mischwerkzeuges, das lediglich eine Rührfunktion ohne aktive Transportrichtung übernimmt und die Schüttung in Bewegung versetzt, führt zu einer stärkeren Fluidisierung des Schüttgutes und dadurch zu einer erhöhten Beweglichkeit der Einzelpartikel bzw. Agglomerate im Fall der kohäsiven Produkte *OMYACARB 10SV* und *40SV*. Dadurch ergeben sich, trotz der großen Konfidenzintervalle für einen Vertrauensbereich von 95 %, signifikant größere Dispersionskoeffizienten für die höhere Drehzahl von $n = 148 \text{ min}^{-1}$. Die verwendeten Calciumcarbonate *OMYACARB 10SV* und *40SV* zeigen vergleichbare Dispersionskoeffizienten, wohingegen das verwendete *OMYACARB 130SV* (grobes und frei fließendes Schüttgut) signifikant geringere Dispersionskoeffizienten für die jeweilige Drehzahl aufweist. Wird eine Analogie zum von Einstein postulierten Einfluss der Molekülgröße auf den Diffusionskoeffizienten (siehe Gleichung 2.1) hergestellt, so zeigen sich auch bei Schüttgütern geringere Dispersionskoeffizienten für eine zunehmende Partikelgröße.

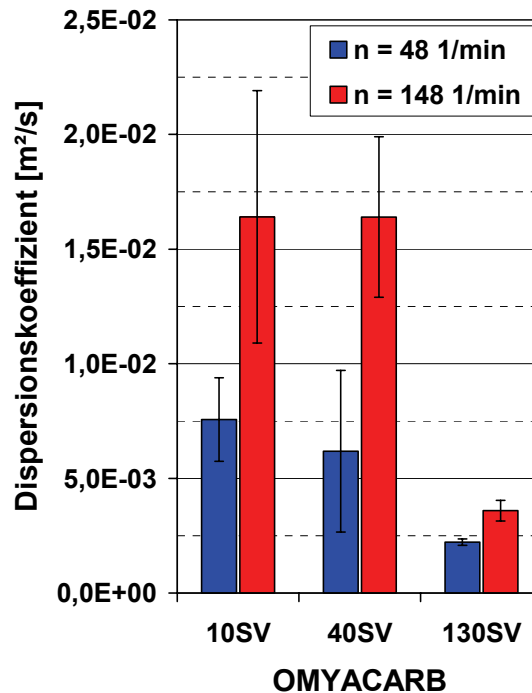


Abbildung 5.18: Dispersionskoeffizient in Abhängigkeit von Drehzahl und Schüttgut

Die bestimmten Transportkoeffizienten U^* für das positive Mischwerkzeug (aktiver Transport in Richtung Mischerauslauf) und das negative Mischwerkzeug (aktiver Transport in Richtung Mischereinlauf) zeigen ebenfalls einen signifikanten Einfluss der Drehzahl (siehe Abbildung 5.19). Eine Erhöhung der Drehzahl n des Mischwerkzeuges führt unweigerlich zu einer Erhöhung der Durchläufe des Mischwerkzeuges durch das Schüttgut und damit zu einem verstärkten aktiven Transport durch die Paddel des Mischwerkzeuges. Daraus resultiert ein größerer Transportkoeffizient für das positive und das negative Mischwerkzeug bei höherer Drehzahl. Qualitativ zeigt sich für die ermittelten Transportkoeffizienten ein direkter Zusammenhang zwischen Drehzahl n und Transportkoeffizient U^* . Eine Erhöhung der Drehzahl von $n = 48 \text{ min}^{-1}$ auf die circa dreifache Drehzahl von $n = 148 \text{ min}^{-1}$ resultiert in ungefähr den dreifachen Transportkoeffizienten für eine Drehzahl von $n = 148 \text{ min}^{-1}$. Die bestimmten Transportkoeffizienten weisen große Konfidenzintervalle auf, zeigen aber bei der gleichen Drehzahl qualitativ vergleichbare Werte für alle verwendeten Versuchsstoffe, d. h. ein signifikanter Einfluss der Schüttguteigenschaften auf den Transportkoeffizienten kann nicht nachgewiesen werden.

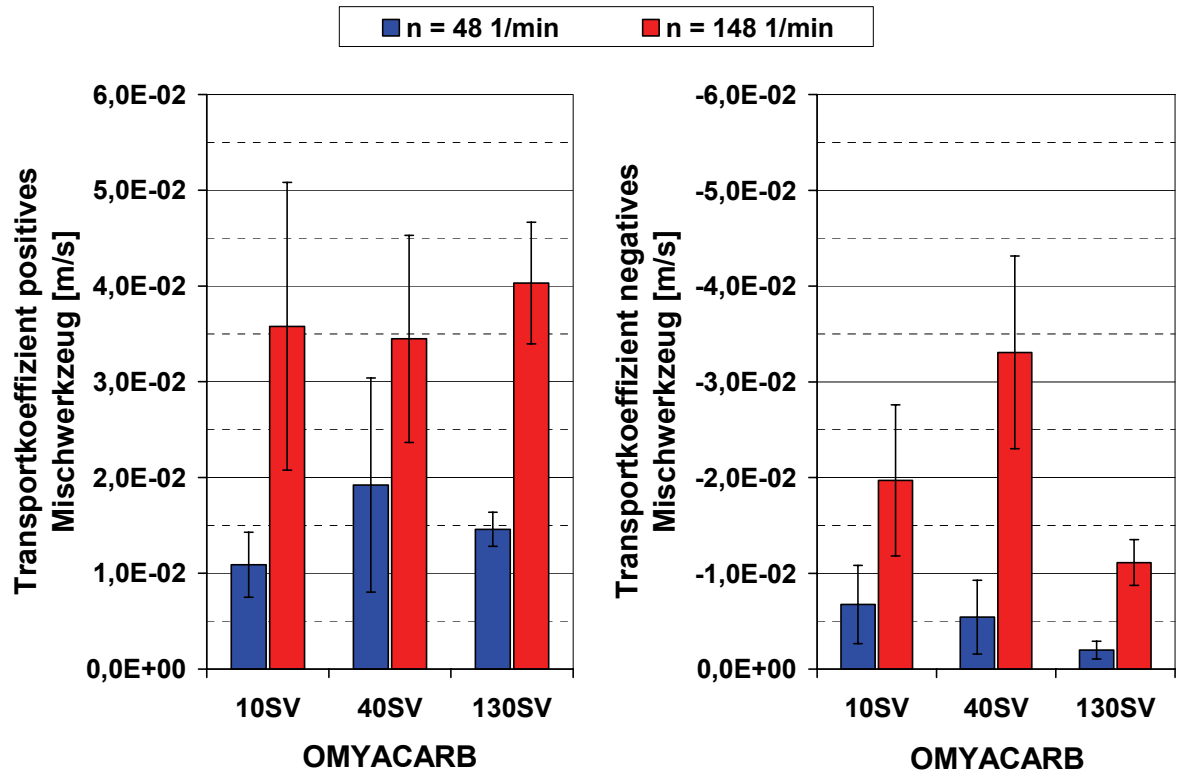


Abbildung 5.19: Positiver Transportkoeffizient (links) und negativer Transportkoeffizient (rechts) in Abhängigkeit von Drehzahl und Schüttgut

5.2.3 Einfluss des Mischwerkzeuges auf das Füllgradverhalten im Mischer und die Auswirkungen auf die mittlere Verweilzeit im Mischer

Abbildung 5.20 zeigt die experimentell bestimmten Füllgradverläufe in Abhängigkeit vom verwendeten Mischwerkzeug für *OMYACARB 130SV*, Drehzahl $n = 148 \text{ min}^{-1}$ bei *Wehrstellung 0* (Datenpunkte). Die numerische Berechnung der theoretischen Füllgradverläufe wurde mit den Mittelwerten (dicke Linien) sowie mit den Ober- und Untergrenzen (dünne Linien) der experimentell ermittelten Koeffizienten (siehe Tabelle 5.4) durchgeführt. Bei der Berechnung sind die nicht ideale Zudosierung (siehe Kapitel 3.4.3) und eine Abweichung vom idealen Transportverhalten durch die geometrische Paddelanordnung im Fall des negativen Mischwerkzeuges (nachfolgend näher erläutert) bereits berücksichtigt.

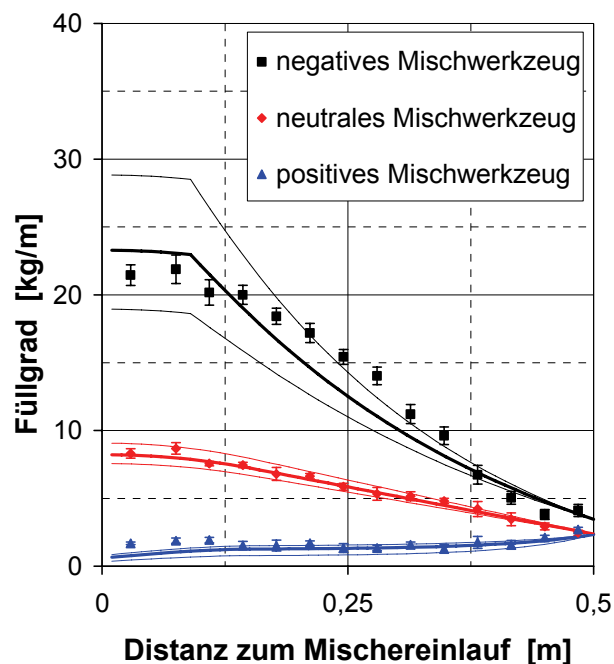


Abbildung 5.20: Einfluss der Art des Mischwerkzeuges auf den Füllgradverlauf im Mischer (*OMYACARB 130SV*, $n = 148 \text{ min}^{-1}$, *Wehrstellung 0*)

Für den experimentell bestimmten Füllgradverlauf des negativen Mischwerkzeuges zeigt sich eine qualitative Abweichung vom in Kapitel 3.5.2 theoretisch berechneten Füllgradverlauf unter Berücksichtigung des Spreading Faktors (vgl. hierzu Abbildung 3.7). Grund hierfür ist die Konstruktion des Mischwerkzeuges im Bereich des Mischereinflaufes. Durch die geometrische Anordnung der Paddel des Mischwerkzeug-

ges am Mischereinlauf wird der negative Transport in einem Bereich von circa $l = 9 \text{ cm}$ durch einen positiven Transport überlagert. In der numerischen Berechnung ist deshalb ein positiver Transport berücksichtigt, der dem negativen Transport über eine Strecke von $l = 9 \text{ cm}$ in gleicher Größenordnung entgegenwirkt. Daraus ergibt sich, wie in Abbildung 5.20 dargestellt, eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten.

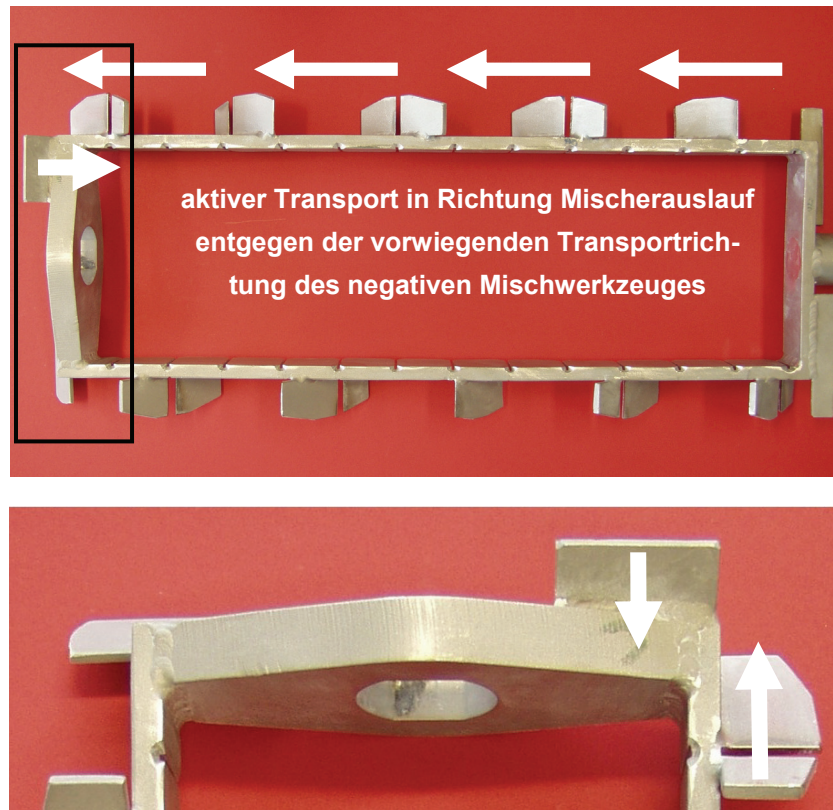


Abbildung 5.21: Abweichung vom idealen Transportverhalten beim negativen Mischwerkzeug durch die geometrische Anordnung der Paddel im Bereich des Mischereinlaufes

Die experimentellen Füllgradverläufe für das neutrale Mischwerkzeug (keine aktive Transportrichtung) und das positive Mischwerkzeug (aktiver Transport in Richtung Mischereinlauf) bestätigen den qualitativen Verlauf der theoretisch berechneten Verläufe in Kapitel 3.5.1 und 3.5.3. Die numerisch berechneten Füllgradverläufe zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Füllgradverläufen und bestätigen damit die experimentell bestimmten Koeffizienten der Fokker-Planck-Gleichung.

Abbildung 5.22 verdeutlicht den Einfluss des Mischwerkzeuges auf die Pulvermasse im Mischer. Eine sehr gute Übereinstimmung der Summe der experimentell bestimmten Massen in den einzelnen Diskretisierungskammern mit der experimentell bestimmten stationären Mischermasse bestätigt die sehr gute Reproduzierbarkeit der Methodik. Die Flächen unter den Füllgradkurven in Abbildung 5.20 entsprechen der Gesamtmasse im Mischer und verdeutlichen den starken Einfluss der Mischwerkzeugkonfiguration auf die im Mischer befindliche Pulvermasse. Die Verwendung eines Mischwerkzeuges mit negativer Transportrichtung führt zur höchsten Pulvermasse im Mischer und die Verwendung eines Mischwerkzeuges mit positiver Transportrichtung resultiert in der geringsten Pulvermasse.

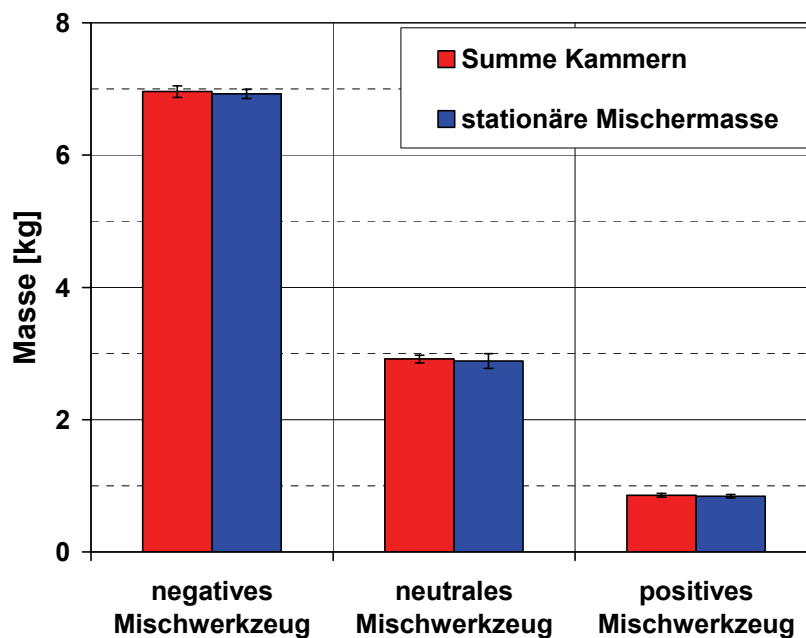


Abbildung 5.22: Einfluss der Art des Mischwerkzeuges auf die Pulvermasse im Mischer
(*OMYACARB 130SV*, $n = 148 \text{ min}^{-1}$, Wehrstellung 0)

Der direkte Zusammenhang zwischen der Masse im Mischer und der mittleren Verweilzeit verdeutlicht den Einfluss des verwendeten Mischwerkzeuges auf die Reduktion von Eingangsschwankungen (siehe Kapitel 5.1). In Abbildung 5.23 ist der Vergleich zwischen der experimentell bestimmten mittleren Verweilzeit und der numerisch berechneten mittleren Verweilzeit dargestellt. Die Werte zeigen eine gute Übereinstimmung und bestätigen damit die für die numerische Berechnung verwendeten Mittelwerte, sowie die Ober- und Untergrenzen (siehe Tabelle 5.4) der ermittelten Koeffizienten der Fokker-Planck-Gleichung.

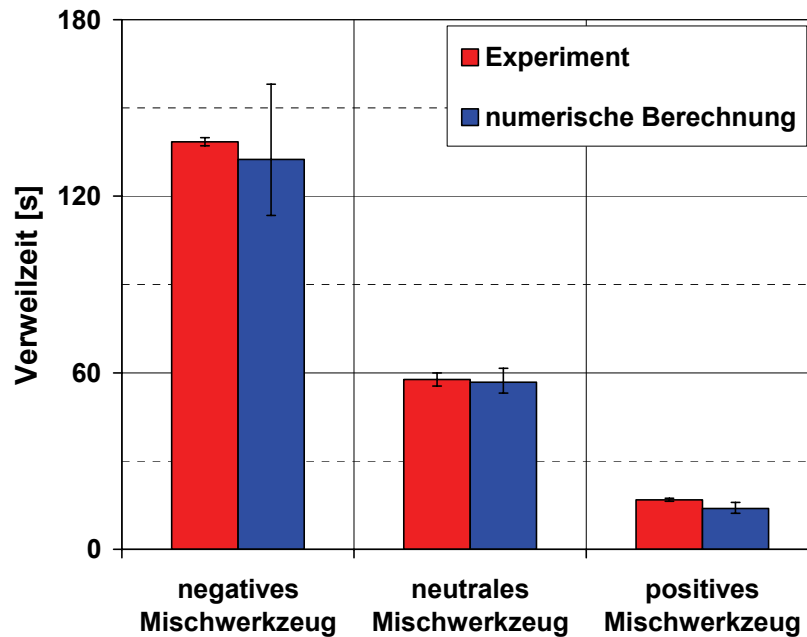


Abbildung 5.23: Einfluss der Art des Mischwerkzeuges auf die experimentelle und numerisch berechnete Verweilzeit (*OMYACARB 130SV*, $n = 148 \text{ min}^{-1}$, Wehrstellung 0)

5.2.4 Füllgradverhalten im Mischer in Abhängigkeit vom Produkt und die Auswirkungen auf die mittlere Verweilzeit im Mischer

Zur Veranschaulichung des Einflusses der Produktparameter auf das Füllgradverhalten im Mischer sind die Füllgradverläufe von *OMYACARB 130SV* (a) und *40SV* (b) für die Drehzahl $n = 148 \text{ min}^{-1}$ und die verwendeten Mischwerkzeuge, bei Wehrstellung 0, in Abbildung 5.24 dargestellt. Deutlich zeigt sich der Einfluss der unterschiedlichen Koeffizienten der Fokker-Planck-Gleichung (siehe Tabelle 5.4) auf den Füllgradverlauf. Für die Dispersionskoeffizienten gilt $D_{130SV}^* < D_{40SV}^*$, was an der unterschiedlichen Steigung der Füllgradverläufe des neutralen Mischwerkzeuges deutlich wird. Zur Gewährleistung des abzutransportierenden Massenstromes ergibt sich nach Gleichung 3.42 ein Füllgradverlauf mit einem größeren Füllgradgefälle für den geringeren Dispersionskoeffizienten D_{130SV}^* . Ebenso zeigt sich der Einfluss des signifikant unterschiedlichen Dispersionskoeffizienten bei den Füllgradverläufen für das negative und das positive Mischwerkzeug. Der geringe Dispersionskoeffizient D_{130SV}^* führt zu einem steileren Kurvenverlauf für das negative Mischwerkzeug. Grund hierfür ist nach Gleichung 3.23 der dispersive Massenstrom zur Kompensation des konvektiven Transportes in Richtung Mischereinflauf. Im Vergleich zum größeren Dispersionskoeffizienten D_{40SV}^* ist im Falle des Dispersionskoeffizienten D_{130SV}^* ein größeres Füll-

gradgefälle notwendig, um den konvektiven Transport in Richtung Mischereinlauf zu kompensieren und dadurch den abtransportierenden Gesamtmassenstrom zu gewährleisten. Für das positive Mischwerkzeug zeigen sich die Unterschiede der Dispersionskoeffizienten durch unterschiedlich ausgeprägte Füllgradgradienten in Richtung Mischerauslauf bei vergleichbarem Füllgrad ϕ_w^* am Wehr und vergleichbaren Transportkoeffizienten $U_{positiv}^*$. Durch den Anstieg des Füllgrades nimmt auch der konvektive Massenstrom in Richtung Mischerauslauf zu. Dieser muss durch den dispersiven Massentransport in Richtung Mischereinlauf kompensiert werden. Für den geringeren Dispersionskoeffizienten D_{130SV}^* ergibt sich damit ein größeres Füllgradgefälle.

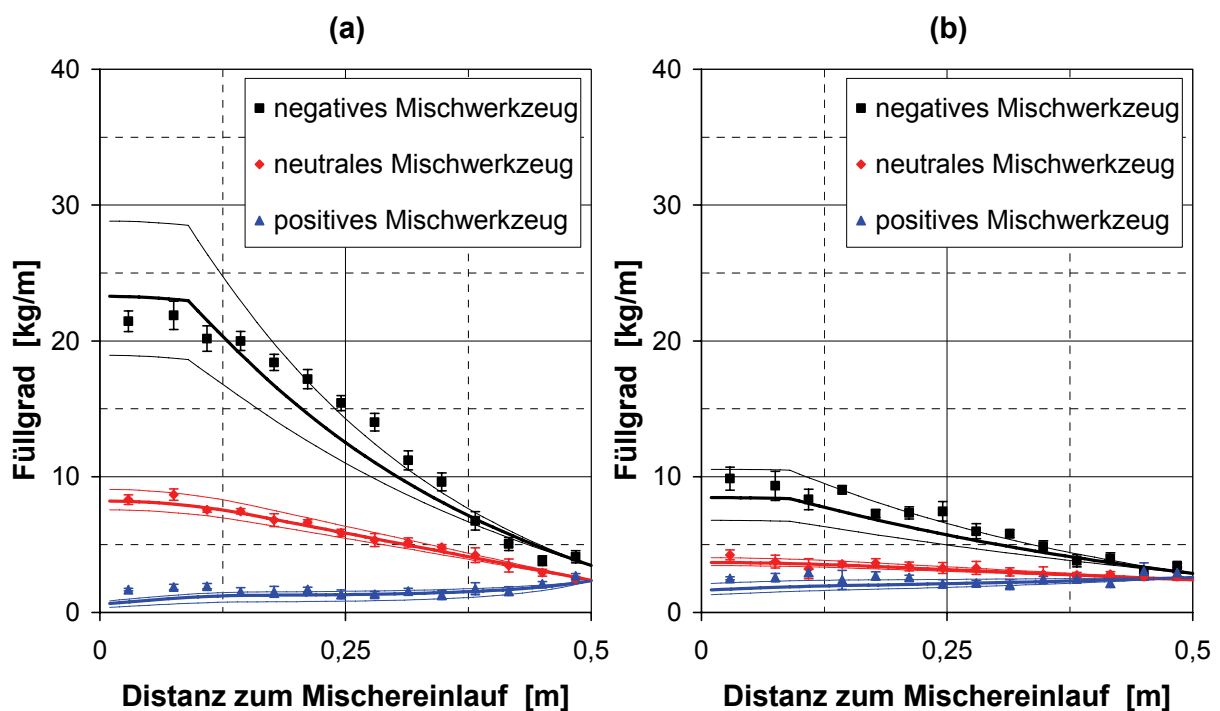


Abbildung 5.24: Einfluss des Versuchsstoffes auf den Füllgradverlauf im Mischer
(*OMYACARB (a) 130SV und (b) 40SV, $n = 148 \text{ min}^{-1}$, Wehrstellung 0*)

Der Unterschied im Füllgradverhalten spiegelt sich auch deutlich an der Masse wider, die zur Fläche unter den Füllgradkurven proportional ist. Aus Abbildung 5.25 wird der Einfluss der Produkteigenschaften auf die Pulvermasse im Mischer deutlich. Abbildung 5.26 zeigt die aus der experimentell bestimmten Pulvermasse resultierenden mittleren Verweilzeiten, die eine sehr gute Übereinstimmung mit den numerisch berechneten Verweilzeiten aufweisen. Bei Betrachtung der Ergebnisse wird der Ein-

fluss der Produkteigenschaften auf die mittlere Verweilzeit, und damit die Reduktion von Eingangsschwankungen, deutlich.

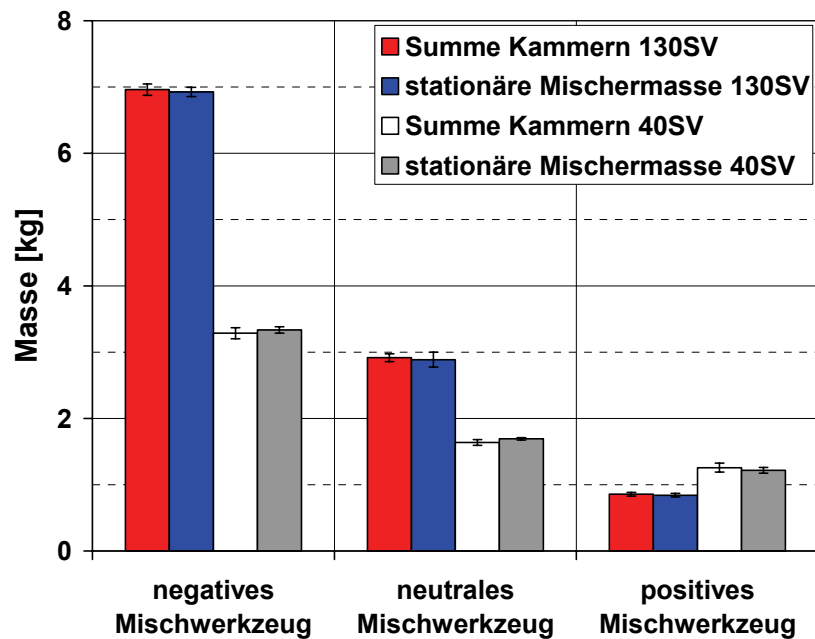


Abbildung 5.25: Einfluss des Versuchsstoffes auf die Pulvermasse im Mischer (*OMYACARB 130SV* und *40SV*, $n = 148 \text{ min}^{-1}$, Wehrstellung 0)

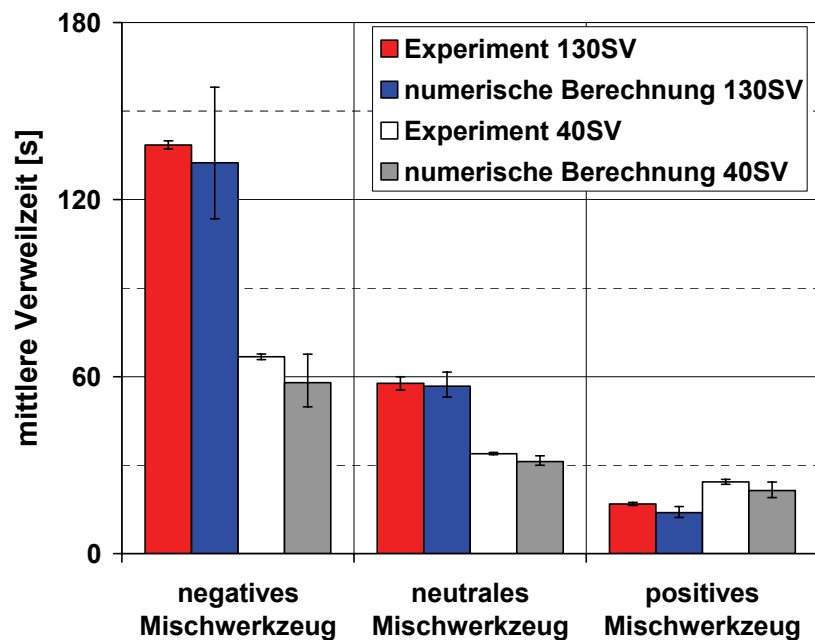


Abbildung 5.26: Einfluss des Versuchsstoffes auf die experimentelle und numerisch berechnete Verweilzeit (*OMYACARB 130SV* und *40SV*, $n = 148 \text{ min}^{-1}$, Wehrstellung 0)

Bei Betrachtung der Füllgrade am Wehr zeigt sich, dass die Pulvereigenschaften nicht nur die Koeffizienten der Fokker-Planck-Gleichung beeinflussen, sondern auch den Füllgrad am Wehr. Der Wehrfüllgrad ist Ausgangspunkt der Füllgradkurve und je höher dieser Ausgangspunkt liegt, desto höher verläuft der Füllgrad über die axiale Mischerlänge, was einen Einfluss auf den Gesamtfüllgrad und damit die mittlere Verweilzeit im Mischer hat. In Abbildung 5.27 zeigt *OMYACARB 40SV* höhere Füllgrade am Wehr bei identischen Anlagenparametern.

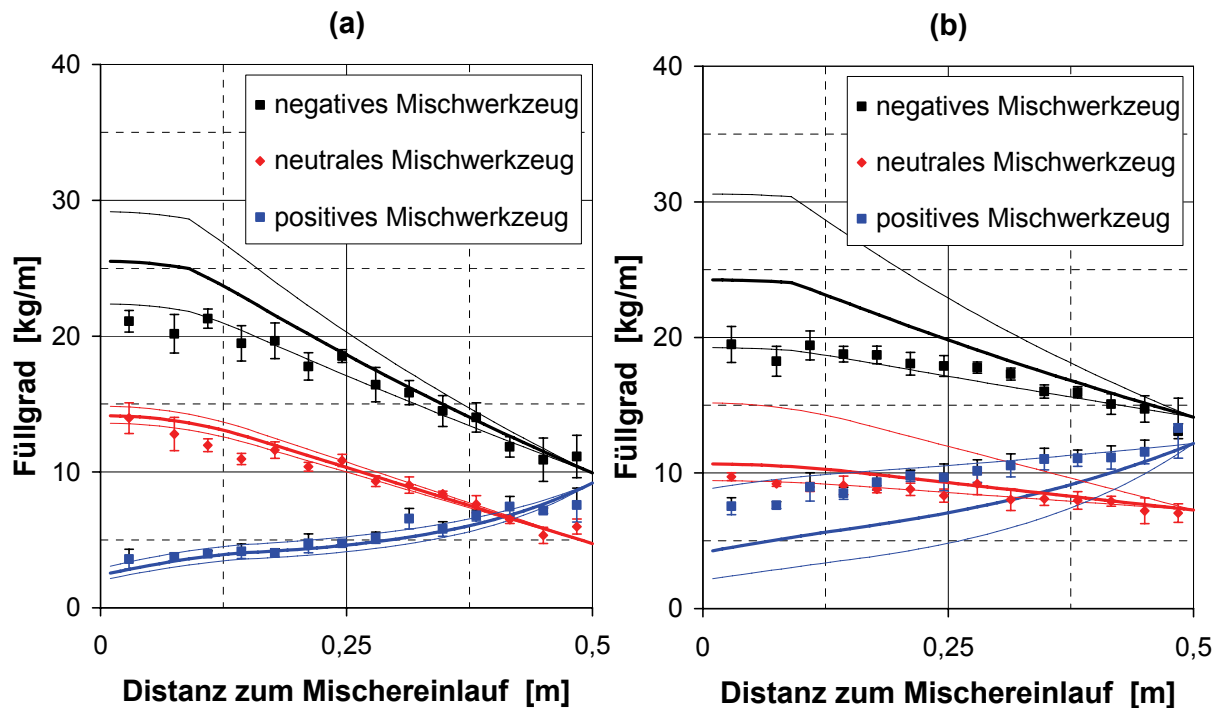


Abbildung 5.27: Einfluss des Versuchsstoffes auf den Füllgrad am Wehr
(*OMYACARB (a) 130SV und (b) 40SV, $n = 48 \text{ min}^{-1}$, Wehrstellung 3*)

5.2.5 Einfluss der Wehrstellung auf das Füllgradverhalten im Mischer und die Auswirkungen auf die mittlere Verweilzeit im Mischer

In Abbildung 5.28 werden die *Wehrstellungen 0* (a) und *3* (b) für das Produkt *OMYACARB 130SV*, bei gleicher Drehzahl des Mischwerkzeuges $n = 48 \text{ min}^{-1}$, verglichen. Zunächst kann bei Betrachtung der Verläufe festgestellt werden, dass die Füllgradverläufe mit zunehmendem Füllgrad am Wehr (Verringerung der Wehröffnung) größere Werte aufweisen und damit auch der Gesamtfüllgrad im Mischer größer ist.

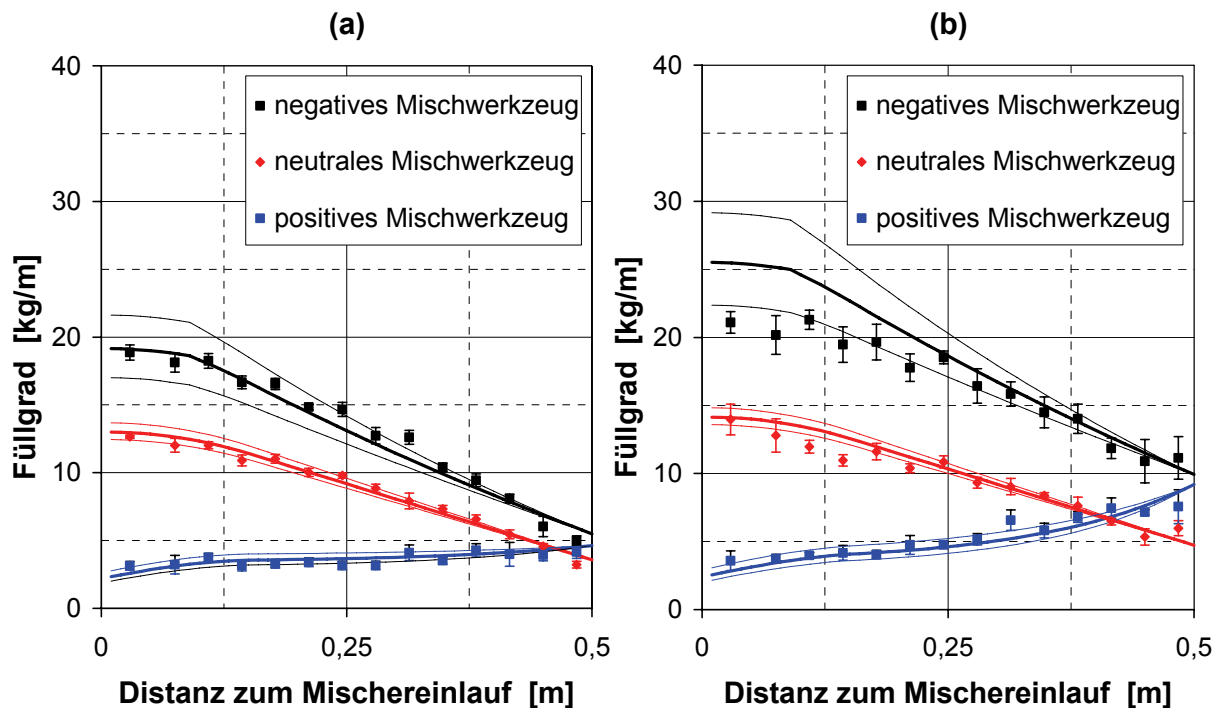


Abbildung 5.28: Einfluss der Wehrstellung auf den Füllgradverlauf im Mischer
(OMYACARB 130SV, $n = 48 \text{ min}^{-1}$, Wehrstellung (a) 0 und (b) 3)

Für den Füllgradverlauf des neutralen Mischwerkzeuges resultiert die zunehmende Schließung des Wehres in einem höheren Füllgrad am Wehr und einem parallel durch den Füllgrad am Wehr verschobenen Füllgradverlauf. Die identische Steigung begründet sich aus der Tatsache, dass der Füllgrad bei rein dispersivem Transport keinen Einfluss auf den Massentransport hat, da nur der Füllgradgradient für den Massentransport verantwortlich ist. Im Gegensatz dazu hat der Füllgrad im Falle des negativen und des positiven Mischwerkzeuges einen Einfluss auf den Füllgradverlauf (vgl. Gleichung 3.23). Beim negativen Mischwerkzeug ergibt sich für einen größeren Füllgrad am Wehr gleichzeitig ein höherer Füllgradverlauf über die gesamte axiale Mischerlänge. Durch den höheren Füllgrad ist der konvektive Massentransport in Richtung Mischereinlauf größer, was wiederum durch den dispersiven Massentransport kompensiert werden muss. Dies führt bei konstantem Dispersionskoeffizienten unweigerlich zu einer Erhöhung des Füllgradgradienten. Das gleiche Bild zeigt sich im Fall des positiven Mischwerkzeuges. Der Anstieg hin zum Füllgrad am Wehr resultiert in einer Zunahme des konvektiven Massentransportes in Richtung Mischerauslauf, der durch einen dispersiven Massentransport in Richtung Mischereinlauf kompensiert werden muss. Erneut gilt, dass bei konstantem Dispersionskoeffizienten eine Erhöhung des Füllgradgradienten erfolgen muss.

Die durch zunehmende Verringerung der Wehröffnung bewirkten höheren Füllgrade am Wehr und die dadurch bei größeren Werten verlaufenden Kurvenverläufe resultieren in einer größeren Pulvermasse im Mischer und damit ergibt sich eine längere mittlere Verweilzeit im Mischer. In Abbildung 5.29 sind die experimentell bestimmten Pulvermassen im Mischer dargestellt. Eine Verringerung der Wehröffnung (Erhöhung des Wehres) führt zu einer Zunahme der Masse im Mischer.

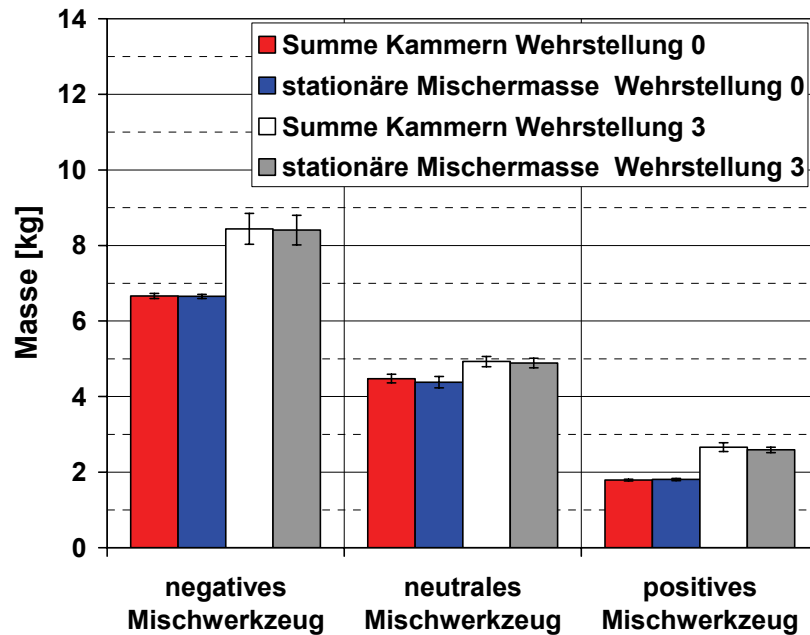


Abbildung 5.29: Einfluss der Wehröffnung auf die Pulvermasse im Mischer

(OMYACARB 130SV, $n = 48 \text{ min}^{-1}$, Wehrstellung 0 und 3)

Der in Abbildung 5.30 dargestellte Vergleich von experimentell bestimmter mittlerer Verweilzeit und numerisch berechneter Verweilzeit zeigt erneut eine signifikante Übereinstimmung. Verglichen mit dem Einfluss des Mischwerkzeuges (siehe Kapitel 5.2.3) und der Produkteigenschaften (siehe Kapitel 5.2.4) zeigt die Wehröffnung einen geringeren Einfluss auf die mittlere Verweilzeit und damit einen geringeren Einfluss auf die Reduktion von Eingangsschwankungen.

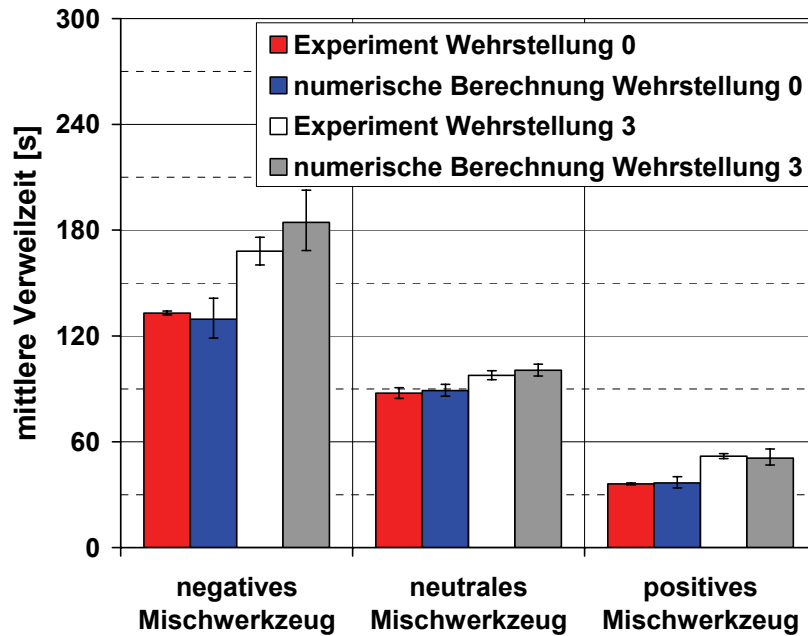


Abbildung 5.30: Einfluss der Wehröffnung auf die experimentelle und numerisch berechnete Verweilzeit (*OMYACARB 130SV*, $n = 48 \text{ min}^{-1}$, Wehrstellung 0 und 3)

5.2.6 Einfluss der Drehzahl auf das Füllgradverhalten im Mischer und die Auswirkungen auf die mittlere Verweilzeit im Mischer

Zunächst muss für die Betrachtung des Einflusses der Drehzahl angemerkt werden, dass mit Änderung der Drehzahl von $n = 148 \text{ min}^{-1}$ auf $n = 48 \text{ min}^{-1}$ eine Änderung der Produkteigenschaften einhergeht und damit das Füllgradverhalten im Mischer verändert wird. Dies wird bei einem Vergleich der Koeffizienten der Fokker-Planck-Gleichung für unterschiedliche Drehzahlen des gleichen Versuchsstoffes in Tabelle 5.4 deutlich. Somit kommen die in Kapitel 5.2.4 diskutierten Einflüsse auf das Füllgradverhalten im Mischer zum Tragen. Dies zeigt sich deutlich an den in Abbildung 5.31 dargestellten Unterschieden in den Steigungen und Verläufen des axialen Füllgrades über die Mischerlänge. Weiterhin kommen die in Kapitel 5.2.5 diskutierten Einflüsse der Wehröffnung zum Tragen. Durch die veränderte Drehzahl ergeben sich Unterschiede in den stationären Entladungsbedingungen am Wehr und damit Unterschiede im stationären Betriebszustand am Wehr des Mixers. In Abbildung 5.31 zeigt sich bei verminderter Drehzahl ein höherer Füllgrad am Wehr. Das Mischwerkzeug hat durch die verminderte Drehzahl pro Zeiteinheit weniger Möglichkeiten den Gesamtmassenstrom durch den aktiven Pulveraustrag aus dem Mischer zu entladen. Dadurch häuft sich eine größere Pulvermenge am Wehr an, die es dem Mischwerk-

zeug ermöglicht, den geforderten Massenstrom mit weniger Rotationen aktiv aus dem Mischer auszutragen. Für die höhere Drehzahl genügt dem Mischwerkzeug ein geringerer Füllgrad zum aktiven Austrag des im stationären Zustand geforderten Gesamtmassenstromes, da das Mischwerkzeug mehr Interaktionsmomente mit dem am Wehr angehäuften Produkt hat.

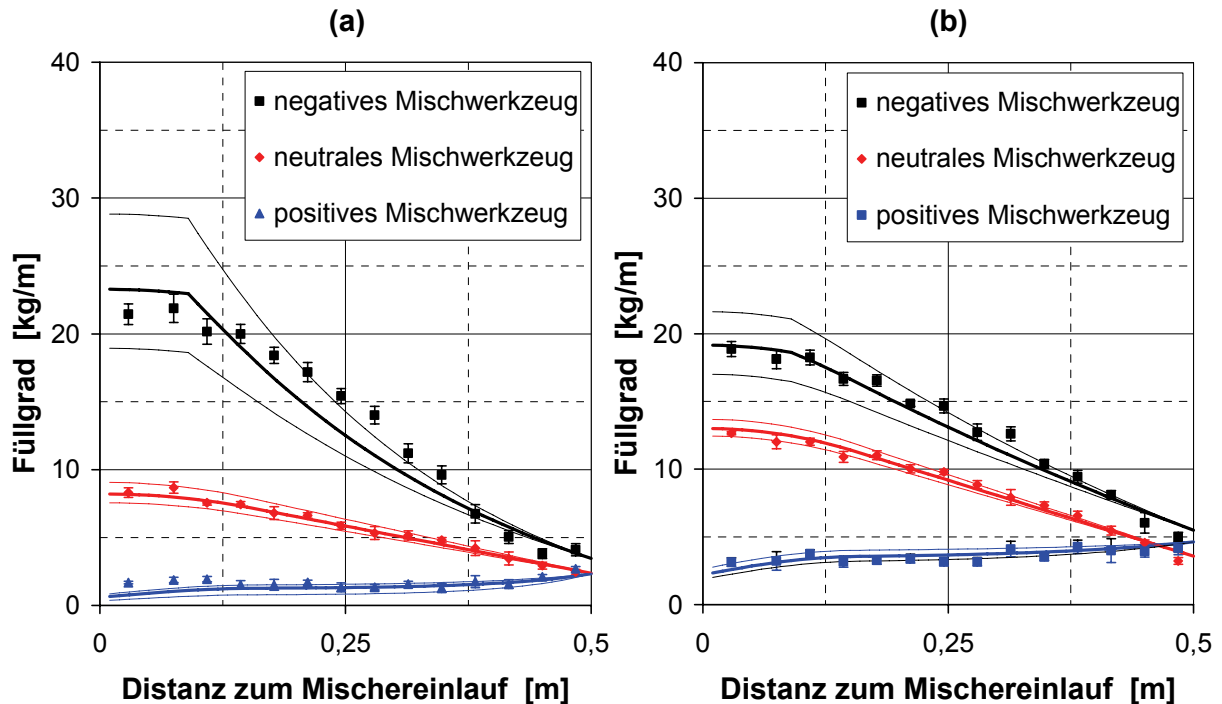


Abbildung 5.31: Einfluss der Drehzahl auf den Füllgradverlauf im Mischer
(OMYACARB 130SV, (a) $n = 148 \text{ min}^{-1}$ und (b) $n = 48 \text{ min}^{-1}$, Wehrstellung 0)

Die aus unterschiedlichen Drehzahlen resultierenden Mischermassen und Verweilzeiten sind in Abbildung 5.32 und Abbildung 5.33 dargestellt. Im Fall des neutralen und positiven Mischwerkzeuges zeigt sich eine erhöhte Pulvermasse und damit längere Verweilzeit für die Drehzahl $n = 48 \text{ min}^{-1}$. Für das negative Mischwerkzeug ergeben sich, trotz deutlicher Unterschiede des qualitativen Füllgradverlaufes und des Füllgrades am Wehr, vergleichbare Werte für die Masse im Mischer. Aufgrund der Drehzahlabhängigkeit des Dispersions- und Transportkoeffizienten ergibt sich für die Drehzahl $n = 148 \text{ min}^{-1}$ ein steiler Kurvenverlauf mit geringem Füllgrad am Wehr. Im Fall der geringen Drehzahl $n = 48 \text{ min}^{-1}$ ergibt sich ein flacher Füllgradverlauf, der allerdings einen höheren Füllgrad am Wehr aufweist. Die Überlagerung der Einflüsse führt zu vergleichbaren mittleren Verweilzeiten im Mischer (siehe Abbildung 5.33, negatives Mischwerkzeug).

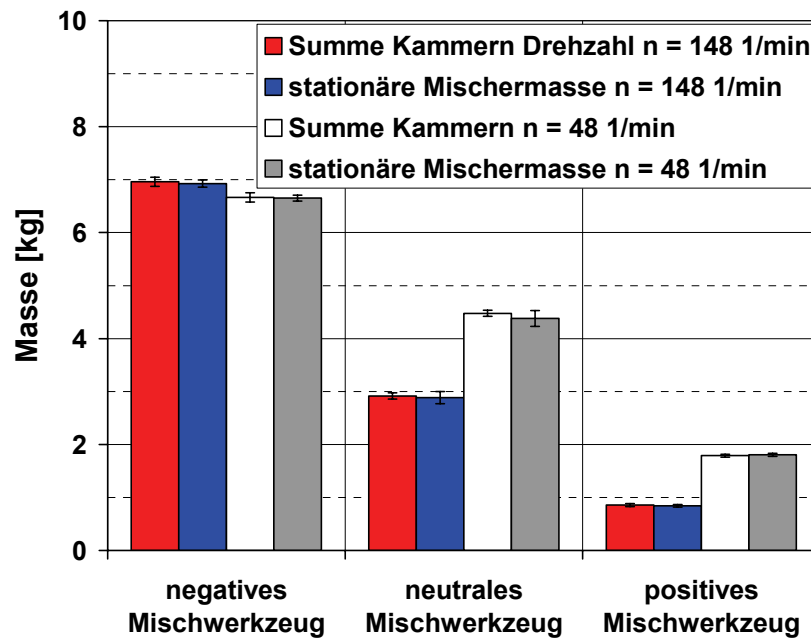


Abbildung 5.32: Einfluss der Drehzahl auf die Pulvermasse im Mischer
(OMYACARB 130SV, $n = 148 \text{ min}^{-1}$ und $n = 48 \text{ min}^{-1}$, Wehrstellung 0)

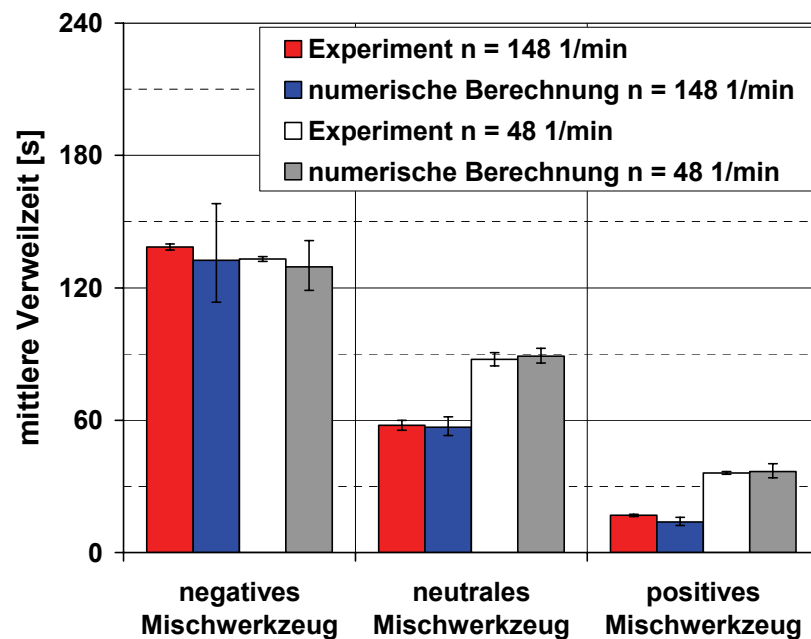
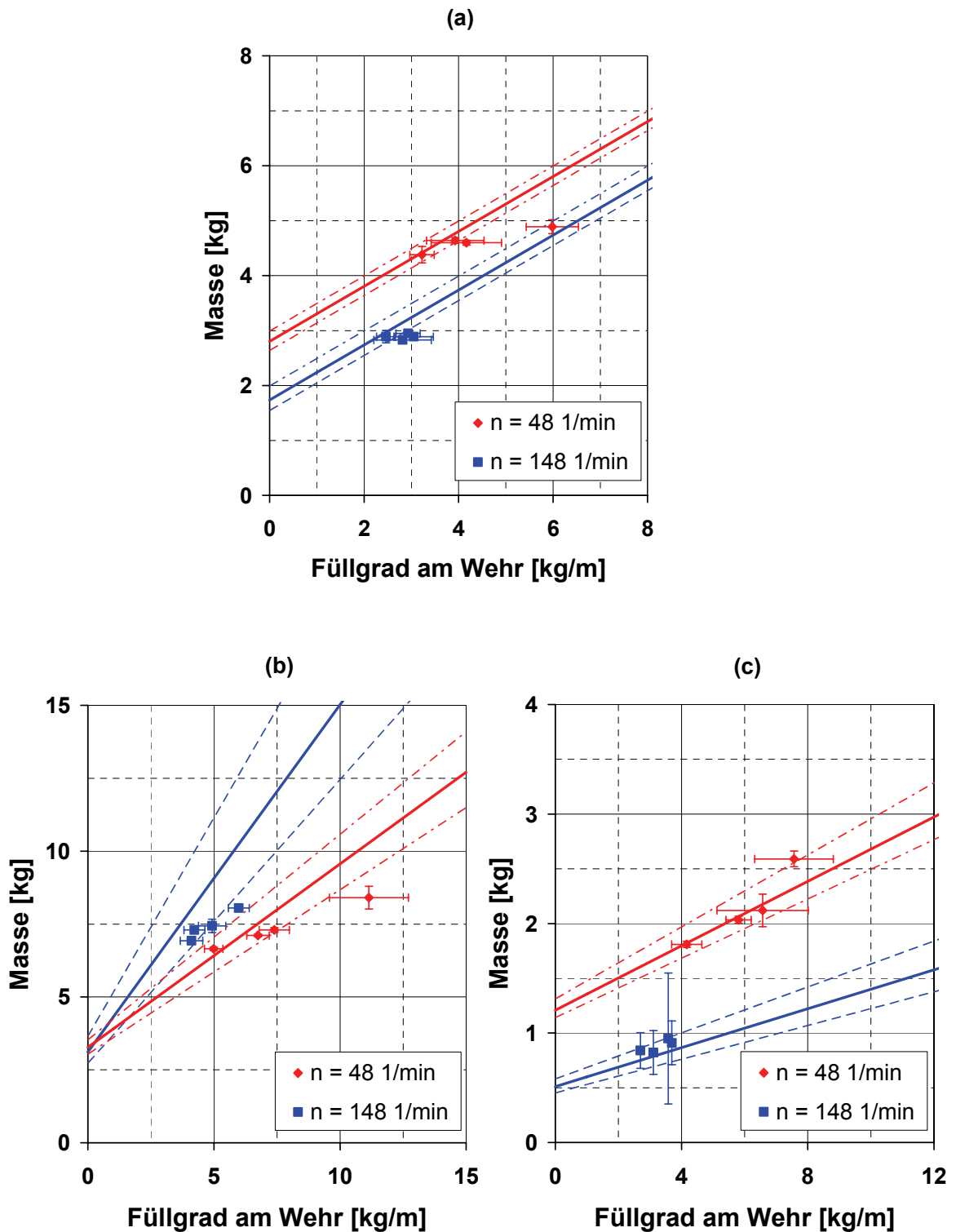


Abbildung 5.33: Einfluss der Drehzahl auf die experimentelle und numerisch berechnete Verweilzeit (OMYACARB 130SV, $n = 148 \text{ min}^{-1}$ und $n = 48 \text{ min}^{-1}$, Wehrstellung 0)

5.2.7 Zusammenhang zwischen Füllgrad am Wehr und der resultierenden Gesamtmasse im Mischer

Wie Kapitel 3.5.3 bereits theoretisch beschrieben, hängt die stationäre Mischermasse $m_{stationär}$ linear vom Füllgrad ϕ_w^* am Wehr ab. Dieser Zusammenhang ergibt sich aus theoretischen Berechnungen der stationären Mischermasse in Abhängigkeit vom Füllgrad am Wehr, anhand Gleichung 3.26 für rein dispersiven Massentransport (neutrales Mischwerkzeug) und anhand Gleichung 3.27 für dispersiven und konvektiven Massentransport (negatives und positives Mischwerkzeug). Zur Überprüfung der theoretischen Annahmen und zur Validierung der angewendeten Methodik zur Bestimmung der Koeffizienten aus den experimentellen Füllgradverläufen wurde die stationäre Masse $m_{stationär}$ mit den ermittelten Koeffizienten der Fokker-Planck-Gleichung für variierende Füllgrade berechnet. Die zur Berechnung verwendeten Koeffizienten der Fokker-Planck-Gleichung, für beide Drehzahlen $n = 148 \text{ min}^{-1}$ und $n = 48 \text{ min}^{-1}$, sind in Tabelle 5.4 zusammengefasst. Aus Gleichung 3.26 und Gleichung 3.27 ergibt sich somit die theoretische Pulvermasse in Abhängigkeit vom Füllgrad ϕ_w^* am Wehr. Abbildung 5.34 zeigt die lineare Abhängigkeit der theoretisch berechneten Füllgradverläufe, jeweils für die Mittelwerte (durchgezogene Linie) sowie für die Ober- und Untergrenzen (gestrichelte Linien). Zur Überprüfung der experimentellen Ergebnisse des Versuchsstoffes *OMYACARB 130SV* wurde der experimentelle Füllgrad am Wehr (experimentell bestimmte Masse in der letzten Kammer) gegen die experimentelle stationäre Mischermasse aufgetragen. Jeder Datenpunkt entspricht dabei einer Fünffachbestimmung für die jeweilige Wehrstellung, dargestellt mit dem Konfidenzintervall für einen Vertrauensbereich von 95 %. Die experimentell bestimmten stationäre Massen, aufgetragen gegen die experimentell bestimmten Füllgrade in der letzten Diskretisierungskammer im Mischer, zeigen eine gute Übereinstimmung mit den theoretisch berechneten Werten und bestätigen damit die über die Anpassungsfunktion ermittelten Koeffizienten der Fokker-Planck-Gleichung und den experimentell bestimmten Füllgrad am Wehr. Die Überprüfung für die Versuchsstoffe *OMYACARB 40SV* und *10SV* sind im Anhang zu finden.



5.2.8 Wechselwirkung von Anlagenparametern, Produktparametern und Massentransportvorgängen

In den vorangegangenen Kapiteln wurden bereits einzelne Einflüsse auf die Massentransportvorgänge und damit das Füllgradverhalten im Mischer beschrieben. Die Produkteigenschaften der verwendeten Versuchsstoffe bestimmen den Dispersionskoeffizienten der Fokker-Planck-Gleichung (siehe Kapitel 5.2.2). Eine Änderung der Drehzahl des Mischwerkzeuges resultiert in einer Änderung des Dispersionskoeffizienten und kommt somit einer Veränderung der Produkteigenschaften gleich (siehe Kapitel 5.2.6). Ein Einsatz von Mischwerkzeugen mit aktiver Transportrichtung hat einen, zusätzlich zum dispersiven Massentransport, konvektiven Massentransport zur Folge (siehe Kapitel 5.2.3). Die konvektiven Transportvorgänge werden durch die Mischwerkzeugkonfiguration und die Drehzahl bestimmt (siehe Kapitel 5.2.2). Der Füllgrad am Wehr nimmt direkt Einfluss auf die Höhe des Füllgradverlaufes und damit den konvektiven Massentransport (siehe Kapitel 5.2.5). Wird dem Mischer ein konstanter Gesamtmassenstrom zugeführt, so muss dieser im stationären Betriebszustand durch das Zusammenwirken von konvektivem und dispersivem Massenstrom an jeder axialen Position x des Mixers abtransportiert werden. Das Zusammenwirken der beschriebenen Parameter resultiert in einer für die Anlagen- und Produktparameter charakteristischen Pulvermasse im stationären Betriebszustand des Mixers. Dadurch ergibt sich eine charakteristische mittlere Verweilzeit, die das Hauptkriterium für die Reduktion von in den Mischer eintretenden Eingangsschwankungen ist (siehe Kapitel 5.1).

Durch die Wechselwirkung zwischen den einzelnen Parametern kann eine Überlagerung der Einflüsse, wie bereits in Kapitel 5.2.6 erwähnt, zu einer identischen stationären Mischermasse führen, was eine identische mittlere Verweilzeit für unterschiedlichste Anlagenparameter zur Folge hat. Die Tatsache, dass unterschiedlichste Produkt- und Anlagenparameter identische mittlere Verweilzeiten hervorrufen können, verdeutlicht die Komplexität des Systems. Im schlimmsten Fall kann die Änderung von Anlagenparametern oder eine Schwankung von Produkteigenschaften unbewusst zu einer Verschlechterung des Mischergebnisses von Produktionsprozessen führen.

Abbildung 5.35 zeigt eine grafische Darstellung der gegenseitigen Beeinflussung von Anlagenparametern, Produktparametern und Massentransportvorgängen.

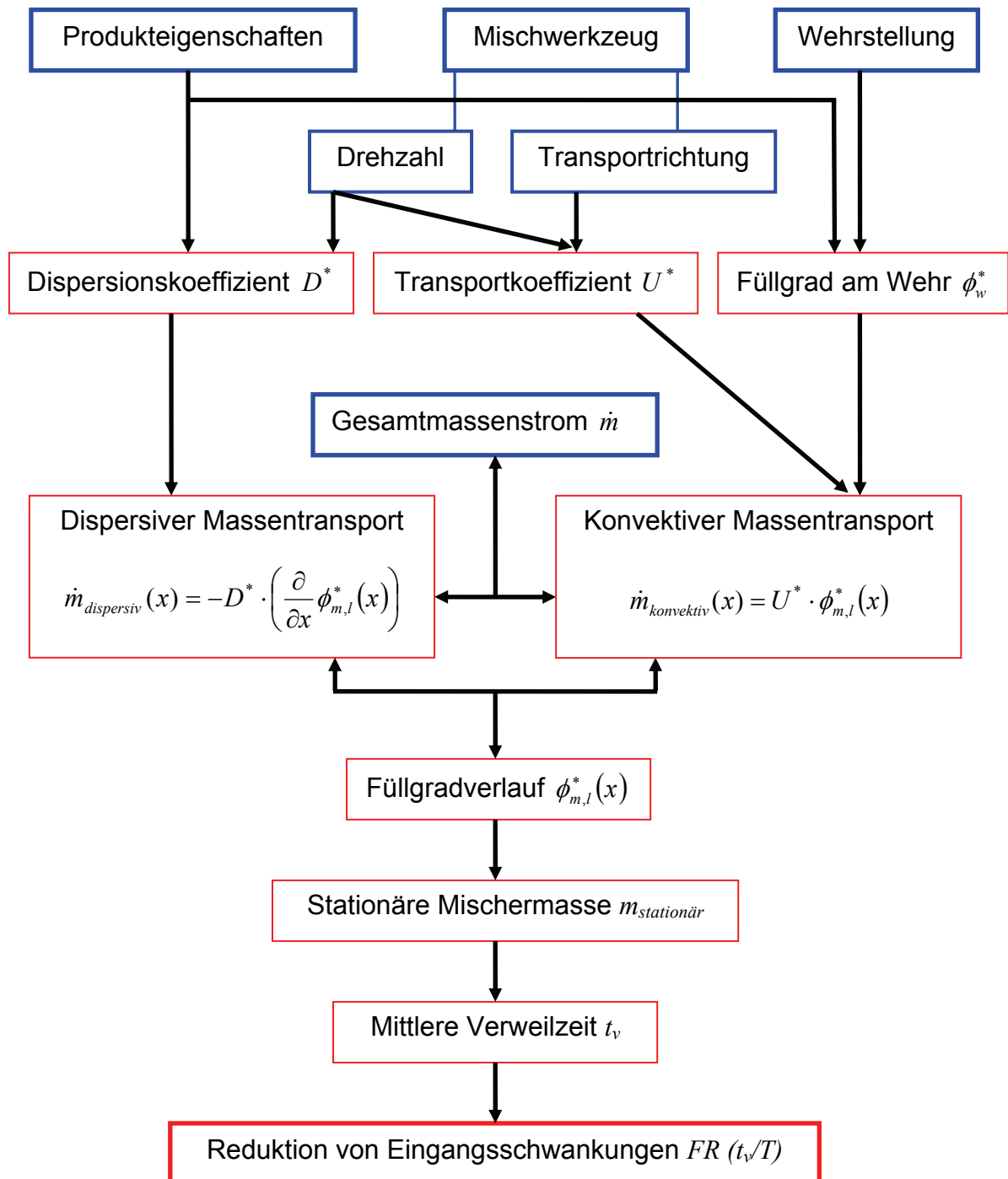


Abbildung 5.35: Schematische Darstellung der Wechselwirkung von Anlagenparametern, Produktparametern und Massentransportvorgängen mit Augenmerk auf die daraus resultierende Reduktion von Eingangsschwankungen beim kontinuierlichen Feststoffmischen

6 Zusammenfassung

In bisherigen Untersuchungen anderer Autoren konnte mehrfach nachgewiesen werden, dass die mittlere Verweilzeit in kontinuierlichen Feststoffmischern und die Periodenlänge einer eintretenden Schwankung entscheidend sind für die Reduktion bis hin zum Mischerauslauf. Aus diesem Grund wurde in der vorliegenden Arbeit die Frage behandelt: Welchen Einfluss haben die Produkteigenschaften und die Form der Schwankung auf deren Reduktion? Daraus leitet sich die Fragestellung ab: Wodurch wird der Gesamtfüllgrad und damit die Verweilzeit in einem kontinuierlichen Mischer beeinflusst und welche Rolle spielen dabei die dispersiven und konvektiven Massentransportvorgänge? Die theoretische Grundlage zur Klärung dieser Fragen liefert die Fokker-Planck-Gleichung. Durch Variation von Anlagen- und Produktparametern wurden die Koeffizienten der Fokker-Planck-Gleichung für die jeweiligen Betriebszustände bestimmt und die Anwendung der Fokker-Planck-Gleichung zur Beschreibung der Massentransportvorgänge und Füllgradverläufe in einem kontinuierlichen Mischapparat verifiziert.

Die Untersuchungen in der vorliegenden Arbeit wurden in einem kontinuierlichen Feststoffmischer *GCM500* der Firma *Gericke* durchgeführt. Über die Dosiereinheiten *GAC132* der Firma *Gericke* können definierte Massenstromschwankungen zur Untersuchung der Reduktion von Eingangsschwankungen am Mischereinlauf zudosiert werden. Das implementierte FT-NIR-Spektrometer *VECTOR 22/N* der Firma *Bruker* ermöglicht die Detektion des zeitlichen Konzentrationsverlaufes am Mischerauslauf und damit ist die Systemantwort einer beliebigen Einlaufschwankung am Mischerauslauf bekannt.

Die Versuche zur Untersuchung des Einflusses der Produkteigenschaften auf die Reduktion von Eingangsschwankungen wurden mit Produkten unterschiedlicher Fließeigenschaften und Partikelgrößenverteilung durchgeführt. Ausgehend von der Annahme, dass die Produkteigenschaften insbesondere den Dispersionskoeffizienten beeinflussen, wurden numerische Berechnungen mit unterschiedlichen Verhältnissen der Dispersionskoeffizienten des Zweikomponenten-Systems durchgeführt. Die experimentellen Werte wurden mit den numerisch berechneten Werten verglichen. Ein signifikanter Einfluss der Produkteigenschaften auf die Reduktion von Einlaufschwankungen konnte nicht nachgewiesen werden. Aus den erzielten Ergebnissen lassen sich folgende Hauptaussagen ableiten:

- 1. Die Mischmechanismen in einem kontinuierlichen dynamischen Feststoffmischer können sehr gut mit einem System von Fokker-Planck-Gleichungen beschrieben werden.**
- 2. Die mit der Periodenlänge einer in den Mischer eintretenden Konzentrationsschwankung normierte mittlere Verweilzeit ist die Haupteinflussgröße auf die Mischgüte. Dies gilt unabhängig von den Betriebsparametern des Mixers und den Schüttguteigenschaften der zu mischenden Produkte.**

Zur Klärung der Frage, inwieweit die Form einer periodischen Einlaufschwankung Einfluss auf die Reduktion hat, wurden sinusförmige und rechteckförmige schwankende Massenströme mit einer Phasenverschiebung von 180° in den Mischer zudosiert. Die Reduktion der daraus resultierenden sinusförmigen und rechteckförmigen Konzentrationsschwankung wurde experimentell am Mischeraustrag bestimmt. Die Reduktion rein sinusförmiger Schwankungen lässt sich über eine Exponentialfunktion in Abhängigkeit von der mittleren Verweilzeit und der Periodenlänge einer Eingangsschwankung beschreiben. Aufgrund der Amplitudenunabhängigkeit der Reduktion von reinen Sinusschwankungen kann somit die Dämpfung beliebiger sinusförmiger Signale in Abhängigkeit von Periodenlänge und Verweilzeit berechnet werden. Massenstromschwankungen beliebiger Gestalt können mit Hilfe der Fouriertransformation in das zugehörige Fourier-Frequenzspektrum zerlegt werden. Das Fourier-Frequenzspektrum beschreibt die Frequenz bzw. Periodenlänge und Amplitude von harmonischen Einzelschwingungen, deren Überlagerung das ursprüngliche Signal widerspiegelt. Mit Hilfe der exponentiellen Dämpfungsfunktion für rein sinusförmige Schwingungen kann die Reduktion der Amplitude der harmonischen Einzelschwingungen des Fourier-Frequenzspektrums, in Abhängigkeit von der Frequenz der Einzelschwingung, berechnet werden. Aus der inversen Fouriertransformation des gedämpften Fourier-Frequenzspektrums resultiert die theoretische Vorhersage für das zu erwartende Massenstromprofil am Mischeraustrag. Aus den gedämpften Massenströmen errechnet sich das Konzentrationsprofil am Mischeraustrag. Die experimentellen Ergebnisse zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den theoretischen Vorausberechnungen. Folgende Hauptaussagen ergeben sich aus den durchgeführten Experimenten und theoretischen Berechnungen:

- 3. Die normierte mittlere Verweilzeit ist die Haupteinflussgröße auf die Reduktion von periodischen Einlaufschwankungen beliebiger Gestalt.**
- 4. Mit Hilfe der exponentiellen Dämpfungsfunktion kann die Reduktion von Massenstromschwankungen beliebiger Gestalt über eine Reduktion der harmonischen Einzelschwingungen des Fourier-Frequenzspektrums vorhergesagt werden.**

Aus der Tatsache, dass die mittlere Verweilzeit entscheidenden Einfluss auf die Vergleichmäßigung von Einlaufschwankungen im kontinuierlichen Mischer hat, resultiert die Notwendigkeit einer genaueren Betrachtung, welche Anlagen- und Produktparameter Einfluss auf den Gesamtfüllgrad im Mischer und damit die mittlere Verweilzeit haben. Für die Untersuchungen des Füllgradverhaltens der verwendeten Versuchsstoffe wurde der Mischer bei unterschiedlichen Anlagenparametern mit einem konstanten Massenstrom beaufschlagt und bis in den stationären Zustand betrieben. Der Mischer wird über einen Not-Aus-Schalter angehalten, wodurch ein Nachlaufen des Mischwerkzeuges unterbunden wird. Mit speziell entwickelten Trennblechen kann der dadurch konservierte Füllgradverlauf im Mischer durch eine Unterteilung des Mischraumes in 14 Diskretisierungskammern detektiert werden. Die in den einzelnen Kammern befindlichen Pulvermassen wurden mittels Differenzwägung bestimmt. Mit der in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Methodik, die eine sehr gute Reproduzierbarkeit aufweist, ist es möglich, die Füllgradverläufe für unterschiedlichste Anlagenparameter und Produkte zu bestimmen.

Zur Beschreibung der dispersiven und konvektiven Massentransportvorgänge wurde eine analytische Lösung der ersten Fokker-Planck-Gleichung (basierend auf dem ersten Fickschen Gesetz) entwickelt. Eine Anpassung der analytischen Lösung an experimentell bestimmte Füllgradverläufe liefert die Koeffizienten der Fokker-Planck-Gleichung. Aus den experimentell bestimmten Füllgradverläufen wurden die Dispersions- und Transportkoeffizienten für unterschiedliche Anlagen- und Produktparameter quantifiziert. Die bestimmten Dispersions- und Transportkoeffizienten wurden zur numerischen Berechnung von theoretischen Füllgradverläufen verwendet. Eine numerische Berechnung mit der zweiten Fokker-Planck-Gleichung (basierend auf dem zweiten Fickschen Gesetz) ermöglicht die Berücksichtigung von realen Versuchsbedingungen, wie beispielsweise eine nicht ideale Zudosierung oder die Abweichungen vom idealen Transportverhalten aufgrund von realen konstruktiven Gegebenheiten

des Mischwerkzeuges. Die numerischen Berechnungen, unter Berücksichtigung einer nicht idealen Dosierung und Abweichungen vom idealen Transportverhalten, zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Aus den durchgeführten Untersuchungen ergeben sich folgende Zusammenhänge zwischen den vorherrschenden Transportmechanismen, dem Füllgradverlauf im Mischer und der mittleren Verweilzeit:

- 5. Das Zusammenwirken von dispersivem und konvektivem Massentransport gewährleistet den Transport des Gesamtmassenstromes an jeder axialen Position des Mixers.**
- 6. Die Koeffizienten der Fokker-Planck-Gleichung bestimmen maßgeblich den Füllgradverlauf und damit den Gesamtfüllgrad im Mischer.**
- 7. Die aktive Transportrichtung des Mischwerkzeuges hat entscheidenden Einfluss auf den Gesamtfüllgrad und damit die mittlere Verweilzeit im Mischer.**
- 8. Der Dispersionskoeffizient wird von den Produkteigenschaften, gleichbedeutend mit der Partikelbeweglichkeit, bestimmt und beeinflusst den Füllgradverlauf im Mischer.**
- 9. Dispersions- und Transportkoeffizient zeigen eine Abhängigkeit von der Drehzahl. Eine Erhöhung der Drehzahl führt zu einer erhöhten Beweglichkeit der Partikeln und daraus resultiert eine Zunahme des Dispersionskoeffizienten. Für den Transportkoeffizient gilt: Je höher die Drehzahl, umso mehr Interaktionen der aktiv fördernden Paddel des Mischwerkzeuges mit dem Schüttgut, woraus eine Erhöhung des Transportkoeffizienten resultiert.**
- 10. Über den Füllgrad am Wehr wird die Höhe des Füllgradverlaufes und damit der Gesamtfüllgrad im Mischer festgelegt. Aus der Fokker-Planck-Gleichung ergibt sich ein direkter Einfluss des Füllgrades auf den konvektiven Massentransport an jeder axialen Position.**
- 11. Die Einflussfaktoren auf den Füllgradverlauf und den Gesamtfüllgrad im Mischer zeigen eine direkte Auswirkung auf die mittlere Verweilzeit und damit die Reduktion von Eingangsschwankungen.**

Die in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Ergebnisse und validierten Methoden liefern die wissenschaftliche Basis für weitere Untersuchungen zu Transport- und Bewegungsvorgängen von Schüttgütern im Mischprozess. Hierbei gilt es insbesondere, die komplexen Zusammenhänge zu quantifizieren und eine Korrelation zu den Schüttguteigenschaften herzustellen, um eine verlässliche Vorhersage für die Prozessgestaltung von kontinuierlichen Mischprozessen zu ermöglichen.

In der Praxis kann die Kenntnis der gegenseitigen Beeinflussung der Parameter, insbesondere bei der Änderung von Anlagenparametern und/oder einer Veränderung der Produkteigenschaften, zur Abschätzung der zu erwartenden Auswirkungen auf den Prozess dienen. Dadurch können gegenteilige Effekte hinsichtlich einer vorgegebenen Zielgröße bei einer Prozessumgestaltung vermieden werden.

Herstellern von Anlagen zum Mischen von Feststoffkomponenten bieten die vorgelegten Ergebnisse eine Möglichkeit, bestehende Anlagenkonzepte hinsichtlich der Konstruktion zu verbessern oder zu vereinfachen und neue Anlagenkonzepte zu entwickeln. Durch eine theoretische Vorausberechnung der maximal möglichen Reduktion, basierend auf bauartbedingten Limitierungen des Füllgrades im Mischraum, können Mischapparate künftig zuverlässig dimensioniert werden. Weiterhin ergeben sich neue Möglichkeiten der Prozesskontrolle und Prozesssteuerung. Die Datenerfassung für automatisierte Prozesse ist in der Regel hochpräzise und mit einer hohen zeitlichen Auflösung gegeben. Durch die Detektion von auftretenden Massenstromschwankungen und im schlimmsten Fall einer Dosierstörung durch kurzzeitigen Ausfall eines Dosierorgans kann die zu erwartende Antwort am Mischerauslauf mit der vorgestellten Methodik vorausberechnet werden. Damit ergibt sich die Möglichkeit, über eine Änderung der Betriebsparameter (beispielsweise durch Verringerung der Drehzahl oder Schließung des Wehres), direkt in den laufenden Prozess einzugreifen und eine Einhaltung der vorgegebenen Toleranzen des Produktionsprozesses durch Regulation der Verweilzeit zu gewährleisten. Dadurch können Produktionsausfälle durch Abweichungen von vorliegenden Spezifikationen vermieden und eine konstante Produktqualität erzielt werden.

7 Ausblick

Die Untersuchungen zum Füllgradverhalten in einem kontinuierlichen Mischer wurden bisher ausschließlich für Reinstkomponenten durchgeführt. Ein weiterer wichtiger Punkt zur Klärung der Bewegungs- und Massentransportvorgänge ist die Betrachtung der Dispersions- und Transportkoeffizienten innerhalb einer Mischung unterschiedlicher Komponenten. So sind beispielsweise für den Dispersionskoeffizienten folgende Szenarien denkbar:

- 1. Gültigkeit eines globalen Dispersionskoeffizienten für eine Mischung von Komponenten, der von der vorliegenden Konzentration der Komponenten abhängt.**
 - (a) Funktionale Abhängigkeit von der Konzentration (Mischungsregel)**
 - (b) Dominierendes Verhalten einer Komponente in Abhängigkeit von der Konzentration, d. h. der Dispersionskoeffizient ändert sich an der Grenzkonzentration sprunghaft (vergleichbar mit der sprunghaften Konzentrationsabhängigkeit der Fließeigenschaften von Schüttgütern)**
- 2. Innerhalb einer Mischung wird das Bewegungsverhalten jeder Komponente, unabhängig von weiteren Komponenten, explizit durch den Dispersionskoeffizient der Komponente bestimmt und damit liegt ein separates Bewegungs- und Füllgradverhalten der Einzelkomponenten innerhalb des Mischers vor.**
- 3. Mischform aus Szenario 1. und 2.**

Die Klärung der Frage, welche Gültigkeit für das Bewegungsverhalten innerhalb eines Mischapparates vorliegt, kann mit der in dieser Arbeit vorgestellten Methodik erfolgen. Über die Zudosierung eines konstanten Massenstromes unterschiedlicher Zusammensetzung wird der Füllgradverlauf in Abhängigkeit von der Konzentration bestimmt. Eine Analyse der Zusammensetzung in den einzelnen Diskretisierungskammern liefert Aufschlüsse über den Füllgrad jeder Einzelkomponente innerhalb einer betrachteten Diskretisierungskammer. Entspricht die Konzentration in den Diskretisierungskammern der zudosierten Zusammensetzung, so gilt ein globaler Dispersionskoeffizient für die Mischung (Szenario 1). Im Fall von Szenario 1a ergibt

sich für den globalen Dispersionskoeffizienten und den Füllgradverlauf eine funktionale Abhängigkeit von der Konzentration. Wird der Dispersionskoeffizient und das Füllgradverhalten von einer Komponente in Abhängigkeit von der Konzentration dominiert, so erfolgt an der Grenzkonzentration eine sprunghafte Änderung des Dispersionskoeffizienten und damit des Füllgradverhaltens (Szenario 1b).

Zeigt sich eine von der zudosierten Konzentration abweichende Zusammensetzung innerhalb einer Diskretisierungskammer, so weisen die Komponenten ein unterschiedliches Bewegungsverhalten im Mischer auf (Szenario 2). Der experimentelle Gesamtfüllgradverlauf und der Füllgradverlauf der Einzelkomponenten kann mit der numerischen Berechnung des Füllgrades für die Dispersionskoeffizienten der Einzelkomponenten verglichen werden. Liegt eine Übereinstimmung vor, so gilt ein separates Bewegungsverhalten für jede Einzelkomponente in Abhängigkeit von den entsprechenden Koeffizienten der Fokker-Planck-Gleichung. Eine Abweichung von den numerisch berechneten Werten weist auf eine Mischform der Szenarien 1 und 2 hin. Abbildung 7.1 zeigt die theoretische Berechnung einer 50:50 Mischung von *OMYACARB 130SV* und *OMYACARB 10SV* mit den bestimmten Dispersionskoeffizienten für die Drehzahl von $n = 48 \text{ min}^{-1}$ (siehe Tabelle 5.4). Der Gesamtfüllgrad setzt sich in diesem Fall aus den Füllgradverläufen der Einzelkomponenten zusammen (Szenario 2).

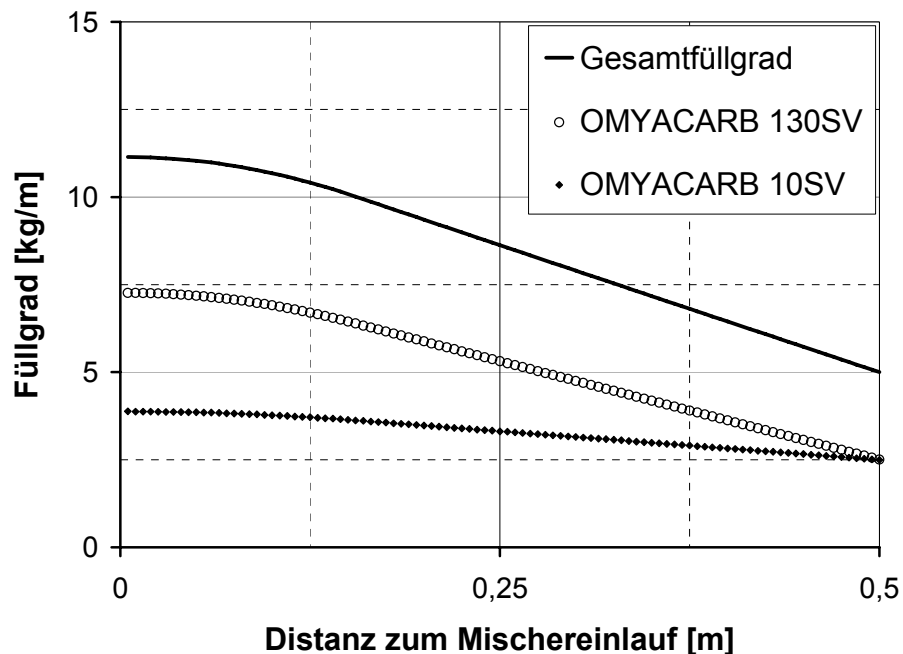


Abbildung 7.1: Numerische Berechnung des Gesamtfüllgradverlaufes für eine 50:50 Mischung und die Einzelfüllgrade von *OMYACARB 130SV* und *10SV* (Gesamtmassestrom = 50 g/s , $\phi_w = 5 \text{ kg/m}$, $D_{130SV} = 0,00223 \text{ m}^2/\text{s}$ und $D_{10SV} = 0,00757 \text{ m}^2/\text{s}$)

Zur Bestimmung der Konzentration innerhalb der einzelnen Diskretisierungskammern muss die Masse aus den einzelnen Kammern entnommen und hinsichtlich der Zusammensetzung untersucht werden. Eine Möglichkeit hierbei bieten, je nachdem welche Versuchsstoffe verwendet werden, die Siebanalyse und die von KEHLENBECK [127] beschriebenen Verfahren zur Bestimmung der Konzentration von pulverförmigen Mischungen (wahre Dichte, Leitfähigkeit oder NIR-Spektroskopie).

Zur Erweiterung des Spektrums an anwendbaren Versuchsstoffen wurde ein kombiniertes VIS/NIR-Spektrometer in Zusammenarbeit mit der Firma *OMT Messtechnik GmbH* (Ulm, Deutschland) entwickelt.

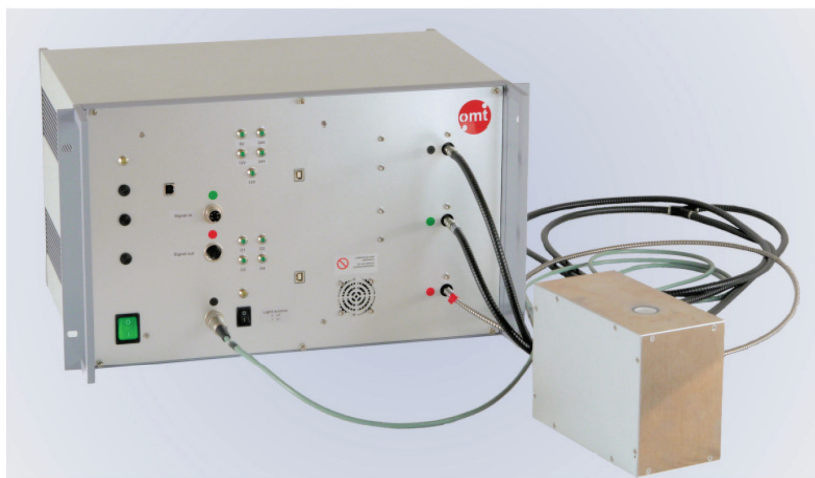


Abbildung 7.2: VIS/NIR-Spektrometer zur Bestimmung der Konzentration von Pulvermischungen [128]

Das in Abbildung 7.2 dargestellte Messgerät besitzt einen ausreichend großen Messfleck, um eine Konzentrationsbestimmung auch für grobkörnige Produkte zu ermöglichen. Der Messkopf ist in einem abgedichteten Gehäuse untergebracht, so dass eine Implementierung im Auslauf des Mischers möglich ist. Durch die messbaren Wellenlängenbereiche im sichtbaren VIS-Bereich können Versuchsstoffe verwendet werden, die sich ausschließlich in der Farbe unterscheiden. Damit bietet sich die Möglichkeit, Schüttgüter mit identischen mechanischen Schüttguteigenschaften oder definierten Unterschieden, wie beispielsweise Partikelgrößenverteilung und Fließeigenschaften, zur Überprüfung der theoretischen Annahmen zu verwenden. Der NIR-Bereich ermöglicht die Anwendung von Versuchsstoffen, die sich in ihrer chemischen Zusammensetzung unterscheiden und nicht durch ihre Farbe unterschieden werden können. Nach einer erfolgreichen Kalibrierung und Validierung kann die Messsonde zur Bestimmung der Konzentration in den Diskretisierungskammern verwendet wer-

den. Eine Implementierung der VIS/NIR-Messsonde im Auslauf des kontinuierlichen Mixers in Verbindung mit einer automatischen Messsonden-Abreinigung ermöglicht die zeitliche Auflösung von Konzentrationsverläufen im Auslauf eines kontinuierlichen Mischapparates.

Damit steht ein nahezu unbegrenztes Feld an Versuchsstoffen zur Verfügung, um das Bewegungsverhalten und die Reduktion von Eingangsschwankungen beim kontinuierlichen Feststoffmischen weitergehend zu untersuchen. Die Erweiterung des Spektrums an anwendbaren Versuchsstoffen erleichtert die Klärung der Frage, welche Gesetzmäßigkeit für das konzentrationsabhängige Verhalten der Einzelkomponenten im Mischprozess gültig ist.

Die Kenntnis der Gesetzmäßigkeiten von Bewegungs- und Massentransportvorgängen innerhalb eines Schüttgutes, eine Quantifizierung der Einflussfaktoren und eine Korrelation mit einfach messbaren Schüttguteigenschaften, liefern einen wichtigen Beitrag zum Verständnis und zur Vorhersage der zeitlichen und örtlichen Entwicklung einer Mischung in kontinuierlichen und auch absatzweisen Mischprozessen.

8 Anhang

8.1 Lineare Regression der Koeffizienten der Fokker-Planck-Gleichung

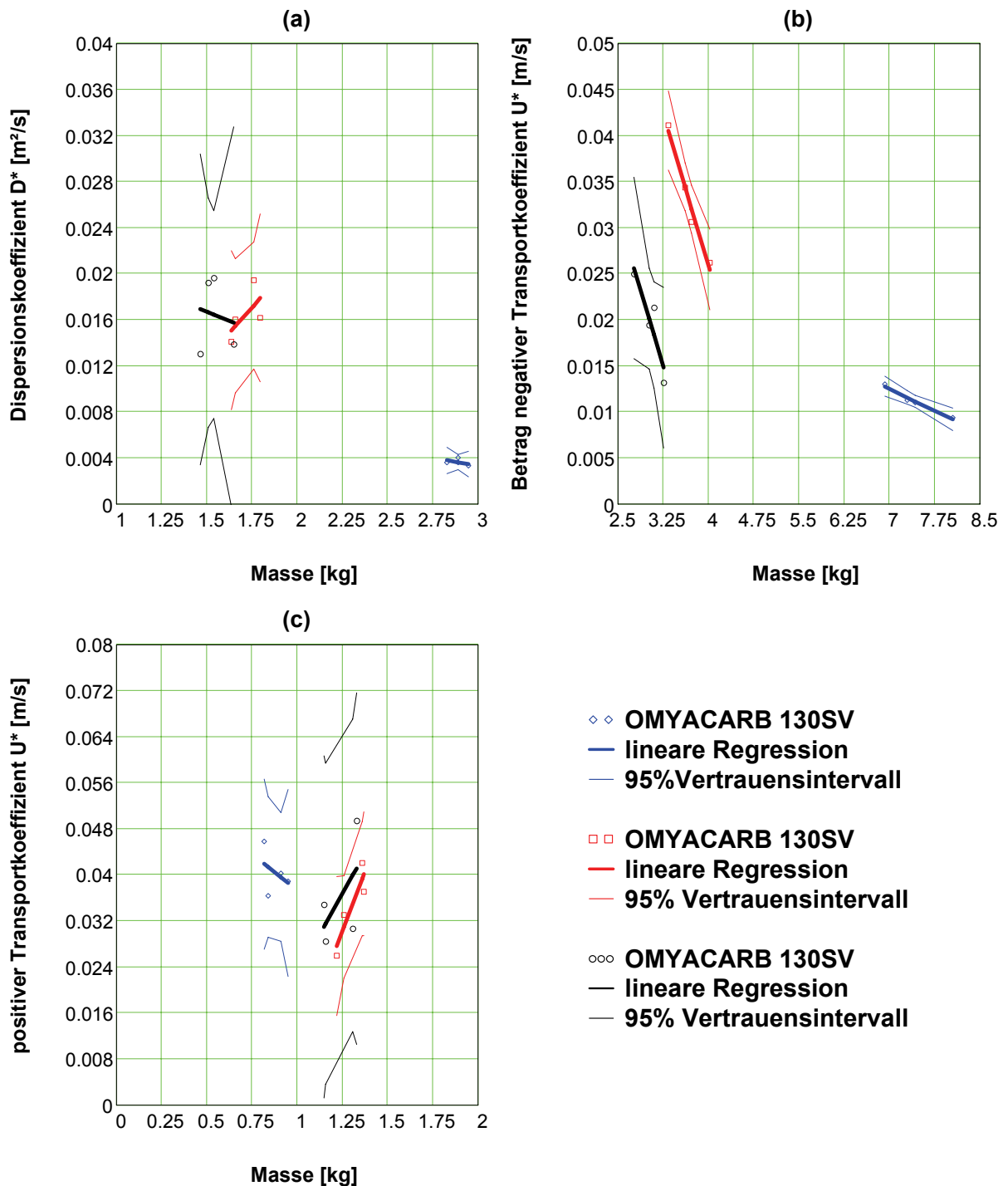


Abbildung 8.1: Lineare Regression der experimentell ermittelten Dispersions- und Transportkoeffizienten für die verwendeten Mischwerkzeuge (a) *neutral*, (b) *negativ* und (c) *positiv* bei einer Drehzahl von $n = 148 \text{ min}^{-1}$

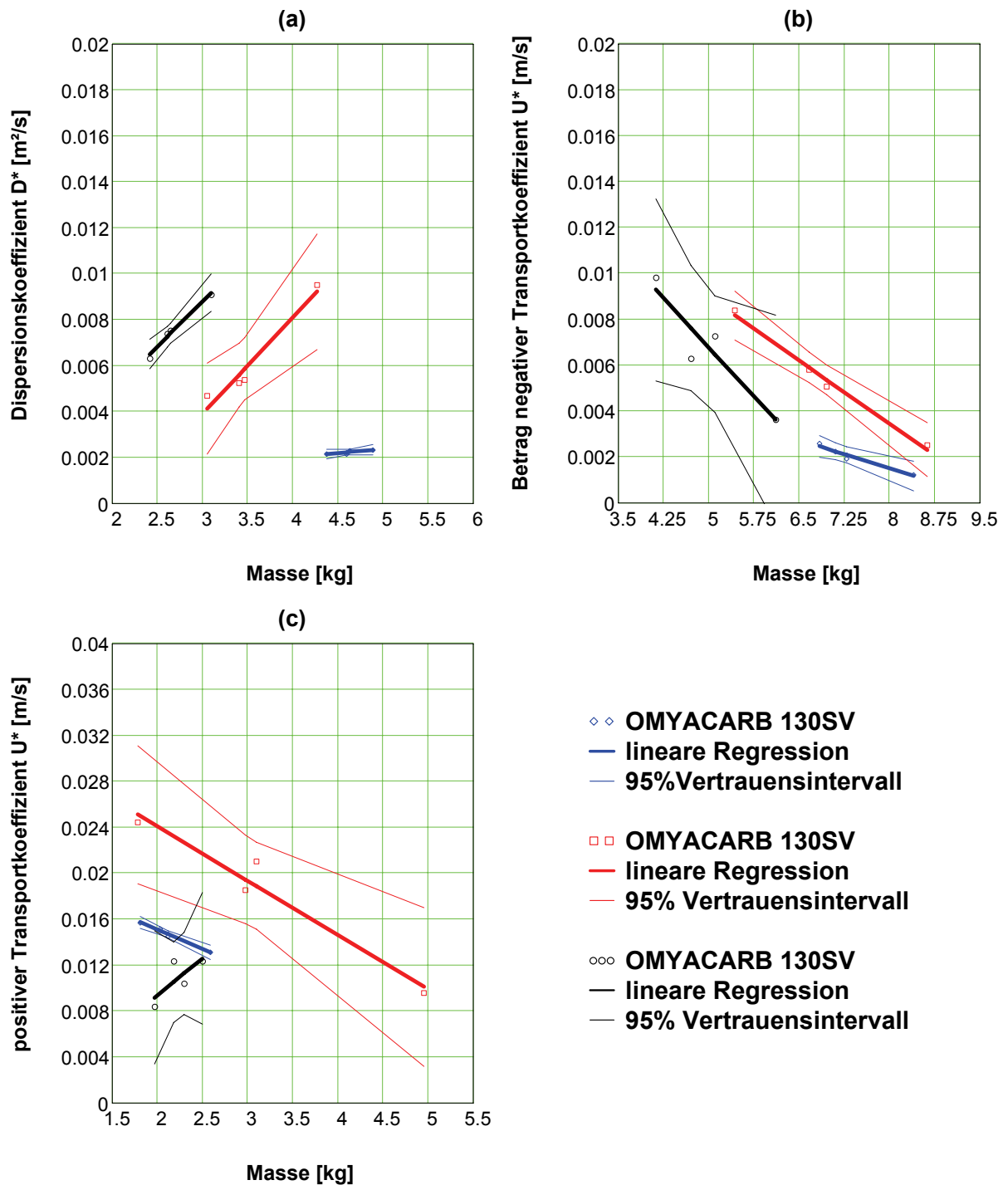


Abbildung 8.2: Lineare Regression der experimentell ermittelten Dispersions- und Transportkoeffizienten für die verwendeten Mischwerkzeuge (a) *neutral*, (b) *negativ* und (c) *positiv* bei einer Drehzahl von $n = 48 \text{ min}^{-1}$

8.2 Ergebnisse Füllgradverläufe

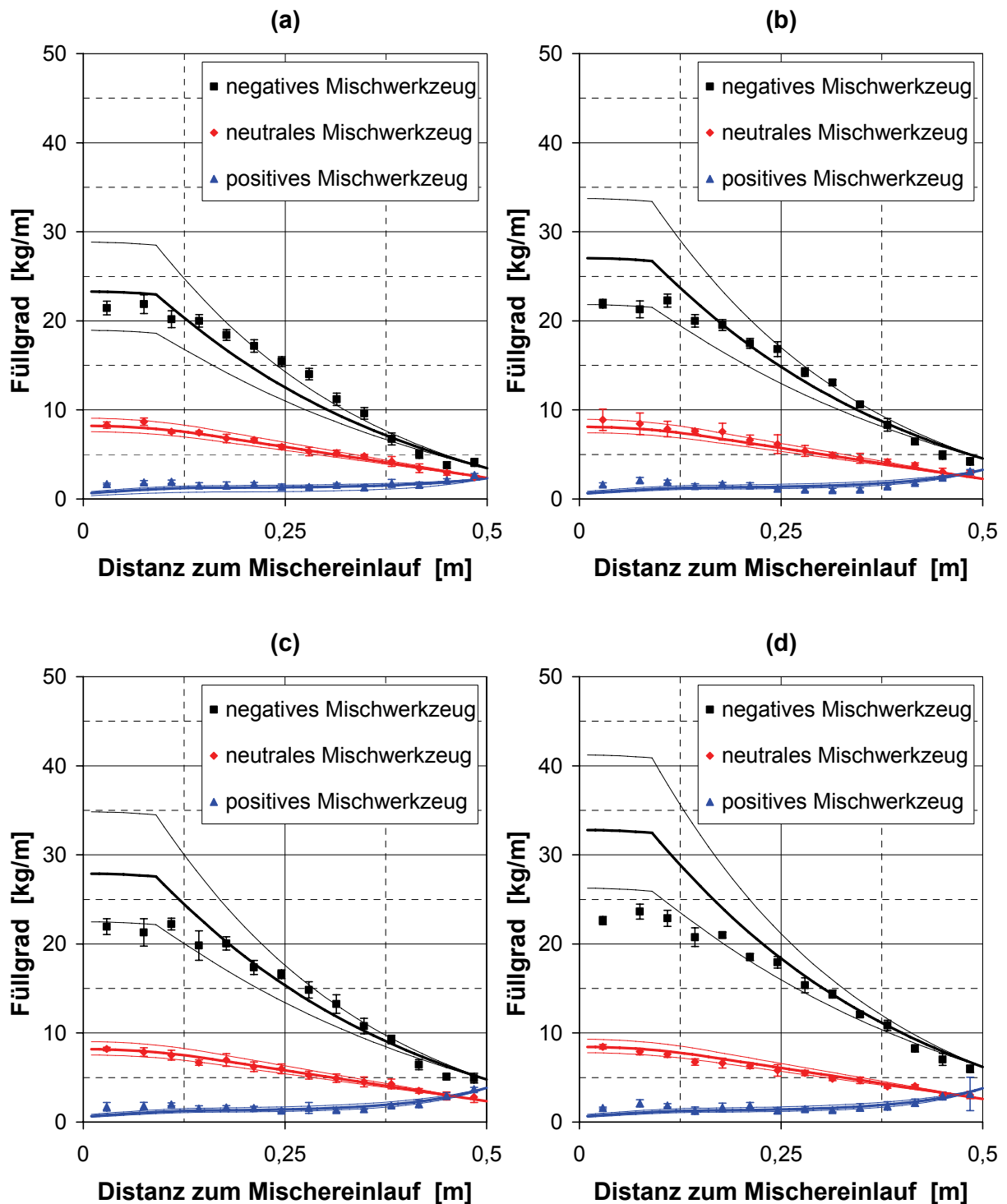


Abbildung 8.3: Experimentell bestimmte und numerisch berechnete Füllgradverläufe (*OMYACARB 130SV*, $n = 148 \text{ min}^{-1}$, Wehrstellung (a) 0, (b) 1, (c) 2 und (d) 3)

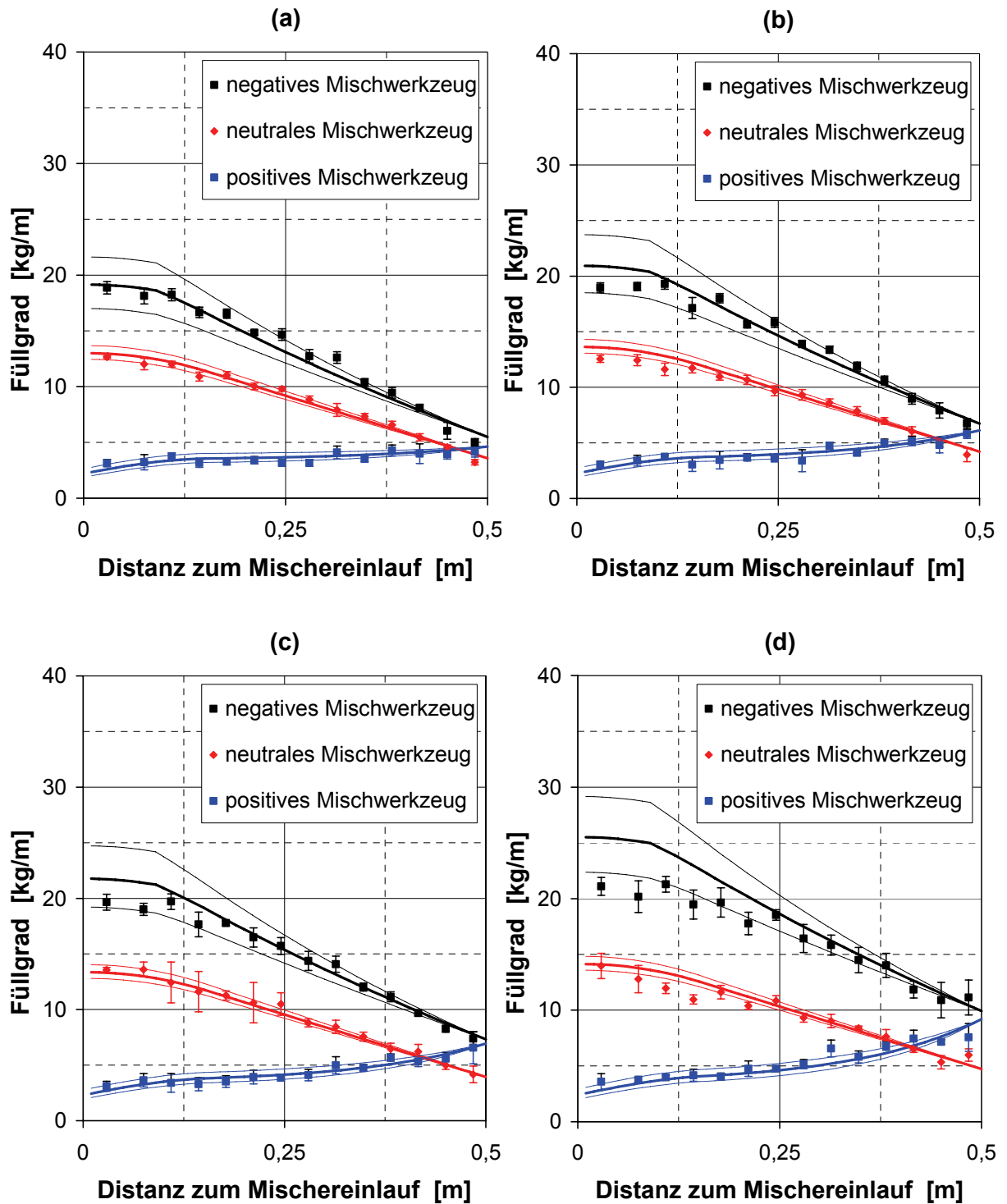


Abbildung 8.4: Experimentell bestimmte und numerisch berechnete Füllgradverläufe (OMYACARB 130SV, $n = 48 \text{ min}^{-1}$, Wehrstellung (a) 0, (b) 1, (c) 2 und (d) 3)

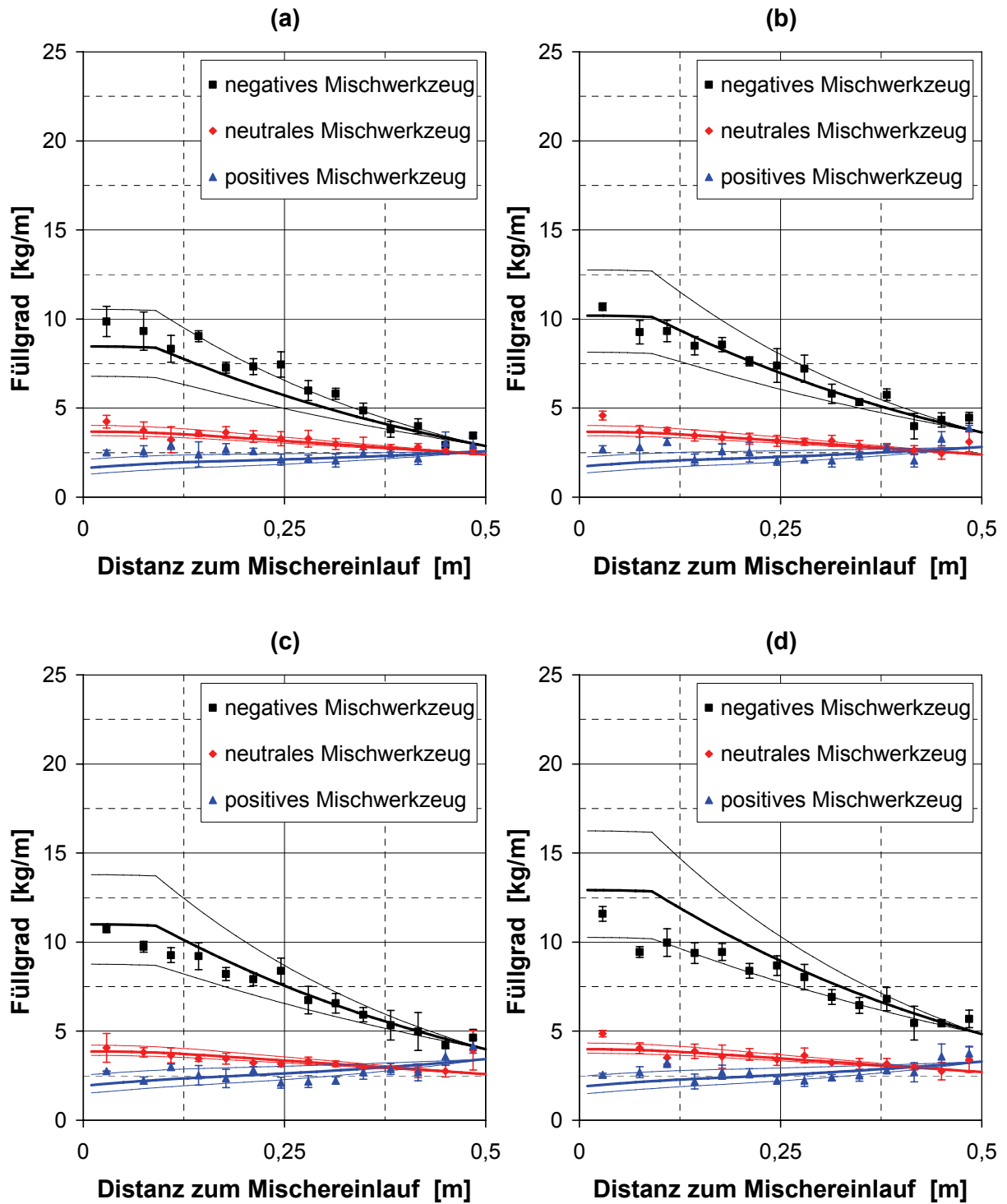


Abbildung 8.5: Experimentell bestimmte und numerisch berechnete Füllgradverläufe
(*OMYACARB 40SV*, $n = 148 \text{ min}^{-1}$, Wehrstellung (a) 0, (b) 1, (c) 2 und (d) 3)

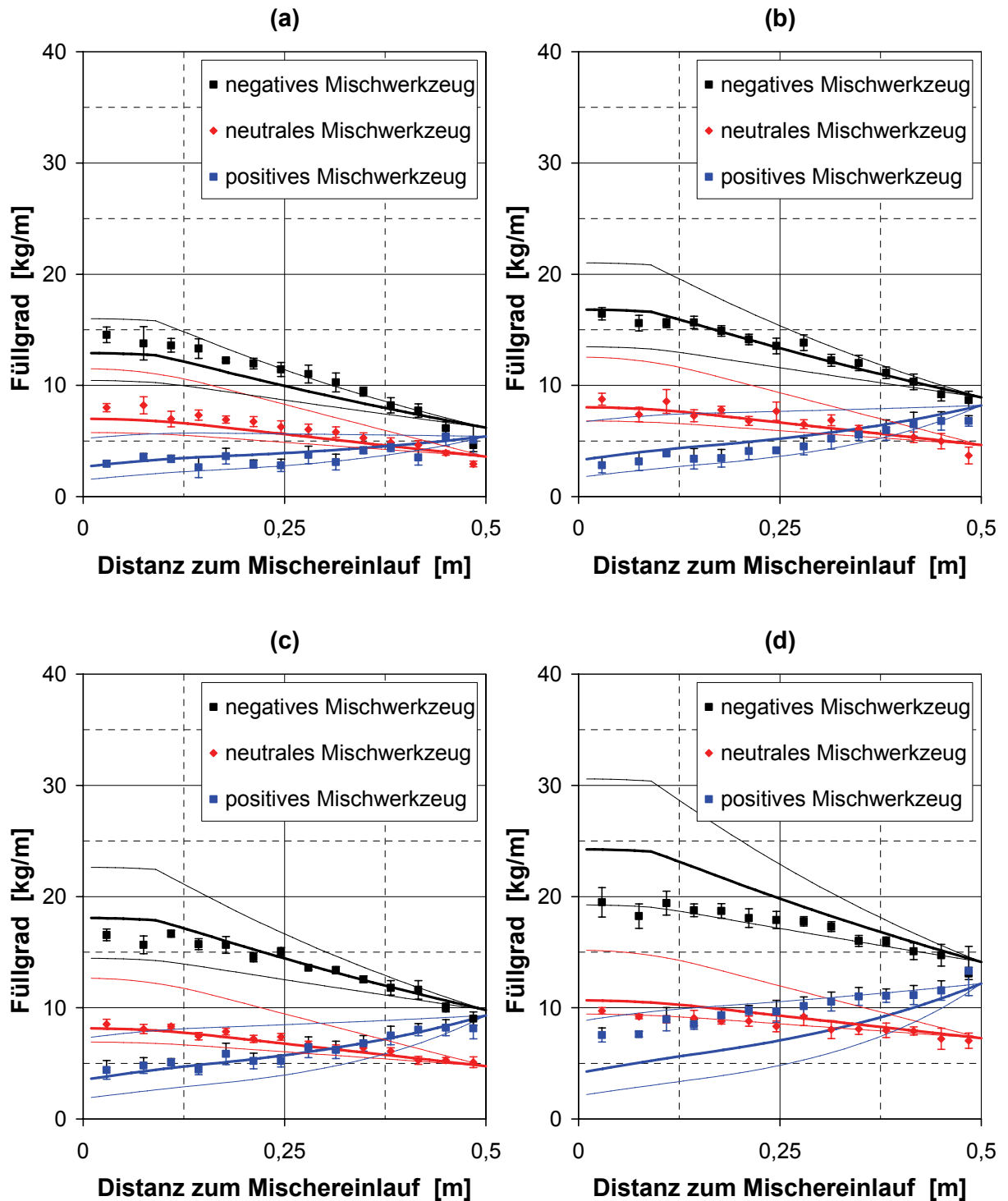


Abbildung 8.6: Experimentell bestimmte und numerisch berechnete Füllgradverläufe (*OMYACARB 40SV*, $n = 48 \text{ min}^{-1}$, Wehrstellung (a) 0, (b) 1, (c) 2 und (d) 3)

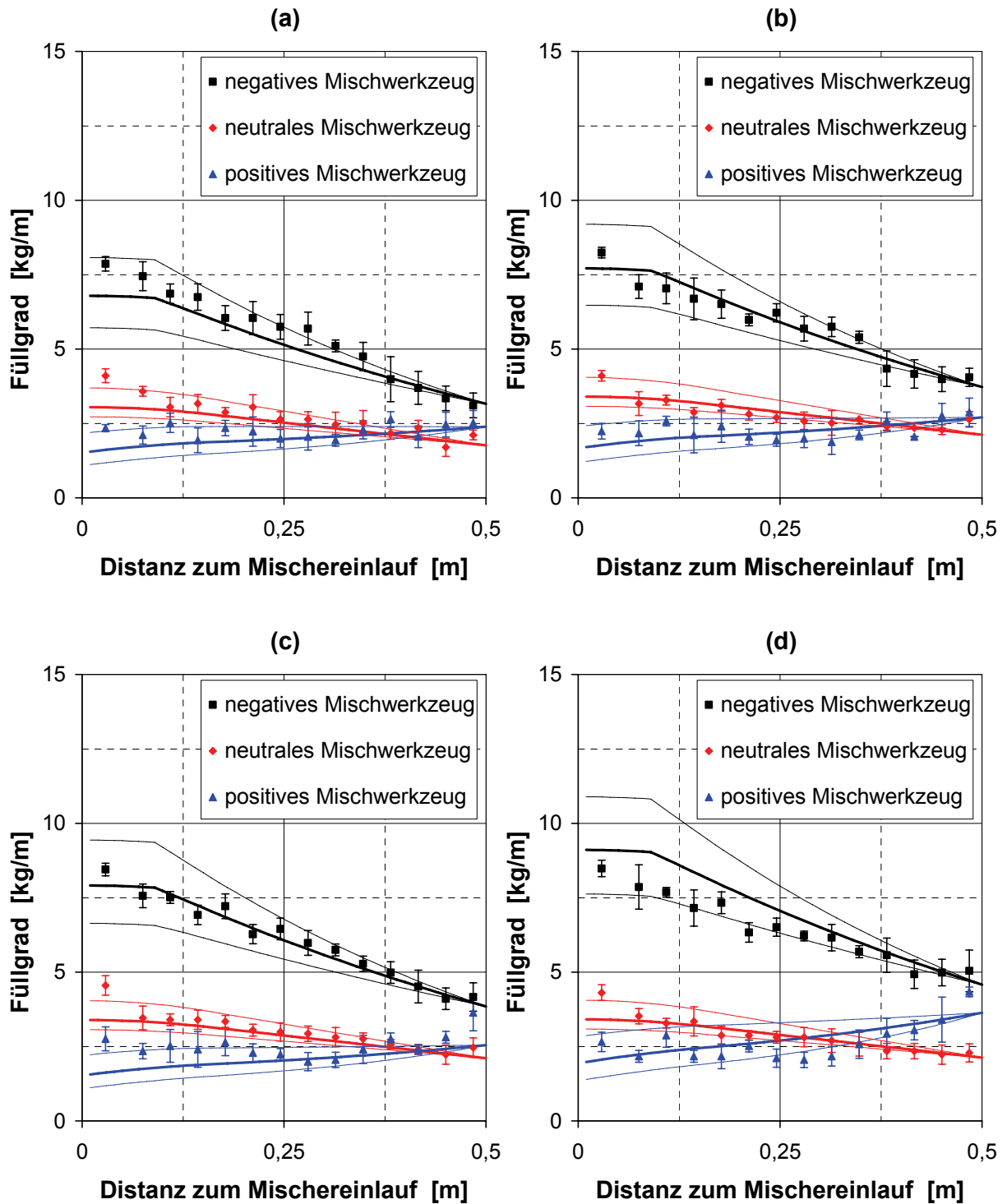


Abbildung 8.7: Experimentell bestimmte und numerisch berechnete Füllgradverläufe
(*OMYACARB 10SV*, $n = 148 \text{ min}^{-1}$, Wehrstellung (a) 0, (b) 1, (c) 2 und (d) 3)

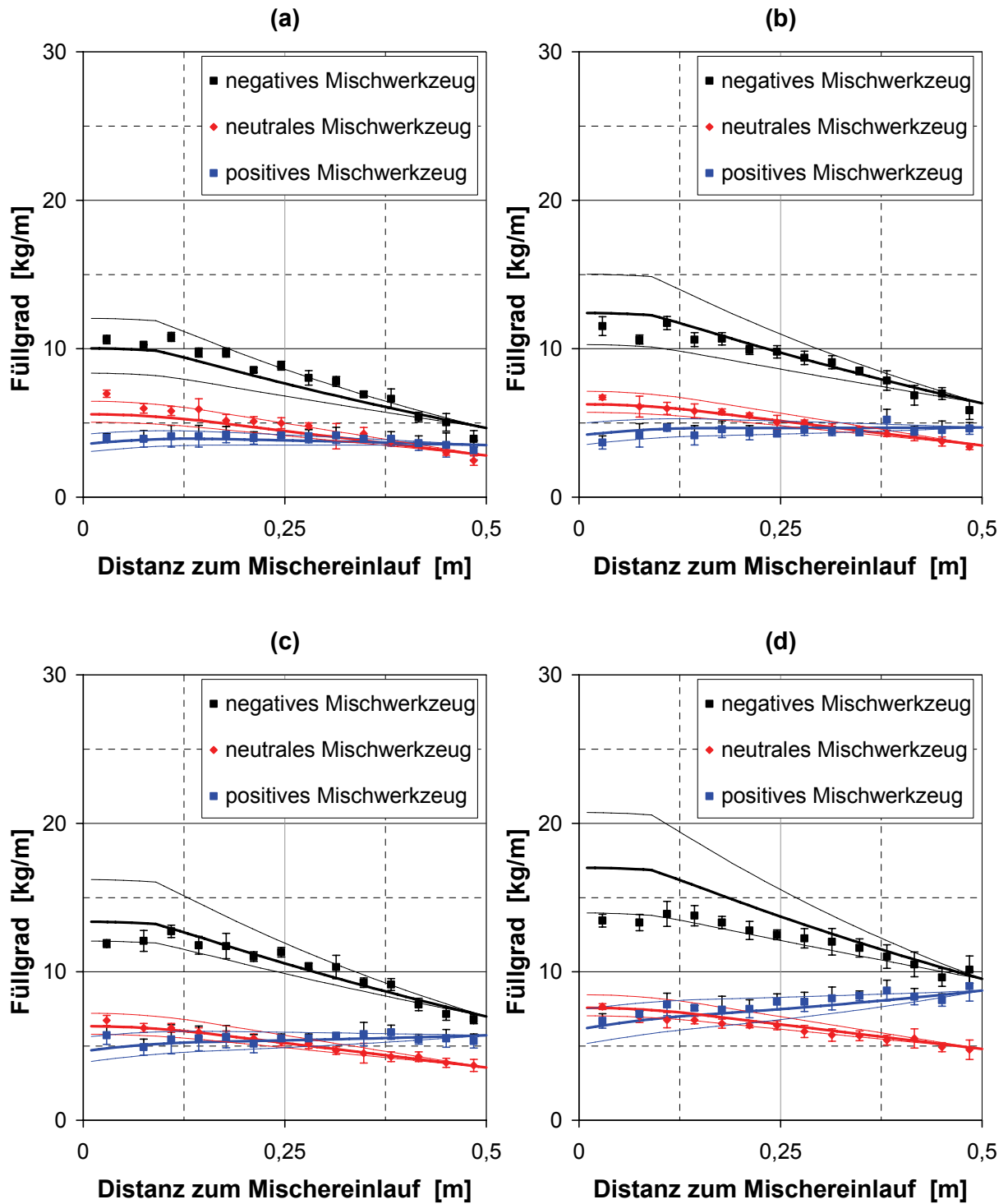


Abbildung 8.8: Experimentell bestimmte und numerisch berechnete Füllgradverläufe (*OMYACARB 10SV*, $n = 48 \text{ min}^{-1}$, Wehrstellung (a) 0, (b) 1, (c) 2 und (d) 3)

8.3 Ergebnisse der experimentell bestimmten Masse im Mischer

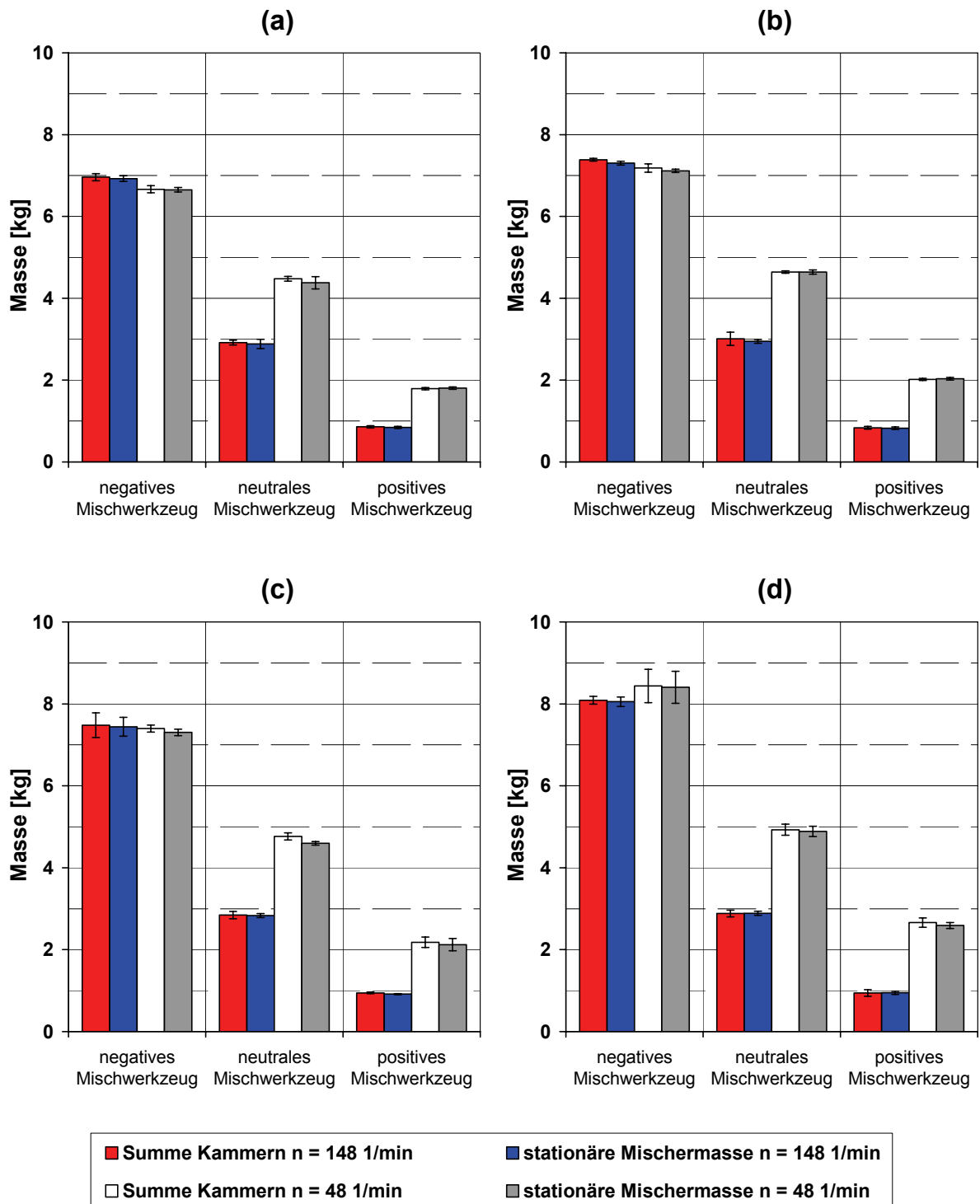


Abbildung 8.9: Experimentell bestimmte Massen

(OMYACARB 130SV, Wehrstellungen (a) 0, (b) 1, (c) 2 und (d) 3)

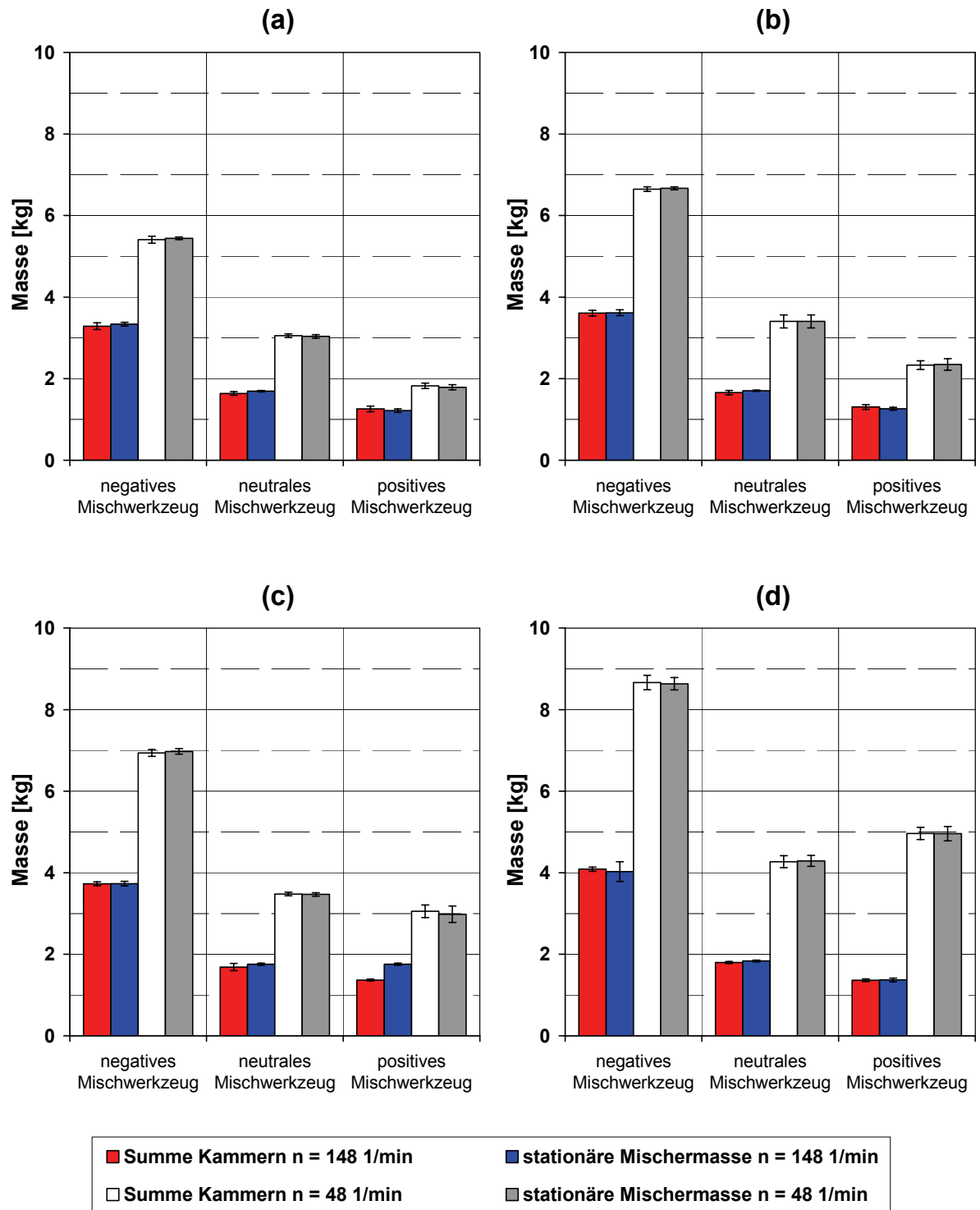


Abbildung 8.10: Experimentell bestimmte Massen

(OMYACARB 40SV, Wehrstellungen (a) 0, (b) 1, (c) 2 und (d) 3)

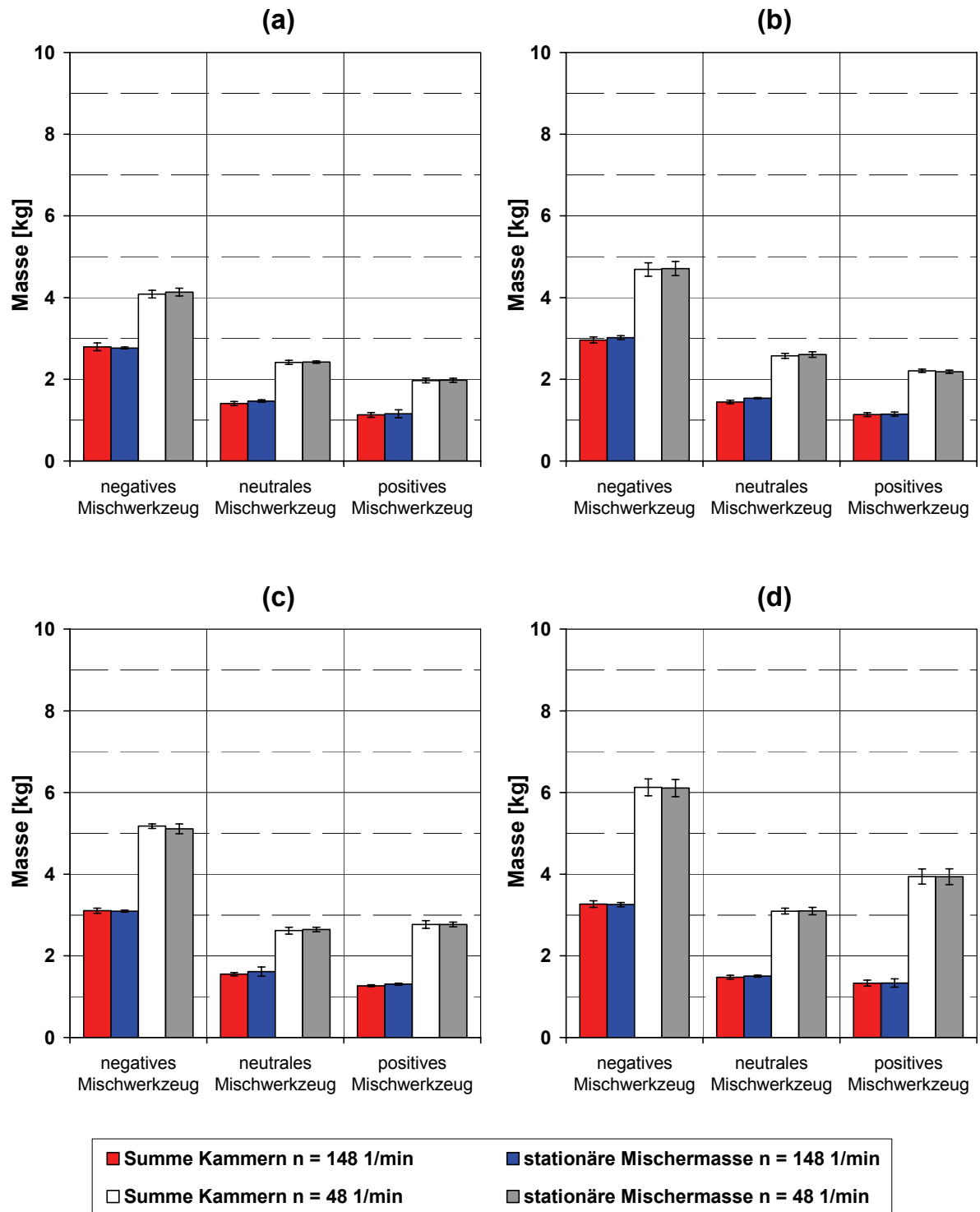


Abbildung 8.11: Experimentell bestimmte Massen

(*OMYACARB 10SV*, Wehrstellungen (a) 0, (b) 1, (c) 2 und (d) 3)

8.4 Ergebnisse der mittleren Verweilzeit aus Experiment und Simulation

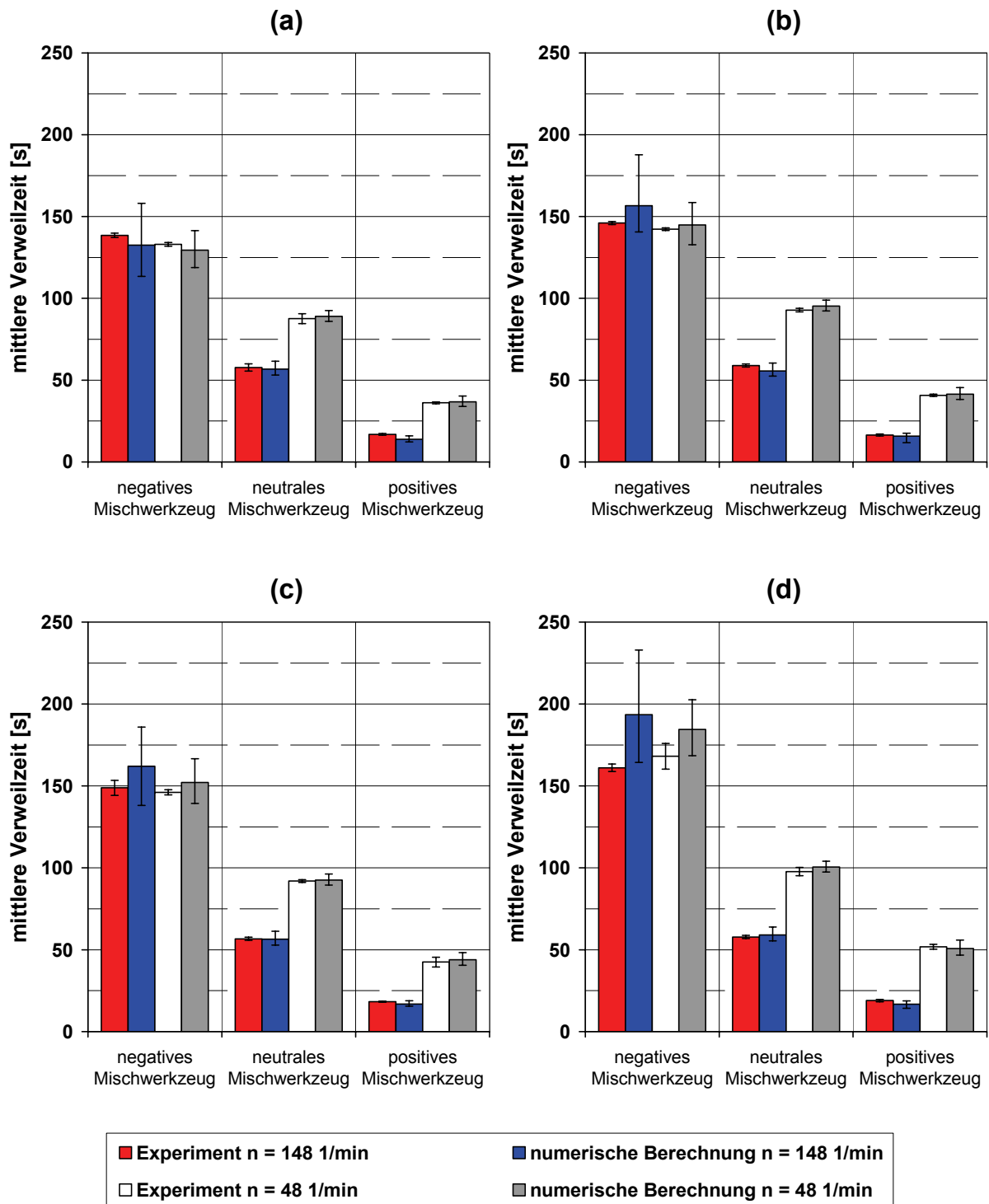


Abbildung 8.12: Experimentell bestimmte und numerische berechnete Verweilzeit (*OMYACARB 130SV*, Wehrstellungen (a) 0, (b) 1, (c) 2 und (d) 3)

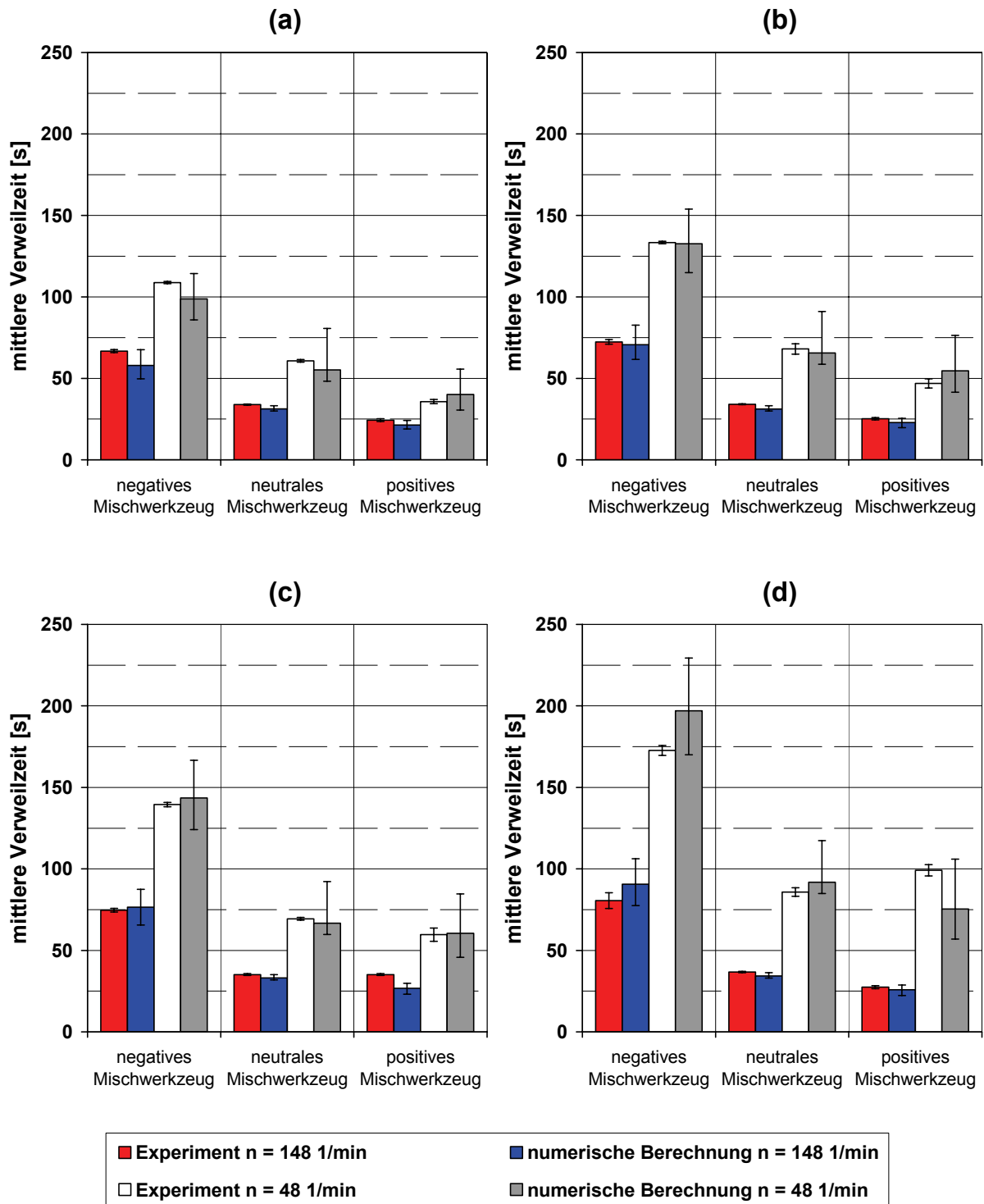


Abbildung 8.13: Experimentell bestimmte und numerische berechnete Verweilzeit (*OMYACARB 40SV*, Wehrstellungen (a) 0, (b) 1, (c) 2 und (d) 3)

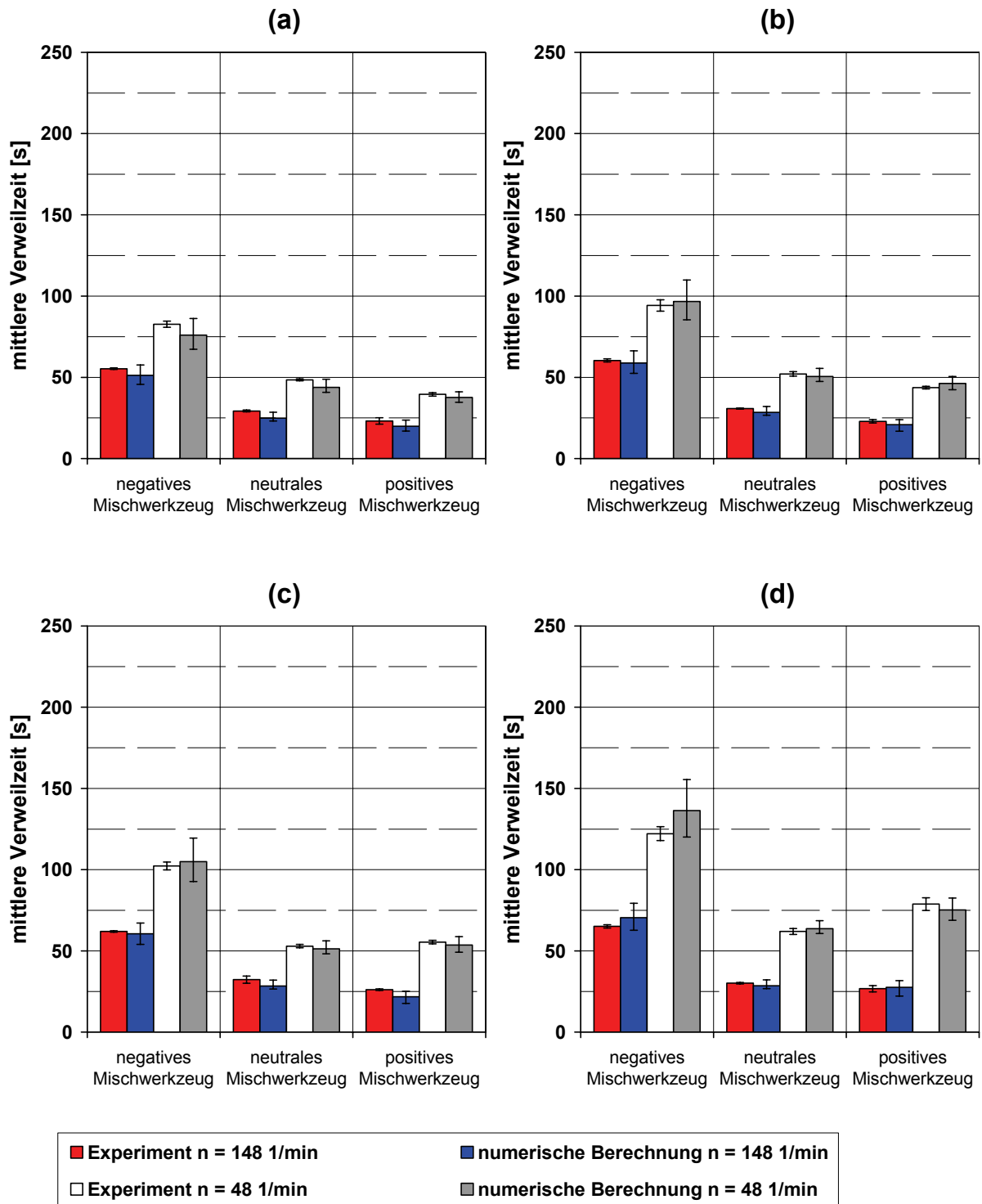


Abbildung 8.14: Experimentell bestimmte und numerische berechnete Verweilzeit (*OMYACARB 10SV*, Wehrstellungen (a) 0, (b) 1, (c) 2 und (d) 3)

8.5 Theoretische Berechnung und experimentelle Ergebnisse zum Zusammenhang zwischen Füllgrad am Wehr und stationärer Mischermasse

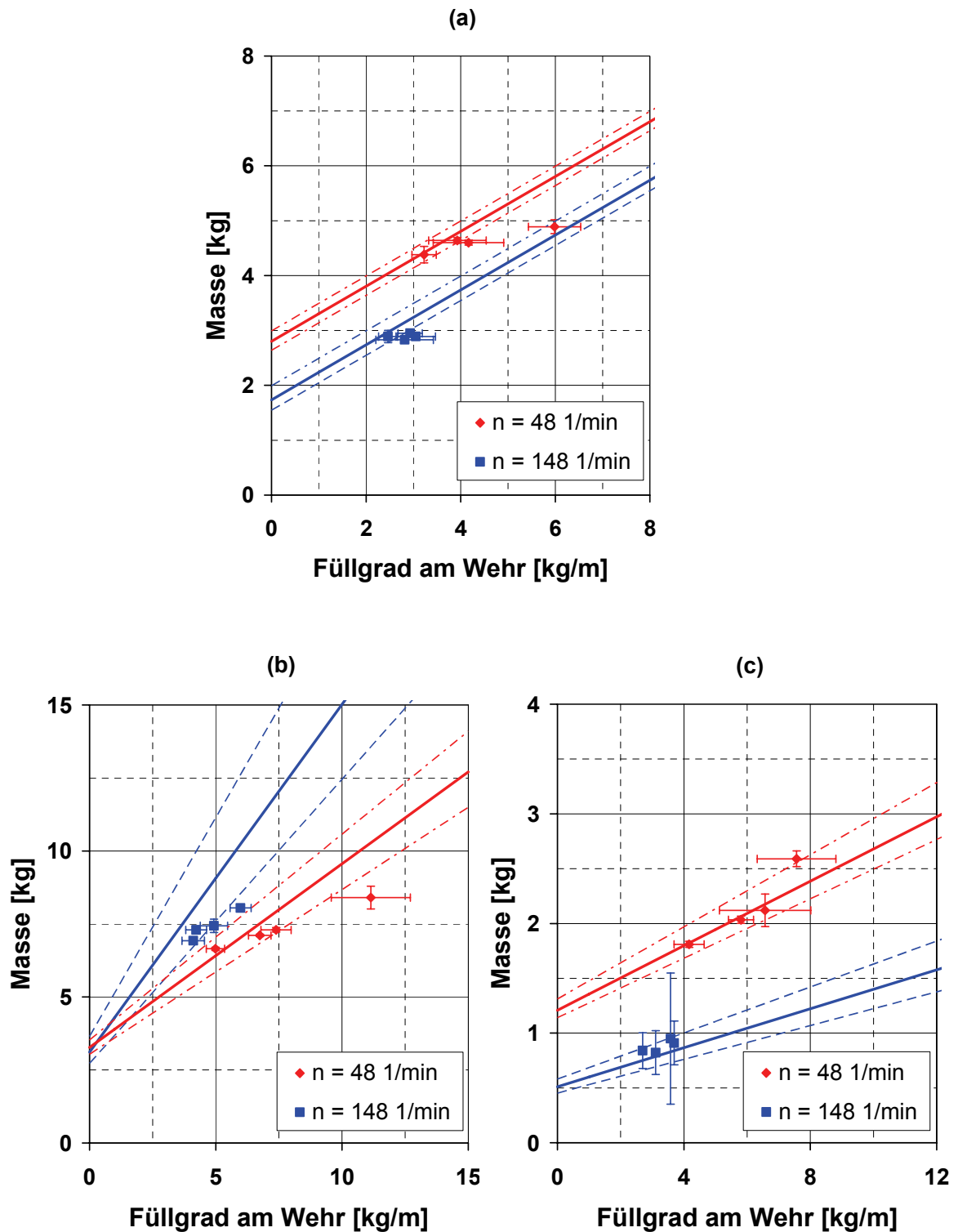


Abbildung 8.15: Zusammenhang stationäre Mischermasse und Füllgrad am Wehr
(OMYACARB 130SV, Mischwerkzeuge (a) *neutral*, (b) *negativ* und (c) *positiv*)

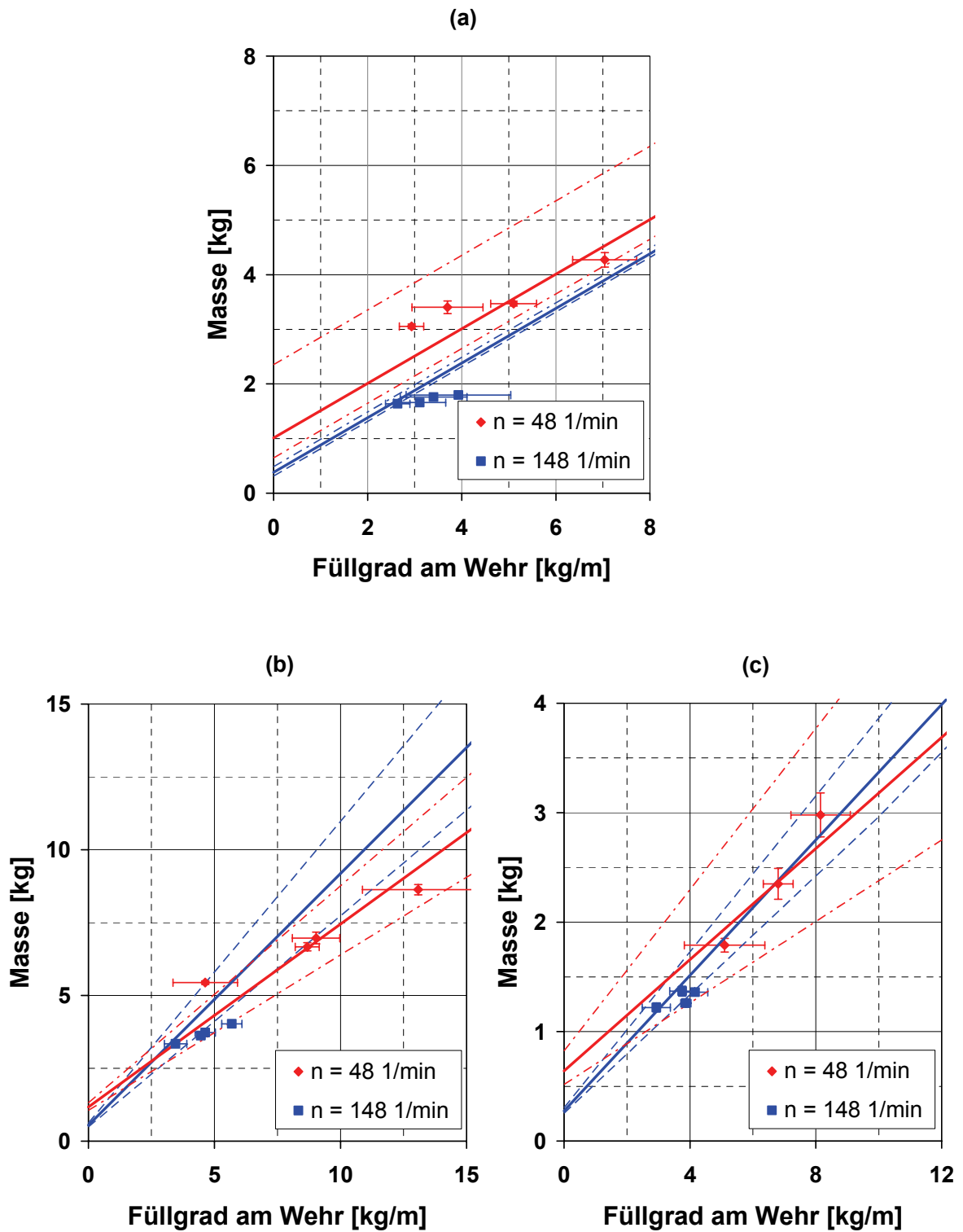
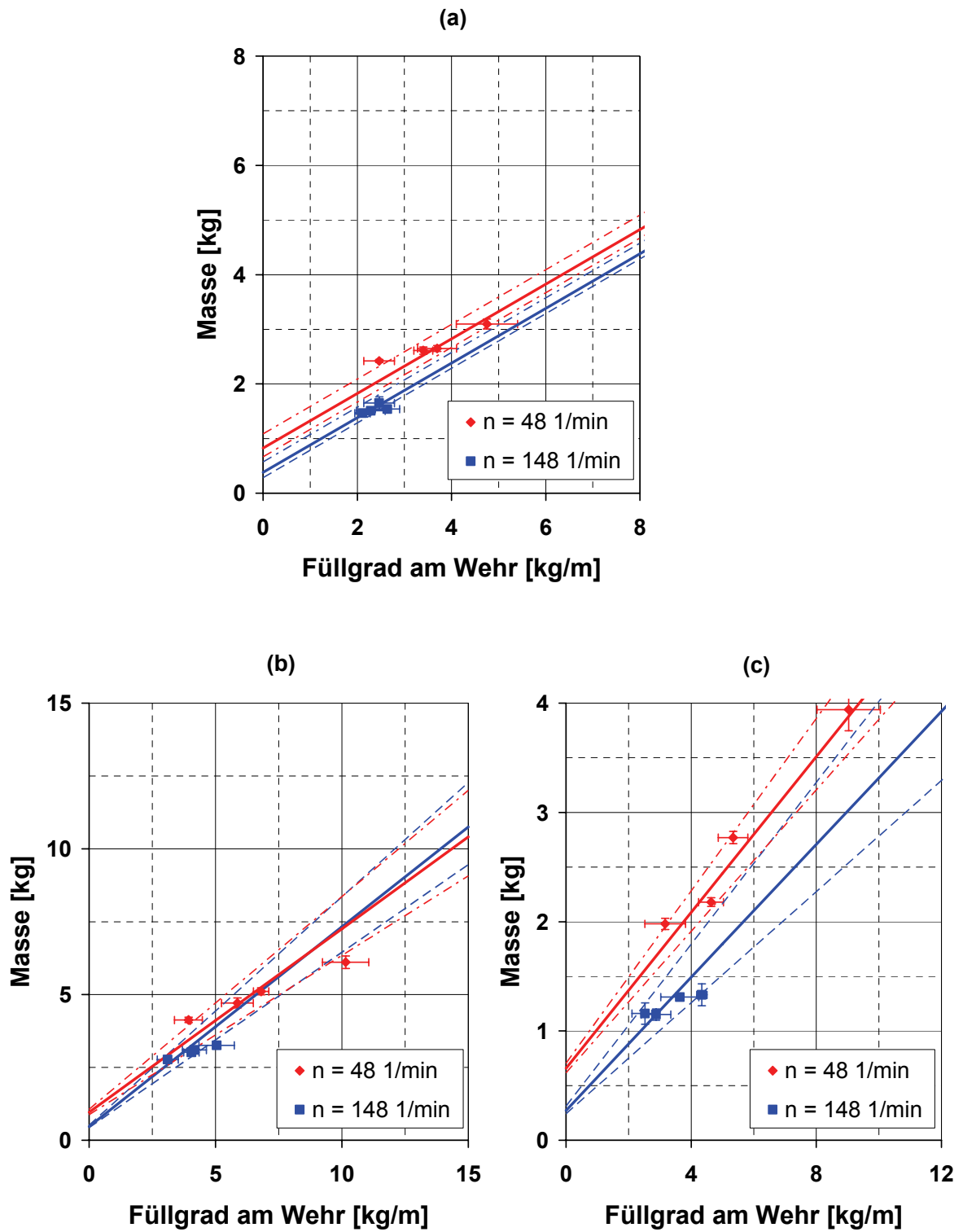



Abbildung 8.16: Zusammenhang stationäre Mischermasse und Füllgrad am Wehr
(OMYACARB 40SV, Mischwerkzeuge (a) *neutral*, (b) *negativ* und (c) *positiv*)



8.6 MathCAD Anpassungsfunktion

ORIGIN:= 1

$\begin{pmatrix} \text{Daten} \\ \text{Fehler} \end{pmatrix} :=$  $I := \text{Daten} \langle 1 \rangle \quad \phi := \text{Daten} \langle 2 \rangle$

		$\begin{pmatrix} 0.177 \\ 0.211 \\ 0.246 \\ 0.28 \\ 0.314 \\ 0.348 \\ 0.382 \\ 0.416 \\ 0.45 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 4.575 \\ 4.685 \\ 4.733 \\ 4.809 \\ 5.096 \\ 4.985 \\ 5.337 \\ 5.396 \\ 5.6 \end{pmatrix}$
$L := 0.5$	Obergrenze := Fehler $\langle 1 \rangle$		
$M := 50 \cdot 10^{-3}$	Untergrenze := Fehler $\langle 2 \rangle$	$I =$	$\phi =$

Dispersionskoeffizient aus der linearen Anpassung an die experimentellen Ergebnisse des neutralen Mischwerkzeugs mit der entsprechenden Drehzahl:
 $Dk := 0.0036$

Vorgabe und Berechnung der Anpassungsfunktion:

$$f(n, U_k, \phi_{wk}) := \begin{bmatrix} \frac{M}{U_k} + \left(\phi_{wk} - \frac{M}{U_k} \right) \cdot e^{-\frac{U_k}{Dk} \cdot (L-n)} \\ -\frac{M}{U_k^2} + \frac{M}{U_k^2} \cdot e^{-\frac{U_k}{Dk} \cdot (L-n)} \\ \phi_{wk} - \frac{M}{U_k} \\ -\frac{U_k}{Dk} \cdot (L-n) \cdot e^{-\frac{U_k}{Dk} \cdot (L-n)} \\ e^{-\frac{U_k}{Dk} \cdot (L-n)} \end{bmatrix}$$

Schätz := $\begin{pmatrix} 0.01 \\ 5 \end{pmatrix}$ $cg := \text{genanp}(I, \phi, \text{Schätz}, f)$ $cg = \begin{pmatrix} 0.013 \\ 5.925 \end{pmatrix}$
 $U_{anp} := cg_1$ $\phi_{anp} := cg_2$ $\phi_w := \phi_{anp}$

Ergebnisse der Anpassungsfunktion für U und ϕ_w :

$\phi_{anp} = 5.92$ $U_{anp} = 0.013$

Darstellung der Anpassungsfunktion:

$$h(l) := \frac{M}{U_{anp}} + \left(\phi_{anp} - \frac{M}{U_{anp}} \right) \cdot e^{-\frac{U_{anp}}{Dk} \cdot (L-l)}$$

$\text{korr}(\phi, h(l)) = 0.98$

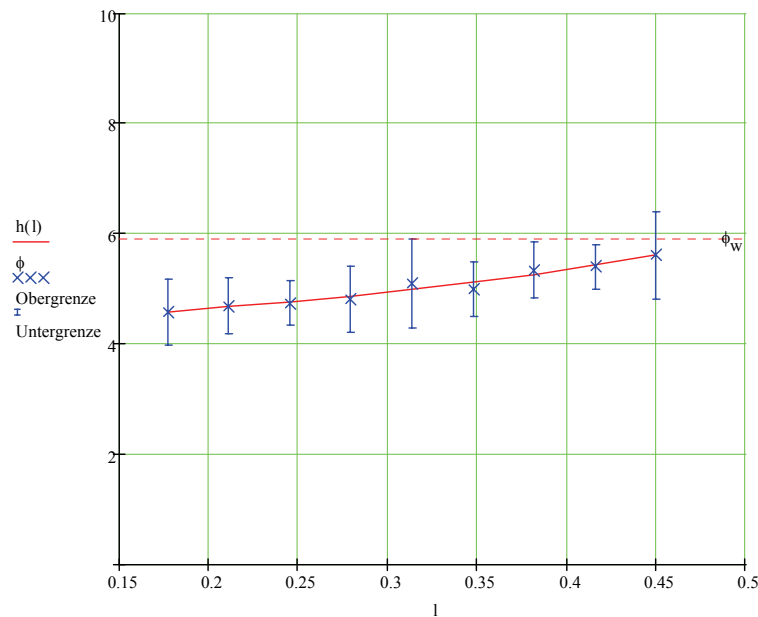


Abbildung 8.18: Anpassungsfunktion zur Bestimmung von U^* und ϕ_w^* aus den experimentellen Ergebnissen des negativen und positiven Mischwerkzeuges

8.7 MathCAD Algorithmus zur numerischen Berechnung der Reduktion von Eingangsschwankungen und des Füllgradverhaltens (negativer Transport mit Korrektur Einlaufbereich)

```

R:= "filling degree up to the height of the weir (experiment):"
φweir ← 0.1
"normalized angular velocity of component 1:"
Ω1 ← 2·π
"normalized angular velocity of component 2:"
Ω2 ← 2·π
"phase shift=multiple of pi"
Npi ← 1
"counting variable:"
v ← 1
"running time (multiple of the period length):"
Rt ← 20
"active hold up mass (mixing experiment):"
m_hold ← 9926·0.5
"offset of the mass flow fluctuations of component 1 [g/s] (mixing experiment):"
mO1 ← 25
"amplitude of the mass flow fluctuations of component 1 [g/s] (mixing experiment):"
mA1 ← 10
"offset of the mass flow fluctuations of component 2 [g/s] (mixing experiment):"
mO2 ← 25
"amplitude of the mass flow fluctuations of component 2 [g/s] (mixing experiment):"
mA2 ← 10
"period length of the concentration fluctuations [s] (mixing experiment):"
T ← 40
"normalized offset of the mass flow fluctuations of component 1:"
μO1 ←  $\frac{mO1 \cdot T}{m\_hold}$ 
"normalized amplitude of the mass flow fluctuations of component 1:"
μA1 ←  $\frac{mA1 \cdot T}{m\_hold}$ 
"normalized offset of the mass flow fluctuations of component 2:"
μO2 ←  $\frac{mO2 \cdot T}{m\_hold}$ 
"normalized amplitude of the mass flow fluctuations of component 2:"
μA2 ←  $\frac{mA2 \cdot T}{m\_hold}$ 
"number of truncation chambers:"
Nx ← 50
"number of time steps:"
Nt ← 300000
"spreading factor:"
SF ←  $\frac{15}{50}$ 
"overlapping positive transport at the beginning of the mixing device:"
Up ←  $0.00105 \cdot \frac{40}{0.5}$ 
"overlapping positive transport (number of truncation chambers):"
Np ← 9
"normalized dispersion coefficient of component 1:"
for D1 ∈  $0.00223 \cdot \frac{40}{0.25}$ 
    "normalized dispersion coefficient of component 2:"
    D2 ← D1
    "normalized negative transport coefficient of component 1:"
    for U1 ∈  $0.00105 \cdot \frac{40}{0.5}$       U positiv eingeben, negativer Transport ist numerisch berücksichtigt

```

Abbildung 8.19: MathCAD Algorithmus (Teil 1)

```

"normalized negative transport coefficient of component 1:"
for U1 ∈ 0.00105  $\frac{40}{0.5}$  U positiv eingeben, negativer Transport ist numerisch berücksichtigt
  "normalized negative transport coefficient of component 2:"
  U2 ← U1
  "width of the truncation chambers:"
   $\Delta\lambda \leftarrow \frac{1}{N_x}$ 
  "width of the time step:"
   $\Delta\tau \leftarrow \frac{Rt}{N_t}$ 
  "definition of new coefficients for simplification:"
  CU1 ← U1 ·  $\frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$ 
  CD1 ← D1 ·  $\frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda^2}$ 
  CU2 ← U2 ·  $\frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$ 
  CD2 ← D2 ·  $\frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda^2}$ 
  CUp ← Up ·  $\frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$ 
  "definition of the starting normalized filling degree in each chamber:"
  for l1 ∈ 1.. Nx
     $\phi_{1,1} \leftarrow 0$ 
     $\phi_{2,1} \leftarrow 0$ 
   $\begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix}$ 
  "definition of the starting conditions:"
  si $\phi_1$  ← 0
  si $\phi_2$  ← 0
  so $\phi_1$  ← 0
  so $\phi_2$  ← 0
  counter ← 0
  st ← 10
  F ←  $\begin{pmatrix} \phi_1 \leftarrow \phi_1 \\ \phi_2 \leftarrow \phi_2 \end{pmatrix}$ 
  for t ∈ 1.. Nt - 1
    "column number of the result matrix:"
    t_jump ← 20000
    r ← floor( $\frac{t}{t\_jump}$ )
    z ← t if t ≤ t_jump - 1
    z ← t_jump if t = r·t_jump
    z ← t - r·t_jump if t > r·t_jump
    a ← z
    "calculation of the filling degree changes for the time steps z = 1 .. t_jump-1:"
    if a ≤ t_jump - 1
       $\phi_{1,z+1} \leftarrow (1 - CD1 - CUp) \cdot \phi_{1,z} + (CU1 + CD1) \cdot \phi_{1,z} + [\mu O1 + \mu A1 \cdot \sin[\Omega 1 \cdot (t \cdot \Delta\tau)]] \cdot \frac{1}{N_x \cdot SF} \cdot \frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$ 
       $\phi_{2,z+1} \leftarrow (1 - CD2 - CUp) \cdot \phi_{2,z} + (CU2 + CD2) \cdot \phi_{2,z} + [\mu O2 + \mu A2 \cdot \sin[\Omega 2 \cdot (t \cdot \Delta\tau) + \pi \cdot Np]] \cdot \frac{1}{N_x \cdot SF} \cdot \frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$ 
      for l ∈ 2.. Nx - 1
        if Nx·SF < 2
           $\phi_{1,z+1} \leftarrow (CUp + CD1) \cdot \phi_{l-1,z} + (1 - CU1 - CUp - 2 \cdot CD1) \cdot \phi_{l,z} + (CU1 + CD1) \cdot \phi_{l+1,z}$ 
           $\phi_{2,z+1} \leftarrow (CUp + CD2) \cdot \phi_{l-1,z} + (1 - CU2 - CUp - 2 \cdot CD2) \cdot \phi_{l,z} + (CU2 + CD2) \cdot \phi_{l+1,z}$ 
        if Nx·SF ≥ 2
          for l ∈ 2.. Np - 1
             $\phi_{1,z+1} \leftarrow (CUp + CD1) \cdot \phi_{l-1,z} + (1 - CU1 - CUp - 2 \cdot CD1) \cdot \phi_{l,z} + (CU1 + CD1) \cdot \phi_{l+1,z} + [\mu O1 + \mu A1 \cdot \sin[\Omega 1 \cdot (t \cdot \Delta\tau)]] \cdot \frac{1}{N_x \cdot SF} \cdot \frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$ 
             $\phi_{2,z+1} \leftarrow (CUp + CD2) \cdot \phi_{l-1,z} + (1 - CU2 - CUp - 2 \cdot CD2) \cdot \phi_{l,z} + (CU2 + CD2) \cdot \phi_{l+1,z} + [\mu O2 + \mu A2 \cdot \sin[\Omega 2 \cdot (t \cdot \Delta\tau) + \pi \cdot Np]] \cdot \frac{1}{N_x \cdot SF} \cdot \frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$ 
          for l ∈ Np

```

Abbildung 8.20: MathCAD Algorithmus (Teil 2)

```

for l ∈ Np
  φ1,z+1 ← (CUp + CD1) · φ1,-1,z + (1 - CU1 - 2 · CD1) · φ1,z + (CU1 + CD1) · φ1+1,z + [μO1 + μA1 · sin[Ω1 · (t · Δt)]] ·  $\frac{1}{Nx \cdot SF} \cdot \frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$ 
  φ2,z+1 ← (CUp + CD2) · φ2,-1,z + (1 - CU2 - 2 · CD2) · φ2,z + (CU2 + CD2) · φ2+1,z + [μO2 + μA2 · sin[Ω2 · (t · Δt) + π · Np]] ·  $\frac{1}{Nx \cdot SF} \cdot \frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$ 
for l ∈ Np + 1 .. Nx-SF
  φ1,z+1 ← (CD1) · φ1,-1,z + (1 - CU1 - 2 · CD1) · φ1,z + (CU1 + CD1) · φ1+1,z + [μO1 + μA1 · sin[Ω1 · (t · Δt)]] ·  $\frac{1}{Nx \cdot SF} \cdot \frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$ 
  φ2,z+1 ← (CD2) · φ2,-1,z + (1 - CU2 - 2 · CD2) · φ2,z + (CU2 + CD2) · φ2+1,z + [μO2 + μA2 · sin[Ω2 · (t · Δt) + π · Np]] ·  $\frac{1}{Nx \cdot SF} \cdot \frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$ 
for l ∈ Nx-SF + 1 .. Nx - 1
  φ1,z+1 ← (CD1) · φ1,-1,z + (1 - CU1 - 2 · CD1) · φ1,z + (CU1 + CD1) · φ1+1,z
  φ2,z+1 ← (CD2) · φ2,-1,z + (1 - CU2 - 2 · CD2) · φ2,z + (CU2 + CD2) · φ2+1,z
siφ1z+1 ← (CD1) · φ1Nx-1,z - (CU1 + CD1) · φ1Nx,z
siφ2z+1 ← (CD2) · φ2Nx-1,z - (CU2 + CD2) · φ2Nx,z
φ1Nx,z+1 ← wenn  $\left[ \left( \frac{\phi_{1Nx,z}^2 + \phi_{2Nx,z}^2}{\phi_{1Nx,z} + \phi_{2Nx,z}} \right) > 1, \phi_{1Nx,z} + si\phi_{1z} - \frac{\phi_{1Nx,z}^2}{\phi_{1Nx,z} + \phi_{2Nx,z}} \cdot (si\phi_{1z} + si\phi_{2z}), \phi_{1Nx,z} + si\phi_{1z} \right]$ 
φ2Nx,z+1 ← wenn  $\left[ \left( \frac{\phi_{1Nx,z}^2 + \phi_{2Nx,z}^2}{\phi_{1Nx,z} + \phi_{2Nx,z}} \right) > 1, \phi_{2Nx,z} + si\phi_{2z} - \frac{\phi_{2Nx,z}^2}{\phi_{1Nx,z} + \phi_{2Nx,z}} \cdot (si\phi_{1z} + si\phi_{2z}), \phi_{2Nx,z} + si\phi_{2z} \right]$ 
soφ1z+1 ← wenn  $\left[ \left( \frac{\phi_{1Nx,z}^2 + \phi_{2Nx,z}^2}{\phi_{1Nx,z} + \phi_{2Nx,z}} \right) > 1, \frac{\phi_{1Nx,z}^2}{\phi_{1Nx,z} + \phi_{2Nx,z}} \cdot (si\phi_{1z} + si\phi_{2z}), 0 \right]$ 
soφ2z+1 ← wenn  $\left[ \left( \frac{\phi_{1Nx,z}^2 + \phi_{2Nx,z}^2}{\phi_{1Nx,z} + \phi_{2Nx,z}} \right) > 1, \frac{\phi_{2Nx,z}^2}{\phi_{1Nx,z} + \phi_{2Nx,z}} \cdot (si\phi_{1z} + si\phi_{2z}), 0 \right]$ 
"control that the filling degree does not exceed its limit:"
for l ∈ 1 .. Nx
  φ,z+1 ← φ1,z+1 + φ2,z+1
  st ← 0 if φ,z+1 ≥  $\frac{1}{\phi_{weir}}$ 
"calculation of the filling degree changes for the time step z = t_jump"
if a = t_jump
  φ1,1 ← (1 - CD1 - CUp) · φ1,1,z + (CD1) · φ1,2,z + [μO1 + μA1 · sin[Ω1 · (t · Δt)]] ·  $\frac{1}{Nx \cdot SF} \cdot \frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$ 
  φ2,1 ← (1 - CD2 - CUp) · φ2,1,z + (CD2) · φ2,2,z + [μO2 + μA2 · sin[Ω2 · (t · Δt) + π · Np]] ·  $\frac{1}{Nx \cdot SF} \cdot \frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$ 
for l ∈ 2 .. Nx - 1 if Nx-SF < 2
  φ1,l ← (CUp + CD1) · φ1,-1,z + (1 - CU1 - CUp - 2 · CD1) · φ1,z + (CU1 + CD1) · φ1+1,z
  φ2,l ← (CUp + CD2) · φ2,-1,z + (1 - CU2 - CUp - 2 · CD2) · φ2,z + (CU2 + CD2) · φ2+1,z
if Nx-SF ≥ 2
  for l ∈ 2 .. Np - 1
    φ1,l ← (CUp + CD1) · φ1,-1,z + (1 - CU1 - CUp - 2 · CD1) · φ1,z + (CU1 + CD1) · φ1+1,z + [μO1 + μA1 · sin[Ω1 · (t · Δt)]] ·  $\frac{1}{Nx \cdot SF} \cdot \frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$ 
    φ2,l ← (CUp + CD2) · φ2,-1,z + (1 - CU2 - CUp - 2 · CD2) · φ2,z + (CU2 + CD2) · φ2+1,z + [μO2 + μA2 · sin[Ω2 · (t · Δt) + π · Np]] ·  $\frac{1}{Nx \cdot SF} \cdot \frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$ 
  for l ∈ Np
    φ1,l ← (CUp + CD1) · φ1,-1,z + (1 - CU1 - 2 · CD1) · φ1,z + (CU1 + CD1) · φ1+1,z + [μO1 + μA1 · sin[Ω1 · (t · Δt)]] ·  $\frac{1}{Nx \cdot SF} \cdot \frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$ 
    φ2,l ← (CUp + CD2) · φ2,-1,z + (1 - CU2 - 2 · CD2) · φ2,z + (CU2 + CD2) · φ2+1,z + [μO2 + μA2 · sin[Ω2 · (t · Δt) + π · Np]] ·  $\frac{1}{Nx \cdot SF} \cdot \frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$ 
  for l ∈ Np + 1 .. Nx-SF
    φ1,l ← (CD1) · φ1,-1,z + (1 - CU1 - 2 · CD1) · φ1,z + (CU1 + CD1) · φ1+1,z + [μO1 + μA1 · sin[Ω1 · (t · Δt)]] ·  $\frac{1}{Nx \cdot SF} \cdot \frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$ 
    φ2,l ← (CD2) · φ2,-1,z + (1 - CU2 - 2 · CD2) · φ2,z + (CU2 + CD2) · φ2+1,z + [μO2 + μA2 · sin[Ω2 · (t · Δt) + π · Np]] ·  $\frac{1}{Nx \cdot SF} \cdot \frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$ 
  for l ∈ Nx-SF + 1 .. Nx - 1
    φ1,l ← (CD1) · φ1,-1,z + (1 - CU1 - 2 · CD1) · φ1,z + (CU1 + CD1) · φ1+1,z
    φ2,l ← (CD2) · φ2,-1,z + (1 - CU2 - 2 · CD2) · φ2,z + (CU2 + CD2) · φ2+1,z
siφ1 ← (CD1) · φ1Nx-1,z - (CD1 + CU1) · φ1Nx,z
siφ2 ← (CD2) · φ2Nx-1,z - (CD2 + CU2) · φ2Nx,z
φ1Nx,1 ← wenn  $\left[ \left( \frac{\phi_{1Nx,z}^2 + \phi_{2Nx,z}^2}{\phi_{1Nx,z} + \phi_{2Nx,z}} \right) > 1, \phi_{1Nx,z} + si\phi_{1z} - \frac{\phi_{1Nx,z}^2}{\phi_{1Nx,z} + \phi_{2Nx,z}} \cdot (si\phi_{1z} + si\phi_{2z}), \phi_{1Nx,z} + si\phi_{1z} \right]$ 

```

Abbildung 8.21: MathCAD Algorithmus (Teil 3)

```

φ1Nx,1 ← wenn [ (φ1Nx,z + φ2Nx,z) > 1, φ1Nx,z + siφ1z -  $\frac{\phi1_{Nx,z}}{\phi1_{Nx,z} + \phi2_{Nx,z}} \cdot (si\phi1z + si\phi2z), \phi1_{Nx,z} + si\phi1z ]$ 
φ2Nx,1 ← wenn [ (φ1Nx,z + φ2Nx,z) > 1, φ2Nx,z + siφ2z -  $\frac{\phi2_{Nx,z}}{\phi1_{Nx,z} + \phi2_{Nx,z}} \cdot (si\phi1z + si\phi2z), \phi2_{Nx,z} + si\phi2z ]$ 
soφ1 ← wenn [ (φ1Nx,z + φ2Nx,z) > 1,  $\frac{\phi1_{Nx,z}}{\phi1_{Nx,z} + \phi2_{Nx,z}} \cdot (si\phi1z + si\phi2z), 0 ]$ 
soφ2 ← wenn [ (φ1Nx,z + φ2Nx,z) > 1,  $\frac{\phi2_{Nx,z}}{\phi1_{Nx,z} + \phi2_{Nx,z}} \cdot (si\phi1z + si\phi2z), 0 ]$ 

"control that the filling degree does not exceed its limit."
for l ∈ 1.. Nx
    φl,1 ← φ1l,1 + φ2l,1
    st ← 0 if φl,1 ≥  $\frac{1}{\phi_{weir}}$ 
counter ← counter + 1
TIME_STEPSl,1 ← counter
STATUSl,1 ← st
(
    φ1
    φ2
    φ
    soφ1
    soφ2
    TIME_STEPS
    STATUS
)

"transfer of the calculated results:"
φ1 ← F1
φ2 ← F2
φ ← F3
soφ1 ← F4
soφ2 ← F5
TIME_STEPS ← F6
STATUS ← F7

"calculation of the inlet and outlet concentrations:"
CONCENTRATION ← for t ∈ 1.. t_jump
    μ1t ← μO1 + μA1·sin[Ω1·(t·Δt)]
    μ2t ← μO2 + μA2·sin[Ω2·(t·Δt) + π·Np]
    C2in_t ←  $\frac{\mu2t}{\mu1t + \mu2t}$ 
    C2out_t ←  $\frac{so\phi2t}{so\phi1t + so\phi2t}$ 
(
    C2in
    C2out
)
C2in ← CONCENTRATION
C2out ← CONCENTRATION

"calculation of the hold up mass in the mixer:"
for l1 ∈ 1.. Nx
    φ1M1 ← φ1l1,t_jump
    φ2M1 ← φ2l1,t_jump
M1 ←  $\sum \phi1M \cdot \frac{1}{Nx}$ 
M2 ←  $\sum \phi2M \cdot \frac{1}{Nx}$ 

"calculation of the normalized residence time:"
tR ←  $\frac{M1 + M2}{\mu O1 + \mu O2}$ 

```

Abbildung 8.22: MathCAD Algorithmus (Teil 4)


```

"calculation of the normalized residence time:"
tR ←  $\frac{M1 + M2}{\mu O1 + \mu O2}$ 
"read out of the inlet and outlet concentrations/discharge for the last period:"
N1 ←  $\frac{1}{\Delta\tau}$ 
N2 ← t_jump - N1 - 1
N3 ← t_jump - 3·N1 - 1
for t1 ∈ 1.. N1
    c2int1 ← C2infloor(N2+t1)
    c2outt1 ← C2outfloor(N2+t1)
    SO $\phi$ 1t1 ← so $\phi$ 1floor(N2+t1)
    SO $\phi$ 2t1 ← so $\phi$ 2floor(N2+t1)
"calculation of the empirical variance of the concentration fluctuations:"
 $\sigma$ in ← stdev(c2in)
 $\sigma$ out ← stdev(c2out)
"supply of the main calculated results and set parameters"
A1v ←  $\frac{\sigma out}{\sigma in}$ 
A2v ← tR
A3v ←  $\sigma out$ 
A4v ←  $\sigma in$ 
A5v ← Nx
A6v ←  $\Delta\lambda$ 
A7v ← Nt
A8v ←  $\Delta\tau$ 
A9v ← Rt
A10v ← U1
A11v ← D1
A12v ← mO1
A13v ←  $\mu O1$ 
A14v ← mA1
A15v ←  $\mu A1$ 
A16v ← T
A17v ← Npi
A18v ← U2
A19v ← D2
A20v ← mO2
A21v ←  $\mu O2$ 
A22v ← mA2
A23v ←  $\mu A2$ 
A24v ←  $\phi weir$ 
A25v ← TIME_STEPS1,1
A26v ← SF
A27v ← STATUS1,1
A28v ← c2in
A29v ← c2out
A30v ← SO $\phi$ 1·1000
A31v ← SO $\phi$ 2·1000
A32v ←  $\phi 1$ 
A33v ←  $\phi$ 
A34v ← N1
v ← v + 1

```

Abbildung 8.23: MathCAD Algorithmus (Teil 5)



$$Z := \text{stapeln} \left(R_1^T, R_2^T, R_3^T, R_4^T, R_5^T, R_6^T, R_7^T, R_8^T, R_9^T, R_{10}^T, R_{11}^T, R_{12}^T, R_{13}^T, R_{14}^T, R_{15}^T, R_{16}^T, R_{17}^T, R_{18}^T, R_{19}^T, R_{20}^T, R_{21}^T, R_{22}^T, R_{23}^T, R_{24}^T, R_{25}^T, R_{26}^T, R_{27}^T \right)$$

Parameter und Ergebnisse der Simulation

PRNSCHREIBEN("H:\PHIw=9926_Up=0.00105_Np=9_Ulower=0.00105_Dav=0,00223_SF=0,3_ErgebnisseSIM.prn"):= Z

ϕF := PHI ϕF1 := PHI1 ϕF2 := PHI2

PHI := R₃₃ PHI1 := R₃₂ PHI2 := (R₃₃)₁ - (R₃₂)₁

FULL := erweitern((R₃₃)₁^T, (R₃₂)₁^T)

Füllgradverlauf Mischer

PRNSCHREIBEN("H:\PHIw=9926_Up=0.00105_Np=9_Ulower=0.00105_Dav=0,00223_SF=0,3_Füllgradverlauf.prn"):= FULL

Abbildung 8.24: MathCAD Algorithmus (Teil 6)

8.8 Unterschiede der numerischen Lösung im *MathCAD* Algorithmus zur Berechnung unterschiedlicher aktiver Transportrichtungen

```

"calculation of the filling degree changes for the time step z = t_jump"
if a = t_jump
  
$$\phi_{1,1} \leftarrow (1 - CD1 - CUp) \cdot \phi_{1,z} + (CD1) \cdot \phi_{2,z} + [\mu O1 + \mu A1 \cdot \sin[\Omega 1 \cdot (t \cdot \Delta\tau)]] \cdot \frac{1}{Nx \cdot SF} \cdot \frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$$

  
$$\phi_{2,1} \leftarrow (1 - CD2 - CUp) \cdot \phi_{2,z} + (CD2) \cdot \phi_{1,z} + [\mu O2 + \mu A2 \cdot \sin[\Omega 2 \cdot (t \cdot \Delta\tau) + \pi \cdot Np]] \cdot \frac{1}{Nx \cdot SF} \cdot \frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$$

  for l ∈ 2.. Nx - 1
    if Nx · SF < 2
      
$$\phi_{1,l} \leftarrow (CUp + CD1) \cdot \phi_{l-1,z} + (1 - CU1 - CUp - 2 \cdot CD1) \cdot \phi_{l,z} + (CU1 + CD1) \cdot \phi_{l+1,z}$$

      
$$\phi_{2,l} \leftarrow (CUp + CD2) \cdot \phi_{l-1,z} + (1 - CU2 - CUp - 2 \cdot CD2) \cdot \phi_{l,z} + (CU2 + CD2) \cdot \phi_{l+1,z}$$

    if Nx · SF ≥ 2
      for l ∈ 2.. Np - 1
        
$$\phi_{1,l} \leftarrow (CUp + CD1) \cdot \phi_{l-1,z} + (1 - CU1 - CUp - 2 \cdot CD1) \cdot \phi_{l,z} + (CU1 + CD1) \cdot \phi_{l+1,z} + [\mu O1 + \mu A1 \cdot \sin[\Omega 1 \cdot (t \cdot \Delta\tau)]] \cdot \frac{1}{Nx \cdot SF} \cdot \frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$$

        
$$\phi_{2,l} \leftarrow (CUp + CD2) \cdot \phi_{l-1,z} + (1 - CU2 - CUp - 2 \cdot CD2) \cdot \phi_{l,z} + (CU2 + CD2) \cdot \phi_{l+1,z} + [\mu O2 + \mu A2 \cdot \sin[\Omega 2 \cdot (t \cdot \Delta\tau) + \pi \cdot Np]] \cdot \frac{1}{Nx \cdot SF} \cdot \frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$$

      for l ∈ Np
        
$$\phi_{1,l} \leftarrow (CUp + CD1) \cdot \phi_{l-1,z} + (1 - CU1 - 2 \cdot CD1) \cdot \phi_{l,z} + (CU1 + CD1) \cdot \phi_{l+1,z} + [\mu O1 + \mu A1 \cdot \sin[\Omega 1 \cdot (t \cdot \Delta\tau)]] \cdot \frac{1}{Nx \cdot SF} \cdot \frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$$

        
$$\phi_{2,l} \leftarrow (CUp + CD2) \cdot \phi_{l-1,z} + (1 - CU2 - 2 \cdot CD2) \cdot \phi_{l,z} + (CU2 + CD2) \cdot \phi_{l+1,z} + [\mu O2 + \mu A2 \cdot \sin[\Omega 2 \cdot (t \cdot \Delta\tau) + \pi \cdot Np]] \cdot \frac{1}{Nx \cdot SF} \cdot \frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$$

      for l ∈ Np + 1.. Nx · SF
        
$$\phi_{1,l} \leftarrow (CD1) \cdot \phi_{l-1,z} + (1 - CU1 - 2 \cdot CD1) \cdot \phi_{l,z} + (CU1 + CD1) \cdot \phi_{l+1,z} + [\mu O1 + \mu A1 \cdot \sin[\Omega 1 \cdot (t \cdot \Delta\tau)]] \cdot \frac{1}{Nx \cdot SF} \cdot \frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$$

        
$$\phi_{2,l} \leftarrow (CD2) \cdot \phi_{l-1,z} + (1 - CU2 - 2 \cdot CD2) \cdot \phi_{l,z} + (CU2 + CD2) \cdot \phi_{l+1,z} + [\mu O2 + \mu A2 \cdot \sin[\Omega 2 \cdot (t \cdot \Delta\tau) + \pi \cdot Np]] \cdot \frac{1}{Nx \cdot SF} \cdot \frac{\Delta\tau}{\Delta\lambda}$$

      for l ∈ Nx · SF + 1.. Nx - 1
        
$$\phi_{1,l} \leftarrow (CD1) \cdot \phi_{l-1,z} + (1 - CU1 - 2 \cdot CD1) \cdot \phi_{l,z} + (CU1 + CD1) \cdot \phi_{l+1,z}$$

        
$$\phi_{2,l} \leftarrow (CD2) \cdot \phi_{l-1,z} + (1 - CU2 - 2 \cdot CD2) \cdot \phi_{l,z} + (CU2 + CD2) \cdot \phi_{l+1,z}$$

      si  $\phi_1 \leftarrow (CD1) \cdot \phi_{Nx-1,z} - (CD1 + CU1) \cdot \phi_{Nx,z}$ 
      si  $\phi_2 \leftarrow (CD2) \cdot \phi_{Nx-1,z} - (CD2 + CU2) \cdot \phi_{Nx,z}$ 
      
$$\phi_{1,Nx,1} \leftarrow \text{wenn} \left[ \left( \phi_{1,Nx,z} + \phi_{2,Nx,z} \right) > 1, \phi_{1,Nx,z} + \text{si}\phi_1 - \frac{\phi_{1,Nx,z}}{\phi_{1,Nx,z} + \phi_{2,Nx,z}} \cdot (\text{si}\phi_1 + \text{si}\phi_2), \phi_{1,Nx,z} + \text{si}\phi_1 \right]$$

      
$$\phi_{2,Nx,1} \leftarrow \text{wenn} \left[ \left( \phi_{1,Nx,z} + \phi_{2,Nx,z} \right) > 1, \phi_{2,Nx,z} + \text{si}\phi_2 - \frac{\phi_{2,Nx,z}}{\phi_{1,Nx,z} + \phi_{2,Nx,z}} \cdot (\text{si}\phi_1 + \text{si}\phi_2), \phi_{2,Nx,z} + \text{si}\phi_2 \right]$$

      so  $\phi_1 \leftarrow \text{wenn} \left[ \left( \phi_{1,Nx,z} + \phi_{2,Nx,z} \right) > 1, \frac{\phi_{1,Nx,z}}{\phi_{1,Nx,z} + \phi_{2,Nx,z}} \cdot (\text{si}\phi_1 + \text{si}\phi_2), 0 \right]$ 
      so  $\phi_2 \leftarrow \text{wenn} \left[ \left( \phi_{1,Nx,z} + \phi_{2,Nx,z} \right) > 1, \frac{\phi_{2,Nx,z}}{\phi_{1,Nx,z} + \phi_{2,Nx,z}} \cdot (\text{si}\phi_1 + \text{si}\phi_2), 0 \right]$ 
      "control that the filling degree does not exceed its limit:"
      for l ∈ 1.. Nx
        
$$\phi_{l,1} \leftarrow \phi_{l,1} + \phi_{2,1}$$

        st  $\leftarrow 0$  if  $\phi_{l,1} \geq \frac{1}{\phi_{\text{weir}}}$ 
      counter  $\leftarrow$  counter + 1

```

Abbildung 8.25: Auszug aus *MathCAD* Algorithmus zur numerischen Lösung der Austauschvorgänge zwischen den Diskretisierungskammern für negativen Transport

```

"calculation of the filling degree changes for the time step z = t_jump:"
if a = t_jump
  
$$\phi_{1,1} \leftarrow (1 - CU1 - CD1) \cdot \phi_{1,z} + CD1 \cdot \phi_{2,z} + [\mu O1 + \mu A1 \cdot \sin[\Omega 1 \cdot (t \cdot \Delta \tau)]] \cdot \frac{1}{Nx \cdot SF} \cdot \frac{\Delta \tau}{\Delta \lambda}$$

  
$$\phi_{2,1} \leftarrow (1 - CU2 - CD2) \cdot \phi_{2,z} + CD2 \cdot \phi_{1,z} + [\mu O2 + \mu A2 \cdot \sin[\Omega 2 \cdot (t \cdot \Delta \tau) + \pi \cdot Np]] \cdot \frac{1}{Nx \cdot SF} \cdot \frac{\Delta \tau}{\Delta \lambda}$$

  for l ∈ 2.. Nx - 1
    if Nx · SF < 2
      
$$\phi_{1,l} \leftarrow (CU1 + CD1) \cdot \phi_{1,l-1,z} + (1 - CU1 - 2 \cdot CD1) \cdot \phi_{1,z} + CD1 \cdot \phi_{1+l,z}$$

      
$$\phi_{2,l} \leftarrow (CU2 + CD2) \cdot \phi_{2,l-1,z} + (1 - CU2 - 2 \cdot CD2) \cdot \phi_{2,z} + CD2 \cdot \phi_{2+l,z}$$

    if Nx · SF ≥ 2
      for l ∈ 2.. Nx · SF
        
$$\phi_{1,l} \leftarrow (CU1 + CD1) \cdot \phi_{1,l-1,z} + (1 - CU1 - 2 \cdot CD1) \cdot \phi_{1,z} + CD1 \cdot \phi_{1+l,z} + [\mu O1 + \mu A1 \cdot \sin[\Omega 1 \cdot (t \cdot \Delta \tau)]] \cdot \frac{1}{Nx \cdot SF} \cdot \frac{\Delta \tau}{\Delta \lambda}$$

        
$$\phi_{2,l} \leftarrow (CU2 + CD2) \cdot \phi_{2,l-1,z} + (1 - CU2 - 2 \cdot CD2) \cdot \phi_{2,z} + CD2 \cdot \phi_{2+l,z} + [\mu O2 + \mu A2 \cdot \sin[\Omega 2 \cdot (t \cdot \Delta \tau) + \pi \cdot Np]] \cdot \frac{1}{Nx \cdot SF} \cdot \frac{\Delta \tau}{\Delta \lambda}$$

      for l ∈ Nx · SF + 1.. Nx - 1
        
$$\phi_{1,l} \leftarrow (CU1 + CD1) \cdot \phi_{1,l-1,z} + (1 - CU1 - 2 \cdot CD1) \cdot \phi_{1,z} + CD1 \cdot \phi_{1+l,z}$$

        
$$\phi_{2,l} \leftarrow (CU2 + CD2) \cdot \phi_{2,l-1,z} + (1 - CU2 - 2 \cdot CD2) \cdot \phi_{2,z} + CD2 \cdot \phi_{2+l,z}$$

      siφ1 ← (CU1 + CD1) · φ1Nx-1,z - (CD1) · φ1Nx,z
      siφ2 ← (CU2 + CD2) · φ2Nx-1,z - (CD2) · φ2Nx,z
      
$$\phi_{1,Nx,1} \leftarrow \text{wenn} \left[ (\phi_{1,Nx,z} + \phi_{2,Nx,z}) > 1, \phi_{1,Nx,z} + \text{si}\phi_{1z} - \frac{\phi_{1,Nx,z}}{\phi_{1,Nx,z} + \phi_{2,Nx,z}} \cdot (\text{si}\phi_{1z} + \text{si}\phi_{2z}), \phi_{1,Nx,z} + \text{si}\phi_{1z} \right]$$

      
$$\phi_{2,Nx,1} \leftarrow \text{wenn} \left[ (\phi_{1,Nx,z} + \phi_{2,Nx,z}) > 1, \phi_{2,Nx,z} + \text{si}\phi_{2z} - \frac{\phi_{2,Nx,z}}{\phi_{1,Nx,z} + \phi_{2,Nx,z}} \cdot (\text{si}\phi_{1z} + \text{si}\phi_{2z}), \phi_{2,Nx,z} + \text{si}\phi_{2z} \right]$$

      soφ1 ← wenn  $\left[ (\phi_{1,Nx,z} + \phi_{2,Nx,z}) > 1, \frac{\phi_{1,Nx,z}}{\phi_{1,Nx,z} + \phi_{2,Nx,z}} \cdot (\text{si}\phi_{1z} + \text{si}\phi_{2z}), 0 \right]$ 
      soφ2 ← wenn  $\left[ (\phi_{1,Nx,z} + \phi_{2,Nx,z}) > 1, \frac{\phi_{2,Nx,z}}{\phi_{1,Nx,z} + \phi_{2,Nx,z}} \cdot (\text{si}\phi_{1z} + \text{si}\phi_{2z}), 0 \right]$ 
      "control that the filling degree does not exceed its limit:"
      for l ∈ 1.. Nx
        
$$\phi_{l,1} \leftarrow \phi_{1,1} + \phi_{2,1}$$

        st ← 0 if  $\phi_{l,1} \geq \frac{1}{\phi_{weir}}$ 
      counter ← counter + 1

```

Abbildung 8.26: Auszug aus *MathCAD* Algorithmus zur numerischen Lösung der Austauschvorgänge zwischen den Diskretisierungskammern für positiven Transport

9 Literaturverzeichnis

- [1] Sommer, K.: *Mechanismen des Pulvermischens*. Chemie-Ingenieur-Technik 49 (1977) 4, pp. 305-311.
- [2] Sommer, K.: *Powder mixing mechanisms*. Journal of Powder and Bulk Solids Technology 3 (1979) 4, pp. 2-9.
- [3] Kehlenbeck, V.: *Continuous dynamic powder mixing of cohesive powders*. Dissertation, Technische Universität München, 2006.
- [4] Keuter, H., Pahl, M.: *Kontinuierliches Feststoffmischen: ein Überblick*. Schüttgut 1 (1995) 3, pp. 487-495.
- [5] Weidenbaum, S. S.: *Mixing of solids*, in: T.B. Drew and J.W. Hoopes: *Advances in chemical engineering*. 2nd edition. Academic Press NY, 211-333, 1959.
- [6] Fan, L. T., Chen, S. J., Watson, C. A.: *Solids mixing*. Industrial and engineering chemistry 62 (1970) 7, pp. 53-69.
- [7] Cooke, M. H., Stephens, D. J., Bridgwater, J.: *Powder mixing- a literature survey*. Powder Technology 15 (1976) 1, pp. 1-20.
- [8] Fan, L. T., Y., C., Lai, F. S.: *Recent Developments in Solids Mixing*. Powder Technology 61 (1990), pp. 255-287.
- [9] Poux, M., Fayolle, P., Bertrand, J., Bridoux, D., Bousquet, J.: *Powder mixing: some practical rules applied to agitated systems*. Powder Technology 68 (1991) 3, pp. 213-234.
- [10] Sommer, K.: *Mixing of solids* in: Ullmann's Encyclopedia of Industrial Chemistry. 5th edition, Vol. B2. VCH, Weinheim, 27-1 - 27-16, 1988.
- [11] Venables, H. J., Wells, J. I.: *Powder Mixing*. Drug Development and Industrial Pharmacy 27 (2001) 7, pp. 599-612.
- [12] Pernenkil, L., Cooney, C. L.: *A review on the continuous blending of powders*. Chemical Engineering Science 61 (2006), pp. 720-742.
- [13] Berthiaux, H., Gatumel, C.: *Industrial Powder Mixing: Present Practices and Future Revolutions*. In Proceedings "The 5th International Conference for Conveying and Handling of Particulate Solids", Sorrento (Italien), 2006.
- [14] Einstein, A.: *Eine neue Bestimmung der Moleküldimensionen*. Annalen der Physik (1911) 34, pp. 591/592.
- [15] Kraume, M.: *Transportvorgänge in der Verfahrenstechnik*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 2003.
- [16] Danckwerts, P. V., Sellers, E. S.: *The effect of hold-up and mixing on a stream of fluctuating composition*. The Industrial Chemist (1951) 9, pp. 395-398.
- [17] Danckwerts, P. V.: *Continuous flow systems: distribution of residence times*. Chemical engineering science 2 (1953) 1, pp. 1-13.
- [18] Raouf, M. S.: *Continuous mixing of solids*. Dissertation, Agricultural University Wageningen, 1963.

- [19] Poole, K. R., Taylor, R. F., Wall, G. P.: *Mixing powders to fine-scale homogeneity: studies of continuous mixing*. Transaction of the institution of chemical engineers 43 (1965), pp. T261-T270.
- [20] Williams, J. C., Rahman, M. A.: *Prediction of the performance of continuous mixer for particulate solids using residence time distributions: Part I theoretical*. Powder Technology 5 (1972) 2, pp. 87-92.
- [21] Williams, J. C., Rahman, M. A.: *Prediction of the performance of continuous mixer for particulate solids using residence time distributions: Part II experimental*. Powder Technology 5 (1971/1972) 5, pp. 307-316.
- [22] Enns, J.: *Ermittlung eines Systemcharakteristikums für kontinuierliche Mischer*. Powder Technology 7 (1973) 4, pp. 247-248.
- [23] Schofield, C.: *The continuous mixing of particulate solids*. Dissertation, Loughborough University of Technology, 1975.
- [24] Williams, J. C.: *Continuous mixing of solids. A review*. Powder Technology 15 (1976) 2, pp. 237-243.
- [25] Williams, J. C., Uhl, V. W., Gray, J. B.: *Mixing of particulate solids / Mixing. Theory and practice*. Academic Press Orlando (1986), pp. 265-305.
- [26] Lücke, R., Merz, A.: *Radionuklidtechnische Mischgüteuntersuchungen an kontinuierlich und chargenweise betriebenen Pflugschmischern*. VDI-Berichte (1977) 290, pp. 513-518.
- [27] Lücke, R., Merz, A.: *Radionuklidtechnische Mischgüteuntersuchungen an kontinuierlich und chargenweise betriebenen Pflugschmischern*. Chemie-Ingenieur-Technik 49 (1977) 3, pp. 275.
- [28] Merz, A.: *Untersuchungen zur Axialvermischung in einem kontinuierlich betriebenen Drehrohr mit Isotopenmarkierung*. Dissertation, Technische Hochschule Karlsruhe, 1973.
- [29] Lücke, R.: *Kontinuierliches Mischen von Feststoffen in Lödige-Pflugschmischern*. Chemie-Technik 7 (1978) 6, pp. 247-250.
- [30] Holzmüller, R.: *Verweilzeitverhalten von Schüttgütern in kontinuierlichen Feststoffmischern*. Technische Mitteilungen 77 (1984) No.12, pp. 306-308.
- [31] Holzmüller, R.: *Untersuchungen zur Schüttgutbewegung beim kontinuierlichen Feststoffmischen*. Dissertation, Universität Stuttgart, 1984.
- [32] Wang, R. H.: *Residence time distribution models for continuous mixers*. In Proceedings "11th annual powder and bulk solids conference", Rosemont (USA), 1986, 8-17.
- [33] Weinekötter, R.: *Kontinuierliches Mischen feiner Feststoffe*. Dissertation, Eidgenössische Technische Hochschule Zürich, 1993.
- [34] Sommer, K.: *Probenahme von Pulvern und körnigen Massengütern: Grundlagen, Verfahren, Geräte*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg NewYork, 1979.
- [35] Sommer, K.: *Sampling of Powders and Bulk Materials*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg NewYork Tokyo, 1986.
- [36] Keuter, H., Nothelle, R., Seyffert, I.: *Simulation und Auslegung kontinuierlicher Feststoffmischer*. Chemie-Ingenieur-Technik 67 (1995) 7, pp. 879-883.

- [37] Kehlenbeck, V., Sommer, K.: *Possibilities to even the product discharge of a screw feeder and presentation of our research project on continuous dynamic mixing*. In Proceedings "PARTEC 2001", Nürnberg, 2001.
- [38] Sommer, K.: *Continuous powder mixing*. First International Particle Forum Part III (1994) 4, pp. 343-349.
- [39] Sommer, K.: *Mixing of particulate solids*. KONA (1996) No 14, pp. 73-78.
- [40] Ghaderi, A.: *Continuous mixing of particulate materials*. In Proceedings "The 4th international conference for conveying and handling of particulate solids", Budapest (Ungarn), 2003, 9.43-9.47.
- [41] Ghaderi, A.: *On characterization of continuous mixing of particulate materials*. Particulate science and technology 21 (2003) 3, pp. 271-282.
- [42] Marikh, K.: *Mélange des poudres en continu: dynamique et modélisation*. Dissertation, École des mines d'Albi-Carmaux, 2004.
- [43] Marikh, K., Barantseva, E., Ponomarev, D., Berthiaux, H., Mizonov, V.: *Modeling continuous powder mixing by means of the theory of markov chains*. In Proceedings "The 4th international conference for conveying and handling of particulate solids", Budapest (Ungarn), 2003 12.27-12.23.
- [44] Habermann, R.: *Modellansätze für Verknüpfung von Verweilzeit-Verteilung und Mischgüte in einem kontinuierlichen Pflugscharmischer*. Dissertation, Universität Paderborn, 2001.
- [45] Marikh, K., Berthiaux, H., Mizonov, V., Barantseva, E.: *Experimental study of the stirring conditions taking place in a pilot plant continuous mixer of particulate solids*. Powder Technology 157 (2005), pp. 138-143.
- [46] Graham, T.: *A short Account of Experimental Researches on the Diffusion of Gases through each other, and their Separation by mechanical means*. Quarterly Journal of Science, Literature and Art (1829) 27, pp. 74-83.
- [47] Graham, T.: *On the Law of the Diffusion of Gases*. Philosophical Magazine (1833) 2, pp. 175-190.
- [48] Graham, T.: *The Bakerian Lecture – On the Diffusion of Liquids*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London (1850) 140, pp. 1-46.
- [49] Fick, A.: *Über Diffusion*. Annalen der Physik (1855) 94, pp. 59-86.
- [50] Einstein, A.: *Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen*. Annalen der Physik (1905) 17, pp. 549–560.
- [51] Fokker, A. D.: *Die mittlere Energie rotierender elektrischer Dipole im Strahlungsfeld*. Annalen der Physik 43 (1914), pp. 810-820.
- [52] Planck, M.: *Über einen Satz der statistischen Dynamik und seine Erweiterung in der Quantentheorie*. Sitzungsber. preuß. Akad. Wiss. physik.-math. Kl. 10.5 (1917), pp. 324-341.
- [53] Jost, W.: *Die chemische Reaktion, Band II: Diffusion und chemische Reaktion in festen Stoffen*. Verlag von Theodor Steinkopff, Dresden Leipzig, 1937.
- [54] Jost, W.: *Diffusion in solids, liquids, gases*. Academic Press Inc., New York, 1952.

- [55] Wilhelm, R.: *Der Stoffübergang fest-flüssig bei Einzelkörpern und Schüttungen in freier und erzwungener Strömung*, in: VDI-Forschungsheft 531. VDI-Verlag, Düsseldorf, 1969.
- [56] Kessler, D.: *Diffusion in einfachen Flüssigkeiten*. Dissertation, Universität Stuttgart, 1995.
- [57] Bräuer, P. U.: *Einsatz der Scherzellentechnik zur Messung präziser Diffusionskoeffizienten in aluminiumhaltigen Galliumschmelzen und zur Bestimmung von Thermodiffusion*. Dissertation, Technische Hochschule Karlsruhe, 1995.
- [58] Müller, H.: *Untersuchung von konvektiven Zusatztransporten bei der Messung von Diffusionskoeffizienten mittels der Scherzellenmethode*. Dissertation, Technische Hochschule Karlsruhe, 2001.
- [59] Karakatsanis, P.: *Untersuchung diffusiver Prozesse in Membranen mittels ¹H-NMR in einem statischen magnetischen Feldgradienten*. Dissertation, Technische Universität München, 1997.
- [60] Tu, S.-C., Ravindran, V., Pirbazari, M.: *A pore diffusion transport model for forecasting the performance of membran processes*. Journal of Membrane Science 265 (2005), pp. 29-50.
- [61] Hofmann, J.: *Stoffübergang bei der Reinigung als Qualifizierungsmethode der Reinigbarkeit*. Dissertation, Technische Universität München, 2007.
- [62] Danilvo, D., Notten, P. H. L.: *Mathematical modelling of ionic transport in the electrolyte of Li-ion batteries*. Electrochimica Acta 53 (2008), pp. 5569-5578.
- [63] Cai, X.-M., Barlow, J. F., Belcher, S. E.: *Dispersion and transfer of passive scalars in and above street canyons - Large-eddy simulations*. Atmospheric Environment 42 (2008), pp. 5885-5895.
- [64] Zhan, W., Jiang, L., Loew, M. H., Yang, Y.: *Mapping spatiotemporal diffusion inside the human brain using a numerical solution of the diffusion equation*. Magnetic Resonance Imaging 26 (2008), pp. 694-702.
- [65] Khakpour, M., Vafai, K.: *A comprehensive analytical solution of macromolecular transport within an artery*. International Journal of Heat and Mass Transfer 51 (2007), pp. 2905-2913.
- [66] Molerus, O.: *Über die Axialvermischung bei Transportprozessen in kontinuierlich betriebenen Apparaturen*. Chemie-Ingenieur-Technik 38 (1966) 2, pp. 137-145.
- [67] Müller, W.: *Untersuchung zur Pulvermischung*. Chemie-Ingenieur-Technik 39 (1967) 14, pp. 851-858.
- [68] Rumpf, H., Sommer, K., Stieß, M.: *Berechnung von Trennkurven für Gleichgewichtssichter*. Verfahrenstechnik 8 (1974) 9, pp. 261-263.
- [69] Molerus, O.: *Stochastisches Modell der Gleichgewichtssichtung*. Chemie-Ingenieur-Technik 39 (1967) 13, pp. 792-796.
- [70] Scott, A. M., Bridgwater, J.: *Self-Diffusion of Spherical Particles in a Simple Shear Apparatus*. Powder Technology 14 (1976), pp. 177-183.

- [71] Merz, A., Lücke, R.: *Einfluss der Schaufelgeometrie auf Axialdispersion und konvektiven Transport beim kontinuierlichen Feststoffmischen*. Chemie-Technik 7 (1978) 8, pp. 313-318.
- [72] Koga, J., Yamaguchi, K., Inoue, I.: *Mixing of Solid Particles of Different Density in a Horizontal Batch Mixer. Measurement of Axial Diffusion Coefficients*. Powder Technology 26 (1980), pp. 127-130.
- [73] Stehr, N.: *Zerkleinerung und Materialtransport in einer Rührwerkskugelmühle*. Dissertation, Technische Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, 1982.
- [74] Deich, V. G., Stal'skii, V. V.: *Analysis of continuous sedimentation processes in suspensions using the Fokker-Planck-Kolmogorov Equation*. Übersetzung aus Teoreticheskie Osnovy Khimicheskoi Tekhnologii 18 (1982) 1, pp. 66-71.
- [75] Austin, L. G., Rogovin, Z., Rogers, R. S. C., Trimarchi, T.: *The Axial Mixing Model Applied to Ball Mills*. Powder Technology 36 (1983), pp. 119-126.
- [76] Weinekötter, R.: *Kontinuierliches Mischen feiner Feststoffe*. Chemie-Ingenieur-Technik 67 (1993) 11, pp. 1507-1511.
- [77] Weinekötter, R.: *Kontinuierliche Mischprozesse für Feststoffe*. Wägen und Dosieren 28 (1997) 1, pp. 6-11.
- [78] Weinekötter, R., Reh, L.: *Continuous mixing of fine particles*. Particle & Particle Systems Characterization 12 (1995), pp. 46-53.
- [79] Shen, L., Zhang, M., Yiqian, X.: *Solids mixing in fluidized beds*. Powder Technology 84 (1995), pp. 207-212.
- [80] Jones, J. R., Bridgwater, J.: *A case study of particle mixing in a ploughshare mixer using positron emission particle tracking*. International Journal of Mineral Processing 53 (1998) 1-2, pp. 29-38.
- [81] Laurent, B. F. C., Bridgwater, J.: *Kontinuierliches Feststoffmischen*. Chemie-Ingenieur-Technik 71 (1999) 6, pp. 583-585.
- [82] Laurent, B. F. C.: *Powder flow pattern in a horizontal mixer using positron emission particle tracking*. Dissertation, University of Cambridge, 1998.
- [83] Laurent, B. F. C., Bridgwater, J., Parker, D. J.: *Motion in a particle bed agitated by a single blade*. AIChE journal 46 (2000) 9, pp. 1723-1734.
- [84] Laurent, B. F. C., Bridgwater, J., Parker, D. J.: *Convection and segregation in a horizontal mixer*. Powder Technology 123 (2002) 1, pp. 9-18.
- [85] Laurent, B. F. C., Bridgwater, J.: *Performance of single and six-bladed powder mixers*. Chemical Engineering Science 57 (2002) 10, pp. 1695-1709.
- [86] Laurent, B. F. C., Bridgwater, J.: *Dispersive granular flow in a horizontal drum stirred by a single blade*. AIChE journal 48 (2002) 1, pp. 50-58.
- [87] Laurent, B. F. C., Bridgwater, J.: *Influence of agitator design on powder flow*. Chemical Engineering Science 57 (2002) 18, pp. 3781-3793.
- [88] Broadbent, C. J., Bridgwater, J., Parker, D. J., Keningley, S. T., Knight, P.: *A phenomenological study of a batch mixer using a positron camera*. Powder Technology 76 (1993), pp. 317-329.

- [89] Broadbent, C. J., Bridgwater, J., Parker, D. J.: *The effect of fill level on powder mixer performance using a positron camera*. Chemical Engineering Journal 56 (1995), pp. 119-125.
- [90] Jones, J. R., Parker, D. J., Bridgwater, J.: *Axial mixing in a ploughshare mixer*. Powder Technology 178 (2007) 73-86, pp.
- [91] Kwade, A.: *Autogenzerkleinerung von Kalkstein in Rührwerksmühlen*. Dissertation, Technische Universität Carolo-Wilhelmina zu Braunschweig, 1996.
- [92] Kwade, A.: *Axialer Transport der Produktsuspension in Rührwerkskugelmühlen*. Schüttgut 4 (1998) 1, pp. 13-18.
- [93] Walch, K.: *Transportmechanismen von Schüttgütern und Pasten in einem Paddelreaktor*. Fortschrittberichte VDI Reihe 3 (2000) 638, pp.
- [94] Kehlenbeck, V., Sommer, K.: *A new model for continuous dynamic mixing of powders as well as in-line determination of the mixing quality by NIR spectroscopy*. In Proceedings "World Congress on Particle Technology 4", Sydney (Australien), 2002.
- [95] Kehlenbeck, V., Sommer, K.: *Possibilities to improve the short-term dosing constancy of a volumetric feeder*. In Proceedings "World Congress on Particle Technology 4", Sydney (Australien), 2002.
- [96] Kehlenbeck, V., Sommer, K.: *Volumetric feeding of cohesive powders with a high short term constancy*. Powder Handling and Processing 15 (2003) 2, pp. 86-92.
- [97] Kehlenbeck, V., Sommer, K.: *Possibilities to improve the short-term dosing constancy of volumetric feeders*. Powder Technology Vol. 138 (2003) 1, pp. 51-56.
- [98] Kehlenbeck, V., Sommer, K.: *Modelling of the mixing process of very fine powders in a continuous dynamic mixer*. In Proceedings "The 4th International Conference for Conveying and Handling of Particulate Solids", Budapest (Ungarn), 2003, pp. 9.38-9.43.
- [99] Kehlenbeck, V., Sommer, K.: *Modelling of the mixing process of cohesive powders in a continuous dynamic powder blender*. In Proceedings "4th European Congress in Chemical Engineering", Granada (Spanien), 2003, BOOK 7, Topic 8.1 - Solids Handling.
- [100] Kehlenbeck, V., Sommer, K.: *Modeling the reduction of periodic concentration fluctuations entering a continuous dynamic powder mixer*. In Proceedings "AIChE Annual Meeting", San Francisco (USA), 2003.
- [101] Kehlenbeck, V., Sommer, K.: *Possibilities to smooth the mass flow pulsations of volumetric feeders*. In Proceedings "The 4th International Conference for Conveying and Handling of Particulate Solids", Budapest (Ungarn), 2003, pp. 14.13-14.18.
- [102] Kehlenbeck, V., Weinzierl, B., Sommer, K.: *Erhöhen der Kurzzeitdosierkonstanz von volumetrischen Einwellendosierern*. Wägen, Dosieren und Mischen (2002) 4, pp. 6-10.

- [103] Pomomarev, D., Mizonov, V., Berthiaux, H., Barantzeva, E.: *A non-linear Model of Particulate Flow in a Continuous Blade Mixer*. In Proceedings "The 5th International Conference for Conveying and Handling of Particulate Solids", Sorrento (Italien), 2006.
- [104] Berthiaux, H., Mizonov, V., Zhukov, V.: *Application of the theory of Markov chains to model different processes in particle technology*. Powder Technology 157 (2005), pp. 128-137.
- [105] Dopfer, D., Zerbes, V., Sommer, K.: *Dispersive and convective transport processes in continuous dynamic powder mixers*. In Proceedings "RELPOWFLO IV", Tromsø (Norwegen), 2008.
- [106] Huang, C., Wang, Y., Wei, F.: *Solids mixing behavior in nano-agglomerate fluidized bed*. Powder Technology 182 (2008), pp. 334-341.
- [107] Daumann, B., Nirschl, H.: *Feststoffmischen im diskontinuierlichen Mischbetrieb*. Schüttgut 14 (2008) 3, pp. 172-181.
- [108] Doucet, J., Bertrand, F., Chaouki, J.: *An extended radioactive particle tracking method for systems with irregular moving boundaries*. Powder Technology 181 (2008), pp. 195-204.
- [109] Doucet, J., Bertrand, F., Chaouki, J.: *Experimental characterization of the chaotic dynamics of cohesionless particles: application to a V-blender*. Granular Matter (2008) 10, pp. 133-138.
- [110] Lemieux, M., et al.: *Large-scale numerical investigation of solids mixing in a V-blender using discrete element method*. Powder Technology 181 (2008), pp. 205-216.
- [111] Lemieux, M., Bertrand, F., Chaouki, J., Gosselin, P.: *Comparative study of the mixing of free-flowing particles in a V-Blender and a bin-blender*. Chemical Engineering Science 62 (2007), pp. 1783-1802.
- [112] Piechatzek, T., Kwade, A.: *DEM-Approach for numerical investigation of grinding media motion in stirred media mills*. In Proceedings "PARTEC2007", Nürnberg, 2007, S13_4.
- [113] Atkins, P. W.: *Atkin's physical chemistry*. Oxford University Press, Oxford, 2006.
- [114] Cussler, E. L.: *Diffusion - mass transfer in fluid systems*. Cambridge University Press, Cambridge, 1997.
- [115] Mehrer, H.: *Diffusion in Solids*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 2007.
- [116] Baehr, H. D., Stephan, K.: *Wärme- und Stoffübertragung*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 2004.
- [117] Ruzbehi, M.: *Untersuchungen über den Einfluss von Schüttgutgrößen im Mischprozess*. Dissertation, Universität Stuttgart, 1982.
- [118] Molerus, O., Paulsen, H.: *Axialdispersion des Mahlgutes und Energieausnutzung bei Durchlaufmahlung in der Kugelmühle*. Chemie-Ingenieur-Technik 42 (1970) 5, pp. 270-277.

- [119] Dopfer, D., Sommer, K.: *Modelling and Experimental Investigation in Continuous Dynamic Powder Mixing by Means of the Fokker-Planck-Equation*. In Proceedings "The 5th International Conference for Conveying and Handling of Particulate Solids", Sorrento (Italien), 2006.
- [120] Dopfer, D., Grabsch, C., Sommer, K.: *Dispersive particle motion and filling degree behaviour in continuous dynamic powder mixers*. In Proceedings "ICBMH07", Newcastle (Australien), 2007.
- [121] Dopfer, D., Grabsch, C., Sommer, K.: *Dispersive particle motion and filling degree behaviour in continuous dynamic powder mixers – Modelling and experimental investigations*. In Proceedings "PARTEC 2007", Nürnberg, 2007, P13_22.
- [122] DIN - *Deutsches Institut für Normung*: Baugrund, Untersuchung von Bodenproben, Wassergehalt, Bestimmung durch Ofentrocknung. DIN 18121-1, Beuth Verlag, Berlin, 1998.
- [123] Schulze, D.: *Pulver und Schüttgüter: Fließigenschaften und Handhabung*. Springer Verlag, Heidelberg Berlin, 2006.
- [124] Conzen, J.-P.: *Methodenvalidierung in der quantitativen NIR- Spektroskopie*. GIT Laborfachzeitschrift 42 (1998), pp. 97-102.
- [125] Conzen, J.-P.: *Multivariate Kallibration: Ein praktischer Leitfaden zur Methodenentwicklung in der quatitativen Analytik*. Bruker Optik GmbH, Ettlingen, 2001.
- [126] Klingen, B.: *Fouriertransformation für Ingenieur- und Naturwissenschaften*. Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 2001.
- [127] Kehlenbeck, V., Sommer, K.: *Different methods to determine the mixing performance of a batchwise working screw mixer*. Powder Handling and Processing 15 (2003) 5, pp. 318-327.
- [128] omt - *Optische Messtechnik GmbH*: Reflection measurement system for VIS/NIR. Betriebsanleitung, Ulm, 2008.

LEBENS LAUF

DANIEL JOHANNES DOPFER

GEBOREN AM 25.03.1979 IN ILLERTISSEN

1998	Abitur am Kolleg der Schulbrüder Illertissen
09/1998 - 09/1999	Zivildienst im Caritas Centrum Illertissen
10/1999 - 04/2004	Studium an der Technischen Universität München, Wissenschaftszentrum Weihenstephan Abschluss: Dipl.-Ing. (Univ.) Technologie und Biotechnologie der Lebensmittel

BERUFLICHER WERDEGANG

09/1999 - 10/1999	UNILEVER, Milkana Käsewerke, Neu-Ulm
03/2000 - 04/2000	WEIDGLÜCK, Milchwerke Schwaben eG, Ulm
02/2001 - 04/2001	COGNIS, Grünau Illertissen GmbH, Illertissen (Erarbeitung einer Messmethode zur Bestimmung der Krümmfestigkeit und Krümmelastizität von Backwaren)
02/2002 - 04/2002	HOCHDORF, Nutritec AG, Hochdorf (CH) (Inbetriebnahme eines Partikelmessgerätes mit Bildanalyse und Schulung der HOCHDORF-Labormitarbeiter)
10/2002 - 02/2004	TUM, studentische Hilfskraft am Lehrstuhl für Maschinen- und Apparatekunde, Freising (Tablettenpresse und Schüttgutlabor)
03/2004 - 04/2004	NESTLÉ, Product Technology Centre, Singen (Diplomarbeit: Einfluss von Druck, Zeit und Viskoelastizität auf den Tablettierprozess)
06/2004 - 09/2008	TUM, wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für Maschinen- und Apparatekunde, TU München, Wissenschaftszentrum Weihenstephan (Feststoffmischen, VIS-NIR-Spektroskopie, Leiter Schüttgutlabor und verfahrenstechnisches Praktikum, Übung Maschinenzeichnen)
seit 10/2008	NESTLÉ, Project Manager am Nestlé Research Center, Lausanne (CH)

STIPENDIEN

07/2004 – 10/2005	Promotionsstipendium der Degussa Stiftung e.V.
10/2004 – 03/2006	Manage&More Nachwuchsförderprogramm der UnternehmerTUM GmbH