

# Diskrete Untersuchung des Aufheizverhaltens von Partikelschüttungen

## **Dissertation**

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktoringenieur

(Dr.-Ing.)

**von:** Dipl.-Ing. Fabian Weigler

**geb. am:** 28.04.1982 in Magdeburg

genehmigt durch die Fakultät für Verfahrens- und Systemtechnik  
der Otto-von-Guericke Universität Magdeburg

Promotionskommission: Prof. Dr. Jürgen Tomas (Vorsitz)

Prof. Dr. Evangelos Tsotsas (Gutachter)

Prof. Dr. Mirko Peglow (Gutachter)

Prof. Dr. Eckehard Specht (Gutachter)

eingereicht am: 29. Juni 2012

Promotionskolloquium am: 20. Februar 2013

# Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand auf Anregung von Herrn Prof. Dr. Evangelos Tsotsas in der Zeit von 2006 bis 2012 am Institut für Thermische Verfahrenstechnik der Otto-von-Guericke Universität Magdeburg.

Ich danke meinen Betreuern, Herrn Prof. Dr. Mirko Peglow und Herrn Prof. Dr. Evangelos Tsotsas, die mir diese Arbeit ermöglicht haben. Ihre Förderung, Ratschläge und fachlichen Hinweise haben wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Für die Übernahme des Koreferats danke ich Herrn Prof. Dr. Eckehard Specht.

Danken möchte ich allen Mitarbeitern des Lehrstuhls für die gute Arbeitsatmosphäre, die mir bei der Durchführung und Anfertigung meiner Arbeit sehr wertvoll war.

Mein Dank gilt auch den Studenten Torsten Hoffmann und Martina Naumann, sowie den Mitarbeitern der Werkstatt, die mir durch ihre tatkräftige Unterstützung bei meinen experimentellen Untersuchungen sehr geholfen haben und somit einen nicht unwesentlichen Anteil an dieser Arbeit haben.

Besten Dank dem Graduiertenkolleg „Micro-Macro-Wechselwirkungen in strukturierten Medien und Partikelsystemen“ für die finanzielle Unterstützung meiner Arbeit in der Form eines Stipendiums.

Meinen ganz besonderen Dank möchte ich an meine Freundin Denise und meine Eltern richten für ihre tatkräftige und vor allem moralische Unterstützung.

## Abstract

Im Hinblick auf eine bessere Beschreibung des Aufheizverhaltens von Partikelschüttungen wird eine neue experimentelle Methode entwickelt, um die Temperaturverteilung der einzelnen Partikel einer Schüttung messen zu können. Die experimentellen Untersuchungen werden mit Partikeln durchgeführt, die mit thermochromen Pigmenten beschichtet sind. Thermochrome Pigmente ändern bei Wärmezufuhr ihre Farbe als Folge eines strukturellen Phasenübergangs. Nach einer fotooptischen Auswertung kann mit Hilfe einer geeigneten Kalibrierung die Farbintensität mit der Temperatur der Partikel korreliert werden. Die Methode ermöglicht die experimentelle Beschreibung der Temperaturverteilung in einer Partikelschüttung, so dass der Wärmeübergangsprozess an und zwischen den Einzelpartikeln beschrieben werden kann. Traditionell werden fast ausschließlich Kontinuumsmodelle zur Berechnung der Wärmeübertragung an durchmischten Schüttgütern in Kontaktapparaten eingesetzt. Ein häufig angewendetes Modell dieser Art ist das Penetrationsmodell (PM). Da bei diesem Modell die Schüttung als Kontinuum angesehen wird, wird hinsichtlich einer besseren Beschreibung des Aufheizverhaltens in durchmischten Schüttungen die Methode der thermischen DEM (Diskrete Elemente Methode) gewählt. Hierbei werden sowohl die mechanische Bewegung als auch die Wärmeübertragungsvorgänge auf der Ebene der Einzelpartikel beschrieben, so dass erstmalig die Erfassung von Temperaturverteilungen in der dispersen Phase ermöglicht wird. Um Berechnungszeit zu minimieren, werden die thermischen Berechnungen von den mechanischen Berechnungen entkoppelt. Hierzu werden die mechanischen Berechnungen von einer kommerziellen Software und die thermischen Berechnungen von einem eigenen Code in Matlab berechnet. Ein Vergleich der Ergebnisse des traditionellen Penetrationsmodells mit einem entwickelten semidiskreten Penetrationsmodell zeigt den Einfluss des Wärmeübergangskoeffizienten von der Wand auf die Partikelschüttung auf den Aufheizvorgang einer Partikelschüttung.

In view of a better description of the heating behaviour of bulk systems, a new experimental method was developed in order to measure the temperature distribution of single particles in beds of spheres. The experimental investigations have been conducted with particles, which were coated with thermo-chromic pigments. When the temperature of particle is changing, the pigment colour changes as a result of structural phase transition. With the help of a suitable calibration the change of pigment colour, which corresponds to the change of particle temperature, is correlated in a way that allows the temperature distribution in the bed to be measured based on photo-optical analysis. The measuring technique enables the experimental description of temperature distributions in the disperse phase, so that the heat transfer process can be described at the single-particle level. The model with the best applicability till now is a continuum model, the so called penetration model (PM). Thereby, the bed is considered as a quasi-homogeneous, half-infinite body subjected to a thermal boundary condition of the third kind. In view of a better description of the heating behaviour in agitated beds, the discrete element method (DEM) has been used. In such method, the mechanical movement as well as the heat transfer process are described at the level of the single particle. To enable a discrete description, the bed is considered as a network of heat reservoirs and "thermal pipes", which transfer the heat. Computational speed is increased by combining the mechanical part of a commercial DEM code with add-on thermal calculations in Matlab. A comparison of the results of the PM with a developed semi-discrete PM demonstrates the influence of the heat transfer coefficient between the wall and the particle bed on the heating process.

# Inhaltverzeichnis

## Abstract

<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>I</b>
---------------------------	----------

<b>Symbolverzeichnis</b>	<b>III</b>
--------------------------	------------

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1 Allgemeines.....	1
1.2 Stand des Wissens.....	3
1.2.1 Wärmeübergang an Schüttungen.....	3
1.2.2 Penetrationsmodell.....	4
1.2.3 Kontakttrocknung.....	7
1.4 Ziel der Arbeit.....	9
<b>2. Grundlagen, Anwendung und Weiterentwicklung der diskreten Modellierung</b>	<b>11</b>
2.1 Diskrete Elemente Methode (DEM).....	11
2.2 Diskretes Modellieren mit dem kommerziellen Programm Particle Flow Code 2-Dimensional (PFC <sup>2D</sup> ).....	12
2.2.1 Allgemeines.....	12
2.2.2 Bestimmung des Zeitschritts.....	13
2.2.3 Kontaktmodelle in PFC.....	15
2.2.4 Kontaktbildung.....	16
2.2.5 Vor- und Nachteile der DEM mit einem kommerziellen Programm.....	16
2.3 Thermische Modellierung einer Partikelschüttung mit dem Particle Flow Code (PFC <sup>2D</sup> ).....	17
2.4 Diskretes Modellieren durch die Entkopplung von mechanischem und thermischem Teil der Simulation.....	21
2.5 Semidiskretes Penetrationsmodell.....	23
<b>3. Messtechnik und experimentelle Untersuchungsmethoden</b>	<b>25</b>
3.1 Versuchsmaterialien.....	25
3.2 Versuchsapparatur.....	30

3.3	Bilderfassung.....	33
3.4	Farbraummodelle.....	34
3.5	Auswertungssoftware und Methoden.....	37
3.6	Kalibrieren.....	39
3.6.1	Ermittlung von Kalibrierkurven.....	39
3.6.2	Vereinfachung der Kalibrierkurven.....	42
3.7	Allgemeine Versuchsauswertung.....	43
3.7.1	Temperatenausgleichsversuche an ruhenden 2D-Schüttungen	43
3.7.2	Temperatenausgleichsversuche an durchmischten 2D-Schüttungen	46
3.7.3	Temperatenausgleichsversuche an ruhenden 3D-Schüttungen	48
<b>4.</b>	<b>Ergebnisse der experimentellen Untersuchung</b>	<b>53</b>
4.1	Allgemeine Bemerkungen.....	53
4.2	Versuchsauswertung.....	57
4.2.1	Übersicht der 2D - Temperatenausgleichsversuche.....	57
4.2.2	Ruhende 2D – Schüttung.....	59
4.2.3	Durchmischte 2D - Schüttung.....	60
4.2.4	Vergleich zwischen ruhender und durchmischter 2D-Schüttung	61
4.2.5	Bestimmung der Wärmeübertragung zwischen 2D – Kugelschüttung und Versuchskammer .....	62
4.3	Ergebnisse der 3D - Versuche.....	65
<b>5.</b>	<b>Ergebnisse der numerischen Untersuchungen</b>	<b>67</b>
5.1	Vergleich der experimentellen mit den numerischen Ergebnissen.....	67
5.2	Einfluss der Schüttungseigenschaften auf die Wärmeübertragung innerhalb einer Partikelschüttung.....	72
5.3	Vergleich zwischen semidiskretem PM und analytischem PM für die Berechnung der Aufheizung durchmischter Schüttungen.....	79
5.4	Vergleich der Ergebnisse des entkoppelten diskreten Modells mit dem Penetrationsmodell.....	85
<b>6.</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>90</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>92</b>
	<b>Anhang</b>	<b>96</b>

## Symbolverzeichnis

Symbol	Bedeutung	Einheit
$A$	Fläche	$m^2$
$B$	Blauanteil	-
$C$	Konstante	-
$c$	spezifische Wärmekapazität	$J/kgK$
$CM$	Kontaktmatrix	-
$D$	Trommeldurchmesser	$m$
$d$	Durchmesser	$m$
$E$	Elastizitätsmodul	$N/m^2$
$G$	Grünanteil	-
$g$	Erdbeschleunigung	$m/s^2$
$H$	Enthalpie	$J$
$H$	Hue (Farbton)	-
$Int$	Intensity (Farbintensität)	-
$k_n$	Normalsteifigkeit	$N/m$
$k_s$	Schersteifigkeit	$N/m$
$L$	Länge der Wärmebrücke	$m$
$l$	Modifizierte mittlere freie Weglänge	$m$
$\tilde{M}$	Molmasse des Gases	$kg/kmol$
$m$	Masse	$kg$
$N_{mix}$	Mischgütekennzahl	-
$n$	Umdrehungsfrequenz	$U/min, 1/s$
$p$	Druck	$Pa$
$\dot{Q}$	Wärmestrom	$W$
$Q_0$	Anzahlsummenverteilung	-
$\dot{q}$	Wärmestromdichte	$W/m^2$
$q_0$	Anzahldichteverteilung	-
$R$	Rotanteil	-
$R$	Radius	$m$
$\tilde{R}$	universelle Gaskonstante	$J/kmolK$

## Symbolverzeichnis

<b>Symbol</b>	<b>Bedeutung</b>	<b>Einheit</b>
$\bar{r}$	Position des Partikelmittelpunkts	m
$Sat$	Saturation (Farbsättigung)	-
$T$	Temperatur	K
$T$	Temperatur	°C
$\bar{T}, \bar{T}_p$	Temperaturvektor der Partikel	°C
$t$	Zeit	s
$t_{mix}$	Durchmischungszeit	s
$t_R$	Ruheperiode	s
$\overline{WC}$	Wandkontaktvektor	-
$x$	laufende Koordinate	m
$x$	Konstante	m

### Griechische Symbole

$\alpha$	Wärmeübergangskoeffizient	W/m <sup>2</sup> K
$\varepsilon$	Stauchung der Partikel	-
$\gamma$	Akkommodationskoeffizient	-
$\eta$	thermischer Widerstand in einer Wärmebrücke	°C/Wm
$\lambda$	Wärmeleitkoeffizient	W/mK
$\rho$	Dichte	kg/m <sup>3</sup>
$\Phi$	Bedeckungsgrad	-

### Tiefgestellte Indizes

0	Zustand bei t = 0
1	Körper 1
2	Körper 2
bed	Schüttung
g	Gas
i	Element i
j	Element j
kalt	Auf 25°C temperierte Partikelfraktion
krit,mech	kritischer Wert mechanisch

## Symbolverzeichnis

Symbol	Bedeutung	Einheit
krit,th	kritischer Wert thermisch	
m	Mischwert, gemittelt	
mech	mechanisch	
p	Partikel	
pp	Partikel - Partikel	
th,DEM	thermischer Wert mit DEM berechnet	
Th,PM	thermischer Wert mit PM berechnet	
warm	Auf 50°C temperierte Partikelfraktion	
WK	Wärmeverlust bzw. Wärmegewinn durch Konvektion	
w	Wand	
WB	Wärmebrücke	
wp	Wand - Partikel	
ws	Wand - Schüttung	

### Dimensionslose Kennzahlen

$Bi$	Biotzahl	$Bi = \frac{\alpha_{pp} \cdot d_p}{\lambda_p}$	-
$N_{mix}$	Mischgütekennzahl	$N_{mix} = t_R / t_{mix}$	-
Fr	Froudezahl	$Fr = \frac{(2\pi n)^2 D}{2g}$	-

### Abkürzungen

DEM	Diskrete Elemente Modell
HSI	Farbraummodell (Hue – Saturation – Intensity)
PM	Penetrationsmodell
RGB	Farbraummodell (Red – Green - Blue)
ROI	Region of Interest
TLC	Thermochromic Liquid Chrystals

# 1 Einleitung

## 1.1 Allgemeines

Heute werden verschiedene Verfahren zur Erwärmung von Schüttgütern in der chemischen, pharmazeutischen und Lebensmittelindustrie angewendet. Dabei gehört die thermische Behandlung von pulverigen oder granulierten Produkten in Drehrohröfen oder Trommelapparaten zu den grundlegenden Prozessen in der chemischen Industrie.

Ziel des Trocknens ist die Herstellung eines entfeuchteten Guts. Wegen des hohen Energieaufwands für das Verdampfen bzw. Verdunsten der Feuchtigkeit ist das thermische Trocknen ein kostenintensiver Prozess [1]. Daher ist es wichtig, die Transportvorgänge (Wärme- und Stofftransport) während der Trocknung genauestens zu kennen und vorausberechnen zu können. Dabei kann sich der Transport von Wärme durch Strahlung, Konvektion und Leitung vollziehen. Je nach Art der Wärmezufuhr unterscheidet man zwischen Kontakt-, Konvektions- und Strahlungstrocknern [2, 3, 4].

Ein häufig eingesetztes Trocknungsverfahren in Trommelapparaten ist die indirekte Kontaktrocknung, da diese in Abwesenheit inerter Gase durchgeführt werden kann und somit im Vergleich zu anderen Trocknungsverfahren energiesparend und umweltschonend ist. Bei der indirekten Kontaktrocknung müssen keine inerten Komponenten aufgeheizt werden, und die Verdampfungswärme kann durch Brüdenverdichtung zurück-gewonnen werden [5]. Um das Gut in einem Kontaktapparat zu entfeuchten, muss Wärme von einer Oberfläche an das ruhende oder mechanisch bewegte Bett aus Partikeln übertragen werden. Zum Verständnis dieses Prozesses sind Kenntnisse über die Wärmeübertragungsvorgänge in der durchmischten Schüttung fundamental. Je genauer diese Vorgänge analysiert werden können, desto besser können mathematische Modelle, mit denen der Prozess beschrieben werden kann, angepasst werden.

Traditionell werden fast ausschließlich Kontinuumsmodelle zur Berechnung der Wärmeübertragung an durchmischten Schüttgütern in Kontaktapparaten eingesetzt. Ein häufig angewendetes Modell dieser Art ist das Penetrationsmodell (PM) [6]. Bei diesem Modell wird die Schüttung als Kontinuum angesehen. Es unterteilt die Wärmeübertragung von der Apparatewand an die Schüttung in lediglich zwei Teilwiderstände, auch Kontaktwiderstände genannt. Der erste Widerstand wird Kontaktwiderstand genannt und berücksichtigt den Wärmeübergang zwischen der Apparatewand und den mit ihr in Kontakt stehenden Partikeln der Schüttung. Der zweite Widerstand wird Penetrationswiderstand genannt und berücksichtigt den Wärmeübergang in die Schüttung selbst. Dieses Modell liefert auf recht einfache Weise gute Ergebnisse zur Bestimmung des Wärmeeintrags in Partikelschüttungen. Kontinuierliche Modelle haben Vorteile aufgrund ihrer Einfachheit und ihrer Allgemeingültigkeit, aber auch große Nachteile aufgrund der quasihomogenen Betrachtungsweise der Partikelschüttung. Vor allem fehlt die Verbindung zur Partikelmechanik, so dass lediglich eine unveränderliche Zeitkonstante den Einfluss des Mischens auf den Prozess beschreibt. Korrelationen dieser Zeitkonstante ( $t_R$ ) beruhen auf nur wenigen experimentellen Angaben.

Deshalb bietet die Anwendung der Diskreten Elemente Methode (DEM) eine neue und vielversprechende Möglichkeit zur Beschreibung von Wärmetransportvorgängen in Schüttungen [7, 8] an. Mit Hilfe der DEM kann jede individuelle Bewegung der Partikel beschrieben werden. Koppelt man die Berechnung des mechanischen Verhaltens der Schüttung mit der Wärmeübertragung zwischen den Partikeln, kann man die Wärmepenetration in einer Partikelschüttung mit Hilfe von diskreten Temperaturverteilungen beschreiben. Durch die Ergänzung der thermischen Beschreibung in die mechanische Simulation wird dieses Modell auch thermische DEM genannt.

Die DEM kann, sofern sie richtig kalibriert wird, genauere Ergebnisse als das Penetrationsmodell liefern, da jedes einzelne Element der Schüttung (Einzelpartikel) bei der Wärmepenetration berücksichtigt wird. Vor allem die Interaktionen der Partikel untereinander können mit der DEM exakter beschrieben werden. Da die Partikelbewegungen und der Wärmeaustauschprozess für jedes Element in der Schüttung betrachtet werden, ist ein erheblich höherer Rechenaufwand notwendig. Berechnungen mit diesem Modell sind daher erst durch die heutigen Rechnerleistungen möglich geworden.

Zur besseren Beschreibung des Aufheizprozesses wird in neueren Arbeiten die thermische Diskrete Elemente Methode (DEM) angewendet [8]. Dabei wird der Aufheizvorgang einer zweidimensionalen Partikelschüttung in einer beheizten Trommel simuliert. Da die Simulation der Aufheizung einer Partikelschüttung sehr hohe Berechnungszeiten benötigt, wird der Wandwärmeübergangskoeffizient um ein Vielfaches größer als der real auftretende Koeffizient gewählt, um den zu simulierenden Aufheizprozess zu beschleunigen. Bei einem Vergleich der neuen Methode (DEM) mit dem traditionellen Modell (PM) zeigt sich aber, dass die Berechnungsergebnisse beider Methoden im untersuchten Bereich voneinander abweichen [8]. Die Ergebnisse der thermischen DEM stimmen zwar qualitativ mit den Ergebnissen des Penetrationsmodells überein, quantitativ treten aber erhebliche Differenzen zwischen den berechneten Koeffizienten für die Penetration von Wärme ins Innere der Schüttung auf.

Ein notwendiger direkter Vergleich mit vorhandenen experimentellen Ergebnissen gestaltet sich aber schwierig. Experimentelle Untersuchungen mit beheizten Flächen [5, 9, 10] verwenden entweder so viele kleine Partikel, dass das System mittels DEM nicht abgebildet werden kann, oder aber wenige große Partikel. Bei Schüttungen aus großen Partikeln dominiert jedoch der Wärmeübergangskoeffizient von der Heizfläche an die erste Partikellage, während der eigentlich interessante kontaktzeitabhängige Wärmeleitwiderstand in der Schüttung selbst vernachlässigt werden kann. Um Effekte innerhalb der Schüttung auf den Wärmeübergang erfassen zu können, muss die Temperatur jedes einzelnen Partikels bekannt sein. Möchte man den Prozess zu diesem Zweck diskret untersuchen, so muss man aus Gründen der Messbarkeit die Anzahl der Partikel im System begrenzen und sich auf relativ große Partikel beziehen. Jedoch überwiegt für große Partikel, wie bereits erwähnt, der Kontaktwiderstand und überdeckt daher die Information zum Wärmetransport im Inneren der Schüttung.

Um diese Problematik zu umgehen, ist eine neue experimentelle Methode entwickelt worden, die unabhängig von den Wandkontakten nur den Wärmeübergang innerhalb der Schüttung betrachtet [11, 12]. Aus diesem Grund ist diese Methode besser geeignet zur

Validierung und zum Vergleich vorhandener diskreter Modelle zur Wärmeübertragung in Schüttungen, auch im Falle großer Partikel.

Die Untersuchung des Wärmetransports erfolgt sowohl für ruhende als auch für durchmischte Schüttungen [12, 13]. Die verwendete Messmethode ermöglicht die diskrete Erfassung der Temperaturverteilung in der dispersen Phase, so dass der Wärmeübertragungsprozess auf der Ebene der einzelnen Partikel beschrieben werden kann. Die sich daraus ergebende Möglichkeit der experimentellen Validierung der Modelle zur Berechnung der Wärmeübertragung in Partikelschüttungen macht es leichter, die Vor- und Nachteile der unterschiedlichen Modelle aufzuzeigen und diese miteinander vergleichen zu können.

Die Diskussion verdeutlicht, dass wir uns hinsichtlich des Einsatzes numerischer Methoden zur Auslegung von Kontaktapparaten erst am Anfang einer langen Entwicklung befinden. Gleichwohl zeigt die Analyse aber auch, dass die diskrete Modellierung Aspekte erschließt, die mit Kontinuumsmodellen nur unzureichend beschrieben werden können.

### **1.2 Stand des Wissens**

#### **1.2.1 Wärmeübergang an Schüttungen**

Der Aufheizvorgang einer Partikelschüttung kann entweder durch Strahlung von der das Schüttgut umgebenden Wand, durch Wärmeleitung von der angrenzenden Heizfläche oder konvektiv durch das das Schüttgut umgebende Fluid erfolgen [14, 15, 16, 17, 18]. Diverse Arbeiten beschäftigen sich mit der Untersuchung der verschiedenen Wärmeübergangsmechanismen in Trommelapparaten [14, 19, 20]. Dabei wird die Wärmeleitung innerhalb der Schüttung in den meisten Fällen vernachlässigt oder stark vereinfacht betrachtet.

Die Wärmeleitung innerhalb der Schüttung hat aber einen entscheidenden Einfluss auf den Aufheizvorgang der Partikel [21, 22]. Bisherige Ansätze zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten bei der Aufheizung von Schüttgütern in Kontaktapparaten beschäftigen sich mit dem Wärmeübergang von einer ebenen Wand an eine Partikelschüttung [5, 9, 10]. Dabei wird ein kontaktzeitabhängiger Wärmeleitwiderstand in das bewegte Schüttgut und ein zwischen der Heizfläche und der mit ihr in Kontakt stehenden ersten Partikellage konstanter Kontaktwiderstand eingeführt [6]. Zur Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten wird aber die Kontaktzeit benötigt, um den Aufheizvorgang beim Kontakt eines Schüttguts mit einer beheizten Wand beschreiben zu können. Da aber in den meisten Untersuchungen die Kontaktzeit zwischen den Partikeln und der beheizten Fläche nicht bekannt ist, wird in manchen Modellen eine fiktive Kontaktzeit definiert, um den Wärmeübergangskoeffizienten berechnen zu können [10]. Ein Beispiel hierfür ist das Penetrationsmodell, das die Partikelschüttung als einen halbbunendlichen Körper betrachtet und den Aufheizvorgang der Partikel als eine Sequenz von Penetrationsphasen ( $t_R$ ) und anschließenden Vermischungsphasen darstellt. Dabei ruht die Schüttung während der fiktiven Kontaktzeit ( $t_R$ ) und nimmt instationär Wärme auf. Die Annahme der Schüttung als ein Kontinuum und die Beschreibung der Schüttgutmechanik durch einen empirischen

Parameter reduziert die Genauigkeit und schränkt die Anwendungsmöglichkeiten eines solchen kontinuierlichen Modells ein.

Auch ein direkter Vergleich mit durchgeführten Experimenten zur Untersuchung des Aufheizvorgangs von Partikelschüttungen durch eine beheizte Wand gestaltet sich aufgrund der Art der Durchführung der Experimente schwierig [5, 9, 10, 23]. In diesen Experimenten wird entweder die Veränderung der Wandtemperatur oder die mittlere Schüttungstemperatur gemessen und daraus ein Wärmeübergangskoeffizient berechnet. Aufgrund der Tatsache, dass der Wärmeübergang von der Wand an die Schüttung der dominierende Wärmeübergangsmechanismus ist, ist anzunehmen, dass der experimentell bestimmte Wärmeübergangskoeffizient nur den Wärmeübergangskoeffizienten von der Wand an die Schüttung widerspiegelt und den Partikel-Partikel- Wärmeübergangskoeffizienten nicht berücksichtigt. Eine Untersuchung von Partikel-Partikel- Wärmeübergangseffekten in einer Schüttung ist somit bisher nicht möglich gewesen.

Eine Präzisierung der Beschreibung von Wärmeübertragung an Schüttgüter in Kontaktapparaten könnte die Diskrete Elemente Modellierung (DEM) liefern. Bei der DEM werden sowohl die mechanische Bewegung als auch die Wärmeübertragungsvorgänge auf der Ebene der Einzelpartikel beschrieben. In der jüngeren Vergangenheit ist die DEM immer mehr zur numerischen Beschreibung von industriellen Prozessen angewendet worden. Beispiele hierfür sind Modelle zum Mischen von Partikelschüttungen [24], zur Beschreibung des Fließverhaltens von Partikelschüttungen [25], zur Beschreibung von Wellenausbreitung in Partikelschüttungen [26], zur Beschreibung des Verhaltens von Agglomeraten [27] und zur Prozesssimulation von Trommelmöhlen [28].

Im Hinblick auf eine bessere Beschreibung der Aufheizprozesse in durchmischten Schüttungen werden in neueren Arbeiten die Methoden der thermischen DEM angewendet [7, 8]. Hierbei werden die mechanische Bewegung und die Wärmeübertragungsvorgänge auf der Ebene der Einzelpartikel beschrieben, so dass erstmalig die Berechnung von Temperaturverteilungen in der dispersen Phase ermöglicht wird. Bei einem Vergleich der neuen Methode (DEM) mit dem traditionellen Modell (PM) zeigen sich allerdings die im Abschnitt 1.1 bereits genannten quantitativen Abweichungen [8]. Mögliche Ursachen für diese Abweichungen sollen in dieser Arbeit diskutiert werden.

### 1.2.2 Penetrationsmodell

Zur Beschreibung von Aufheizprozessen von Partikelschüttungen werden traditionell Kontinuumsmodelle genutzt. Ein Beispiel für ein Kontinuumsmodell ist das Penetrationsmodell (PM), das den Aufheizvorgang der Partikel als eine Sequenz von Penetrationsphasen und anschließenden Vermischungsphasen versteht [6].

Beim Penetrationsmodell wird die Schüttung als ein Kontinuum angesehen, d.h., die ruhende Schüttung wird als quasihomogener, halbumendlich ausgedehnter Körper betrachtet, der sich im Kontakt mit einer beheizten Wand befindet. Der kontinuierlich ablaufende Mischvorgang während des Aufheizens wird in fiktive aufeinanderfolgende Ruheperioden gleicher Dauer  $t_R$  unterteilt, die sich für eine rotierende Trommel wie folgt berechnen lässt:

$$t_R = t_{\text{mix}} \cdot N_{\text{mix}} \quad 1.1$$

$$t_{\text{mix}} = 1/n \quad 1.2$$

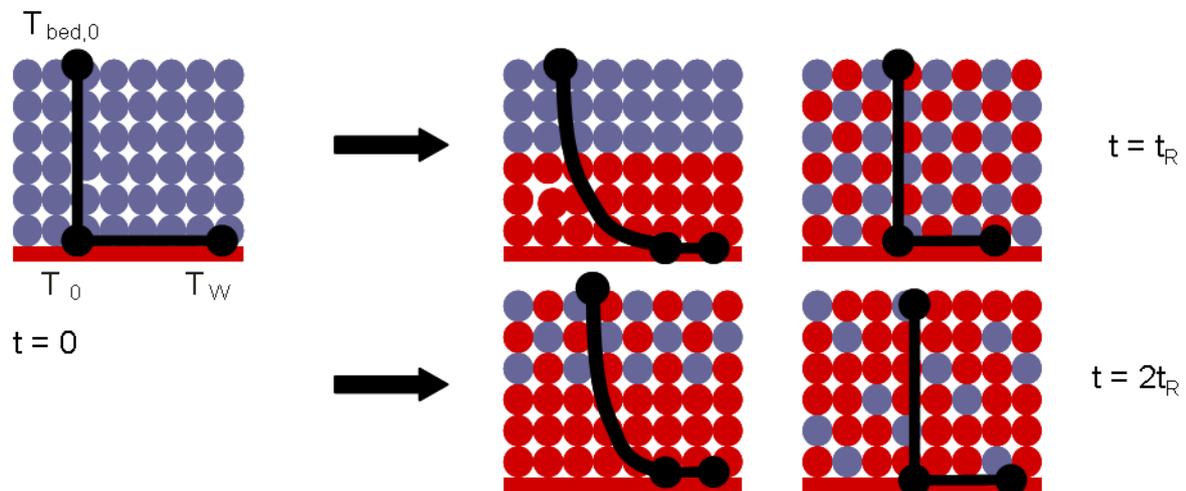
Dabei ist  $t_{\text{mix}}$  die Zeitkonstante des Rührorgans mit der Umdrehungsfrequenz  $n$  und der Mischgütekennzahl  $N_{\text{mix}}$ . Die Mischgütekennzahl ist die Anzahl der Umdrehungen, die für eine perfekte Durchmischung der Schüttung benötigt wird.  $N_{\text{mix}}$  kann empirisch bestimmt werden und berechnet sich wie folgt:

$$N_{\text{mix}} = C \cdot Fr^x \quad 1.3$$

$$Fr = \frac{(2\pi n)^2 D}{2g} \quad 1.4$$

Hierbei ist für Trommelapparate  $x = 0,2$  und  $C = 16$  [5].

Am Ende einer jeden solchen Ruheperiode findet eine schlagartige und ideale Durchmischung statt. Während der Ruheperioden nimmt das Gut instationär Wärme auf. Im hier nicht näher betrachteten Fall der Vakuumkontakttrocknung würde eine zur Heizfläche parallele Trocknungsfrent in die Schüttung eindringen. Während der anschließenden Durchmischung werden die Partikel der Schüttung zufällig verteilt. Durch die ständige Wiederholung dieser zwei Abschnitte steigt die mittlere Schüttungstemperatur langsam an.



**Abbildung 1.1:** Prinzip des Penetrationsmodells

Die Wärmestromdichte an die Schüttung ( $\dot{q}$ ) berechnet sich aus der Differenz zwischen Wandtemperatur und mittlerer Schüttungstemperatur ( $T_W - \bar{T}$ ) und dem Wärmeübergangskoeffizienten ( $\alpha$ ):

$$\dot{q} = \alpha (T_W - \bar{T}) \quad 1.5$$

Der Wärmeübergangskoeffizient an die Schüttung ergibt sich aus der Summe der beiden Wärmeübergangswiderstände zwischen der Wand und der Schüttung und im Schüttgut selbst:

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\alpha_{WS}} + \frac{1}{\alpha_{bed}} \quad 1.6$$

Der Kontaktwärmeübergangskoeffizient zwischen der Trommelwand und der Kugelschüttung berechnet sich aus dem Bedeckungsgrad  $\Phi$  ( $\Phi = 0,8$  für monodisperse Kugelschüttung) der Schüttung auf der Trommelwand und dem Kontaktwärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_{wp}$  für eine Kugel auf einer ebenen Fläche nach Schlünder [29]

$$\alpha_{ws} = \phi \cdot \alpha_{wp} \quad \text{mit} \quad \phi = \frac{A_{\text{Projektion}}}{A_{\text{Kontaktfläche}}} = 0,8 \quad 1.7$$

und

$$\alpha_{WP} = \frac{4 \cdot \lambda_g}{d_p} \cdot \left[ \left( 1 + \frac{2 \cdot l}{d_p} \right) \cdot \ln \left( 1 + \frac{d_p}{2 \cdot l} \right) - 1 \right] \quad 1.8$$

mit  $\lambda_g$  der Wärmeleitfähigkeit des verwendeten Gases,  $d_p$  dem Partikeldurchmesser und  $l$  der modifizierten mittleren freien Weglänge der Gasmoleküle. Die komplette Berechnung des Kontaktwärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_{wp}$  ist im Anhang A3 dargestellt. Durch die Betrachtung der Schüttung als einen halbumendlich ausgedehnten Körper mit einer mittleren Schüttungstemperatur  $\bar{T}$ , der Schüttungsmasse  $m$ , einer spezifischen Wärmekapazität  $c_{bed} = c$  und einer Wärmeübergangsfläche  $A$  ergibt sich die Energiebilanz wie folgt:

$$mc \frac{d\bar{T}}{dt} = \alpha_t A (T_W - \bar{T}) \quad 1.9$$

Hier ist  $\alpha_t$  der momentane Wärmeübergangskoeffizient zwischen Wand und Schüttung zum Zeitpunkt  $t$ . Die Integration der Energiebilanz führt zu einem zeitlich gemittelten Gesamtwärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$

$$\int \frac{d\bar{T}}{T_W - \bar{T}} = \frac{A}{mc} \alpha \cdot t \quad 1.10$$

Aufgrund der Annahme der Partikelschüttung als ein Kontinuum mit einer Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{bed}$ , einer Schüttungsdichte  $\rho_{bed}$  und einer spezifischen Wärmekapazität  $c_{bed}$  lässt sich unter Berücksichtigung des Fourierschen Gesetzes der Wärmeleitung ein momentaner Wärmepenetrationkoeffizient bestimmen:

$$\alpha_{\text{bed,t}} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\rho_{\text{bed}} \cdot c_{\text{bed}} \cdot \lambda_{\text{bed}}}{t_{\text{R}}}} \quad 1.11$$

Daraus ergibt sich ein zeitlich gemittelter Wärmeübergangskoeffizient im Schüttgut zu:

$$\alpha_{\text{bed}} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\rho_{\text{bed}} \cdot c_{\text{bed}} \cdot \lambda_{\text{bed}}}{t_{\text{R}}}} \quad 1.12$$

Die Wärmeübertragung zwischen den Einzelpartikeln wird im Wärmeübergangskoeffizienten im Schüttgut berücksichtigt. Sie nimmt Einfluss auf die Wärmeleitfähigkeit des halbunendlich ausgedehnten Körpers und wird nicht einzeln betrachtet, da die Schüttung als Kontinuum angesehen wird.

### 1.2.3 Kontakttrocknung

Als Trocknung bezeichnet man Vorgänge, bei denen Wasser aus Feststoffen, Pasten, Emulsionen oder Lösungen durch Verdampfen entfernt wird. Dabei findet ein Phasenübergang von flüssig zu dampfförmig statt, für den Energie in Form von Wärme benötigt wird. Es ist aber auch möglich, mit Hilfe von mechanischen Apparaten oder durch Desorption das Wasser zu entziehen [1,30]. Wichtige Ziele der Trocknung sind zum Beispiel die Verringerung des Gewichts, was den Transport von Gütern einfacher und kostengünstiger gestaltet, die Verlängerung der Haltbarkeit von Lebensmitteln oder die Erhöhung des Brennwertes von Biomasse [31]. Auch eine Verbesserung von Zerkleinerungsprozessen kann durch die Reduzierung der Feuchte erzielt werden. Trockene Güter lassen sich besser mahlen oder brechen. Durch den Feuchteentzug werden biologische Prozesse gestoppt oder stark verlangsamt.

Die thermische Trocknung kann aber auch zum Umformen von Feststoffen genutzt werden. Solche Umformung geschieht zum Beispiel beim sehr schnellen Entzug von Wasser. Durch Schrumpfung des Produkts treten im Gut Spannungen auf, die zu Rissen führen, die zur Zerkleinerung des Feststoffs ohne Einsatz mechanischer Energie beitragen. Man kann also neben der Materialfeuchte auch Eigenschaften des Produkts bei der Herstellung durch den Trocknungsprozess bestimmen [31]. Die gewünschten Eigenschaften des Produkts geben deswegen den oft kleinen Temperaturbereich des Trocknungsprozesses vor, der nötig ist, um diese Eigenschaften zu erreichen. Ein wichtiger Parameter neben den gewollten Produkteigenschaften ist die Information über die Produktmenge, die je Zeiteinheit getrocknet werden soll. Anhand dieser Informationen kann dann ein geeignetes Trocknungsverfahren ausgesucht werden.

Soll die Wärmeenergie durch unmittelbaren Kontakt des Guts mit temperierten Flächen (z.B. beheizte Trommeln) übertragen werden, spricht man von Kontakttrocknung. Man unterscheidet zwischen direkter und indirekter Kontakttrocknung. Bei der direkten

Kontakt Trocknung stehen das Schüttgut und das die Wärme übertragende Medium in unmittelbarem Kontakt. Die Wärmezufuhr erfolgt im Inneren des Trockners, oft durch einen Brenner [32, 33]. Der direkte Kontakt von Rauchgas mit dem Schüttgut kann zu Verunreinigungen im Produkt führen, deshalb wird dieses Verfahren meist für Güter eingesetzt, bei denen die Reinheit eine untergeordnete Rolle spielt [34]. Von indirekter Kontakt Trocknung spricht man, wenn die Wärmezufuhr von außerhalb erfolgt. Dies geschieht meist durch die Wandflächen des Trockners. In den Wänden befinden sich Heizschlangen, die die Wand erwärmen und das Schüttgut aufheizen. Das wärmeübertragende Medium befindet sich also in der Apparatewand bzw. außerhalb des Trockners und steht nur indirekt in Kontakt mit dem Schüttgut. Durch den indirekten Kontakt können von der Umgebung abweichende Atmosphärenbedingungen im Trockner eingestellt werden. Verunreinigungen können durch den Einsatz von einer inerten Atmosphäre verhindert werden. So können qualitativ hochwertige Schüttgüter getrocknet werden. Speziell bei der Trocknung von entzündlichen Stoffen ist der Einsatz von inertem Gas sinnvoll. Sauerstoff, der eine Verbrennung fördern könnte, wird so vom Produkt fern gehalten. Welche Güter sich für die direkte bzw. indirekte Kontakt Trocknung eignen, ist in Tabelle 1-1 dargestellt.

**Tabelle 1-1:** Einsatzgebiete der direkten und der indirekten Kontakt Trocknung

<b>Direkte Kontakt Trocknung</b>	<b>Indirekte Kontakt Trocknung</b>
Zementherstellung	Müllpyrolyse
Kalkherstellung	Pharmaherstellung
Erzaufarbeitung	Chemikalienherstellung

Die verschiedenen Bauformen von Kontakt Trocknern werden im Wesentlichen durch den Zustand des zu trocknenden Stoffs bestimmt. Für flächige und bandförmige Güter werden zum Beispiel Zylindertrockner eingesetzt, bei denen das Gut über waagrecht rotierende Zylinder läuft, die von innen (z.B. durch Dampf) beheizt werden. Die Trocknung von dünnflüssigen Gütern erfolgt unter anderem in sogenannten Walzentrocknern. Hier wird das zu trocknende Gut in dünner Schicht auf die rotierende Trockenwalze aufgebracht, die von innen meist mit Dampf, aber auch mit Heißwasser oder einem Wärmeträgeröl beheizt wird, und anschließend durch eine Schabevorrichtung abgeschält [1]. Für granulare Güter können zum Beispiel Trommeltrockner, Drehröhrentrockner oder auch Schneckenrockner eingesetzt werden. Allen gemeinsam ist die mechanische Durchmischung des Schüttguts, um den Wärmeübergang im Gut und an das Gut zu verbessern. Ein bekannter und häufig eingesetzter Kontakt Trockner für granulare Medien ist der Trommeltrockner. Die nötige Wärme wird hier über die Wände der rotierenden Trommel zugeführt und der entstandene Wasserdampf über einen Luftstrom abgeführt [31]. Um die Wärmeübertragung an das Gut effektiver zu gestalten, werden im Trockner häufig Einbauten eingesetzt, die zusätzlich zur Trocknerwand beheizt werden können [34]. Ein weiterer Grund für die bessere Wärmeübertragung ist die durch die Einbauten erzielte optimierte Durchmischung des Schüttguts. Die Art der Schüttgutbewegungen im Trockner beeinflusst die Intensität der Wärme- und Stoffübertragung. Zur Verbesserung der Durchmischung können im Inneren der Trommeln auch Hubschaufeln oder Stäbe eingebaut sein, die das Schüttgut ständig wenden und so die Durchmischung verbessern.

Die zwei wesentlichen im Trockner ablaufenden Hauptprozesse sind die mechanische Durchmischung und die Wärmeübertragung vom Heizmedium an das Schüttgut. Vom Grad der mechanischen Durchmischung wird die Länge der Kontaktzeiten des Schüttguts mit den Wänden des Trocknungsapparats bestimmt. Auch die Kontaktzeiten der einzelnen Elemente im Schüttgut untereinander werden durch den Grad der mechanischen Durchmischung bestimmt. Um den Trocknungsprozess in einem Trommeltrockner charakterisieren und berechnen zu können, ist es von großem Vorteil, das Aufheizverhalten des zu trocknenden Guts zu kennen. Je genauer der Aufheizprozess parametrisiert werden kann, desto genauer kann ein entsprechender Trocknungsprozess beschrieben werden.

### 1.3 Ziel der Arbeit

In Kontaktapparaten (Drehrohre, Trommeln usw.) wird einer mechanisch durchmischten Schüttung über Heizflächen (z. B. von der Wand) Wärme zugeführt. Die übertragene Wärme ist von den Eigenschaften der Partikel und des Fluids sowie von der Vermischung abhängig. Zur Beschreibung des Prozesses werden traditionell Kontinuumsmodelle genutzt, insbesondere das Penetrationsmodell (PM). Alternativ dazu wird in neueren Arbeiten die thermische DEM (Diskrete Elemente Methode) angewandt [7, 8]. Hierbei werden sowohl die mechanische Bewegung als auch der Wärmeübergang auf der Ebene des Einzelpartikels beschrieben. Beim Vergleich der Berechnungsergebnisse mit dem PM ist zwar eine gute qualitative Übereinstimmung nachgewiesen worden, quantitativ sind aber erhebliche Unterschiede aufgetreten. Leider wird bei bisherigen Aufheizexperimenten mit relativ großen Partikeln der Einfluss des Penetrationswärmeübergangskoeffizienten (auf dessen zeitlichem Verlauf der Modellvergleich beruht) vom Einfluss des Kontaktwärmeübergangskoeffizienten an der Wand überdeckt, so dass der Grund für die erwähnten Abweichungen nicht geklärt werden kann. Um die Ergebnisse der thermischen DEM dennoch prüfen zu können, wird im Rahmen dieser Arbeit eine experimentelle Methode entwickelt, um den Temperatursausgleich zwischen warmen und kalten Partikeln innerhalb der Schüttung unter Vernachlässigung des Temperatursausgleichs zwischen Wand und Partikel zu messen. Dabei ist es notwendig, die zeitliche Entwicklung von Verteilungen der Partikeltemperatur experimentell zu erfassen. Hierzu werden in einem gebauten Versuchsstand Aluminiumkugeln verwendet, die mit thermochromen Pigmenten beschichtet sind. Thermochrome Pigmente entfärben sich bei Wärmezufuhr infolge eines strukturellen Phasenübergangs, der mit einem Farbumschlag einhergeht. Die Farbveränderungen werden mit Hilfe einer Kamera in Einzelbildern erfasst, die anschließend mittels des HSI- Farbmodells (Farbton, Sättigung, Intensität) ausgewertet und mit der Temperatur direkt korreliert werden. Ein solches Experiment ermöglicht die Validierung des thermischen DEM- Modells. Ein Vergleich des validierten diskreten Modells mit dem traditionellen Penetrationsmodell soll in dieser Arbeit durchgeführt und die gewonnenen Ergebnisse diskutiert werden.

Die angefertigte Arbeit untergliedert sich in 6 Kapitel. Nach der Einleitung schließen sich in Kapitel 2 und 3 die theoretischen Grundlagen der experimentellen sowie numerischen Untersuchung des zu untersuchenden Problems an. In Kapitel 3 wird die experimentelle Untersuchung des Temperatursausgleichs in Partikelschüttungen anhand einer

Partikelschüttung aus Aluminiumkugeln mit einem Partikeldurchmesser von  $d_p = 4$  mm beschrieben. Die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen werden in Kapitel 4 dargestellt und ausgewertet. Die in Abschnitt 2.3 und 2.4 genannten numerischen Methoden werden in Abschnitt 5.1 mit den experimentellen Ergebnissen verglichen. Die Ergebnisse der numerischen Untersuchungen des Aufheizvorgangs einer Partikelschüttung werden in Kapitel 5 dargestellt. Hierbei werden numerisch der Einfluss von Schüttungsstrukturen sowie der Einfluss des Wärmeübergangskoeffizienten von der Wand auf die Partikelschüttung untersucht. Aufgrund der Vergleichbarkeit mit früheren Arbeiten [8] wurden die numerischen Untersuchungen an einer Partikelschüttung aus Glaskugeln mit einem Partikeldurchmesser von  $d_p = 8$  mm durchgeführt. Die analytischen Ergebnisse des traditionellen Penetrationsmodells werden in Abschnitt 5.3 mit einem entwickelten semidiskreten Penetrationsmodell verglichen, um Einflussparameter auf den Aufheizvorgang einer Partikelschüttung zu untersuchen. Hierbei wird besonders der Einfluss des Wärmeübergangskoeffizienten von der Wand auf die Partikelschüttung betrachtet.

In Abschnitt 5.4 der Arbeit kann gezeigt werden, dass eine diskrete Beschreibung des Wärmeübergangs auf eine Partikelschüttung mit einem Kontinuumsmodell wie dem Penetrationsmodell nur dann verglichen werden kann, wenn mit realen Wärmeübergangskoeffizienten von der Wand auf die Partikelschüttung gerechnet wird. Es stellt sich heraus, dass der Einfluss des Wärmeübergangskoeffizienten an der Wand bei diskreten Berechnungen um ein Vielfaches höher ist als bei Kontinuumsmodellen wie dem Penetrationsmodell.

## 2 Grundlagen, Anwendung und Weiterentwicklung der diskreten Modellierung

### 2.1 Diskrete Elemente Methode (DEM)

Systeme, die in großem Umfang ein diskontinuierliches Verhalten aufweisen, können nur begrenzt bzw. gar nicht mit vorhandenen Kontinuumsmethoden beschrieben werden. Die Diskrete Elemente Methode (DEM) ist eine numerische Berechnungsmethode, mit der Wechselwirkungen zwischen Partikeln in einer Schüttung diskret berechnet werden können [35, 36]. Die DEM wird angewendet, um die Bewegung einer Vielzahl von Partikeln und die daraus resultierende Änderung ihrer Eigenschaften zu berechnen. Solche Partikel können pulverförmig, sandförmig oder größere Steine sein und können verschiedene Eigenschaften und unterschiedliche Morphologien besitzen. In den letzten Jahren hat sich die DEM in einer Vielfalt von Anwendungsgebieten in der Schüttgutmechanik entwickelt (Misch- und Transportprozesse [7, 37], Wirbelschichtprozesse [38, 39]). Heute gibt es verschiedene Software (GROMACS, EDEM, PFC<sup>2D</sup>), die sich zur diskreten Berechnung von Prozessen eignet. Als Voraussetzung wird angenommen, dass sich die Schüttung aus einzelnen abgeschlossenen Elementen zusammensetzt, wobei die einzelnen Elemente unterschiedliche Formen und Eigenschaften aufweisen können. Bei der diskreten Berechnung von mechanischen Prozessen werden das 2. Newton'sche Bewegungsgesetz, verschiedene Stoffgesetze und Kontaktmodelle verwendet, um die Einflüsse und die damit auf die Elemente einwirkenden Kräfte zu berechnen. So können Reibungskräfte, Gravitationskräfte sowie Impulskräfte beim Zusammenstoßen von Partikeln berücksichtigt werden. Alle diese Kräfte werden aufsummiert, und mit Hilfe der Bewegungsgleichungen wird die Veränderung der Geschwindigkeit und der Position der einzelnen Elemente berechnet. Daraus neu resultierende Kräfte werden dann erneut berechnet, um wiederum resultierende Verschiebungen der Partikel zu bestimmen. Dieser immer wiederkehrende Berechnungszyklus bildet die Grundlage der diskreten Simulation und erstreckt sich über den gesamten Berechnungszeitraum.

Um diskrete Probleme numerisch berechnen zu können, werden für die Berechnung der auf ein Element angreifenden Kräfte, die über den direkten Kontakt hinausgehen, Vereinfachungen getroffen. So werden die weiter als ein Element entfernt liegenden Elemente zu einem großen Pseudoelement zusammengefasst, und nur die Elemente in der unmittelbaren Umgebung werden diskret betrachtet. Diese Vereinfachung ist sinnvoll, um den Rechenaufwand durch die vielen Interaktionen der einzelnen Elemente untereinander zu verringern.

Die Grundidee, auf der die DEM basiert, ist, dass der numerische Zeitschritt so klein gewählt wird, dass während dieses Zeitschritts Störungen von einem Partikel sich nicht weiter fortpflanzen können als bis zu den Partikeln, mit denen es im direkten Kontakt steht. Deshalb werden in jedem Zeitschritt die Kräfte bestimmt, die durch die Wechselwirkung mit seinen unmittelbaren Nachbarn auf jedes Partikel wirken. Da die Geschwindigkeit, mit der sich eine Störung fortpflanzen kann, von den physikalischen Eigenschaften des diskreten Systems abhängt, ist der Zeitschritt variabel. Die Anwendung eines expliziten Zeitschritt-Algorithmus

im Vergleich zu einem impliziten Verfahren ermöglicht es, die nichtlinearen Wechselwirkungen einer Vielzahl von Partikeln ohne übermäßige Speichervoraussetzungen oder die Notwendigkeit eines iterativen Verfahrens zu bestimmen.

Durch die Erweiterung der Methode um die thermischen Phänomene der Wärmeübertragung kann man mit der Diskreten Elemente Methode Temperaturverteilungen in Schüttungen berechnen. Die sogenannte thermische DEM berücksichtigt jeden einzelnen Kontakt der Elemente in der Schüttung und die dabei auftretenden Kräfte und Wärmeströme. Die Leistungsfähigkeit solcher Simulationen ermöglicht eine ausführliche Untersuchung von verfahrenstechnischen Prozessen an Partikelschüttungen einschließlich der Veränderung von Material- und Apparateeigenschaften.

## **2.2 Diskretes Modellieren mit dem kommerziellen Programm Particle Flow Code 2-Dimensional (PFC<sup>2D</sup>)**

### **2.2.1 Allgemeines**

Das für diese Arbeit angewandte kommerzielle Programm beschreibt Wechselwirkungen zwischen den Partikeln als einen dynamischen Prozess zwischen Kontaktkräften und Bewegungen. Dadurch können individuelle Partikel verfolgt und ihre Eigenschaften jederzeit im System untersucht werden. Mit Hilfe der thermischen Erweiterung des Programms ist es möglich, Partikeleigenschaften wie die Partikeltemperatur jeder Zeit zu bestimmen. Dabei wirkt jedes Partikel als ein eigenständiger Wärmespeicher, der bei Kontakt mit einer Wand oder einem anderen Wärmespeicher (Partikel) Wärme aufnimmt oder abgibt. Partikeleigenschaften wie die Temperatur werden durch die DEM in jedem Zeitschritt neu berechnet.

Das kommerzielle Programm PFC<sup>2D</sup> beschreibt die DEM durch zwei grundlegende Gesetze. Das 2. Newton'sche Bewegungsgesetz und ein Kraft-Weg-Gesetz (Kontaktgesetz) wirken an den entstehenden Kontaktstellen zwischen den Elementen. Das mechanische Verhalten eines Systems wird also unter Berücksichtigung der Partikelbewegung jedes Einzelpartikels und der interpartikulären Wechselwirkungen an jedem Kontaktpunkt beschrieben. Das 2. Newton'sche Gesetz wird verwendet, um die Bewegung der einzelnen Partikel, die aus einem Kontakt und die daraus auf das Partikel wirkende Kräfte resultiert, zu bestimmen. Das Kraft-Weg-Gesetz hingegen berechnet die auftretenden Kontaktkräfte, die aus der Partikelbewegung resultieren, neu. Bei PFC<sup>2D</sup> unterscheidet man zwischen einem Kontakt zwischen Partikeln und einem Kontakt zwischen einem Partikel und einer Wand. Kontaktkräfte wirken immer nur auf Partikel, da die Bewegung der Wände nicht von den wirkenden Kontaktkräften abhängt, sondern vom Nutzer festgelegt wird [40].

PFC<sup>2D</sup> simuliert die Bewegung und Wechselwirkung von starren kreisförmigen Partikeln mit Hilfe der Diskreten Elemente Methode (DEM) nach Cundall und Strack [36]. Demnach besteht eine Partikelschüttung aus einzelnen Elementen, die unabhängig voneinander Bewegungen durchführen und nur bei Kontakt miteinander wechselwirken. Die Partikel werden als starr betrachtet und ihr Kontaktverhalten mit Hilfe des "Soft Contact Model" beschrieben. Überlappungen von Partikeln werden sofort in Kontaktkräfte umgerechnet. Die

Festigkeit eines Elements wird dabei durch eine Normalsteifigkeit und eine Schersteifigkeit festgelegt, die bei einem Kontakt die auftretende Kontaktsteifigkeit simulieren.

PFC<sup>2D</sup> berechnet ein Modell zur Schüttgutbewegung, das auf folgenden Annahmen beruht:

1. Partikel werden als starre Körper behandelt.
2. Die Kontakte zwischen den Partikeln sind nur punktuell.
3. Die starren Partikel können bei Kontakt einander überlappen.
4. Die Größe der Überlappung bei Kontakt wird mit Hilfe des Kraft-Weg-Gesetzes (Kontaktmodell) in eine Kontaktkraft umgerechnet. Keine Überlappung ist größer als der halbe Partikelradius.
5. In Kontakt stehende Partikel können eine Bindung aufbauen.
6. Die Basisgeometrie des Modells ist die Kugel. Nichtkugelförmige Strukturen oder Agglomerate können mit Hilfe einer Toolbox („clump logic“ [40]) generiert werden. Jede Struktur besteht aus einer Reihe von überlappenden Partikeln, die als ein starrer Körper mit einer verformbaren Grenze behandelt werden.

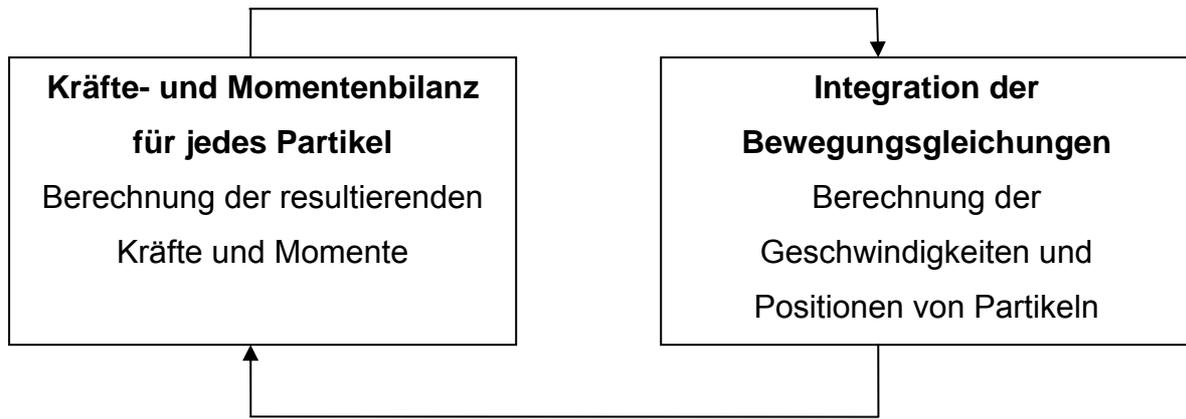
### 2.2.2 Bestimmung des Zeitschrittes

Während eines Zeitschritts werden das Newton'sche Bewegungsgesetz und das Kraft-Weg-Gesetz konsekutiv im Wechsel berechnet. Dabei wirkt das Newton'sche Bewegungsgesetz auf jedes einzelne Partikel und das Kraft-Weg-Gesetz auf jeden auftretenden Partikelkontakt. Während eines Zeitschritts werden neue Kontakte zwischen den Partikeln untereinander und zwischen den Partikeln und den Wänden gebildet und auch wieder gelöst.

Der Ablauf während des Zeitschritts stellt sich wie folgt dar:

- Partikel-Partikel- und Partikel-Wand-Kontakte werden in jedem Zeitschritt aktualisiert.
- Das Kraft-Weg-Gesetz wird auf jeden Kontakt, an dem ein Partikel beteiligt ist, angewendet. Aus der wirkenden Kontaktkraft und dem angewandten Kontaktmodell wird eine Geschwindigkeit berechnet, aus der eine Verschiebung resultiert.
- Die resultierende Verschiebung wird mit dem Newton'schen Bewegungsgesetz berechnet und führt dann zu einer neuen Partikelposition.
- An der neuen Partikelposition entstehen neue Kontakte mit anderen Partikeln oder Wänden, und es werden neue Kontaktkräfte ausgebildet.

Ein Schema eines Berechnungsintervalls ist in Abbildung 2.1 dargestellt.



**Abbildung 2.1** Berechnungszyklus in PFC<sup>2D</sup>

Zur Berechnung der Bewegungsgleichungen wird in PFC<sup>2D</sup> eine finite Differenzenmethode verwendet. Die hiermit berechneten Werte sind stabil, wenn der angewandte Zeitschritt kleiner als der kritische Zeitschritt  $t_{krit}$  ist. Der kritische Zeitschritt entspricht für jeden Prozess der erforderlichen Zeit, die eine Störung braucht, um sich von einem Partikel bis zum angrenzenden Partikel fortzupflanzen. Eine Störung in einer Partikelschüttung kann sich somit nur um höchstens einen Partikeldurchmesser in jedem Zeitschritt fortpflanzen und nur die benachbarten Partikel beeinflussen.

Der kritische mechanische Zeitschritt wird mit Hilfe der Masse des kleinsten Partikels  $m_p$  und seiner Normalsteifigkeit  $k_n$  berechnet:

$$t_{krit,mech} = 2\sqrt{\frac{m_p}{k_n}} \quad 2.1$$

Der kritische mechanische Zeitschritt wird mit zunehmender Partikelmasse größer, weil eine in die Schüttung eingebrachte Störung mehr Zeit beansprucht, um sich innerhalb der Schüttung fortzupflanzen. Er nimmt mit zunehmender Steifigkeit ab, weil sich eine Störung schneller in einem harten Material fortpflanzt als in einem weichen Material [40].

Der kritische thermische Zeitschritt wird mit Hilfe der Masse eines Partikels (Reservoir)  $m_p$ , der spezifischen Wärmekapazität  $c$ , des thermischen Widerstands in der zwischen zwei Partikeln gebildeten Wärmebrücke  $\eta$  und der Länge der Wärmebrücke  $L$  berechnet:

$$t_{krit,th} = \frac{m_p c}{\sum \frac{1}{\eta L}} \quad 2.2$$

Eine Wärmebrücke wird bei Kontakt zwischen zwei Partikeln oder zwischen einer Wand und einem Partikel gebildet und baut sich sofort ab, nachdem der Kontakt gelöst wird. Dabei entspricht die Länge der Wärmebrücke genau dem Abstand zwischen den beiden Massenmittelpunkten zweier Elemente (Partikel).

Bei der Simulation mit Hilfe der thermischen DEM, bei der das mechanische Verhalten mit dem thermischen Verhalten wechselwirkt, muss man die unterschiedlichen Zeitskalen der thermischen und der mechanischen Berechnung beachten. Um sowohl die mechanische als auch die thermische Berechnung stabil zu halten, wählt man den kleineren der beiden kritischen Zeitschritte als Prozesszeitschritt. In der Regel sollte dies der mechanische Zeitschritt sein.

### 2.2.3 Kontaktmodelle in PFC

Partikel wechselwirken mit anderen Partikeln und mit Wänden durch auftretende Kontaktkräfte. Der Begriff „Kontakt“ wird gebraucht, um diese Wechselwirkung anzuzeigen. Wenn zum Beispiel durch die relative Bewegung zweier Partikel eine Kraft entsteht, sind die Partikel im Kontakt. Jeder Kontakt entspricht gewöhnlich einer physischen Berührung. In PFC<sup>2D</sup> betrifft jeder Kontakt zwei Körper, entweder Partikel-Partikel oder Partikel-Wand, wobei der auftretende Kontakt aus einer punktuellen Verbindung, an der eine Kontaktkraft wirkt, besteht.

Das grundlegende Materialverhalten wird in PFC<sup>2D</sup> mit Hilfe eines festgelegten Kontaktmodells beschrieben. Das Kontaktmodell stellt eine Beziehung zwischen der Kontaktkraft und der relativen Verschiebung in Normal- und Scherrichtung her. Dabei drückt die Normalsteifigkeit  $k_n$  die Beziehung zwischen Normalkraft und der totalen Normalverschiebung aus. Die Schersteifigkeit  $k_s$  hingegen stellt eine Beziehung zwischen Scherkraft und Scherverschiebung her.

In PFC<sup>2D</sup> stehen zwei Kontaktmodelle von Hause aus zur Verfügung: ein lineares Kontaktmodell und ein vereinfachtes nichtlineares Modell, das Hertz-Mindlin-Kontaktmodell. Natürlich können weitere Kontaktmodelle verwendet werden, diese müssen aber in das Programm implementiert werden.

Das lineare Kontaktmodell beschreibt einen Kontakt mit Hilfe der Normalsteifigkeit  $k_n$  und der Schersteifigkeit  $k_s$  der in Kontakt stehenden Körper. Die Werte der Kontaktsteifigkeit in Normal- und Scherrichtung werden vorab bestimmt und im Programm als Partikeleigenschaft implementiert. Durch das lineare Kontaktmodell wird ein linear elastisches und ideal plastisches Stoffgesetz beschrieben. Die Steifigkeit der Partikel und der Wände wird aus den mechanischen Eigenschaften der verwendeten Materialien mit Hilfe des E-Moduls berechnet:

$$k_n = E \cdot A_p / d_p \quad 2.3$$

Die Steifigkeit hängt vom verwendeten Material und von der Geometrie des Partikels ab. Für das lineare Kontaktmodell und kugelförmige Partikel ist die Normalsteifigkeit gleich der Schersteifigkeit. Beim Zugstab ist die Steifigkeit das Produkt aus E-Modul und Querschnittsfläche  $A$ , geteilt durch die Länge.

### 2.2.4 Kontaktbildung

Bei der Simulation von Partikelschüttungen spielt die Gestalt der Partikel eine sehr wichtige Rolle. Die einfachste Gestalt eines Partikels ist die Kugel. Simulationen, die mit kugelförmigen Partikeln durchgeführt werden, sind numerisch sehr effizient, da Partikelkollisionen und Überlappungen auf eine sehr einfache Weise identifiziert werden können. Zwei Partikel sind im mechanischen Kontakt, wenn:

$$\varepsilon_{ij} = R_i + R_j - \left| \vec{r}_i - \vec{r}_j \right| > 0 \quad 2.4$$

mit

$\varepsilon_{ij}$	=	Stauchung der Partikel i und j
$R_i, R_j$	=	Radius der Partikel i und j
$\vec{r}_i, \vec{r}_j$	=	Positionen der Partikelmittelpunkte
$\left  \vec{r}_i - \vec{r}_j \right $	=	Abstand der Partikelmittelpunkte

Das bedeutet, dass bei einem Kontakt die Summe der Radien beider in Kontakt stehenden Partikel die Entfernung ihrer Mittelpunkte überschreitet. Dies ist nur möglich, wenn sich beide Partikel für eine kurze Zeit – die Kontaktzeit – überlappen.

Um zu überprüfen, ob zwei Partikel i und j in Kontakt stehen und Kräfte aufeinander ausüben, genügt es daher, die Entfernung ihrer Mittelpunkte  $\left| \vec{r}_i - \vec{r}_j \right|$  mit der Summe ihrer Radien zu vergleichen.

Dieser Vergleich ist sowohl in der zweiten als auch in der dritten Dimension mit sehr geringem Rechenaufwand durchzuführen. Die auftretenden Kräfte zwischen in Kontakt stehenden Partikeln werden dann durch einen Normal- und einen Tangentialanteil beschrieben [41].

### 2.2.5 Vor- und Nachteile der DEM mit einem kommerziellen Programm

Vorteile der Anwendung eines kommerziellen Programms sind:

- Mit Hilfe der DEM können alle wirkenden Kräfte, exakte Partikelpositionen und gewünschte Partikeleigenschaften (Temperatur, Feuchte usw.) einer Partikelschüttung zu jeder Zeit bestimmt werden.
- Die DEM ermöglicht es, das Verhalten von Partikelströmungen und Partikelschüttungen mit unterschiedlichen Parametern und physikalischen Eigenschaften realitätsnah abzubilden.

Nachteile bestehen darin:

- Die DEM benötigt einen hohen rechentechnischen Aufwand. Eine realitätsnahe Prozesssimulation wird durch die bestehende Rechentechnik beschränkt.
- Die kleinste geometrische Einheit ist die Kugel. Kompliziertere, reale Partikelstrukturen müssen aufwendig erstellt werden.

### 2.3 Thermische Modellierung einer Partikelschüttung mit dem Particle Flow Code (PFC<sup>2D</sup>)

Alle Berechnungen sind an einem AMD Athlon XP 1900, 1.6 GHz, 256 MB RAM durchgeführt worden. Um die Ergebnisse der durchgeführten Versuche numerisch mit der DEM beschreiben zu können, werden die Simulationsparameter gleich den experimentellen Parametern gesetzt. Die Simulationen mit dem kommerziellen Programm PFC<sup>2D</sup> sind mit einem Partikeldurchmesser von  $d_p = 4$  mm in der Versuchstrommel mit einem Durchmesser von  $D = 50$  mm für die Validierungsberechnungen der experimentellen Untersuchungen durchgeführt worden. Aufgrund der Vergleichbarkeit mit früheren Arbeiten [8] sind theoretische Untersuchungen des Aufheizverhaltens einer Partikelschüttung an einer Partikelschüttung aus Glaskugeln mit einem Partikeldurchmesser von  $d_p = 8$  mm in einer Trommel mit einem Durchmesser von  $D = 250$  mm durchgeführt worden. Als Partikeldichte und spezifische Wärmekapazität eines Partikels werden aus der Literatur [42] bekannten Werte, für Aluminium Werte von  $\rho_p = 2700$  kg/m<sup>3</sup> und  $c_p = 900$  J/kgK und für Glas Werte von  $\rho_p = 2500$  kg/m<sup>3</sup> und  $c_p = 836$  J/kgK verwendet.

**Tabelle 2-1:** Physikalische Eigenschaften der untersuchten Partikel

Eigenschaften	Aluminium	Glas
Partikeldurchmesser [mm]	4	8
Dichte [kg/m <sup>3</sup> ]	2700	2500
Wärmekapazität [J/kgK]	900	836
E-Modul [N/m <sup>2</sup> ]	$7 \cdot 10^{10}$	$1,95 \cdot 10^{11}$

Die mechanischen Eigenschaften der Partikelschüttung werden durch die Eingabe von Ausgangsparametern im Programm festgelegt. Parameter, die die mechanischen Eigenschaften einer Partikelschüttung charakterisieren, sind die Reibungskoeffizienten, Partikeldichte, Materialsteifigkeiten und Dämpfungskoeffizienten.

In PFC<sup>2D</sup> können zwei Arten von mechanischer Dämpfung gewählt werden. Diese sind lokale Dämpfung und viskose Dämpfung. Dabei unterscheiden sich beide Dämpfungsarten durch ihre Wirkungsart. Die lokale Dämpfung wirkt direkt auf jedes Partikel, während die viskose Dämpfung auf jeden Kontakt wirkt. Lokale Dämpfung erzeugt eine Dämpfungskraft, die die Beschleunigung, die jedes Partikel nach einem Kontakt erfährt, dämpft. Viskose Dämpfung hingegen erzeugt eine Dämpfungskraft, die bei einem Kontakt eine Dämpfung in Normal- und Scherrichtung bewirkt. Standardmäßig ist die lokale Dämpfung aktiv; viskose Dämpfung muss manuell eingestellt werden. Da die viskose Dämpfung eher einer realen Dämpfung entspricht, wird für alle Berechnungen die viskose Dämpfung mit einem Koeffizienten von 0,3 in Normal- und Scherrichtung gewählt. Diese Koeffizienten wurden in numerischen Experimenten die mit realen Experimenten kalibriert wurden ermittelt.

Für die Reibung wird ein Reibungskoeffizient von 0,9 zwischen den Partikeln untereinander und 0,6 zwischen den Partikeln und der Wand angenommen [8]. Das dynamische Verhalten der Partikel wird durch ein lineares Kontaktverhalten beschrieben, das durch Steifigkeiten in Normal- und Scherrichtung charakterisiert ist.

Da in den durchgeführten Simulationen ein lineares Kontaktmodell mit kugelförmigen Partikeln angewendet wird, ist der Wert der Schersteifigkeit  $k_s$  gleich dem Wert der Normalsteifigkeit  $k_n$ . Für Aluminiumpartikel mit einem E-Modul von  $7 \cdot 10^{10}$  N/m<sup>2</sup> und einem Partikeldurchmesser von  $d_p = 0,004$  m ergeben sich somit Steifigkeiten von  $k_n = k_s = 2,18 \cdot 10^8$  N/m. Für Glaspartikel mit einem E-Modul von  $1,95 \cdot 10^{11}$  N/m<sup>2</sup> und einem Partikeldurchmesser von  $d_p = 0,008$  m ergeben sich somit Steifigkeiten von  $k_n = k_s = 1,22 \cdot 10^9$  N/m. Die Steifigkeiten der Trommelwand werden durch die mechanischen Eigenschaften einer Stahlwand aus der Literatur [43] berechnet und ergeben Werte von  $k_n = 6,8 \cdot 10^6$  N/m und  $k_s = 5,96 \cdot 10^6$  N/m.

Der Zeitschritt der Simulation wird auf  $t_{krit} = 2 \cdot 10^{-6}$  s für die Simulationen mit Aluminium- und Glaskugeln festgesetzt, um das Stabilitätskriterium des Berechnungsverfahrens zu erfüllen. Dieser Wert entspricht dem benötigten mechanischen Zeitschritt. Da der thermische Zeitschritt größer ist, wird er gleich dem mechanischen Zeitschritt gesetzt, um die gleiche Zeitskala zu erreichen.

Für die thermische Berechnung wird jedes Partikel als ein Wärmespeicher angesehen. Kommen Partikel in Kontakt, wird eine Wärmebrücke gebildet und Wärme über diese Wärmebrücke geleitet. Die Wärmebrücke ist charakterisiert durch ihren Wärmestrom  $\dot{Q}^{(WB)}$ , ihren thermischen Widerstand  $\eta$  und die Länge der Wärmebrücke  $L$ . Dabei entspricht die Länge der Wärmebrücke genau dem Abstand zwischen den beiden Massenmittelpunkten zweier Elemente. Die Leistung einer Wärmebrücke berechnet sich aus:

$$\dot{Q}^{(WB)} = - \frac{\Delta T}{\eta \cdot L} \quad 2.5$$

mit

$$\eta = \frac{1}{\alpha \cdot L \cdot A_p} \quad 2.6$$

Der übertragene Wärmestrom bewirkt pro Zeiteinheit eine Enthalpie Zu- bzw. Abnahme des Partikels. Unter Berücksichtigung des Wärmeverlusts oder -gewinns ergibt sich somit die Energiebilanz um ein Partikel:

$$\begin{aligned} \dot{Q} = \frac{dH}{dt} &= m_p \cdot c \cdot \frac{dT_p}{dt} \\ &= \sum \alpha_{pp} \cdot A_p \cdot (T_{p,i} - T_p) + \alpha_{wp} \cdot A_p \cdot (T_w - T_p) + (\alpha \cdot A)_{WK} \cdot (T_g - T_p) \end{aligned} \quad 2.7$$

Der 1. Term auf der rechten Seite beschreibt den Wärmeübergang zwischen Kontaktpartnern, der 2. Term den Wärmeübergang zwischen einer in Kontakt stehenden Wand.  $T_{p,i}$  steht hierbei für die Temperatur des in Kontakt stehenden Partikels und  $T_w$  der in Kontakt stehenden Wand.  $A$  beschreibt die Fläche, über der die Wärme übertragen wird. Der Wärmeverlust an die Umgebung durch Konvektion und Strahlung wird in einem 3. Term, dem Wärmeverlustterm, zusammengefasst. Der Wärmeverlustterm wird experimentell

ermittelt und später im Abschnitt 4.2.5 näher erläutert.  $T_g$  steht hierbei für die Temperatur des das Partikel umgebenden Gases.

Da es in PFC<sup>2D</sup> von Hause aus nur möglich ist, einen gemeinsamen Wärmeleitwiderstand für alle auftretenden Wärmebrücken zu wählen, müssen die Wärmeübergangskoeffizienten zwischen den Partikeln  $\alpha_{pp}$  und zwischen den Partikeln und der Wand  $\alpha_{wp}$  beim Auftreten eines Kontakts vom Nutzer implementiert werden. Dies erfolgt mit Hilfe der Kontakterkennung in PFC vor jedem neuen Zeitschritt. Ein vom Nutzer aus definierter Wärmeübergangskoeffizient bildet dann wiederum einen neuen thermischen Widerstand  $\eta$  zwischen zwei Elementen. Hierbei wird für  $\alpha$ , je nachdem, welcher Kontakt auftritt, der Wärmeübergangskoeffizient zwischen den Partikeln oder zwischen den Partikeln und der Wand eingesetzt.

Zur Wärmeleitung zwischen den Partikeln kommt es, wenn diese miteinander in Kontakt stehen, d.h., wenn es während der Durchmischung der Partikel zu Kollisionen zwischen den Partikeln kommt. Bei ruhenden Schüttungen bleiben diese Kontakte erhalten, während es bei einer durchmischten Schüttung zu ständig wechselnden Kontakten kommt. Beim Kontakt von Feststoffpartikeln mit einer Heizfläche kommt es während der Kontaktzeit zur Übertragung einer bestimmten Wärmemenge. Die Größe dieser übertragenen Wärmemenge ist von den thermischen Eigenschaften der Partikel, der Heizfläche und des vorhandenen Gases, von der Form der Partikel und von der Kontaktzeit abhängig. Zur Bestimmung des Wärmeübergangs zwischen einer Kugel und einer ebenen Wand könnte man von einer kurzfristigen Berührung zweier ebener Feststoffplatten ausgehen [29]. Da aber die zur Berechnung des Wärmeübergangs benötigte Kontaktzeit bei sehr kurzen Kontaktzeiten nicht bestimmbar ist, wird der Wärmeübergang zwischen einer beheizten Wand und einer Kugel durch den Kontaktwärmeübergangskoeffizienten nach Schlünder [29] berechnet:

$$\alpha_{wp} = \frac{4 \cdot \lambda_g}{d_p} \cdot \left[ \left( 1 + \frac{2 \cdot l}{d_p} \right) \cdot \ln \left( 1 + \frac{d_p}{2 \cdot l} \right) - 1 \right] \quad 2.8$$

$l$  bezeichnet die modifizierte freie Weglänge der Gasmoleküle und nimmt bei trockener Luft bei 30°C und einem Druck von 1 bar einen Wert von  $l = 2,76 \cdot 10^{-7}$  m an. Der Kontaktwärmeübergangskoeffizient hängt nicht von der Intensität der Durchmischung der Schüttung ab, sondern vom Verhältnis von freier Weglänge  $l$  der Gasmoleküle zu geometrischer Spaltweite. So nimmt der Kontaktwärmeübergangskoeffizient mit zunehmendem Partikeldurchmesser ab, weil die mittlere lokale Spaltweite steigt. Auch eine starke Druckabhängigkeit lässt sich nachweisen: Da mit abnehmendem Druck weniger Gasmoleküle für den Wärmetransport zur Verfügung stehen, nimmt auch der Kontaktwärmeübergangskoeffizient ab. Bei der Berechnung wird angenommen, dass die Partikel durch eine Gasschicht der Dicke eines Stickstoffmoleküls von der Wand getrennt sind. Die komplette Berechnung des Kontaktwärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_{wp}$  ist im Anhang A3 dargestellt.

Nimmt man nun an, dass sich bei der Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten zwischen zwei aufeinanderliegenden ruhenden Kugeln nur der gasgefüllte Spalt verdoppelt, so lässt sich der Wärmeübergang zwischen zwei Kugeln mit der Gleichung

$$\alpha_{pp} = \frac{2 \cdot \lambda_g}{d_p} \cdot \left[ \left( 1 + \frac{2 \cdot l}{d_p} \right) \cdot \ln \left( 1 + \frac{d_p}{2 \cdot l} \right) - 1 \right] \quad 2.9$$

berechnen. Somit ist der Wärmeübergangskoeffizient zwischen einer Wand und einer darauf liegenden Kugel doppelt so groß wie der Wärmeübergangskoeffizient zwischen zwei aufeinanderliegenden Kugeln.

$$\alpha_{pp} = \frac{1}{2} \alpha_{wp} \quad 2.10$$

Für die in dieser Arbeit verwendeten Kugeldurchmesser und Versuchsparameter (siehe Tabelle 2-1) ergibt sich für den Partikel-Partikel-Wärmeübergangskoeffizienten bei  $d_p = 4$  mm ein Wert von  $\alpha_{pp} = 105$  W/m<sup>2</sup>K und bei  $d_p = 8$  mm ein Wert von  $\alpha_{pp} = 57$  W/m<sup>2</sup>K. Für den Partikel-Wand-Wärmeübergangskoeffizienten ergeben sich bei  $d_p = 4$  mm ein Wert von  $\alpha_{wp} = 210$  W/m<sup>2</sup>K und bei  $d_p = 8$  mm ein Wert von  $\alpha_{wp} = 114$  W/m<sup>2</sup>K.

Bei der Wärmeübertragung in Partikelsystemen können durch die Interaktion der verschiedenen am Prozess beteiligten Komponenten (Partikel, Wand, Gas, Umgebung) grundsätzlich alle Wärmeübertragungsmechanismen (Strahlung, Konvektion, Leitung) beteiligt sein [44]. Deshalb ist es sehr komplex, den Prozess des Wärmetransports in einer Partikelschüttung experimentell nachzubilden und numerisch zu beschreiben. Aus diesem Grund werden verschiedene Annahmen getroffen, um den Aufheizprozess einer Partikelschüttung zu untersuchen.

- Der Wärmetransport durch Konvektion und die Wärmestrahlung innerhalb der Partikelschüttung sind unbestimmt.
- Da der genaue konvektive Wärmeübergangskoeffizient und die am Wärmeübergang beteiligte Partikelfläche nicht exakt bestimmbar sind, wird angenommen, dass der Wärmeübergangskoeffizient zwischen den einzelnen Partikeln sehr viel größer ist als der Wärmeübergangskoeffizient zwischen den Partikeln und dem umgebenden Gas. Dasselbe gilt für den Wärmeübergangskoeffizienten für die Wärmestrahlung innerhalb der Partikelschüttung.
- Der Wärmeübergang durch Strahlung hängt von der Oberflächentemperatur des Strahlers ab und kann bei Oberflächentemperaturen unter 600°C vernachlässigt werden [44].

Aufgrund der unbestimmten Wärmeübergangskoeffizienten für Konvektion und Strahlung werden beide in einem Wärmeverlustkoeffizienten  $\alpha_{WK}$  zusammengefasst und experimentell bestimmt. Die experimentelle Bestimmung des Wärmeverlustkoeffizienten  $\alpha_{WK}$  wird in Abschnitt 4.2.5 genau beschrieben.

Eine Aussage über die Homogenität des Temperaturfelds in einem Körper kann über die Biot-Zahl getroffen werden. Je kleiner die Biot-Zahl ist, desto geringer sind die Temperaturunterschiede im Körper, für Biot-Zahlen kleiner als 0,1 spielt der

Wärmeleitwiderstand im Körper praktisch keine Rolle. Die Berechnung der Biot-Zahl wird in Abschnitt 3.1 näher erläutert.

## 2.4 Diskretes Modellieren durch die Entkopplung von mechanischem und thermischem Teil der Simulation

Eine Prozesssimulation mit einem kommerziellen Programm benötigt je nach Größe des Systems (Partikelanzahl) eine sehr hohe Berechnungszeit. Reale Prozesse können zwar simuliert werden, hängen aber sehr stark von der vorhandenen Rechnerkapazität ab. Aufgrund dieses hohen rechentechnischen Aufwands kann es von Vorteil sein, einzelne Prozessmechanismen zu entkoppeln. So ist es bei dem hier betrachteten Prozess des thermischen Ausgleichs oder der Aufheizung einer Schüttung bei gleichzeitiger Durchmischung möglich, den thermischen Prozess vom mechanischen Prozess entkoppelt zu betrachten.

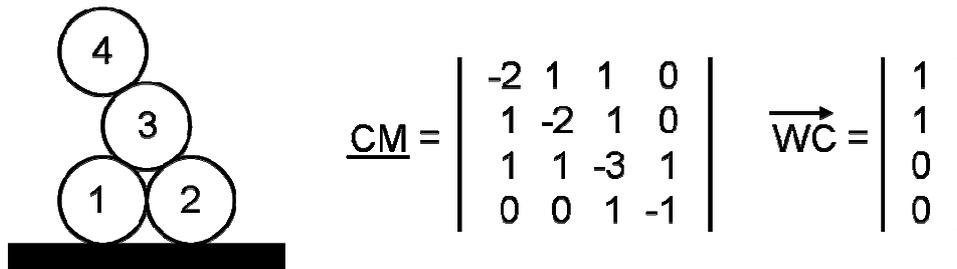
Bei der entkoppelten Methode wird der mechanische Prozess der Partikelbewegung mit Hilfe des kommerziellen Programms PFC<sup>2D</sup> simuliert. Dabei werden die gleichen Schüttungsparameter und mechanischen Eigenschaften wie bei der gekoppelten Simulation gewählt. Der thermische Prozess der Wärmeübertragung wird entkoppelt in Matlab berechnet. Hierfür werden in jedem Zeitschritt des kommerziellen Programms PFC<sup>2D</sup> die auftretenden Partikel- und Wandkontakte detektiert und die Kontaktdaten in Textdateien abgespeichert. Die Textdateien werden dann in einem Matlab-Programm umgewandelt und die Kontaktdaten in einer Kontaktmatrix  $\underline{CM}$  gespeichert. Die so entstandenen Kontaktmatrizen werden anschließend zur Berechnung des thermischen Prozesses genutzt. Der thermische Prozess wird mit Hilfe eines Matlab-Programms, in dem die Änderungen der einzelnen Partikeltemperaturen in jedem Zeitschritt mit Hilfe der Enthalpiebilanz berechnet werden, berechnet. Die Kontaktmatrizen jedes Zeitschritts werden in die Enthalpiebilanz eingelesen, um die Partikelkontakte in der Schüttung zu simulieren und somit den Wärmeübergang in der Partikelschüttung während der Durchmischung zu berechnen. Die Enthalpiebilanz besteht somit aus dem Anteil der zwischen den Partikeln übertragenen Wärme, dem Anteil der zwischen einer beheizten Wand und der mit ihr in Kontakt stehenden Partikeln übertragenen Wärme und dem Anteil des Wärmeverlusts der Partikel an die Umgebung. Der Wärmeübergang zwischen den Partikeln, ausgedrückt durch  $\alpha_{pp}$ , wird als dominanter Wärmeübertragungsmechanismus angesehen. Die Wärmeverluste sind im Vergleich zum Wärmeübergang zwischen den Partikeln gering. Die experimentelle Bestimmung des Wärmeverlustkoeffizienten  $\alpha_{WK}$  wird in Abschnitt 4.2.5 genauer beschrieben. Somit gilt:

$$\frac{d\bar{T}_p}{dt} = \frac{\alpha_{pp} \cdot A_p}{m_p \cdot c} \cdot \underline{CM} \cdot \bar{T}_p + \frac{\alpha_{wp} \cdot A_p}{m_p \cdot c} \cdot \overline{WC} \cdot (T_w - \bar{T}_p) + \frac{(\alpha \cdot A)_{WK}}{m_p \cdot c} \cdot (T_g - \bar{T}_p) \quad 2.13$$

$\underline{CM}$  ist die sogenannte Kontaktmatrix. Sie beinhaltet alle Kontakte, die zwischen den Partikeln einer Schüttung auftreten.  $\overline{WC}$  ist der Wandkontaktvektor. Er beinhaltet die

Information über die Wandkontakte aller Partikel.  $\overline{WC}$  hat die Größe der Partikelanzahl und besteht aus Nullen; steht ein Partikel mit der Wand in Kontakt, so wird anstatt der 0 eine 1 geschrieben.  $\overline{T_p}$  beinhaltet alle Partikeltemperaturen der Schüttung.

Die Kontaktmatrix jedes einzelnen Zeitschritts hat die Dimension  $n \times n$ , wobei  $n$  die Anzahl der Partikel ist. Auf der Diagonalen der Kontaktmatrix kann man die Anzahl der Kontakte jedes einzelnen Partikels ablesen. In Abbildung 2.2 ist das Prinzip einer Kontaktmatrix  $\underline{CM}$  und des Wandkontaktvektors  $\overline{WC}$  anhand einer Schüttung aus 4 Partikeln dargestellt:



**Abbildung 2.2** : Prinzip einer Kontaktmatrix  $\underline{CM}$  und des Wandkontaktvektors  $\overline{WC}$

In der  $\underline{CM}$  steht jede Zeile und jede Spalte für ein Partikel, beginnend mit dem Partikel Nummer 1. In der Matrix selber steht jede 1 für einen Kontakt mit dem jeweiligen Partikel. So steht Partikel 1 mit Partikel 2 und 3 in Kontakt. Dieses ist in der ersten Zeile der  $\underline{CM}$  abzulesen (siehe Abb. 2.2). Die Matrix ist symmetrisch, und auf ihrer Hauptdiagonale befindet sich die Summe der Kontakte des entsprechenden Partikels. Um eine Differenz zwischen den Temperaturen der in Kontakt stehenden Partikel zu bilden, ist das Vorzeichen der Hauptdiagonale negativ.

Mit einer Entkopplung des mechanischen Prozesses vom thermischen Prozess kann man die Rechenzeit eines Aufheizprozesses um den Faktor zwei verringern (siehe Tabelle 2-2). Da man aber für jeden Zeitschritt eine neue Kontaktmatrix benötigt und die Größe der Matrix mit zunehmender Partikelanzahl ansteigt, ist die Anwendung einer solchen Entkopplung mit der Prozesszeit, aber vor allem mit der Partikelanzahl limitiert. Mit zunehmender Prozesszeit und ansteigender Partikelanzahl treten Speicherprobleme der verwendeten Kontaktmatrix auf. Durchgeführte Simulationen zeigen, dass eine Verringerung der Prozesszeit bei entkoppelter Methode schon ab einer Partikelanzahl von 4000 Partikeln aufgehoben wird. Auch die Aufbereitungszeit der aus PFC erhaltenen Kontaktdaten in eine verwendbare Kontaktmatrix nimmt mit zunehmender Partikelanzahl zu. Aufgrund dieser Limitierungen ist die Entkopplung des thermischen Prozesses vom mechanischen Prozess nur bei Anwendungen mit einer Partikelanzahl von 4000 Partikeln möglich. Zur Beschreibung von realen Prozessen mit einer Partikelanzahl größer 4000 Partikeln ist sie nicht geeignet.

**Tabelle 2-2:** Berechnungsgeschwindigkeit von unterschiedlichen Berechnungsmethoden

Prozess	gekoppelt	entkoppelt	semi-diskret
Aufheizung einer ruhenden Schüttung	Faktor 1	Faktor 1	Faktor 1
Aufheizung einer durchmischten Schüttung	Faktor 1	Faktor 2 (Partikelanzahl begrenzt)	Faktor 10 (Durchmischungseffekte vernachlässigt)

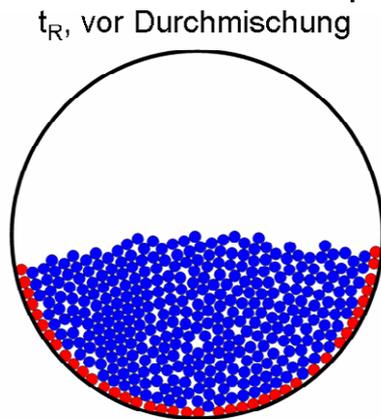
Man erkennt aus Tabelle 2-2, dass die Wahl der Berechnungsmethode keinen Einfluss auf die Berechnungsdauer eines Aufheizprozesses einer ruhenden Partikelschüttung hat. Betrachtet man aber den Aufheizprozess einer durchmischten Schüttung, so stellt man fest, dass die Berechnungsmethode einen großen Einfluss auf die Berechnungszeit hat.

Ergebnisse der entkoppelten Berechnungen für ruhende und durchmischte Schüttungen werden in Kapitel 5 mit Ergebnissen der thermischen DEM mittels kommerzieller Software PFC<sup>2D</sup> verglichen.

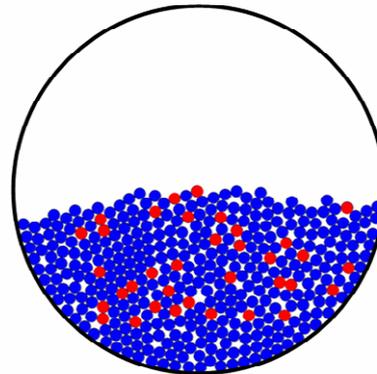
## 2.5 Semidiskretes Penetrationsmodell

Eine weitere Möglichkeit, diskrete Berechnungen durchzuführen und Simulationszeit einzusparen (siehe Tabelle 2-2), ist die Berechnung des Aufheizprozesses einer Kugelschüttung durch ein sogenanntes semidiskretes Penetrationsmodell. Dabei wird der Aufheizvorgang wie beim kontinuierlichen Penetrationsmodell als eine Sequenz von Penetrationsphasen und anschließenden Vermischungsphasen beschrieben. Nach jeder Penetrationsphase mit der Dauer  $t_R$  folgt eine schlagartige und ideale Durchmischung der Kugelschüttung. Der Unterschied zum Penetrationsmodell besteht darin, dass jede Wärmeübertragung zwischen den Partikeln und zwischen der Wand und den Partikeln diskret berechnet wird. Hingegen wird beim traditionellen PM die Schüttung als ein Körper mit einer Schüttungsdichte, einem Wärmeleitkoeffizienten und einer spezifischen Wärmekapazität angesehen. Das heißt, die Temperaturänderung jedes einzelnen Partikels wird berechnet, während beim Penetrationsmodell die Schüttung durch eine mittlere Schüttungstemperatur beschrieben wird. Bei dieser Art von diskreter Simulation ist nur eine Kontaktmatrix notwendig. Die zufällige Partikelmischung wird dann über einen Zufallsgenerator an der vorhandenen Schüttungsstruktur vorgenommen. In Abbildung 2.3 ist das Schema des semidiskreten Penetrationsmodells zu sehen. Ausgehend von einer Schüttungsstruktur, die durch die Wand beheizt wird, werden nach einer bestimmten Zeit, der theoretischen Vermischungszeit  $t_R$ , alle Partikel zufällig verteilt. Rot dargestellte Partikel haben sich bereits erwärmt und besitzen eine höhere Partikeltemperatur als die blauen Partikel. Vor allem die an der Wand liegenden Partikel werden aufgrund des höheren Wärmeübergangs an der Wand schneller aufgeheizt.

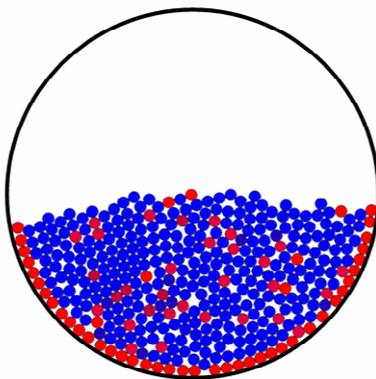
**Ende der ersten Penetrationphase**



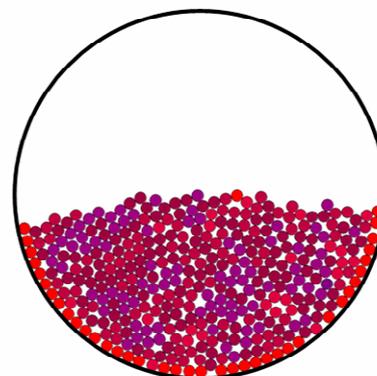
$t_R$ , nach zufälliger Durchmischung



$2t_R$ , vor Durchmischung



$xt_R$ , vor Durchmischung



**Abbildung 2.3:** Schema des semidiskreten Penetrationsmodells

Der Aufheizvorgang einer Partikelschüttung kann auf zwei verschiedene Weisen beschrieben werden, wobei die Positionen der Partikel stets als über die Zeit konstant bleibend angenommen werden. Im ersten bereits erläuterten Fall wird die Partikeleigenschaft Temperatur zufällig in der bestehenden Schüttungsstruktur verteilt. Im zweiten Fall können alle Partikeltemperaturen nach der Penetrationsphase gleich der mittleren Schüttungstemperatur gesetzt werden. Beide Möglichkeiten erlauben eine diskrete Berechnungsweise. Dabei bietet die Methode der zwar konstanten Partikelpositionen, aber sich zufällig verteilenden Partikeltemperaturen einen höheren Grad an Diskretisierung als die Methode der mittleren Schüttungstemperatur. In dieser Arbeit wird daher die Methode mit zufälliger Verteilung der Partikeltemperaturen für die semidiskrete Berechnung des Aufheizverhaltens einer Partikelschüttung verwendet.

Durch die semidiskrete Betrachtung entfällt die aufwendige Berechnung der mechanischen Durchmischung. Zwar werden durch die zufällige Vermischung nach der zunächst unbekanntem Zeit  $t_R$  Durchmischungseffekte vernachlässigt, die Berechnung des thermischen Prozesses wird aber um den Faktor 10 beschleunigt (siehe Tabelle 2-2).

Die Ergebnisse der Berechnungen mit dem semidiskreten Penetrationsmodells werden im Kapitel 5 dargestellt und mit Ergebnissen des klassischen Penetrationsmodells verglichen.

### 3 Messtechnik und experimentelle Untersuchungsmethoden

#### 3.1 Versuchsmaterialien

Um diskrete thermische Untersuchungen an einer Partikelschüttung durchführen zu können, müssen bestimmte Voraussetzungen hinsichtlich der Partikelgröße und der Methode zur Messung einzelner Partikeltemperaturen erfüllt werden. Um eine Temperaturbeeinflussung des zu messenden Objekts durch das Messverfahren zu vermeiden und die Partikelbewegung bei durchmischten Schüttungen nicht zu verfälschen, muss die Partikeltemperatur berührungslos gemessen werden. Zur berührungslosen Messung von Partikeltemperaturen einer Schüttung eignen sich das Strahlungsthermometer, die Infrarotkamera (Prinzip des Strahlungsthermometers, nur orts aufgelöst) oder spezielle Pigmente bzw. Kristalle, die auf eine Temperaturänderung mit einem Farbwechsel reagieren. Bei der Auswahl eines geeigneten Versuchsmaterials sowie einer entsprechenden Partikelgröße muss gewährleistet sein, dass das Temperaturfeld innerhalb jedes einzelnen Partikels homogen ist und keinen Einfluss auf die Wärmeübertragung zwischen den Partikeln nimmt. Ein Kriterium hierfür ist die dimensionslose Biot-Zahl, die das Verhältnis zwischen äußerem Wärmeleitwiderstand ( $1/\alpha_{pp}$ ) und innerem Wärmeleitwiderstand ( $\lambda_p/d_p$ ) beschreibt. Das Partikel kann bei einer Biot-Zahl von kleiner 0,1 als thermisch homogen angesehen werden.

$$Bi = \frac{\alpha_{pp} \cdot d_p}{\lambda_p} < 0,1 \quad 3.1$$

Bei einem Partikeldurchmesser von  $d_p = 4$  mm haben Aluminiumkugeln mit einer Wärmeleitfähigkeit von  $\lambda_p = 237$  W/mK und einem äußeren Wärmeübergangskoeffizienten von  $\alpha_{pp} = 105$  W/m<sup>2</sup>K (siehe Abschnitt 2.3) eine Biot-Zahl von  $Bi = 1,77 \cdot 10^{-3}$ , was weit unter dem kritischen Wert liegt. Somit kann eine Aluminiumkugel mit einem Partikeldurchmesser von  $d_p = 4$  mm als thermisch homogen betrachtet werden. Das heißt, es treten keine Temperaturgradienten in der Kugel auf. Die Wärmeleitung innerhalb des Partikels kann somit vernachlässigt werden.

Ein Partikeldurchmesser von  $d_p = 4$  mm wird auch aus Gründen der visuellen Auflösung der Partikel gewählt. Größere Partikeldurchmesser würden zu größeren Biot-Zahlen und somit zu größeren Wärmeleitwiderständen im Partikel führen. Kleinere Partikeldurchmesser würden eine visuelle Auflösung der entwickelten Messmethode nicht mehr garantieren.

Aluminium hat den Vorteil, neben Gold, Silber und Kupfer eine sehr gute Wärmeleitfähigkeit zu besitzen, ist aber im Vergleich zu diesen das preisgünstigste Material. Die Stoffwerte von Aluminium sind in Tabelle 3-1 zu finden [42].

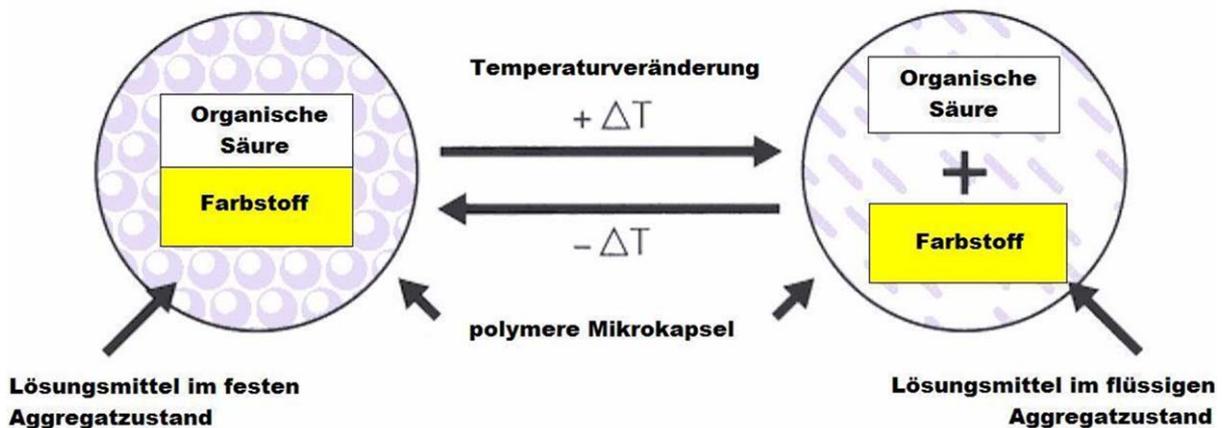
**Tabelle 3-1:** Stoffwerte Aluminium

Wärmeleitfähigkeit	237 W/mK
Dichte	2700 kg/m <sup>3</sup>
Spezifische Wärmekapazität	900 J/kgK

Als Temperaturmessverfahren wird eine berührungslose Variante mit thermochromen Pigmenten ausgewählt. Zur Messung der Partikeltemperatur sind die Versuchspartikel mit thermochromen Pigmenten beschichtet worden.

Thermochromie ist die Eigenschaft einiger chemischer Verbindungen, bei Änderung der Temperatur ihre Farbe zu verändern. Diese Farbveränderung kann sowohl reversibel als auch irreversibel sein. Hervorgerufen wird diese Veränderung durch eine Umstrukturierung der Kristallstruktur beim Erwärmen bzw. beim Abkühlen [45]. Anorganische thermochrome Verbindungen sind zum Beispiel Silbertertiäiodomercurat(II) (gelb → orange → rot), Bismut(III)-oxid (gelb → rotbraun) oder Zinkoxid (weiß → gelb). Die Umschlagstemperaturen liegen hier aber häufig über 100°C. Daher werden vermehrt organische Verbindungen für kommerzielle Anwendungen eingesetzt. Sie werden zum Färben von Kunststoffen oder in Lacken und Farben verwendet [46], um damit dann Werbeprodukte wie Tassen, Kugelschreiber oder ähnliches zu beschichten. Auch optische Thermometer können durch eine thermochrome Beschichtung hergestellt werden.

Der Farbstoff befindet sich mit einer organischen Säure sowie einem Lösungsmittel in einer Mikrokapsel. Bei einer Temperaturänderung verändert sich der Aggregatzustand des Lösungsmittels, und es findet eine Strukturänderung in der Mikrokapsel statt. Durch die Veränderung in der Kristallstruktur ändern sich das Absorptionsspektrum des Lichts und somit auch das von der Verbindung reflektierte Licht.

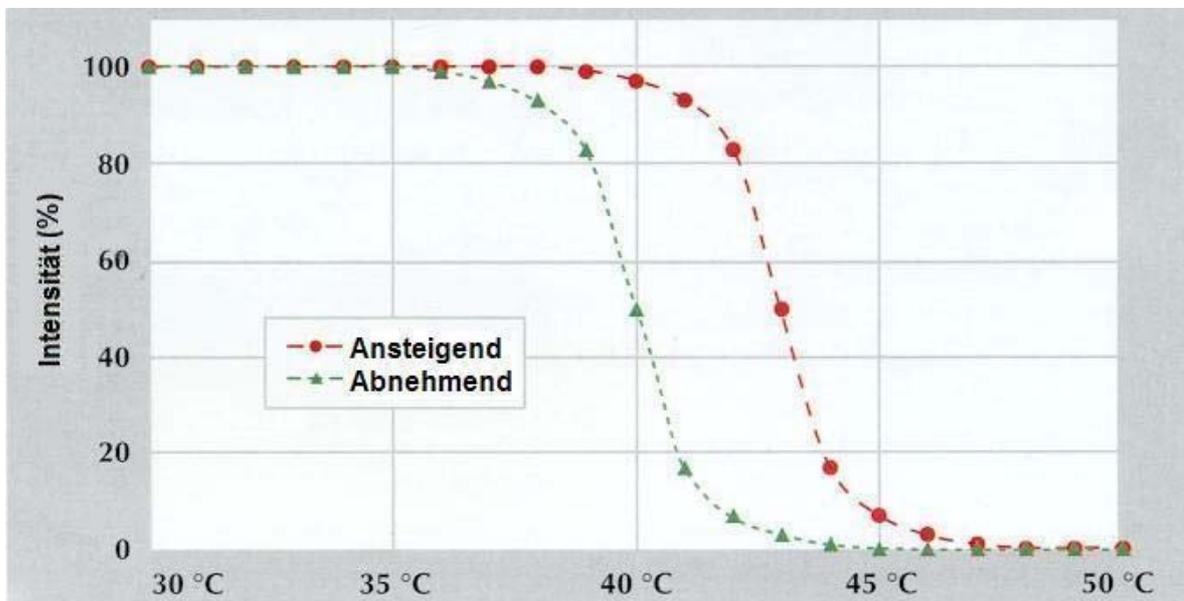


**Abbildung 3.1:** Strukturveränderung thermochromer Pigmente bei Temperaturänderung [47]

Jedes Pigment besitzt eine charakteristische Umschlagtemperatur. Umschlagtemperatur bezeichnet die Temperatur, bei der ein vollständiger Farbumschlag erfolgt. Indessen erstreckt sich der komplette Farbumschlag über mehrere Grad Celsius und beginnt schon unterhalb der Umschlagtemperatur. Zum Schutz der organischen Verbindungen vor äußeren Einflüssen werden sie mit einem Polymer ummantelt. Steigt die Temperatur über die Schmelzpunktttemperatur des Lösungsmittels in der Mikrokapsel, löst sich die Verbindung zwischen Farbstoff und organischer Säure auf und die Kapsel erscheint farblos. Die jeweilige Umschlagtemperatur lässt sich über das Hydrophobie-Hydrophilie-Gleichgewicht einstellen. Diese Mikrokapseln haben eine Größe von 1-10 µm. Die so hergestellten Pigmente sind sehr

gut miteinander mischbar. Die Mikrokapseln sind in Wasser unlöslich. Stark polare Lösungsmittel, zum Beispiel Toluol, sind für die Pigmente nicht geeignet, die Lösungsmittel zerstören die Mikrokapsel. Auch bei langer UV-Bestrahlung und Temperaturen oberhalb von 200°C werden die Pigmente zerstört. Beim Erwärmen werden die Pigmente farblos, beim Abkühlen bekommen sie ihre ursprüngliche Farbe zurück. Deshalb lassen sich thermochrome Farben sehr gut als optische Indikatoren für Temperaturen einsetzen, um schnell und unkompliziert die Oberflächentemperatur eines Objekts zu ermitteln [46].

Die Korrelation der Farbintensität mit der entsprechenden Farbumschlagstemperatur zeigt aber einen erheblichen Nachteil der thermochromen Pigmente auf. Die Intensitätsänderung der thermochromen Pigmente weist nämlich ein Hystereseverhalten zwischen ansteigender und abfallender Temperatur auf. Das heißt, bei gleicher Temperatur besitzen die thermochromen Pigmente bei einer Temperaturerhöhung einen anderen Intensitätswert als bei einer Temperaturabsenkung. Abbildung 3.2 zeigt das Hystereseverhalten der thermochromen Pigmente.



**Abbildung 3.2:** Intensitätsänderung eines Pigments um den Farbumschlagpunkt [47]

Aufgrund der auftretenden Hysterese ist es notwendig, eine Auswertungsmethode der Farbintensitätswerte zu entwickeln, die die Hysterese zwischen sich aufheizenden und abkühlenden Pigmenten berücksichtigt.

Es soll hier noch auf eine andere Form von temperaturabhängigen Materialien hingewiesen werden: die Flüssigkristalle (TLC) [48]. Diese Flüssigkristalle sind im kalten Zustand transparent und werden erst mit zunehmender Temperatur farbig. Auch diese Stoffe werden in Mikrokapseln verschlossen, da auch sie vor äußeren Einflüssen geschützt werden müssen. Da sich Flüssigkristalle schlechter zum Beschichten von runden Körpern eignen, werden sie eher zum berührungslosen Messen von Temperaturverteilungen in Flüssigkeiten oder auf ebenen Flächen angewendet und kommen für die hier verwendete Versuchsdurchführung nicht in Frage.

Da die Herstellung thermochromer Pigmente sehr aufwendig ist, sind diese über einen Chemiehändler gekauft worden. Alle verwendeten thermochromen Pigmente sind von der

Firma Worlèe-Chemie GmbH bezogen worden. Da jedes Pigment auf eine Farbumschlagtemperatur eingestellt wird, war es notwendig, mehrere Pigmente mit unterschiedlichen Umschlagstemperaturen zu erwerben. Um den nutzbaren Messbereich der Pigmente zu erhöhen, werden die Aluminiumkugeln mit einer Mischung aus verschiedenen thermochromen Pigmenten mit unterschiedlichen Umschlagstemperaturen beschichtet, siehe Tabelle 3-2.

**Tabelle 3-2:** Verwendete thermochrome Pigmente

Farbe	Umschlagtemperatur	Bezeichnung
rot	38 °C	WorlèeTherm RT38
grün	43 °C	WorlèeTherm GT43
blau	50 °C	WorlèeTherm BT50
orange	55 °C	WorlèeTherm OT55

Da sich bei einer Mischung von verschiedenen Farben die einzelnen Farbwerte vermischen und addieren, muss beachtet werden, dass die Pigmente, die zuletzt sichtbar werden, den größten Anteil an der Pigmentmischung haben, um als neue Farbe sichtbar zu werden. Dies wird notwendig, da beim Farbumschlag jedes einzelnen Pigments sich die eigene Farbe gegenüber den bereits bestehenden Farben, die den Farbumschlag bereits absolviert haben, hervorheben muss. Bei der hier verwendeten Pigmentmischung ist der Anteil der Pigmentmenge mit abnehmender Farbumschlagtemperatur verdoppelt worden. Die verwendete Pigmentmischung hat somit aus beispielsweise. 2 g orange, 4 g blau, 8 g grün und 16 g rot bestanden. Durch die Addition der sichtbar werdenden Farben mit abnehmender Temperatur verdunkelt sich die gesamte Farbmischung bis hin zu einem dunklen Violett-Ton.

Durch diese Auswahl der Umschlagstemperaturen der Pigmente wird der Temperaturbereich festgelegt, in dem die Farbintensitätsänderung stattfinden soll. Der messbare Bereich der Temperatur der Pigmentmischung liegt in diesem Fall zwischen 23°C und 54°C.

Für die Beschichtung wird die Pigmentmischung mit 200 ml eines farblosen, seidenmatten und temperaturbeständigen Wasserbasislacks der Firma Vincent (H-280-421) und 500 ml Wasser vermischt. Dadurch entstehen 700 ml einer Farbsuspension, von der ca. 400 ml mit einer Düse in eine Partikelschüttung mit 12000 Aluminiumkugeln gedüst worden sind. Durch die Wahl eines matten Lacks wird vermieden, dass die beschichtete Partikeloberfläche glänzt und somit Reflexionen, die die temperaturabhängigen Farbintensitätswerte verfälschen, entstehen.

Die Beschichtung der Kugeln mit dem thermochromen Lack erfolgt in einer Sprühwirbelschicht mit einem Wurstereinsatz. Dadurch soll eine gleichmäßige Schichtdicke von 0,1 mm gewährleistet werden. Zur Kontrolle der Schichtdicke sind stichprobenartig beschichtete Kugeln mit einer Schiebelehre vermessen worden.

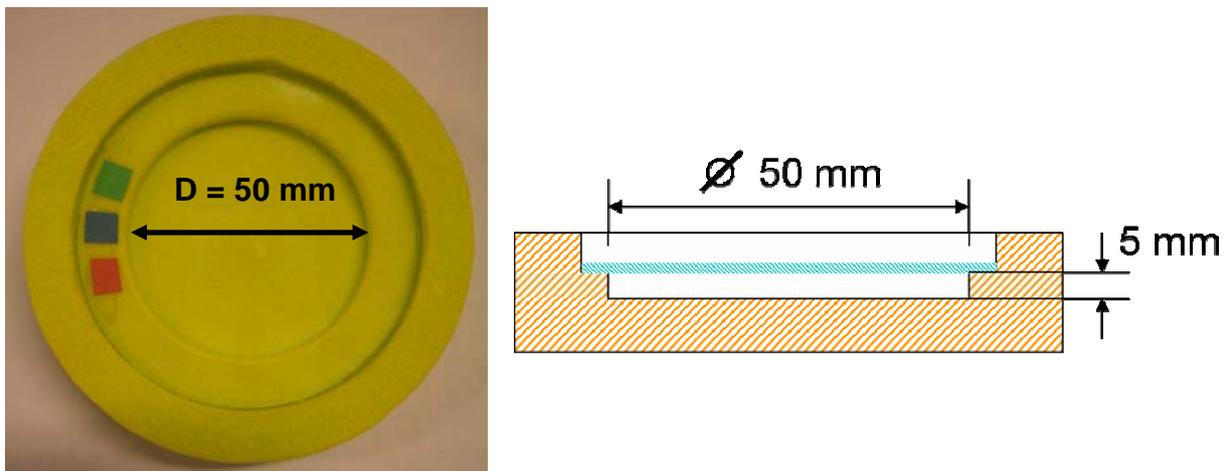
Nachdem eine geeignete Beschichtung für die Versuchspartikel gefunden worden ist, muss eine geeignete Auswahl der Versuchstrommel getroffen werden. Das Material der zur Untersuchung verwendeten Versuchstrommel sollte wärmeisolierende Eigenschaften

besitzen, um die Wärmeverluste der Schüttung so gering wie möglich zu halten. Des Weiteren sollte es eine möglichst geringe Wärmeleitfähigkeit besitzen, so dass die Wärmeleitung zwischen der Trommelwand und den Partikeln vernachlässigt werden kann. Für die Versuchstrommel, in der die Experimente durchgeführt werden, sind unterschiedliche Materialien getestet worden. In Tabelle 3-3 sind die Eigenschaften getesteter Trommelmaterialien laut Herstellerangaben dargestellt.

**Tabelle 3-3:** Materialeigenschaften der verwendeten Versuchstrommeln

<b>Polyurethan</b> (Industriematerial, ebaboard L), Werte sind Herstellerangaben der Firma EBALTA Kunststoff GmbH	Dichte	0,8 kg/m <sup>3</sup>
	Wärmeleitfähigkeit	0,03-0,45 W/mK
	Spez. Wärmekapazität	~1500 J/kgK
<b>Extrudiertes Polysterol (XPS)</b> Werte sind Herstellerangaben (styrodur® c)	Dichte	0,15-0,50 kg/m <sup>3</sup>
	Wärmeleitfähigkeit	0,03-0,04 W/mK
	Spez. Wärmekapazität	1500 J/kgK

Aufgrund der geringeren Wärmeleitfähigkeit wird Polysterol als Versuchstrommelmaterial gewählt. Für einen besseren Kontrasthintergrund für die beschichteten Partikel wird die Trommel gelb eingefärbt, siehe Abbildung 3.3.

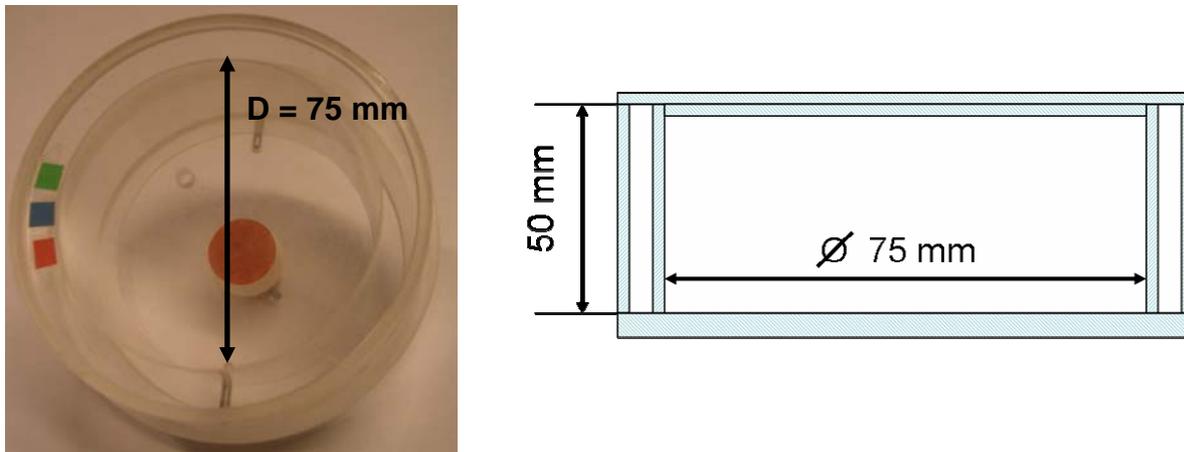


**Abbildung 3.3:** Versuchstrommel 2D

Die Versuchstrommel für die 2D-Experimente hat eine Tiefe von 5 mm und bietet somit Platz für eine Lage (Monoschicht) der beschichteten Aluminiumkugeln. Sie wird um 45° geneigt platziert. Der innere Rand der Trommel, an dem die Partikelschüttung anliegt, ist angefasst, um Schattierungen von der Trommel auf der ersten Partikellage im Randbereich zu vermeiden. Als eigentliche Versuchstrommel dient nur der innere Hohlraum der Trommel. Dieser Hohlraum wird mit einer Scheibe aus selektiertem Glas (Typ: Floatglas) der Firma Präzisions Glas & Optik GmbH mit einer Dicke von 2 mm verschlossen.

Die Versuchstrommel für die 3D-Experimente wird waagrecht in der Versuchskammer positioniert. Sie besteht aus Plexiglas, um eine gute Beleuchtung und eine gute Sicht die Partikelschüttung zu gewährleisten. Um die Trommel thermisch zu isolieren, wird ihre Seite

doppelwandig ausgeführt, siehe Abbildung 3.4. Die Versuchstrommel für die 3D-Experimente hat eine Tiefe von 50 mm und bietet somit Platz für eine Partikelschüttung mit 1200 beschichteten Aluminiumkugeln bei einer Beladung von 50 %.

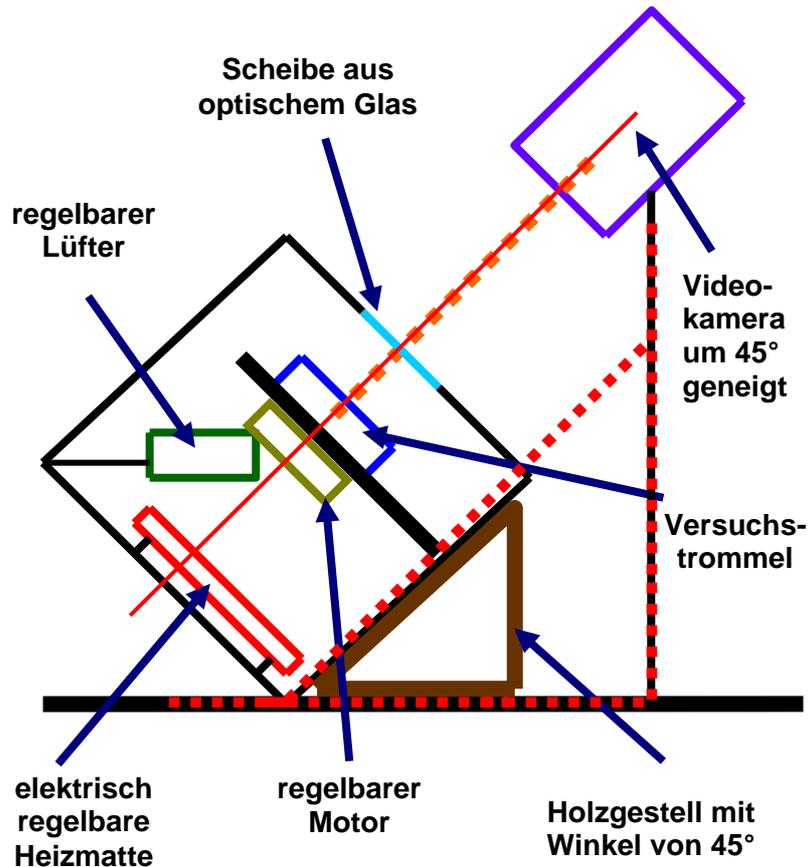


**Abbildung 3.4:** Versuchstrommel 3D

### 3.2 Versuchsapparatur

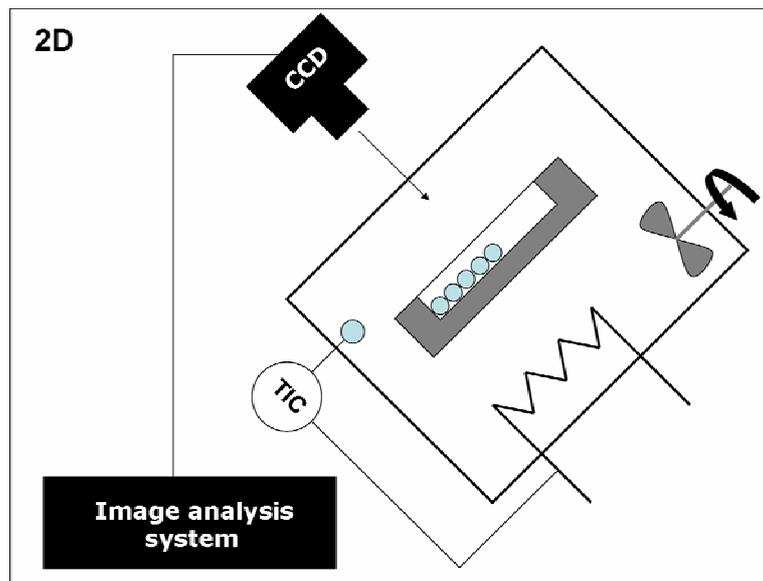
Um konstante Lichtverhältnisse in der Versuchstrommel zu garantieren, ist der Versuchsstand in einem Labor mit abgedunkelten Fenstern aufgebaut worden. In dem Labor befindet sich ein Beleuchtungsgestell RT 1 der Firma Kaiser, unter dem der Versuchsstand aufgebaut worden ist. Das Beleuchtungsgestell besteht aus zwei Lichtquellen, die unabhängig voneinander in Höhe und Ausrichtung verstellt werden können. Die Lichtquellen selbst bestehen aus jeweils zwei Osram L Tageslicht-Leuchtstoffröhren á 18 W Leistung. Unter dem Beleuchtungsgestell ist die Versuchsbox aus Plexiglas für die 2D-Versuche auf einem weiteren Gestell aus Holz in einem Winkel von  $45^\circ$  positioniert. Dieser Aufbau ist erforderlich, um eine ausreichende Beleuchtung im Inneren der 2D-Versuchstrommel zu gewährleisten. Für die 3D-Versuche ist kein zusätzliches Gestell notwendig, da sie unter demselben Beleuchtungsgestell steht.

Eine Kamera ist vor dem Beleuchtungsgestell auf einem Stativ aufgebaut und für die 2D-Untersuchungen ebenfalls um einen Winkel von  $45^\circ$  geneigt. Da die Ausrichtung der Versuchsbox und die Ausrichtung der Videokamera den gleichen Winkel zur Horizontalen besitzen, stehen sie in der gleichen Neigungsebene (rot in Abbildung 3.5). Durch diese Einstellung kann senkrecht in die Versuchstrommel gefilmt und kann so mögliche Reflexionen vor der Kamera oder in der Versuchsbox verhindert werden. Außerdem verhindert man mit dieser Konfiguration ein Verrutschen der Versuchsschüttung in der Versuchstrommel. Für die 3D-Konfiguration ist die Kamera nicht geneigt und filmt waagrecht in die Versuchsbox.



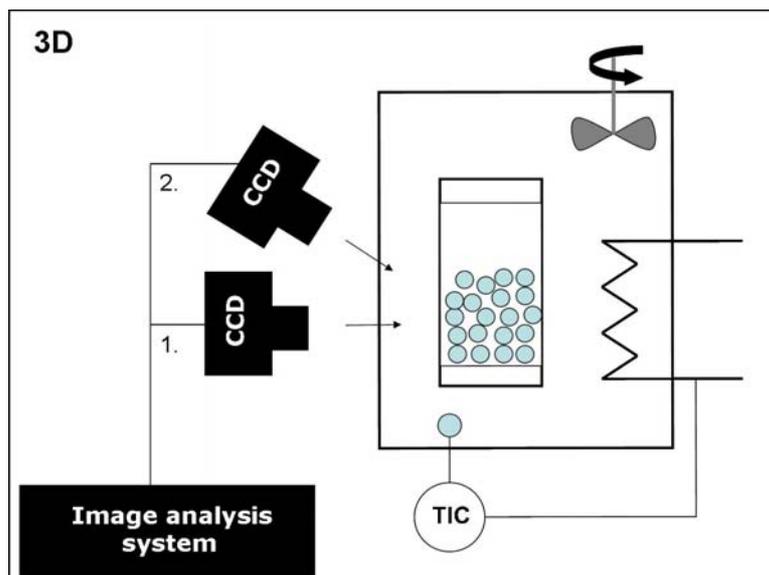
**Abbildung 3.5:** Versuchstand mit Neigungsebene für die 2D-Versuchsanordnung

Der Versuchstand besteht aus einer abgeschlossenen Plexiglasbox, in der sich die Versuchstrommel, eine regelbare elektrische Heizung sowie ein Lüfter befinden. Bei der elektrischen Heizung handelt es sich um eine 200 x 249 mm<sup>2</sup> große Silikonheizmatte der Firma Vulcanic GmbH mit einer Leistung von 200 W bei 230 V. Der Lüfter ist ein 12 V DC Brushless Fan Motor der Firma Minebea. Eine Kamera zur Bildaufnahme steht vor der Plexiglasbox. Als Heizelement wird die elektrische Heizmatte auf eine Aluminiumplatte geklebt und in der Versuchsbox positioniert. Die Heizleistung wird über einen Trafo geregelt. Der innenliegende Lüfter sorgt für eine gleichmäßige Verteilung der erwärmten Luft und somit für einen isothermen Zustand in der Versuchsbox. Die Anlage wird zusätzlich um einen DC-Getriebemotor der Firma EPH Elektronik mit einer Nennspannung von 24 V und einem Nennstrom von 2,5 A, der sich ebenfalls in der Plexiglasbox befindet, erweitert, um Untersuchungen an bewegten Schüttungen durchführen zu können. Die Versuchstrommel liegt mittig in der Plexiglasbox in einer Halterung, die mit der Welle des Motors verbunden ist. In Abbildung 3.6 ist eine Skizze der 2D-Versuchsanordnung dargestellt.



**Abbildung 3.6:** Schema der 2D-Versuchsanlage

Der Aufbau der 3D-Experimente weicht von dem 2D-Aufbau ab. Bei den 3D-Experimenten wird die Box um 45° gekippt und somit in ihre ursprüngliche Position gebracht. Die Versuchstrommel kann somit waagrecht in der Versuchsbox positioniert werden. Bei diesem Versuchsaufbau (Abbildung 3.7) kann frontal (1.) oder frontal-höhenversetzt (2.) auf die Schüttung gefilmt werden. Somit können alle Farbinformationen der sichtbaren Kugelschüttung aufgenommen werden. In Abbildung 3.7 ist eine Skizze der 3D-Versuchsanordnung dargestellt.



**Abbildung 3.7:** Schema der 3D-Versuchsanlage

Die Durchführung der Experimente in einer isothermen Plexiglasbox sorgt dafür, dass Temperaturgradienten vermieden und somit die thermischen Verluste der Versuchstrommel

an die Umgebungsluft minimiert bzw. konstant gehalten werden können. Die Temperatur in der Versuchskammer wird mittels eines in die Box integrierten 1 mm großen Mantelthermoelements des Typs K nach DIN EN 60584 der Firma Conatex in Verbindung mit der elektrischen Heizmatte geregelt. Durch die Regelung mit einem Thermoelement kann es zu Schwankungen um  $\pm 1$  K um die eingestellte Kammertemperatur kommen. Eine zusätzliche Kontrolle der Kammertemperatur erfolgt durch ein von außen eingebrachtes Quecksilberthermometer, das die Temperatur in unmittelbarer Umgebung der Versuchstrommel misst. Der Lüfter dient der permanenten Vermischung und somit gleichmäßigen Verteilung der Luft innerhalb der Box. Auf einer Seite der Plexiglasbox befindet sich eine Tür zum Hineinlegen bzw. Herausnehmen der Versuchstrommel.

Um Abweichungen der geometrischen und optischen Parameter während der Experimente zu überprüfen und somit die Reproduzierbarkeit der Versuche zu gewährleisten, ist neben der Versuchstrommel ein Kontrollstreifen platziert. Auf dem Kontrollstreifen sind die drei Grundfarben der additiven Farbmischung (rot, blau und grün) abgebildet. Bei jedem Bild werden die Kontrollstreifen auf ihren konstanten Farbwert überprüft. Abweichungen vom kalibrierten Farbwert des Teststreifens würden auf veränderte Parameter oder Einstellungen deuten. In diesem Fall müssten die durchgeführten Versuche wiederholt und eine neue Kalibrierung des Versuchsstandes durchgeführt werden.

Um die Betriebsbereitschaft der Anlage vor jeder Versuchsdurchführung herzustellen, ist es notwendig, einige Punkte zu beachten. So ist es für eine gleichmäßige Beleuchtung wichtig, die Lampen mindestens ein halbe Stunde vor Versuchsbeginn einzuschalten, um gewährleisten zu können, dass die Leuchtstoffröhren ihre Betriebstemperatur erreichen. Aufgrund des gewählten Lacks zur Beschichtung der Aluminiumpartikel mit den thermochromen Pigmenten werden die thermochrom beschichteten Aluminiumkugeln vor jedem Versuchsbeginn einmal kurz auf  $55^{\circ}\text{C}$  erwärmt und danach wieder auf Raumtemperatur abgekühlt. Damit soll erreicht werden, dass alle Kugeln die gleiche Ausgangsfarbtintensität und den gleichen Mattierungsgrad haben, um eine konstante Farbwiedergabe der Kugeln zu gewährleisten.

### 3.3 Bilderfassung

Für die Bilderfassung während der Versuche wird eine digitale Videokamera Panasonic AG-HVX 200 mit drei  $1/3$ "-CCD-Chips verwendet. Neben CCD-Chips (CCD = Charged Coupled Device) können auch CMOS-Chips (CMOS = Complementary Metal Oxide Semiconductor) eingesetzt werden. CCD-Kameras sind jedoch wesentlich lichtempfindlicher und besitzen eine bessere Dynamik. Somit liefert die CCD-Technologie eine bessere Bildqualität und kommt oft bei wissenschaftlichen Anwendungen zum Einsatz. Die Größe der Chips wird in Zoll angegeben. Neben den hier verwendeten  $1/3$ "-Chips werden in kommerziellen Filmkameras auch  $2/3$ "- und  $1/2$ "-Chips verbaut. Je größer der Chip ist, desto größer sind die einzelnen Pixel (bei jeweils gleicher Pixelzahl). Dadurch kann mehr Licht einfallen, so dass die Lichtempfindlichkeit und somit auch die Qualität der Bilder steigen.

Die Kamera ist eine „full-HD“-Kamera (HD = High Definition) und besitzt somit eine Auflösung von  $1920 \times 1080$  Pixel. Dies entspricht einem Bildformat von 16:9. Je höher die

Auflösung und damit die Pixelzahl ist, desto mehr Bildpunkte werden für den gleichen Bildausschnitt verwendet, wodurch feine Konturen besser erfasst werden können.

Die aufgenommenen Bilder werden im MXF-Format auf einer P2-Speicherkarte gespeichert. Mittels der aufgenommenen Bilder kann der Farbumschlag der thermochromen Pigmente für die spätere Auswertung am PC festgehalten werden. Um gleiche Größe, Helligkeit und Farbwiedergabe der Bilder zu gewährleisten, müssen wichtige Einstellungen der Kamera konstant gehalten werden. Das heißt, die Kamera wird ausschließlich im manuellen Modus verwendet. Alle Einstellungen der Videokamera wie Blende (Iris), Signalverstärkung (Gain), Focus, Zoom und Weißabgleich sind in Tabelle 3-4 dokumentiert. Die Positionen sämtlicher beweglicher Teile der Versuchsanlage sind vermessen und während des gesamten Messprogramms konstant gehalten worden.

**Tabelle 3-4:** Manuelle Einstellungen der Kamera und ihre Beeinflussung der Bildwiedergabe

<b>Einstellung</b>	<b>Gewählter Modus</b>	<b>Beeinflussung der Bilder</b>
Auflösung	1920x1080 Pixel	Qualität (Bildpunkte)
Weißabgleich	3200 Kelvin	Farbwiedergabe
Focus	MF Makro	Bildgröße
Zoom	28,9 mm	Bildgröße
Blende (Iris)	8.0	Helligkeit
Signalverstärkung (Gain)	0 dB	Helligkeit

Damit ist sichergestellt, dass immer die gleichen geometrischen und optischen Parameter und somit die gleichen Größen- und Lichtverhältnisse für die Versuche eingestellt werden. Bei Veränderungen der Parameter würden der Focus und der Zoom die Bildgröße, die Iris und die Signalverstärkung die Helligkeit der Bilder und der Weißabgleich die Farbwiedergabe der Bilder beeinflussen.

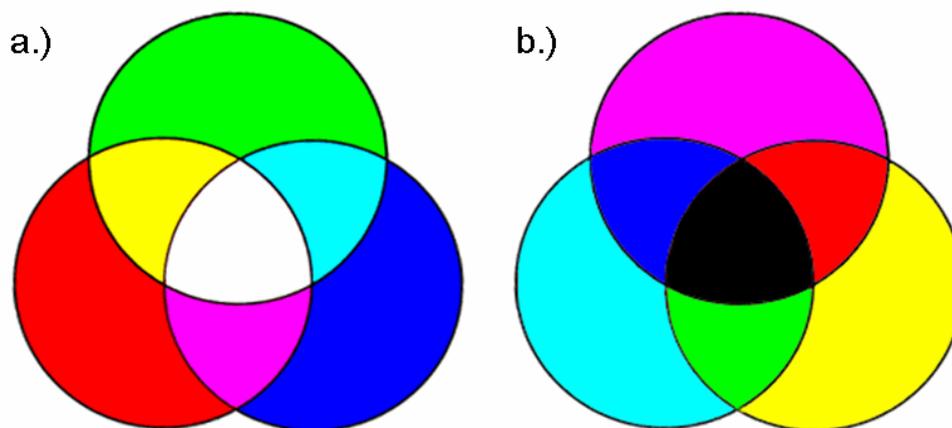
Die Kamera befindet sich auf einem Stativ, das so ausgerichtet ist, dass sie immer senkrecht auf die Versuchstrommel filmt, um Spiegelungen zu vermeiden.

### 3.4 Farbraummodelle

Um die durch die Kamera aufgenommenen Farbintensitäten auszuwerten, ist es notwendig, sich mit den Eigenschaften der Farbe zu beschäftigen. Um eine optimale Auswertung der Farbintensitäten und somit eine genaue Korrelation mit der entsprechenden Partikeltemperatur zu erhalten, ist die Wahl eines Farbraums, in dem die Farbintensitäten ausgewertet werden sollen, von großer Bedeutung. Ein Farbraum ist eine Menge von Farben, die von einem Ein- oder Ausgabegerät (Scanner, Bildschirm, Drucker usw.) oder unter spezifischen Bedingungen erkannt bzw. dargestellt werden kann. Die Farben eines Farbraumes werden durch ein Farbraumssystem quantifiziert. Ein Farbraumssystem ist ein Koordinatensystem, in dem die einzelnen Farben durch Basiskoordinaten auf verschiedenen Achsen charakterisiert werden. Bedingt durch den Aufbau des menschlichen Auges, sind dies bei den für den menschlichen Betrachter gedachten Systemen in den allermeisten

Fällen drei Achsen. Häufig werden ein Farbraumsystem und der entsprechende Farbraum, auf dem das System basiert, nicht unterschieden, sondern zusammengefasst als Farbraummodell bezeichnet.

Man unterscheidet zwischen additiven und subtraktiven Farbräumen [49, 50]. Bei additiven Farbräumen findet eine additive Mischung von Emissionsfarben statt (beispielsweise beim Farbfernsehen). Eine additive Mischung kann man durch drei in den Grundfarben strahlende Lichtquellen erreichen, die eine weiße, diffus (also in alle Richtungen gleichmäßig) reflektierende Fläche beleuchten und sich dort überlappen. Durch Variation der Intensitäten der drei Lichtquellen lässt sich dann nahezu jeder beliebige Farbeindruck in der Überlappungszone erzielen. Meist wählt man rot, grün und blau als Grundfarben. Bei subtraktiven Farbräumen findet eine subtraktive Mischung von Körperfarben statt, die Grundlage der Farbfotografie und des Farbdrucks ist. Eine subtraktive Mischung lässt sich erzeugen, indem man einen weißen Lichtstrahl nacheinander durch drei Farbfilter treten lässt, für die man üblicherweise cyan, magenta und gelb (die Komplementärfarben von rot, grün und blau) wählt. Durch Variation der Transmissivität der Filter lassen sich dann ebenfalls unterschiedliche Farbeindrücke erzeugen. In ähnlicher Weise geht man beim Farbdruck vor, indem man zur Darstellung eines Farbbildes drei verschiedene Farbauszüge übereinander druckt. Zur Verbesserung des Kontrasts wird oft schwarz als vierter Farbauszug hinzugenommen. Hier wird der Farbeindruck durch reflektiertes Licht, also durch Körperfarben gewonnen. In Abbildung 3.9 sind beide Arten der Farbmischung dargestellt.



**Abbildung 3.9:** Farbmischung [49]

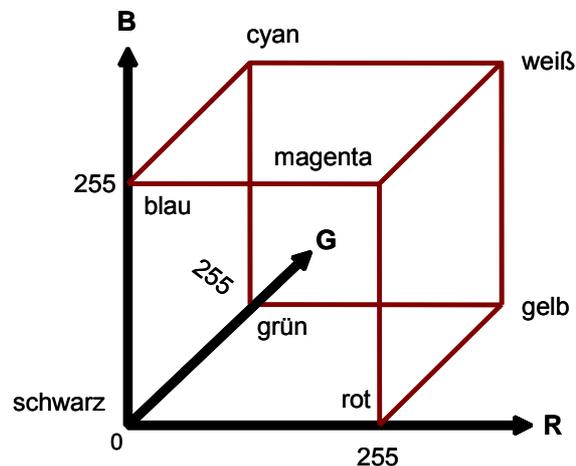
- a) Additive Farbmischung (Mischung von Lichtfarben)
- b) Subtraktive Farbmischung (Mischung von Körperfarben)

Mit Hilfe eines Farbraummodells findet eine objektive Beschreibung von Farben durch drei Komponenten unabhängig von der menschlichen Wahrnehmung statt. Dadurch wird Farbe quantifizierbar gemacht. Verschiedene Farbraummodelle können ineinander umgerechnet werden, wenn die Farben in beiden Farbräumen vorhanden sind. Ein Farbraum besteht aus einem Koordinatensystem und einem Unterraum, wo jede Farbe als ein Punkt repräsentiert wird [51].

Es gibt eine große Anzahl verschiedener Farbraummodelle, zum Beispiel RGB, CYMK, HSI, HSV, CIE oder YUV. Jedes Modell hat seine spezifischen Anwendungsgebiete (Computer, Drucker, Grafikdesign), d.h., keines dieser Modelle würde als generelles Modell den Anforderungen aller Anwendungen genügen [50]. Mögliche Farbraummodelle, die für die Auswertung der Farbintensitäten der Experimente in Frage kommen, sollen hier näher erläutert werden. Dies sind das RGB- sowie das HSI-Farbraummodell.

**RGB-Modell:** Beim RGB-Modell (RGB = Red, Green, Blue) handelt es sich um ein additives Farbmodell, bei dem eine Farbe jeweils durch ihren Rot-, Grün- und Blauanteil beschrieben wird. Jede dieser drei Grundfarben kann Werte zwischen 0 und 255 annehmen. Der RGB-Farbraum umfasst jedoch nur einen Teil aller sichtbaren Farben.

Zur Darstellung des RGB-Modells wird ein orthogonales Koordinatensystem verwendet, wobei jede der drei Achsen jeweils eine Grundfarbe repräsentiert [50]. Man erhält einen Würfel (= Unterraum, siehe oben) wie ihn Abbildung 3.10 zeigt.



**Abbildung 3.10:** Der RGB-Farbraum im Koordinatensystem

Die Ecken des Würfels repräsentieren die drei additiven Primärfarben (rot, grün, blau), die drei subtraktiven Primärfarben (cyan, magenta, gelb) sowie weiß und schwarz. Alle anderen Farben sind Punkte innerhalb des Würfels, wobei sämtliche Graustufen (unbunte Farben) auf der Verbindungslinie zwischen schwarz ( $R = G = B = 0$ ) und weiß ( $R = G = B = 1$ ) liegen [50].

Das RGB-Modell ist nicht intuitiv, d.h., man kann eine Farbe aus den Anteilen der Primärfarben rot, grün und blau kaum vorhersagen. Für die Bearbeitung von Bildern ist es daher ungeeignet.

**HSI-Modell:** Beim HSI-Modell (HSI = Hue, Saturation, Intensity) wird eine Farbe jeweils durch ihren Farbton (Hue), ihre Sättigung (Saturation) sowie ihre Intensität (Intensity) beschrieben. Dieses Modell ähnelt der menschlichen Art, Farben wahrzunehmen. Dadurch ist es für uns leichter, die Komposition einer Farbe nachzuempfinden [49]. Zur Darstellung des HSI-Modells wird ein Doppelkegel mit kreisförmigem Querschnitt, wie er in Abbildung 3.11 dargestellt ist, verwendet. Der Farbton (Hue) dient zur Farbunterscheidung. Er legt die

Position einer Farbe entlang des Umfangs des Kreises fest ( $0^\circ/360^\circ = \text{rot}$ ,  $120^\circ = \text{blau}$ ,  $240^\circ = \text{grün}$ ). Die dazwischen liegenden Werte entsprechen den additiven Farbmischungen aneinandergrenzender Farben. Unbunte Farben wie weiß, grau und schwarz haben keine Hue-Komponente, da sie direkt auf der Achse liegen. Die Sättigung (Sat) wird durch den Radius des Kegels festgelegt. Sie beschreibt die spektrale Reinheit einer Farbe und ist somit ein Maß für die Trübheit der Farbe. Der Grad der Sättigung wird in Prozent ausgedrückt:  $0\% = \text{keine Farbsättigung}$  (auf der Zylinderachse),  $100\% = \text{volle Farbsättigung}$  (auf Außenrand des Zylinders). Eine Farbe wirkt umso grauer, je geringer ihre Sättigung ist, d.h., auf der Zylinderachse sind alle Farben unbunt. Die Intensität wird durch die Höhe des Kegels festgelegt und beschreibt die Helligkeit des Lichts. Die Helligkeit bezieht sich auf die Weiß- und Schwarzanteile in einer Farbe. Auch sie wird in Prozent ausgedrückt: von  $100\%$  (nur weiß) bis  $0\%$  (nur schwarz). Bei  $50\%$  Helligkeit erhält man den reinsten Farbton [49].

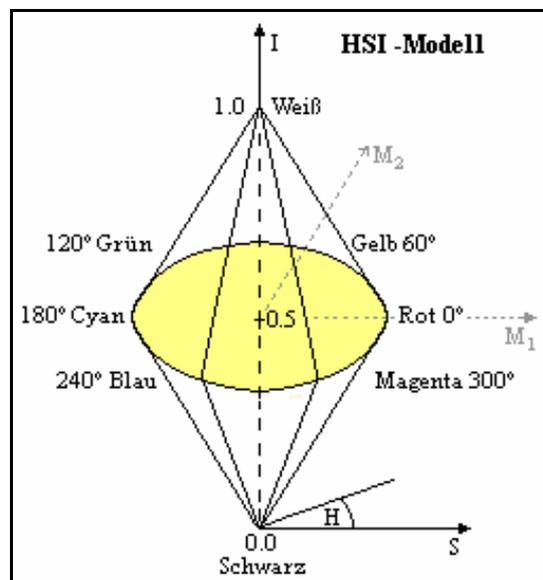


Abbildung 3.11: Der HSI-Farbraum [49]

### 3.5 Auswertungssoftware und Methoden

Die während der Versuche aufgenommenen Bilder werden von der Kamera im MXF-Format auf einer P2-Speicherkarte gespeichert. Diese P2-Karte speichert hochauflösende Bilder (HD) und gehört zur Ausstattung der Videokamera. Da das MXF-Format von der verwendeten Auswertungssoftware nicht gelesen werden kann, werden die Bilder mit Hilfe des Programms „Raylight Release“ der Firma DVFilm in das AVI-Format umgewandelt.

Die Auswertung der Versuche erfolgt mit Hilfe zweier Programme: dem Bildanalyseprogramm „AnalySiS 5 pro“ von Olympus sowie mit einem im Rahmen dieser Arbeit in Matlab geschriebenen Programm zur Korrelation der Farbintensitätswerte mit der Temperatur [12].

Die Software „AnalySiS 5 pro“ ist ein Bildanalyseprogramm, das eine große Anzahl an Analyseparametern zur Verfügung stellt. Für die in dieser Arbeit durchgeführten Versuche wird aufgrund der Farbveränderung der Pigmente bei einer Temperaturänderung die

Farbintensität als zu analysierender Parameter gewählt. Die Farbintensität ist eine der drei Koordinaten im HSI-Farbraum und ist ein Maß für die Intensität der Farbe. Mit Hilfe des Programms werden die Farbwerte jedes Partikels sowie des Teststreifens bestimmt.

Die Korrelation des Farbwerts mit der entsprechenden Temperatur und weitere statistische Auswertungen der Versuche erfolgen mittels des im Rahmen dieser Arbeit geschriebenen Matlab-Programms. Mit Hilfe einer durchgeführten Kalibrierung der Farbintensitäten kann mit diesem Programm zu jedem Farbintensitätswert eines Partikels die entsprechende Temperatur ermittelt werden. Zunächst werden die Kalibrierdaten in das Programm eingelesen und durch eine Polynomfunktion angepasst. Da die thermochromen Pigmente Hystereseverhalten zeigen, erhält man zwei Kurven: eine für die Partikel, die sich aufheizen, und eine für die Partikel, die sich abkühlen. Anschließend werden die ermittelten Farbintensitätswerte der einzelnen Partikel aus den Temperaturnausgleichsversuchen eingelesen und ausgewertet. Mittels der Polynomfunktionsparameter werden dann den Farbintensitätswerten der Partikel die entsprechenden Temperaturen zugeordnet. Für diese Temperaturzuordnung ist es erforderlich zu wissen, welche Partikel sich gerade aufheizen oder abkühlen.

Außerdem ist es notwendig gewesen, eine Auswertungsmethode zu finden, die sowohl für ruhende als auch für bewegte Schüttungen angewendet werden kann. Aus den dann ermittelten Temperaturen jedes einzelnen Partikels kann die Temperaturverteilung in der Schüttung bestimmt werden. Mehrere Möglichkeiten zur Temperaturzuordnung der bestimmten Farbwerte können angewendet werden.

**Methode 1:** Hier wird vorausgesetzt, dass die Positionen der Kugeln bekannt sind. Somit weiß man genau, welche Kugeln sich abkühlen bzw. aufheizen, und kann die Intensität und somit die Temperatur der Kugeln dementsprechend zuordnen. Diese Methode ist daher die genaueste Methode. Sie ist unabhängig von der Anzahl der kalten bzw. warmen Partikel. Die Anzahl der sich aufheizenden bzw. sich abkühlenden Partikel ist konstant. Die Methode hat jedoch den Nachteil, dass sie nicht auf bewegte Schüttungen anwendbar ist, da durch die Bewegung der Kugeln deren Position nicht mehr nachvollzogen werden kann.

**Methode 2:** Es wird aus allen Intensitätswerten der Mittelwert gebildet. Danach werden die Intensitätswerte der einzelnen Kugeln mit diesem verglichen. Liegt der Intensitätswert einer Kugel unter dem Mittelwert, so wird angenommen, dass sich diese Kugel aufheizt. Liegt er über dem Mittelwert, so wird von einer Abkühlung des Partikels ausgegangen. Der Vorteil dieser Methode ist, dass die Position der Kugeln nicht bekannt sein muss und sie somit auch auf bewegte Schüttungen angewendet werden kann. Es zeigt sich allerdings, dass sich bei einer Partikelschüttung aus beispielsweise 35 warmen und 35 kalten Partikeln die anfängliche Fraktionierung der sich aufheizenden bzw. abkühlenden Partikel nach der Aufteilung verschieben kann. Der Mittelwert ermöglicht also keine eindeutige Trennung der Intensitätswerte. Insbesondere Partikel mit einem Intensitätswert nahe dem Mittelwert werden häufig der falschen Partikelfraktion zugeordnet.

**Methode 3:** Zu jedem Zeitpunkt werden die Intensitätswerte der Partikel sortiert. Bei einer Anzahl von anfänglich bspw. 35 kalten Kugeln kann also eindeutig bestimmt werden, dass sich die Kugeln mit den 35 kleinsten Intensitätswerten aufheizen. Die restlichen Kugeln kühlen sich ab. Auch bei dieser Methode muss die Position der einzelnen Kugeln nicht

bekannt sein, und sie kann somit auf bewegte Schüttungen angewendet werden. Ein weiterer Vorteil ist, dass diese Methode für eine beliebige Anzahl von sich aufheizenden bzw. abkühlenden Kugeln genutzt werden kann. Der Unterschied zu Methode 2 ist, dass die anfängliche Fraktionierung in kalte und warme Kugeln bei dieser Methode konstant bleibt, während sie bei Methode 2 variieren kann. Da es aber durch Messabweichungen mit der Zeit zu einer Überlagerung der Intensitäten kommen kann, kann es passieren, dass die Einteilung in warme und kalte Kugeln durch Sortierung der Intensitätswerte nicht hundertprozentig korrekt ist.

Methode 1 wäre die schnellste und einfachste Lösung des Problems. Da aber auch durchmischte Schüttungen untersucht werden sollen und nicht an jedem Messpunkt die Koordinaten der einzelnen Partikel zur Verfügung stehen, ist Methode 3 gewählt worden. Ein Vergleich der Ergebnisse aller drei Methoden ist im Anhang A10 zu finden.

## 3.6 Kalibrieren

### 3.6.1 Ermittlung von Kalibrierkurven

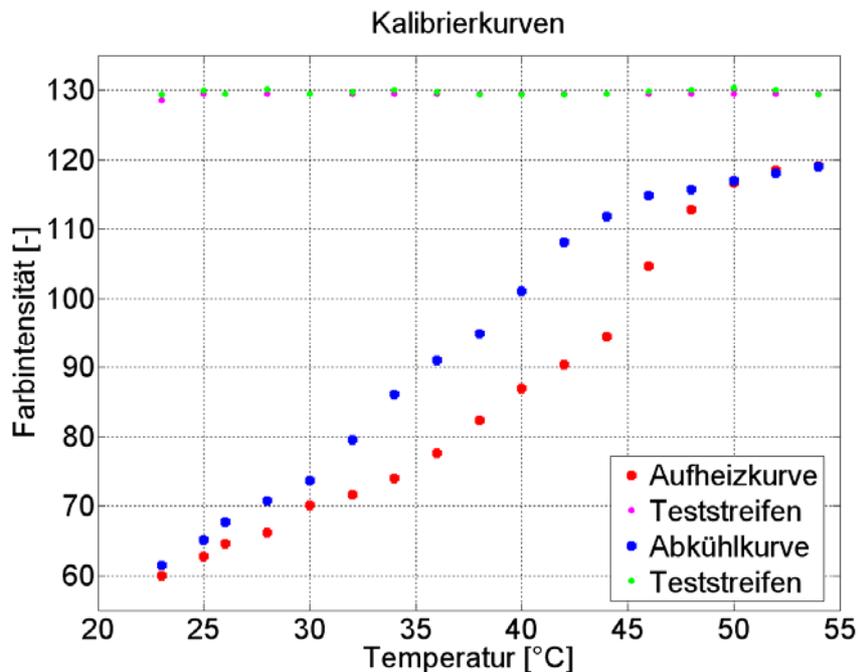
Um den ermittelten Farbintensitätswerten die entsprechenden Temperaturen zuzuordnen zu können, muss eine Kalibrierung mit der jeweils korrelierenden Temperatur vorgenommen werden. Zu diesem Zweck sind Kalibrierungsexperimente im Versuchstand bei festgelegten Temperaturen durchgeführt worden.

Aufgrund des Hystereseverhaltens der thermochromen Pigmente ergeben sich je nachdem, ob sich die Partikel erwärmen oder abkühlen, unterschiedliche Farbintensitätswerte. Deshalb muss der Intensitätsverlauf sowohl für den Aufheizvorgang als auch für den Abkühlvorgang ermittelt werden. Der Temperaturbereich, in dem die Kalibrierung durchgeführt wird, wird so gewählt, dass er den kompletten Temperaturbereich des Farbumschlags der thermochromen Pigmentmischung abdeckt. Für die Kalibrierung ist es erforderlich, die Temperatur möglichst genau und in kleinen Schritten regeln zu können. Für diese Zwecke ist die in der Plexiglasbox installierte elektrische Heizmatte ungeeignet, da zwar eine kontrollierbare Aufheizung der Partikel gewährleistet werden kann, aber keine kontrollierte Abkühlung. Um trotzdem eine Kalibrierung vornehmen zu können, wird die Versuchsanordnung um eine Heizschlange aus Kupfer ergänzt, die durch ein Kühlmittel temperiert werden kann.

Die Versuche werden mit 70 Aluminiumkugeln durchgeführt, die sich in der 2D-Versuchstrommel befinden. Die Kugelanzahl entspricht dem Befüllungsgrad der Versuchstrommel bei einem Temperaturnausgleichsexperiment. Die Versuchstrommel, die mit der Scheibe aus optischem Glas abgedeckt und mit dem Kontrollstreifen versehen ist, wird in der Plexiglasbox positioniert, um die gleichen Ausgangsparameter wie bei den Temperaturnausgleichsversuchen zu gewährleisten.

Zuerst werden die Intensitätswerte beim Aufheizen der Kugeln bestimmt. Hierfür wird die Temperatur in der Plexiglasbox zunächst auf die Ausgangstemperatur von 23°C geregelt. Anschließend wird die Temperatur in 2 K-Schritten bis auf die Endtemperatur von 54°C erhöht, siehe Abbildung 3.12. Nach jeder neu eingestellten Temperatur ist darauf zu achten, dass sich die Aluminiumkugeln und die Apparatur der eingestellten Temperatur angleichen

können. Dies wird durch eine festgelegte Verweilzeit von einer Stunde gewährleistet. Bei jeder neu eingestellten Temperatur werden mit der Kamera im One-Shot-Modus drei Bilder der Schüttung aufgenommen. Aus diesen drei Bildern wird das Bild ausgewertet, in dem der Intensitätswert des Teststreifens dem Intensitätswert der Teststreifen der gesamten Versuche am ähnlichsten ist. Es ist notwendig, die Intervalle für die spätere Kurvenanpassung nicht zu groß werden zu lassen, deshalb erfolgt die Wahl der Temperaturschritte so eng wie möglich. Die Ermittlung der Kurve für das Abkühlverhalten der thermochromen Pigmente gestaltet sich analog. Die Temperatur der Box ist zunächst auf die Ausgangstemperatur von 54°C geregelt und dann in 2 K-Schritten bis auf 23°C abgekühlt worden, siehe Abbildung 3.12. Auch hier werden die Bilder im One-Shot-Modus aufgenommen und als Film gespeichert. Die Temperaturen und die dazu ermittelten Farbwerte werden dann in das Matlab-Programm eingelesen und in einem Diagramm aufgetragen [12].

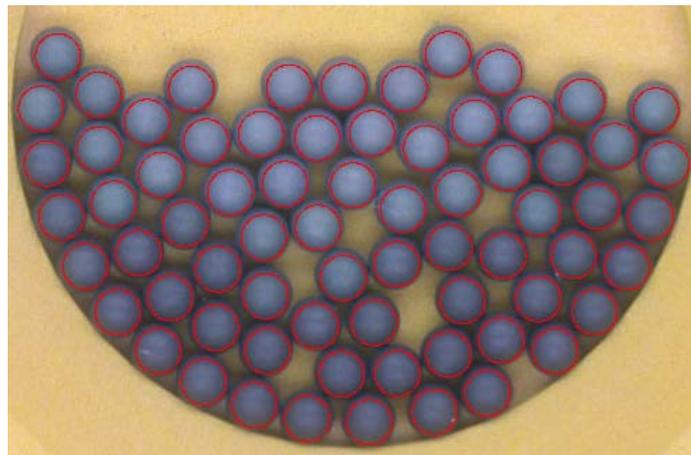


**Abbildung 3.12:** Kalibrierkurven und Kontrollwerte: Farbintensität als Funktion der Temperatur

Der Temperaturbereich, in dem der Farbumschlag der verwendeten thermochromen Pigmentmischung stattfindet, erstreckt sich von ca. 23°C bis 54°C. Oberhalb bzw. unterhalb dieser Temperaturen ändern sich die Farbe und somit auch die Intensität der Pigmentmischung kaum noch, deshalb wird dort das Ende des Messbereichs der Pigmentmischung definiert. Innerhalb des Temperaturbereichs steigen die Intensitätswerte der Schüttung mit zunehmender Temperatur kontinuierlich an. Die Höhe der Intensitätswerte wird von den thermochromen Pigmenten bestimmt. Je höher die Intensität eines Partikels ist, desto heller ist seine Farbe. Im Allgemeinen können Farbtöne Werte zwischen 0 und 256 annehmen, wobei 0 für komplett schwarze und 256 für komplett weiße Oberflächen steht. Auch das Hystereseverhalten der thermochromen Pigmentmischung wird in Abbildung 3.12 sehr gut sichtbar. Die Farbintensitätswerte der Pigmentmischung nehmen beim Aufheizen

der Partikel einen anderen Wert an als beim Abkühlen der Partikel. Des Weiteren kann man sehr gut erkennen, dass die Farbwerte des Kontrollstreifens während der gesamten Kalibrierung konstant bleiben. Sie liegen sowohl für den Aufheizvorgang als auch für den Abkühlvorgang bei einem Wert von ca. 129. Die Farbwerte des Teststreifens sind die Grundlage dafür, ob die anschließend durchgeführten Temperaturnausgleichsversuche ausgewertet werden können.

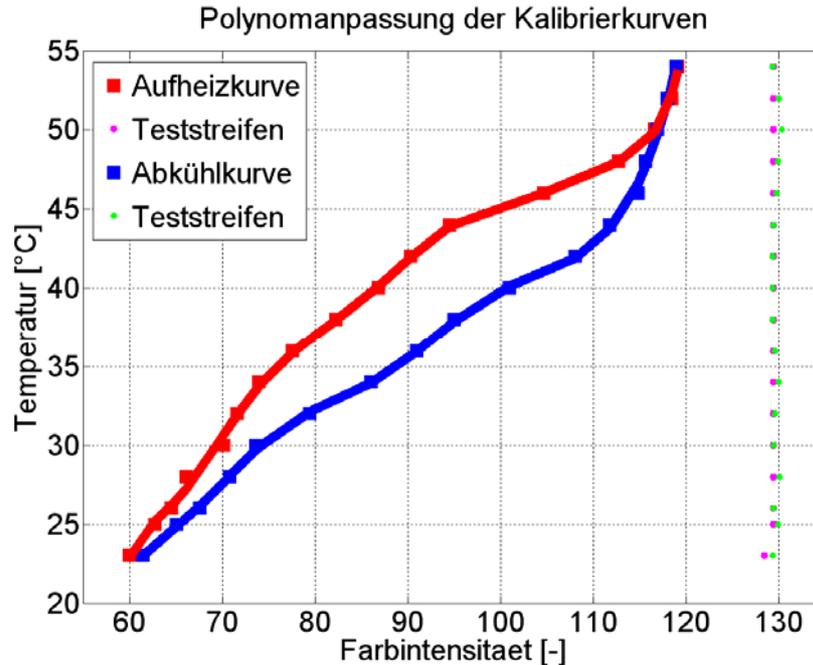
Mit Hilfe von sogenannten Regions of Interest (ROI) werden die mittleren Farbwerte der einzelnen Partikel mit dem Bildanalyseprogramm „AnalySiS 5 pro“ von Olympus ausgewertet. Dabei werden auf die Partikel kreisrunde Masken mit konstanter Pixelanzahl gelegt, rot in Abbildung 3.13 dargestellt.



**Abbildung 3.13:** Partikelschüttung mit ROI

Diese Masken gewährleisten einen konstanten Informationsgehalt aller ausgewerteten Partikel aufgrund der konstanten Pixelanzahl. Die mittleren Farbwerte der ROI werden bestimmt und in eine Tabelle abgelegt. Die gewonnenen Daten werden dann in das Matlab-Programm eingelesen. Mit Hilfe der Funktion „polyfit“ wird je eine Kurvenanpassung für die Aufheizkurve und eine für die Abkühlkurve durchgeführt. Hierfür werden die Koordinatenachsen vertauscht, um die Berechnung der Temperatur zu vereinfachen. Die zu berechnende unbekannte Größe, also die Temperatur, muss auf der y-Achse liegen. Die Ergebnisse der Polynomfunktion sind in Abbildung 3.14 dargestellt.

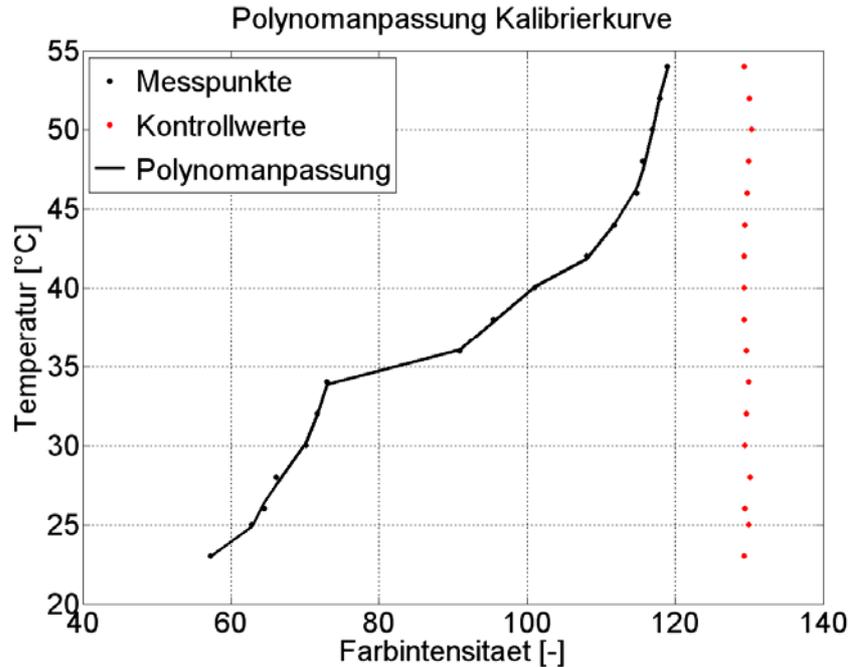
Mit den hierbei ermittelten Polynomfunktionsparametern kann nun zu jeder beliebigen Intensität die entsprechende Temperatur ermittelt werden. Die erstellten Kalibrierkurven können somit für die Auswertung der Temperaturnausgleichsversuche genutzt werden. Somit ist es nun möglich, den gemessenen Farbwerten der Partikel die entsprechende Temperatur zuzuordnen. Im Anhang sind die Messpunkte für die Kalibrierung und die Koeffizienten für die Polynomfunktion dargestellt.



**Abbildung 3.14:** Kalibrierkurven, Polynomianpassung und Kontrollwerte: Temperatur als Funktion des Farbwerts

### 3.6.2 Vereinfachung der Kalibrierkurven

Aufgrund der gewählten Methode zur Bestimmung der Temperatur aus den ermittelten Farbwerten, bei der an jedem Messpunkt die Farbwerte der Partikel sortiert werden, kann es zu Überschneidungen aufgrund von Fehlzuordnungen kommen. Da angenommen wird, dass sich bei einer Partikelschüttung aus 70 Partikeln die Partikel mit den 35 kleinsten Farbintensitätswerten aufheizen und dementsprechend sich die Partikel mit den restlichen 35 Farbintensitätswerten abkühlen, kommt es beim Erreichen der kalorischen Mischtemperatur der Schüttung zu Überschneidungen zwischen dem mittleren Farbintensitätswert der warmen und dem mittleren Farbintensitätswert der kalten Kugeln. Diese Überschneidungen treten aufgrund der zwei Kalibrierkurven auf. Dabei werden kalte Kugeln den warmen Kugeln zugeordnet und umgekehrt. Dadurch kommt es zu größeren bzw. kleineren Temperaturmittelwerten der beiden Partikelfraktionen, in deren Folge sich die mittleren Temperaturen der beiden Partikelfraktionen überschneiden. Um dieser Überschneidung entgegenzuwirken, werden die zwei Kalibrierkurven zu einer einzigen Kalibrierkurve zusammengefasst. Diese vereinfachte Kalibrierkurve setzt sich aus dem ersten Abschnitt der Aufheizkalibrierkurve (23°C bis 34°C) und dem ersten Abschnitt der Abkühlkalibrierkurve (54°C bis 36°C) zusammen. Dabei wird der erste Abschnitt der Aufheizkurve mit dem ersten Abschnitt der Abkühlkurve kombiniert, siehe Abbildung 3.15. Dies kann man machen, da es sicher ist, dass abkühlende Partikel keine Temperaturen kleiner als die kalorische Mitteltemperatur der Schüttung und aufheizende Partikel keine Temperaturen größer als die kalorische Mitteltemperatur der Schüttung annehmen. Somit entfallen die zweiten Kurvenabschnitte der Aufheiz- und Abkühlkalibrierkurve. Aus den zwei Polynomen aus Aufheizen und Abkühlen wird ein einziges Polynom.



**Abbildung 3.15:** Vereinfachte kombinierte Kalibrierkurve, Polynomanpassung und Kontrollwerte

Aufgrund dieser Festlegung kommt es zu einer eindeutigen Zuordnung eines Temperaturwerts zu jedem Farbwert. Das Auftreten von Überschneidungen der beiden mittleren Temperaturen der beiden Partikelfractionen kann somit verhindert werden.

Da ein Kalibriervorgang 32 Stunden dauert, wird immer nur eine Kalibrierung vor jeder Testreihe durchgeführt. Ein Vergleich der durchgeführten Kalibrierungen ist nicht möglich, da bei jeder Testreihe mindestens ein Parameter verändert worden ist. Da schon die kleinste Veränderung eines Parameters Auswirkungen auf die aufgezeichneten Farbintensitäten hat, kann somit eine Reproduktion der Kalibrierversuche nicht dargestellt werden. Die in dieser Arbeit dargestellten Versuche sind in einer Testreihe durchgeführt worden und werden somit alle von der dargestellten Kalibrierkurve ausgewertet. Somit wird sichergestellt, dass die dargestellten Versuche miteinander vergleichbar sind.

Zur Auswertung der durchgeführten Versuche wird im nachfolgenden Kapitel die vereinfachte Kalibrierkurve (Abbildung 3.15) benutzt. Im Anhang sind die Messpunkte für die Kalibrierung und die Koeffizienten für die Polynomfunktion dargestellt.

### 3.7 Allgemeine Versuchsauswertung

#### 3.7.1 Temperatenausgleichsversuche an ruhenden 2D-Schüttungen

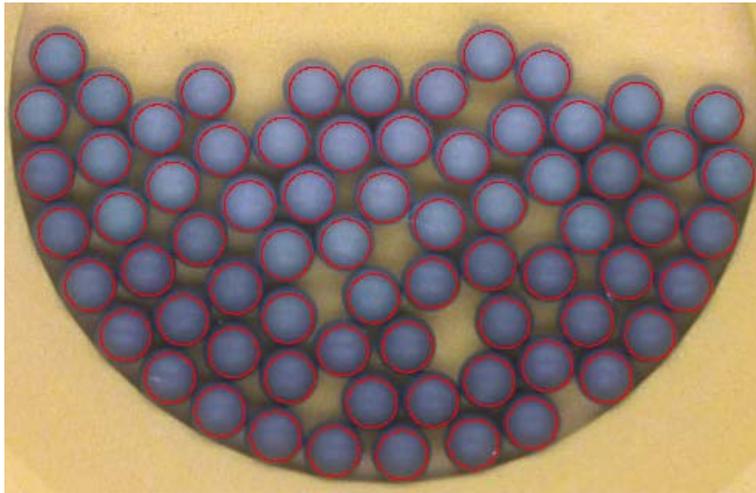
Um den thermischen Ausgleichsprozess in einer Partikelschüttung aus thermochrom beschichteten Aluminiumkugeln zu untersuchen, werden 35 kalte Kugeln (25°C) und 35 warme Kugeln (50°C) in der 2D-Versuchstrommel aus Styropor angehäuft, so dass sich

insgesamt 70 Kugeln in der Versuchstrommel befinden. Alle Experimente mit ruhender 2D-Schüttung werden wie folgt durchgeführt:

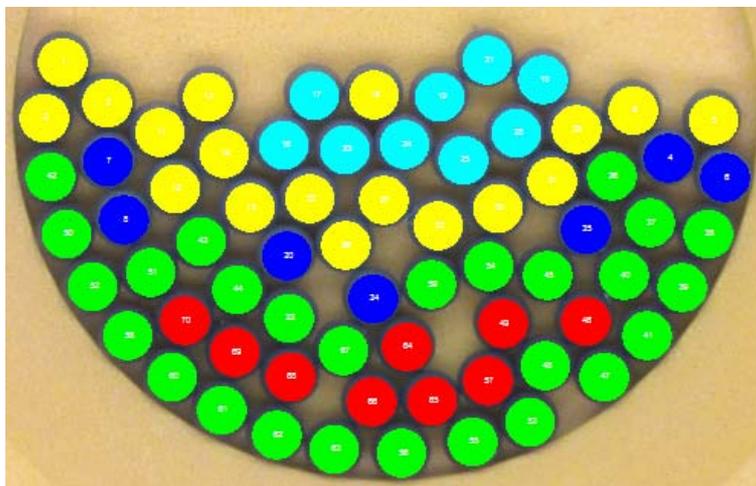
- Zunächst wird die Temperatur in der Plexiglasbox auf die gewünschte Versuchstemperatur (Kammertemperatur um die Versuchstrommel) geregelt und die Versuchstrommel in die Box hineingelegt, damit auch die Versuchstrommel die Kammertemperatur annimmt.
- Nachdem die Temperatur in der Box konstant ist, werden die Kugeln auf ihre jeweilige Temperatur eingestellt. Hierfür werden zwei Thermostate verwendet. Die jeweils 35 Kugeln werden in zwei Glaskolben gegeben, die in die Thermostate getaucht werden. Der Thermostat der kalten Kugeln wird auf 23°C geregelt, 2 K geringer als die Solltemperatur. Der Thermostat der warmen Kugeln wird auf 53°C geregelt, 3 K höher als die Solltemperatur. Die Abweichung der Thermostatterperatur von der Solltemperatur soll auftretende Wärmeverluste bzw. -gewinne beim Umfüllen der Kugeln in die Versuchstrommel ausgleichen. Die Glaskolben (mit Versuchspartikeln) müssen für mindestens 15 min im Wasserbad bleiben, um zu gewährleisten, dass sich die gewünschte Temperatur der Versuchspartikel eingestellt hat.
- Nach Erreichen der Starttemperaturen werden die kalten und die warmen Aluminiumkugeln mit Hilfe eines Trichters nacheinander in die Versuchstrommel gefüllt, die kurz zuvor aus der Plexiglasbox genommen wird. Die Versuchstrommel wird nun mit der Scheibe aus optischem Glas abgedeckt und mit dem Kontrollstreifen wieder in die Plexiglasbox gelegt. Anschließend wird die Bildaufnahme mit der Kamera gestartet.
- Der Vorgang vom Herausnehmen der Versuchstrommel aus der Plexiglasbox bis zum Starten der Kamera dauert in der Regel ca. 60 s. Die Wärmeverluste der Plexiglasbox während des Befüllvorgangs werden vernachlässigt, da die Temperatur in der Box nach dem Schließen der Box wieder den vorher eingestellten Wert annimmt. Die Versuche laufen so lange, bis keine sichtbare Farbveränderung mehr zu erkennen ist. Bei den Temperatenausgleichsversuchen wird der Intervallmodus für die Aufnahmen gewählt. Für die Versuche mit ruhender Schüttung wird der Intervallmodus auf 30 s eingestellt.
- Die aufgenommenen Bilder eines Versuchs werden von der Kamera als Film im MXF-Format gespeichert und müssen in das AVI-Format umgewandelt werden. Hierfür wird das kommerzielle Programm „Raylight Release“ der Firma DV Film verwendet. Der Film im AVI-Format wird mit der Bildauswertungssoftware „AnalySiS 5 pro“ bearbeitet.
- Zuerst wird der Intensitätswert des Teststreifens der einzelnen Bilder ermittelt und mit dem Wert aus der Kalibrierung verglichen. Hierfür werden ROI auf die jeweiligen Testfelder gelegt und diese zusammen detektiert. Man erhält einen mittleren Intensitätswert aller Testfelder.
- Stimmen die Intensitätswerte des Testfelds mit denen der Kalibrierung überein, wird der Versuch ausgewertet. Ansonsten wird der Versuch verworfen. In einzelnen Fällen können die ermittelten Intensitätswerte an die kalibrierten Werte angepasst

werden. Auf Versuche mit angepassten Farbintensitätswerten wird in dieser Arbeit aber nicht weiter eingegangen.

- Zur Bestimmung des Intensitätswerts jeder Einzelkugel wird manuell eine ROI in Form eines Kreises auf jedes Partikel gelegt. Anschließend werden die ROI auf ihren Farbintensitätswert detektiert und in 8 gleich große Intensitätsklassen zwischen dem kleinsten und größten Farbintensitätswert der Kalibrierung eingeteilt (Abbildungen 3.16, 3.17). Alle ROI haben denselben Durchmesser und somit dieselbe Pixelanzahl.



**Abbildung 3.16:** Einzelpartikel mit ROI für eine ruhende Schüttung



**Abbildung 3.17:** ROI, in Intensitätsklassen eingeteilt, für ruhende Schüttung

- Die Ergebnisse der Detektion (Farbwert jeder Einzelkugel, Klasseneinteilung) werden in Tabellenform ausgegeben und als Excel-Arbeitsblatt gespeichert. Im Gegensatz zu der Kalibrierung werden bei den Wärmetauschversuchen nicht alle Bilder ausgewertet. Einen Überblick über die ausgewerteten Bilder gibt Tabelle 3-5.

- Die ermittelten Intensitätswerte der einzelnen ROI bzw. Partikel werden dann in ein Matlab-Programm eingelesen, um aus den Intensitätswerten der Partikel die entsprechenden Temperaturen zu ermitteln.
- Die ermittelten Kugeltemperaturen werden dann in Temperaturklassen eingeteilt und können grafisch als Summen- und Anzahldichtefunktion und als Temperatur über der Zeit dargestellt werden. Die in dieser Arbeit verwendete Klasseneinteilung besteht aus 50 Klassen zu je 1°C zwischen 25°C und 50°C.

**Tabelle 3-5:** Zeitpunkt der ausgewerteten Bilder und Bildnummer bei ruhender Schüttung

Zeit nach Befüllung	1 min	2 min	4 min	6 min	11 min	16 min	21 min	31 min
Bildnummer ruhende Schüttung	1	3	7	11	21	31	41	61

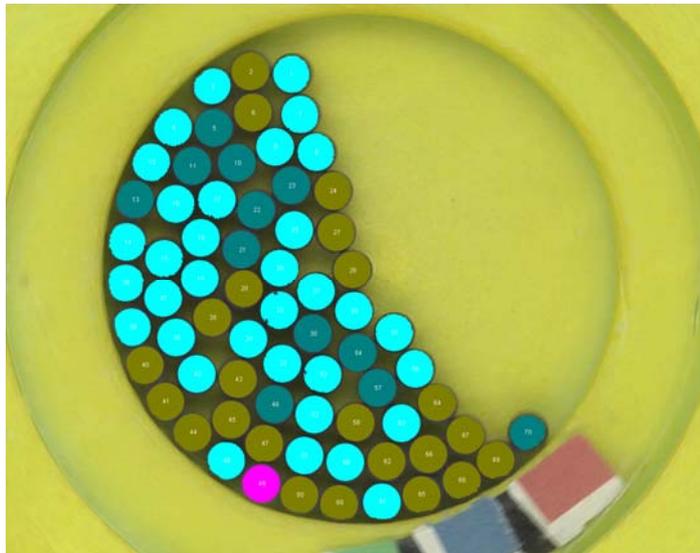
### 3.7.2 Temperatenausgleichsversuche an durchmischten 2D-Schüttungen

Versuche mit durchmischten Schüttungen sind in der Auswertung zeitaufwendiger, da zu jedem Bild (Messpunkt) eine neue ROI-Maske der Schüttung erstellt werden muss (bei ruhender Schüttung bleibt die ROI-Maske bei jedem Bild gleich). Ansonsten sind die Durchführung der Experimente und die Auswertung analog den Experimenten mit ruhender Schüttung. Der Ablauf ist wie folgt:

- Nach der ersten Aufnahme wird der Motor zur Rotation der Trommel angeschaltet. Der Motor wird über ein externes Steuergerät geregelt. Die Rotationsfrequenz beträgt 12 U/min.
- Der Vorgang vom Herausnehmen der Versuchstrommel aus der Plexiglasbox bis zum Starten der Kamera beläuft sich in der Regel auf ca. 60 s. Die Wärmeverluste der Plexiglasbox während des Befüllvorgangs werden vernachlässigt, da die Temperatur in der Box nach dem Schließen der Box wieder den vorher eingestellten Wert annimmt. Die Versuche laufen so lange, bis keine sichtbare Farbveränderung mehr zu erkennen ist. Bei den Temperatenausgleichsversuchen wird der Intervallmodus für die Aufnahmen gewählt. Für die Versuche mit durchmischter Schüttung wird der Intervallmodus auf 5 s eingestellt.
- Zur Bestimmung des Intensitätswerts jeder Einzelkugel wird manuell eine ROI in Form eines Kreises auf jedes Partikel gelegt. Anschließend werden die ROI auf ihren Farbintensitätswert detektiert und in 8 gleich große Intensitätsklassen zwischen dem kleinsten und größten Farbintensitätswert der Kalibrierung eingeteilt (Abbildungen 3.18, 3.19). Alle ROI haben den gleichen Durchmesser und somit die gleiche Pixelanzahl.



**Abbildung 3.18:** Einzelpartikel mit ROI für eine bewegte Schüttung



**Abbildung 3.19:** ROI, in Intensitätsklassen eingeteilt, für bewegte Schüttung

- Die Ergebnisse der Detektion (Farbwert jeder Einzelkugel, Klasseneinteilung) werden in Tabellenform ausgegeben und als Excel-Arbeitsblatt gespeichert. Im Gegensatz zu der Kalibrierung werden bei den Temperaturnausgleichsversuchen nicht alle Bilder ausgewertet. Einen Überblick über die ausgewerteten Bilder gibt Tabelle 3-6.
- Die ermittelten Intensitätswerte der einzelnen ROI bzw. Partikel werden dann in ein Matlab-Programm eingelesen, um aus den Intensitätswerten der Partikel die entsprechenden Temperaturen zu ermitteln.
- Die ermittelten und anschließend zugeordneten Intensitätswerte werden dann mit Hilfe der vereinfachten Kalibrierkurve ihren entsprechenden Temperaturen zugeordnet.

- Die ermittelten Kugeltemperaturen werden dann in Temperaturklassen eingeteilt und können grafisch als Summen- und Anzahldichtfunktion und als Temperatur über der Zeit dargestellt werden. Die in dieser Arbeit verwendete Klasseneinteilung besteht aus 50 Klassen zu je 1°C zwischen 25°C und 50°C.

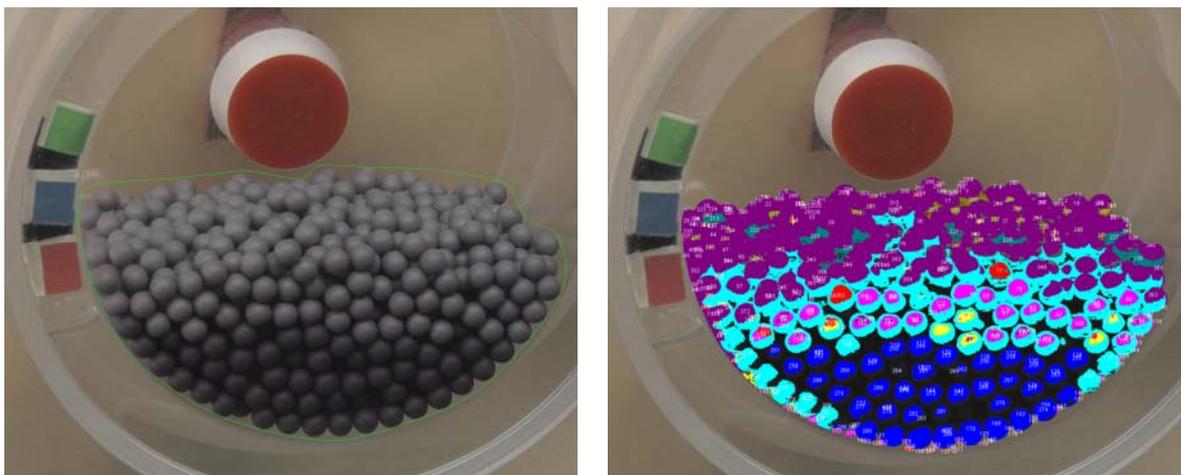
**Tabelle 3-6:** Zeitpunkt der ausgewerteten Bilder und Bildnummer bei bewegter Schüttung

Zeit nach Befüllung	1 min	2 min	4 min	6 min	11 min	16 min	21 min	31 min
Bildnummer bewegte Schüttung	1	13	37	61	121	181	241	361

### 3.7.3 Temperatúrausgleichsversuche an ruhenden 3D-Schüttungen

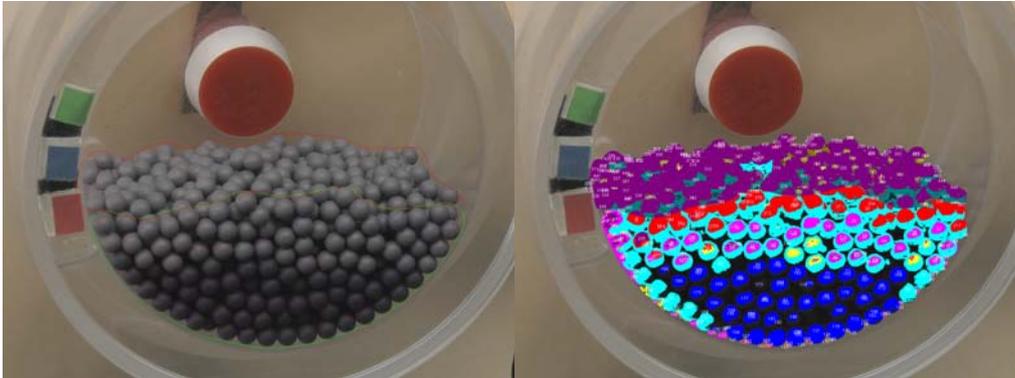
Um den Wärmeübergang in einer 3D-Trommel zu untersuchen, werden 600 kalte Kugeln (25°C) und 600 warme Kugeln (50°C) verwendet, so dass sich insgesamt 1200 Kugeln in der Versuchstrommel befinden. Da die Durchführung der 3D-Versuche von den 2D-Versuchen abweicht, werden die 3D-Versuchsergebnisse auch anders ausgewertet.

Zur Bestimmung der Farbintensitätsverteilung wird manuell eine ROI um die gesamte Schüttung gelegt (Abbildung 3.20, links). Anschließend wird jedes Pixel in der ROI auf seinen Farbwert detektiert und die gesamte ROI in Flächenanteile verschiedener Farbwerte eingeteilt (Abbildung 3.20, rechts). Diese Flächenanteile werden auf die gesamte Fläche der ROI bezogen und können dann in eine Intensitätsverteilung umgerechnet werden. Aus der Intensitätsverteilung wird dann mit Hilfe der Kalibrierkurve die Temperaturverteilung in der Schüttung berechnet.



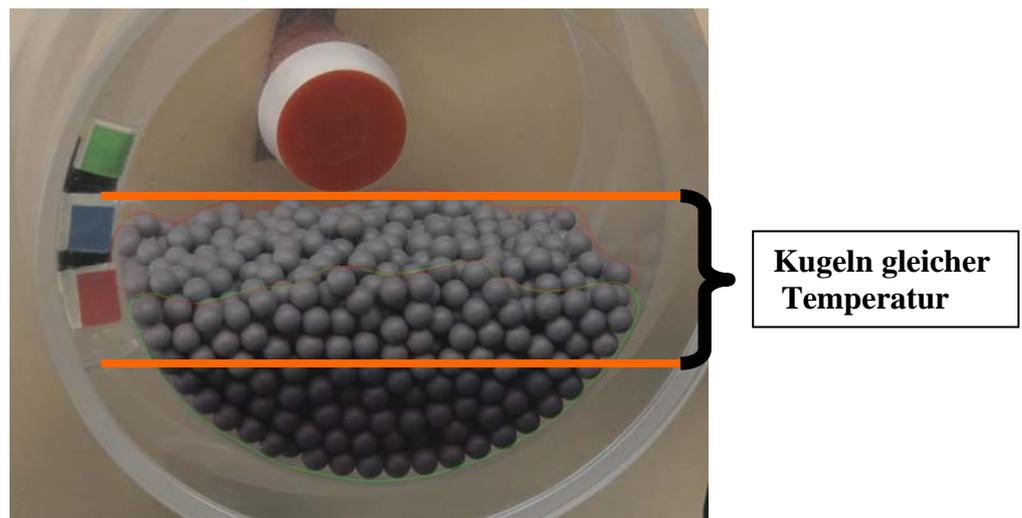
**Abbildung 3.20:** 3D-Versuchsschüttung mit ROI und Flächenintensitätsverteilung in der ROI

Aufgrund von unterschiedlichen Beleuchtungsverhältnissen zwischen der Oberfläche der Schüttung und der Stirnfläche der Schüttung müssen aber zwei ROI verwendet werden: eine ROI für die Oberfläche und eine ROI für die Stirnfläche der Schüttung, Abbildung 3.21.



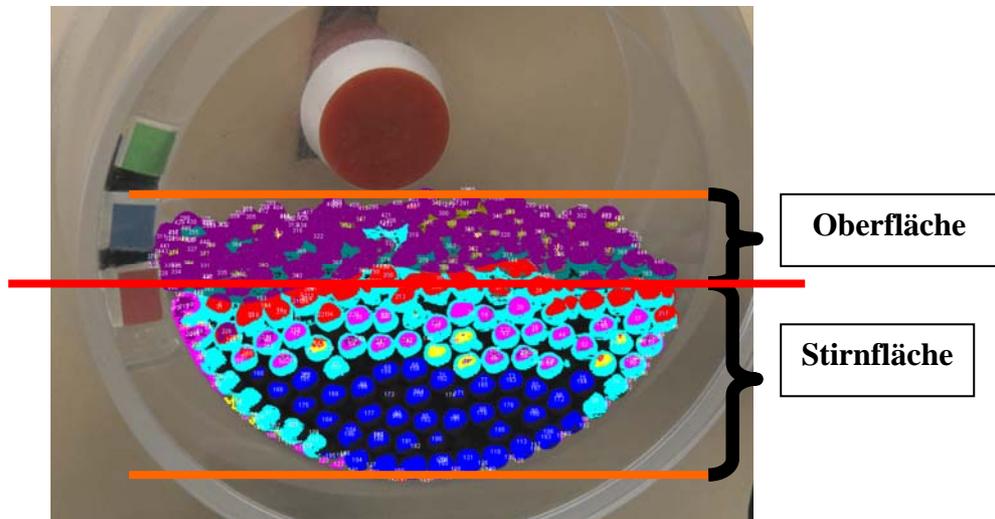
**Abbildung 3.21:** 3D-Versuchsschüttung mit Oberflächen- ROI und Stirnflächen-ROI und unterschiedlicher Flächenintensitätsverteilung beider ROI

Beide ROI werden auf ihre Farbintensitätsverteilung detektiert und in jeweilige Intensitätsklassen eingeteilt. So erhält man für jede Fläche eine Intensitätsverteilung der Flächenanteile. Aufgrund der unterschiedlichen Beleuchtungsverhältnisse erkennt man, dass Kugeln gleicher Temperatur an der Stirnseite einen anderen Farbwert als Kugeln an der Oberfläche der Schüttung besitzen (Abbildung 3.23). Aus diesem Grund ist es nicht möglich, die gesamte Schüttung mit nur einer Kalibrierkurve auszuwerten. In Abbildung 3.22 ist die Verteilung der temperierten Kugeln auf die Ober- und Stirnfläche der Schüttung zu erkennen. Man erkennt, dass sich Kugeln gleicher Temperatur auf beide Flächen verteilen.



**Abbildung 3.22:** 3D-Versuchsschüttung mit zwei ROI für Stirnfläche und Oberfläche

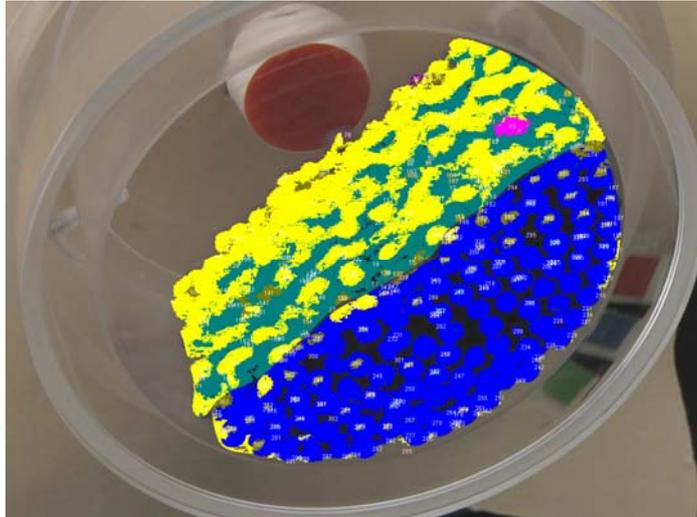
In Abbildung 3.23 ist die Verteilung der temperierten Kugeln auf die Ober- und Stirnfläche der Schüttung zu erkennen. Man erkennt die unterschiedlichen Intensitäten trotz gleicher Temperatur. Diese Intensitätsabweichungen sind auf die unterschiedliche Beleuchtung zurückzuführen.



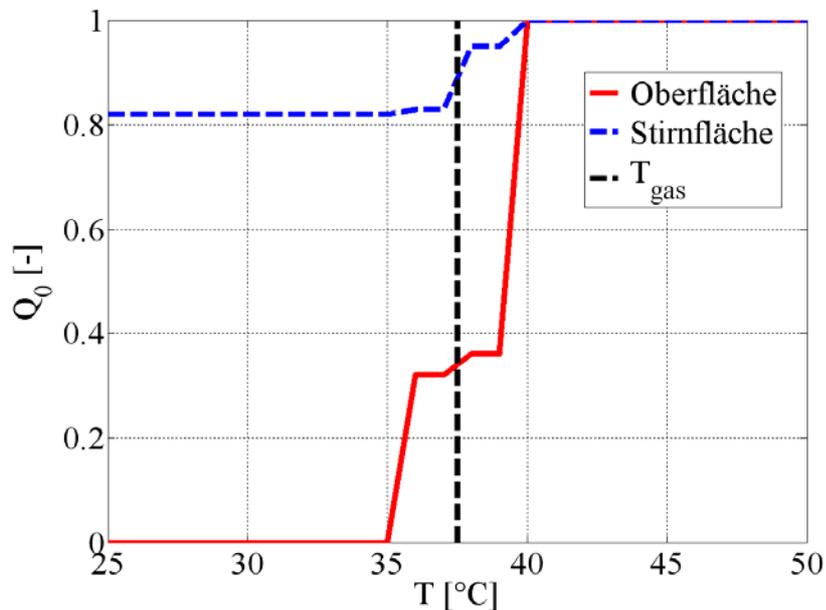
**Abbildung 3.23:** Intensitätsverteilung in beiden ROI für Stirnfläche und Oberfläche

Ein Problem bei ruhender Schüttung ist die Position der Kamera. Möchte man eine 3D-Schüttung beobachten, muss man dies von vorn sowie von oben tun. Wählt man die Position der Kamera so, dass sie die Schüttung schräg von vorn beobachtet (Abbildung 3.20), so erhält man eine optimale Sicht auf die Schüttung. Da die obere Fraktion von Kugeln aber von vorn und von oben zu sehen ist der untere Teil aber nur von vorn, verschiebt sich die gemessene Temperaturverteilung zu Gunsten der oben liegenden Fraktion, weil diese flächenmäßig einen größeren Anteil an der sichtbaren Fläche besitzt. Die so gemessene Temperaturverteilung beschreibt also nicht die reale Temperaturverteilung in der Schüttung. Um dieses Problem zu vermeiden, muss die Schüttung ideal durchmischt werden, um eine Gleichverteilung beider Fraktionen (kalte und warme Kugeln) in der Schüttung zu erhalten. Nach einer Durchmischung von 30 s bei einer Drehzahl von  $n = 12$  U/min kann von einer thermisch und optisch idealen Vermischung der Schüttung ausgegangen werden.

Die Auswertung einer durchmischten Schüttung in Abbildung 3.24 zeigt aber die Farbunterschiede der unterschiedlichen Flächen der Schüttung (Stirn- und Oberfläche) aufgrund der verschiedenen Beleuchtungsverhältnisse. Obwohl beide Flächen nach dem thermischen Ausgleich der Schüttung die gleiche Temperaturverteilung haben, kommt es zu unterschiedlichen Temperaturverteilungen (Abbildung 3.24) aufgrund von Intensitätsverschiebungen, die von unterschiedlichen Beleuchtungsverhältnissen her-rühren.

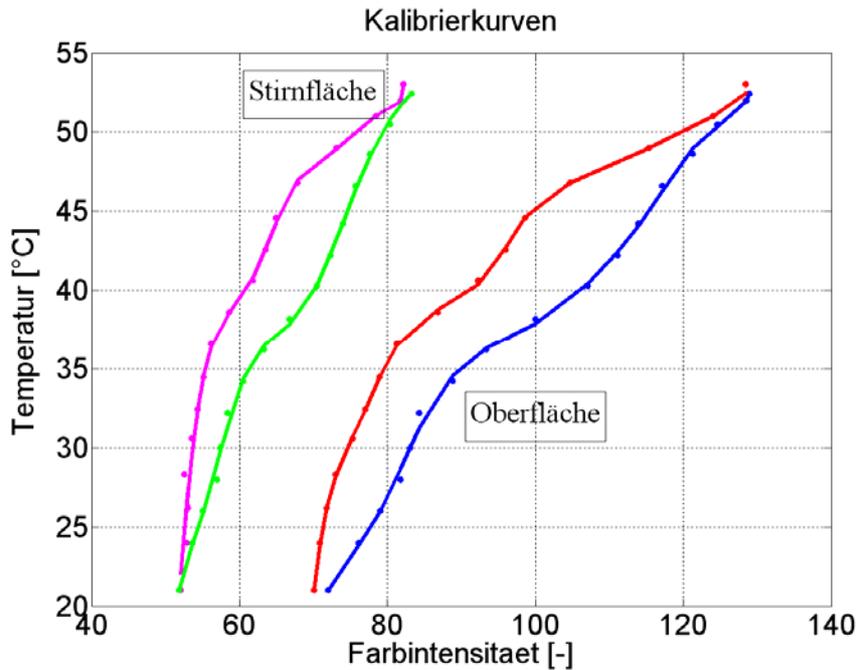


**Abbildung 3.24:** Unterschiedliche Intensitätsverteilungen zwischen der ROI der Stirnfläche und der Oberfläche trotz gleicher Temperatur der Partikel



**Abbildung 3.25:** Unterschiedliche Temperaturverteilungen zwischen der ROI der Stirnfläche und der Oberfläche trotz gleicher Temperatur der Kugeln

Die unterschiedlichen Intensitätswerte der Ober- und Stirnfläche der Versuche müssen an den Farbintensitätswert der Kalibrierung angepasst werden, da in der Versuchstrommel unterschiedliche Beleuchtungsverhältnisse herrschen. Eine Möglichkeit ist die Kalibrierung jeder einzelnen Fläche (Stirn- und Oberfläche). In Abbildung 3.26 sind zwei verschiedene Kalibrierschleifen für die Ober- und für die Stirnfläche einer 3D-Partikelschüttung dargestellt. Man erkennt deutlich die Intensitätsunterschiede zwischen den unterschiedlich beleuchteten Flächen. Die Intensität der Oberfläche ist deutlich höher, da sie mehr ausgeleuchtet wird als die Stirnfläche der Partikelschüttung.



**Abbildung 3.26** : Kalibrierkurven für die Stirn- und Oberfläche einer 3D- Schüttung

Der Intensitätsunterschied macht einen großen Nachteil bei der Anwendung der thermochromen Pigmente sichtbar, nämlich den der konstanten Versuchsbedingungen für konstante Farbinformationen. Sind diese konstanten Bedingungen nicht gegeben, ist eine Reproduzierbarkeit bzw. Differenzierbarkeit der durchgeführten Experimente nicht mehr möglich.

Die Methode mit zwei Kalibrierkurven macht eine Auswertung der 3D-Experimente möglich, ist aber mit erheblichem Mehraufwand und Schwierigkeiten verbunden. Hinzu kommt, dass durch die Beschichtung der Versuchspartikel bei der Durchmischung der Schüttung Abrieb an der Trommelwand entsteht. Dieser Abrieb nimmt mit zunehmender Versuchszeit zu und macht eine konstante Auswertung der Versuchsbilder unmöglich. Deshalb sind die 3D-Versuche mit ruhenden und durchmischten Schüttungen verworfen worden und werden in dieser Arbeit nicht weiter betrachtet.

## 4 Ergebnisse der experimentellen Untersuchung

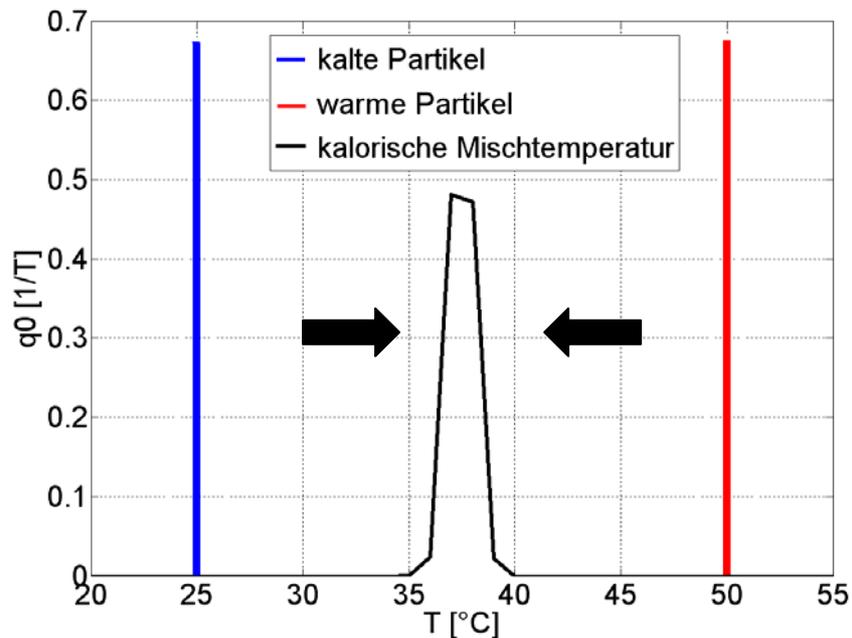
### 4.1 Allgemeine Bemerkungen

Für die Durchführung der diskreten Experimente sind, wie im Abschnitt 3.1 bereits ausführlich erläutert, Aluminiumkugeln mit einem Partikeldurchmesser von  $d_p = 4$  mm gewählt worden. Im Verhältnis zum Trommeldurchmesser von  $D = 50$  mm ist der Partikeldurchmesser sehr groß. Da jedoch für große Partikel beim Aufheizen einer Schüttung durch eine beheizte Wand der Kontaktwiderstand überwiegen und daher die Effekte beim Wärmeübergang im Inneren der Schüttung überdecken würde, ist eine neue experimentelle Methode entwickelt worden, um die Wärmeübertragung innerhalb einer Schüttung zu untersuchen. Diese Methode betrachtet unabhängig von den Wandkontakten nur den Wärmeübergang innerhalb der Schüttung und ist daher zur Validierung und zum Vergleich vorhandener diskreter Modelle zur Wärmeübertragung in Schüttungen auch im Falle großer Partikel geeignet.

Um die Wärmeübertragung innerhalb einer Schüttung zu untersuchen, sind Temperaturnausgleichsversuche sowohl mit bewegter als auch mit ruhender Schüttung durchgeführt worden. Die Versuche sind mit zwei Partikelfraktionen von jeweils 35 warmen und 35 kalten Partikeln durchgeführt worden. Es ist eine Gesamtkugelanzahl von 70 Kugeln gewählt worden, um einen Füllgrad von 50 % in der Versuchstrommel zu realisieren.

Während des Ausgleichsvorgangs zwischen beiden Partikelfraktionen haben sich die sich abkühlenden Partikel aufgrund ihrer Pigmentbeschichtung dunkel gefärbt. Sie haben Wärme abgegeben und ihre Temperatur ist gesunken, während sich die kalten Kugeln aufgehellt haben, da sie Wärme aufgenommen haben und ihre Temperatur sich erhöht hat.

In Abbildung 4.1 ist der Verlauf des Temperaturnausgleichsvorgangs in einer Partikelschüttung, bestehend aus einer warmen und einer kalten Partikelfraktion gleicher Partikelanzahl, anhand der Anzahldichteverteilungen beider Partikelfraktionen schematisch dargestellt. Abbildung 4.1 zeigt die bimodale Temperaturverteilung einer Schüttung aus warmen und kalten Kugeln, die sich mit zunehmender Versuchsdauer ihrer kalorischen Mischtemperatur angleicht. Dabei wird Wärme von den warmen Kugeln an die kalten Kugeln übertragen.



**Abbildung 4.1:** Schematischer Verlauf der Temperatur der beiden Partikelfractionen

Da bei den durchgeführten Experimenten die gleiche Anzahl warmer Kugeln mit einer Ausgangstemperatur von  $T_{0,\text{warm}} = 50^\circ\text{C}$  und kalter Kugeln mit einer Ausgangstemperatur von  $T_{0,\text{kalt}} = 25^\circ\text{C}$  gleichen Materials verwendet worden ist und daher die Massen und die spezifischen Wärmekapazitäten identisch gewesen sind, vereinfacht sich die Gleichung für die Mischtemperatur zu:

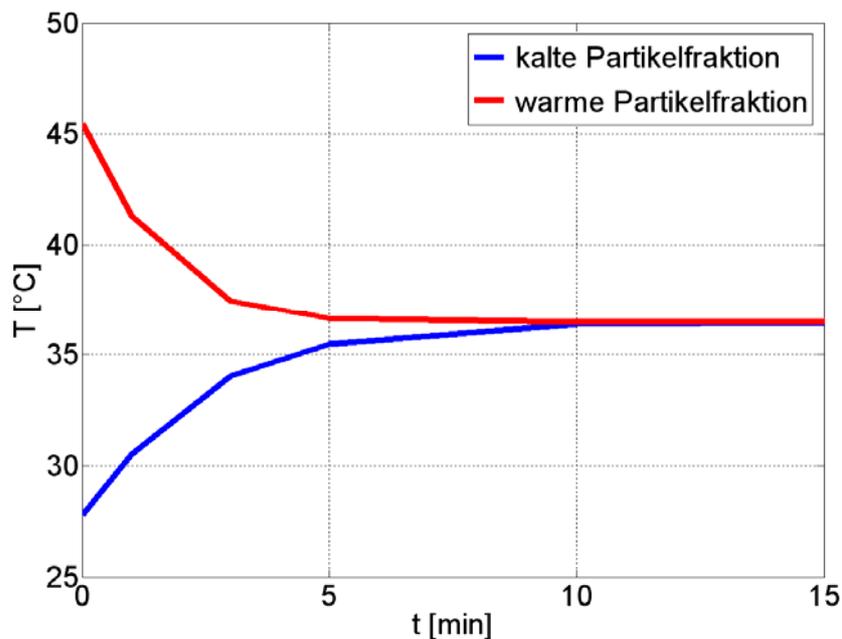
$$T_m = \frac{T_{0,\text{warm}} + T_{0,\text{kalt}}}{2} \quad 4.1$$

Die kalorische Mischtemperatur beträgt somit für den gewählten Fall  $37,5^\circ\text{C}$ . Dieser Wert wird jedoch nur dann erreicht, wenn es keine Wärmeverluste an die Umgebungsluft bzw. Wärmegewinne von der Umgebungsluft gibt. Während des gesamten Versuchs hat jedoch die warme Fraktion Wärme an die Kammerluft verloren, während die kalte Fraktion Wärme aus der Kammerluft gewonnen hat, da ein konvektiver Wärmeübergang zwischen der Kammerluft und den Partikeln stattgefunden hat, was den Ausgleich beschleunigt hat. Zusätzlich zu dem konvektiven Wärmeübergang der Partikel hat außerdem ein Wärmeübergang an die Versuchstrommel stattgefunden. Da die Versuchstrommel aus extrudiertem Polystyrol bestanden hat und extrudiertes Polystyrol nur 3% Feststoffanteil besitzt, kann als Trommeltemperatur die Umgebungstemperatur angenommen werden.

Bei der Auswertung der Experimente können verschiedene Formen der Darstellung gewählt werden. Durch die diskrete Untersuchung der Partikelschüttung können Partikeltemperaturen mit Hilfe von Anzahldichte- bzw. Summenverteilungen dargestellt werden. Zum vereinfachten und schnelleren Vergleich der Versuche werden außerdem die mittleren Temperaturen der beiden unterschiedlich temperierten Partikelfractionen bzw. der gesamten Schüttung

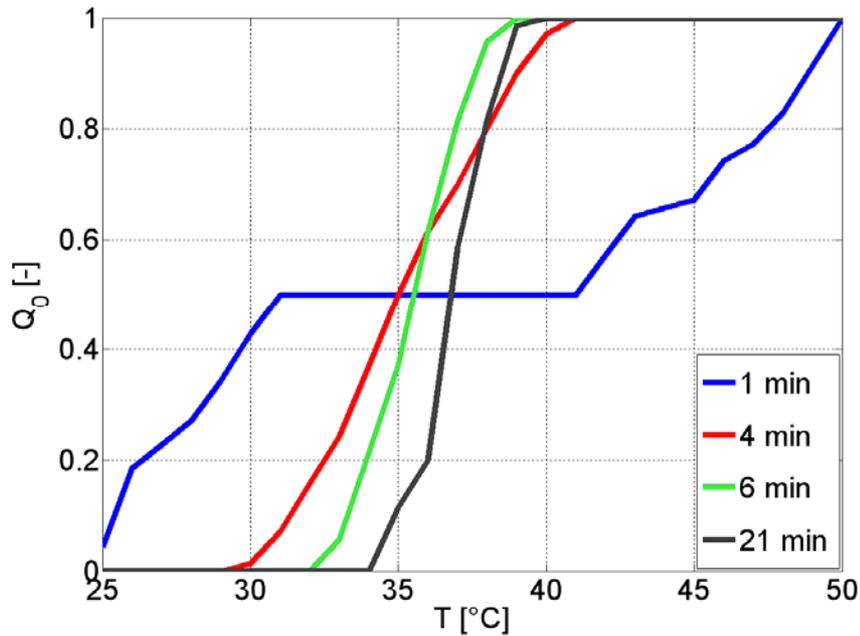
dargestellt. Als Partikelfractionen werden die anfänglich kalten bzw. die anfänglich warmen Partikel bezeichnet. In Abbildung 4.2 sind die mittleren Temperaturen der beiden unterschiedlich temperierten Partikelfractionen bei einer eingestellten Kammertemperatur von  $37,5^{\circ}\text{C}$  dargestellt. Man erkennt die Annäherung beider Partikelfractionen an die kalorische Mischtemperatur durch den Wärmeübergang von den warmen Kugeln an die kalten Kugeln. Der Temperatúrausgleich innerhalb der Schüttung ist beendet, wenn beide Partikelfractionen die kalorische Mischtemperatur erreicht haben. Aufgrund von Ungenauigkeiten bei der Regelung der Kammertemperatur, die um  $\pm 1\text{ K}$  schwankt, beträgt die Endtemperatur beider Fractionen in Abbildung 4.2 nicht exakt  $37,5^{\circ}\text{C}$ , sondern liegt bei  $36,5^{\circ}\text{C}$ . Die Wärmeverluste der gesamten Partikelschüttung sind auf die konvektiven Wärmeverluste zurückzuführen.

In Abbildung 4.3 sind die Summenverteilungen der Partikeltemperatur während desselben Temperatúrausgleichversuchs wie in Abbildung 4.2 dargestellt. Man erkennt die Bimodalität der Partikeltemperatur am Anfang des Versuchs. Nach 21 min ist aus der bimodalen Temperaturverteilung eine monomodale Verteilung aufgrund des Temperatúrausgleichs geworden.



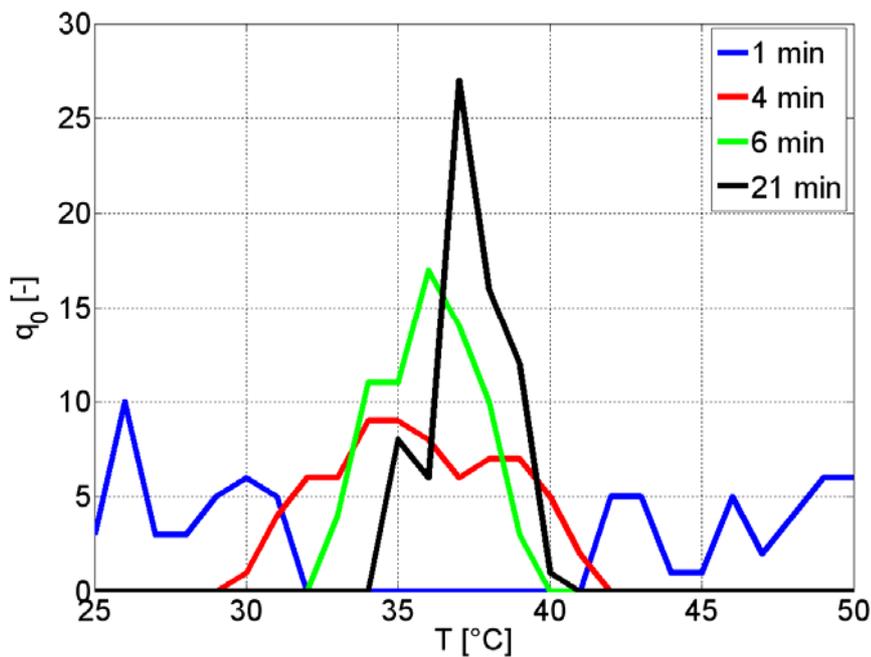
**Abbildung 4.2:** Gemessene mittlere Temperatur der kalten und warmen Partikelfraktion (V Nr. 1)

#### 4 Ergebnisse der experimentellen Untersuchung



**Abbildung 4.3:** Summenverteilungen der Partikeltemperatur während des Ausgleichvorgangs (V Nr. 1, Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

In Abbildung 4.4 sind die Anzahldichteverteilungen der Partikeltemperatur während des Temperatenausgleichsversuchs (Versuch Nr. 1 aus Tabelle 4-1) dargestellt. Anhand der Anzahldichteverteilung erkennt man die unterschiedlichen Ausgangstemperaturen innerhalb der einzelnen Partikelfractionen und die enge Verteilung der Mischtemperatur am Ende des Temperatenausgleichs.

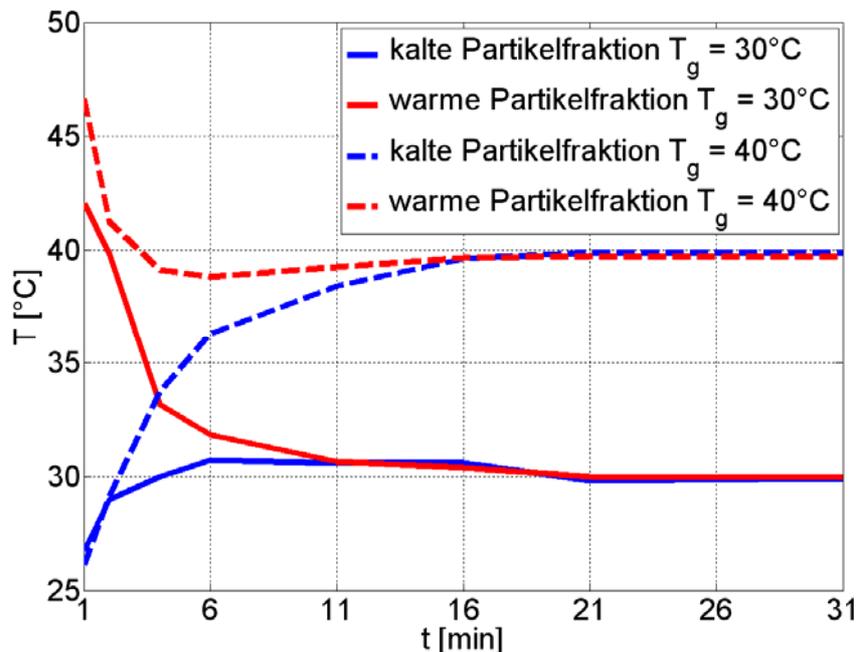


**Abbildung 4.4:** Anzahldichteverteilungen der Partikeltemperatur während des Ausgleichvorgangs (V Nr. 1, Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

## 4.2 Versuchsauswertung

### 4.2.1 Übersicht der 2D- Temperatenausgleichversuche

Zur Untersuchung des Wärmeübergangs in einer Partikelschüttung aus zwei unterschiedlich temperierten Partikelfractionen ist eine Vielzahl von Experimenten mit thermochrom beschichteten Aluminiumkugeln durchgeführt worden. Es ist sowohl eine Reihe von Trommelmaterialien getestet als auch eine Reihe von Versuchen mit ständiger und ohne ständige Beheizung durch die Heizmatte sowie mit ständiger oder partieller Umwälzung der Kammerluft durch den Lüfter durchgeführt worden. Ebenso sind Versuche mit auf Kammertemperatur vorgeheizter und bei Raumtemperatur temperierter Versuchstrommel durchgeführt worden. In dieser Arbeit soll aber nur auf die Versuche mit der auf Kammertemperatur vorgeheizten Polystyroltrommel eingegangen werden. Ebenfalls ist die Kammerlufttemperatur variiert worden, um den Einfluss des konvektiven Wärmeübergangs zwischen Kugeln und Umgebungsluft in der Kammer zu verdeutlichen, siehe Abbildung 4.5.



**Abbildung 4.5:** Gemessene mittlere Temperatur der kalten und warmen Partikelfraktion für eine Kammerlufttemperatur von  $T_g = 30^\circ\text{C}$  und  $T_g = 40^\circ\text{C}$

Auf die in Abbildung 4.5 dargestellten Versuche soll in dieser Arbeit aber nicht eingegangen werden, da sie nur als Vorversuche gedient haben. Während der hier gezeigten Versuche wird die Luft in der Versuchskammer mit  $T_g = 37,5^\circ\text{C}$  konstant auf den Wert der kalorischen Mischtemperatur der Partikelschüttung beheizt und mit Hilfe des Lüfters ständig umgewälzt. Der komplette Aufbau der Versuchsanlage und die genaue Versuchsdurchführung sind in Kapitel 3 ausführlich beschrieben.

Aufgrund der Beschichtung mit thermochromen Pigmenten müssen die Versuche bei konstanten Versuchsbedingungen durchgeführt werden. Mit Hilfe des Teststreifens, der während der Versuche mit aufgezeichnet wird, kann die Konsistenz der durchgeführten Versuche bewertet werden. Aufgrund der hohen Anzahl an Einstellungsparametern bei der

#### 4 Ergebnisse der experimentellen Untersuchung

Durchführung der Versuche mit thermochromen Pigmenten ist die Konsistenz des Kontrollwerts häufig nicht gegeben. Dies erhöht die Anzahl der durchzuführenden Versuche erheblich.

Tabelle 4-1 gibt einen Überblick über die ausgewerteten Versuche, bei denen die Kontrollintensität des Teststreifens während des Temperatenausgleichs konsistent mit der Intensität des Teststreifens während der Kalibrierung gewesen ist.

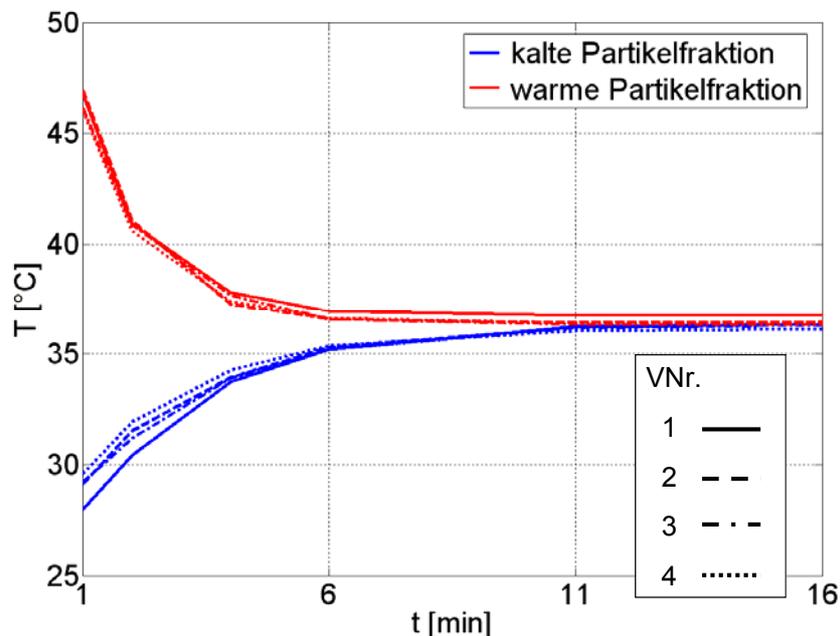
Bei den Temperatenausgleichsversuchen werden 35 Partikel mit  $T_{0,warm} = 50^{\circ}\text{C}$  und 35 Partikel mit  $T_{0,kalt} = 25^{\circ}\text{C}$  verwendet. Bei den Versuchen zur Bestimmung des Wärmeübergangs von bzw. an die Kammer werden 70 Partikel gleicher Temperatur eingesetzt. Bei allen hier dokumentierten Versuchen ist die Luft in der Versuchskammer konstant auf  $T_g = 37,5^{\circ}\text{C} \pm 1^{\circ}\text{C}$  geregelt. Die Trommel besteht stets aus Polystyrol, das aus Gründen der Verbesserung der optischen Auswertung gelb eingefärbt worden ist. Mit  $T_{m,0}$  wird die anfängliche kalorische Mitteltemperatur nach Thermostatangaben bei der Temperierung bezeichnet, während  $T_m(t = 60 \text{ s})$  die tatsächliche kalorische Mitteltemperatur aus der ersten Temperaturmessung (nach 60 sec) bezeichnet. Alle in dieser Arbeit beschriebenen Versuche sind in Tabelle 4-1 dokumentiert.

**Tabelle 4-1:** Ausgewertete Versuche

Versuchs Nr.	Versuchsart	n U/min	$T_{m,0}$ °C	$T_m(t = 60 \text{ s})$ °C
1	Temperatenausgleich, ruhend	0	37,5	37,37
2	Temperatenausgleich, ruhend	0	37,5	38,04
3	Temperatenausgleich, ruhend	0	37,5	37,7
4	Temperatenausgleich, ruhend	0	37,5	37,8
5	Temperatenausgleich, durchmischt	12	37,5	35,9
6	Temperatenausgleich, durchmischt	12	37,5	35,9
7	Temperatenausgleich, durchmischt	12	37,5	37,7
8	Temperatenausgleich, durchmischt	12	37,5	36,7
9	Aufheizversuch	0	25	27
10	Aufheizversuch	0	25	27,4
11	Aufheizversuch	0	25	27
12	Abkühlversuch	0	50	47,56
13	Abkühlversuch	0	50	48,3
14	Abkühlversuch	0	50	47,3

### 4.2.2 Ruhende 2D-Schüttung

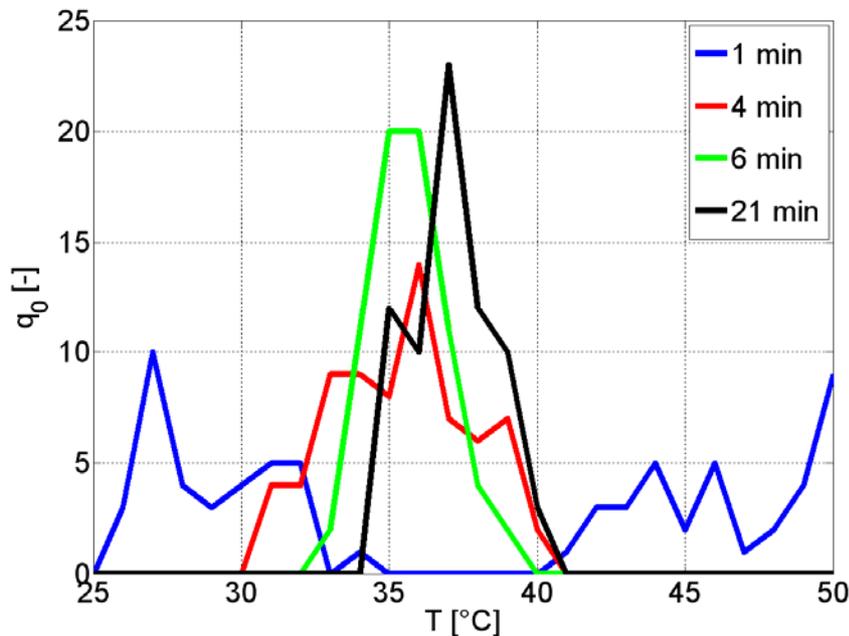
Die Versuche mit ruhenden 2D-Schüttungen sind bei einer konstanten Kammerlufttemperatur durchgeführt worden. Die Temperatur des Gases in der die Trommel umgebenden Kammer wird auf den Wert der kalorischen Mischtemperatur der Partikelschüttung  $T_{m,0} = 37.5^\circ\text{C}$  geregelt. Die experimentellen Ausgangstemperaturen der beiden Partikelgruppen  $T_{0,\text{kalt}} = 25^\circ\text{C}$  und  $T_{0,\text{warm}} = 50^\circ\text{C}$  können nicht dargestellt werden, da der Befüllungsprozess der Trommel bis zur ersten Messwertaufnahme ca. 60 s dauert und es in dieser Zeit zu einem Wärmeverlust bzw. zu einer Wärmeaufnahme von Partikeln an der Grenzschicht zwischen beiden Partikelfractionen kommt. Hinzu kommt der Wärmeverlust bzw. -gewinn an die Umgebung beim Befüllen der Trommel. Daher entspricht die Starttemperatur der Partikel in den Diagrammen nicht den vorher eingestellten Ausgangstemperaturen von  $T_{0,\text{warm}} = 50^\circ\text{C}$  bzw.  $T_{0,\text{kalt}} = 25^\circ\text{C}$ . Die mittleren Ausgangstemperaturen betragen für die kalte Partikelfraktion ungefähr  $T_{\text{kalt}}(t = 60 \text{ s}) = 28^\circ\text{C}$  und für die erwärmte Partikelfraktion ungefähr  $T_{\text{warm}}(t = 60 \text{ s}) = 46^\circ\text{C}$ . In Abbildung 4.6 sind die mittleren Temperaturen der beiden Partikelfractionen aller ausgewerteten Versuche mit ruhender Schüttung dargestellt. Man erkennt die ähnlichen Temperaturverläufe der warmen und der kalten Partikelfraktion während des Temperatenausgleichs in der Partikelschüttung bei allen durchgeführten Versuchen. Anhand der Abbildung 4.6 lässt sich die Reproduzierbarkeit der Versuche identischer Ausgangsparameter einer Messreihe nachweisen.



**Abbildung 4.6:** Experimentell bestimmte mittlere Temperaturen der kalten und warmen Partikelfraktion bei ruhender Schüttung

In Abbildung 4.7 erkennt man die relativ breiten Temperaturverteilungen der kalten und der warmen Partikelfraktion zu Beginn der Messwertaufnahme ( $t = 60 \text{ s}$ ) aufgrund des bereits stattgefundenen Temperatenausgleichs. In der Anzahldichteverteilung der Versuche erkennt

man außerdem die immer enger werdende Anzahldichteverteilung aufgrund des Ausgleichvorgangs.



**Abbildung 4.7:** Experimentell bestimmte Temperaturanzahl-dichteverteilungen in einer ruhenden Schüttung (V Nr. 2, Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

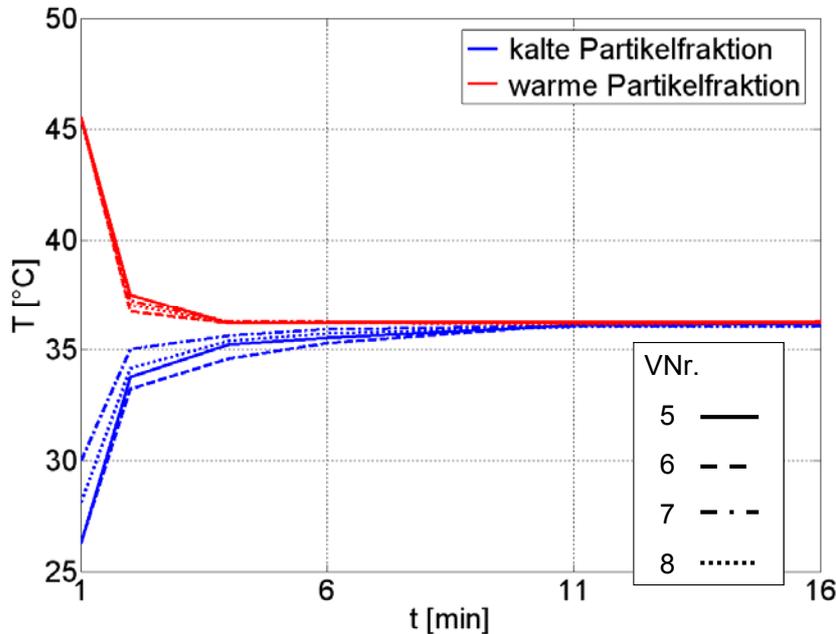
Der Temperatenausgleich zwischen warmen und kalten Kugeln kann auf diese Weise experimentell beschrieben werden. Auf die auftretenden Wärmeverluste der warmen Partikel an die Umgebung und an die Trommelwand und die Wärmeaufnahme der kalten Partikel von der Umgebung und der Trommelwand wird im Abschnitt 4.2.5 noch einmal eingegangen. Durch die Validierung der diskreten numerischen Simulationen mit den Experimenten können reale Wärmeübergangskoeffizienten bestimmt werden. Alle Ergebnisse der Versuche mit ruhenden Schüttungen sind im Anhang ausführlich dargestellt.

#### 4.2.3 Durchmischte 2D-Schüttung

Die Auswertung der Experimente mit durchmischter Schüttung erfolgt analog zur Auswertung der Experimente mit ruhenden Schüttungen, dabei muss man aber Folgendes beachten: Durch die Durchmischung der Partikel während eines Ausgleichvorganges ist es schwieriger, Bilder ausreichender Schärfe aufzuzeichnen, da Partikel während der Aufnahme ihre Position ändern. Bei unscharfen Bildern kann es zu einer Verfälschung der Intensitätswerte und somit zu einer falschen Temperaturzuordnung kommen. Daher ist die Wahl der auszuwertenden Aufnahmen von besonderer Bedeutung gewesen. Es ist jedoch eindeutig erkennbar, dass der Temperatenausgleich, wie zu erwarten, bei den bewegten Schüttungen schneller vollzogen wird als bei ruhenden Schüttungen.

Auch bei den Experimenten mit durchmischter Schüttung ist es beim Befüllen der Trommel zu Wärmeverlusten bzw. einer Wärmeaufnahme von Partikeln an der Grenzschicht zwischen beiden Partikelfraktionen und zu Wärmeverlusten der Kugeln an die Umgebung gekommen.

Die mittleren Ausgangstemperaturen sind identisch mit den Ausgangstemperaturen bei ruhenden Schüttungen, siehe Abschnitt 4.2.2. In Abbildung 4.8 sind die mittleren Temperaturen der beiden Partikelfractionen aller ausgewerteten Versuche mit durchmischter Schüttung dargestellt.



**Abbildung 4.8:** Experimentell bestimmte mittlere Temperatur der kalten und warmen Partikelfraktion bei bewegter Schüttung

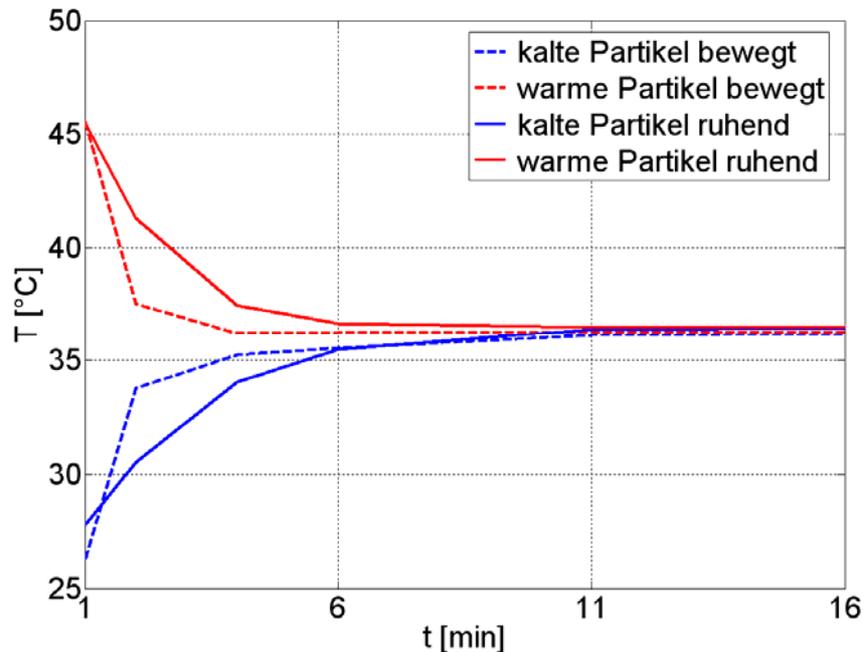
Die Abweichungen zwischen den gemessenen Partikeltemperaturen der durchgeführten Versuche mit gleichen Versuchsparametern sind bei durchmischten Schüttungen etwas größer als bei den ruhenden Schüttungen.

Die Auswertung der Versuche ist anhand von festgelegten Messpunkten (Bilder) nach bestimmten Zeiten erfolgt. Bei unscharfen oder durch Partikelbewegung verschmierten Aufnahmen an manchen Messpunkten ist auf das nächste verfügbare Bild zum nächsten Messpunkt zurückgegriffen worden. Da bei den bewegten Schüttungen alle 5 s eine Aufnahme erfolgt, führt dies zu einer minimalen zeitlichen Verschiebung zwischen den zu vergleichenden Aufnahmen. Geringe Verschmierungen der Partikelstruktur bei der Bildaufnahme könnten zu geringen Abweichungen der ermittelten Partikeltemperatur führen. Aber auch kleinere Fehler hätten bei der Versuchsdurchführung aufgrund der kurzen Versuchsdauer kleinere Abweichungen im Ergebnis hervorrufen können. Ein direkter Vergleich der ruhenden mit den durchmischten Schüttungen erfolgt im nächsten Abschnitt. Alle Ergebnisse der Versuche mit durchmischten Schüttungen sind im Anhang ausführlich dargestellt.

#### 4.2.4 Vergleich zwischen ruhender und durchmischter 2D-Schüttung

Vergleicht man die Ergebnisse der ruhenden Schüttung mit den Ergebnissen der durchmischten Schüttung, erkennt man eindeutig einen schnelleren Temperatenausgleich bei

der durchmischten Schüttung. In Abbildung 4.9 werden die mittleren Temperaturen der warmen und der kalten Partikelfraktion für eine ruhende und eine durchmischte Schüttung während des Temperaturengleichs miteinander verglichen.



**Abbildung 4.9:** Vergleich der experimentell bestimmten mittleren Temperaturen der kalten und warmen Partikelfraktion bei ruhender und bewegter Schüttung (V Nr. 1 und 5)

Der schnellere Ausgleichsprozess lässt sich auf die erhöhte Anzahl wechselnder Partikelkontakte zurückführen. Durch die Bewegung der Partikel kommt es häufiger zu Kontakten zwischen diesen, wodurch es zu einer mechanischen und thermischen Durchmischung kommt und dadurch eine schnellere Wärmeübertragung stattfindet. Während der thermische Ausgleich bei ruhender Schüttung nach ca. 10 min abgeschlossen gewesen ist, hat der Ausgleich bei einer durchmischten Schüttung nur ca. 8 min gedauert.

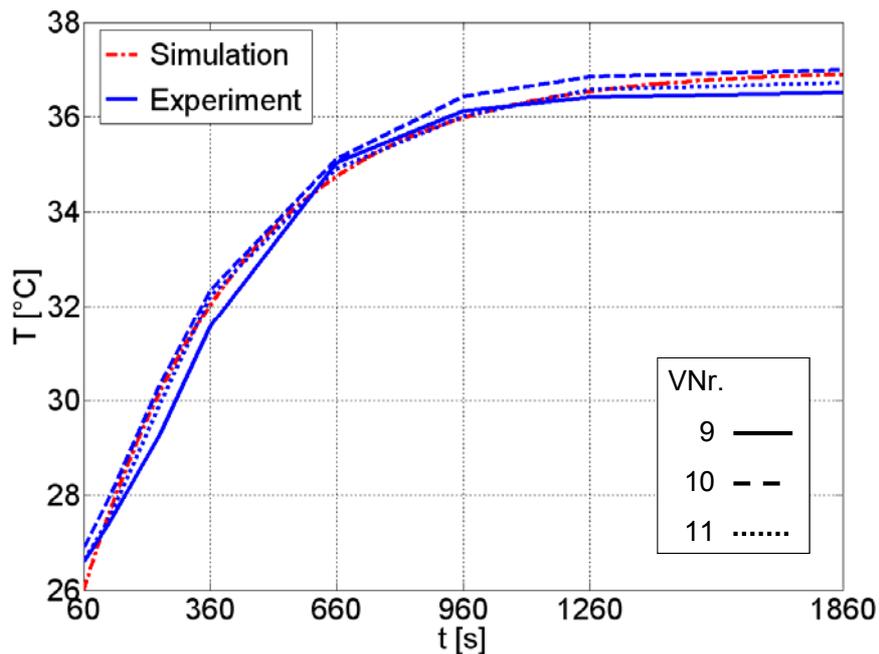
Der Einfluss der Durchmischung auf den Wärmeübergang ist bereits mehrfach untersucht [5, 10] worden. Dabei wird festgestellt, dass ein zunehmender Durchmischungsgrad eine Erhöhung des Wärmeübergangs zur Folge hat. Die experimentell ermittelten Ergebnisse in Abbildung 4.9 zeigen, dass mit Hilfe der durchgeführten Experimente und der entwickelten Versuchsmethode die Messung und somit die Beschreibung bereits bekannter real auftretender Effekte möglich ist. Daher ist festzustellen, dass sich die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente und ermittelten Ergebnisse zur Validierung von diskreten numerischen Simulationen eignen.

#### 4.2.5 Bestimmung der Wärmeübertragung zwischen 2D-Kugelschüttung und Versuchskammer

Um die auftretenden Wärmeübergänge von der Schüttung an die Umgebung bzw. von der Umgebung an die Schüttung bei der Durchführung der Experimente zu bestimmen, sind

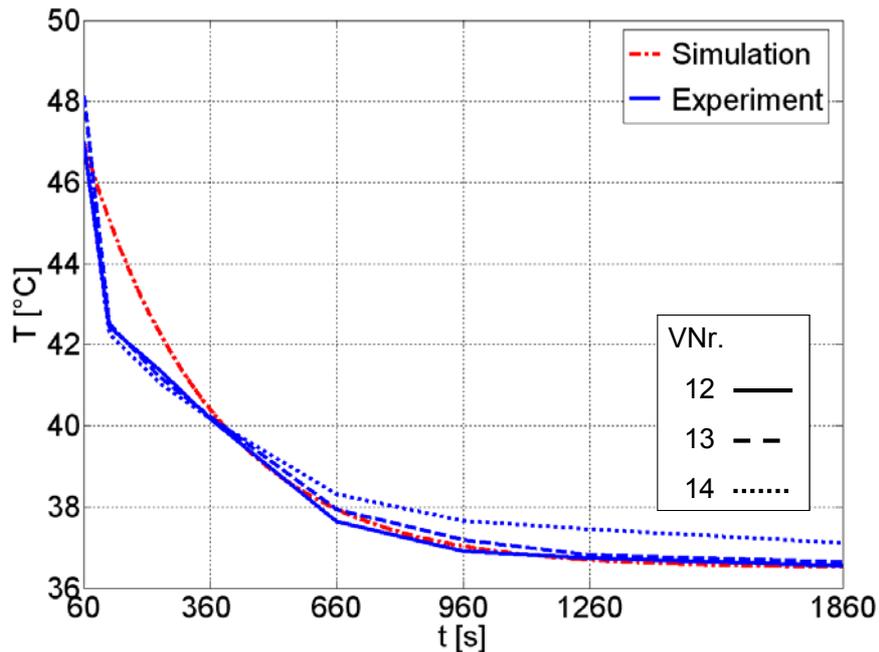


Gleichung 4.2 beschreibt die Temperaturänderung jedes einzelnen Partikels durch die Wärmeübertragung an das bzw. von dem in der Kammer vorliegenden Gas. Da die Fläche jedes Partikels, die am Wärmeübergang bei den auftretenden Wärmeverlustmechanismen wirkt, nicht bekannt ist, wird das Produkt dieser Fläche und eines Wärmeübergangskoeffizienten,  $(\alpha A)_{WK}$ , als Wärmeübergangsparameter mit der Umgebung betrachtet. Nach Anpassung an die Ergebnisse der Aufheiz- bzw. Abkühllexperimente wird  $(\alpha A)_{WK}$  unverändert im diskreten numerischen Modell verwendet. In Abbildung 4.11 sind die mittleren Schüttungstemperaturen der Aufheizexperimente und die mit dem angepassten Wärmeübergangsparameter  $(\alpha A)_{WK}$  berechnete mittlere Schüttungstemperatur dargestellt.



**Abbildung 4.11:** Analytische Anpassung des Wärmeverlustparameters beim Aufheizen der Partikelschüttung

Durch die Anpassung der berechneten mittleren Schüttungstemperatur an die experimentell ermittelten Temperaturkurven ist der Wärmeverlustparameter zu  $(\alpha A)_{WK} = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ W/K}$  ermittelt worden. Dieser Anpassungsparameter ist sowohl bei den Aufheizexperimenten (Abbildung 4.11) als auch bei den Abkühllexperimenten (Abbildung 4.12) identisch und beschreibt sowohl den Wärmeübergang von der Schüttung an die Kammerluft als auch den Wärmeübergang von der Kammerluft an die Schüttung.



**Abbildung 4.12:** Analytische Anpassung des Wärmeverlustparameters beim Abkühlen der Partikelschüttung

Um den Anpassungsparameter  $(\alpha A)_{\text{WK}}$  in einen Wärmeübergangskoeffizienten umzuwandeln und mit dem Wärmeübergangskoeffizienten zwischen den Partikeln vergleichen zu können, muss man ihn auf eine Wärmeübergangsfläche beziehen. Würde man diesen Wert auf die Oberfläche eines Partikels als Wärmeübergangsfläche beziehen, so würde man einen Wärmeübergangskoeffizienten von  $\alpha = 5 \text{ W/m}^2\text{K}$  erhalten. Will man aber den Wärmeübergangskoeffizienten an die Umgebung mit dem Wärmeübergangskoeffizienten zwischen zwei Partikeln vergleichen, so muss man den Anpassungsparameter auf die Projektionsfläche eines Partikels beziehen. Ein mit Hilfe der Projektionsfläche eines Partikels berechneter Wärmeübergangskoeffizient an die Umgebung hat bei einem Partikel mit  $d_p = 4 \text{ mm}$  einen Wert von  $\alpha = 20 \text{ W/m}^2\text{K}$ . Vergleicht man den ermittelten Wärmeübergangskoeffizienten an die Umgebung mit dem berechneten Wärmeübergangskoeffizienten zwischen zwei Partikeln von  $\alpha_{pp} = 105 \text{ W/m}^2\text{K}$ , siehe Abschnitt 2.3, so lässt sich feststellen, dass der Wärmeübergang zwischen den Partikeln der dominierende Wärmeübertragungsmechanismus ist. Diesen Befund bestätigt das schnellere Erreichen der kalorischen Mischtemperatur im Falle der Temperaturlausgleichsexperimente in Abbildung 4.10. Zu dem stattfindenden Wärmeübergang zwischen den Partikeln wird der auftretende Wärmeverlust, hervorgerufen durch Konvektion und Wärmeleitung an die Wand, addiert. Alle durchgeführten Versuche zur Bestimmung der Wärmeübertragung an die Umgebung sind im Anhang im Einzelnen ausgewertet.

### 4.3 Ergebnisse der 3D-Versuche

Die 3D-Versuche mit ruhenden und durchmischten Schüttungen mussten verworfen werden. Der Grund dafür sind die unterschiedlichen Beleuchtungsverhältnisse zwischen Stirn- und

#### 4 Ergebnisse der experimentellen Untersuchung

Oberfläche der Versuchsschüttung, die dadurch nicht mehr nur durch eine Kalibrierkurve hätten ausgewertet werden können. Wie bereits in Abschnitt 3.7.3 ausführlich beschrieben, ist eine Auswertungsmethode mit zwei Kalibrierkurven möglich, aber erheblich aufwendiger. Außerdem wird durch die Beschichtung der Versuchspartikel Abrieb auf der Trommelwand hervorgerufen. Dieser Abrieb verfälscht die Farbwerte der Kugeln mit zunehmender Versuchsdauer, so dass eine Auswertung mit den durchgeführten Kalibrierkurven nicht mehr zulässig ist.

## 5 Ergebnisse der numerischen Untersuchungen

Nachdem im Kapitel 3 und 4 die experimentellen Untersuchungen beschrieben und ausgewertet worden sind, soll nun im letzten Teil der Arbeit auf die Validierung numerischer Methoden mit Hilfe der experimentellen Ergebnisse eingegangen werden.

Die Ergebnisse früherer Arbeiten [8] eines Aufheizvorgangs einer Partikelschüttung aus Glaskugeln mit einem Partikeldurchmesser von  $d_p = 8$  mm sollen mit neuen Ergebnissen verglichen werden. Hierzu wird numerisch der Einfluss von Schüttungsstrukturen sowie der Einfluss des Wärmeübergangskoeffizienten von der Wand auf die Partikelschüttung untersucht.

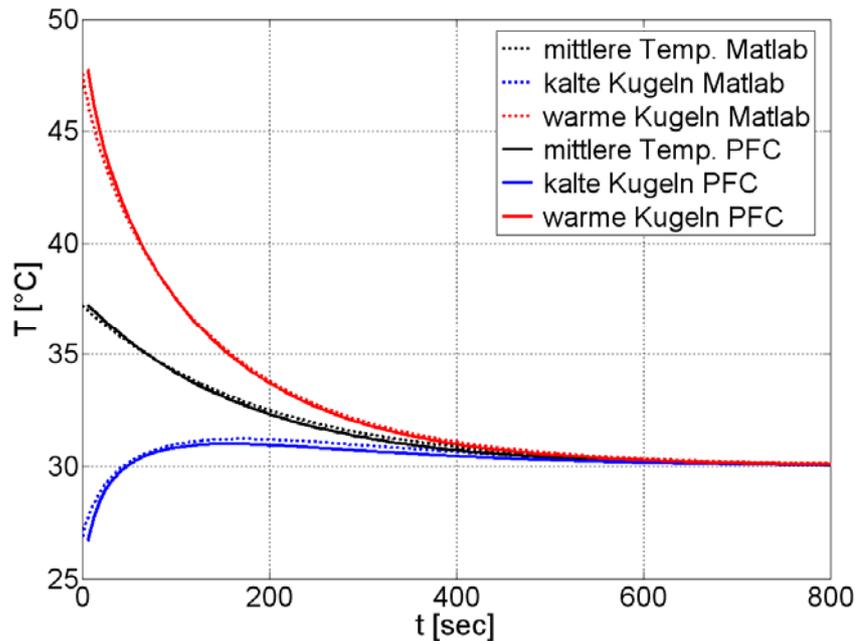
Außerdem erfolgt ein Vergleich des im Kapitel 2 beschriebenen semidiskreten Penetrationsmodells mit dem traditionellen analytischen Penetrationsmodell. Das semidiskrete PM soll die Brücke zwischen Kontinuumsmodell und diskreter Methode bilden. Dabei liefert das semidiskrete Penetrationsmodell diskrete Ergebnisse in relativ kurzer Zeit ohne erhöhten Rechenaufwand.

### 5.1 Vergleich der experimentellen mit den numerischen Ergebnissen

Zuerst soll jedoch mit der experimentellen Validierung begonnen werden. Unterschiede bzw. Gemeinsamkeiten der experimentell ermittelten Ergebnisse mit den Ergebnissen der numerischen Modelle können nur dann festgestellt werden, wenn sie so genau wie möglich miteinander verglichen werden. Um dies zu gewährleisten, ist es notwendig, die exakten Strukturparameter der Versuchsschüttungen numerisch nachzubilden. Dazu werden die Partikelkoordinaten der Partikelschüttungen der Experimente ermittelt und numerisch durch eine Kontaktmatrix beschrieben. Ein Vergleich der in Kapitel 2 beschriebenen Methoden zur diskreten Berechnung des Wärmeübergangs in Schüttungen mit exakten Schüttungskordinaten wird anhand einer ruhenden Schüttung durchgeführt. In Abbildung 5.1 sind die numerischen Ergebnisse der kommerziellen DEM - Software PFC<sup>2D</sup> mit numerischen Ergebnissen der entkoppelten Methode mit Matlab für einen Ausgleichsversuch bei einer Kammertemperatur von 30°C miteinander verglichen worden. Der in Abbildung 5.1 gezeigte Versuch ist in Tabelle 4-1 nicht enthalten, da dies ein Vorversuch bei einer Kammertemperatur von 30°C gewesen ist. Man erkennt die Übereinstimmung der Temperaturverläufe sowohl für die warme Partikelfraktion als auch für die kalte Partikelfraktion während des Temperatenausgleichs. Geringe Abweichungen der Temperaturen treten infolge der unterschiedlichen numerischen Berechnungsweisen und der unterschiedlichen Zeitschritte auf. Durch den Vergleich beider Methoden anhand einer ruhenden Schüttung wird deutlich, dass beide Methoden zu gleichen Lösungen führen und somit direkt vergleichbar sind.

Während die kommerzielle DEM - Software PFC<sup>2D</sup> den thermischen und mechanischen Prozess simultan berechnet, werden bei der Entkopplung des mechanischen Prozesses von dem thermischen Prozess mittels Matlab - Programm die vorher erzeugte Kontaktmatrix und die Ausgangsparameter der Partikelschüttung eingelesen und die Partikeltemperaturen mit Hilfe der Enthalpiebilanz berechnet. Die berechneten Temperaturwerte sind, um auftretende

Wärmegewinne respektive -verluste an die umgebende Kammerluft für die Rechnung zu kompensieren, mit Hilfe des Anpassungsparameters  $(\alpha A)_{WK}$  (Abschnitt 4.2.5) korrigiert worden.

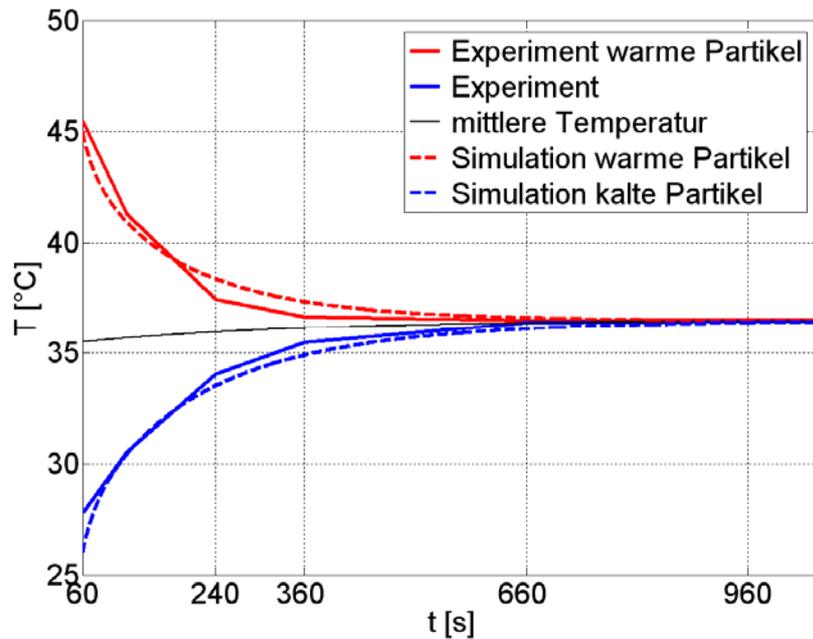


**Abbildung 5.1:** Vergleich der numerischen Ergebnisse der kommerziellen DEM Software PFC<sup>2D</sup> und der entkoppelten Berechnungsmethode anhand einer ruhenden Schüttung

Bei Versuchen mit bewegter Schüttung werden die Ausgangskordinaten der Versuchsschüttungen in das kommerzielle Programm PFC<sup>2D</sup> eingelesen und der Durchmischungsvorgang simuliert. Dadurch wird der thermische Prozess des Temperatursausgleichs simultan zum mechanischen Prozess in PFC<sup>2D</sup> mitberechnet. Ein Vergleich beider Methoden anhand einer durchmischten Schüttung wird in dieser Arbeit nicht erbracht.

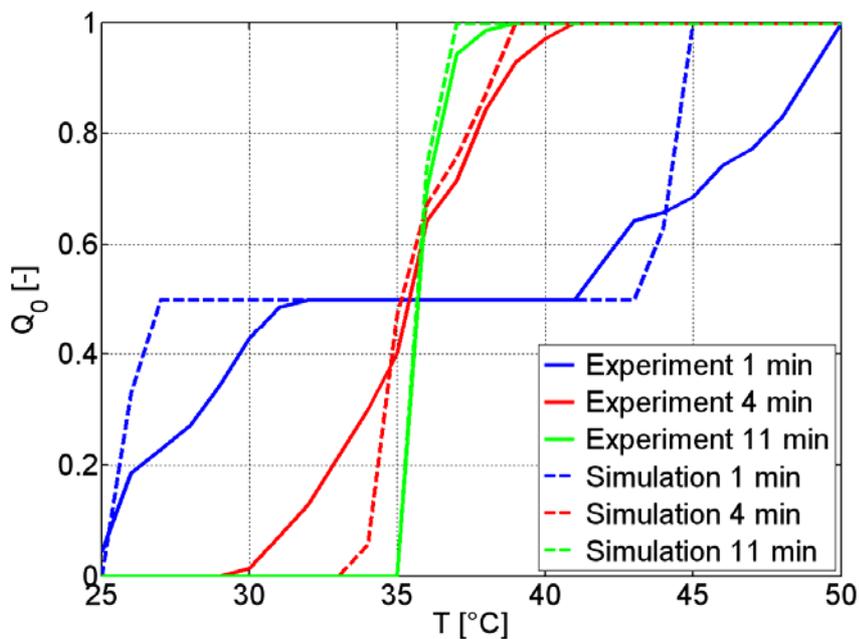
Wärmeverluste bzw. Wärmegewinne aus der Kammer werden sowohl für die Berechnung der ruhenden Schüttung mit entkoppelter Methode als auch für die Berechnung von durchmischten Schüttungen mit PFC<sup>2D</sup> mit Hilfe des ermittelten Anpassungsparameters  $(\alpha A)_{WK}$  berücksichtigt.

In den Abbildungen 5.2 bis 5.5 werden die experimentellen Ergebnisse der Ausgleichsversuche mit den Ergebnissen des numerischen Modells für eine ruhende und eine durchmischte Schüttung verglichen. Die Quellcodes der durchgeführten Simulationen sind im Anhang A5 ausführlich dargestellt. In Abbildung 5.2 ist der Vergleich zwischen experimentellen Ergebnissen des Versuchs Nr. 1 und mittels entkoppelter Methode numerisch berechneten Ergebnissen eines Temperatursausgleichs in einer ruhenden Partikelschüttung dargestellt. Die Anfangstemperaturen des numerischen Modells sind an die Ausgangstemperaturen des Experiments angepasst worden. Für die kalte Partikelfraktion ergibt sich somit eine Starttemperatur von  $T_{0,kalt} = 26^\circ\text{C}$  und für die aufgeheizte Partikelfraktion eine Starttemperatur von  $T_{0,warm} = 45^\circ\text{C}$ .



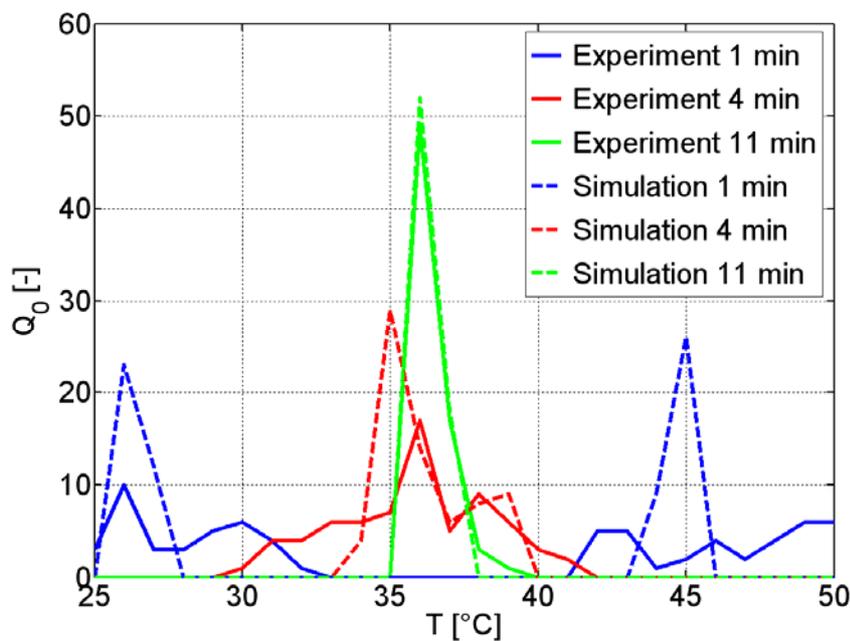
**Abbildung 5.2:** Vergleich der experimentellen Ergebnisse und der entkoppelten Berechnungsmethode für eine ruhende Schüttung (V Nr. 1)

Man erkennt eine sehr gute Übereinstimmung zwischen experimentellen und numerischen Ergebnissen. Der Vergleich der experimentell ermittelten mit der numerisch berechneten Temperatursummenverteilung während eines Temperatursausgleichs in einer ruhenden Schüttung (Abbildung 5.3) zeigt ebenfalls eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse.



**Abbildung 5.3:** Vergleich der Temperatursummenverteilung der experimentellen Ergebnisse und der entkoppelten Berechnungsmethode für eine ruhende Schüttung (V Nr.1, Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

Zwischen der experimentell ermittelten und der numerisch berechneten Temperaturdichteverteilung treten am Beginn des Versuchs Abweichungen auf. Diese Abweichungen sind darauf zurückzuführen, dass zu Beginn des Experiments nicht alle Partikel der kalten und warmen Partikelfraktion die gleiche Temperatur haben. Dies kommt daher, dass die Partikel während des Befüllvorgangs der Trommel (siehe Abschnitt 3.7.1) unterschiedlich mit ihrer Umwelt wechselwirken und somit unterschiedlich viel Wärme abgeben bzw. aufnehmen. Außerdem kommt es aufgrund des Befüllvorgangs zu einem kurzen Zeitraum, in dem sich die beiden Partikelfraktionen bereits in Kontakt befunden und Wärme ausgetauscht haben. Bei der numerischen Berechnung wird dieser Zeitraum nicht berücksichtigt. Mit zunehmender Versuchszeit verringern sich diese Abweichungen, da sich die Partikeltemperaturen einander angleichen. Nach 11 min Versuchszeit gibt es eine vollständige Übereinstimmung zwischen Experiment und numerischer Berechnung.

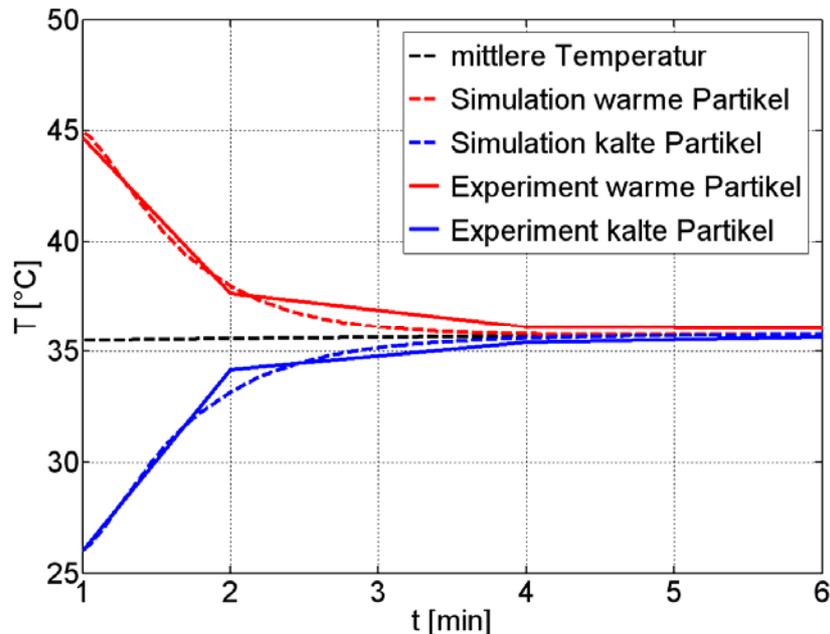


**Abbildung 5.4:** Vergleich der Temperaturdichteverteilung für experimentelle Ergebnisse und der entkoppelten Berechnungsmethode für eine ruhende Schüttung (V Nr. 1, Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

Für den Temperatenausgleich zweier unterschiedlich temperierter Partikelfraktionen in einer durchmischten Schüttung, wie in Versuch 5 (Tabelle 4-1) durchgeführt, mussten die Anfangsbedingungen des numerischen Modells ebenfalls an die Ausgangsbedingungen des Experiments angepasst werden. Die numerische Berechnung des Temperatenausgleichs ist mit Hilfe der kommerziellen DEM-Software erfolgt. Es zeigt sich eine hohe Übereinstimmung zwischen experimentellem und numerischem Ergebnis.

Ein Vergleich der Temperaturdichteverteilungen und der Temperatursummenverteilungen für durchmischte Schüttungen kann nicht erbracht werden, da die Speicherung aller Partikeltemperaturen in PFC<sup>2D</sup> zwar theoretisch möglich ist, aber praktisch unrealisierbar: die intensive Nutzung des Speicherplatzes geht einher mit erhöhter Berechnungszeit. Die

Tatsache aber, dass PFC<sup>2D</sup> und entkoppelte Methode mit Matlab identische Ergebnisse für die mittleren Temperaturen der jeweiligen Partikelfraktionen und der Gesamtschüttung geliefert haben (siehe Abbildung 5.2), lässt den Schluss zu, dass sich auch die einzelnen Partikeltemperaturen ähneln und somit auch die Temperaturdichte- und die Temperatursummenverteilungen ähnlich sind.



**Abbildung 5.5:** Vergleich der experimentellen Ergebnisse und des numerischen Modells für eine bewegte Schüttung (V Nr. 5)

Es zeigt sich eine hohe Übereinstimmung zwischen den experimentellen Ergebnissen und der Modellierung bei Versuchen mit ruhender sowie mit durchmischter Schüttung. Der Anpassungsparameter  $(\alpha A)_{WK}$  mit dem vorher berechneten Wert von  $2,5 \cdot 10^{-4}$  W/K ist ausreichend, um die experimentellen Ergebnisse zu beschreiben. Alle Temperaturverläufe der durchgeführten Versuche aus Tabelle 4-1 sind im Anhang dargestellt.

Die Ergebnisse zeigen, dass das diskrete numerische Modell sowohl für die kommerzielle DEM - Software PFC<sup>2D</sup> als auch für die entkoppelte Methode mit Hilfe der diskreten experimentellen Untersuchungen validiert werden kann. Das bedeutet, dass die vorhandene diskrete numerische Berechnung den realen Prozess der Wärmeübertragung in einer Partikelschüttung beschreibt.

Somit bleibt die Frage offen, woher die beim Vergleich der Ergebnisse des diskreten numerischen Modells mit den Ergebnissen des Penetrationsmodells quantitativen Differenzen zwischen den berechneten Koeffizienten für die Penetration von Wärme ins Innere der Schüttung, wie Kwapinska [8] sie ermittelt hat, stammen.

Deshalb werden Einflussmöglichkeiten auf die Wärmepenetration, die durch unterschiedliche Strukturparameter und thermische Parameter hervorgerufen werden können, im nächsten Abschnitt genauer untersucht. Auch die Methode der Kalibrierung zwischen dem Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_{pp}$  und der effektiven Wärmeleitfähigkeit der Schüttung  $\lambda_{bed}$ ,

die für einen Vergleich zwischen Penetrationsmodell und diskreter Berechnungsmethode notwendig ist, wird im nächsten Abschnitt genauer untersucht.

## 5.2 Einfluss der Schüttungseigenschaften auf die Wärmeübertragung innerhalb einer Partikelschüttung

Aufgrund der Vergleichbarkeit mit früheren Arbeiten von Kwapinska [8], sind die numerischen Untersuchungen weiterer Einflussmöglichkeiten auf die Wärmepenetration an einer Partikelschüttung aus Glaskugeln mit einem Partikeldurchmesser von  $d_p = 8$  mm durchgeführt worden. Für die theoretischen Untersuchungen des Aufheizverhaltens einer Partikelschüttung in einer beheizten Trommel wird eine Trommel mit einem Durchmesser von  $D = 250$  mm simuliert. Alle Berechnungen sind an einem AMD Athlon XP 1900, 1.6 GHz, 256 MB RAM durchgeführt worden. Die numerischen Parameter für Glas und die Simulationsparameter sind in Tabelle 5-1 dargestellt.

**Tabelle 5-1:** Numerische Parameter und Simulationsparameter für Glas

$d_p$	8 mm
D	250 mm
$\rho_p$	2500 kg/m <sup>3</sup>
$k_n$	$1,22 \cdot 10^9$ N/m
$k_s$	$1,22 \cdot 10^9$ N/m
$c_p$	836 J/kgK
$\alpha_{pp}$	57 W/m <sup>2</sup> K
$\alpha_{wp}$	114 W/m <sup>2</sup> K
$T_{p,0}$	293 K
$T_w$	343 K

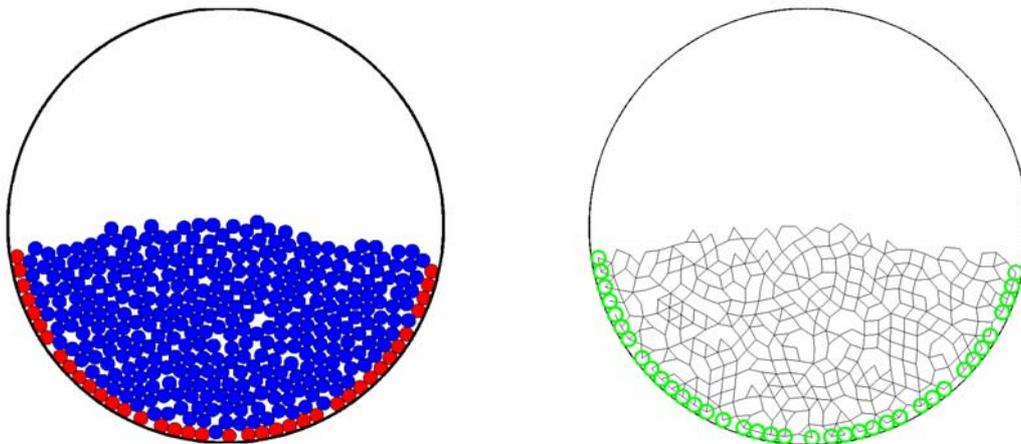
Um den Einfluss von Schüttungsparametern auf den Aufheizvorgang innerhalb einer Partikelschüttung zu untersuchen, werden 5 Zufallsschüttungen generiert (Tabelle 5-2) und ihr Aufheizverhalten numerisch untersucht. Dabei unterscheiden sich die zu untersuchenden Schüttungen in Struktur und Anzahl der Partikelkontakte mit der beheizten Wand. Die Porosität und die Schüttungsdichte variieren. Eine genaue Darstellung der untersuchten Schüttungen ist im Anhang zu finden.

**Tabelle 5-2:** Schüttungseigenschaften der 5 Zufallsschüttungen

Struktur	Porosität	Schüttungsdichte	Wandkontakte
1	0,47	1325	40
2	0,47	1325	40
3	0.46	1350	39
4	0.45	1375	39
5	0.45	1375	37

Untersucht werden die mittlere Schüttungstemperatur  $T_m$ , der zeitlich gemittelte Wärmeübergangskoeffizient im Schüttgut  $\alpha$ , der Anstieg des zeitlich gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten im Schüttgut  $\Delta \ln(\alpha)/\Delta \ln(t)$  und die daraus resultierende Wärmeleitfähigkeit der Schüttung  $\lambda_{bed}$  (siehe Abbildungen 5.7 bis 5.10 und 5.13).

Die Partikelschüttungen werden in einem Zylinder generiert und durch die Wand beheizt, um das Aufheizverhalten in einer Partikelschüttung in einer Trommel zu untersuchen. In dieser Arbeit werden nur mit Kugeln gepackte Zylinder untersucht, da solche Geometrien in Trommelapparaten auftreten. In Abbildung 5.6 ist ein mit Kugeln gepackter Zylinder und das sich daraus entwickelnde Kontaktnetzwerk dargestellt.

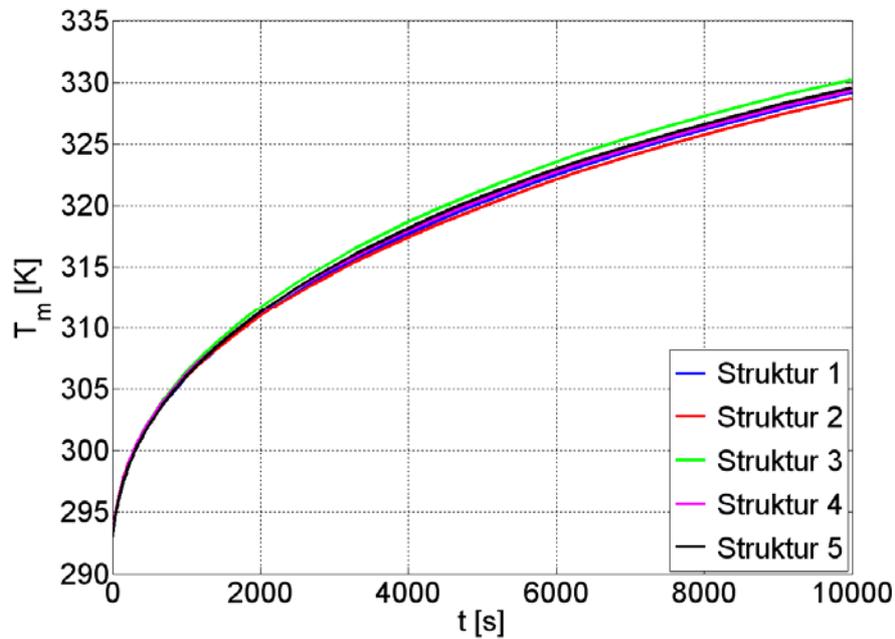


**Abbildung 5.6:** Mit Kugeln gepackter Zylinder und Kontaktnetzwerk der dabei entstehenden Struktur

Für die Generierung der Schüttung ist das kommerzielle Programm PFC<sup>2D</sup> verwendet worden. Die mit PFC<sup>2D</sup> generierte Partikelstruktur wird mit Hilfe der Partikelkoordinaten in ein Netzwerk aus Partikelkontakten umgewandelt und in einer Kontaktmatrix gespeichert. Dadurch kann das Aufheizverhalten der Partikelschüttung aus einem System von Energiebilanzen untersucht werden.

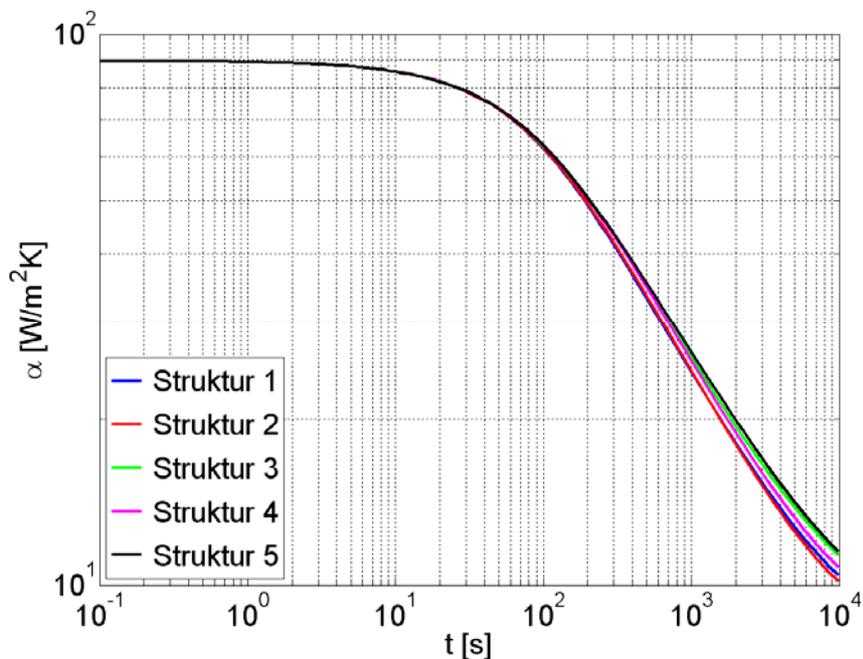
In Abbildung 5.7 ist die mittlere Schüttungstemperatur der 5 Schüttungsstrukturen während des Aufheizprozesses dargestellt. Das Aufheizverhalten der Partikelschüttung durch eine beheizte Wand ist mit einem Wandwärmeübergangskoeffizienten von  $\alpha_{wp} = 114 \text{ W/m}^2\text{K}$  und einem Wärmeübergangskoeffizienten zwischen den Partikeln von  $\alpha_{pp} = 57 \text{ W/m}^2\text{K}$  simuliert worden. Alle Temperaturkurven weisen einen ähnlichen Verlauf auf, daraus lässt sich schließen, dass die Schüttungsstruktur nur einen geringen Einfluss auf das Aufheizverhalten der Schüttung hat.

## 5 Ergebnisse der numerischen Untersuchungen



**Abbildung 5.7:** Mittlere Schüttungstemperatur der verschiedenen Strukturen

Der aus Gl. 1.10 berechnete Gesamtwärmeübergangskoeffizient, der im ersten Abschnitt durch den Wärmeübergangskoeffizienten zwischen Wand und Schüttung dominiert wird und mit zunehmender Zeit abnimmt, ist in Abbildung 5.8 für alle 5 Schüttungsstrukturen dargestellt.

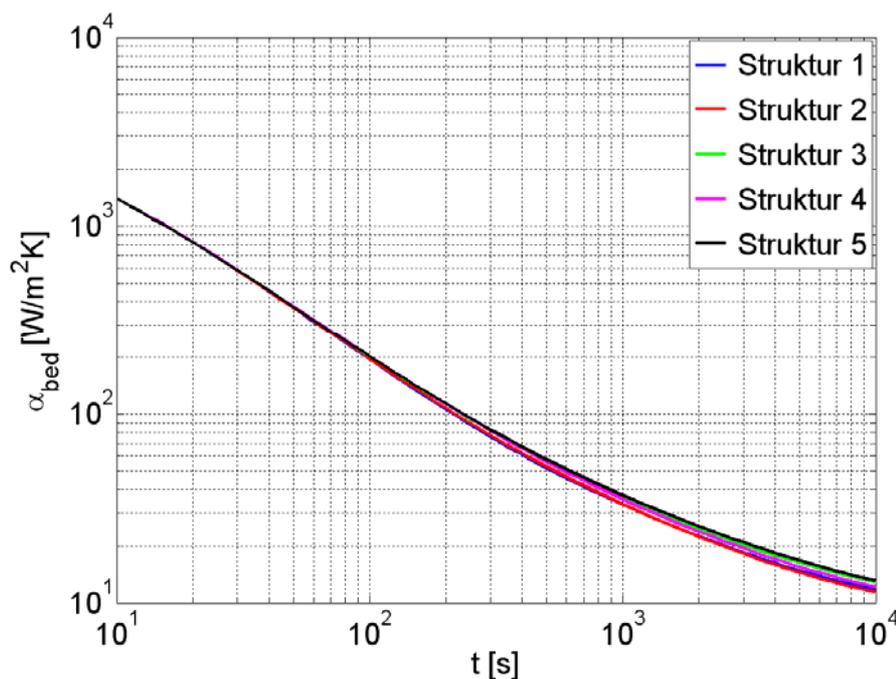


**Abbildung 5.8:** Gesamtwärmeübergangskoeffizient der verschiedenen Schüttungen

Die ermittelten Gesamtwärmeübergangskoeffizienten aller untersuchten Schüttungsstrukturen weisen einen ähnlichen Verlauf auf. Da zu Beginn des Wärmeübergangs von der beheizten Wand an die Partikelschüttung nur die mit der Wand in Kontakt stehenden Partikel aufgeheizt

werden, nimmt der Gesamtwärmeübergangskoeffizient einen Wert an, der identisch mit dem Wandwärmeübergangskoeffizienten ist. Der Kontaktwärmeübergangskoeffizient zwischen der Trommelwand und der Kugelschüttung berechnet sich aus dem Bedeckungsgrad  $\phi$  der Schüttung auf der Trommelwand und dem Kontaktwärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_{wp}$  (siehe Gl. 1.7). D.h., für sehr kurze Zeit dominiert der Wärmeübergangskoeffizient zwischen der Schüttung und der Wand. Mit zunehmender Zeit verringert sich der Gesamtwärmeübergangskoeffizient, da der Gesamtwärmeübergang an die Schüttung immer mehr von dem Wärmeübergang in der Schüttung dominiert wird und dieser kleiner ist. Bei weiterer Steigerung der Prozesszeit wird die gesamte Schüttung aufgeheizt und der Gesamtwärmeübergangskoeffizient läuft in einen konstanten Ausgleichswert [52].

Möchte man den Einfluss der Schüttungsgeometrie auf den Wärmeübergang in der Schüttung untersuchen, muss man den Wärmepenetrationkoeffizienten  $\alpha_{bed}$  aller Schüttungsstrukturen miteinander vergleichen. Nachdem der Einfluss des Kontaktwärmeübergangskoeffizienten abgeklungen ist, so dass  $\alpha \approx \alpha_{bed}$  gilt, kann man aus Gleichung 1.6 den Wärmepenetrationkoeffizienten  $\alpha_{bed}$  für alle zu untersuchenden Strukturen berechnen und miteinander vergleichen. Dieser Vergleich ist in Abbildung 5.9 dargestellt.



**Abbildung 5.9:** Wärmepenetrationkoeffizient der verschiedenen Schüttungen

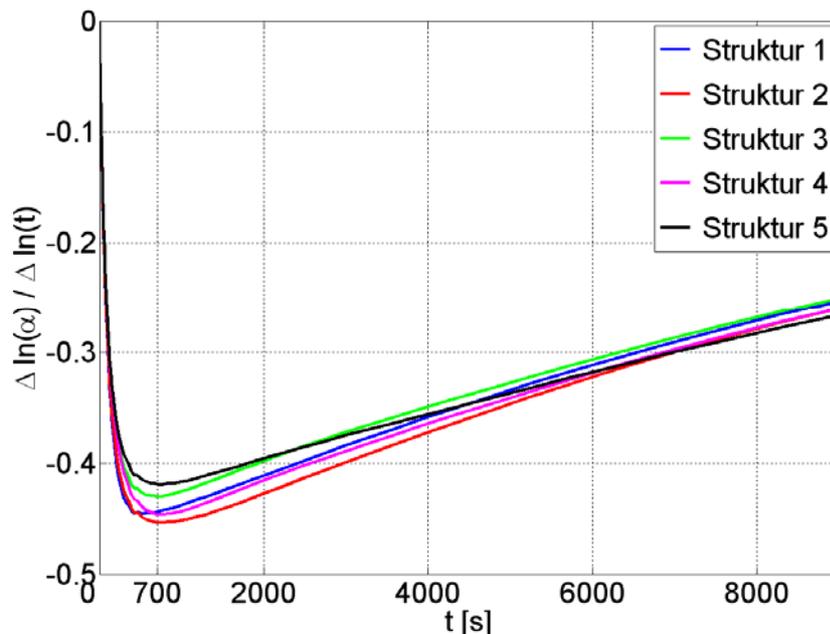
Die ermittelten Wärmepenetrationkoeffizienten aller untersuchten Schüttungsstrukturen weisen einen ähnlichen Verlauf auf. D.h., die Struktur der Schüttung hat nur einen geringen Einfluss auf den Wärmepenetrationkoeffizienten  $\alpha_{bed}$ .

Um einer Wärmeleitfähigkeit der Schüttung  $\lambda_{bed}$  für die Berechnung des Penetrationsmodells genau einen Wärmeübergangskoeffizienten zwischen den Partikeln  $\alpha_{pp}$  für die Berechnung der DEM zuordnen zu können, soll die Kurve des Gesamtwärmeübergangskoeffizienten einen Bereich mit einem Anstieg von  $-0.5$  erreichen. In diesem Bereich korreliert der Wärmeübergangskoeffizient zwischen den Partikeln  $\alpha_{pp}$  mit der effektiven Wärmeleitfähigkeit der Schüttung  $\lambda_{bed}$ . Das bedeutet, dass eine Wärmeleitfähigkeit der Schüttung  $\lambda_{bed}$  für die

Berechnung des Penetrationsmodells genau einem Wärmeübergangskoeffizienten zwischen den Partikeln  $\alpha_{pp}$  für die Berechnung der DEM entspricht. Kalibriert man für diesen Bereich das  $\lambda_{bed}$  mit dem  $\alpha_{pp}$ , so ist ein Vergleich des Penetrationsmodells mit dem diskreten Modell möglich.

Betrachtet man aber den Anstieg des Verlaufs des Gesamtwärmeübergangskoeffizienten wie in Abbildung 5.10, so erkennt man, dass ein Anstieg von -0,5 zu keiner Zeit und nicht, wie angenommen, über einen größeren Zeitbereich vorliegt. Da zu keinem Zeitpunkt der Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten gleich -0,5 ist, wird der Wendepunkt des Verlaufs des Gesamtwärmeübergangskoeffizienten für jede der untersuchten Schüttungsstrukturen für die weitere Betrachtung verwendet. Der Wendepunkt des Verlaufs des Gesamtwärmeübergangskoeffizienten beschreibt den Wechsel der Richtung des Verlaufs des Anstiegs und liegt bei den untersuchten Strukturen bei ca. 700 s, siehe Abb. 5.10. Nur an diesem Wendepunkt ist eine Korrelation des Wärmeübergangskoeffizienten zwischen den Partikeln  $\alpha_{pp}$  mit der Wärmeleitfähigkeit der Schüttung  $\lambda_{bed}$  erlaubt.

Ein größerer bzw. kleinerer Anstieg hat auch einen anderen Zeitpunkt zur Berechnung von  $\lambda_{bed}$  (siehe Gl. 5.1) und somit auch eine ungenaue Kalibrierung des  $\lambda_{bed}$  mit  $\alpha_{pp}$  zur Folge.



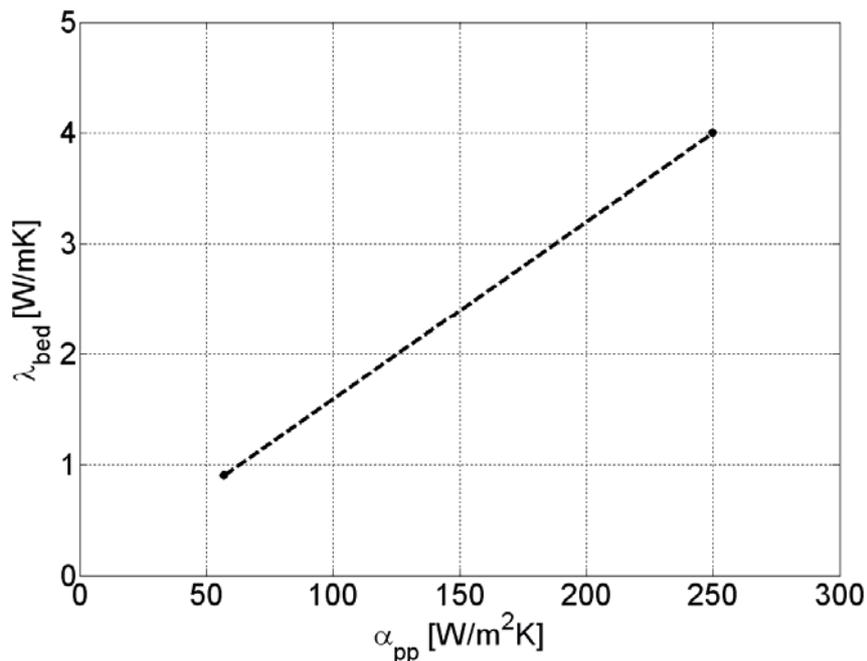
**Abbildung 5.10:** Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten bei verschiedenen Schüttungsstrukturen

Kalibriert man für diesen Zeitpunkt das  $\lambda_{bed}$  mit dem  $\alpha_{pp}$ , so ist ein Vergleich des Penetrationsmodells mit dem diskreten Modell möglich. Dabei bestimmt man  $\alpha_{pp}$  analytisch nach Gl. 2.10, wohingegen man die Wärmeleitfähigkeit der Schüttung  $\lambda_{bed}$  aus den Gleichungen:

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{\alpha_{WS}} + \frac{1}{\alpha_{bed}}$$

$$\lambda_{bed} = \alpha_{bed}^2 \frac{\pi}{4} \frac{t}{(\rho \cdot c)_{bed}}$$

berechnet. Dabei sind die Zeit  $t$  und der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_{\text{bed}}$  genau an dem Punkt abzulesen, an dem der Anstieg des mit Hilfe der Gl. 1.10 berechneten Gesamtwärmeübergangskoeffizienten (Abbildung 5.8) einen Wert von  $-0,5$  annimmt. Nimmt der Anstieg niemals einen Wert von  $-0,5$  an, so verwendet man wie in unserem Fall den Wendepunkt des Graphen. Da zu diesem Zeitpunkt der Einfluss des Kontaktwärmeübergangskoeffizienten schon abgeklungen ist, gilt nach Gl. 1.6  $\alpha \approx \alpha_{\text{bed}}$ . Berechnet man zwei  $\lambda_{\text{bed}}$  bei zwei verschiedenen  $\alpha_{\text{pp}}$  und trägt die Werte in einem Diagramm auf, erhält man eine Kalibriergerade (Abbildung 5.11), die zum Vergleich des PM mit der DEM verwendet werden kann.



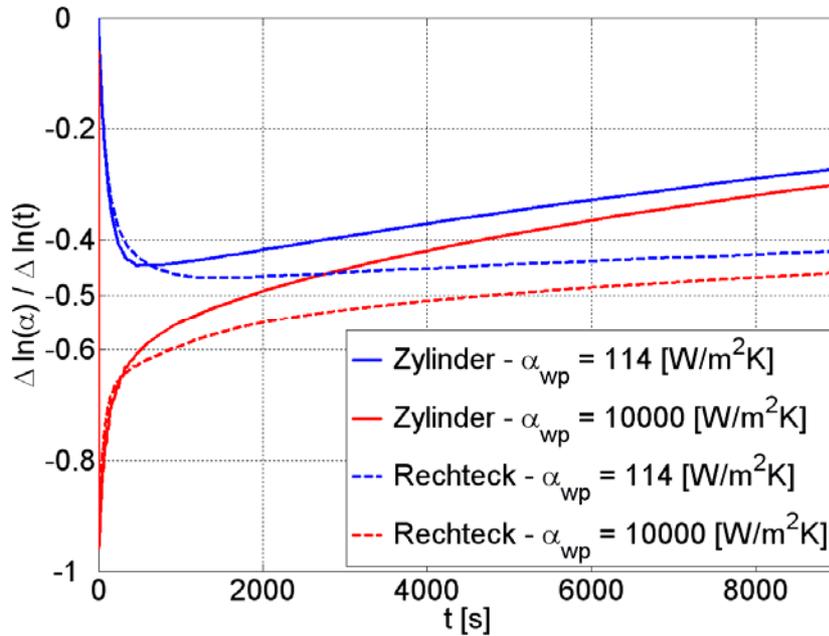
**Abbildung 5.11:** Kalibrierung der Wärmeleitfähigkeit der Schüttung  $\lambda_{\text{bed}}$  mit dem Wärmeübergangskoeffizienten zwischen den Partikeln  $\alpha_{\text{pp}}$

Mit Hilfe dieser Kalibriergerade ist es möglich, jedem Partikel-Partikel Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_{\text{pp}}$  genau eine Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{\text{bed}}$  zuzuordnen.

Die von Kwapinska [8] ermittelte Kalibriergerade, weicht erheblich von der in dieser Arbeit ermittelten Kalibrierkurve ab. Dies könnte sich auf die fehlerhafte Ableseung des Zeitpunktes des Anstiegs von  $-0,5$  zurückführen lassen. Der Fakt, dass ein Anstieg von  $-0,5$  gar nicht erreicht wird und der Wendepunkt der Kurve genommen werden muss, kann dazu führen, dass ein falscher Zeitpunkt gewählt und somit ein falsches  $\lambda_{\text{bed}}$  berechnet wird. Auch die Verwendung der unterschiedlichen Schüttungsgeometrie für die Kalibrierung (Zylinder bei Weigler, Rechteck bei Kwapinska) kann zu Abweichungen bei der Lage des Anstiegs von  $-0,5$  bzw. des Wendepunkts beim Verlauf des Gesamtwärmeübergangskoeffizienten und somit bei der Berechnung der Wärmeleitfähigkeit der Schüttung führen.

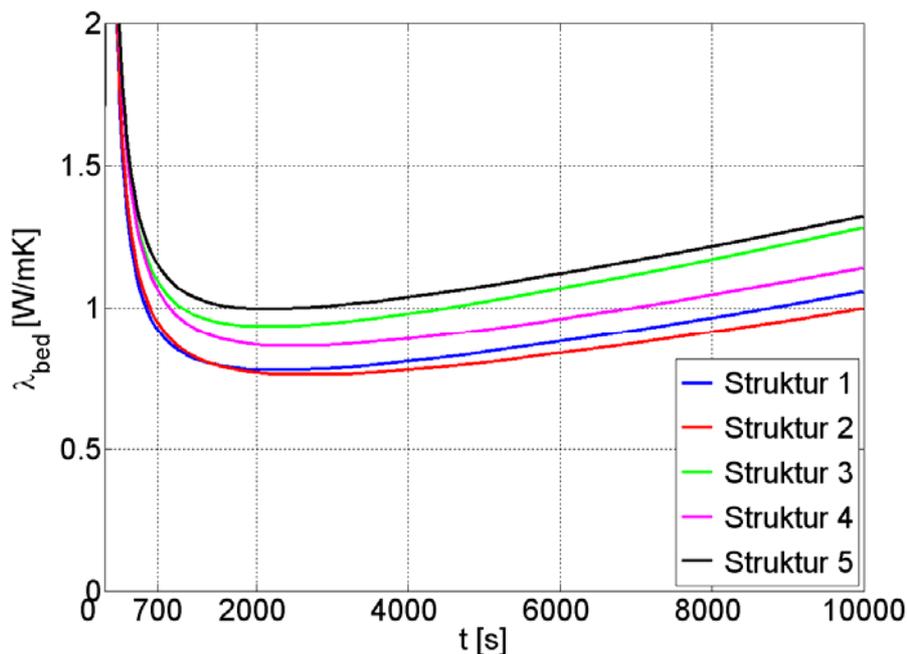
In Abbildung 5.12 sind zwei Anstiege des Gesamtwärmeübergangskoeffizienten bei unterschiedlicher Schüttungsgeometrie (Zylinder, Rechteck mit  $h$  ca.  $0,26$  m) mit jeweils zwei verschiedenen Wandwärmeübergangskoeffizienten dargestellt. Man erkennt deutlich die

unterschiedlichen Zeitpunkte des Wendepunkts bei einer Zylindergeometrie und die unterschiedlichen Zeitpunkte eines Anstiegs von -0.5 bei Rechteckgeometrien. Die Wahl des Zeitpunkts für die Korrelation des Wärmeübergangskoeffizienten zwischen den Partikeln  $\alpha_{pp}$  mit der Wärmeleitfähigkeit der Schüttung  $\lambda_{bed}$  ist daher mit größter Sorgfalt zu treffen.



**Abbildung 5.12:** Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten bei verschiedenen Schüttungsgeometrien und verschiedenen Wandübergangskoeffizienten

Schaut man sich nun in Abbildung 5.13 den Verlauf der Wärmeleitfähigkeit der Schüttung an, erkennt man, dass diese sehr stark über der Zeit variiert. Auch ein Einfluss der Schüttungsstruktur ist deutlich sichtbar.



**Abbildung 5.13:** Wärmeleitfähigkeit der Schüttung, mit Gl. 5.1 berechnet

Es ist daher wichtig, den Anstieg von -0,5 bzw. den Wendepunkt und somit den Zeitpunkt  $t$  für die Korrelation des Wärmeübergangskoeffizienten zwischen den Partikeln mit der Wärmeleitfähigkeit der Schüttung genau zu bestimmen. Abweichungen von diesem Zeitpunkt führen zu Abweichungen im Wert der zu berechnenden Wärmeleitfähigkeit der Schüttung  $\lambda_{bed}$ .

### 5.3 Vergleich zwischen semidiskretem PM und analytischem PM für die Berechnung der Aufheizung durchmischter Schüttungen

Um Unterschiede der Diskreten Elemente Methode vom kontinuierlichen Penetrationsmodell aufzuzeigen, wird in diesem Abschnitt das semidiskrete Penetrationsmodell angewendet (siehe Abschnitt 2.5) und mit analytischen Ergebnissen des traditionellen Penetrationsmodells (siehe Abschnitt 1.2.2) verglichen. Alle beschriebenen numerischen Untersuchungen werden an einer Partikelschüttung aus Glaskugeln mit einem Partikeldurchmesser von  $d_p = 8$  mm in einer Versuchstrommel mit einem Durchmesser von  $D = 250$  mm durchgeführt.

Das semidiskrete PM ähnelt in der Berechnung dem Penetrationsmodell, aber mit dem Unterschied, dass die Schüttung aus Einzelpartikeln bestehen bleibt und somit als diskret betrachtet werden kann. Die Unterschiede beider Methoden sollen anhand von Simulationen der Aufheizung einer durchmischten Schüttung beschrieben werden.

Während das analytische Penetrationsmodell (Gl. 1.6) zu jedem Zeitpunkt der Aufheizung einen Gesamtwärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$  aus einem Wandwärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_{ws}$  (Gl. 1.7) und einem Penetrationskoeffizienten  $\alpha_{bed}$  (Gl. 1.12) bestimmt, aus dem man mit der Energiebilanz (Gl. 1.9) eine mittlere Schüttungstemperatur berechnen kann, wird bei dem semidiskreten Penetrationsmodell jede einzelne Partikeltemperatur mit der Enthalpiebilanz

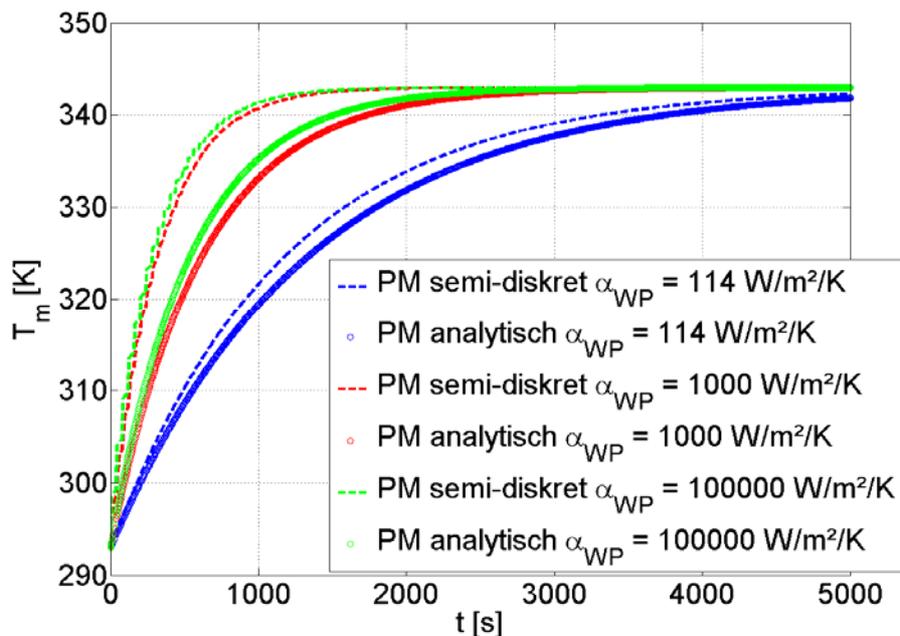
$$\frac{d\bar{T}_p}{dt} = \frac{\alpha_{pp} \cdot A_p}{m_p \cdot c} \cdot \overline{CM} \cdot \bar{T}_p + \frac{\alpha_{wp} \cdot A_p}{m_p \cdot c} \cdot \overline{WC} \cdot (T_w - \bar{T}_p) \quad 5.2$$

bestimmt und daraus eine mittlere Schüttungstemperatur berechnet. Der Penetrationskoeffizient  $\alpha_{bed}$  wird beim semidiskreten Penetrationsmodell durch einen Partikel-Partikel-Wärmeübergangskoeffizienten ersetzt. Kalibriert man das  $\lambda_{bed}$  mit dem  $\alpha_{pp}$  (Abschnitt 5.2), so ist ein Vergleich des Penetrationsmodells mit dem semidiskreten Modell möglich. Die Wärmeleitfähigkeit der Schüttung von  $\lambda_{bed} = 0,9$  W/mK ist aus den Kalibrierungsexperimenten für die Struktur 1 (Abbildung 5.13) bestimmt worden.

Semidiskret heißt in diesem Fall, dass die Partikelschüttung aus einzelnen Partikeln besteht und nicht zu einem Kontinuum zusammengefasst wird wie beim traditionellen PM. Der Wärmeübergang an die Schüttung wird durch den Wärmeübergang zwischen einzelnen Partikeln und zwischen den Partikeln und der Wand vollzogen. Die Durchmischung der Schüttung wird im PM durch die thermische Mischzeit und im semidiskreten Fall durch zeitlich periodisch durchgeführte zufällige Durchmischungen der Partikeltemperaturen innerhalb der starren Partikelschüttung beschrieben. Nach dem Durchmischungsvorgang

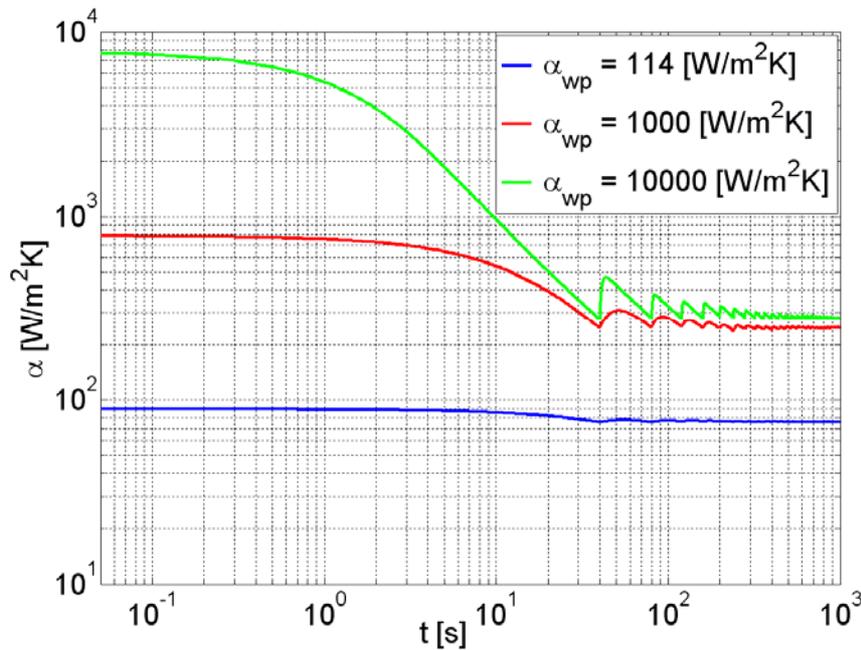
schließt sich eine Phase der Wärmepenetration in die Schüttung und ein erneuter Wärmeübergang von der Wand an die mit der Wand in Kontakt stehenden Partikel an. Der Vorteil des semidiskreten Penetrationsmodells im Vergleich zum analytischen PM ist die diskrete Betrachtung der Partikeltemperaturen. Die Quellcodes der durchgeführten Simulationen sind im Anhang A8 ausführlich dargestellt.

Berechnet man nun den Temperaturverlauf während des Aufheizvorgangs mit Hilfe des analytischen Penetrationsmodells mit einer Wärmeleitfähigkeit der Schüttung  $\lambda_{\text{bed}}$  von 0,9 W/mK und mit Hilfe des semidiskreten Penetrationsmodell mit einem  $\alpha_{\text{pp}}$  von 57 W/m<sup>2</sup>K, jeweils mit einer Ruheperiode von  $t_{\text{R}} = 40$  s, aber unterschiedlichen Wandwärmeübergangskoeffizienten und vergleicht diese miteinander (Abbildung 5.14), so stellt man fest, dass bei einem sehr hohen Wandwärmeübergangskoeffizienten sehr große Abweichungen und bei kleinen Wandwärmeübergangskoeffizienten keine Abweichungen auftreten. Das bedeutet, dass der Wandwärmeübergangskoeffizient einen sehr großen Einfluss auf den Aufheizprozess und mithin auf die mittlere Temperatur hat. Eine Ruheperiode von  $t_{\text{R}} = 40$  s ist festgelegt worden, da sie nach Gl. 1.1 bis 1.4 einer Umdrehungsfrequenz von  $n = 10$  U/min entspricht.



**Abbildung 5.14:** Mittlere Temperatur einer Partikelschüttung bei Wandbeheizung

Ein Vergleich der berechneten Gesamtwärmeübergangskoeffizienten (Abbildung 5.15) zeigt, dass sich bei steigendem Wandwärmeübergangskoeffizienten auch der Gesamtwärmeübergangskoeffizient am Ende des Aufheizvorgangs vergrößert.



**Abbildung 5.15:** Semidiskret berechnete Gesamtwärmeübergangskoeffizienten einer Partikelschüttung bei unterschiedlichen  $\alpha_{wp}$

Da sich nach jedem Durchmischungsvorgang wieder Partikeltemperaturen kleiner der Wandtemperatur in Kontakt mit der Wand befinden, steigt der Gesamtwärmeübergangskoeffizient kurzzeitig, da der Wandwärmeübergangskoeffizient kurzzeitig dominanter wird. Nachdem die Partikel an der Wand aber die wieder Wandtemperaturen angenommen haben, sinkt der Gesamtwärmeübergangskoeffizient wieder. Dieser Effekt lässt sich nach jedem Durchmischungsvorgang, besonders bei einem hohen Wandwärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_{wp}$  in Diagramm 5.15 anhand des gezackten Verlaufs des Wandwärmeübergangskoeffizienten erkennen.

Ein Vergleich des analytisch berechneten Gesamtwärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_{PM,analytisch}$  in Tabelle 5-3 mit dem diskret berechneten Gesamtwärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_{semidiskret}$  in Tabelle 5-4 bestätigt die Annahme, dass die DEM sensibler auf den Wandwärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_{wp}$  reagiert.

Beim direkten Vergleich der analytisch berechneten Werte des Penetrationsmodells (Tabelle 5-3) mit den semidiskret berechneten Werten (Tabelle 5-4) erkennt man deutlich den großen Einfluss des Wärmeübergangskoeffizienten an der Wand  $\alpha_{wp}$  auf den Gesamtwärmeübergangskoeffizienten. Die Werte für den Gesamtwärmeübergangskoeffizienten bei der semidiskreten Berechnungsmethode für verschiedene Wand-Partikel-Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_{wp}$ , sind fast doppelt so groß wie die Gesamtwärmeübergangskoeffizienten, mit Penetrationsmodell berechnet.  $\alpha_{PM,analytisch}$  lässt sich aus den Gleichungen 1.6 bis 1.8 und Gl. 1.12 analytisch berechnen.

**Tabelle 5-3:** Analytisch berechnete Gesamtwärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_{PM,analytisch}$ 

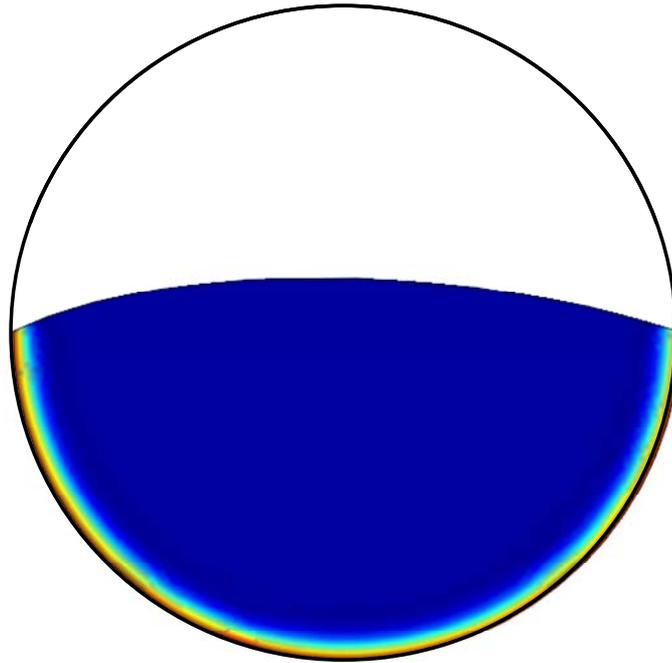
$\alpha_{WP}$ W/m <sup>2</sup> K	$\Phi$	$\alpha_{WS}$ W/m <sup>2</sup> K	$\alpha_{bed}$ W/m <sup>2</sup> K	$\alpha_{PM,analytisch}$ W/m <sup>2</sup> /K
114	0.8	91,2	174,7	59,9
1000	0.8	800	174,7	143,4
10000	0.8	8000	174,7	170,9

$\alpha_{semidiskret}$  lässt sich aus Abbildung 5.15 bei einer Zeit von 1000 s ablesen. Aus dem abgelesenen semidiskreten Gesamtwärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_{semidiskret}$  lässt sich mit Gl. 1.6 und dem Wand-Schüttungs-Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_{WS}$  ein Penetrationskoeffizient  $\alpha_{bed}$  berechnen.

**Tabelle 5-4:** Semidiskret berechnete Gesamtwärmeübergangskoeffizienten (Abbildung 5.15)

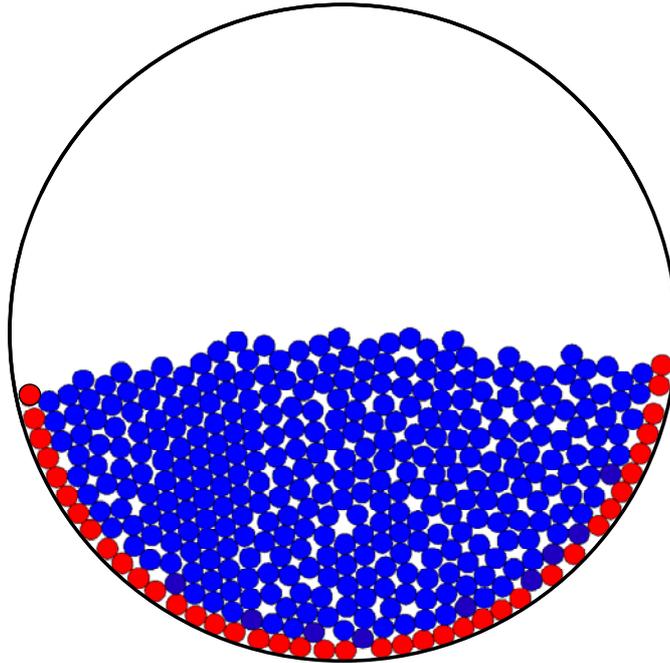
$\alpha_{WP}$ W/m <sup>2</sup> /K	$\Phi$	$\alpha_{WS}$ W/m <sup>2</sup> K	$\alpha_{bed}$ W/m <sup>2</sup> /K	$\alpha_{semi-diskret}$ W/m <sup>2</sup> /K
114	0.8	91,2	456	76
1000	0.8	800	357	247
10000	0.8	8000	286	276

Somit stellt sich die Frage, warum die diskrete Modellierung im Vergleich zum Penetrationsmodell so sensibel auf den Wärmeübergang an der Wand reagiert. Dies lässt sich mit der Betrachtungsweise der Schüttung in beiden Modellen erklären. Beim klassischen Penetrationsmodell, bei dem die Schüttung als Kontinuum mit einer Wärmeleitfähigkeit für die gesamte Schüttung angesehen wird (Abbildung 5.16), wird die Schüttung durch die Erhöhung des Wärmeübergangs an der Wand nur an der Grenzschicht zwischen Wand und Körper beeinflusst. Der Wärmeübergang in dem Körper selbst bleibt unbeeinflusst. Das heißt, dass der Körper durch einen sehr hohen Wärmeübergang an der Wand nur in der Grenzschicht die Wandtemperatur erreicht. Der Körper hinter der Grenzschicht verringert aber durch die geringe Wärmeleitfähigkeit die Wärmepenetration. Es wird also nur eine relativ geringe Masse im Vergleich zum gesamten Körper aufgeheizt. Dadurch steigt die mittlere Temperatur des Körpers nur wenig, obwohl der Wärmeübergang an der Wand sehr groß ist.



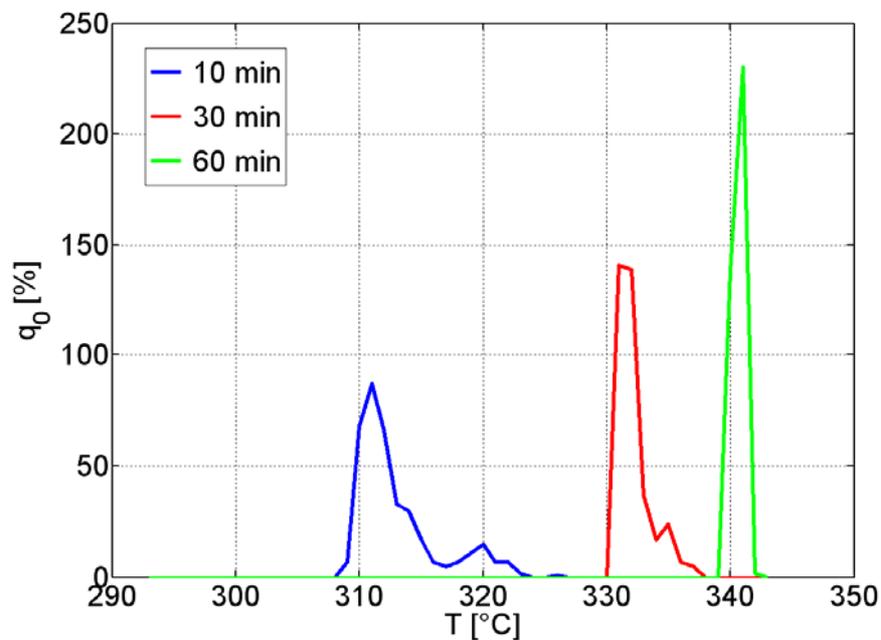
**Abbildung 5.16:** Partikelschüttung als Kontinuum beim Aufheizen durch eine beheizte Wand

Bei einer diskreten Betrachtung der Kugelschüttung jedoch, bei der jedes Partikel einzeln betrachtet wird (Abbildung 5.17), liegen an der Wand einzelne Partikel vor. Bei einer Erhöhung des Wärmeübergangs an der Wand werden diese komplett aufgeheizt und nehmen die Temperatur der Wand an. Das heißt, dass ein beträchtlicher Anteil der Partikelschüttung sehr schnell erwärmt wird. Auch wenn die Wärme durch den niedrigen Partikel-Partikel-Wärmeübergangskoeffizienten kaum in die Schüttung weitergeleitet wird, hat eine bestimmte Masse der Schüttung schon die Wandtemperatur angenommen. Die mittlere Temperatur der Schüttung steigt also um den Anteil der bereits aufgeheizten Wandpartikel. Bei einer Durchmischung der Schüttung wird dieser Effekt noch verstärkt, da durch die Durchmischung jedes Partikel in Kontakt mit der Wand kommt. Bei einem sehr großen Wärmeübergang an der Wand werden die Partikel durch den Wandkontakt sehr schnell aufgeheizt. Der Wärmeübergang in der Schüttung spielt dann keine Rolle mehr, da der gesamte Temperatúrausgleich an der Wand stattfindet.



**Abbildung 5.17:** Schema der Aufheizung einer Partikelschüttung durch eine beheizte Wand

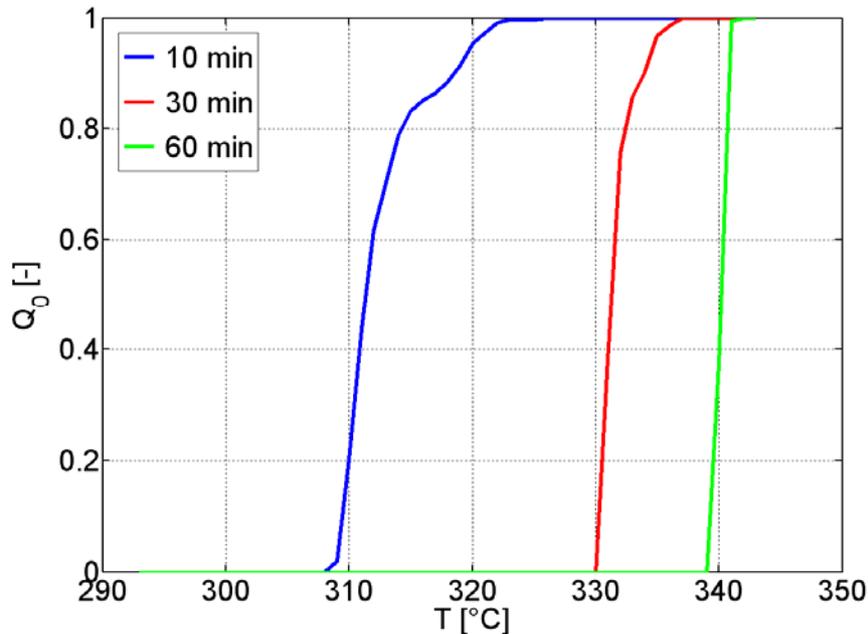
Ein Vorteil des semidiskreten PM ist die Berechenbarkeit von Temperaturverteilungen, während man aus dem klassischen PM nur eine mittlere Temperatur der Schüttung erhält, siehe Abbildungen 5.18, 5.19.



**Abbildung 5.18:** Temperaturdichteverteilung beim Aufheizen einer Partikelschüttung, mit einem Wandwärmeübergangskoeffizienten von  $\alpha_{wp} = 114 \text{ W/m}^2\text{K}$

Die Temperaturdichteverteilung eines Aufheizvorgangs einer durchmischten Schüttung durch eine beheizte Trommelwand zeigt, wie sich die Partikelschüttung von einer bimodalen

Temperaturverteilung zu einer monomodalen Temperaturverteilung aufheizt. Die Bimodalität am Anfang der Aufheizung kommt daher, dass Partikel, die mit der Wand Kontakt gehabt haben, mehr Wärme aufgenommen haben und somit heißer sind als die Partikel, die noch nicht in Kontakt mit der Wand gestanden haben. Mit zunehmender Aufheizzeit haben alle Partikel Kontakt mit der Wand gehabt und haben auch somit die gleiche Menge Wärme von der Wand aufgenommen. Das gleiche Verhalten lässt sich in der Temperatursummenverteilung beobachten (Abbildung 5.19), in der eine Verschärfung der Verteilungen zu sehen ist.



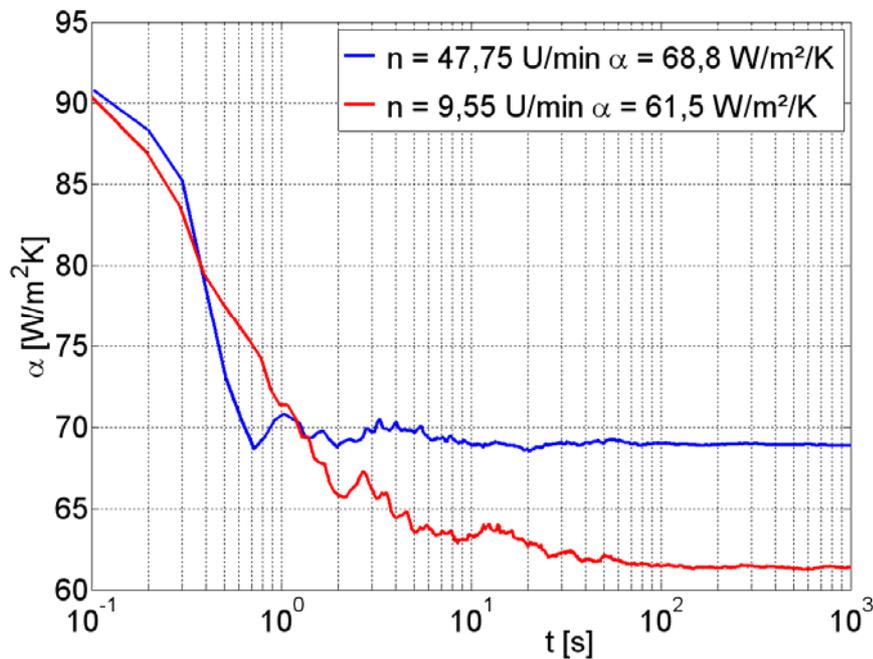
**Abbildung 5.19:** Temperatursummenverteilung beim Aufheizen einer Partikelschüttung mit einem Wandwärmeübergangskoeffizienten von  $\alpha_{wp} = 114 \text{ W/m}^2\text{K}$

#### 5.4 Vergleich der Ergebnisse des entkoppelten diskreten Modells mit dem Penetrationsmodell

Für den Vergleich des diskreten Modells mit dem Penetrationsmodell ist eine Partikelschüttung mit 370 Partikeln mit einem Partikeldurchmesser von  $d_p = 8 \text{ mm}$  in einer Trommel mit einem Durchmesser von  $D = 250 \text{ mm}$  durch die Trommelwand aufgeheizt worden. Die diskreten Ergebnisse werden mit der entkoppelten Methode berechnet. Um den Einfluss des Wandwärmeübergangskoeffizienten zu verringern, ist es notwendig, real berechnete Wärmeübergangskoeffizienten (Gl. 2.9, 2.10) nach Schlünder [29] zu verwenden. Real berechnete Wärmeübergangskoeffizienten zwischen der Wand und einem Partikel und zwischen zwei Partikeln bedeuten einen doppelt so großen Wandwärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_{wp}$  als den Wärmeübergangskoeffizienten zwischen zwei Partikeln  $\alpha_{pp}$ .

Das Ergebnis der diskreten Berechnungen des Gesamtwärmeübergangskoeffizienten bei einer Simulation mit realen Wärmeübergangskoeffizienten ist in Abbildung 5.20 zu sehen.

Dargestellt ist der Gesamtwärmeübergangskoeffizient einer Schüttung mit unterschiedlichen Umdrehungsfrequenzen der beheizten Trommel.



**Abbildung 5.20:** Gesamtübergangskoeffizient diskret berechnet

Die in Abbildung 5.20 dargestellten Ergebnisse sind mit einem berechneten Partikel-Partikel-Wärmeübergangskoeffizienten von  $\alpha_{pp} = 57 \text{ W/m}^2\text{K}$  und einem doppelt so großen Wandwärmeübergangskoeffizienten  $\alpha_{wp} = 114 \text{ W/m}^2\text{K}$  berechnet worden. Der sich einstellende Gesamtwärmeübergangskoeffizient ist bei einer Umdrehungsfrequenz von  $n = 9,55 \text{ U/min}$  gleich  $\alpha = 61,5 \text{ W/m}^2\text{K}$  und bei einer Umdrehungsfrequenz von  $n = 47,75 \text{ U/min}$  gleich  $\alpha = 68,8 \text{ W/m}^2\text{K}$ . Berechnet man aus dem Gesamtwärmeübergangskoeffizienten einen Penetrationswiderstand mit der Gleichung 1.6, erhält man mit einem Wärmeübergangskoeffizienten Wand-Schüttung von  $\alpha_{ws} = \Phi\alpha_{wp}$  einen Penetrationskoeffizienten von  $\alpha_{bed,DEM} = 188,8 \text{ W/m}^2\text{K}$  bei  $n = 9,55 \text{ U/min}$  und  $\alpha_{bed,DEM} = 280,1 \text{ W/m}^2\text{K}$  bei  $n = 47,75 \text{ U/min}$  für die diskrete Modellierung, wobei  $\Phi = 0.8$  ist. Berechnet man mit dem traditionellen PM (Gl. 1.6 bis 1.8 und 1.12) den Penetrationskoeffizienten, so erhält man mit dem gleichen Wärmeübergangskoeffizienten Wand-Schüttung einen Penetrationskoeffizienten von  $\alpha_{bed,PM} = 170,5 \text{ W/m}^2\text{K}$  bei  $n = 9,55 \text{ U/min}$  und  $\alpha_{bed,PM} = 276,2 \text{ W/m}^2\text{K}$  bei  $n = 47,75 \text{ U/min}$  (siehe Tabelle 5-5).

Ermittelt man nun aus dem Ergebnis des Gesamtwärmeübergangskoeffizienten eine thermische Mischzeit für das diskrete Modell  $t_{th,DEM}$

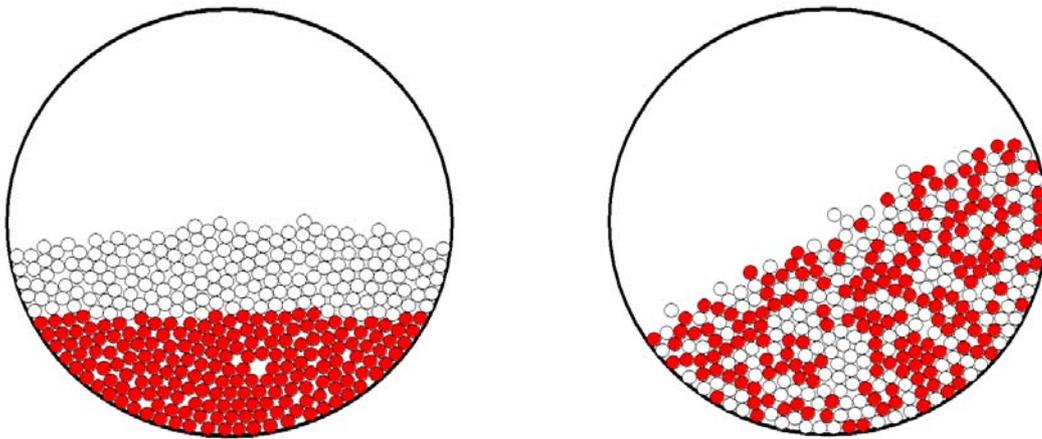
$$t_{th,DEM} = \frac{4(\rho c \lambda)_{bed}}{\pi \alpha_{bed}^2} \quad 5.3$$

und vergleicht sie mit der thermischen Mischzeit des Penetrationsmodells  $t_{th,PM}$ ,

$$t_{th,PM} = t_R = \frac{N_{mix}}{n} \quad 5.4$$

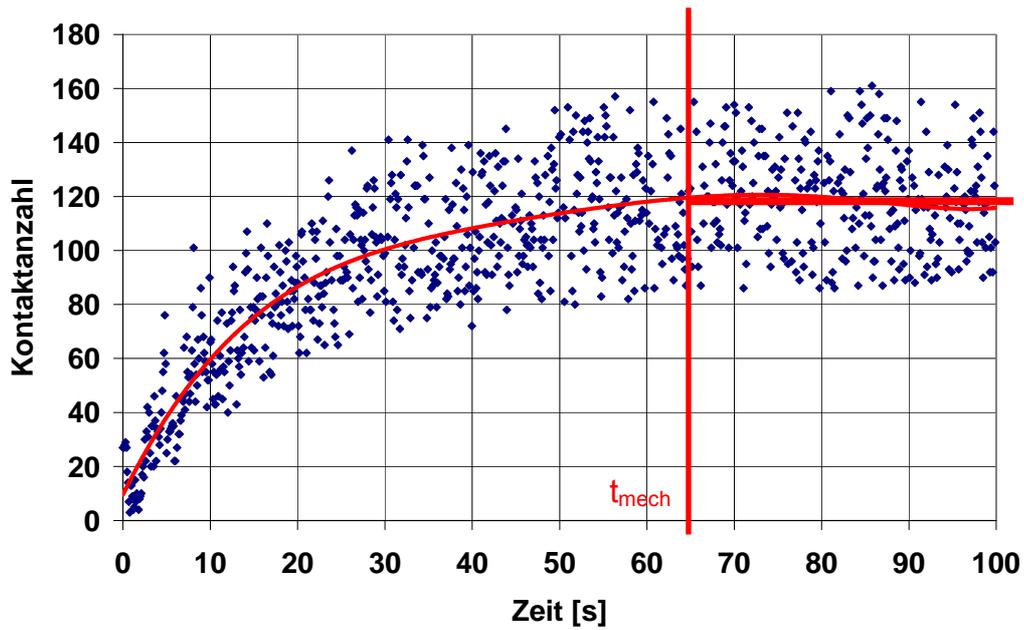
dann sieht man eine Übereinstimmung beider Ergebnisse in Tabelle 5-5.  $N_{mix}$  lässt sich mit Hilfe den Gleichungen 1.3 und 1.4 berechnen. Die Schüttungsparameter betragen  $\rho_{bed} = 1274 \text{ kg/m}^3$  und  $c_{bed} = c_p = 836 \text{ J/kgK}$ . Die Wärmeleitfähigkeit der Schüttung  $\lambda_{bed} = 0,9 \text{ W/mK}$  ist aus den Kalibrierungssimulationen (Abbildung 5.13) für die Modellschüttungsstruktur Nr.1 bestimmt worden. Aus Tabelle 5-5 erkennt man, dass das diskrete Modell mit realen Wärmeübergangskoeffizienten ähnliche Ergebnisse wie das PM liefert.

Berechnet man mit Hilfe von numerischen Experimenten eine mechanische Mischzeit  $t_{mech}$ , kann man sie mit der thermischen Mischzeit vergleichen. Die mechanische Mischzeit gibt an, nach welcher Zeit eine Partikelschüttung bei einer konstanten Drehzahl ideal durchmischt ist. Um eine mechanische Mischzeit  $t_{mech}$  zu bestimmen, werden zwei gleich große Partikelfraktionen unterschiedlicher Farbe (weiß, rot) in einem Zylinder angehäuft und mechanisch durchmischt. Dabei wird die Anzahl der Kontakte zwischen weißen und roten Kugeln mit zunehmender Zeit bestimmt (siehe Abbildung 5.21).



**Abbildung 5.21:** Numerisches Experiment zur Bestimmung der mechanischen Mischzeit

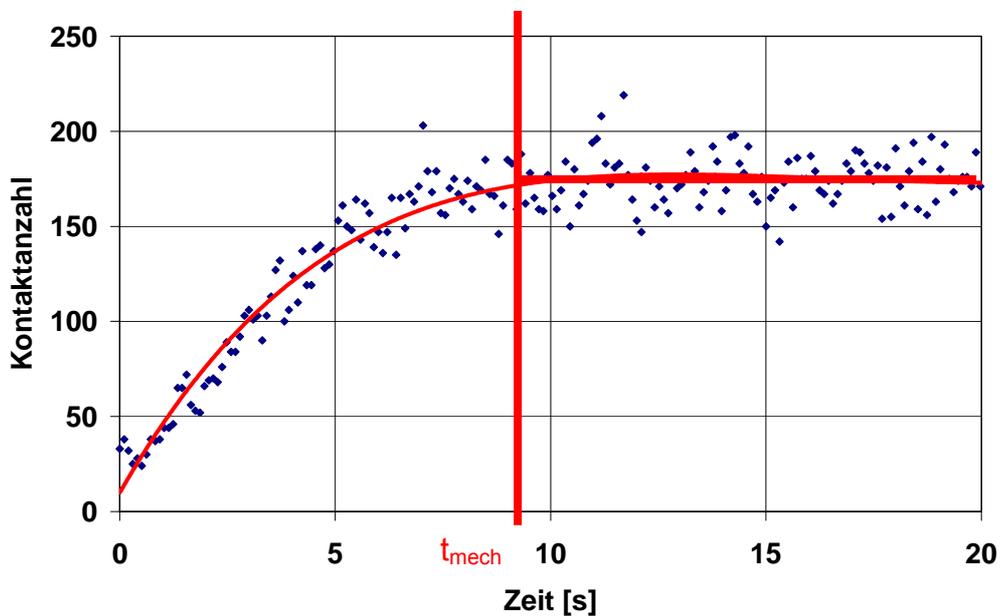
In Abbildung 5.22 sind die Kontakte zwischen weißen und roten Kugeln in einer Partikelschüttung bei einer Drehzahl von  $n = 9,55 \text{ U/min}$  aufgezeichnet. Legt man sich eine Trendlinie in die Messpunkte und bestimmt die Zeit, an der die Trendlinie horizontal wird, hat man die mechanische Mischzeit bestimmt.



**Abbildung 5.22:** Mechanische Mischzeit bei  $n = 9,55$  U/min

Bei einer Partikelschüttung mit einer Umdrehungszahl von  $n = 9,55$  U/min lässt sich eine mechanische Mischzeit von 64 s ermitteln.

In Abbildung 5.23 sind die Kontakte zwischen weißen und roten Kugeln in einer Partikelschüttung bei einer Drehzahl von  $n = 47,75$  U/min aufgezeichnet.



**Abbildung 5.23:** Mechanische Mischzeit bei  $n = 47,75$  U/min

Bei einer Partikelschüttung mit einer Umdrehungszahl von  $n = 47,75$  U/min lässt sich eine mechanische Mischzeit von 9 s ermitteln.

Ein Vergleich der mechanischen numerisch experimentell ermittelten Mischzeit  $t_{\text{mech}}$  mit den berechneten thermischen Mischzeiten  $t_{\text{th,DEM}}$  und  $t_{\text{th,PM}}$  (Tabelle 5-5) zeigt, dass die Zeit, die für eine ideale mechanische Durchmischung benötigt wird, fast doppelt so groß ist wie die Zeit, die für eine ideale thermische Durchmischung benötigt wird.

**Tabelle 5-5** : Vergleich der thermischen Mischzeit mit der mechanischen Mischzeit

n [U/min]	n [1/s]	$\lambda_{\text{bed}}$ [W/mK]	$\Phi$	Thermal DEM			PM		PM with $t_{\text{mech}}$	
				$\alpha$ W/m <sup>2</sup> K	$\alpha_{\text{bed,DEM}}$ W/m <sup>2</sup> K	$t_{\text{th,DEM}}$ s	$T_R$ s	$\alpha_{\text{bed,PM}}$ W/m <sup>2</sup> K	$t_{\text{mech}}$ s	$\alpha_{\text{bed}}$ W/m <sup>2</sup> K
9,55	0,159	0,9	0,8	61,5	188,8	34,2	42,0	170,5	64,0	138,1
47,75	0,796	0,9	0,8	68,8	280,1	15,5	16,0	276,2	9,0	368,3

Die Ergebnisse aus Tabelle 5-5 zeigen, dass unter Verwendung von realen Wärmeübergangskoeffizienten das Penetrationsmodell und das diskrete Modell miteinander vergleichbar sind. Der Vergleich der mechanischen mit der thermischen Mischzeit zeigt, dass die mechanische Mischzeit von der thermischen Mischzeit während eines Aufheizprozesses einer durchmischten Partikelschüttung abweicht. Man erkennt, dass die mechanische Mischzeit bei geringen Umdrehungszahlen größer als die thermische Mischzeit ist. Bei höheren Umdrehungszahlen hingegen ist die mechanische Mischzeit geringer als die thermische Mischzeit. Dabei hängt das Ergebnis davon ab, wie genau die mechanische Mischzeit bestimmt werden kann.

## 6 Zusammenfassung

Zur diskreten Untersuchung der Wärmeübertragung in Partikelschüttungen sind im Rahmen dieser Arbeit Temperaturlausgleichsversuche sowohl an ruhenden als auch an durchmischten Schüttungen durchgeführt worden. Hierfür wird eine experimentelle Methode entwickelt, mit der die Temperatur jedes Einzelpartikels mit Hilfe von thermochromen Pigmenten bestimmt werden kann. Zu diesem Zweck wird eine neue Messmethode zur berührungslosen Temperaturmessung auf Grundlage von thermochromen Pigmenten in ruhenden sowie durchmischten Partikelschüttungen eingesetzt, mit der sich diskrete Temperaturverteilungen während eines thermischen Ausgleichsprozesses messen und auswerten lassen. Die zu untersuchende Partikelschüttung aus 4 mm großen Aluminiumkugeln wird mit den thermochromen Pigmenten beschichtet. Die Messmethode und die Durchführung der Experimente sind in den Abschnitten 3.5 bis 3.7 ausführlich beschrieben.

Außerdem wird in Abschnitt 5.4 das traditionelle analytische Penetrationsmodell mit einem entkoppelten diskreten Modell verglichen. Auf Grundlage der gewonnenen Ergebnisse wird ein semidiskretes Penetrationsmodell zur Berechnung des Aufheizprozesses einer Partikelschüttung durch eine beheizte Wand entwickelt. Das entwickelte semidiskrete Penetrationsmodell verbindet die diskrete Beschreibung der Partikeleigenschaften mit der analytischen Berechnung des Penetrationsmodells. Die theoretischen Berechnungen werden anhand einer Partikelschüttung aus 8 mm großen Glaskugeln durchgeführt.

Durch die Wahl von thermochromen Pigmenten wird eine Methode entwickelt, die sich für die optische Temperaturmessung eignet. Mit einer Mischung aus verschiedenen thermochromen Pigmenten kann der Temperaturbereich, in dem die Experimente durchgeführt werden, von 25 °C bis 50 °C erweitert werden. Das Ziel, einen Versuchsstand zur experimentellen Untersuchung von Wärmeaustauschvorgängen in Partikelschüttungen aufzubauen und die Partikeltemperaturen diskret zu bestimmen, ist erreicht.

Die Temperaturbestimmung aus den ermittelten Intensitätswerten der Partikel kann durch eine Polynomannäherung der vorher durchgeführten Kalibrierung realisiert werden. Dadurch werden zwei Kalibrierfunktionen bestimmt, die zur Korrelation der gemessenen Farbintensitäten mit den entsprechenden Temperaturen benötigt werden. Aufgrund des Hystereseverhaltens der thermochromen Pigmente zwischen dem Aufheizen und dem Abkühlen der Pigmente müssen zwei Kalibrierfunktionen ermittelt werden. Da aber durch zwei Kalibrierfunktionen Probleme beim Bestimmen der Partikeltemperaturen auftreten, wird eine Optimierung der Kalibrierfunktionen durchgeführt. Die Optimierung führt von einer Hysteresekurve für den Aufheiz- und den Abkühlvorgang der Pigmente, wie es für thermochrome Pigmente üblich ist, zu einer einzelnen Kalibrierkurve ohne Hysterese. Mit dieser Optimierung der Kalibrierkurve können auch die geringen Partikeltemperaturunterschiede um die kalorische Mischtemperatur aufgelöst werden. Somit wird die Auswertung des Temperaturlausgleichsprozesses erheblich verbessert.

Es wird gezeigt, dass sich die Temperaturen bei den Versuchen mit bewegter Schüttung sehr viel schneller ausgleichen als bei den Versuchen mit ruhender Schüttung. Der Effekt der Durchmischung einer Partikelschüttung, bei der es häufiger zu Kontakten zwischen den

Partikeln kommt, wodurch die Wärmeübertragung innerhalb der Schüttung verbessert wird, kann mit der neuentwickelten Versuchsmethode nachgewiesen werden.

Ein Vergleich der Ergebnisse der numerischen Methode mit den experimentellen Ergebnissen zeigt gute Übereinstimmungen. Wärmeverluste bzw. -gewinne durch konvektive Wärmeübertragung aus der Umgebungsluft wurden mittels eines experimentell ermittelten Parameters ( $\alpha A$ )<sub>WK</sub> in den Simulationen berücksichtigt, da eine exakte Berechnung aller auftretenden Wärmeverluste nicht möglich gewesen ist.

Mit den gewonnenen Ergebnissen aus den Temperatenausgleichsversuchen kann eine am Lehrstuhl vorhandene DEM-Simulation validiert werden. Der Vergleich der experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit mit den Ergebnissen der Simulation zeigt, dass die vorhandene DEM-Simulation die experimentell ermittelten Ergebnisse wiedergibt.

Durch die Validierung der DEM-Simulation ist es möglich, diese direkt mit dem traditionell angewandten kontinuierlichen Penetrationsmodell zu vergleichen. Dadurch können Probleme bei der Parametrisierung des kontinuierlichen Penetrationsmodells durch DEM - Simulationen gelöst werden. Es wird festgestellt, dass der Wandwärmübergangskoeffizient in diskreten Modellen einen erheblich größeren Einfluss als bei einem kontinuierlichen Modell aufgrund der Betrachtungsweise der Partikelschüttung als einen kontinuierlichen Körper hat. Die notwendige Kalibrierung, um einen Vergleich des Penetrationsmodells mit dem diskreten Modell zu ermöglichen, ist genauer untersucht worden. Dabei wird festgestellt, dass die Wahl des richtigen Zeitpunkts für die Korrelation des Wärmeübergangskoeffizienten zwischen den Partikeln  $\alpha_{pp}$  mit der Wärmeleitfähigkeit der Schüttung  $\lambda_{bed}$  mit größter Sorgfalt zu treffen ist. Ein in dieser Arbeit durchgeführter Vergleich der entkoppelten DEM-Simulation mit dem traditionell angewandten kontinuierlichen Penetrationsmodell anhand von Berechnungen mit realen Wandwärmübergangskoeffizienten (siehe Abschnitt 5.4) zeigt eine Übereinstimmung der jeweiligen Ergebnisse.

Durch neue Möglichkeiten bei der numerischen Beschreibung des Aufheizvorgangs einer Partikelschüttung durch eine beheizte Wand mit Hilfe einer semidiskreten Beschreibung des Problems können weitere Untersuchungen mit erheblich geringerem Rechenaufwand durchgeführt werden.

Alle in dieser Arbeit gestellten Ziele können erreicht werden. Durch die Entwicklung eines experimentellen Aufbaus zur diskreten Bestimmung von Partikeltemperaturen können Berechnungen mit der DEM validiert werden. Durch die erfolgreiche Validierung wird es möglich, DEM - Simulationen mit dem traditionell angewandten kontinuierlichen Penetrationsmodell zu vergleichen. Ein semi-diskretes Penetrationsmodell für die diskrete Beschreibung eines Aufheizprozesses unter Vernachlässigung der exakten Partikelmechanik wird entwickelt.

Es scheint so, als sei die mechanische Mischzeit bei geringen Umdrehungszahlen größer als die thermische Mischzeit. Bei höheren Umdrehungszahlen hingegen ist die mechanische Mischzeit geringer als die thermische Mischzeit. Diese Beobachtung sollte in weiteren wissenschaftlichen Arbeiten genauer untersucht werden. Erkenntnisse über die beiden Mischzeiten tragen erheblich dazu bei, den Aufheizprozess einer durchmischten Schüttung besser zu verstehen.

## Literaturverzeichnis

- [1] Gnielinski, V., Mersmann, A., Thurner, F. (1993), Verdampfung, Kristallisation, Trocknung, Vieweg Verlag, Braunschweig
- [2] Mersmann, A., Kind, M., Stichlmair, J. (2005), Thermische Verfahrenstechnik, Grundlagen und Methoden, 2. Auflage, Springer Verlag, Berlin
- [3] Kröll, K. (1978), Trocknungstechnik, 2. Band: Trockner und Trocknungsverfahren, 2. Auflage, Springer Verlag, Berlin
- [4] Kneule, F. (1975), Das Trocknen, 3. Auflage, Sauerländer Verlag, Aarau
- [5] Mollekopf, N. (1983), Wärmeübertragung an mechanisch durchmischtes Schüttgut mit Wärmesenken in Kontaktapparaten, Dissertation, Universität Karlsruhe
- [6] Schlünder, E.-U., Tsotsas, E. (1988), Wärmeübertragung in Festbetten, durchmischten Schüttungen und Wirbelschichten, Georg Thieme Verlag, Stuttgart
- [7] Kwapinska, M., Saage, G., Tsotsas, E. (2006), Mixing of particles in rotary drums: A comparison of discrete element simulations with experimental results and penetration models for thermal processes, Powder Technol., 161, 69-78
- [8] Kwapinska, M., Saage, G., Tsotsas, E. (2008), Continuous versus discrete modeling of heat transfer to agitated beds, Powder Technol., 181, 331-342
- [9] Lybert, P. (1987), Wall-particles heat transfer in rotating heat exchangers, Int. J. Heat Mass Transfer, 30, 1663 – 1672
- [10] Wunschmann, J. (1974), Wärmeübergang von beheizten Flächen an bewegte Schüttungen bei Normaldruck und Vakuum, Dissertation, Universität Karlsruhe
- [11] Hoffmann, T. (2008) *Aufbau eines Versuchsstandes zur experimentellen Untersuchung des Aufheizverhaltens in durchmischten Schüttungen mit Hilfe von thermochromen Pigmenten*, Diplomarbeit, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg
- [12] Naumann, M. (2008) Experimentelle Untersuchungen des Aufheizverhaltens in ruhenden und durchmischten Schüttungen aus thermochrom beschichteten Aluminiumkugeln, Diplomarbeit, Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg
- [13] Weigler, F., Hoffmann, T., Naumann, M., Peglow, M., Tsotsas, E. (2009), Experimental investigation of temperature distributions in bulk materials, Proceedings of the 7<sup>th</sup> World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics, and Thermodynamics (ExHFT-7), Krakow/Polen, 28. Juni - 3. Juli, 2034 – 2046

- [14] Shi, D., Vargas, W.L., McCarthy, J.J. (2008), Heat transfer in rotary kilns with interstitial gases, *Chem. Eng. Sci.*, 63, 4506-4516
- [15] Wes, G.W.J., Drinkenburg, A.A.H., Stemerding, S. (1976), Heat transfer in a horizontal rotary drum reactor, *Powder Technology*, 13, 185-192
- [16] Tscheng, S.H., Watkinson, A.P. (1979), Convective heat transfer in rotary kilns, *Can. J. Chem. Eng.*, 57, 433-443
- [17] Gorog, J.P., Brimbacombe, J.K. (1981), Radiative heat transfer in rotary kilns, *Metallurgical Transactions B*, 12B, 55-64
- [18] Herz, F., Sonavane, Y., Specht, E. (2010), Analysis of local heat transfer in direct fired rotary kilns, *Proceedings of the international heat transfer conference*, Paper No. IHTC14-22086, Washington, DC, USA
- [19] Agustini, S.S. (2006), Regenerative action of the wall on the heat transfer for directly and indirectly heated rotary kilns, *Dissertation, Universität Magdeburg*
- [20] Sonovane, Y. (2010), Influence of the wall on heat transfer process in rotary kiln, *Dissertation, Universität Magdeburg*
- [21] Vargas, W.L., McCarthy, J.J. (2001), Heat conduction in granular material, *A.I.Ch.E. Journal*, 47, 1052-1059
- [22] Molerus, O. (1997), Heat transfer in moving beds with a stagnant interstitial gas, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 40, 4151-4159
- [23] Liu, X.L., Specht, E. (2010), Temperature distribution within the moving bed of rotary kilns: Measurement and analysis, *Chem. Eng. and Processing*, 49, 147-150
- [24] Bertrand, F., Leclaire, L., Levecque, G. (2005), DEM-based models for the mixing of granular materials, *Chem. Eng. Sci.*, 60, 2517-2531
- [25] Kruggel-Emden, H., Wirtz, S., Simsek, E., Scherer, V. (2006), Modeling of granular flow and combined heat transfer in hoppers by discrete element method, *Journal of Pressure Vessel Technology*, 128, 439 - 444
- [26] Sadd, M., Adhikari, G., Cardoso, F. (2000), DEM simulation of wave propagation in granular materials, *Powder Technology*, 109, 222-233
- [27] Hassanpour, A., Antony, S., Ghadri, M. (2007), Effect of size ratio on the behaviour of agglomerates embedded in a bed of particles subjected to shearing: DEM analysis, *Chem. Eng. Sci.*, 62, 935-942
- [28] Rajamani, R.K., Mishra, B.K., Venugopal, R., Datta, A. (2000), Discrete element analysis of tumbling mills, *Powder Technology*, 109, 105-112
- [29] Schlünder, E.-U. (1971), Wärmeübergang an bewegte Kugelschüttungen bei kurzfristigem Kontakt, *Chemie Ing. Techn*, 43, 651-654
- [30] Krischer, O., Kast, W. (1978), *Trocknungstechnik 1. Band*, 3. Auflage, Springer

- Verlag, Berlin
- [31] Kröll., K., Kast,W. (1989), Trocknen und Trockner in der Produktion, Springer, Berlin
- [32] Baukal, C.E. (2000), Heat transfer in Industrial Combustion, CRC Press, Oklahoma
- [33] Brimbacombe, J.K., Watkinson, A.P. (1978), Heat transfer in a direct-fired kiln: 1. Pilot plant and experimentation, Metallurgical Transactions B, 9B, 201-219
- [34] Evripidis, I. (1991), Kombinierte Kontakt- und Konvektionstrocknung in einem Trommeltrockner, Fortschritt-Berichte VDI Reihe 3, N241, VDI-Verlag GmbH Düsseldorf
- [35] Cundall, P.A., Strack, O.D.L. (1979), A discrete numerical model for granular assemblies, Geotechnique, 29, 47-65
- [36] Cundall, P.A. (1971), Computer model for simulating progressive large scale movements in blocky rock systems, in Proceeding of the Symposium of the International Society of Rock Mechanics, Vol. 1, Paper No. II-8, Nancy, France
- [37] Gyenis, J., Ulbert, Zs., Szépvölgyi, J.,Tsuji, Y. (1999), Discrete particle simulation of flow regimes in bulk solids mixing and conveying, Powder Technology, 104, 248-257
- [38] Tsuji, Y., Kawaguchi, T., Tanaka, T. (1993), Discrete particles simulation of 2-dimensional fluidized bed, Powder Technology, 77, 79-87
- [39] Kafui, K.D., Thornton, C., Adams, M.J. (2002), Discrete particle-continuum fluid modelling of gas-solid fluidised beds, Chem. Eng. Sci., 57, 2395-2410
- [40] Itasca Consulting Group, Inc. PFC 2D, Version 3.1, Manual, Minneapolis, USA 2004
- [41] Pöschel, T., Schwager, T. (2005), Computational Granular Dynamics, Models and Algorithms, Springer Verlag, Berlin
- [42] Tafelwerk (1992), Volk und Wissen GmbH, Berlin
- [43] Renzo, A.D., Maio, F.P.D. (2004), Comparison of contact force models for the simulation of collisions in DEM-based granular flow codes, Chem. Eng. Sci., 59, 524-541
- [44] Lakatos, B.G., Süle, Z., Mihálykó, Cs. (2008), Population balance model of heat transfer in gas-solid particulate systems, Int. J. Heat and Mass Transfer 51, 1633-1645
- [45] Salamone, J.C. (1996), Polymeric Materials Encyclopedia, CRC Press, Boca Raton
- [46] Ritter, A. (2007), Smart Materials in Architecture, Interior Architecture and Design, Birkhäuser Verlag, Berlin

- [47] Product brochure CHROMAZONE – Thermochromic Pigments by TMC , Grolman International Distribution
- [48] Shibaev, V., Bobrovsky, A., Boiko, N. (2003), Photoactive liquid crystalline polymer systems with light-controllable structure and optical properties, Progress in Polymer Science 28, 5, 729-836
- [49] Ernst, H. (2008), Grundlagen der Bildbearbeitung und Computergrafik – Eine praxisorientierte Einführung, Homepage der Fachhochschule Rosenheim, [https://elron.fh-rosenheim.de/elron/scripts/INF/GBC/os/bb\\_html/index.html](https://elron.fh-rosenheim.de/elron/scripts/INF/GBC/os/bb_html/index.html)
- [50] Häßler, U. (2008), Moderne Farbmodelle, <http://farbe.wisotop.de/Farbmodelle-RGB-CMYK-HSS-HSL.shtml>
- [51] Homepage der Universität Münster (2008), Farbe und Verarbeitung von Farbbildern, <http://cvpr.uni-muenster.de/teaching/ws06/bildverarbeitungWS06/script/BV07.pdf>
- [52] Carslaw, H.S., Jäger, J.C. (1959), Conduction of heat in solids, 2nd ed. Oxford Univ. Press, S. 306 und 128

Anhang

A1 Messpunkte und Polynomfunktion der Kalibrierung aus Kapitel 3.6

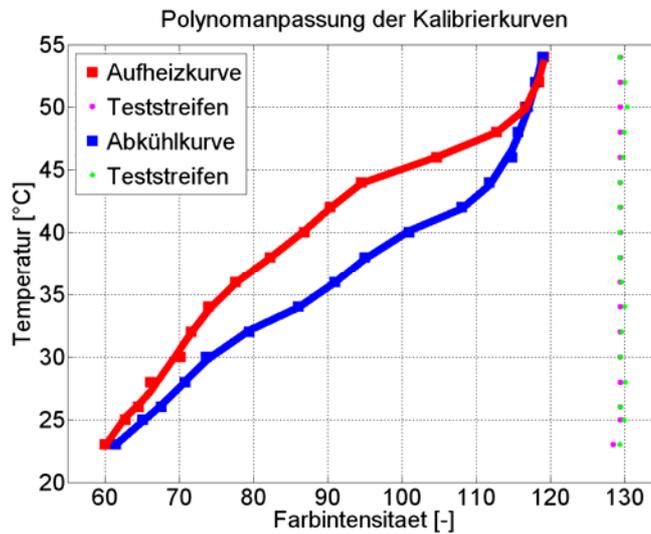


Abbildung A 1.1: Kalibrierkurven, Polynom Anpassung und Kontrollwerte: Temperatur als Funktion des Farbwertes

Tab A1.1: Messpunkte der Aufheizkalibrierkurve

Temp	Intensität	Kontrollintensität
23	57,32	129,39
25	62,80	129,95
26	64,54	129,44
28	66,17	130,16
30	70,18	129,44
32	71,70	129,66
34	73,00	130,02
36	77,66	129,44
38	82,33	129,79
40	86,91	129,99
42	90,38	130,33
44	94,54	129,39
46	104,69	129,95
48	112,78	129,44
50	116,65	130,16
52	118,49	129,44
54	119,17	129,66

Tab A1.2: Messpunkte der Abkühlkalibrierkurve

Temp	Intensität	Kontrollintensität
23	61,49	129,44
25	65,12	129,66
26	67,66	130,02
28	70,81	129,67
30	73,68	129,39
32	79,51	129,39
34	86,06	129,39
36	91,00	129,67
38	95,00	129,39
40	101,00	129,39
42	108,07	129,39
44	111,82	129,44
46	114,88	129,79
48	115,70	129,99
50	117,00	130,33
52	118,00	130,04
54	119,00	129,39

## Anhang

### Polynomfunktion der Aufheizkalibrierkurve

$$f(x) = p_1x + p_2x^2 + p_3x^3 + p_4x^4 + p_5x^5 + p_6x^6 + p_6x^6 + p_7x^7 + p_8x^8 + p_9x^9 + p_{10}x^{10}$$

$p_1$	$2,22 \cdot 10^{-12}$
$p_2$	$-1,8 \cdot 10^{-9}$
$p_3$	$6,77 \cdot 10^{-7}$
$p_4$	-0,00014
$p_5$	0,019521
$p_6$	-1,75053
$p_7$	103,7872
$p_8$	-3922,56
$p_9$	85745,11
$p_{10}$	-825926

### Polynomfunktion der Abkühlkalibrierkurve

$$f(x) = p_1x + p_2x^2 + p_3x^3 + p_4x^4 + p_5x^5 + p_6x^6 + p_6x^6 + p_7x^7 + p_8x^8 + p_9x^9 + p_{10}x^{10}$$

$p_1$	$3,13 \cdot 10^{-12}$
$p_2$	$-2,5 \cdot 10^{-9}$
$p_3$	$8,84 \cdot 10^{-7}$
$p_4$	-0,00018
$p_5$	0,023546
$p_6$	-2,02904
$p_7$	115,5935
$p_8$	-4197,24
$p_9$	88125,02
$p_{10}$	-815016

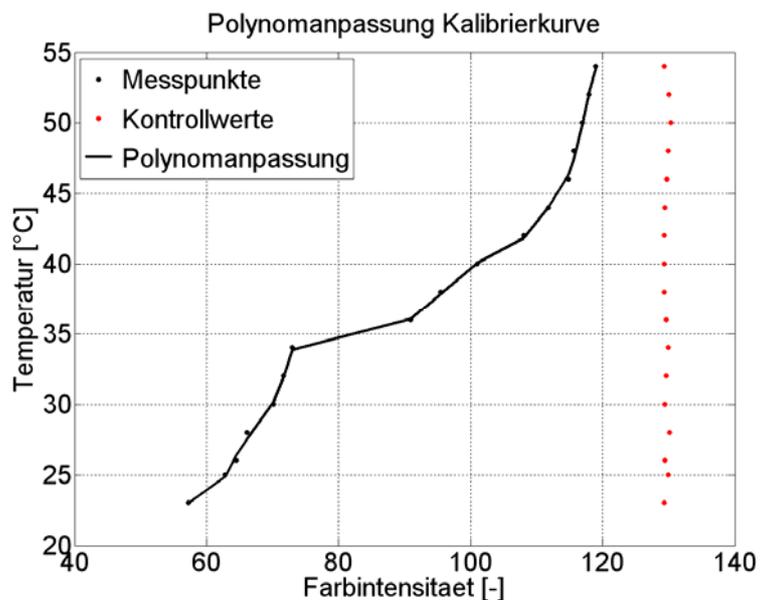


Abbildung A1.2: Vereinfachte, kombinierte Kalibrierkurve, Polynomanpassung und Kontrollwerte

## Anhang

Tab A1.3: Messpunkte der kombinierten Kalibrierkurve

Temp	Intensität	Kontrollintensität
23	57,32	129,39
25	62,80	129,95
26	64,54	129,44
28	66,17	130,16
30	70,18	129,44
32	71,70	129,66
34	73,00	130,02
36	91,00	129,67
38	95,50	129,39
40	101,00	129,39
42	108,07	129,39
44	111,82	129,44
46	114,88	129,79
48	115,70	129,99
50	117,00	130,33
52	118,00	130,04
54	119,00	129,39

Polynomfunktion der kombinierten Kalibrierkurve

$$f(x) = p_1x + p_2x^2 + p_3x^3 + p_4x^4 + p_5x^5 + p_6x^6 + p_7x^7 + p_8x^8 + p_9x^9 + p_{10}x^{10} + p_{11}x^{12} + p_{12}x^{12} + p_{13}x^{13}$$

$p_1$	$-1,79193 \cdot 10^{-15}$
$p_2$	$1,90366 \cdot 10^{-12}$
$p_3$	$-9,21324 \cdot 10^{-10}$
$p_4$	$2,68573 \cdot 10^{-7}$
$p_5$	$-5,25137 \cdot 10^{-5}$
$p_6$	0,007254804
$p_7$	-0,726047895
$p_8$	53,03126976
$p_9$	-2805,527818
$p_{10}$	104833,4
$p_{11}$	-2626261,417
$p_{12}$	39603581,99
$p_{13}$	-271866479,9

**A2 Versuchsergebnisse aus Kapitel 4**

Versuch Nr.1	Temperaturausgleich, ruhend	n = 0 U/min
-----------------	--------------------------------	-------------

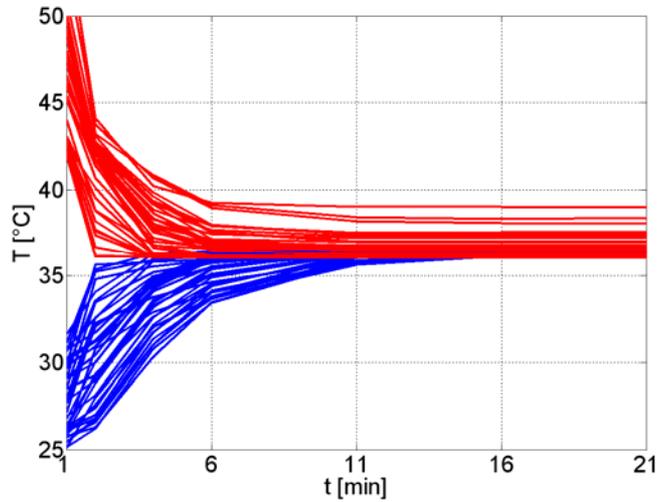


Abbildung A2.1: Partikeltemperaturen aller 70 Partikel

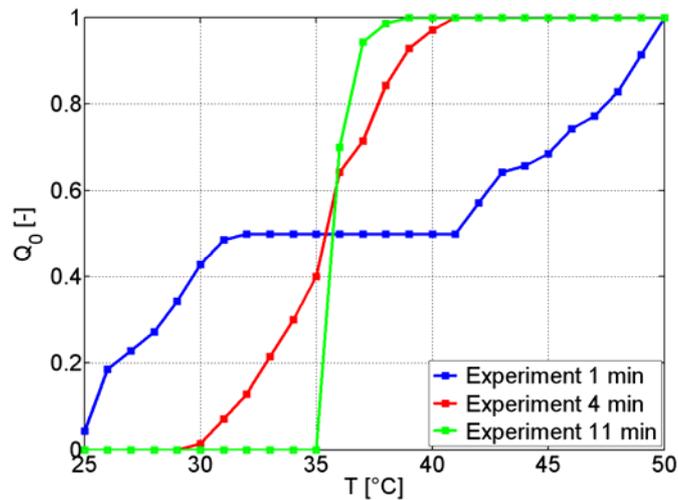


Abbildung A2.2: Anzahlsummenverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

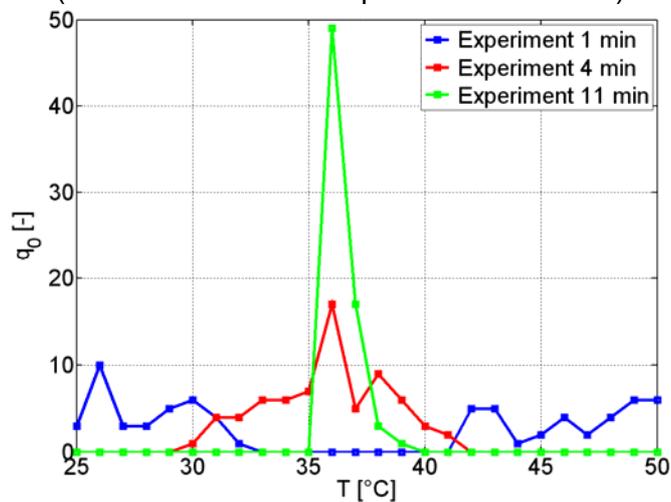


Abbildung A2.3: Anzahldichteverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

Anhang

Versuch Nr.2	Temperaturausgleich, ruhend	n = 0 U/min
-----------------	--------------------------------	-------------

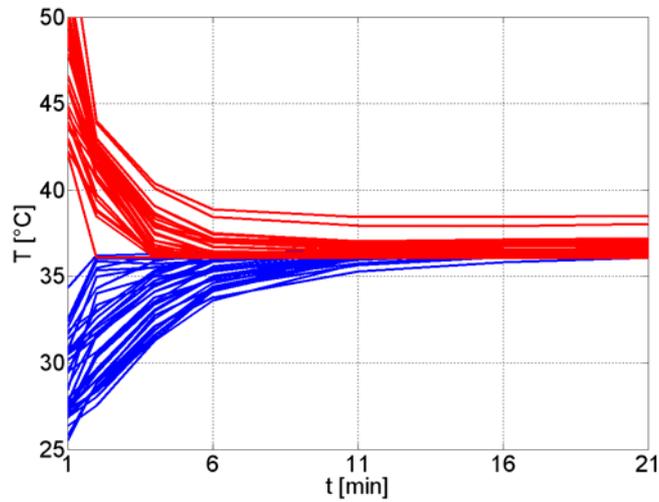


Abbildung A2.4: Partikeltemperaturen aller 70 Partikel

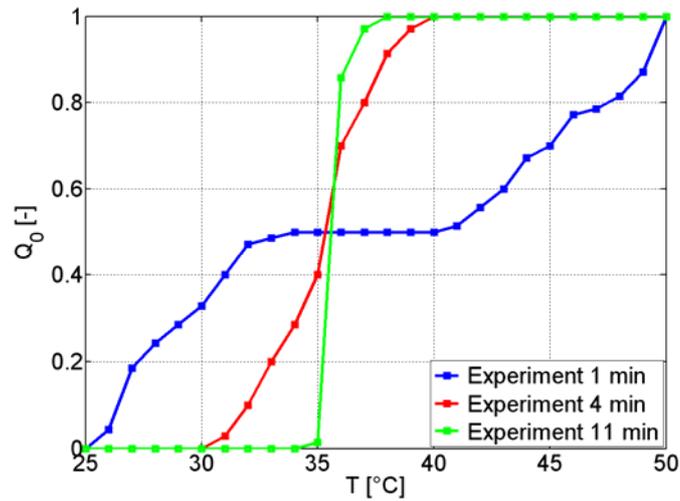


Abbildung A2.5: Anzahlsummenverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

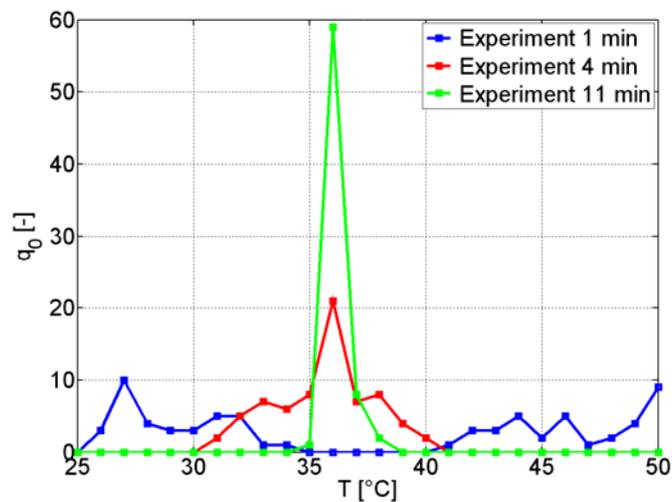


Abbildung A2.6: Anzahldichteverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

Anhang

Versuch Nr.3	Temperaturausgleich, ruhend	n = 0 U/min
-----------------	--------------------------------	-------------

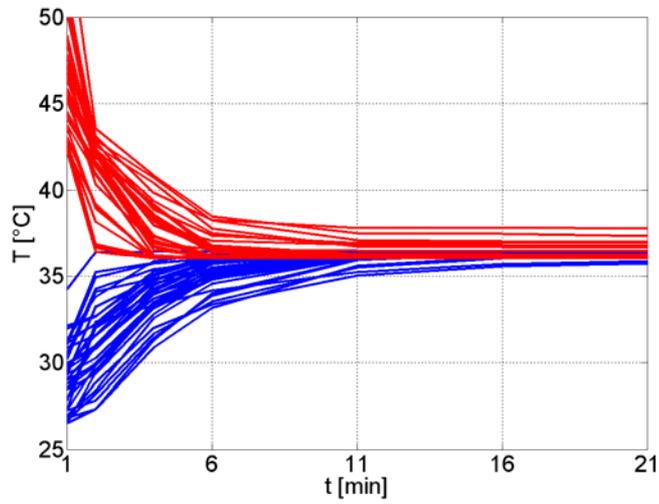


Abbildung A2.7: Partikeltemperaturen aller 70 Partikel

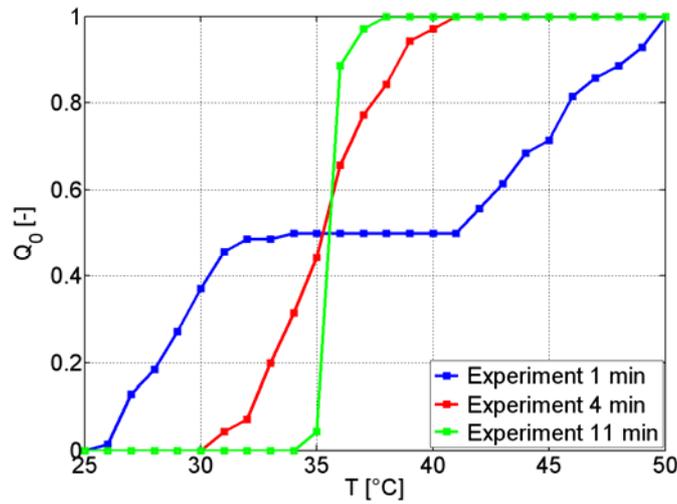


Abbildung A2.8: Anzahlsummenverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

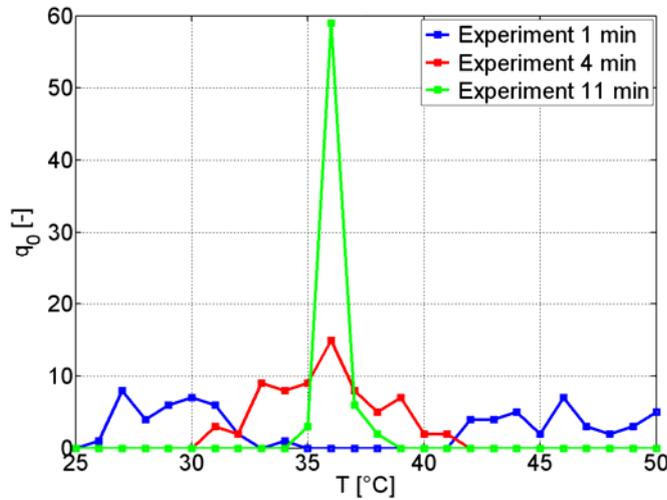


Abbildung A2.9: Anzahldichteverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

Versuch Nr.4	Temperatenausgleich, ruhend	n = 0 U/min
-----------------	--------------------------------	-------------

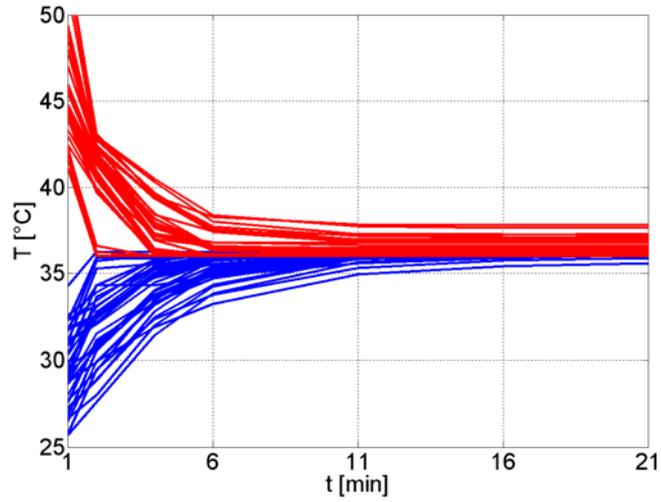


Abbildung A2.10: Partikeltemperaturen aller 70 Partikel

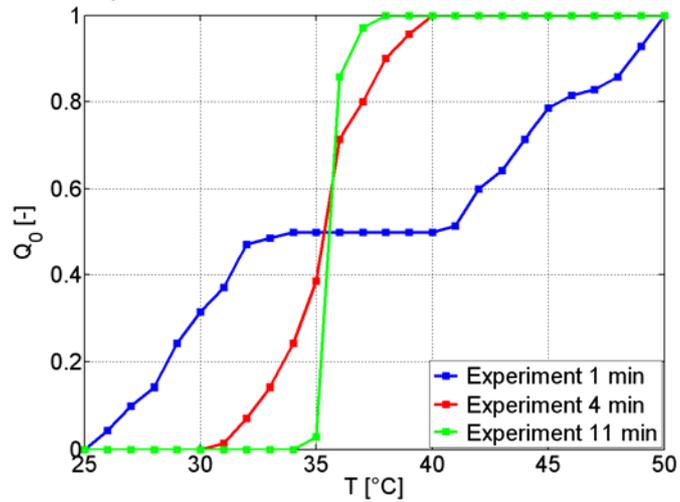


Abbildung A2.11: Anzahlsummenverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

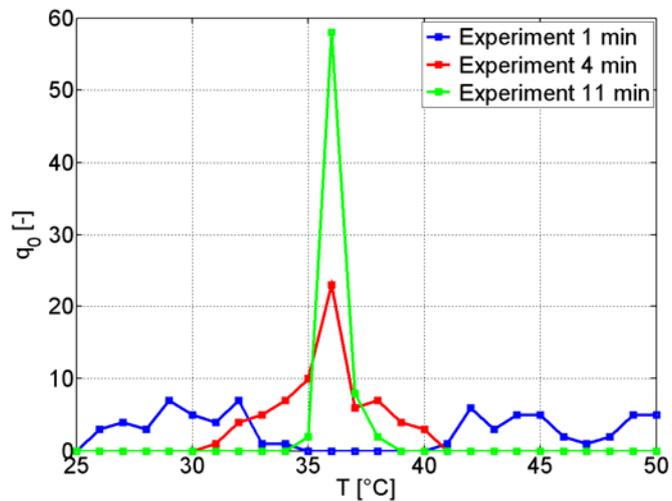


Abbildung A2.12: Anzahldichteverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

Versuch Nr.5	Temperaturausgleich, durchmischt	n = 12 U/min
-----------------	-------------------------------------	--------------

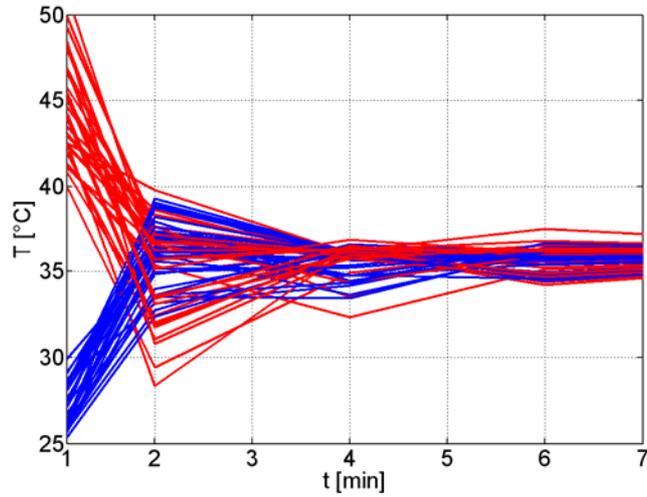


Abbildung A2.13: Partikeltemperaturen aller 70 Partikel

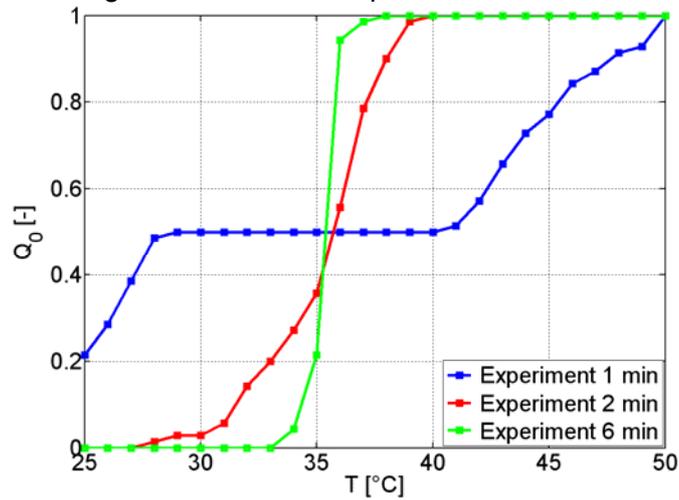


Abbildung A2.14: Anzahlsummenverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

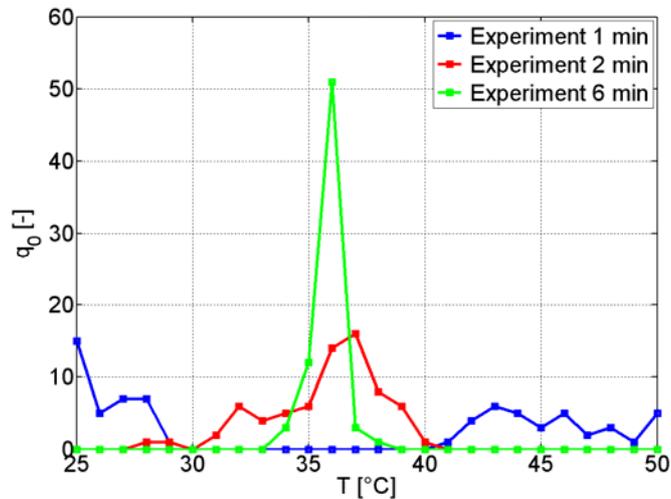


Abbildung A2.15: Anzahldichteverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

Anhang

Versuch Nr.6	Temperaturausgleich, durchmischt	n = 12 U/min
-----------------	-------------------------------------	--------------

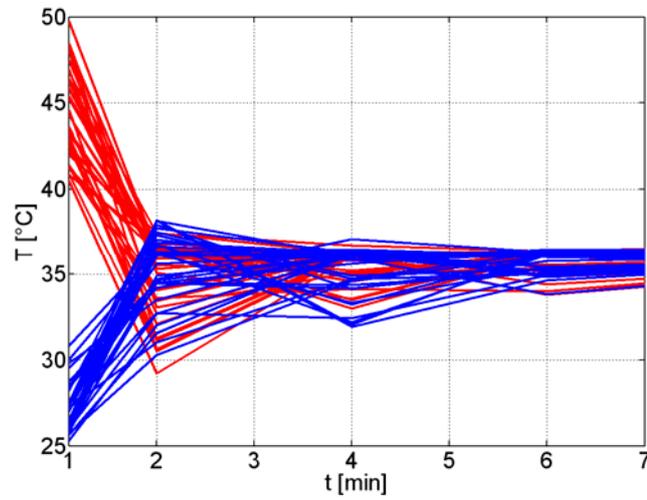


Abbildung A2.16: Partikeltemperaturen aller 70 Partikel

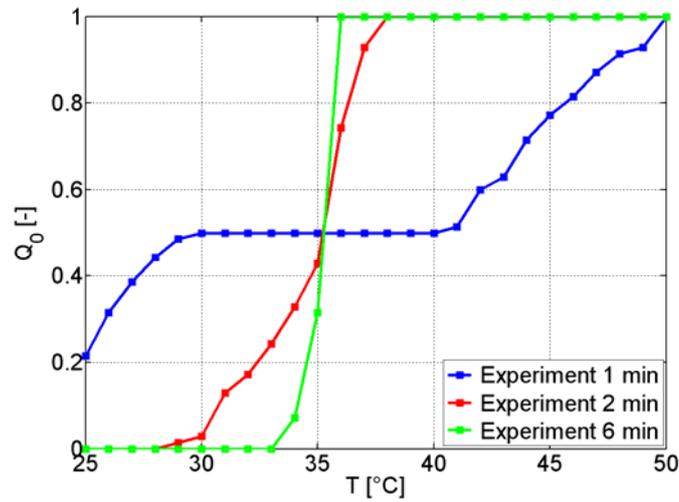


Abbildung A2.17: Anzahlsummenverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel  
(Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

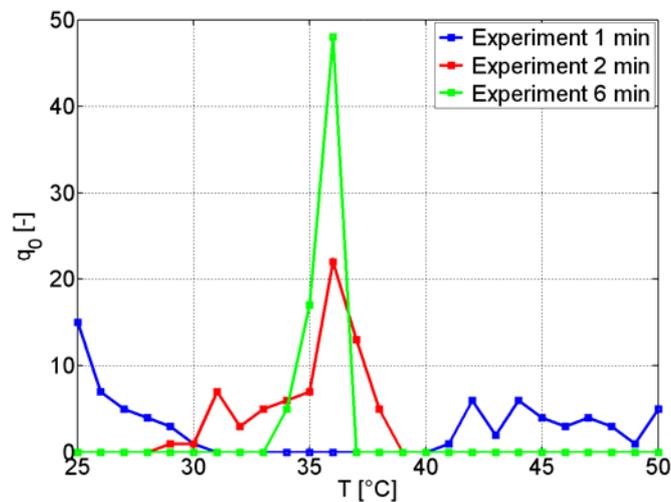


Abbildung A2.18: Anzahldichteverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel  
(Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

Versuch Nr.7	Temperaturausgleich, durchmischt	n = 12 U/min
-----------------	-------------------------------------	--------------

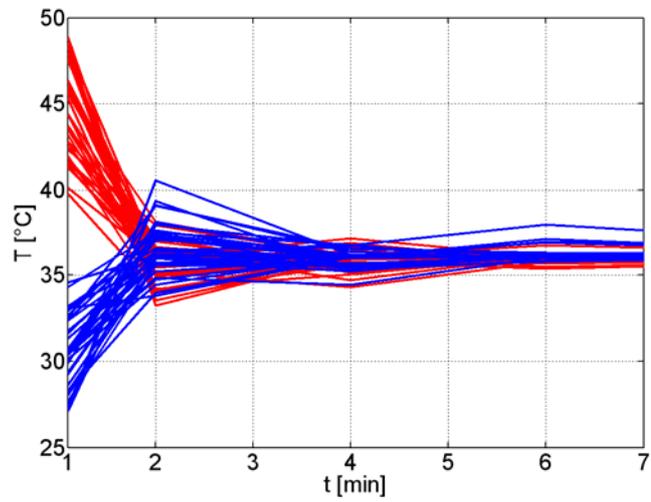


Abbildung A2.19: Partikeltemperaturen aller 70 Partikel

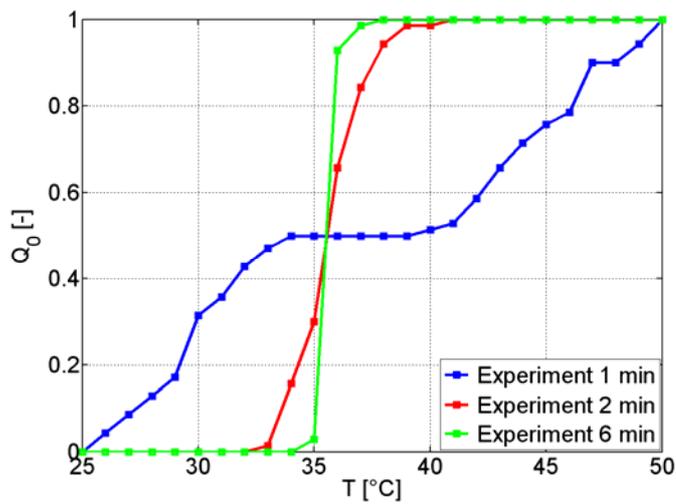


Abbildung A2.20: Anzahlsummenverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

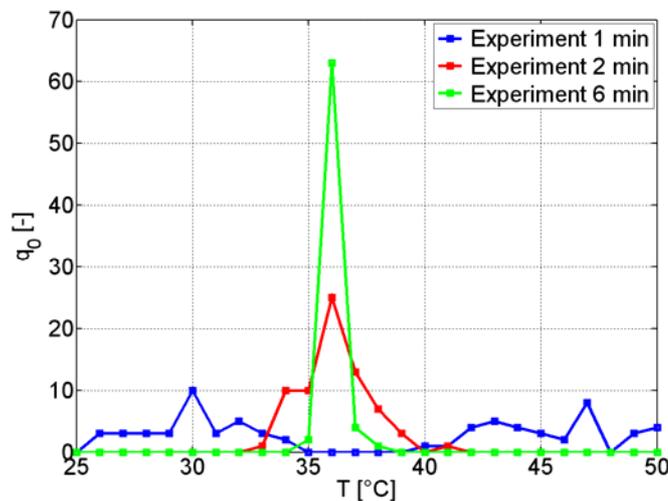


Abbildung A2.21: Anzahldichteverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

Anhang

Versuch Nr.8	Temperaturausgleich, durchmischt	n = 12 U/min
-----------------	-------------------------------------	--------------

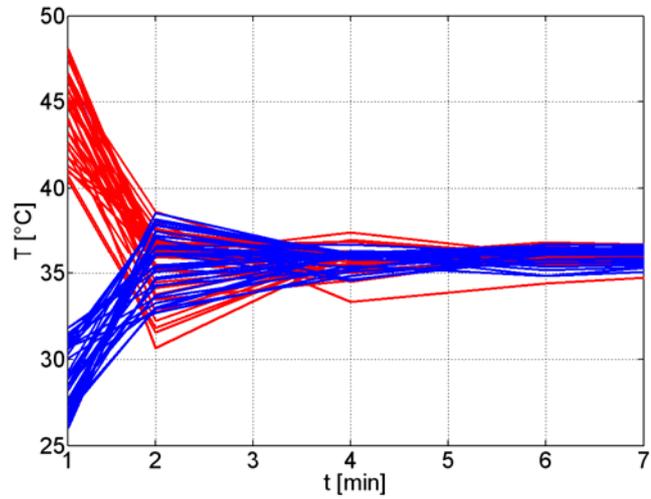


Abbildung A2.22: Partikeltemperaturen aller 70 Partikel

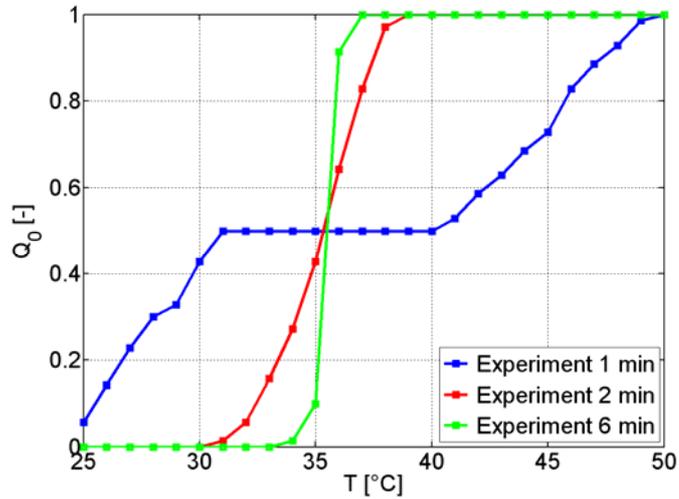


Abbildung A2.23: Anzahlsummenverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel  
(Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

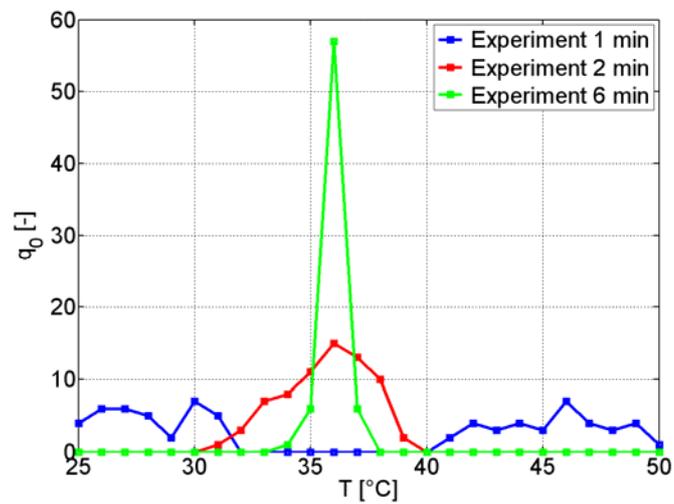


Abbildung A2.24: Anzahldichteverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel  
(Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

Anhang

Versuch Nr.9	Aufheizversuch	$T_{m,0} = 27^\circ\text{C}$
-----------------	----------------	------------------------------

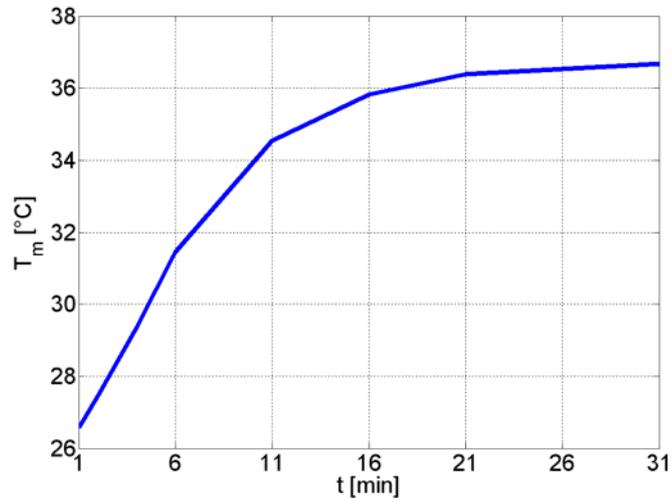


Abbildung A2.25: Mittlere Partikeltemperatur aller 70 Partikel

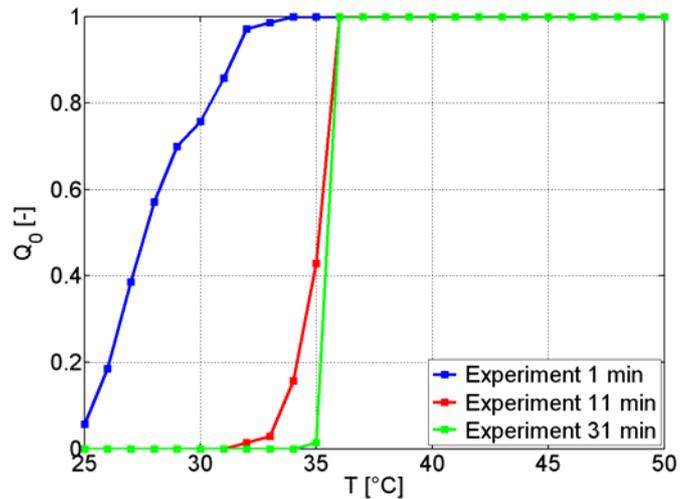


Abbildung A2.26: Anzahlsummenverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

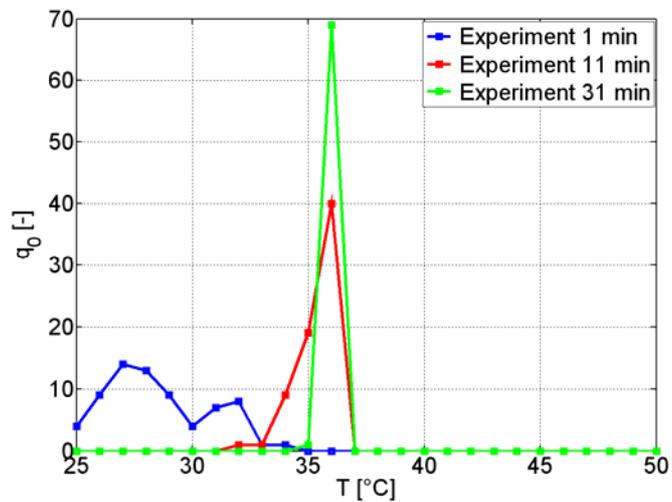


Abbildung A2.27: Anzahldichteverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

Anhang

Versuchs Nr.10	Aufheizversuch	$T_{m,0} = 27,4^{\circ}\text{C}$
-------------------	----------------	----------------------------------

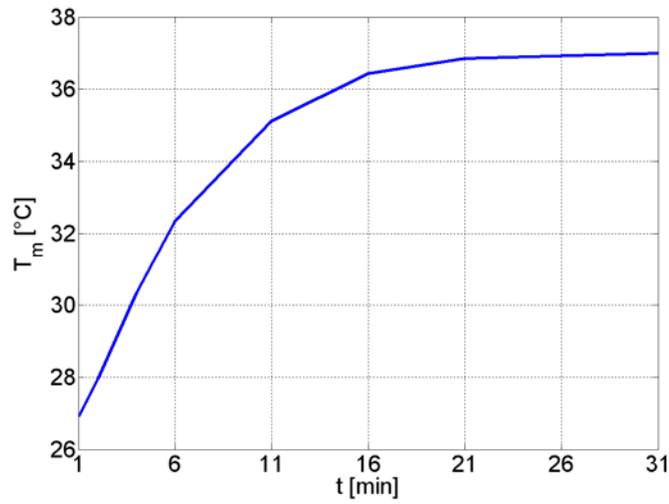


Abbildung A2.28: Mittlere Partikeltemperatur aller 70 Partikel

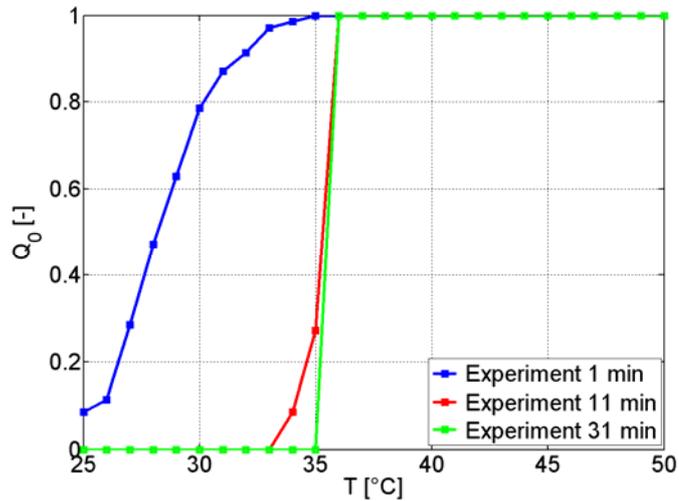


Abbildung A2.29: Anzahlsummenverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

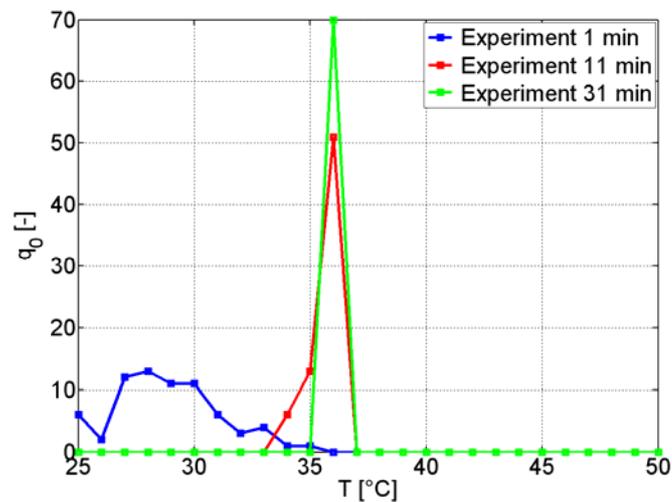


Abbildung A2.30: Anzahldichteverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

Versuchs Nr.11	Aufheizversuch	$T_{m,0} = 27^\circ\text{C}$
-------------------	----------------	------------------------------

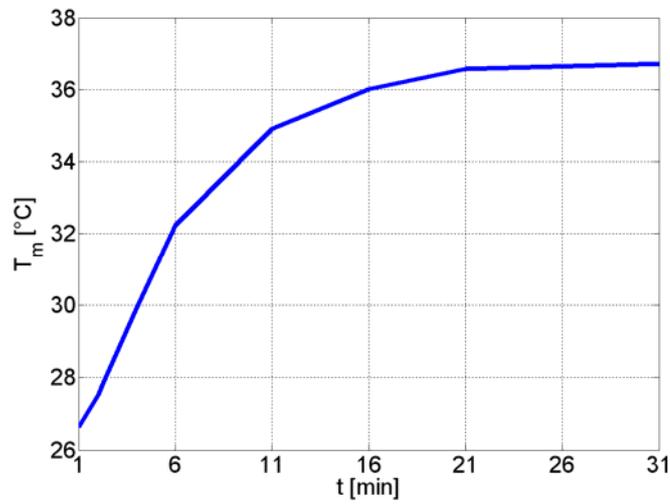


Abbildung A2.31: Mittlere Partikeltemperatur aller 70 Partikel

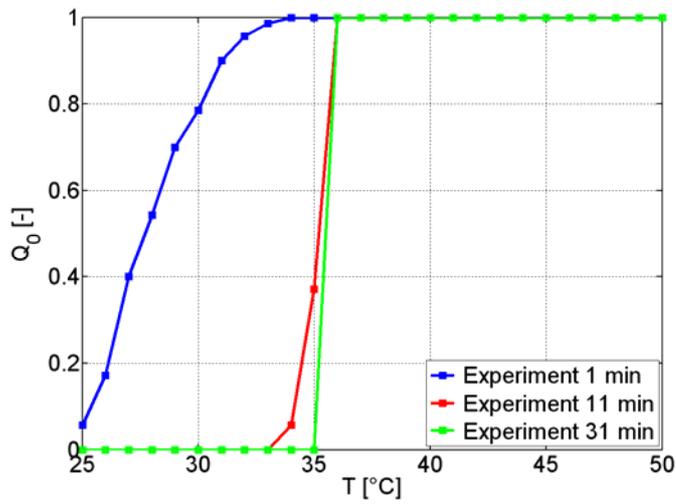


Abbildung A2.32: Anzahlsummenverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

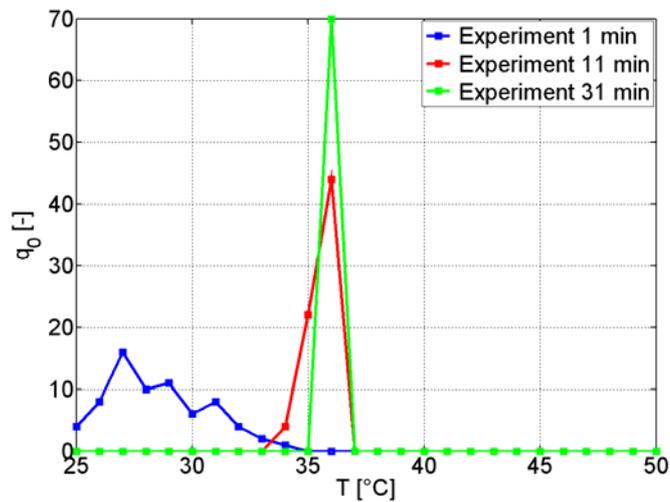


Abbildung A2.33: Anzahldichteverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

Versuchs Nr.12	Abkühlversuch	$T_{m,0} = 47,5^{\circ}\text{C}$
-------------------	---------------	----------------------------------

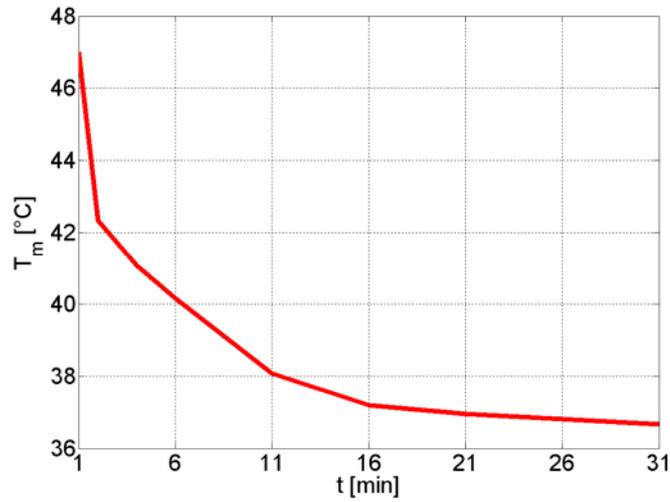


Abbildung A2.34: Mittlere Partikeltemperatur aller 70 Partikel

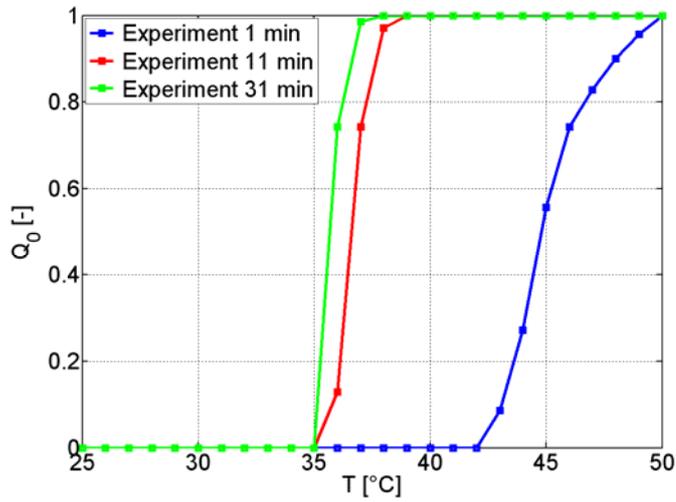


Abbildung A2.35: Anzahlsummenverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

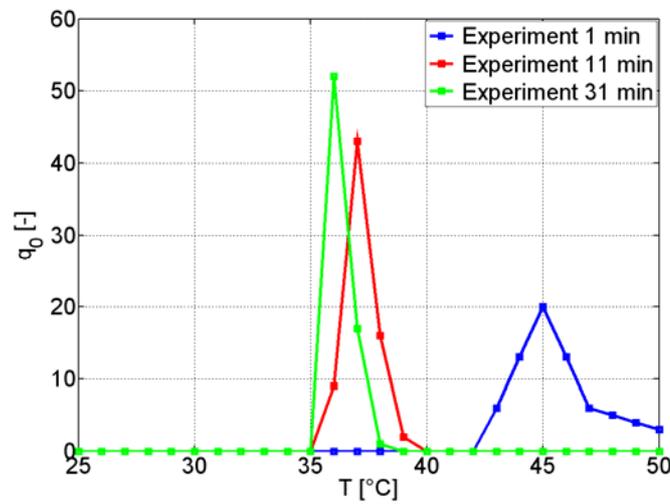


Abbildung A2.36: Anzahldichteverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

Anhang

Versuchs Nr.13	Abkühlversuch	$T_{m,0} = 48,3^{\circ}\text{C}$
-------------------	---------------	----------------------------------

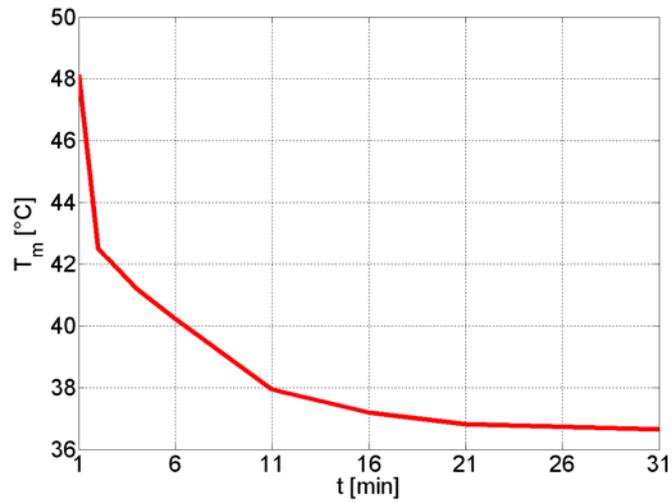


Abbildung A2.37: Mittlere Partikeltemperatur aller 70 Partikel

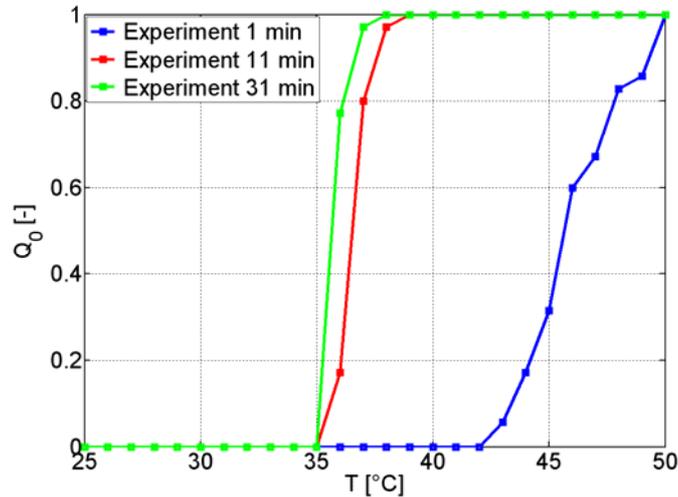


Abbildung A2.38: Anzahlsummenverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

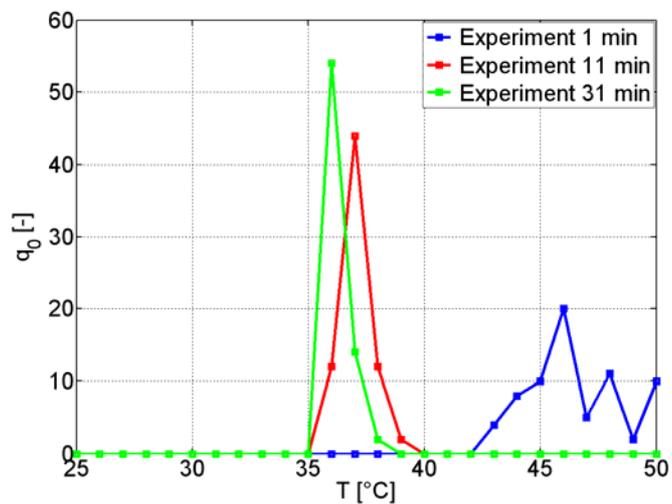


Abbildung A2.39: Anzahldichteverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

Versuchs Nr. 14	Abkühlversuch	$T_{m,0} = 47,3^{\circ}\text{C}$
--------------------	---------------	----------------------------------

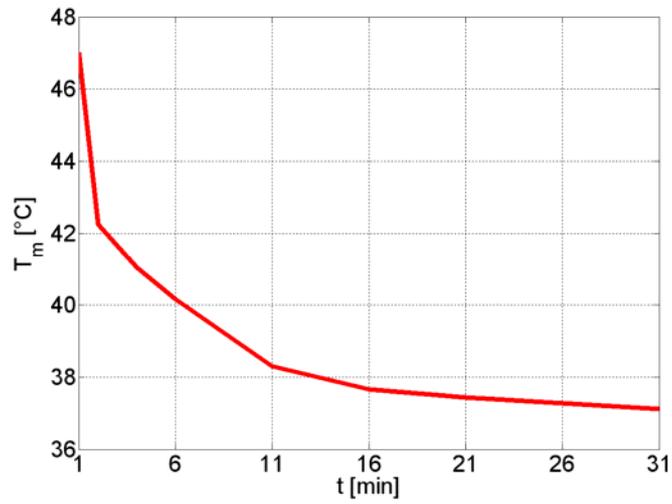


Abbildung A2.40: Mittlere Partikeltemperatur aller 70 Partikel

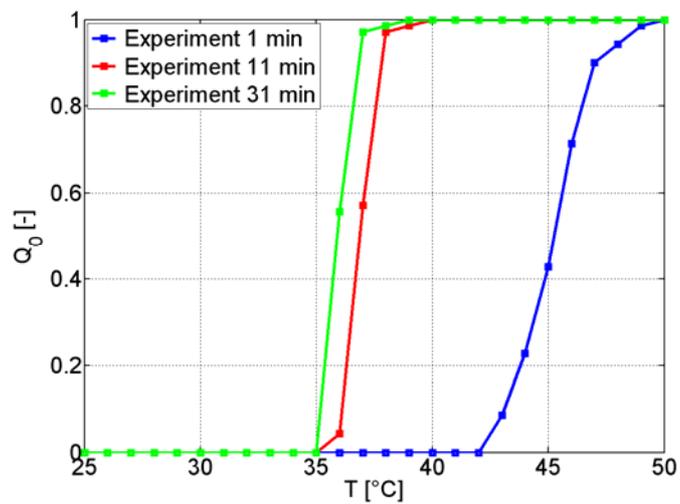


Abbildung A2.41: Anzahlsummenverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

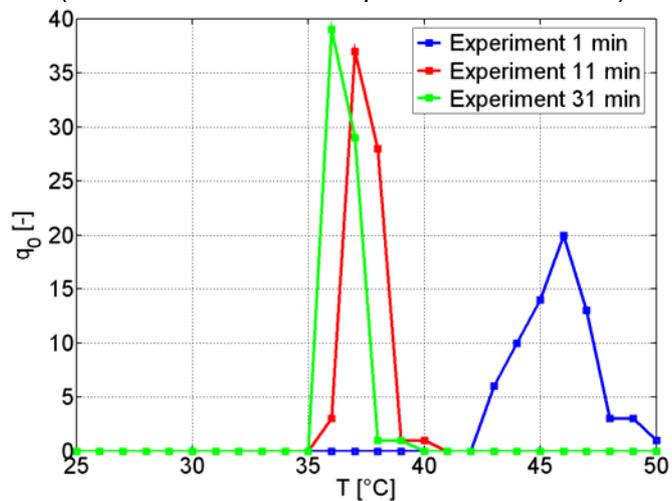


Abbildung A2.42: Anzahldichteverteilung der Partikeltemperaturen aller 70 Partikel (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

**A 3 Berechnung  $\alpha_{wp}$  für  $d_p = 4 \text{ mm}$  und für  $d_p = 8 \text{ mm}$** 

$$\alpha_{WP} = \frac{4 \cdot \lambda_g}{d_p} \cdot \left[ \left( 1 + \frac{2 \cdot l}{d_p} \right) \cdot \ln \left( 1 + \frac{d_p}{2 \cdot l} \right) - 1 \right]$$

Mit  $l$  der modifizierten freien Weglänge der Gasmoleküle

$$l = 2 \frac{2 - \gamma}{\gamma} \sqrt{\frac{2\pi\tilde{R}T}{\tilde{M}}} \frac{\lambda_g}{p(2c_{p,g} - \tilde{R}/\tilde{M})}$$

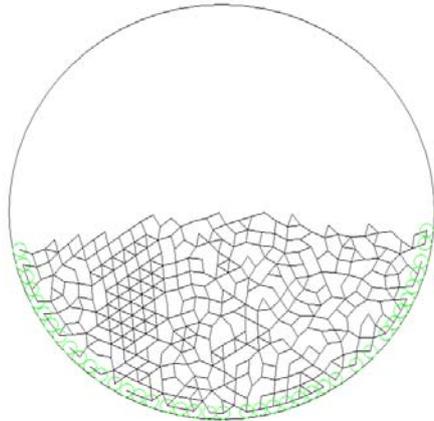
Mit  $\gamma$  dem Akkomodationskoeffizient

$$\lg\left(\frac{1}{\gamma} - 1\right) = 0,6 - \frac{(1000\text{K}/T) + 1}{C}$$

Tabelle 8-1: Berechnungsparameter

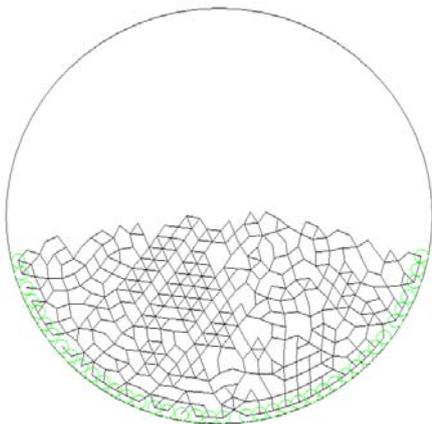
$\lambda_g$	0,0266 W/mK
$\tilde{R}$	8314 J/kmolK
$\tilde{M}$	28,96 kg/kmol
$p$	101325 Pa
$c_{p,g}$	1009 J/kgK
$T$	303,15 K
$C$ (Luft)	2,8
$\gamma$	0,896
$l$	$2,76 \cdot 10^{-7} \text{ m}$
$\alpha_{wp}$ ( $d_p = 4 \text{ mm}$ )	210
$\alpha_{wp}$ ( $d_p = 8 \text{ mm}$ )	114

**A 4 Untersuchte Partikelstrukturen aus Kapitel 5.2**



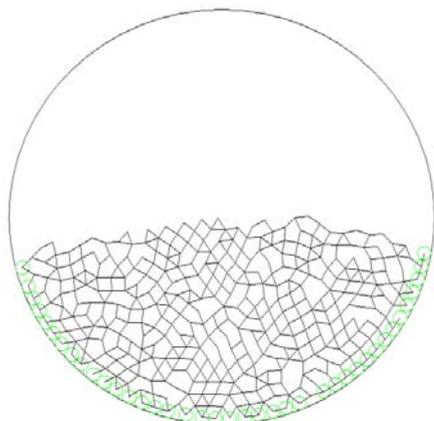
Partikelanzahl	370
Partikelkontakte	1358
Wandkontakte	40
Schüttungsdichte	1325
Porosität	0.47

Abbildung A4.1: Kontaktstruktur der Partikelschüttung 1



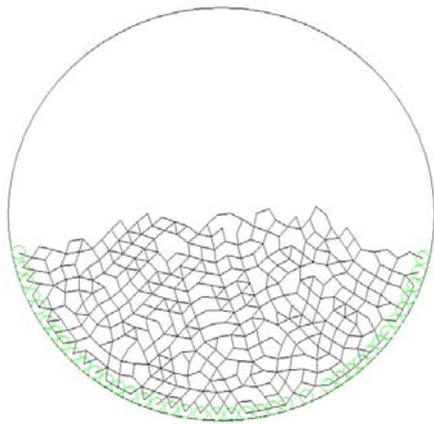
Partikelanzahl	370
Partikelkontakte	1386
Wandkontakte	40
Schüttungsdichte	1325
Porosität	0.47

Abbildung A4.2: Kontaktstruktur der Partikelschüttung 2



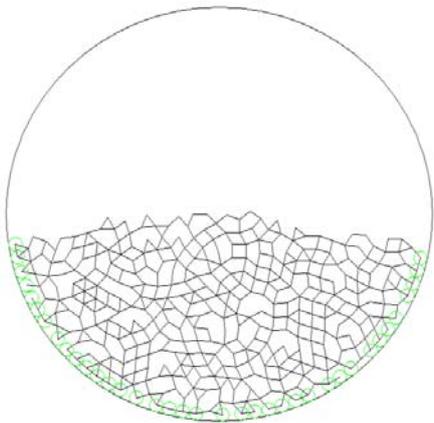
Partikelanzahl	370
Partikelkontakte	1344
Wandkontakte	39
Schüttungsdichte	1350
Porosität	0.46

Abbildung A4.3: Kontaktstruktur der Partikelschüttung 3



Partikelanzahl	370
Partikelkontakte	1348
Wandkontakte	39
Schüttungsdichte	1375
Porosität	0.45

Abbildung A4.4: Kontaktstruktur der Partikelschüttung 4



Partikelanzahl	370
Partikelkontakte	1312
Wandkontakte	37
Schüttungsdichte	1375
Porosität	0.45

Abbildung A4.5: Kontaktstruktur der Partikelschüttung 5

**A5 Allgemeine Programmstruktur zur Berechnung des Aufheizprozesses mit PFC<sup>2D</sup> und entkoppelter Methode aus Kapitel 5.1****A5.1 Entkoppelte Methode mit Matlab**

```
function Waermetausch()

load('Struktur.mat')

data.N_ball_kalt    = 35;
data.N_ball_warm   = 35;
data.N_ball        = 70;
data.d_ball        = 4/1000;
data.rho_ball      = 2700;    % Aluminium
data.c_ball        = 836;
data.T_0_kalt      = 50;
data.T_0_warm      = 25;
data.T_Umg         = 37;
data.T_Luft        = ones(data.N_ball,1) * data.T_Umg;
data.Lambda_Luft   = 0.0266;
data.Display       = 1;
data.StartTime     = clock;
data.MeanWallContacts = length(contacts(1).wallcontacts);
data.alpha_PP      = 105;
data.time          = 1000;
data.timesteps     = 100000;
data.d_drum        = 0.05;
data.m_ball        = pi/6*data.d_ball^3*data.rho_ball;
data.A_HT          = pi/4 * data.d_ball^2;
T_0_ball_kalt     = ones(data.N_ball_kalt,1) * data.T_0_kalt;
T_0_ball_warm     = ones(data.N_ball_warm,1) * data.T_0_warm;
```

## Anhang

```
data.AlphaA      = 2.5e-004;
% theta_res     = [T_0_ball_kalt T_0_ball_warm];
timespawn       = [0:1:1800] ;
data.ContactMatBall = zeros(data.N_ball,data.N_ball);

i = 1
    for j=1:size(contacts(i).ballcontacts,1)
        zeile = max(contacts(i).ballcontacts(j,1),contacts(i).ballcontacts(j,2));
        spalte = min(contacts(i).ballcontacts(j,1),contacts(i).ballcontacts(j,2));
        data.ContactMatBall(spalte,zeile) = 1;
        data.ContactMatBall(zeile,spalte) = 1;
    end
    data.ContactMatBall=data.ContactMatBall-diag(sum(data.ContactMatBall,2));

% Anfangsbedingung
    InitialCondition = [T_0_ball_kalt; T_0_ball_warm];

% Lösoptionen
    options = odeset('AbsTol',1e-04,'RelTol',1e-04);

% Integration
    [t_res,x] = ode45(@DGL_dthetadt,timespawn,InitialCondition,options,data);
    %neue Anfangsbedingung der Balltemperaturen für nächste Integration

    T_0_ball_kalt    = x(:,1:data.N_ball_kalt)' ;
    T_0_ball_warm    = x(:,data.N_ball_kalt+1:end)' ;

%Mittlere Temperatur der Schüttung
theta_m      = (sum(T_0_ball_kalt)+sum(T_0_ball_warm))/data.N_ball;
theta_kalt   = sum(T_0_ball_kalt)/data.N_ball_kalt;
theta_warm   = sum(T_0_ball_warm)/data.N_ball_warm;
```

**A5.2 Allgemeine Programmstruktur der Berechnung mit PFC<sup>2D</sup>**

```
new
```

```
damp default local = 0.0
damp default viscous normal = 0.3 shear = 0.3
```

```
set gen_error off
```

```
call Wand.txt
```

```
wall prop id 11 kn 6.8e8 ks 5.69e8 fric=0.6
wall prop id 12 kn 6.8e8 ks 5.69e8 fric=0.6
wall prop id 13 kn 6.8e8 ks 5.69e8 fric=0.6
```

```
call Struktur.txt
```

```
prop dens 2700 kn 2.18e8 ks 2.18e8 fric=0.9
```

```
group cold range id = 1,35
```

```
group hot range id = 36,70
```

```
config thermal
```

```
therm prop sheat 900.0 ; Wärmekapazität Aluminium [J/kg°C]
therm prop resistance 1 ; Startwert
```

```
def Initial_Conditions
```

```
cp=contact_head
```

```
loop while cp # null
```

```
first=c_ball1(cp)
```

```
bp=find_ball(b_id(first))
```

```
RBall_1=b_rad(bp)
```

```
second=c_ball2(cp)
```

```
if pointer_type(second)=101
```

```
alpha_Wand=0.00000000001
```

```
c_thactive(cp)=1
```

```
wbplength_=c_thlen(cp)
```

```
wresist_=1./(alpha_Wand*wbplength_*pi*RBall_1^2)
```

```
c_thres(cp)= wresist_
```

```
end_if
```

```
if pointer_type(second)=100
```

```
alpha_Ball=105
```

```
c_thactive(cp)=1
```

```
bbplength_=c_thlen(cp)
```

```
bresist_=1./(alpha_Ball*bbplength_*pi*RBall_1^2)
```

```
c_thres(cp)=bresist_
```

```
end_if
```

```
cp=c_next(cp)
```

```
end_loop
```

```
end
```

```
Initial_Conditions
```

```
call fishcall.FIS

therm init temp=50.0 range group hot

therm init temp=25.0 range group cold

def Konvektion
whilestepping
T_Umg=37.0
Cp_Heat=900.0           ; spezifische Wärmekapazität J/kg*K
AlphaA=0.00025

    bp=ball_head
    loop while bp # null
        TempBallalt=b_thtemp(bp)
        TempBallneu=(((AlphaA)/(b_mass(bp)*Cp_Heat))*(T_Umg-TempBallalt))*0.000001
        b_thtemp(bp)=TempBallneu+TempBallalt
        bp=b_next(bp)
    end_loop
end

therm pipe active_check on

set fishcall FC_CONT_CREATE Initial_Conditions

set thermal on mechanical on

thermal set substep 1
set dt max=2.0e-6
therm set dt_max=2.0e-6

cycle 600000000
```

**A6 Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den numerischen Ergebnissen aus Kapitel 5.1**

Versuch Nr.1	Temperaturausgleich, ruhend	n = 0 U/min
-----------------	--------------------------------	-------------

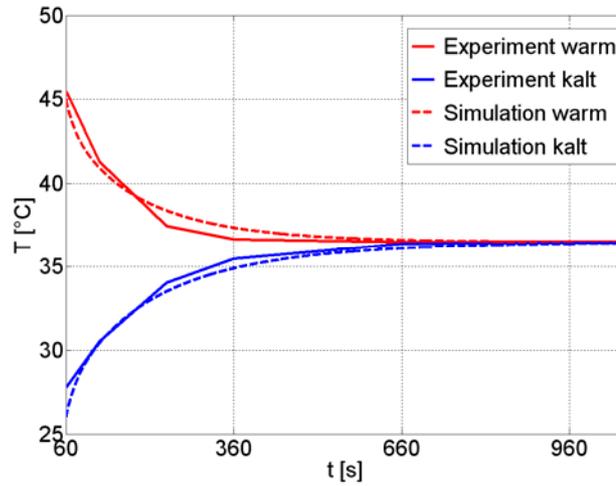


Abbildung A6.1: Vergleich der mittleren Partikeltemperaturen der warmen und kalten Partikelfraktion

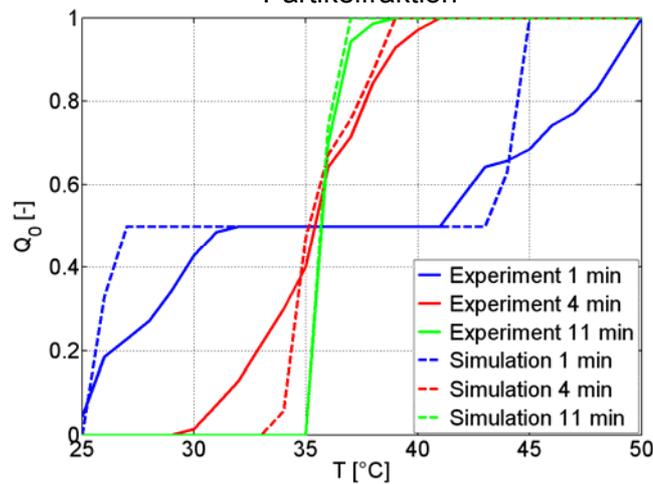


Abbildung A6.2: Vergleich der Anzahlsummenverteilung (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

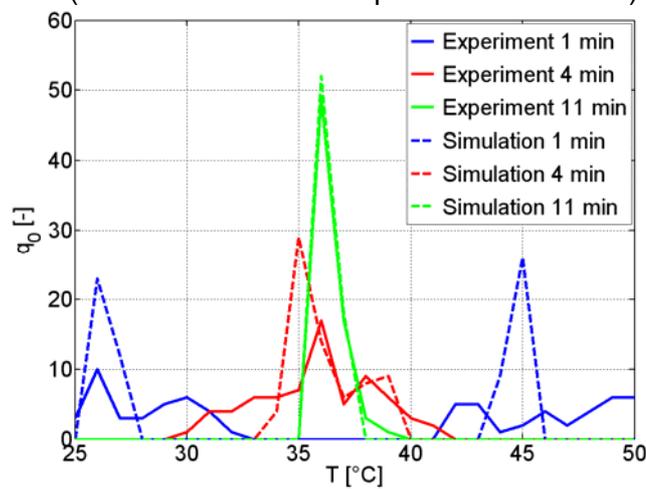


Abbildung A6.3: Vergleich der Anzahldichteverteilung (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

Versuch Nr.2	Temperaturausgleich, ruhend	n = 0 U/min
-----------------	--------------------------------	-------------

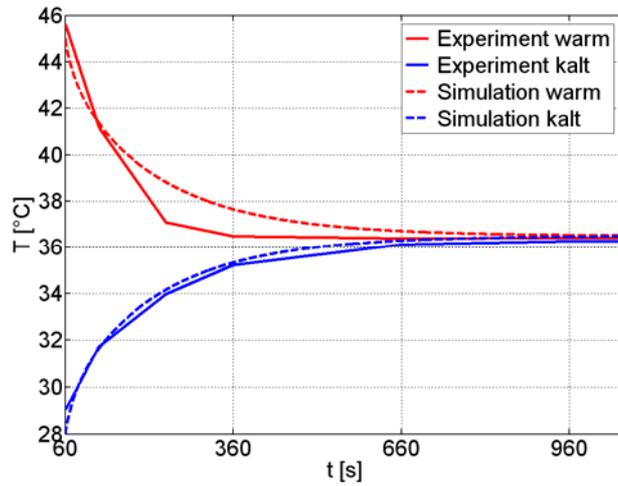


Abbildung A6.4: Vergleich der mittleren Partikeltemperaturen der warmen und kalten Partikelfraktion

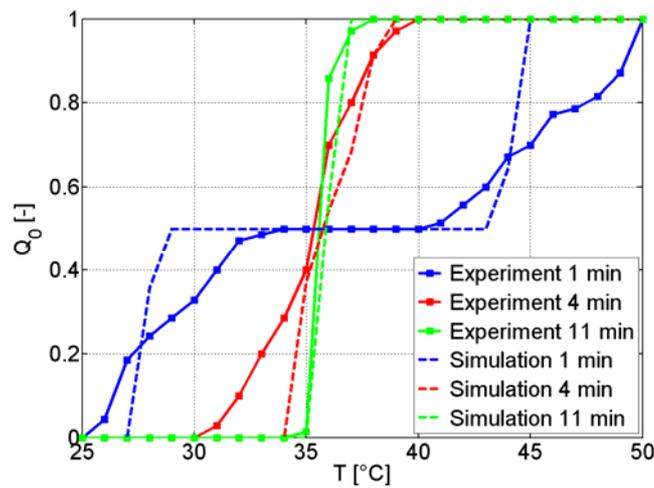


Abbildung A6.5: Vergleich der Anzahlsummenverteilung (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

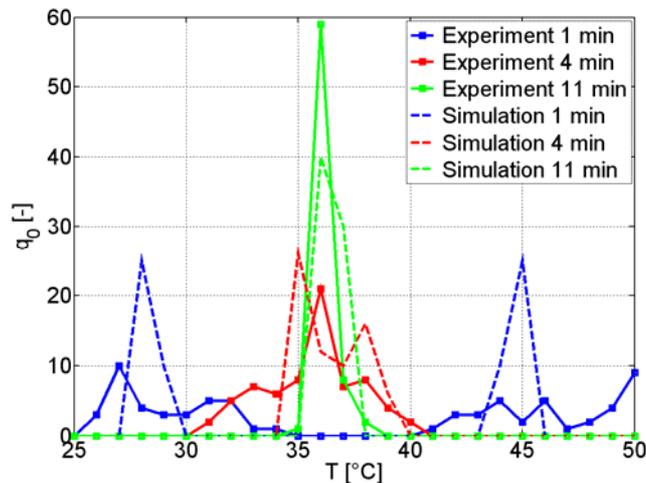


Abbildung A6.6: Vergleich der Anzahldichteverteilung (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

Anhang

Versuch Nr.3	Temperatenausgleich, ruhend	n = 0 U/min
-----------------	--------------------------------	-------------

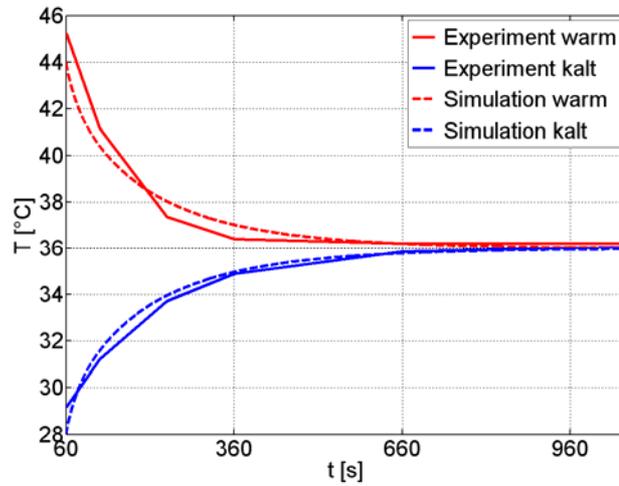


Abbildung A6.7: Vergleich der mittleren Partikeltemperaturen der warmen und kalten Partikelfraktion

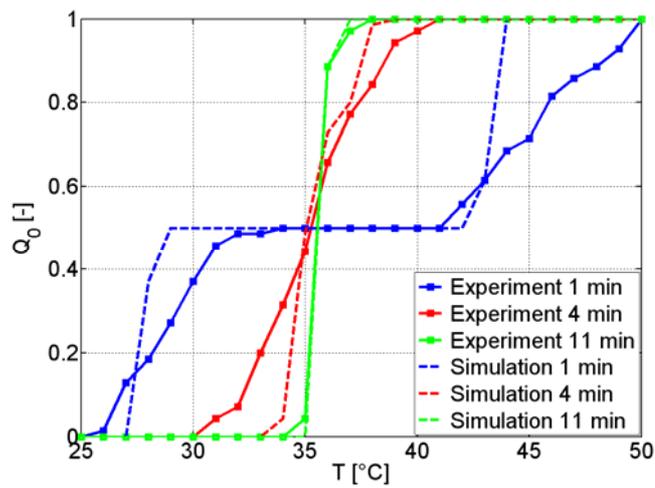


Abbildung A6.8: Vergleich der Anzahlsummenverteilung (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

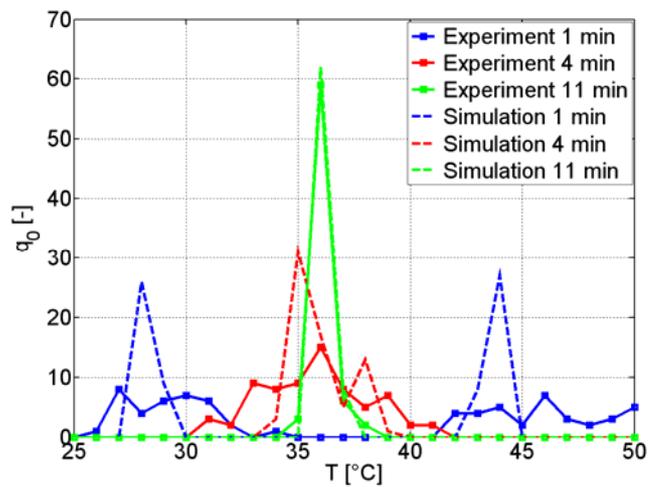


Abbildung A6.9: Vergleich der Anzahldichteverteilung (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

Versuch Nr.4	Temperatenausgleich, ruhend	n = 0 U/min
-----------------	--------------------------------	-------------

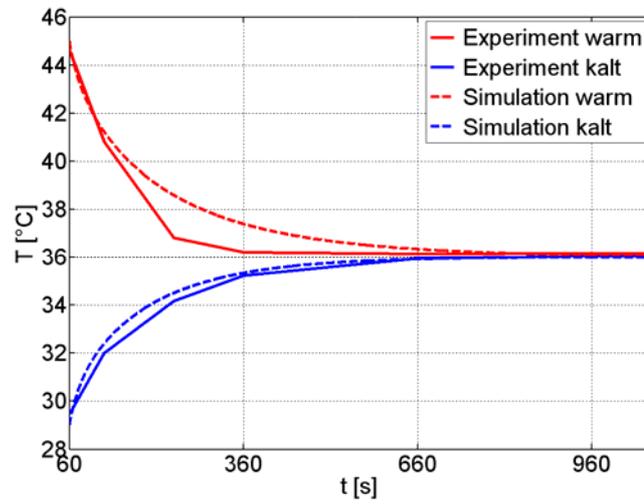


Abbildung A6.10: Vergleich der mittleren Partikeltemperaturen der warmen und kalten Partikelfraktion

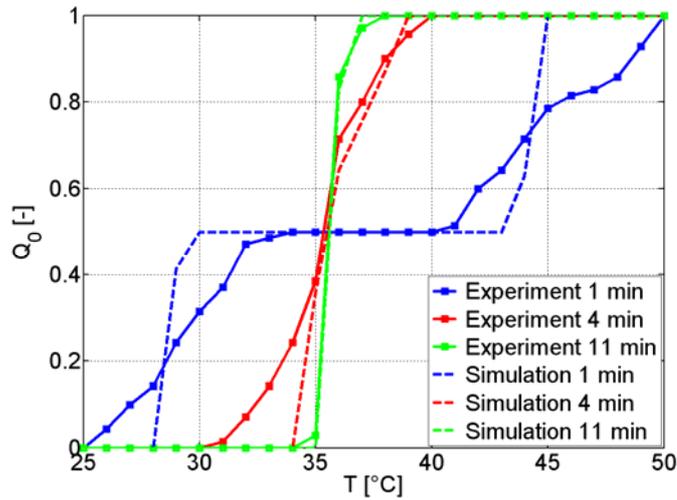


Abbildung A6.11: Vergleich der Anzahlsummenverteilung (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

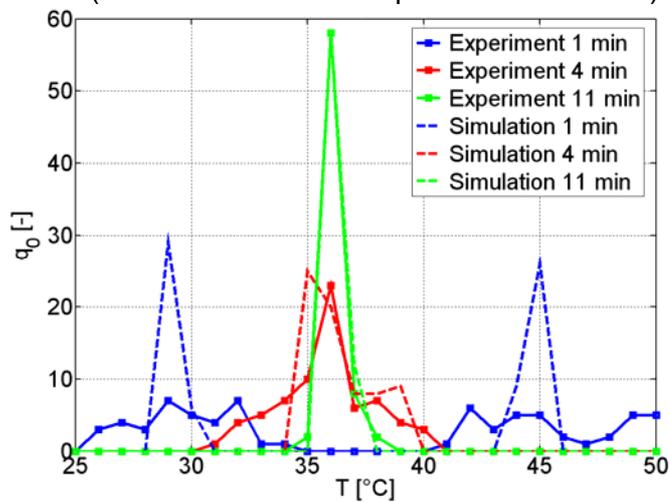


Abbildung A6.12: Vergleich der Anzahldichteverteilung (Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

Anhang

Versuch Nr.5	Temperaturausgleich, durchmischt	n = 12 U/min
-----------------	-------------------------------------	--------------

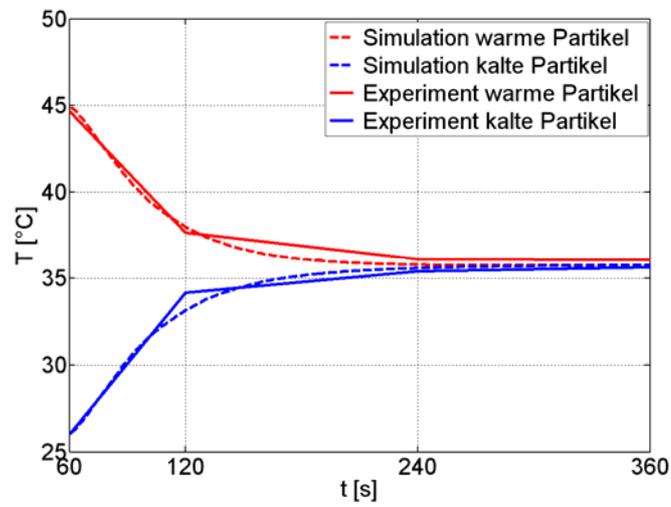


Abbildung A6.13: Vergleich der mittleren Partikeltemperaturen der warmen und kalten Partikelfraktion

Versuch Nr.6	Temperaturausgleich, durchmischt	n = 12 U/min
-----------------	-------------------------------------	--------------

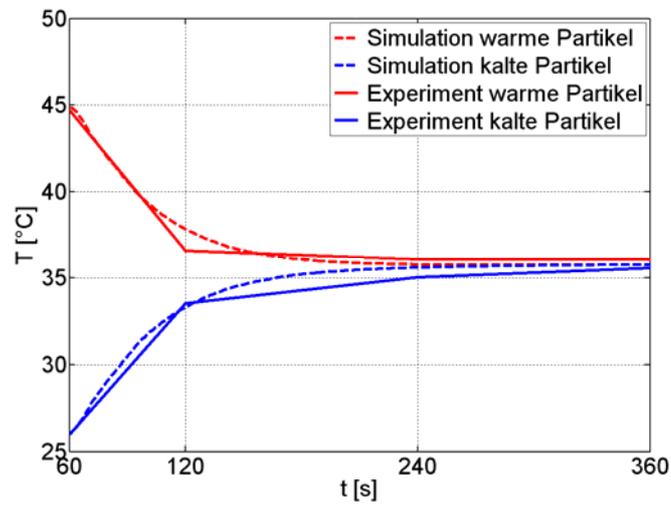


Abbildung A6.14: Vergleich der mittleren Partikeltemperaturen der warmen und kalten Partikelfraktion

Anhang

Versuch Nr.7	Temperaturausgleich, durchmischt	n = 12 U/min
-----------------	-------------------------------------	--------------

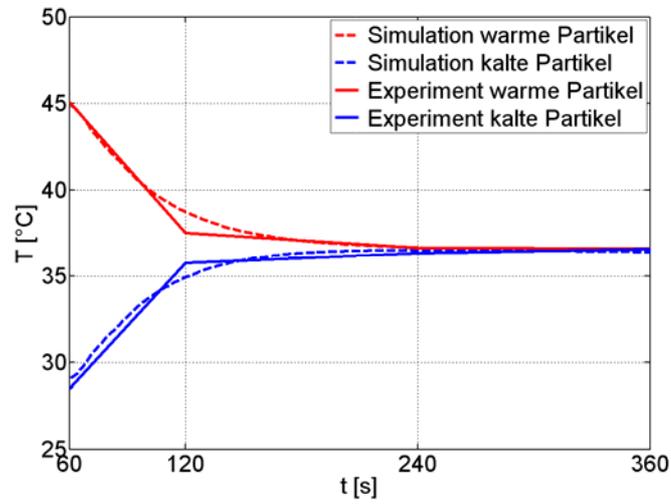


Abbildung A6.15: Vergleich der mittleren Partikeltemperaturen der warmen und kalten Partikelfraktion

Versuch Nr.8	Temperaturausgleich, durchmischt	n = 12 U/min
-----------------	-------------------------------------	--------------

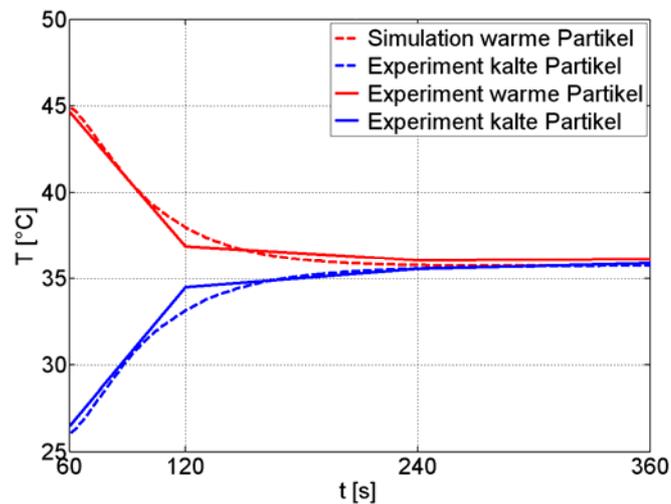


Abbildung A6.16: Vergleich der mittleren Partikeltemperaturen der warmen und kalten Partikelfraktion

Anhang

Versuch Nr.9	Aufheizversuch	$T_{m,0} = 27^{\circ}\text{C}$
-----------------	----------------	--------------------------------

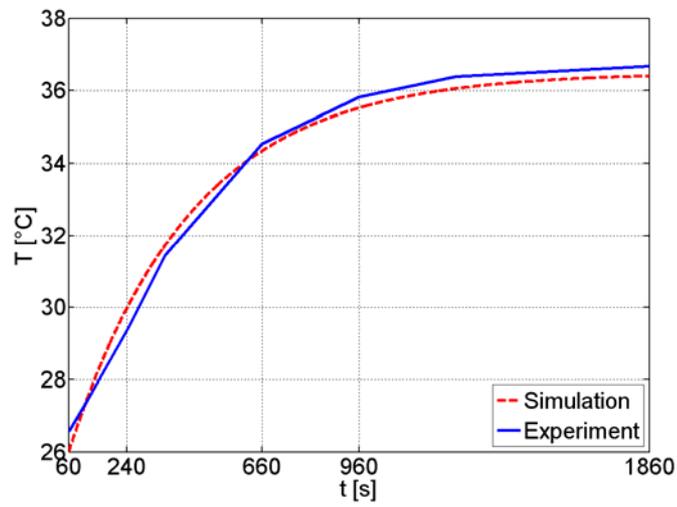


Abbildung A6.17: Vergleich der mittleren Partikeltemperaturen

Versuch Nr.10	Aufheizversuch	$T_{m,0} = 27^{\circ}\text{C}$
------------------	----------------	--------------------------------

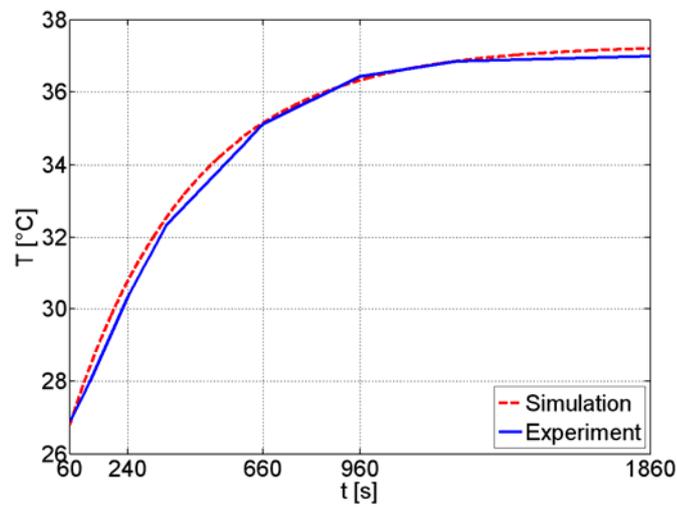


Abbildung A6.18: Vergleich der mittleren Partikeltemperaturen

Anhang

Versuch Nr.11	Aufheizversuch	$T_{m,0} = 27^{\circ}\text{C}$
------------------	----------------	--------------------------------

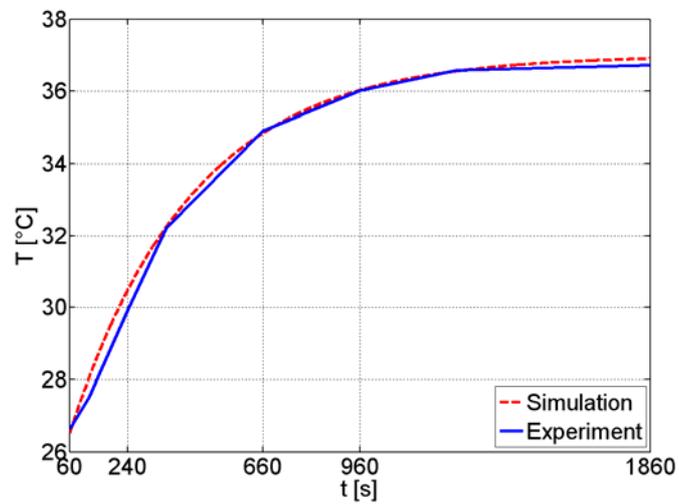


Abbildung A6.19: Vergleich der mittleren Partikeltemperaturen

Versuch Nr.12	Abkühlversuch	$T_{m,0} = 27^{\circ}\text{C}$
------------------	---------------	--------------------------------

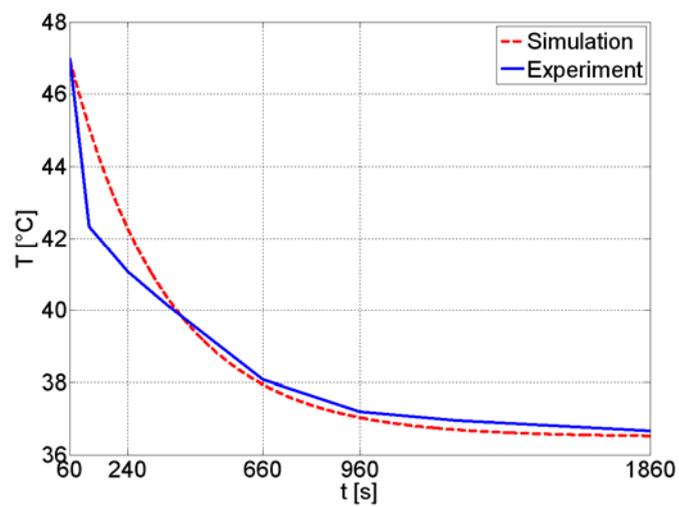


Abbildung A6.20: Vergleich der mittleren Partikeltemperaturen

Anhang

Versuch Nr.13	Abkühlversuch	$T_{m,0} = 27^{\circ}\text{C}$
------------------	---------------	--------------------------------

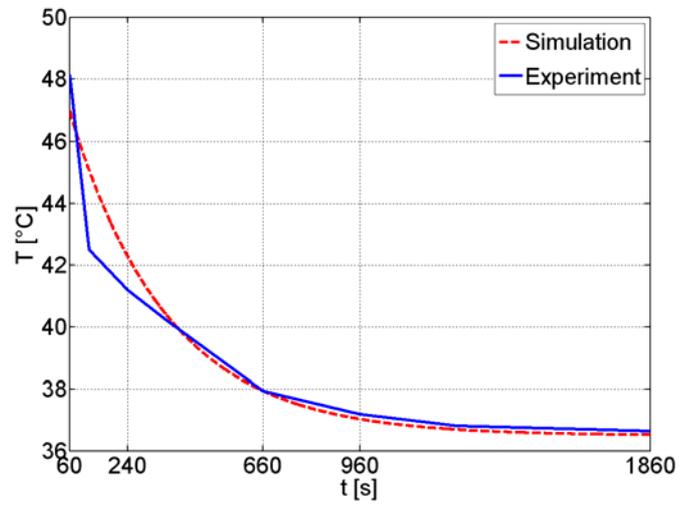


Abbildung A6.21: Vergleich der mittleren Partikeltemperaturen

Versuch Nr.14	Abkühlversuch	$T_{m,0} = 27^{\circ}\text{C}$
------------------	---------------	--------------------------------

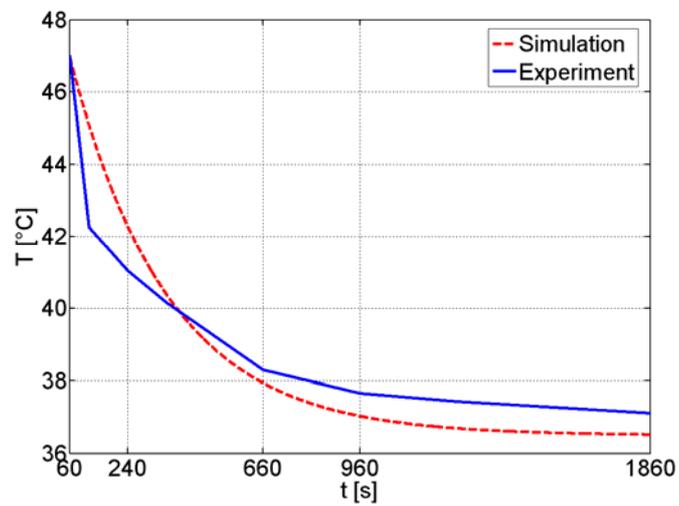


Abbildung A6.22: Vergleich der mittleren Partikeltemperaturen

**A7 Allgemeine Programmstruktur zur Berechnung des Einflusses der Schüttungseigenschaften auf die Wärmeübertragung an die Partikelschüttung mit Matlab aus Kapitel 5.2**

```
function [data, contacts] = CreateData()
```

```
load([PathName '/' MatFileName]);
```

```
data.MatFileName = MatFileName;
```

```
data.geometry = 'drum';
```

```
data.Display = 1;
```

```
data.StartTime = clock;
```

```
data.alpha_pw = 114;
```

```
data.alpha_pp = 57;
```

```
data.d_p = 8/1000;
```

```
data.rho_p = 2500;
```

```
data.c_p = 836;
```

```
data.lambda_bed = 0.9;
```

```
data.d_drum = 0.25;
```

```
data.T_0 = 293;
```

```
data.T_w = 343;
```

```
data.time = 10000;
```

```
data.timesteps = 10;
```

```
function calc = CalcData(data,contacts)
```

```
calc.N_p = size(contacts(1).position,1);
```

```
calc.MeanWallContacts = size(contacts(1).wallcontacts,1);
```

```
calc.V_sp = pi/6 * data.d_p^3 ;
```

```
calc.M_sp = calc.V_sp * data.rho_p ;
```

```
calc.V_p = calc.V_sp * calc.N_p;
```

```

calc.M_p    = calc.M_sp * calc.N_p;

    case 'drum'

        calc.rho_bed = 1230;

        calc.V_bed   = calc.M_p / calc.rho_bed;

    end

calc.psi_bed = 1 - calc.V_p / calc.V_bed;

calc.A_pp    = pi/4 * data.d_p^2;

calc.A_pw    = data.d_p^2*calc.MeanWallContacts;

calc.t       = logspace(0,log10(data.time),data.timesteps)-1;

calc.alpha_bed_PM = (4/pi * data.lambda_bed * calc.rho_bed * data.c_p /
data.t_mix_th)^0.5;

calc.alpha_PM   = 1/(1/calc.alpha_bed_PM + 1/data.alpha_pw);

return

function calibration()

[data, contacts]=CreateData;

calc = CalcData(data,contacts);

data.ContactMatBall = CreateContactMatBall(calc.N_p,contacts(1).ballcontacts);
data.ContactMatWall = CreateContactMatWall(calc.N_p,contacts(1).wallcontacts);

% Anfangsbedingung

T_0_p      = ones(calc.N_p,1) * data.T_0;
Q_0_pw     = 0;
InitialCondition = [T_0_p;Q_0_pw];

% Lösoptionen

options = odeset('AbsTol',1e-03,'RelTol',1e-03);

% Integration

[t,result] = ode45(@DGL_dthetadt,calc.t,InitialCondition,options,data,calc);

% Auslesen der Temperatur

theta = result(:,1:end-1);

```

%Mittlere Temperatur der Schüttung

T\_m = sum(theta,2)/calc.N\_p;

alpha\_tot = log((data.T\_w - data.T\_0)/(data.T\_w - T\_m)) \* calc.M\_p \* data.c\_p / (calc.A\_pw \* t);

alpha\_bed = 1./(1./alpha\_tot-1/data.alpha\_pw);

lambda\_bed = alpha\_bed.^2 \* pi/4 .\* t / (calc.rho\_bed\*data.c\_p);

slope\_alpha\_bed = diff(log(alpha\_bed))./diff(log(t));

**A 8 Allgemeine Programmstruktur zur Berechnung des semi-diskreten PM und des analytischen PM für die Aufheizung durchmischter Schüttungen aus Kapitel 5.3**

```
function [data, contacts] = CreateData()

load([PathName '/' MatFileName]);

data.MatFileName = MatFileName;

data.geometry = 'drum';

data.Display = 1;

data.StartTime = clock;

data.alpha_pw = 114;

data.alpha_pp = 57;

data.d_p = 8/1000;

data.rho_p = 2500;

data.c_p = 836;

data.lambda_bed = 0.9;

data.d_drum = 0.25;

data.T_0 = 293;

data.T_w = 343;

data.time = 5000;

data.timesteps = 1000;

function calc = CalcData(data,contacts)

calc.N_p = size(contacts(1).position,1);

calc.MeanWallContacts = size(contacts(1).wallcontacts,1);

calc.V_sp = pi/6 * data.d_p^3 ;

calc.M_sp = calc.V_sp * data.rho_p ;
```

```

calc.V_p      = calc.V_sp * calc.N_p;
calc.M_p      = calc.M_sp * calc.N_p;
    case 'drum'
        calc.rho_bed = 1230;
        calc.V_bed   = calc.M_p / calc.rho_bed;
    end
calc.psi_bed  = 1 - calc.V_p / calc.V_bed;
calc.A_pp     = pi/4 * data.d_p^2;
calc.A_pw     = data.d_p^2*calc.MeanWallContacts;
calc.t        = logspace(0,log10(data.time),data.timesteps)-1;
calc.alpha_bed_PM = (4/pi * data.lambda_bed * calc.rho_bed * data.c_p /
data.t_mix_th)^0.5;
calc.alpha_PM  = 1/(1/calc.alpha_bed_PM + 1/data.alpha_pw);
return

function MixBed()
[data, contacts]=CreateData;
calc = CalcData(data,contacts);

data.ContactMatBall = CreateContactMatBall(calc.N_p,contacts(1).ballcontacts);
data.ContactMatWall = CreateContactMatWall(calc.N_p,contacts(1).wallcontacts);

t      = [];
theta  = [];
Q      = [];

% Anfangsbedingung
T_0_p      = ones(calc.N_p,1) * data.T_0;
Q_0_pw     = 0;
InitialCondition = [T_0_p;Q_0_pw];

% Löseroptionen
options = odeset('AbsTol',1e-03,'RelTol',1e-03);

for i = 1:data.time/data.t_mix_th

```

```

delta_t = data.t_mix_th;

if i == 1
    tspan = logspace(0,log10(delta_t+1),data.timesteps)-1;
else
    tspan = linspace(delta_t*(i-1),delta_t*(i),data.timesteps);
end

[t_res,result] = ode45(@DGL_dthetadt,tspan,InitialCondition,options,data,calc);

t = [t ; t_res];

theta = [theta ; result(:,1:end-1)];

Q = [Q ; result(:,end)];

theta_end = theta(end,:);

rand_index = randperm(calc.N_p);

InitialCondition(1:calc.N_p) = theta_end(rand_index);

InitialCondition(calc.N_p+1) = Q(end,end);

Q_ges = result(:,end);

end

%Mittlere Temperatur der Schüttung

theta_m = sum(theta,2)/calc.N_p;

%Mittlere Temperatur der Schüttung

T_m = sum(theta,2)/calc.N_p;

alpha_tot = log((data.T_w - data.T_0)/(data.T_w - T_m)) * calc.M_p * data.c_p / (
calc.A_pw * t);

alpha_bed = 1./(1./alpha_tot-1/data.alpha_pw);

T_m_PM = data.T_w - exp(-(calc.alpha_PM * calc.A_pw * t) / (calc.M_p *
data.c_p))*(data.T_w - data.T_0);

slope_alpha_bed = diff(log(alpha_bed))./diff(log(t));

```

**A 9 Allgemeine Programmstruktur zum Vergleich der Ergebnisse aus entkoppelter Methode mit Matlab mit Ergebnissen des analytischen Penetrationsmodell für den Aufheizprozess einer durchmischten Schüttung aus Kapitel 5.4**

```
% Thermische Berechnung der durchmischten Schüttung

function thermal()

clc

%Daten

data.PathName      = 'PFC';

data.MatFileName   = '370Kugeln-spin1-0,1_BigFile';

data.NumberOfContactFiles = 1;

data.ResultFileName = 'Result_370_Kugeln_spin1_101_Arbeit_0,1-Arbeit';

% Gesamtzahl der Kontakte....wurde mit TotalNumberOfContacts =
GetTotalNumberOfContacts() bestimmt

data.TotalNumberOfContacts = 24750;

%Parameter

data.N_ball      = 370;

data.MeanWallContacts = 45;

data.d_ball      = 8/1000;

data.rho_ball    = 2500;

data.c_ball      = 836;

data.T_0         = 293;

data.T_W         = 343;

data.alpha_PP    = 57;

data.alpha_WP    = 114;

data.timesteps   = 2;

data.d_drum      = 0.25;

data.Display     = 0;

data.StartTime   = clock;
```

## Anhang

```
% Berechnung der Massen und Oberflächen
data.m_ball = pi/6*data.d_ball^3*data.rho_ball;
data.A_HT = pi/4 * data.d_ball^2;
% Setzen der allersersten Anfangsbedingungen
T_0_ball = ones(data.N_ball,1) * data.T_0;
Q_0_HT = 0;
% Erzeugen der LEEREN Ergebnisvariablen
t_res = single(zeros(data.TotalNumberOfContacts,1));
theta_m_res = single(zeros(data.TotalNumberOfContacts,1));
Q_HT_res = single(zeros(data.TotalNumberOfContacts,1));
FinishedContacts = 2;

% In dieser Schleife werden alle Contact.mat Dateien nacheinander abgearbeitet
% Es wird jeweils eine Datei geladen, alle einzelnen Positionen abgearbeitet und dann die
% nächste Datei geladen
for ContactFile = 1:data.NumberOfContactFiles
    % Laden der aktuellen Datei
    load([data.PathName '/' data.MatFileName '_' num2str(ContactFile) '.mat']);

    data.ContactMatWall = contacts(1).InitialContactMatWall ;
    data.ContactMatBall = contacts(1).InitialContactMatBall ;

    if ContactFile == 1
        % Erster aktueller Zeitschritt muss so gesetzt werden, damit der Wert bei der allerersten
        Integration in der Schleife vorhanden ist
        TimeZero = double(contacts(1).t);
        LastTimeStep = double(contacts(1).t);
    end

    % Schleife für die einzelnen Felder in der Contacts-Variable
    for Counter = 1:size(contacts,2)-1;
        if Counter == round(Counter/100)*100
```

```

    ComputeTime = etime(clock,data.StartTime)/60;

    EstimatedComputeTime = ComputeTime * (data.TotalNumberOfContacts /
FinishedContacts - 1) ;

end

%Integrationszeit

timespawn =
linspace>LastTimeStep,double(contacts(Counter+1).t),data.timesteps)-TimeZero;

% Zuordnung des neuen letzten Zeitschrittes, wird für die nächste Integration bzw. für
die nächste Mat-Datei benötigt

LastTimeStep = double(contacts(Counter+1).t);

% Anfangsbedingung

InitialCondition = [T_0_ball ; Q_0_HT];

% Löseroptionen

options = odeset('AbsTol',1e-04 ,'RelTol',1e-04);

% Integration

[t,x] = ode45(@DGL_dthetadt,timespawn,InitialCondition,options,data);

%neue Anfangsbedingung der Balltemperaturen für nächste Integration

T_0_ball = x(end,1:end-1);

%neue Anfangsbedingung der gesamten Wärmemenge für nächste Integration

Q_0_HT = x(end,end);

%Neues Ergebnis anfügen

%theta_res(Counter,:) = single(x(end,1:end-1));

%Neues Ergebnis anfügen

Q_HT_res(FinishedContacts) = single(x(end,end));

%Neues Ergebnis anfügen

theta_m_res(FinishedContacts) = single(sum(x(end,1:end-1))/data.N_ball);

%Neues Ergebnis anfügen

t_res(FinishedContacts) = single(t(end));

```

## Anhang

%Aufbau der neuen Kontakte Ball- Ball Kontakte

```
data.ContactMatBall = UpdateContactMatBall( data.ContactMatBall,...  
      contacts(Counter+1).CreateBallContactRow,...  
      contacts(Counter+1).CreateBallContactColumn,...  
      contacts(Counter+1).ReleaseBallContactRow,...  
      contacts(Counter+1).ReleaseBallContactColumn);
```

%Aufbau der neuen Kontakte Wand - Ball Kontakte

```
data.ContactMatWall = UpdateContactMatWall( data.ContactMatWall,...  
      contacts(Counter+1).CreateWallContactRow,...  
      contacts(Counter+1).ReleaseWallContactRow);
```

end

end

**A10 Ergebnisse der unterschiedlichen Methoden aus Kapitel 3.5**

In Anhang A10 werden die in Kapitel 3.5 beschriebenen 3 Methoden zur Auswertung der Partikeltemperaturen anhand des Versuches Nr. 1 verglichen.

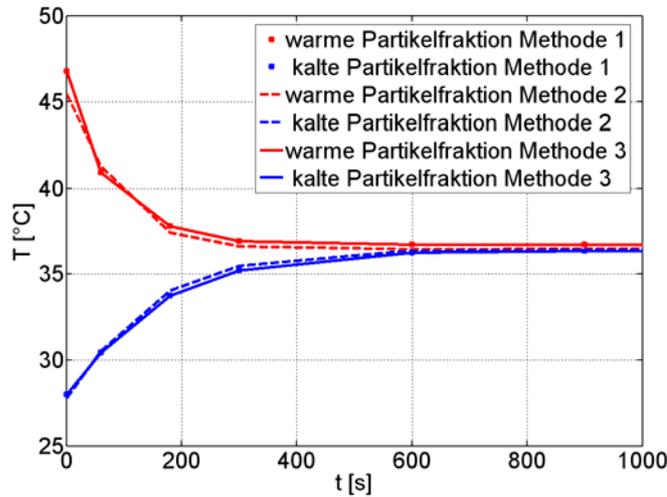


Abbildung A10.1: Vergleich der mittleren Partikelfraktionstemperaturen

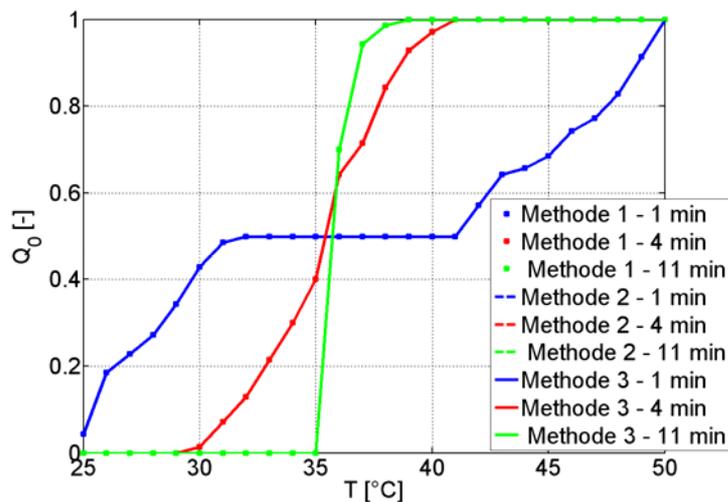


Abbildung A10.2: Vergleich der Anzahlsummenverteilungen  
(Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

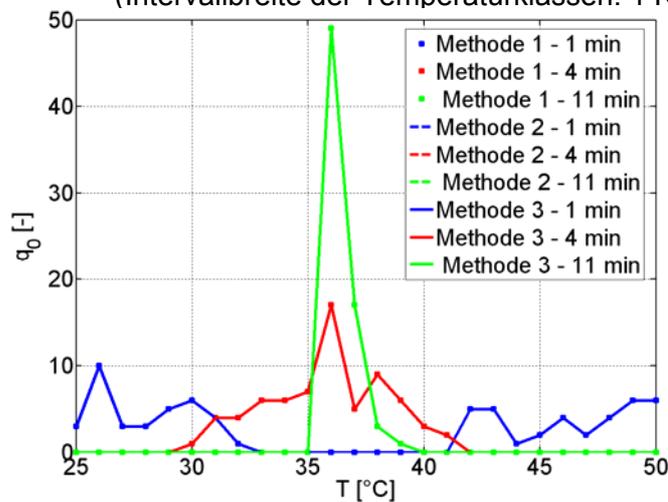


Abbildung A10.3: Vergleich der Anzahldichteverteilungen  
(Intervallbreite der Temperaturklassen: 1 K)

# Lebenslauf

## Persönliche Daten:

Name: Fabian Weigler  
Geburtsdatum: 28. April 1982  
Geburtsort: Magdeburg  
Kinder: 1



## Werdegang:

08/92 – 07/00 Gymnasium in Magdeburg: **Abitur**  
10/00 – 09/01 Grundwehrdienst  
10/01 – 09/06 Studium der Verfahrenstechnik an der Otto-von-Guericke-Universität Magdeburg: **Diplom**  
10/04 – 06/05 Studienarbeit am Max-Planck-Institut Magdeburg  
Thema: *Reaktionstechnische Untersuchung der Herstellung von kolloidalen Golddispersion mit definierten Eigenschaften*  
05/06 – 09/06 Diplomarbeit am Lehrstuhl für Mechanische Verfahrenstechnik  
Thema: *Untersuchung der Keimbildung und des Partikel – Wachstums bei der Herstellung von SiO<sub>2</sub> – Partikeln in einem Sol-Gel-Prozess*  
10/06 – 09/09 PhD Student im Graduiertenkolleg "Micro-Macro-Interactions in Structured Media and Particle Systems" an der Otto-von-Guericke Universität Magdeburg  
10/09 – 11/09 wissenschaftlicher Mitarbeiter für das Forschungsvorhaben „WIGRATEC“ an der Otto-von-Guericke Universität Magdeburg  
12/09 – 12/10 wissenschaftlicher Mitarbeiter im Rahmen einer Elternzeitvertretung am Lehrstuhl für thermische Verfahrenstechnik an der Otto-von-Guericke Universität Magdeburg

02/11 –

wissenschaftlicher Mitarbeiter am Leibniz-Institut für  
Agrartechnik Bornim e.V. ATB, Potsdam-Bornim  
Dächerschachttrockner – Energieeffiziente Getreidetrocknung  
(GETRO)

---

Fabian Weigler