



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
WIEN
Vienna University of Technology

Diplomarbeit

Numerische Untersuchung von Strömung und Wärmeübergang in Fließbett-Wärmetauschern

ausgeführt zum Zwecke der Erlangung des akademischen Grades eines

Diplom-Ingenieurs

unter der Leitung von

Univ.Prof. Dipl.-Ing. Dr.techn. Markus HAIDER

(E302 Institut für Energietechnik und Thermodynamik, Bereich: Thermodynamik und Wärmetechnik)

Projektass. Dipl.-Ing. Stefan THANHEISER

(E302 Institut für Energietechnik und Thermodynamik, Bereich: Thermodynamik und Wärmetechnik)

eingereicht an der Technischen Universität Wien

Fakultät für Maschinenwesen und Betriebswissenschaften

von

Florian Heindl

01225038 (E 066 445)

Wien, am 21.August 2020

Ich habe zur Kenntnis genommen, dass ich zur Drucklegung meiner Arbeit unter der Bezeichnung

Diplomarbeit

nur mit Bewilligung der Prüfungskommission berechtigt bin.

Ich erkläre weiters Eides statt, dass ich meine Diplomarbeit nach den anerkannten Grundsätzen für wissenschaftliche Abhandlungen selbstständig ausgeführt habe und alle verwendeten Hilfsmittel, insbesondere die zugrunde gelegte Literatur, genannt habe.

Weiters erkläre ich, dass ich dieses Diplomarbeitsthema bisher weder im In- noch Ausland einer Beurteilerin / einem Beurteiler zur Begutachtung in irgendeiner Form als Prüfungsarbeit vorgelegt habe und dass diese Arbeit mit der vom Begutachter beurteilten Arbeit übereinstimmt.

Wien, am 21. August 2020

Kurzfassung

Im Rahmen dieser Arbeit werden die Strömungs- und Wärmeübergangsverhältnisse in Fließbett-Wärmetauschern untersucht. In diesen soll eine Sandschüttung mittels Fluidisierung gefördert und mit Rohrbündeln erhitzt beziehungsweise gekühlt werden. Es werden dabei zwei unterschiedliche Geometrien betrachtet, die sich im Wesentlichen in der Art der Stromführung und der Anströmung der Rohrbündel im Fließbett unterscheiden. Im ersten Fall findet die Anströmung längs der Rohrachse (LINI) und im anderen quer zur Rohrachse (QUINI) statt. Ziel ist es, mit einer Simulation die gewünschten Strömungsverhältnisse nachzubilden und die Abhängigkeiten des Wärmeübergangs von der Fluidisierung und dem geförderten Sandmassenstrom darzustellen.

Die beiden Wärmetauscher werden in der Software Barracuda® modelliert und simuliert. Dazu sind die Modellierung der Geometrie, die Vorgabe der Partikel- und Stoffparameter und die Wahl von geeigneten Randbedingungen notwendig.

Neben der Simulation der Wärmetauscher wurde noch eine weitere Simulation zur Bestimmung der Lockerungsgeschwindigkeit durchgeführt und deren Ergebnisse mit denen von bekannten Gebrauchsformeln verglichen. Bei der Simulation konnten die gewünschten Strömungsverhältnisse in den Wärmetauschern in allen betrachteten Betriebspunkten eingestellt werden. Notwendig dazu ist die Einstellung geeigneter Druckniveaus. Zur Beurteilung des Wärmeübergangs wurde zuerst die Temperaturverteilung in der Wirbelschicht um die beheizten Rohre betrachtet. Unter den ermittelten Ergebnissen für den Wärmeübergangskoeffizienten wurden einige, offensichtlich falsche Ergebnisse identifiziert. Anhand der verbleibenden Ergebnisse lässt sich für beide Anordnungen eine positive Korrelation des Wärmeübergangskoeffizienten und der Fluidisierung feststellen, während der Effekt des Sandmassenstroms bei den beiden Anordnungen unterschiedlich ausgeprägt ist. Bei den längsangeströmten Rohren wurde im Allgemeinen ein besserer Wärmeübergang ermittelt.

Die Tiefe der hier machbaren Aussagen ist durch die bei der angewandten Methode langen Simulationszeiten begrenzt.

Abstract

The scope of this thesis is to investigate the flow and heat transfer inside of fluidized bed heat exchangers. In those heat exchangers sand is transported using fluidization and is heated or cooled by tube bundles. There are two different designs in investigation, which differ mainly in the flow structure and the incident flow on the tube bundles in the fluidized bed. In the first case the flow is longitudinal to the tube axis (LINI) and in second case it is transversal to the tube axis (QUINI, quer german for transversal). A simulation is done to recreate the desired flow patterns and to show how heat transfer depends on fluidization and the transported sand mass flow.

The two heat exchanger types are modelled and simulated using the software Barracuda®. Therefore it is necessary to model the geometries, set the properties of particles and other media and give suitable boundary conditions.

Another simulation is carried out to determine the value of the minimum fluidization velocity and compare it to those gained by evaluating broadly used correlations. The desired flow patterns were recreated by the simulations at all chosen operating points. To accomplish this it is crucial to set proper pressure values. The temperature profiles inside the fluidized bed around the heated tube were discussed to gain better understanding of the heat transfer conditions. Of the obtained results for heat transfer coefficient, a few were determined to be unfeasible. The valid results show a positive correlation of heat transfer coefficient and fluidization. The effect of sand mass flow rate is different for the two heat exchanger types. In general there was better heat transfer for longitudinal flow along tubes than for transversal flow.

Because of long simulation time the achievable results by using the applied methods is limited.

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	1
1 Einleitung	5
1.1 SandTES	5
1.2 Fließbett-Wärmetauscher.....	6
2 Aufgabenstellung	7
3 Theoretische Grundlagen	8
3.1 Existenzbereich von Wirbelschichten	8
3.2 Partikeldurchmesser.....	9
3.3 Porosität	10
3.4 Druckverlust in der Wirbelschicht.....	11
3.5 Lockerungsgeschwindigkeit	12
3.6 Schwebegeschwindigkeit und Strömungswiderstand	15
4 Versuchsstände	16
4.1 Aufbau der Fließbett-Wärmetauscher.....	16
4.2 LINI	18
4.3 QUINI.....	19
5 Barracuda®.....	20
5.1 Mathematisches Modell	20
5.1.1 Beschreibung der fluiden Phase	21
5.1.2 Beschreibung der Partikelphase	22
5.1.3 Numerische Lösung	24
5.1.4 Berechnung des Wärmeübergangs	26
5.1.4.1 Wärmeübergang zwischen Fluid und Partikel	27
5.1.4.2 Wärmeübergang zwischen Wirbelschicht und Wand	27
5.1.5 Zeitliche Auflösung	28
6 Modellierung.....	29
6.1 Geometrie	29
6.2 Partikel.....	30

6.3	Randbedingungen	30
7	Simulationen und Ergebnisse	32
7.1	Lockerungsgeschwindigkeit	32
7.2	Druckregelung	35
7.3	Strömungsformen.....	36
7.3.1	LINI	36
7.3.2	QUINI.....	37
7.4	Druckverlauf	38
7.5	Wärmeübergang.....	40
7.5.1	Temperaturverteilung	40
7.5.2	Stationärer Zustand.....	42
7.5.3	Mittelung	43
7.5.4	Ergebnisse für den Wärmeübergangskoeffizienten	44
8	Konklusion.....	47
9	Verzeichnisse.....	48
9.1	Literaturverzeichnis	48
9.2	Abbildungsverzeichnis	49
9.3	Tabellenverzeichnis.....	50
Anhang	51
I.	Innengeometrie der Versuchsstände.....	51

Abkürzungsverzeichnis

lateinische Symbole

Zeichen	Einheit	Bedeutung
A	m/s^2	Partikelbeschleunigung
A_p	m^2	Partikeloberfläche
A_{Rohr}	m^2	Rohroberfläche
Ar	-	Archimedes-Zahl
C_W	-	Widerstandsbeiwert
CFL	-	Courant-Friedrichs-Lewy-Zahl
$c_{p,f}$	$J/(kg\ K)$	spezifische isobare Wärmekapazität des Fluids
$c_{p,p}$	$J/(kg\ K)$	spezifische Wärmekapazität der Partikel
D_p	$1/s$	Widerstandsfunktion
$\overline{D_p}$	$1/s$	mittlere Widerstandsfunktion
d_p	m	Partikeldurchmesser / Siebdurchmesser
d_S	m	oberflächenbezogener Durchmesser
d_{SV}	m	oberflächen/volumenbezogener Durchmesser
d_V	m	volumenbezogener Durchmesser
F	N/m^3	Impulsaustausch zwischen Fluid und Partikeln (Vektor)
F_A	N	Auftriebskraft
F_G	N	Gewichtskraft
F_W	N	Widerstandskraft
f_p	-	Gewichtungsfaktor Partikelkonvektion
G_p	m/s	1. Koeffizient für Partikelgeschwindigkeit (Vektor)
g	m/s^2	Erdbeschleunigung
g	m/s^2	Erdbeschleunigungsvektor
g_1	-	Aufteilungsfunktion
H	m	Betthöhe
H_p	-	2. Koeffizient für Partikelgeschwindigkeit
h_f	kJ/kg	Fluidenthalpie
I_p	$m^4/(N\ s)$	3. Koeffizient für Partikelgeschwindigkeit
J_p	$m^4/(N\ s)$	4. Koeffizient für Partikelgeschwindigkeit
L	m	Länge der Berechnungszelle

M	kg	Masse aller Partikel der Schüttung
m_p	kg	Masse eines Einzelpartikels
N_p	-	Anzahl der numerischen Partikel pro Berechnungszelle
n_p	-	Anzahl der Partikel pro numerischen Partikel
Nu	-	Nusselt-Zahl
O_p	m ²	Partikeloberfläche
P_s	Pa	Konstante für Partikeldruck
Pr	-	Prandtl-Zahl
Pr_t	-	turbulente Prandtl-Zahl
p	Pa	Druck
Δp	Pa	Druckabfall
\dot{Q}	W	Wärmestrom
Re	-	Reynolds-Zahl
Re_L	-	Reynolds-Zahl am Lockerungspunkt
Re_p	-	Partikel-Reynolds-Zahl
r_p	m	Partikelradius
S	-	Interpolationsoperator
S_h	W/m ³	Wärmeübergang von der Partikelphase zur fluiden Phase
T_f	K	Fluidtemperatur
T_p	K	Partikeltemperatur
T_{Rohr}	K	Rohrwandtemperatur
T_{Sand}	K	Sandtemperatur
t	s	Zeit
Δt	s	Berechnungszeitschritt
U	m/s	Leerrohrgeschwindigkeit
U_L	m/s	Lockerungsgeschwindigkeit
U_S	m/s	Schwebe- / Sinkgeschwindigkeit
\mathbf{u}_f	m/s	Fluidgeschwindigkeit (Vektor)
u_g	m/s	Gasgeschwindigkeit
u_p	m/s	Partikelgeschwindigkeit
\mathbf{u}_p	m/s	Partikelgeschwindigkeit (Vektor)
$\overline{\mathbf{u}}_p$	m/s	mittlere Partikelgeschwindigkeit (Vektor)

\vec{u}_p	m/s	mit Widerstandsfunktion gewichtete mittlere Partikelgeschwindigkeit (Vektor)
V_{ges}	m ³	Gesamtvolumen der Schüttung
$V_{i,j,k}$	m ³	Volumen der Berechnungszelle
V_p	m ³	Partikelvolumen
V_{ZK}	m ³	Zwischenkornvolumen
\mathbf{X}	m/s ²	Partikelbeschleunigung zufolge von Kontaktkräften (Vektor)
\mathbf{x}	m	Ortsvektor
\mathbf{x}_p	m	Partikelposition

griechische Symbole

Zeichen	Einheit	Bedeutung
α	W/(m ² K)	Wärmeübergangskoeffizient zwischen Wirbelschicht und Wand
α_f	W/(m ² K)	Wärmeübergangskoeffizient zwischen Fluid und Wand
α_{fp}	W/(m ² K)	Wärmeübergangskoeffizient zwischen Fluid und Partikel
α_p	W/(m ² K)	Wärmeübergangskoeffizient zwischen Partikel und Wand
β	-	Exponent des Partikelvolumenanteils
ε	-	Porosität
ε_{FB}	-	Festbettporosität
ε_L	-	Porosität am Lockerungspunkt
ε_1	-	Konstante der Maximums-Funktion der Partikelspannung
θ_f	-	Fluidvolumenanteil
θ_p	-	Partikelvolumenanteil
θ_{FB}	-	Partikelvolumenanteil im Festbett
λ_f	W/(m K)	Fluidwärmeleitfähigkeit
λ_t	W/(m K)	turbulente Wärmeleitfähigkeit
μ	Pa s	dynamische Viskosität
μ_g	Pa s	dynamische Gasviskosität
μ_t	Pa s	turbulente Viskosität
ρ_B	kg/m ³	Schüttdichte
ρ_f	kg/m ³	Fluiddichte
ρ_g	kg/m ³	Gasdichte

ρ_p	kg/m ³	Partikeldichte
$\overline{\rho_p}$	kg/m ³	mittlere Partikeldichte
τ_D	s	Dämpfungszeit
τ_f	N/m ²	Spannungstensor
τ_p	N/m ²	isotrope Partikelspannung
ϕ	-	Sphärizität
ϕ	s/(m ⁴ kg K)	Partikelverteilungsfunktion

Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
FG	Fluidisierungsgrad
Glg	Gleichung
Glg _n	Gleichungen
LINI	längs mini
MP-PIC	Multiphase Particle-in-Cell
PIC	Particle-in-Cell
QUINI	quer mini
TES	Thermal Energy Storage

1 Einleitung

1.1 SandTES

Als wichtige Maßnahmen zur Reduzierung der CO₂-Emissionen bei der Erzeugung von elektrischer Energie gelten die verstärkte Nutzung von erneuerbaren Energieträgern und die Effizienzsteigerung von Kraftwerken und industriellen Prozessen. Die Nachteile, die sich durch eine stärkere Nutzung erneuerbarer Energieträger ergeben, sind ein unregelmäßiges Energieangebot und dadurch auch eine schwankende Auslastung konventioneller Kraftwerke, deren wirtschaftliche und energetische Effizienz davon beeinträchtigt werden. Um die Netzstabilität und die Effizienz von Anlagen zu gewährleisten, sind Konzepte zur Speicherung von überschüssiger Energie notwendig. Eine Möglichkeit dazu ist die Speicherung von überschüssiger thermischer Energie in einem Wärmespeicher (englisch: thermal energy storage (TES)). Dies sollte auf einem möglichst hohen Temperaturniveau erfolgen, damit ein großer Anteil der gespeicherten thermischen Energie in mechanische oder elektrische Energie umgewandelt werden kann. Ein Vorteil dieser Methode liegt in den potentiell geringeren Kosten gegenüber anderen Methoden zur Speicherung von elektrischer Energie.

Mineralische oder keramische Partikel, wie zum Beispiel Quarzsand, haben als Speichermedien eines TES einige positive Eigenschaften. Sie können von Umgebungstemperatur bis auf hohe Temperaturen aufgeheizt werden, ohne nennenswert an Stabilität zu verlieren oder zu agglomerieren. Die Materialkosten sind sehr gering, die Verfügbarkeit ist groß und die Speicherung kann bei Umgebungsdruck erfolgen. Ein weiterer Vorteil von Quarzsand oder ähnlichen Materialien wie zum Beispiel Korund, Siliziumcarbid, Asche, Bauxit oder Magnesiumoxid ist, dass sie durch Fluidisierung in aktiven Prozessen auch als Wärmeübertragungsmedium eingesetzt werden können.

Am Institut für Energietechnik und Thermodynamik der Technischen Universität Wien wurde ein neuartiges Wärmespeicherkonzept unter dem Namen SandTES entwickelt. Der zugehörige SandTES-Wärmetauscher basiert auf einer aktiven Fließbett-Technologie.

1.2 Fließbett-Wärmetauscher

Das SandTES-System besteht im Wesentlichen aus den Speichern für kalten und heißen Sand und dem SandTES-Wärmetauscher. Der Aufbau ist in Abbildung 1 dargestellt. Zum Materialtransport zwischen den Anlagen können, je nach zu überwindender Höhendifferenz, beispielsweise Becherwerke oder Schneckenförderer eingesetzt werden.

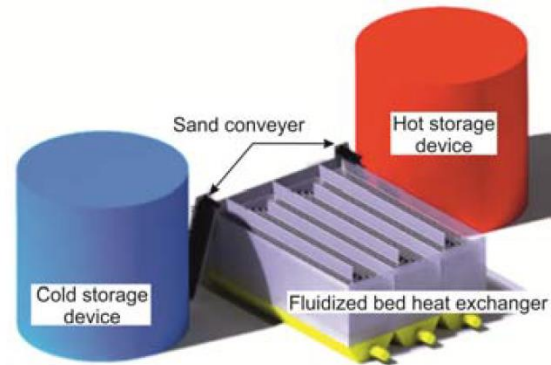


Abbildung 1: Bestandteile des SandTES-Systems [1]

Der Wärmetauscher selbst besteht aus einem Kanal, der im Betrieb mit Sand gefüllt ist. Von unten wird in das Sandbett über poröse Sinterplatten Luft eingeblasen, die den Sand fluidisiert und ihn somit fließfähig macht. Um den Fluss des Sandes vom Eintritt zum Austritt aufrechtzuerhalten, ist eine Druckdifferenz notwendig, die im einfachsten Fall durch eine unterschiedliche Schütthöhe erreicht wird. Zur Vermeidung größerer Höhenunterschiede und damit ungenutzten Raums werden beim SandTES-Wärmetauscher Bereiche mit unterschiedlichem Luftdruck oberhalb der Schüttung eingesetzt, was in Abbildung 2 angedeutet ist. Durch den Wärmetauscher sind Rohre geführt, in denen das Wärmeübertragungsmedium, das den Sand erhitzt beziehungsweise abkühlt, im Gegenstrom zum Sandfluss fließt. Beim Wechsel von Lade- zu Entladevorgängen werden die Flussrichtungen beider Medien vertauscht [1].

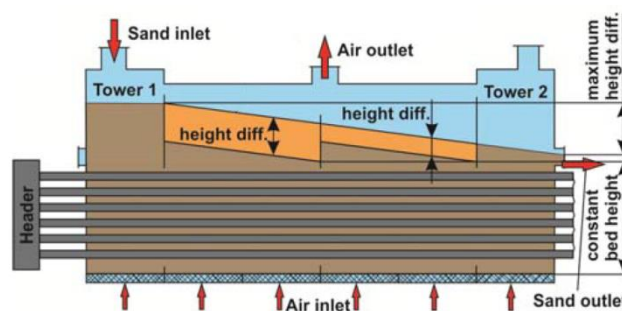


Abbildung 2: Prinzipskizze SandTES-Wärmetauscher [1]

2 Aufgabenstellung

Ziel dieser Arbeit ist es, ein tieferes Verständnis der in Kapitel 1 beschriebenen Wärmeübertragungstechnologie zu erlangen. Dazu sollen zwei Wärmetauschergeometrien, mit unterschiedlicher Stromführung betrachtet werden, welche in Kapitel 4 noch näher beschrieben werden. Diese stellen kleinere Varianten beziehungsweise Ausschnitte eines SandTES-Wärmetauschers dar.

Die Wärmetauscher sollen mit der Simulationssoftware Barracuda® nachgebildet werden. Dabei soll überprüft werden, ob sich die erwarteten und für den Betrieb notwendigen Strömungsbedingungen einstellen. Des Weiteren ist von Interesse, welche Wärmeübertragungsfähigkeit, ausgedrückt durch den Wärmeübergangskoeffizienten, die unterschiedlichen Anordnungen bei der Simulation zeigen. Einerseits sollen die Anordnungen miteinander verglichen werden und andererseits Abhängigkeiten des Wärmeübergangs von Fluidisierung und dem durchströmenden Sandmassenstrom abgeleitet werden.

3 Theoretische Grundlagen

3.1 Existenzbereich von Wirbelschichten

Wird eine Schüttung aus Feststoffpartikeln von einem Gas durchströmt, stellen sich in Abhängigkeit der Durchströmung unterschiedliche Zustände ein. Bei geringer Geschwindigkeit strömt das Gas durch die Zwischenräume der Partikelschüttung und die Partikel bewegen sich dabei kaum (Abbildung 3a). Dieser Zustand wird als Festbett bezeichnet [2].

Bei weiterer Erhöhung der Strömungsgeschwindigkeit und damit der vom Fluid auf die Schüttung wirkenden Kräfte, wird ein Punkt erreicht, ab dem die Partikel nicht mehr in permanentem Kontakt miteinander stehen. Dieser Punkt wird Lockerungspunkt und die zugehörige Geschwindigkeit Lockerungsgeschwindigkeit oder Minimalfluidisationsgeschwindigkeit genannt. In der so entstandenen Wirbelschicht können die Partikel sich nun schon bei geringer Krafteinwirkung relativ zueinander bewegen. Die gesamte Schüttung zeigt ein fluidähnliches Verhalten, weshalb man den Zustand auch als Fließbett und den Vorgang als Fluidisierung bezeichnet. Durch den größeren Abstand der Partikel zueinander erhöht sich der Gasvolumenanteil in der Wirbelschicht und das Bett expandiert. Diese Expansion nimmt mit weiterer Steigerung der Gasgeschwindigkeit zu.

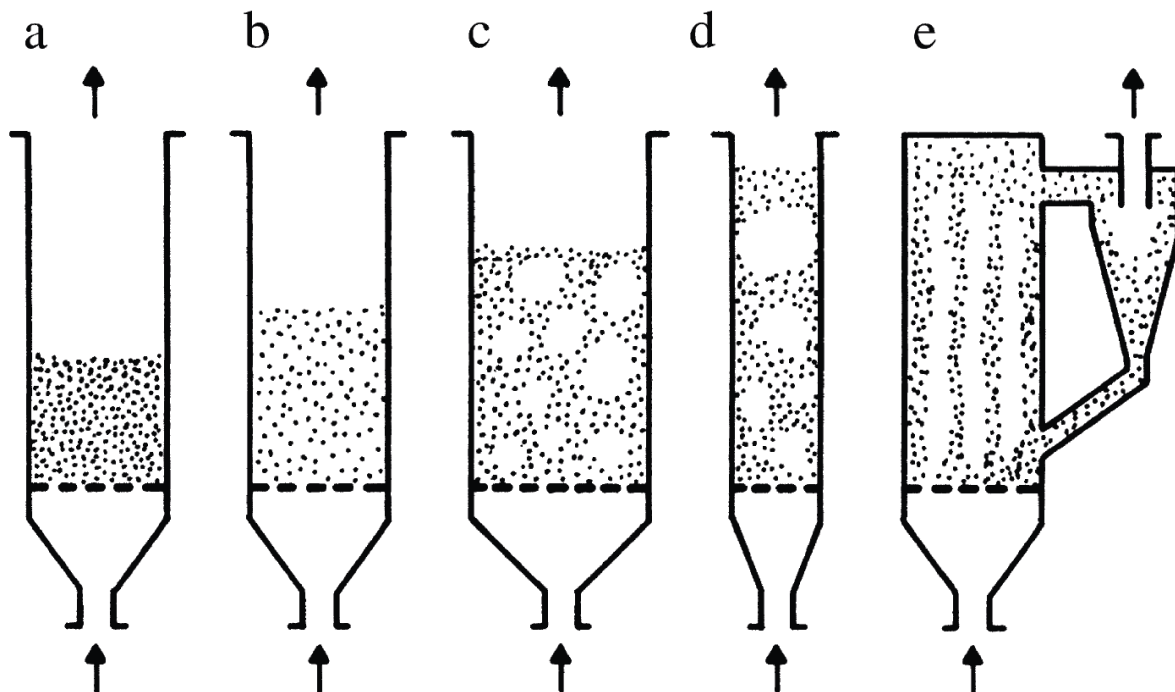


Abbildung 3: Wirbelschichtzustände [2]

In einer Wirbelschicht können grundsätzlich zwei unterschiedliche Strömungszustände auftreten. Die homogene Wirbelschicht zeichnet sich dadurch aus, dass die Partikel über den gesamten Querschnitt gleichmäßig verteilt sind. Dieser Bereich tritt in Gas-Feststoff-Wirbelschichten nur bei sehr kleinen Partikeln in ausgeprägter Weise auf.

Bei höheren Geschwindigkeiten und bei größeren Partikeln praktisch unmittelbar nach dem Lockerungspunkt kommt es, wie in Abbildung 3c ersichtlich, zur Blasenbildung. Analog zu Gasen, die in Flüssigkeiten eingeblasen werden, bilden sich in Wirbelschichten praktisch feststofffreie Blasen, deren Größe während des Aufstiegs anwächst. Man spricht hier von der blasenbildenden oder auch heterogenen Wirbelschicht.

Wenn die Fluidisierungsgeschwindigkeit die Sinkgeschwindigkeit der Partikel erreicht, wird die gesamte Schicht ausgetragen. Dies ist der Bereich des pneumatischen Transports. Hier kann die Wirbelschicht nur mehr durch ständige Zuführung von Feststoff, zum Beispiel durch Zirkulation, aufrechterhalten werden [2].

3.2 Partikeldurchmesser

Da die Form von technisch verwendeten Partikeln im Allgemeinen von der Kugelform abweicht, muss ein Äquivalenzdurchmesser definiert werden, um die Größe der Partikel einheitlich beschreiben zu können. Dafür ist eine große Zahl von Definitionen vorhanden, von denen einige in folgender Tabelle aufgelistet sind:

Symbol	Bezeichnung	Erklärung	Formel
d_p	Siebdurchmesser	Seitenlänge des Quadrates, durch das das Partikel durchgeht	$d_p = \frac{d_i + d_{i+1}}{2}$
d_v	volumenbezogener Durchmesser	Durchmesser der Kugel mit demselben Volumen wie das Partikel	$d_v = \sqrt[3]{\frac{6 V_P}{\pi}}$
d_s	oberflächenbezogener Durchmesser	Durchmesser der Kugel mit derselben Oberfläche wie das Partikel	$d_s = \sqrt{\frac{O_P}{\pi}}$
d_{sv}	oberflächen/volumenbezogener Durchmesser	Durchmesser der Kugel mit demselben Oberflächen/Volumen-Verhältnis wie das Partikel	$d_{sv} = \frac{6 V_P}{O_P}$

Tabelle 1: Partikel-Äquivalenzdurchmesser [3]

Einige dieser Durchmesser lassen sich mithilfe der Sphärizität ineinander überführen. Die Sphärizität ist das Verhältnis der Oberfläche einer Kugel zur jener eines Partikels mit gleichem Volumen.

$$\phi = \frac{\text{Oberfläche einer Kugel gleichen Volumens}}{\text{Partikeloberfläche}} = \left(\frac{d_v}{d_s}\right)^2 \quad (1)$$

Sie stellt somit ein einfaches Maß für die Abweichung eines Partikels von der Kugelform dar. Da eine Kugel die Form mit minimalster Oberfläche ist, kann die Sphärizität maximal den Wert 1 annehmen.

Um eine Schüttung aus nicht kugelförmigen Partikeln mit den gleichen mathematischen Ausdrücken wie eine aus kugelförmigen Partikeln zu beschreiben, wird als Äquivalenzdurchmesser häufig der oberflächen/volumenbezogene Durchmesser d_{SV} verwendet. Die Bestimmung der Korngröße von Schüttgut wird im Regelfall mit einer Siebanalyse durchgeführt, die folglich den Siebdurchmesser d_p wiedergibt. Ein allgemeiner Zusammenhang, um d_p in d_{SV} überzuführen kann nicht angegeben werden. Es können aber für bestimmte Fälle Näherungsformel angegeben werden [3].

3.3 Porosität

Die Porosität ε bezeichnet in der Wirbelschichttechnik den Anteil des Zwischenkornvolumens V_{ZK} am Gesamtvolumen der Schüttung V_{ges} . Einige Darstellungsweisen sind:

$$\varepsilon = \frac{V_{ZK}}{V_{ges}} = \frac{V_{ges} - V_P}{V_{ges}} = 1 - \frac{V_P}{V_{ges}} = 1 - \frac{M}{\rho_P V_{ges}} = 1 - \frac{M}{\rho_P A H} \quad (2)$$

In obiger Formel bezeichnet M die Gesamtmasse der Partikel, ρ_P die Partikeldichte, A den Bettquerschnitt und H die Betthöhe. Die Schüttdichte ρ_B ist als durchschnittliche Dichte der gesamten Schüttung definiert und ergibt somit in guter Näherung zu:

$$\rho_B = \frac{M}{V_{ges}} \quad (3)$$

Mit Glg. (2) und (3) kann die Porosität im Festbett auch folgendermaßen dargestellt werden:

$$\varepsilon_{FB} = 1 - \frac{\rho_B}{\rho_P} \quad (4)$$

Zur Bestimmung der Festbettporosität müssen also die Masse der Partikel, das von der Schüttung eingenommene Volumen und die Partikeldichte bekannt sein. Die Porosität im Festbett steigt im Allgemeinen mit der Sphärizität und sinkt mit der Partikelgröße und einer weiten Korngrößenverteilung [3].

Wie man in Glg. (2) sehen kann, nimmt die Porosität mit steigender Betthöhe zu. Da das Bett im Wirbelschichtbereich mit zunehmender Fluidisierungsgeschwindigkeit im Allgemeinen stärker expandiert, nimmt dabei auch die Porosität zu. Während in homogenen Wirbelschichten die Bettexpansion ausschließlich durch die stärkere Trennung der Partikel bedingt ist, kommt in blasenbildenden Wirbelschichten noch zusätzlich das Vorhandensein der Blasen hinzu. Welcher der beiden Effekte eine höhere Expansion nach sich zieht, hängt von den Partikel- und Gaseigenschaften ab. So kann es auch vorkommen, dass beim Übergang von der homogenen zur blasenbildenden Wirbelschicht die Expansion und damit die Porosität bei zunehmender Fluidisierungsgeschwindigkeit wieder abnehmen [4].

3.4 Druckverlust in der Wirbelschicht

In Abbildung 4 ist der Druckverlust in einer durchströmten Feststoffschüttung in Abhängigkeit der Gasgeschwindigkeit dargestellt. Die Angabe der Gasgeschwindigkeiten erfolgt in der Wirbelschichttechnik meist über die Leerrohrgeschwindigkeit, die sich als Quotient des Gasvolumenstroms zur Querschnittsfläche des durchströmten Behälters ergibt.

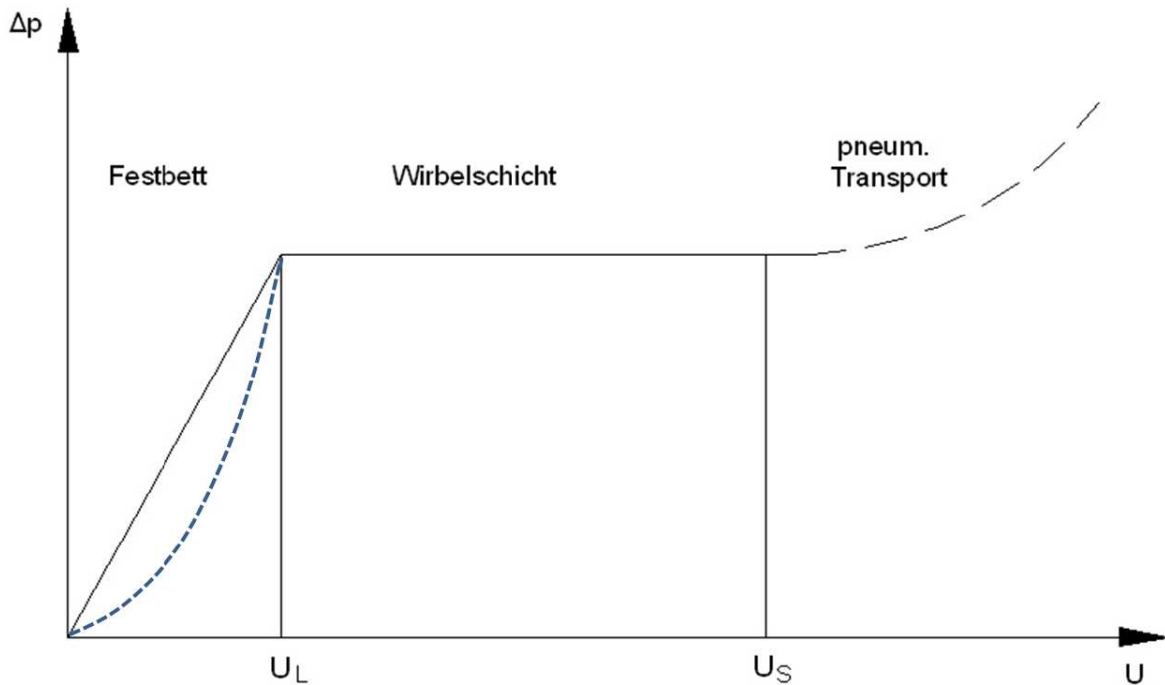


Abbildung 4: Geschwindigkeits-Druck-Diagramm von durchströmten Feststoffschüttungen [3]

Bei Gasgeschwindigkeiten unterhalb der Lockerungsgeschwindigkeit, also im Festbettbereich, liefert die Gleichung nach Ergun für $Re > 1$ in der Praxis gute Ergebnisse für den Druckabfall in Feststoffschüttungen [3].

$$\frac{\Delta p}{H} = 150 \frac{(1 - \varepsilon)^2 \mu_g U}{\varepsilon^3 d_{sv}^2} + 1,75 \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon^3} \frac{\rho_g U^2}{d_{sv}} \quad (5)$$

Bei kleineren Partikeldurchmessern, die wie später noch gezeigt wird auch mit geringeren Lockerungsgeschwindigkeiten einhergehen, ist der erste Term in Glg. (5) vorherrschend und es ergibt sich ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen Druckabfall und Leerrohrgeschwindigkeit. Wird der Partikeldurchmesser größer, prägt sich der quadratische Verlauf immer stärker aus. Die Reynolds-Zahl ist hier mit dem oberflächen/volumenbezogenen Durchmesser und der Leerrohrgeschwindigkeit zu bilden:

$$Re = \frac{\rho_g d_{sv} U}{\mu_g} \quad (6)$$

Da in der Wirbelschicht die Feststoffpartikel in der Schwebelage gehalten werden, ist die Kraft die aufgrund des Druckverlusts auf die Schüttung wirkt gleich der Gewichtskraft der Partikel vermindert um deren Auftriebskraft.

$$\Delta p = (\rho_p - \rho_g)(1 - \varepsilon)g H \quad (7)$$

Da dieser Druckverlust nicht von den Gasgeschwindigkeiten abhängig ist, bleibt er im Bereich der Wirbelschicht bei gleichbleibender Bettmasse konstant. Nach Übergang zum Regime des pneumatischen Transports steigt der Druckverlust wieder, solange die Schicht nicht ausgetragen wird [3].

Leitet man Glg. (7) nach der Betthöhe ab, erhält man:

$$\frac{dp}{dH} = (\rho_p - \rho_g)(1 - \varepsilon)g \quad (8)$$

Es besteht also ein Zusammenhang zwischen dem lokalen Druckgradienten und der Porosität. Durch die Messung der Druckdifferenz über eine geringe Höhe in einer Wirbelschicht, kann so die mittlere lokale Porosität bestimmt werden.

3.5 Lockerungsgeschwindigkeit

Der Lockerungspunkt befindet sich am Übergang vom Festbett zur Wirbelschicht. Daher kann die Lockerungsgeschwindigkeit rechnerisch durch Gleichsetzen des Druckverlusts im Festbett Glg.(5) mit jenem in der Wirbelschicht Glg. (7) bestimmt werden. Dabei erhält man nach entsprechenden Umformungen:

$$\frac{\rho_g d_{sv}^3 (\rho_p - \rho_g) g}{\mu_g^2} = 150 \frac{(1 - \varepsilon_L) \rho_g d_{sv} U_L}{\varepsilon_L^3 \mu_g} + 1,75 \frac{1}{\varepsilon_L^3} \frac{\rho_g^2 d_{sv}^2 U_L^2}{\mu_g^2} \quad (9)$$

Die linke Seite von Glg. (9) wird auch Archimedes-Zahl bezeichnet. Wenn man in der rechten Seite für die entsprechenden Terme die Reynolds-Zahl einsetzt, erhält man folgenden Zusammenhang:

$$Ar = C_1 Re_L + C_2 Re_L^2 \quad (10)$$

Nach Umstellen von Glg. (9) und Ausschließen der negativen Lösung ergibt sich für die Lockerungsgeschwindigkeit

$$U_L = \frac{\mu_g}{\rho_g d_{sv}} \frac{75}{1,75} (1 - \varepsilon_L) \left[-1 + \sqrt{1 + \frac{1,75}{75^2} \frac{\varepsilon_L^3}{(1 - \varepsilon_L)^2} Ar} \right] \quad (11)$$

Wie man sieht muss zur Bestimmung der Lockerungsgeschwindigkeit die Porosität am Lockerungspunkt ε_L bekannt sein. Diese kann nicht vorausberechnet werden und muss daher

experimentell bestimmt oder anhand von bekannten Beispielen abgeschätzt werden. Die folgende, von Wen und Yu angegebene, Gleichung kommt ohne Angabe der Lockerungsporosität aus:

$$U_L = \frac{\mu_g}{\rho_g d_{sv}} \left(\sqrt{33,7^2 + 0,0408 Ar} - 33,7 \right) \quad (12)$$

Sie ist im Bereich von $0.001 < Re < 4000$ gültig [3] und hat sich in der Praxis für Partikeldurchmesser $> 100 \mu\text{m}$ bewährt. Für Partikel unter $100 \mu\text{m}$ liefert eine Korrelation von Baeyens und Geldart gute Ergebnisse [5]:

$$U_L = \frac{(\rho_p - \rho_g)^{0,934} g^{0,934} d_{sv}^{1,8}}{1110 \mu^{0,87} \rho_g^{0,066}} \quad (13)$$

Wenn die Möglichkeit besteht, ist eine experimentelle Bestimmung der Lockerungsgeschwindigkeit der rechnerischen vorzuziehen [2]. Bei der Durchführung des Wirbelschichtversuchs ist auf eine möglichst lockere Schüttung zu achten. Liegt die Schüttung vor Versuchsbeginn im verdichteten Zustand vor, kann es, wie in Abbildung 5 Punkt c dargestellt, zu höheren Drücken kommen. Um dies zu vermeiden, sollte man den Druckabfall beginnend im Wirbelschichtbereich durch sukzessive Verringerung der Gasgeschwindigkeit aufnehmen.

Eine weitere Abweichung gegenüber dem Druckverlauf in Abbildung 4 kann bei einer breiten Korngrößenverteilung auftreten. Aufgrund der unterschiedlichen Durchmesser findet der Übergang vom Wirbelschicht- in den Festbettbereich nicht bei allen Partikeln bei derselben Gasgeschwindigkeit statt. Zur Festlegung der Lockerungsgeschwindigkeit werden hier im Diagramm die Geradenstücke in Festbett und Wirbelschicht verlängert und zum Schnittpunkt gebracht.

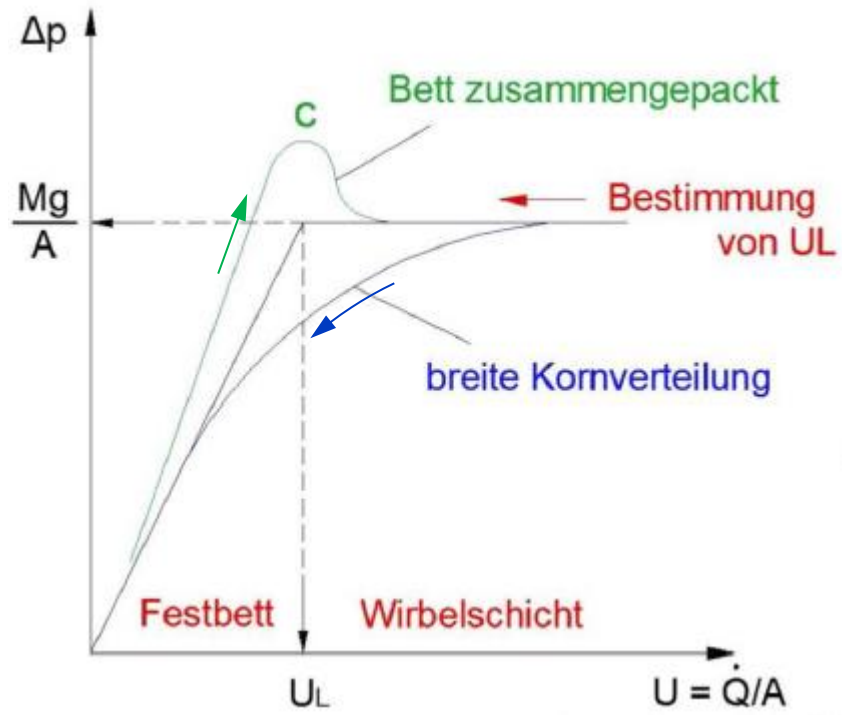


Abbildung 5: realer Druckabfall in Festbett und Wirbelschicht [2]

3.6 Schwebegeschwindigkeit und Strömungswiderstand

Die obere Abgrenzung der Wirbelschicht vom pneumatischen Transport bildet die Schwebegeschwindigkeit. Sie ist die Geschwindigkeit mit der ein einzelnes Partikel angeströmt werden muss, um in der Schwebegeschwindigkeit gehalten zu werden beziehungsweise jene finale Geschwindigkeit, die das Partikel beim freien Fall in einem ruhenden Gas erreichen würde. Also dann, wenn die Widerstandskraft des Fluides auf das Partikel gleich der Gewichtskraft vermindert um die Auftriebskraft ist. Da die analytische Berechnung der Widerstandskraft mit Ausnahme der laminaren Strömung nicht möglich ist, kann diese nach erfolgter Dimensionsanalyse mithilfe des von der Partikel-Reynoldszahl abhängigen Widerstandsbeiwerts C_W ausgedrückt werden. Für eine Kugel ergibt sich das Kräftegleichgewicht damit zu:

$$F_G - F_A = \frac{d_p^3 \pi}{6} (\rho_p - \rho_g) g = \frac{1}{2} \rho_g (u_g - u_p)^2 \frac{d_p^2 \pi}{4} C_W(Re_p) = F_W \quad (14)$$

Man sieht hier die weitere Abhängigkeit der Widerstandskraft von der Relativgeschwindigkeit von Gas und Partikel ($u_g - u_p$) und des angeströmten Querschnitts. Die Partikel-Reynoldszahl ist mit der Relativgeschwindigkeit und dem Partikeldurchmesser zu bilden.

$$Re_p = \frac{\rho_g |u_g - u_p| d_p}{\mu_g} \quad (15)$$

Nach Umformung von Glg. (14) ergibt sich für die Relativgeschwindigkeit, die je nach Strömungsform der Schwebegeschwindigkeit beziehungsweise der Sinkgeschwindigkeit entsprechen kann, folgendes:

$$U_s = \sqrt{\frac{4}{3} \frac{\rho_p - \rho_g}{\rho_p} \frac{d_p g}{C_W(Re_p)}} \quad (16)$$

Die Bestimmung des Widerstandsbeiwertes ist im Allgemeinen nur empirisch möglich [3].

4 Versuchsstände

4.1 Aufbau der Fließbett-Wärmetauscher

Da die beiden betrachteten Anlagen einen prinzipiell sehr ähnlichen Aufbau haben, wird hier zuerst allgemein darauf eingegangen.

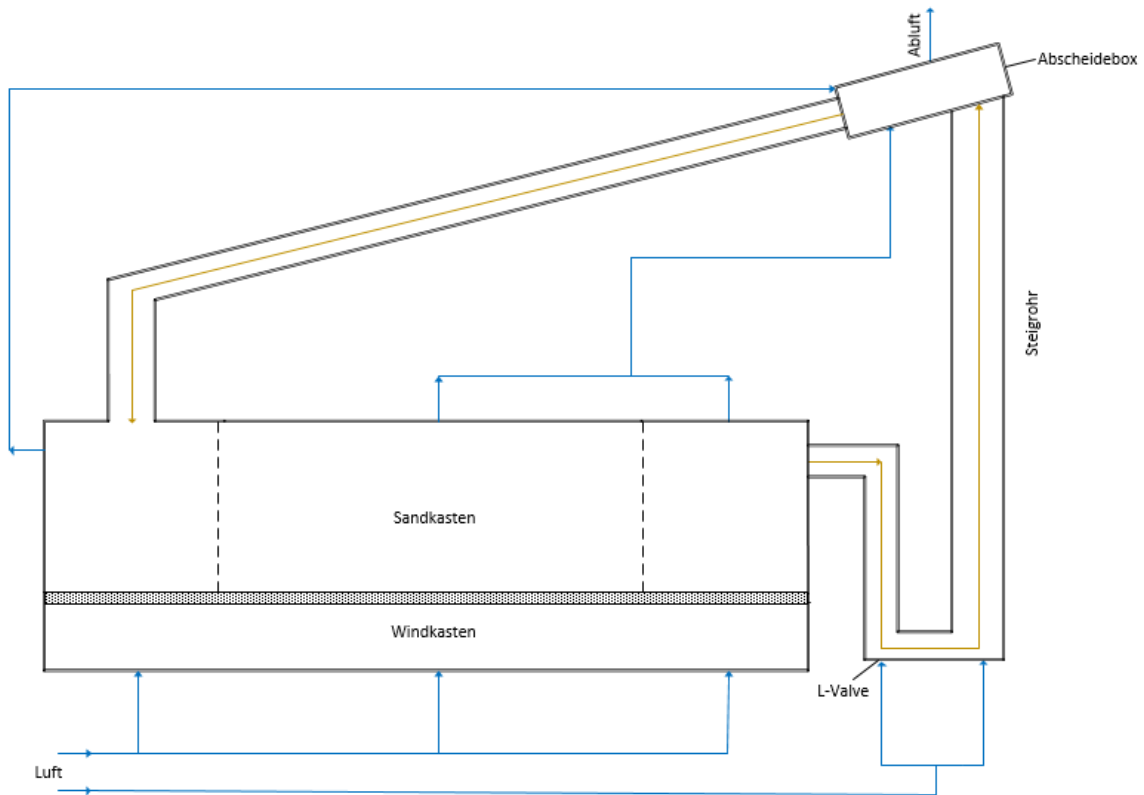


Abbildung 6: Aufbau der Fließbett-Wärmetauscher

Die wesentlichen gemeinsamen Bestandteile beider Anlagen sind in Abbildung 6 skizziert. Der Windkasten hat die Aufgabe die, aus den Zuleitungen kommende, Fluidisierungsluft gleichmäßig über den gesamten Querschnitt des Apparats zu verteilen und kurzzeitige Druckschwankungen aus den Zuleitungen auszugleichen. Dies wird durch ein ausreichend großes Volumen und die oberhalb angebrachte Sinterplatte erreicht. Durch die feinen Poren der Sinterplatte stellt sich ein Druckabfall in der durchströmenden Luft ein. Um eine gleichmäßige Fluidisierung der darüber liegenden Wirbelschicht zu erreichen, muss dieser Druckabfall im Vergleich zum Druckabfall in der Wirbelschicht ausreichend groß sein.

Im Sandkasten befindet sich die Wirbelschicht und dort findet auch die zu untersuchende Wärmeübertragung statt. Der Sand tritt durch das Eintrittsrohr in den Sandkasten ein und wird nach dem in Kapitel 1.2 beschriebenen Verfahren durch den Sandkasten befördert bis er am Austrittsrohr wieder austritt. Zur Einstellung der Sandbeförderung müssen in den hintereinander folgenden Kammern des Sandkastens in Strömungsrichtung geringere Drücke oberhalb der Wirbelschicht eingestellt werden.

Durch den Sandkasten werden Rohre geführt, die durch ein im Inneren fließendes Wärmeübertragungsmedium beheizt oder gekühlt werden können. So kann Wärme an die Wirbelschicht abgegeben werden oder von ihr aufgenommen werden. Bei den betrachteten Versuchsständen wird jeweils nur ein Rohr elektrisch beheizt. Somit kann der Wärmeübergang an einem einzelnen Rohr unter dem strömungstechnischen Einfluss der weiteren Rohre untersucht werden.

Die Aufgabe des Rezirkulationssystems ist es, den aus dem Sandkasten austretenden Sand wieder in diesen zurückzuführen. Dies wird bei den betrachteten Versuchsständen mittels pneumatischer Beförderung erreicht. Dazu wird im Steigrohr ein so hoher Luftmassenstrom zugeführt, dass die Schwebegeschwindigkeit der Partikel überschritten wird und der Sand nach oben ausgetragen wird.

Um den Sand gegen den Druckgradienten vom Auslass des Sandkastens in das Steigrohr zu befördern, wird ein L-Valve verwendet. In diesem wird der Sand knapp oberhalb der Lockerungsgeschwindigkeit fluidisiert, wodurch sich aufgrund der geringen Porosität ein hoher Druckverlust einstellt. So ergibt sich im unteren Bereich des L-Valves ein ausreichend hoher Druck, um den Sand weiter zu befördern.

Nach dem Steigrohr wird der Sand- und Luftmassenstrom der Abscheidebox zugeführt. Diese hat die Aufgabe die beiden Massenströme weitestgehend zu trennen. Der Luftmassenstrom wird aus dem System abgeführt, während der Sand über das anschließende Fallrohr wieder in den Sandkasten fällt.

4.2 LINI

Die Bezeichnung LINI ist eine Abkürzung für „längs-mini“. Mit „mini“ ist gemeint, dass es sich bei dem Versuchsstand um eine kleinere Version beziehungsweise um einen Teilausschnitt des Wärmetauschers einer im Einsatz befindlichen SandTES-Anlage handelt. Der Ausdruck „längs“ steht für die Fließrichtung des Sandes im Sandkasten, die Rohranordnung und die daraus resultierenden Anströmbedingungen beim Wärmeübergang. Der Sand soll sich nach dem Eintritt in den Sandkasten horizontal in Richtung Auslass bewegen.

Die eingeführten Rohre sind parallel zur Sandströmung in Längsrichtung angeordnet. In der Seitenansicht in Abbildung 7 ist die genaue Rohranordnung ersichtlich. Damit werden die Rohre einerseits durch den Sand in axialer Richtung und andererseits durch die Fluidisierungsluft quer zur Rohrachse, in versetzter Anordnung angeströmt. Wenn das Wärmeübertragungsmedium in den Rohren entgegen der Sandströmung fließen würde, kommt dies einer Gegenstromanordnung sehr nahe. Diese ist exergetisch besonders effizient, da damit prinzipiell die größten Temperaturhübe möglich sind.

Als Heizrohr wird bei dem Versuchsstand nur das mittlere Rohr verwendet und dieses nicht über die gesamte Länge beheizt. In Abbildung 7 sind noch Bleche zu sehen, die an den Seitenwänden neben den Rohren angeordnet sind. Diese dienen dazu die Strömungsverhältnisse eines größeren Wärmetauschers, in dem deutlich mehr Rohrreihen vorhanden wären, besser anzunähern und eine höhere Bettdurchmischung zu erreichen.

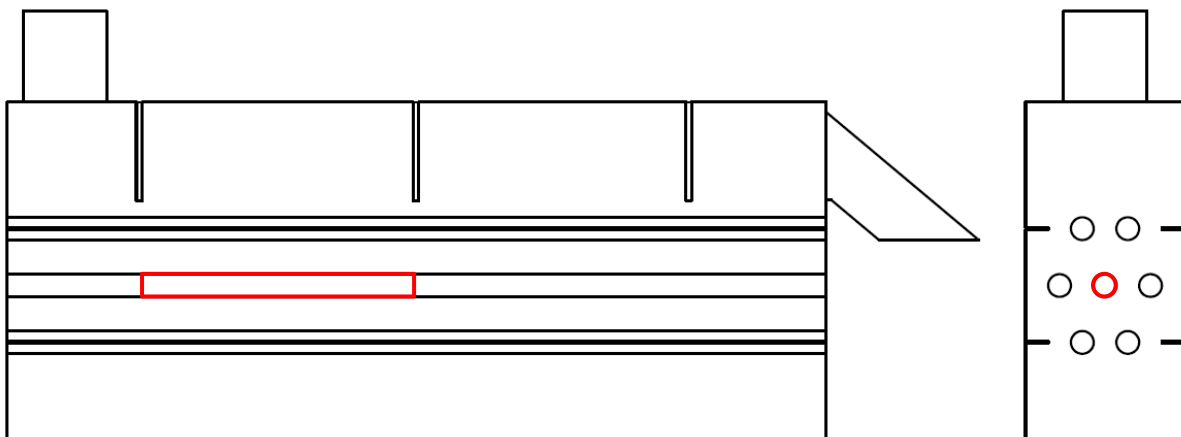


Abbildung 7: Innengeometrie des LINI-Versuchsstands

Um die zur Sandbeförderung notwendigen, unterschiedlichen Druckniveaus zu erreichen, sind im oberen Bereich mehrere Bleche quer zur Strömungsrichtung angeordnet. Hier werden drei Bleche eingesetzt, wodurch sich vier Druckniveaus ergeben.

4.3 QUINI

Die Bezeichnung QUINI steht für „quer-mini“, was analog zu den vorhergehenden Ausführungen zu verstehen ist. Der Sand fließt hier in einer schlangenförmigen Bewegung abwechselnd auf- und abwärts durch den Sandkasten, wie in Abbildung 8 angedeutet ist. Erreicht wird dies einerseits mit einer ähnlichen Druckführung wie beim LINI-Versuchsstand, hier mit drei verschiedenen Druckniveaus, und andererseits mit abwechselnd von oben und unten eingeführten Blechen, die die Strömung leiten sollen.

Die Rohre sind hier quer und versetzt zur Strömungsrichtung angeordnet, wobei die Anströmung durch die Luft und den Sand immer abwechselnd in die gleiche und in die entgegengesetzte Richtung erfolgt. Bei dieser Anordnung wird vermutet, dass sich größere Wärmeübergangskoeffizienten ergeben als bei Längsanströmung. Welche exergetische Effizienz durch diese Anordnung erreicht wird, hängt von der Verschaltung der einzelnen Rohre ab. So ergäbe sich im einfachsten Fall der parallelen Durchströmung aller Rohre ein reiner Kreuzstrom. Würden alle Rohrreihen nacheinander durchströmt werden, käme das einem Kreuzgegenstrom gleich, der deutlich bessere exergetische Eigenschaften aufweist.

Als Heizrohre werden am Versuchsstand die mittleren Rohre der 2. und der 3. Kammer verwendet, welche über die gesamte Breite beheizt werden.

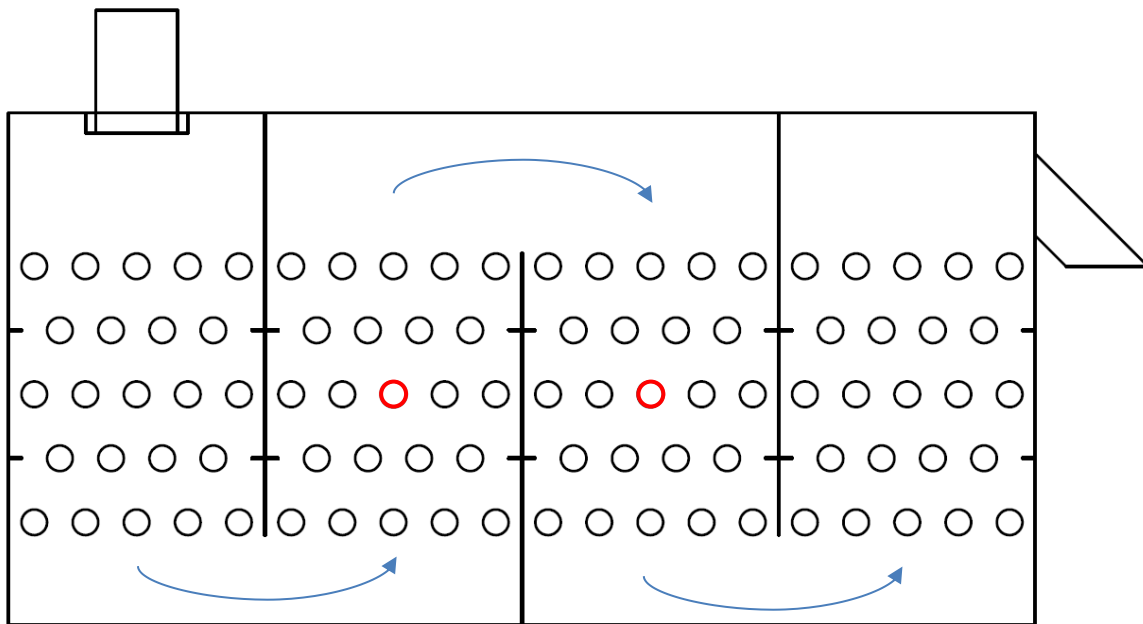


Abbildung 8: Innengeometrie des QUINI-Versuchsstands mit Fließrichtung

5 Barracuda®

5.1 Mathematisches Modell

Zur mathematischen Beschreibung von Strömungen werden häufig zwei Betrachtungsweisen eingesetzt. Die Eulersche Betrachtung geht von einem Fluid als Kontinuum aus und beschreibt alle Größen der Strömung als Feldgrößen, sie werden also an jedem Zeitpunkt und allen festen Ortspunkten angegeben. Bei der Lagrangeschen Betrachtung werden dagegen die Trajektorien der einzelnen Fluidelemente oder auch Partikel verfolgt. Ausgehend von einem Startpunkt werden also alle Strömungsgrößen am einzelnen Teilchen bilanziert [4].

Zur Beschreibung von Einphasensystemen hat sich in der numerischen Strömungsmechanik der Euler-Ansatz als sehr zweckmäßig herausgestellt und wird deshalb dort fast ausschließlich verwendet. Demnach wird bei Fluid-Feststoff-Systemen zur Beschreibung der fluiden Phase auch nahezu immer dieser Ansatz gewählt.

Zur Beschreibung der Partikel-Phase kommt bei Systemen mit geringer Feststoffbeladung sehr häufig die Lagrangesche Betrachtung zum Einsatz. Die Impulsgleichungen werden hier für die einzelnen Teilchen gelöst und so deren Bewegung berechnet. Um den numerischen Aufwand geringer zu halten, ist die Anzahl der berechneten Teilchen dabei meist geringer als deren tatsächliche Anzahl. Ein Berechnungsteilchen steht dabei also für mehrere physikalisch vorhandene Teilchen. Bei dieser Art der Beschreibung wird der Einfluss der Partikel auf die tragende Fluid-Phase oft vernachlässigt.

Bei großer Feststoffbeladung wird die Euler-Betrachtung auch für beide Phasen angewendet. Es werden also beide Phasen als Kontinua betrachtet und Austauschsterme für die gegenseitige Beeinflussung eingeführt. Eine Zustandsgröße, zum Beispiel die Porosität, gibt dabei an, wieviel vom jeweiligen Kontrollvolumen mit den einzelnen Phasen gefüllt ist [6].

Bei Particle-in-Cell (PIC) Methoden findet eine gemischte Eulersche und Lagrangesche Betrachtung statt. Dabei wird eine Phase mithilfe von diskreten Massenpunkten dargestellt. Die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie beschreiben, wie auch bei den vorher genannten Methoden, die Strömung. Die nichtkonvektiven Terme dieser Gleichungen, zum Beispiel die wirkenden Kräfte in der Impulsgleichung, werden für feste Kontrollvolumen, also nach der Eulerschen Beschreibung, berechnet. Die konvektiven Terme werden dagegen an der Position des jeweiligen Teilchens ausgewertet. Zwischen beiden Berechnungsschritten müssen die Werte mit entsprechenden Interpolationsoperatoren auf die unterschiedlichen Positionen umgerechnet werden. In Barracuda® wird eine PIC-Methode zur Berechnung der Partikelphase angewandt, weshalb dieser Ansatz auch als Multiphase Particle-in-Cell (MP-PIC) Methode bezeichnet wird [7].

Das in Barracuda® verwendete Berechnungsmodell wurde erstmals von Andrews und O'Rourke [8] vorgestellt und unter anderem von O'Rourke und Snider weiterentwickelt [7], [9], [10]. Es soll hier nur ein Überblick über die, für diese Arbeit, relevanten Teile des Modells gegeben werden. In Anlehnung an die genannten Publikationen werden im Folgenden die Formelzeichen θ_p für den Partikelvolumenanteil und θ_f für den Volumenanteil der fluiden Phase verwendet. Letzterer entspricht der Porosität, welche sonst meist mit ε bezeichnet wird. Vektorielle Größen werden fett dargestellt.

5.1.1 Beschreibung der fluiden Phase

Die Kontinuitätsgleichung für die Massenerhaltung in der fluiden Phase ist

$$\frac{\partial(\theta_f \rho_f)}{\partial t} + \nabla \cdot (\theta_f \rho_f \mathbf{u}_f) = 0 \quad (17)$$

mit der Fluidichte ρ_f und der Fluidgeschwindigkeit \mathbf{u}_f .

Die Impulsbilanz für das Fluid ist

$$\frac{\partial(\theta_f \rho_f \mathbf{u}_f)}{\partial t} + \nabla \cdot (\theta_f \rho_f \mathbf{u}_f \mathbf{u}_f) = -\nabla p - \mathbf{F} + \theta_f \rho_f \mathbf{g} + \nabla \cdot (\theta_f \boldsymbol{\tau}_f) \quad (18)$$

mit dem Druck p und der Erdbeschleunigung \mathbf{g} . \mathbf{F} bezeichnet den Impulsaustausch zwischen dem Fluid und den Partikeln und $\boldsymbol{\tau}_f$ bezeichnet den Spannungstensor ohne hydrostatische Anteile, welcher folgendermaßen modelliert ist:

$$\tau_{f,ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \delta_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \quad (19)$$

Die Viskosität μ ist die Summe aus der dynamischen Viskosität des Fluids und einer turbulenten Viskosität μ_t , die nach einem Turbulenzmodell von Smagorinsky [11] berechnet wird. Dieses ist

$$\mu_t = 0,01 \rho_f \Delta^2 \sqrt{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)^2} \quad (20)$$

mit Δ als Maß für die Netzfeinheit, welches aus der 3. Wurzel des Produkts der Kantenlängen der Berechnungszelle in allen drei Raumrichtungen berechnet wird.

Die Erhaltungsgleichung für die Enthalpie ist

$$\frac{\partial(\theta_f \rho_f h_f)}{\partial t} + \nabla \cdot (\theta_f \rho_f h_f \mathbf{u}_f) = \theta_f \left(\frac{\partial p}{\partial t} + \mathbf{u}_f \cdot \nabla p \right) + \nabla \cdot (\theta_f \lambda_f \nabla T_f) + S_h \quad (21)$$

mit der Enthalpie h_f . Der Term S_h steht für den Wärmeübergang von der Partikelphase zur fluiden Phase. Die viskose Dissipation wird hier vernachlässigt. Die Wärmeleitfähigkeit λ_f ist die Summe der tatsächlichen Wärmeleitfähigkeit und einer turbulenten Wärmeleitfähigkeit λ_t , die mit einer turbulenten Prandtl-Zahl von 0,9 berechnet wird.

$$Pr_t = \frac{c_{p,f} \mu_t}{\lambda_t} \quad (22)$$

Als Zustandsgleichung für die Gasphase dient die ideale Gasgleichung.

Die dargestellten Gleichungen werden in Barracuda® auf einem vorgegebenen Gitter mit einem Finite Volumen Verfahren gelöst.

5.1.2 Beschreibung der Partikelphase

Als Ausgangspunkt für die Beschreibung der Partikelphase wird eine Partikelverteilungsfunktion $\phi(\mathbf{x}, \mathbf{u}_p, m_p, T_p, t)$ betrachtet. Sie gibt die Anzahl der Partikel pro Volumen, mit der Geschwindigkeit \mathbf{u}_p , der Masse m_p und der Temperatur T_p am Ort \mathbf{x} und der Zeit t wieder. Die Dynamik von ϕ wird mit einer Liouville-Gleichung beschrieben,

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\phi \mathbf{u}_p) + \nabla_{\mathbf{u}_p} \cdot (\phi \mathbf{A}) = 0 \quad (23)$$

wobei hier $\nabla_{\mathbf{u}_p}$ der Nabla-Operator bezogen auf den Geschwindigkeitsvektor ist und \mathbf{A} die Partikelbeschleunigung. Diese wird in Barracuda® folgendermaßen modelliert:

$$\mathbf{A} = D_p(\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p) - \frac{1}{\rho_p} \nabla p + \mathbf{g} + \frac{\overline{\mathbf{u}_p} - \mathbf{u}_p}{2\tau_D} + \mathbf{X} \quad (24)$$

Die ersten drei Terme beschreiben hier den Strömungswiderstand, ausgedrückt über die Widerstandsfunktion D_p und Relativgeschwindigkeit von Fluid und Partikeln, die Auftriebskraft ausgedrückt über den Druckgradienten im Fluid und die Gravitation. Der vierte Term modelliert die Dämpfung zufolge unelastischer Stoßvorgänge. Dies wird dadurch erreicht, dass jene Partikelfractionen, deren Geschwindigkeit von der mittleren Geschwindigkeit $\overline{\mathbf{u}_p}$ abweicht, eine Beschleunigung in jene Richtung erhalten. τ_D ist die Dämpfungszeit und hängt vom Partikelvolumenanteil und den elastischen Eigenschaften der Partikel ab. Der letzte Term \mathbf{X} dient im Allgemeinen dazu die Kräfte beim Kontakt von Partikeln zu modellieren und wird dargestellt als

$$\mathbf{X} = \frac{1}{\theta_p \rho_p} \nabla \tau_p + g_1(\theta_p) \left[\overline{D_p}(\mathbf{u}_f - \overline{\mathbf{u}_p}) - D_p(\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p) - \left(\frac{1}{\rho_p} - \frac{1}{\rho_p} \right) \nabla p \right] \quad (25)$$

τ_p ist hier die isotrope Spannung, die die Partikel aufeinander ausüben, welche später noch genauer betrachtet wird. Die weiteren Terme ergeben sich aus der Überlegung, dass im

Festbett die Beschleunigung aller Partikel gleich sein muss. Deshalb wird die Partikelbeschleunigung dargestellt als Verschnitt der Beschleunigung eines Einzelpartikels, die bei sehr hoher Porosität vorherrschend ist und der durchschnittlichen Beschleunigung aller Partikel, die im Festbett vorliegt. Die Aufteilungsfunktion $g_1(\theta_p)$, die hierzu verwendet wird, soll folgende Eigenschaften erfüllen:

$$g_1(\theta_p) = \begin{cases} 0 & \text{für } \theta_p = 0 \\ 1 & \text{für } \theta_p = \theta_{FB} \end{cases} \quad (26)$$

θ_{FB} bezeichnet den Volumenanteil der Partikel im Festbett. Die Terme in der eckigen Klammer von Glg. (25) sind die Differenz der durchschnittlichen und der auf das Einzelpartikel wirkenden Strömungswiderstands- und Auftriebskraft. Eine detaillierte Herleitung und Beschreibung der einzelnen Terme in Glg. (25) kann bei O'Rourke und Snider [10] nachgelesen werden.

Die isotrope Partikelspannung τ_p wird als Partikeldruck modelliert, welcher im Wesentlichen vom Partikelvolumenanteil abhängt.

$$\tau_p = \frac{P_S \theta_p^\beta}{\max[\theta_{FB} - \theta_p, \varepsilon_1(1 - \theta_p)]} \quad (27)$$

Die Konstante P_S hat die Einheit eines Drucks und für die Konstante β wird $2 \leq \beta \leq 5$ empfohlen. Das Modell ist so gestaltet, dass die Partikelspannung mit dem Partikelvolumenanteil bei sehr geringer Feststoffbeladung gegen null geht und im Festbett gegen unendlich geht. Um eine Singularität bei der numerischen Lösung auszuschließen, wurde die Maximums-Funktion im Nenner mit ε_1 in der Größenordnung von 10^{-7} eingeführt. Durch den Gradienten in Glg. (25) erhält man daraus die Kräfte, die auf die Partikel wirken.

Wird die Partikelverteilungsfunktion über die Geschwindigkeit, Masse und Temperatur integriert, erhält man die Anzahl der Partikel pro Volumen am Ort x und der Zeit t . Wird im Integral mit dem Partikelvolumen multipliziert, ergibt sich daraus der Partikelvolumenanteil.

$$\theta_p = \int \int \int \phi \frac{m_p}{\rho_p} dm_p d\mathbf{u}_p dT_p \quad (28)$$

Der Impulsaustausch zwischen Fluid und Partikeln \mathbf{F} aus Glg. (18) kann nun wie folgt beschrieben werden.

$$\mathbf{F} = - \int \int \int \phi m_p \left[D_p(\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p) - \frac{1}{\rho_p} \nabla p \right] dm_p d\mathbf{u}_p dT_p \quad (29)$$

Bei der Formulierung der Energiegleichung für die Partikel wird angenommen, dass die Temperaturverteilung innerhalb eines einzelnen Partikels konstant ist. Es wird nur der Wärmeübergang zwischen Partikeln und Fluid berücksichtigt und dies ergibt

$$m_p c_{p,p} \frac{dT_p}{dt} = \alpha_{fp} A_p (T_f - T_p) \quad (30)$$

mit der spezifischen Wärmekapazität der Partikel $c_{p,p}$, den Wärmeübergangskoeffizienten zwischen Partikeln und Fluid α_{fp} und der Partikeloberfläche A_p . Damit kann der Term S_h aus der Enthalpiegleichung des Fluids (21) folgendermaßen angegeben werden:

$$S_h = \int \int \int \phi m_p \left[D_p (\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p)^2 - c_{p,p} \frac{dT_p}{dt} \right] dm_p d\mathbf{u}_p dT_p \quad (31)$$

Die Widerstandsfunktion D_p ist analog zu Kapitel 3.6 folgendermaßen definiert:

$$D_p = C_W \frac{3 \rho_f |\mathbf{u}_f - \mathbf{u}_p|}{8 \rho_p r_p} \quad (32)$$

Für den Widerstandskoeffizienten C_W können in Barracuda mehrere Modelle gewählt und auch eigene definiert werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Modell von Wen-Yu [12] angewendet. Es ist ähnlich aufgebaut wie die Gleichungen für kugelförmige Einzelpartikel und führt noch zusätzlich eine Abhängigkeit vom Fluidvolumenanteil ein.

1. Laminarer Bereich ($Re_p < 0,2$):

$$C_W = \frac{24}{Re_p} \theta_f^{-2,65} \quad (33)$$

2. Übergangsbereich ($0,2 < Re_p < 1000$):

$$C_W = \frac{24}{Re_p} \theta_f^{-2,65} (1 + 0,15 Re_p^{0,687}) \quad (34)$$

3. Turbulenter Bereich ($Re_p > 1000$):

$$C_W = 0,44 \theta_f^{-2,65} \quad (35)$$

5.1.3 Numerische Lösung

Zur Lösung der Gleichungen für die Partikelbewegung wird eine PIC-Methode mit finiten Differenzen in der Zeit und numerischen Partikeln gewählt, anstatt die Liouville-Gleichung (23) direkt zu lösen. Die Verwendung von numerischen Partikeln meint, dass mehrere Partikel mit gleichen Eigenschaften, Größe und Masse, zu Paketen zusammengefasst werden und mathematisch wie ein Partikel behandelt werden. Die Anzahl der Partikel n_p pro numerischen Partikel bleibt konstant und da hier kein Stoffübergang stattfindet, bleibt auch die Masse der numerischen Partikel konstant, wodurch die Massenerhaltung bereits erfüllt ist. Die Position

eines Partikels im Zeitpunkt $n + 1$, \mathbf{x}_p^{n+1} , ergibt sich aus der momentanen Geschwindigkeit \mathbf{u}_p^{n+1} und der Position im vorherigen Zeitpunkt zu:

$$\mathbf{x}_p^{n+1} = \mathbf{x}_p^n + \Delta t \mathbf{u}_p^{n+1} \quad (36)$$

Die Berechnung der Geschwindigkeit wird hier nur allgemein dargestellt:

$$\mathbf{u}_p^{n+1} = \mathbf{u}_p^n + \mathbf{G}_p + H_p \mathbf{u}_f^{n+1} - I_p \nabla p^{n+1} - J_p \nabla \tau_p^{n+1} \quad (37)$$

Die Koeffizienten \mathbf{G}_p , H_p , I_p und J_p ergeben sich durch Integration von Glg. (23) unter Verwendung der Gln. (24) und (25). Eine genaue Herleitung kann bei O'Rourke und Snider [10] nachgelesen werden.

Die Gln. (36) und (37) werden an den Positionen der jeweiligen numerischen Partikel gelöst, während die weiteren Gleichungen, z.B. alle Fluid-Gleichungen oder auch die Partikelspannung, für die betreffende Berechnungszelle gelöst werden. Die erhaltenen Werte müssen deshalb von den Partikelpositionen zu den Netzpunkten und wieder zurück interpoliert werden. Beim Finiten Volumen Verfahren werden Erhaltungsgrößen am Zellenmittelpunkt und Transportgrößen an den Seitenflächen betrachtet. Es sind also insgesamt vier Sätze von Interpolationsoperatoren notwendig: Einen Satz für die Mittelpunkte der Zellen und drei weitere für die Mittelpunkte der Seitenflächen. Diese sind grundsätzlich gleich definiert, werden aber nur auf andere Interpolationsbereiche angewandt. In Barracuda® werden lineare Interpolationsoperatoren für jede Raumdimension eingesetzt. Der dreidimensionale Interpolationsoperator ergibt sich dann als Produkt der Operatoren in x-, y- und z-Richtung.

$$S = S^x S^y S^z \quad (38)$$

Für ein Partikel am Punkt \mathbf{x}_p soll der Interpolationsoperator des Zellenmittelpunkts der Zelle i in x-Richtung $S_i^x(\mathbf{x}_p)$ folgende Eigenschaften erfüllen:

$$S_i^x(\mathbf{x}_p) = \begin{cases} 0 & \text{für } x_p \leq x_{i-1} \text{ und } x_p \geq x_{i+1} \\ 1 & \text{für } x_p = x_i \end{cases} \quad (39)$$

In Abbildung 9 ist der lineare Operator mit diesen Eigenschaften skizziert und in dem Bereich von x_i bis x_{i+1} lässt er sich wie folgt anschreiben:

$$S_i^x = \frac{x_{i+1} - x_p}{x_{i+1} - x_i} \quad (40)$$

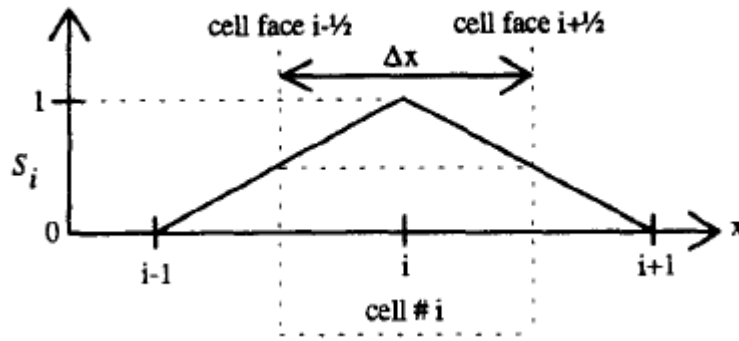


Abbildung 9: linearer Interpolationsoperator in x-Richtung [8]

Für ein dreidimensionales Gitter ergeben sich so acht Interpolationsoperatoren pro Partikelposition, die ungleich null sind.

Der Partikelvolumenanteil für den Zellenmittelpunkt (x_i, y_j, z_k) kann damit berechnet werden als

$$\theta_{p_{i,j,k}} = \frac{1}{V_{i,j,k}} \sum_{\kappa=1}^{N_p} n_{p\kappa} \frac{m_{p\kappa}}{\rho_{p\kappa}} S_{i,j,k,\kappa} \quad (41)$$

mit der Anzahl aller numerischen Partikel N_p und dem Volumen der Berechnungszelle $V_{i,j,k}$.

Für weitere Details zu den numerischen Lösungsverfahren wird hier auf die zuvor angegebene Literatur verwiesen. Barracuda® bietet noch die Möglichkeit mehrere fluide Phasen, chemische Reaktionen und Stoffübergänge zwischen den Phasen zu simulieren. Da dies im Rahmen dieser Arbeit nicht behandelt wird, wurde dieser Teil des Modells hier nicht weiter betrachtet.

5.1.4 Berechnung des Wärmeübergangs

Zur Berechnung des Wärmeübergangs zwischen Fluid und Partikeln werden, wie in Glg. (30) ersichtlich, lokale Wärmeübergangszahlen berechnet, die zusammen mit den vorherrschenden Temperaturdifferenzen und Oberflächen den Wärmefluss ergeben. Für den Wärmeübergang an thermisch aktiven Wänden gilt grundsätzlich dasselbe, wobei die Wandtemperatur als Randbedingung vorgegeben werden muss.

Die Berechnungsgleichungen für die Wärmeübergangszahlen basieren auf Potenzansätzen für den allgemeinen Zusammenhang zwischen Nusselt-, Reynolds-, und Prandtlzahl

$$Nu = f(Re, Pr) \quad (42)$$

mit weitgehend frei wählbaren Parametern.

5.1.4.1 Wärmeübergang zwischen Fluid und Partikel

Der lokale Wärmeübergangskoeffizient zwischen dem Fluid und den Partikeln α_{fp} wird in Barracuda® folgendermaßen berechnet

$$\alpha_{fp} = \left((c_0 Re_p^{n_1} Pr^{0,33} + c_1) \frac{\lambda_f}{d_p} + c_2 \frac{W}{m^2 \cdot K} \right) \quad (43)$$

mit c_0 , c_1 und n_1 als frei wählbare Parameter, λ_f als Wärmeleitfähigkeit des Fluids und d_p als Partikeldurchmesser. Die Partikel-Reynoldszahl wird hier mit der Relativgeschwindigkeit zwischen Fluid und Partikel und dem Partikeldurchmesser gebildet.

$$Re_p = \frac{\rho_f |u_f - u_p| d_p}{\mu_f} \quad (44)$$

In Barracuda® werden hierfür standardmäßig die folgenden Koeffizienten verwendet.

$$c_0 = 0,37 \quad c_1 = 0,1 \quad c_2 = 0,0 \quad n_1 = 0,6$$

5.1.4.2 Wärmeübergang zwischen Wirbelschicht und Wand

Der lokale Wärmeübergangskoeffizient zwischen Wirbelschicht und Wand α setzt sich aus dem Wärmeübergangskoeffizienten zwischen Fluid und Wand α_f und jenem zwischen Partikeln und Wand α_p zusammen. Der Anteil der Partikelphase am Wärmeübergang zur Wand wird mit dem Gewichtungsfaktor f_p bewertet. Dieser beschreibt den Anteil der Kontaktzeit zwischen Partikeln und Wand und wird als eine Funktion des lokalen Partikelvolumenanteils θ_p bezogen auf den Partikelvolumenanteil im Festbett θ_{FB} dargestellt.

$$\alpha = \alpha_f + f_p \alpha_p \quad (45)$$

$$f_p = 1 - e^{-10(\theta_p/\theta_{FB})} \quad (46)$$

Der Wärmeübergangskoeffizient zwischen Fluid und Wand wird in Barracuda® formuliert als

$$\alpha_f = \left((c_0 Re_L^{n_1} Pr^{n_2} + c_1) \frac{\lambda_f}{L} + c_2 \frac{W}{m^2 \cdot K} \right) \quad (47)$$

Hier sind c_0 , c_1 , n_1 und n_2 frei wählbare Parameter und L die Zellenlänge. Die Reynoldszahl Re_L wird mit der Zellenlänge gebildet.

$$Re_L = \frac{\rho_f u_f L}{\mu_f} \quad (48)$$

Die Parameter wurden basierend auf einer Korrelation von Douglas und Churchill [13] gewählt.

$$c_0 = 0,46 \quad c_1 = 3,66 \quad c_2 = 0,0 \quad n_1 = 0,5 \quad n_2 = 0,33$$

Der Wärmeübergangskoeffizient zwischen Partikeln und Wand wird folgendermaßen modelliert:

$$\alpha_p = \left(c_0 Re_p^{n_1} \frac{\lambda_f}{d_p} \right) \quad (49)$$

mit c_0 , und n_1 als frei wählbare Parameter. Die Partikel-Reynoldszahl wird hier mit der Fluidgeschwindigkeit und dem Partikeldurchmesser gebildet.

$$Re_p = \frac{\rho_f u_f d_p}{\mu_f} \quad (50)$$

Die für die Berechnung gewählten Parameter wurden auch von Douglas und Churchill [13] übernommen.

$$c_0 = 0,525 \quad n_1 = 0,75$$

In Barracuda® ist des Weiteren noch ein Modell zur Berechnung des Wärmestrahlungsaustausches implementiert. Dieses wird im Rahmen dieser Arbeit aufgrund der niedrigen Temperatur nicht verwendet.

5.1.5 Zeitliche Auflösung

In Barracuda® wird die Länge des zur Berechnung verwendeten Zeitschrittes dynamisch bestimmt. Es kann zwar ein Maximalwert festgelegt werden, aber kleinere Zeitschritte werden während der Simulation automatisch gewählt, sollte es für die Berechnung notwendig sein. Um dies zu quantifizieren, wird die sogenannte Courant-Friedrichs-Lewy(CFL)-Zahl berechnet Diese ist

$$CFL = \frac{u_f \Delta t}{\Delta x_{\text{cell}}} \quad (51)$$

mit der Fluidgeschwindigkeit u_f , dem aktuellen Zeitschritt Δt und der Größe der betrachteten Berechnungszelle Δx_{cell} . Sie ist ein Maß dafür wie weit sich das Fluid pro Berechnungsschritt bewegt. Wird ein vorgegebener Maximalwert für die CFL-Zahl überschritten, wird der Zeitschritt verringert und umgekehrt. Um vertretbare Rechenzeiten zu erhalten, wurde ein Minimalwert von 1,2 und ein Maximalwert 1,8 gewählt, was als leicht erhöht einzustufen ist.

6 Modellierung

6.1 Geometrie

Damit Barracuda® das notwendige Berechnungsnetz erzeugen kann, muss die von der zu berechnenden Strömung eingenommene Geometrie, also der Innenraum der Versuchsstände, als STL-Datei übergeben werden. Die genauen Abmaße können im Anhang eingesehen werden.

Bei der Vorgabe der Netzfeinheit musste ein Kompromiss zwischen Genauigkeit und Rechenzeit gefunden werden. Auch eine gewisse Gesamtanzahl von Zellen konnte nicht überschritten werden, da sonst der Arbeitsspeicher der Recheneinheit überlastet gewesen wäre. Dazu wurde der Bereich rund um die Rohre am feinsten aufgelöst, wie in Abbildung 10 ersichtlich, da hier die komplexesten Strömungsformen zu erwarten waren. Die weiteren Bereiche wurden gröber aufgelöst und die Ein- und Auslassrohre am gröbsten.

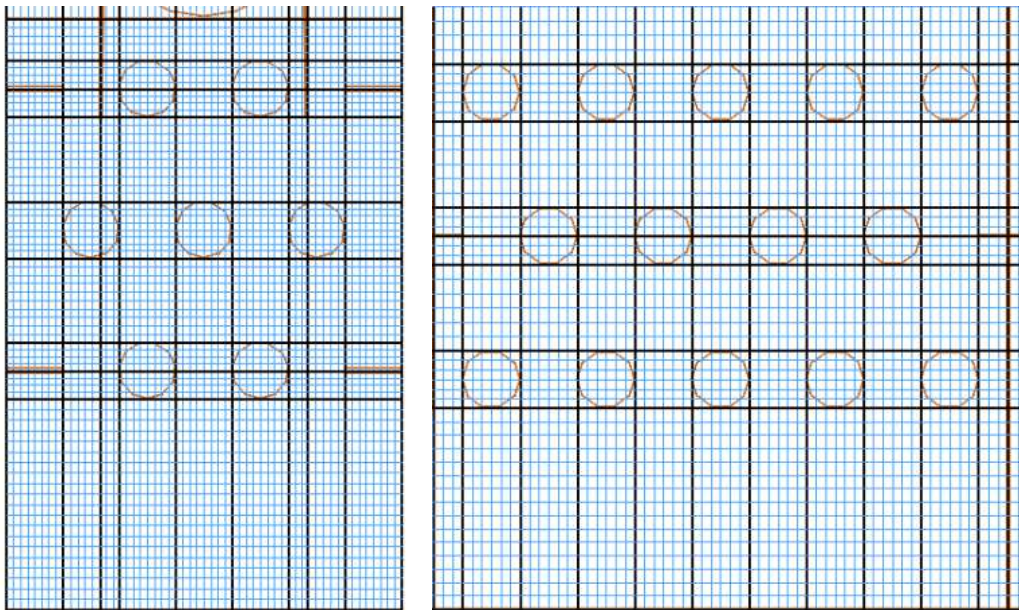


Abbildung 10: Teildarstellung der gewählten Netzfeinheit für LINI und QUINI

Da der QUINI-Versuchsstand bei gleichem Rohrdurchmesser größer ist und eine komplexere Geometrie aufweist, konnten hier für die Darstellung der Rohre nur 6x6 Zellen verwendet werden, während für den LINI-Versuchsstand 8x8 Zellen möglich waren.

6.2 Partikel

Als Vorbild für die Modellierung der Partikel diente ein schon zuvor in Versuchen eingesetzter Quarzsand mit einem mittleren Partikeldurchmesser von rund 87 μm . In Barracuda® kann durch Angabe eines minimalen und maximalen Partikeldurchmessers eine angenäherte Normalverteilung angesetzt werden. Dafür wurden die Werte $d_{p,min} = 72 \mu\text{m}$ und $d_{p,max} = 100 \mu\text{m}$ gewählt. Die Partikeldichte wurde mit 2650 kg/m^3 und die Festbettporosität mit 0,53 festgelegt. Um die Bewegung der Partikel durch den Wärmetauscher nachvollziehen zu können, wurden zu Beginn der Simulation den Partikeln in den einzelnen Kammern unterschiedliche Farben zugeordnet, siehe Abbildung 11. Die Anfangs- und Eintrittstemperatur von Sand und Luft wurde mit 298 K gewählt.

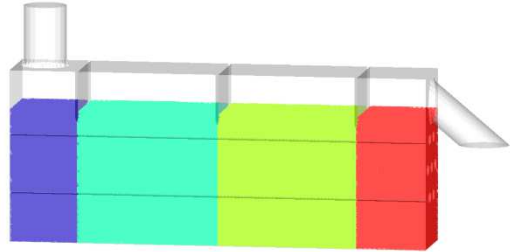


Abbildung 11: farbliche Darstellung der Partikel im Anfangszustand

6.3 Randbedingungen

Standardmäßig werden in Barracuda® alle Wände als adiabat und undurchlässig für Stoffe betrachtet. Um das reale Verhalten nachzubilden, müssen deshalb entsprechende Randbedingungen definiert werden. Die abzubildenden Vorgänge sind der Ein- und Austritt von Luft und Sand sowie die Wärmeabgabe am Heizrohr. Für die Fluidisierung wurde an der unteren Wand eine Geschwindigkeit für die eintretende Luft vorgegeben. So kann der Fluidisierungsgrad der Wirbelschicht direkt vorgegeben werden. An der oberen Wand des Wärmetauschers wurde der Druck vorgegeben und nur eine Durchlässigkeit für die Luft erlaubt. Der Druck in den einzelnen Kammern wurde dabei so gewählt, dass er vom Einlassrohr zum Auslassrohr abnimmt. Am oberen Ende des Einlassrohrs wurde der eintretende Sandmassenstrom vorgegeben. Um sicherzustellen, dass es aufgrund langsam fallender Partikel nicht zu einer Verstopfung des Einlassrohrs kommt, wurde zusätzlich noch ein geringer eintretender Luftstrom vorgegeben, der die Partikel nach unten beschleunigen soll. Das Ende des Auslassrohrs wurde durchgängig für Luft und Partikel und mit gleichem Druck wie in der letzten Kammer gewählt. Zur Definition einer thermisch aktiven Wand wird in Barracuda® die Temperatur an dieser vorgegeben. Diese wurde für das Heizrohr mit 489 K gewählt. Im Unterschied zu dem realen QUINI-Versuchsstand wird bei der Simulation nur das mittlere Rohr der 2. Kammer als Heizrohr betrachtet. Abbildung 12 zeigt die gewählten Randbedingungen für LINI und Abbildung 13 für QUINI. Dabei sind Druckrandbedingungen gelb, Flussrandbedingungen rot und Temperaturrandbedingungen rosa dargestellt.

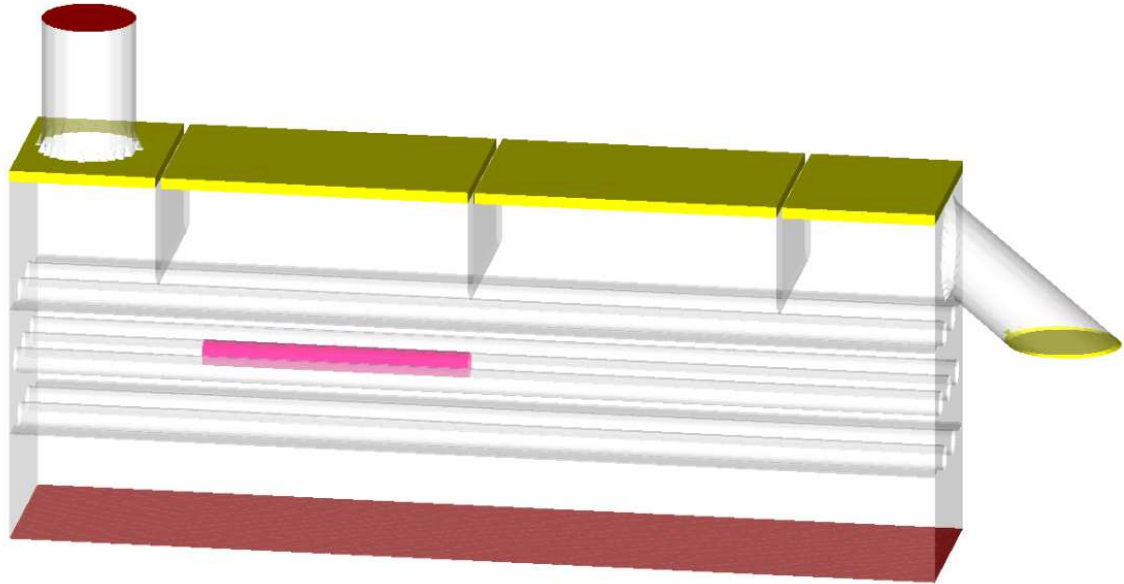


Abbildung 12: Randbedingungen für den LINI-Versuchsstand

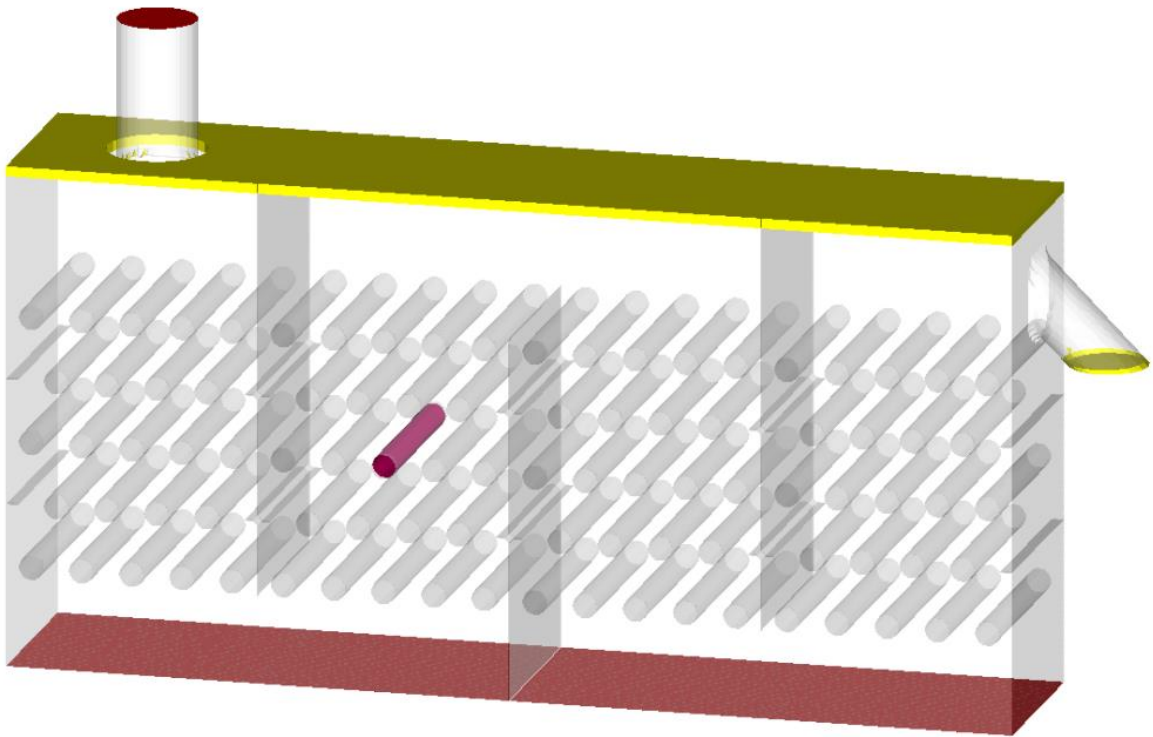


Abbildung 13: Randbedingungen für den QUINI-Versuchsstand

7 Simulationen und Ergebnisse

7.1 Lockerungsgeschwindigkeit

Wenn man die Gleichung Wen und Yu (12) und die Gleichung von Baeyens und Geldart (13) zur Bestimmung der Lockerungsgeschwindigkeit heranzieht, erhält man folgendes:

Gleichung	Lockerungsgeschwindigkeit
Wen und Yu	$6.508 \cdot 10^{-3} \text{ m/s}$
Baeyens und Geldart	$7.703 \cdot 10^{-3} \text{ m/s}$

Tabelle 2: berechnete Lockerungsgeschwindigkeiten

Obwohl beide Gleichungen sehr ähnliche Ergebnisse liefern, ergaben sich bei der Auswertung der Simulationsergebnisse Hinweise darauf, dass diese durch das gewählte Simulationsmodell nicht richtig abgebildet wurden. Deshalb wurde eine weitere Simulation zur Bestimmung der Lockerungsgeschwindigkeit durchgeführt. Dazu wurde ein einfacher Wirbelschichtapparat mit gleichbleibendem Sandbestand abgebildet. Um die Lockerungsgeschwindigkeit, wie in Kapitel 3.5 beschrieben zu bestimmen, wurde der in Abbildung 14 dargestellte Geschwindigkeitsverlauf für die eintretende Fluidisierungsluft verwendet. Zuerst wurde die Schüttung kurz deutlich über den Lockerungspunkt fluidisiert, um eine Verdichtung auszuschließen, obwohl diese nach dem mathematischen Modell ohnehin nicht möglich war. Danach wurde eine langsam ansteigende und wieder absteigende Geschwindigkeit aufgeprägt.

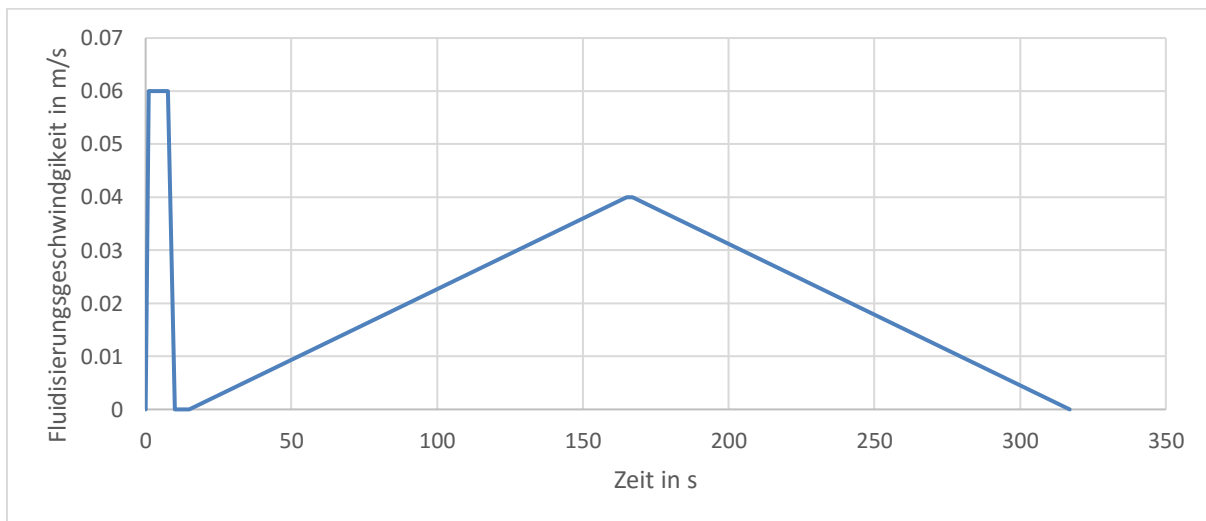


Abbildung 14: Verlauf der Fluidisierungsgeschwindigkeit zur simulativen Bestimmung der Lockerungsgeschwindigkeit

Abbildung 15 zeigt die Ergebnisse für den Druckabfall über die Wirbelschicht. Der Verlauf kommt den in realen Schüttungen zu erwartenden Druckabfall sehr nahe. Im Hintergrund von Abbildung 15 sind noch die Ausgleichsgeraden zu sehen, die zur Bestimmung der Lockerungsgeschwindigkeit verwendet wurden. Diese wurden mittels linearer Regression an

den linear verlaufenden Bereich des Druckabfalls angelegt. Aus dem Schnittpunkt mit dem Druckabfall im Wirbelschichtbereich ergibt sich der bestimmte Zeitpunkt der Bettlockerung. An diesem wurde der aufgeprägte Geschwindigkeitsverlauf ausgewertet, um die Lockerungsgeschwindigkeit zu erhalten. Dabei ergaben sich folgende Ergebnisse:

Geschwindigkeitsverlauf	Lockerungspunkt	Lockerungsgeschwindigkeit
zunehmend	117,29 s	0,0273 m/s
abnehmend	214,16 s	0,0274 m/s

Tabelle 3: simulativ bestimmte Lockerungsgeschwindigkeiten

Die simulierten Werte sind etwa das Vierfache der errechneten Werte.

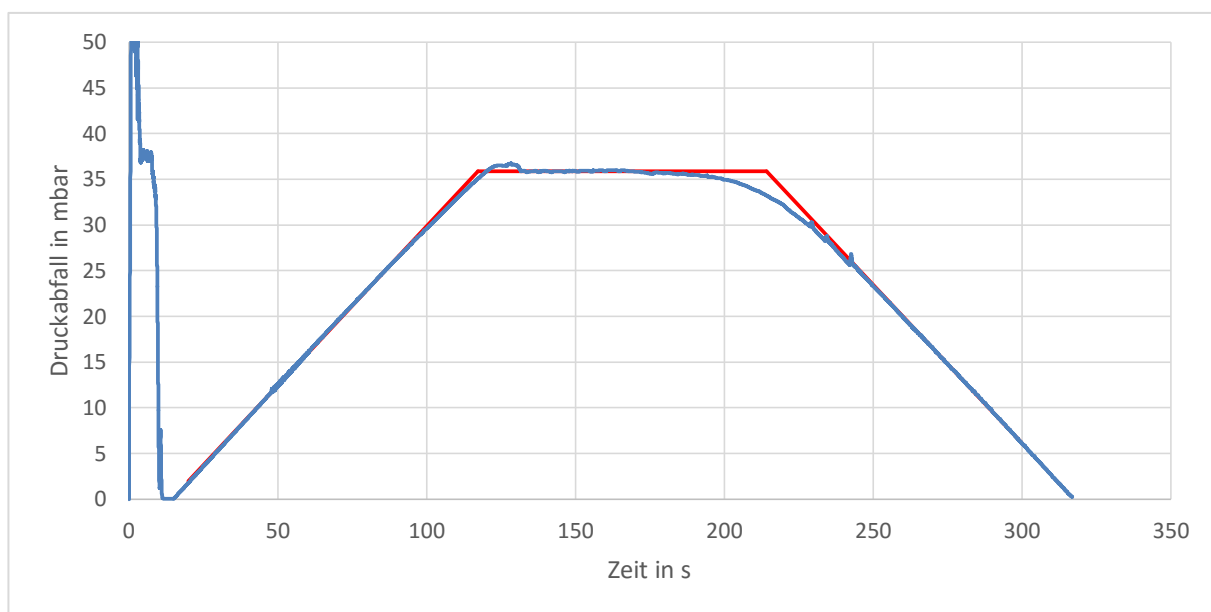


Abbildung 15: simulierter Druckabfall in der Wirbelschicht mit Ausgleichsgeraden

Will man die Lockerungsgeschwindigkeit nach Glg. (11) bestimmen, muss zusätzlich noch die Porosität am Lockerungspunkt bekannt sein. Diese kann im Post-Processing in Barracuda® bestimmt werden. Dazu wird der Wert des Partikelvolumenanteils aller Zellen, die von der Schüttung eingenommen werden, im jeweiligen Zeitpunkt gemittelt. Da hier alle Zellen gleich groß gewählt wurden, entspricht dies einer Mittelung über das Volumen. In Tabelle 4 sind die Ergebnisse für den Partikelvolumenanteil und die daraus errechnete Lockerungsporosität und Lockerungsgeschwindigkeit aufgelistet. Diese zeigen eine deutlich bessere, wenn auch nicht eindeutige, Übereinstimmung mit den simulativ bestimmten Werten.

t	Partikelvolumenanteil	Porosität	Lockerungsgeschwindigkeit
118 s	0,4683	0,5317	0,02291 m/s
214 s	0,4614	0,5386	0,02416 m/s

Tabelle 4: simulierte Lockerungsporosität und damit berechnete Lockerungsgeschwindigkeit

Im Folgenden wird als Basis für die Angabe des Fluidisierungsgrads der Mittelwert der experimentell bestimmten Lockerungsgeschwindigkeiten 0,02735 m/s verwendet.

Diese Zusammenhänge wurden erst nach der Durchführung eines Großteils der Simulationen erkannt. Aufgrund der langen Simulationszeiten wurden die Simulationen allerdings nicht nochmals durchgeführt und es ergeben sich so deutlich geringere Fluidisierungsgrade als ursprünglich beabsichtigt.

7.2 Druckregelung

Der eintretende Sandmassenstrom wurde der Simulation als Randbedingung vorgegeben. Damit dieser auch durch den Wärmetauscher befördert wird, beziehungsweise die Sandniveaus in den einzelnen Kammern konstant bleiben, müssen die Druckdifferenzen zwischen den Kammern geeignet gewählt werden. Werden diese zu gering gewählt, kann der eintretende Sand nicht weiter befördert werden und die Kammer am Einlass füllt sich vollständig bis der Sandmassenstrom versiegt. Bei zu hohen Druckdifferenzen ist das Transportvermögen des Apparats größer als notwendig. Dadurch kommt es zu einer Entleerung der Kammern am Sandeinlass. In Abbildung 16 sind die beiden Extremfälle zu sehen.

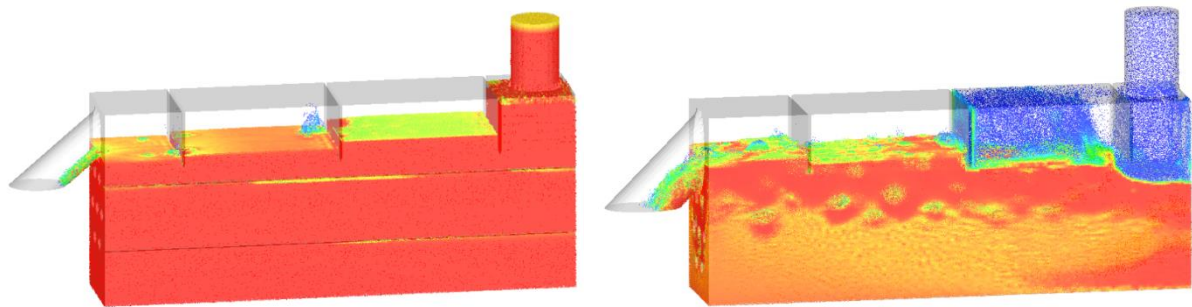


Abbildung 16: Partikelverteilung bei zu niedrigen und zu hohen Druckdifferenzen

Grundsätzlich war zu beobachten, dass bei geringerer Fluidisierung und höheren Sandmassenströmen höhere Druckdifferenzen angelegt werden müssen.

7.3 Strömungsformen

7.3.1 LINI

Abbildung 17 zeigt den Sandtransport im LINI-Versuchsstand. Zu sehen ist hier ein Schnitt durch die Mittelebene des Wärmetauschers, in der auch die Achse des Heizrohrs liegt. Bei dieser Simulation wurde ein Sandmassenstrom von 0,5 kg/s zugeführt und der Fluidisierungsgrad wurde mit etwa 1,19 gewählt. Vor allem im unteren Bereich des Wärmetauschers ist zu beobachten, dass sich die Grenze zwischen den zu Beginn vorhandenen Sandfüllungen nahezu gerade nach vorne verschiebt. Im mittleren und oberen Bereich wird diese Bewegung durch die vorhandenen Rohre und Bleche beeinflusst und es kommt dadurch zu unterschiedlichen Sandmassenstromdichten über den Querschnitt. Nach 30 s Simulationszeit hat sich der rot dargestellte eintretende Sandmassenstrom bereits über die gesamte Höhe verteilt und sich mit dem ursprünglich in der ersten Kammer vorhandenen Sand vermischt. Nach 80 s ist bereits ein großer Teil des Wärmetauschers mit neuem Sand gefüllt.

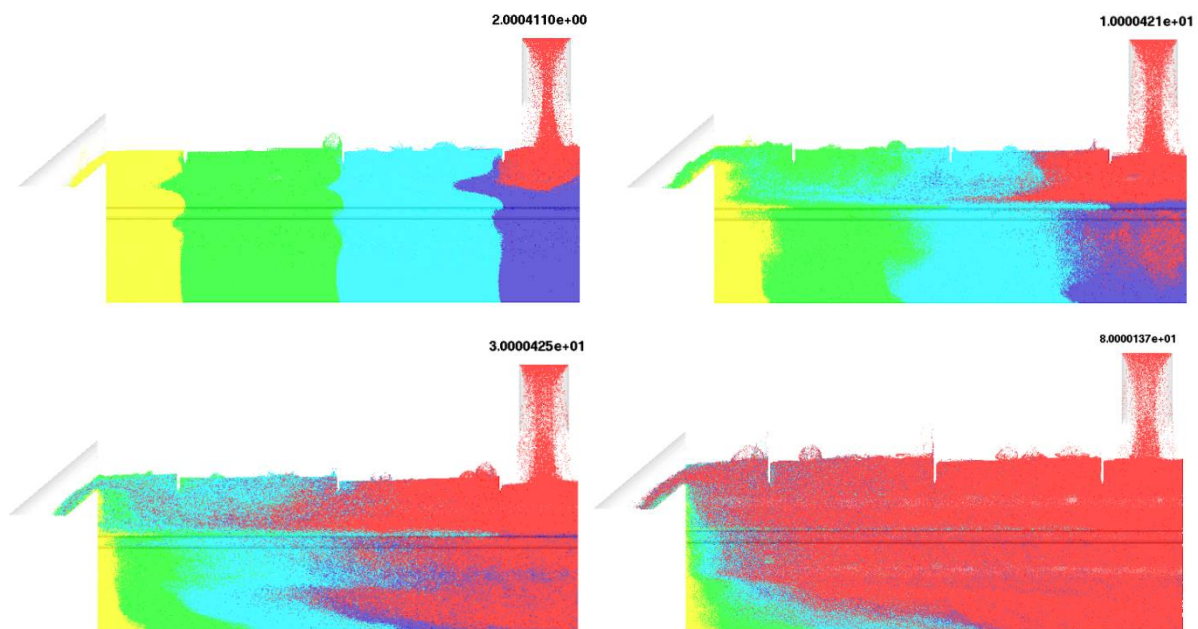
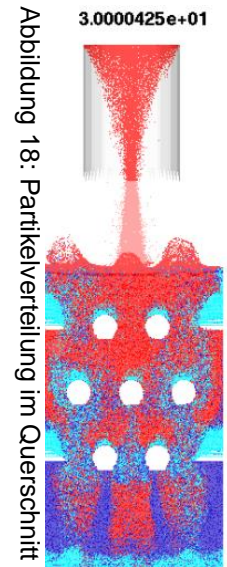


Abbildung 17: Sandtransport im LINI-Versuchsstand

Abbildung 18 zeigt die gleiche Simulation bei 30 s, nur liegt hier die Schnittebene normal zur Strömungsrichtung etwa bei einem Drittel der Länge. Deutlich zu erkennen sind hier die toten Bereiche oberhalb der seitlich angebrachten Bleche, die sich daraus ergeben, dass keine Durchströmung mit Luft stattfindet. Auch oberhalb der Rohre lässt sich Ähnliches, wenn auch geringer ausgeprägt, erkennen. Die ungleiche Verteilung des zugeführten, hier rot dargestellten, Sandes über die Höhe könnte sich aus Einlaufeffekten ergeben haben.



7.3.2 QUINI

Abbildung 19 zeigt eine Simulation des QUINI-Versuchsstands mit einem zugeführten Sandmassenstrom von 0,75 kg/s und einem Fluidisierungsgrad von 1,78. Die betrachtete Schnittebene ist auch hier die Mittelebene. Der Sand tritt hier mit der Richtung ein, die der Fließrichtung in der ersten Kammer entspricht. Dadurch wird der zu Beginn vorhandene Sand annähernd vollständig verdrängt. Die gewünschte schlangenförmige Weiterförderung des Sandes stellt sich gut ein. Bei 30 s Simulationszeit wurde der Sand bereits eine ganze Kammer weiterbewegt und bei 80 s ist schon der Großteil des Wärmetauschers mit dem zugeführten Sand gefüllt. In den vorderen unteren Ecken von Kammer 2 und 4 treten kleine Bereiche auf, in denen aufgrund der Umlenkung der Strömung der Sand nicht weiterbefördert wird.

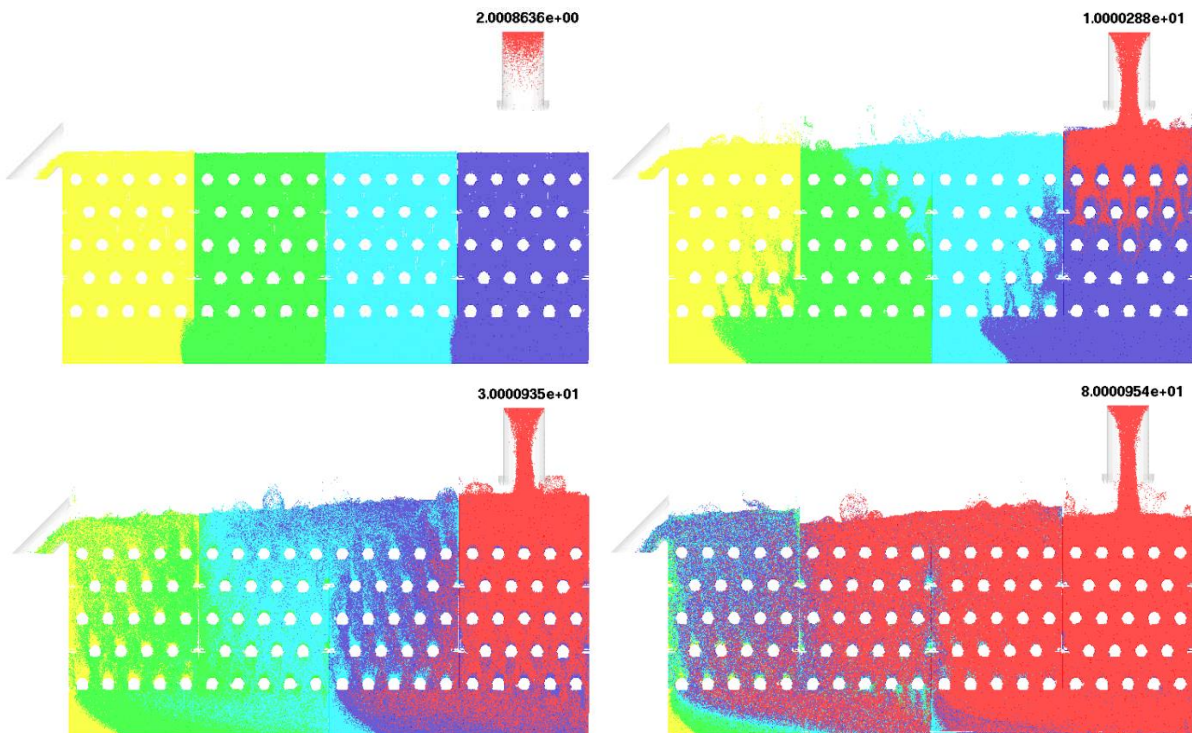


Abbildung 19: Sandtransport im QUINI-Versuchsstand

7.4 Druckverlauf

Abbildung 20 und Abbildung 21 zeigen eine typische Druckverteilung in den Versuchsständen. In beiden Abbildungen sieht man eindeutig den Druckabfall mit der Betthöhe, wie er nach Glg. (7) in einer Wirbelschicht zu erwarten ist.

Im LINI-Versuchsstand ist der Druckabfall in Längsrichtung, also vom Einlassrohr zum Auslassrohr deutlich geringer ausgeprägt als jener über die Höhe. Die Differenz der oben angelegten Drücke zwischen erster und letzter Kammer beträgt hier 5 mbar. Im oberen Bereich der Wirbelschicht, knapp unterhalb der Bleche, ist gut erkennbar, wie der Druck in Längsrichtung abnimmt, auch wenn dies durch die Blasenbildung etwas unregelmäßig erfolgt. Im unteren Bereich ist der Druckverlauf deutlich glatter und auch flacher. Der Druckunterschied von der Einlass- zur Auslassseite ist hier auf gleicher Höhe unter 0,5 mbar.

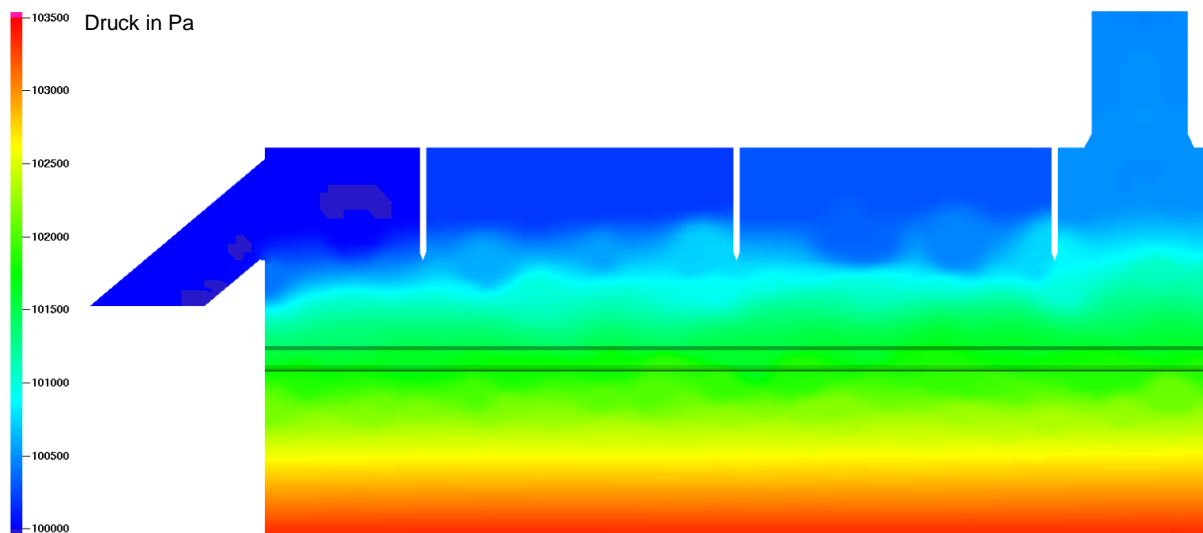


Abbildung 20: Druckverteilung im LINI-Versuchsstand

Bei dem hier gezeigten Druckverlauf für den QUINI-Versuchsstand beträgt die Differenz der oben angelegten Drücke zwischen erster und letzter Kammer 13 mbar. Die Drücke in den einzelnen Kammern sind bei gleicher Höhe konstant. Von einer Kammer zur nächsten ist ein deutlicher Druckabfall in Richtung Auslassrohr erkennbar. Im unteren Bereich, dort wo die Kammern nicht mehr abgetrennt sind, sieht man, dass der Druckabfall in Längsrichtung, ähnlich wie beim LINI-Versuchsstand kaum ausgeprägt ist.

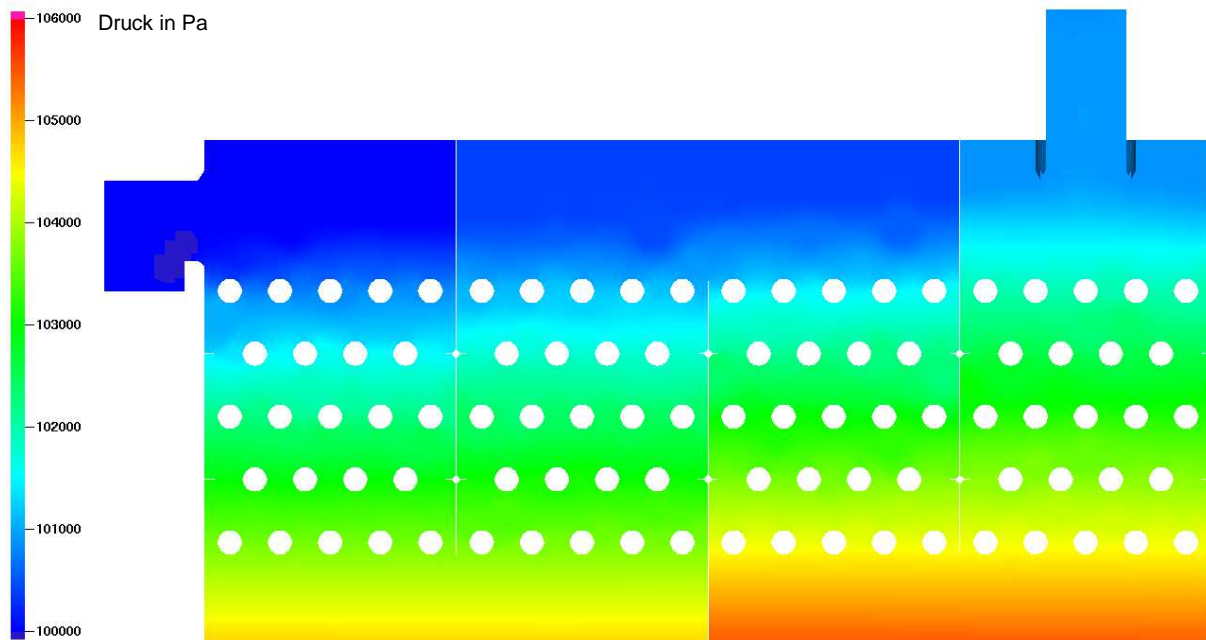


Abbildung 21: Druckverteilung im QUINI-Versuchsstand

7.5 Wärmeübergang

Von Barracuda® wird die an thermisch aktiven Wänden ein- beziehungsweise austretende Wärme in jedem Zeitschritt ausgegeben. Um daraus den Wärmeübergangskoeffizienten nach Glg. (52) zu berechnen, müssen noch die Oberfläche des betreffenden Rohrstückes und die Temperaturdifferenz zwischen Rohr und Sand bekannt sein.

$$\alpha = \frac{\dot{Q}}{A_{Rohr} (T_{Rohr} - T_{Sand})} \quad (52)$$

Die Rohroberfläche ergibt sich aus der Geometrie und die Rohrwandtemperatur wurde als Randbedingung vorgegeben. Für die Abschätzung der Sandtemperatur wäre ein einfacher Ansatz die Anfangstemperatur des Sandes beziehungsweise die Temperatur des zugeführten Sandes zu wählen. Streng genommen sollte Glg. (52) mit der einfachen Temperaturdifferenz nur dann verwendet werden, wenn die Temperaturen von Wand und Stoff über den gesamten Bereich, in dem die Wärme übertragen wird, gleichbleibend sind. Für die Rohrwandtemperatur ist dies so vorgegeben. Inwieweit diese Annahme für die Sandtemperatur auch zulässig ist, wird im Folgenden anhand der simulierten Temperaturverteilungen betrachtet.

7.5.1 Temperaturverteilung

In Abbildung 22 sieht man die Temperaturverteilung im Versuchsstand LINI, am in Sandströmungsrichtung hinteren Ende des Wärmeübergangsbereichs, also in der 2. Kammer knapp vor dem Übergang zur 3. Kammer. Es sind zwei Fälle dargestellt, die den großen Unterschied bei der sich ausbildenden Temperaturgrenzschicht zeigen sollen. Im ersten Fall mit hohem Sandmassenstrom und geringer Fluidisierung ist die Temperaturgrenzschicht nur auf einen kleinen Bereich um das Rohr begrenzt, was eher für die Anwendung von Glg. (52) sprechen würde. Im zweiten Fall mit geringem Sandmassenstrom und höherer Fluidisierung

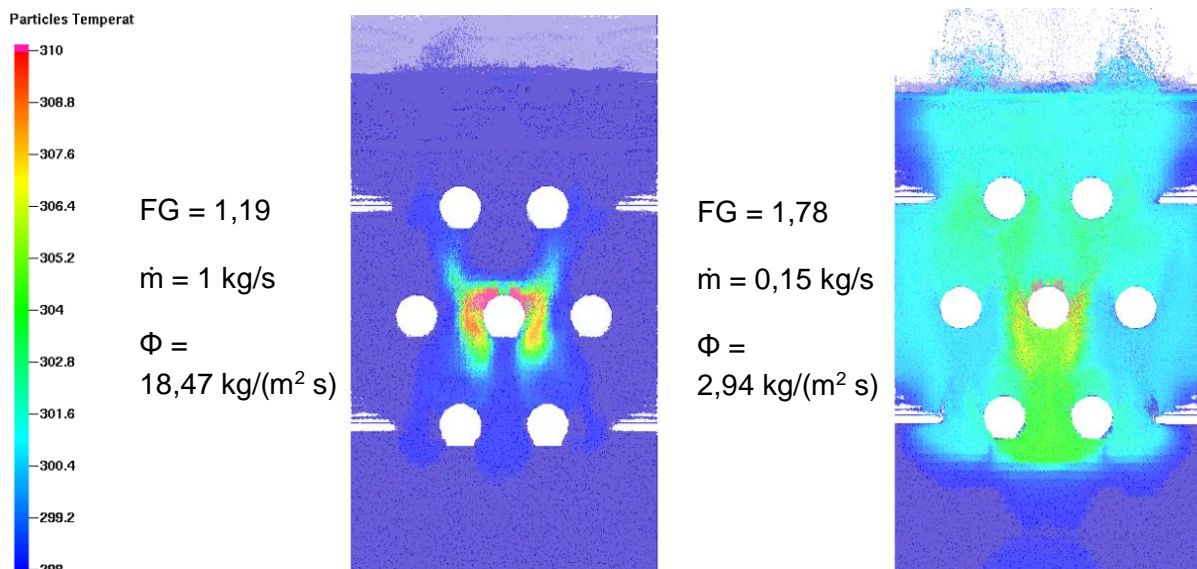


Abbildung 22: Temperaturverteilung beim LINI-Versuchsstand

ist das gesamte Bett im Bereich der Rohre deutlich erwärmt und vor allem unterhalb des Heizrohrs befindet sich ein größerer Bereich, dessen Temperatur bereits um mehr als 5 K gegenüber der Eingangstemperatur zugenommen hat. Dies weist darauf hin, dass bei größeren Wärmeübergangszonen, also einem längeren Heizrohr, eher eine logarithmische Temperaturdifferenz zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten zu verwenden wäre.

Abbildung 23 zeigt die Temperaturverteilung beim Versuchsstand QUINI in der Mittelebene der 2. Kammer. Bei höherer Fluidisierung und höherem Sandmassenstrom sieht man eine deutliche Bettdurchmischung und dadurch eine sehr kleine Temperaturgrenzschicht. Bei geringerer Fluidisierung und kleinerem Sandmassenstrom ist über drei Viertel des Rohrdurchmessers eine abgegrenzte Temperaturgrenzschicht erkennbar. Nach oben hin breitet sich diese jedoch noch über die nächsten beiden Rohre aus bis eine allmähliche Durchmischung mit dem restlichen Sand stattfindet. Dies zeigt, dass auch bei quer angeströmten Rohren, vor allem bei der Berechnung von Rohrbündeln, eher eine logarithmische Temperaturdifferenz verwendet werden sollte.

In Abbildung 23 fließt der Sand von unten rechts aus Kammer 1 nach oben links in Kammer 3, während die Fluidisierungsluft von unten nach oben fließt. Es haben also beide Medien im Bereich des Heizrohrs sehr ähnliche Fließrichtungen. Dabei bildet sich ein mehr oder weniger ausgeprägter Bereich erhöhter Temperatur an der strömungsabgewandten Seite des Rohres aus. Daraus ergibt sich die Vermutung, dass sich bei entgegengesetzter Anströmung von Luft und Sand ein besserer Wärmeübergang ergeben würde.

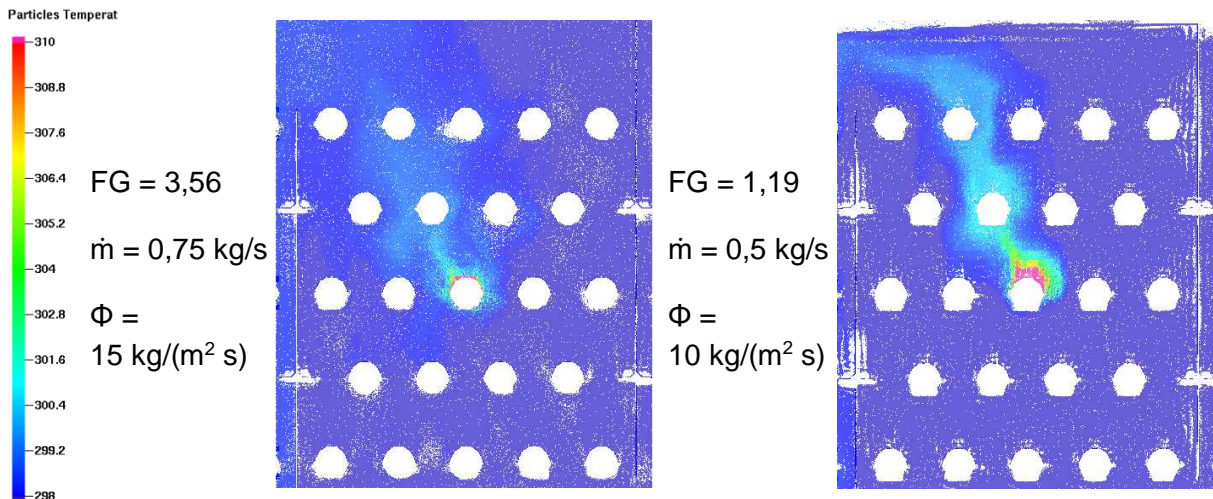


Abbildung 23: Temperaturverteilung beim QUINI-Versuchsstand

Aus den gezeigten Ergebnissen sieht man bei LINI und QUINI einen unterschiedlichen Effekt des Fluidisierungsgrads auf die Temperaturgrenzschicht. Dieser ergibt sich hier allerdings aus dem Zusammenspiel mehrerer Effekte. Grundsätzlich beobachtet man bei niedriger Fluidisierung bei beiden Versuchsständen eine kleinräumige Grenzschicht mit Bereichen vergleichsweise hoher Temperaturen. Bei höherer Fluidisierung ergibt sich eine höhere

Bettdurchmischung, wodurch die Temperatur in einem größeren Bereich ansteigt, das Temperaturniveau dort aber geringer bleibt.

Vergleicht man nun die hier abgebildeten Grenzschichten bei höherer Fluidisierung, sieht man Folgendes: Im LINI-Versuchsstand, der kleinere Abmessungen hat und dadurch eine geringere Sandmasse enthält, hat sich der Sand im betrachteten Querschnitt bereits deutlich erwärmt und beeinflusst so die Wärmeübertragung. Auch im QUINI-Versuchsstand wird ein größerer Anteil des Sandes erwärmt. Dies führt aber aufgrund der höheren Bettmasse nur zu einer vernachlässigbaren Temperaturerhöhung.

Aufgrund der komplexen Temperaturverteilung und der nicht eindeutig festlegbaren Sandaustrittstemperatur, wird im Rahmen dieser Arbeit nur die Temperatur des eintretenden Sandes zur Berechnung der Wärmeübergangskoeffizienten herangezogen.

7.5.2 Stationärer Zustand

Während bei realen Versuchsständen der gewünschte Messpunkt einige Minuten lang gehalten werden kann um sicherzustellen, dass sich ein stationärer Zustand einstellt, war dies bei den Simulationen aufgrund der langen Rechenzeiten nicht möglich. Um abzuschätzen, ob sich das System in einem annähernd stationären Zustand befand, wurde folgendes Kriterium verwendet: Ist die Sandmasse in den einzelnen Kammern in etwa konstant beziehungsweise die ein- und austretenden Sandmassenströme jeder Kammer gleich dem vorgegebenen, in den Versuchsstand eintretenden Sandmassenstrom, wird von einem stationären Zustand ausgegangen. In Abbildung 24 ist die Sandmasse in den Kammern als Differenz zum Startwert aufgetragen. Zu Beginn und bei einer Änderung der Fluidisierung und der Druckdifferenzen (hier bei etwa 120 s), ändern sich die Sandmassen stark bis sich allmählich ein stationärer Zustand einstellt.

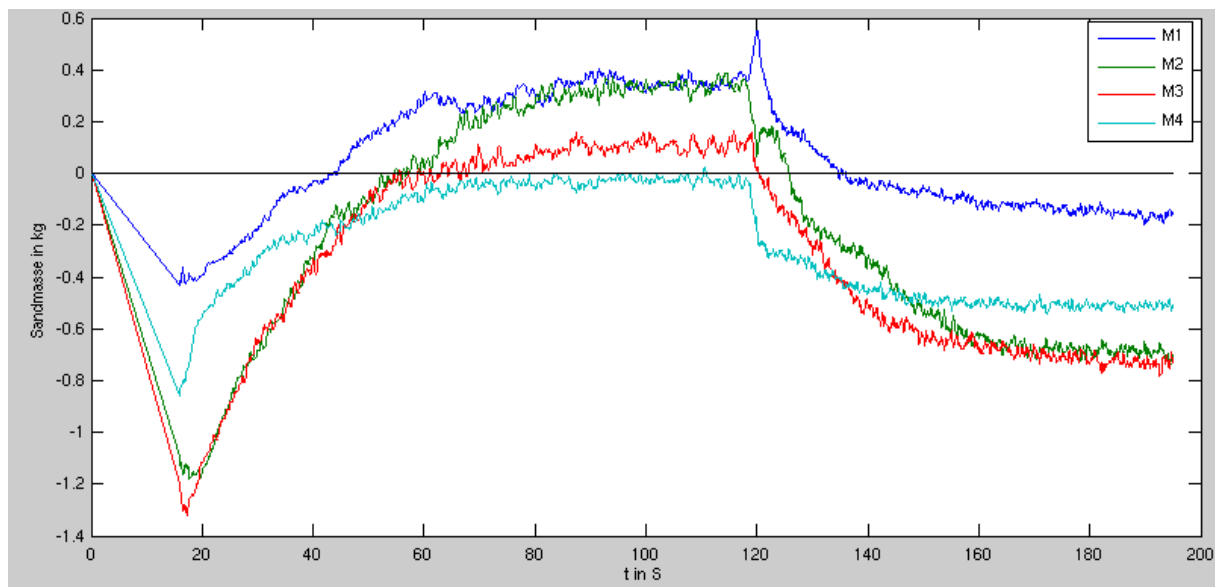


Abbildung 24: zeitlicher Verlauf der Sandmassen in den einzelnen Kammern

7.5.3 Mittelung

Abbildung 25 zeigt einen typischen Verlauf des vom Heizrohr abgegebenen Wärmestroms. Hier findet um einen Mittelwert von grob 400 W eine stochastische Schwankung mit einer maximalen Schwankungsbreite von etwa 80 W statt. Um daraus den gesuchten Wert zu erhalten, ist eine geeignete Mittelwertbildung notwendig. Da in Barracuda® der Berechnungszeitschritt dynamisch verändert wird, würde die direkte Mittelung aller ausgegebenen Werte zu falschen Ergebnissen führen, da die Bereiche mit kleineren Zeitschritten höher gewichtet werden würden.

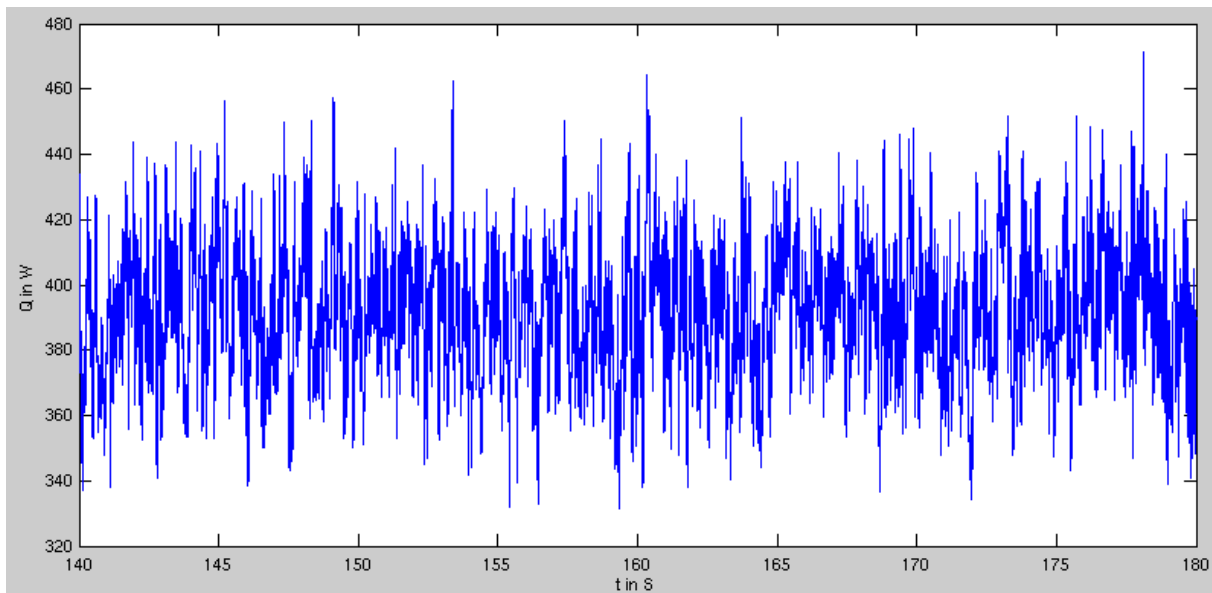


Abbildung 25: zeitlicher Verlauf des Wärmestroms am Heizrohr

Zur Mittelung wurde hier ein zweistufiges Verfahren (Gln. (53) und (54)) angewendet. Zuerst wurden die Werte auf eine zeitliche Auflösung von 0,01 s umgerechnet. Also zum Beispiel wurden alle Werte im Bereich von 9,995 s bis 10,005 s gemittelt und dem Zeitpunkt 10 s zugeordnet. Dies war hier möglich, da die Berechnungszeitschritte immer deutlich unter 0,01 s waren. Anschließend wurden die so erhaltenen Werte, mit nun konstanter zeitlicher Auflösung, über den gewünschten zeitlichen Bereich gemittelt.

$$\dot{Q}_j(t_j) = \frac{1}{n} \sum_{t_j-0,005}^{t_j+0,005} \dot{Q}_i(t_i) \quad (53)$$

$$\bar{Q} = \frac{1}{n} \sum_{t_1}^{t_2} \dot{Q}_j \quad (54)$$

Hier beschreibt der Subindex i die Werte bei der ursprünglichen zeitlichen Auflösung und der Subindex j jene bei der neu gewählten gleichmäßigen zeitlichen Auflösung. n ist die Anzahl der zu mittelnden Werte im betrachteten Zeitraum.

Eine alternative Möglichkeit wäre die Gewichtung jedes einzelnen Wertes mit dem zugehörigen Berechnungsschritt gewesen, wie in Glg. (55) gezeigt.

$$\bar{Q} = \frac{1}{(t_2 - t_1)} \sum_{t_1}^{t_2} \dot{Q}_i(t_i) \cdot \Delta t_i(t_i) \quad (55)$$

7.5.4 Ergebnisse für den Wärmeübergangskoeffizienten

Die Ergebnisse für die, wie zuvor beschrieben, bestimmten Wärmeübergangskoeffizienten sind in Tabelle 5 und Tabelle 6 aufgelistet und in Abbildung 26 dargestellt.

Wärmeübergangskoeffizient in W/(m ² K)				
LINI		Sandmassenstrom in kg/s		
		0,15	0,50	1,00
FG	1,19	110,46	108,11	112,20
	1,78	105,95	105,60	105,87
	2,38	113,36	112,94	112,95

Tabelle 5: Wärmeübergangskoeffizienten für den LINI-Versuchsstand

Wärmeübergangskoeffizient in W/(m ² K)			
QUINI		Sandmassenstrom in kg/s	
		0,5	0,75
FG	1,19	89,44	92,80
	1,78	91,17	91,09
	2,38	96,65	99,50
	3,56	109,42	111,85

Tabelle 6: Wärmeübergangskoeffizienten für den QUINI-Versuchsstand

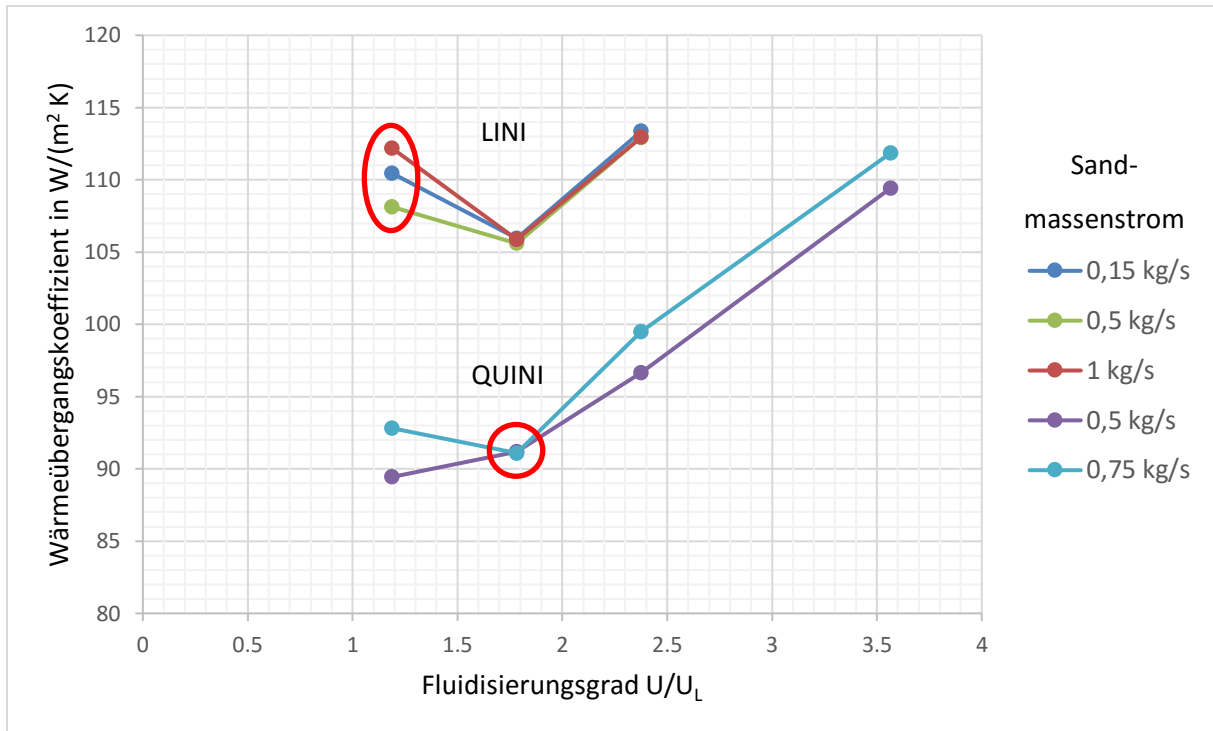


Abbildung 26: ermittelte Wärmeübergangskoeffizienten über dem Fluidisierungsgrad

Beim Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten für den LINI-Versuchsstand ist auffällig, dass die Werte bei dem niedrigsten Fluidisierungsgrad mehr voneinander abweichen, während sie sonst sehr nahe beieinander liegen. Auch mit dem Sandmassenstrom ist hier kein klarer Zusammenhang erkennbar, da sich beim mittleren Massenstrom der geringste Wert ergibt. Dies lässt darauf schließen, dass zumindest einer, wenn nicht mehrere, der Werte nicht korrekt ermittelt wurden. Die Übereinstimmung der Werte bei den höheren Fluidisierungsgraden spricht für deren Validität. Daraus kann man ableiten, dass der Wärmeübergang, zumindest in diesem Bereich, mit dem Fluidisierungsgrad zunimmt, während der Sandmassenstrom kaum einen Einfluss hat.

Bei den Ergebnissen für den QUINI-Versuchsstand sind die Werte bei einem Fluidisierungsgrad von 1,78 auffällig, da diese sehr nahe beieinander liegen, während sonst ein Unterschied, vergleichbarer Größe, in Abhängigkeit des Sandmassenstroms zu beobachten ist. Dies spricht dafür, dass der Wert bei einem Sandmassenstrom von 0,75 kg/s und einem Fluidisierungsgrad von 1,78 falsch bestimmt wurde. Aus den weiteren Werten lässt sich ableiten, dass der Wärmeübergang mit dem Fluidisierungsgrad und anders als beim LINI-Versuchsstand auch mit dem Sandmassenstrom zunimmt.

Beim Vergleich des Wärmeübergangs zwischen LINI- und QUINI-Versuchsstand ist unter den hier gewählten Bedingungen in allen betrachteten Betriebspunkten beim LINI-Versuchsstand ein höherer Wärmeübergangskoeffizient ersichtlich. Der Unterschied der Wärmeübergangskoeffizienten bewegt sich dabei in der Größenordnung von 10 %.

Ursachen für die nicht validen Messwerte werden in nicht vollständig ausgebildeten Strömungs- und Wärmeübergangsverhältnissen vermutet. Demnach müssten die jeweiligen Zustandspunkte während der Simulation noch länger eingehalten werden, um daraus valide Werte ableiten zu können. Um hier noch deutlichere Aussagen über die Abhängigkeiten des Wärmeübergangs treffen zu können, wären weitere Werte für den Wärmeübergangskoeffizienten wünschenswert. Aufgrund der langen Simulationszeiten wurde allerdings auf die erneute Simulation der scheinbar falschen Ergebnisse sowie die Simulation weiterer Zustandspunkte verzichtet.

8 Konklusion

In dieser Arbeit wurde die Simulation zweier verschiedener Wärmetauscher für durchströmende Wirbelschichten in der Software Barracuda® gezeigt. Dabei wurden strömungstechnische Aspekte und der Wärmeübergang an den enthaltenen Glattrohren näher betrachtet.

Bei der Analyse der Strömung konnte gezeigt werden, dass sich die erwarteten Strömungsformen in den Wärmetauschern einstellen, wenn geeignete Randbedingungen vorgegeben werden. Auch bei geringer Fluidisierung konnten alle hier untersuchten Sandmassenströme eingestellt werden. Wesentlich dafür sind lediglich die Druckniveaus in den einzelnen Kammern oberhalb der Wirbelschichten.

Der Wärmeübergangskoeffizient an den einzelnen Heizrohren wurde in Summe für 17 verschiedene Zustandspunkte ermittelt. Durch den Vergleich der Werte konnte die vorläufige Validität von mindestens 12 dieser Werte bestätigt werden. Es wurde die qualitative Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten vom Fluidisierungsgrad und dem Sandmassenstrom abgeleitet. In gleichen Betriebspunkten wurde für den LINI-Versuchsstand ein höherer Wärmeübergangskoeffizient ermittelt.

Bei Betrachtung der geringen Anzahl an erzielten Ergebnissen für den Wärmeübergang und der langen Rechenzeiten bei den untersuchten Systemen, wird vom Autor in Frage gestellt, ob eine Herleitung quantitativer Zusammenhänge für den Wärmeübergangskoeffizienten mit dieser Methode zweckmäßig ist. Ein Vorschlag zur Effizienzsteigerung des Verfahrens wäre die Betrachtung kleinerer Teilausschnitte des Systems. Dabei muss allerdings beachtet beziehungsweise überprüft werden, ob die spezifischen Strömungsbedingungen des Gesamtsystems noch ausreichend nachgebildet werden. Eine weitere Verbesserung der Anwendbarkeit ließe sich durch die automatisierte Regelung der angelegten Druckrandbedingungen, wie sie beispielsweise von Wunsch [14] gezeigt wurde, erzielen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde nicht betrachtet inwieweit sich die Änderung der räumlichen Auflösung des numerischen Verfahrens auf die Qualität der Ergebnisse auswirkt. Es ist fraglich, ob die hier gewählte Auflösung der Heizrohre mit 6x6 und 8x8 Zellen ausreichend ist.

Um belastbare Aussagen über die Anwendbarkeit der hier gezeigten Methoden und die Aussagekraft der hier dargelegten Ergebnisse zu treffen, ist der Vergleich mit Messergebnissen an realen Versuchsständen oder Anlagen nötig.

9 Verzeichnisse

9.1 Literaturverzeichnis

- [1] Peter Steiner, Karl Schwaiger, Heimo Walter, Markus Haider, "Active Fluidized Bed Technology Used for Thermal Energy Storage,"
- [2] VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen, *VDI-Wärmeatlas*, 11th ed. Berlin: Springer Vieweg, 2013. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1007/978-3-642-19981-3>
- [3] Hermann Hofbauer, "Unterlagen zur Vorlesung 156.220 Wirbelschichttechnik," TU Wien, 2019.
- [4] L.-S. Fan and C. Zhu, Eds., *Principles of gas-solid flows*. Cambridge: Cambridge University Press, 1998.
- [5] M. J. Rhodes, *Introduction to particle technology*, 2nd ed. Chichester England, Hoboken NJ: Wiley, 2008. Accessed: Nov. 7 2019.
- [6] J. H. Ferziger and M. Perić, *Numerische Strömungsmechanik*. Berlin: Springer, 2008.
- [7] D. M. Snider, "An Incompressible Three-Dimensional Multiphase Particle-in-Cell Model for Dense Particle Flows," *Journal of Computational Physics*, vol. 170, no. 2, pp. 523–549, 2001, doi: 10.1006/jcph.2001.6747.
- [8] M. J. Andrews and P. J. O'Rourke, "The multiphase particle-in-cell (MP-PIC) method for dense particulate flows," *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 22, no. 2, pp. 379–402, 1996.
- [9] D. M. Snider, S. M. Clark, and P. J. O'Rourke, "Eulerian–Lagrangian method for three-dimensional thermal reacting flow with application to coal gasifiers," *Chemical Engineering Science*, vol. 66, no. 6, pp. 1285–1295, 2011, doi: 10.1016/j.ces.2010.12.042.
- [10] P. J. O'Rourke and D. M. Snider, "A new blended acceleration model for the particle contact forces induced by an interstitial fluid in dense particle/fluid flows," *Powder Technology*, vol. 256, pp. 39–51, 2014, doi: 10.1016/j.powtec.2014.01.084.
- [11] J. Smagorinsky, "General circulation experiments with the primitive equations, part I: the basic experiment," *Mon. Weather Rev.* 91, pp. 99–194, 1963.
- [12] CPFD Software, "Barracuda Virtual Reactor User Manual," Barracuda Virtual Reactor version: 17.3.0, Mar. 2018.
- [13] W.-c. Yang, Ed., *Handbook of fluidization and fluid-particle systems*. New York: Marcel Dekker, 2003. [Online]. Available: <http://site.ebrary.com/lib/alltitles/docDetail.action?docID=10161841>
- [14] David Wunsch, "Advanced regenerator: a countercurrent fluidized bed regenerator utilizing a pressure gradient for powder transport," Diplomarbeit, Technische Universität, Wien, 2016.

9.2 Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Bestandteile des SandTES-Systems [1]	6
Abbildung 2: Prinzipskizze SandTES-Wärmtauscher [1]	6
Abbildung 3: Wirbelschichtzustände [2].....	8
Abbildung 4: Geschwindigkeits-Druck-Diagramm von durchströmten Feststoffschüttungen [3].....	11
Abbildung 5: realer Druckabfall in Festbett und Wirbelschicht [2].....	14
Abbildung 6: Aufbau der Fließbett-Wärmetauscher	16
Abbildung 7: Innengeometrie des LINI-Versuchsstands	18
Abbildung 8: Innengeometrie des QUINI-Versuchsstands mit Fließrichtung	19
Abbildung 9: linearer Interpolationsoperator in x-Richtung [8]	26
Abbildung 10: Teildarstellung der gewählten Netzfeinheit für LINI und QUINI	29
Abbildung 11: farbliche Darstellung der Partikel im Anfangszustand	30
Abbildung 12: Randbedingungen für den LINI-Versuchsstand	31
Abbildung 13: Randbedingungen für den QUINI-Versuchsstand	31
Abbildung 14: Verlauf der Fluidisierungsgeschwindigkeit zur simulativen Bestimmung der Lockerungsgeschwindigkeit	32
Abbildung 15: simulierter Druckabfall in der Wirbelschicht mit Ausgleichsgeraden	33
Abbildung 16: Partikelverteilung bei zu niedrigen und zu hohen Druckdifferenzen	35
Abbildung 17: Sandtransport im LINI-Versuchsstand	36
Abbildung 18: Partikelverteilung im Querschnitt.....	37
Abbildung 19: Sandtransport im QUINI-Versuchsstand.....	37
Abbildung 20: Druckverteilung im LINI-Versuchsstand.....	38
Abbildung 21: Druckverteilung im QUINI-Versuchsstand	39
Abbildung 22: Temperaturverteilung beim LINI-Versuchsstand	40
Abbildung 23: Temperaturverteilung beim QUINI-Versuchsstand	41
Abbildung 24: zeitlicher Verlauf der Sandmassen in den einzelnen Kammern	42
Abbildung 25: zeitlicher Verlauf des Wärmestroms am Heizrohr.....	43
Abbildung 26: ermittelte Wärmeübergangskoeffizienten über dem Fluidisierungsgrad	45

9.3 Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Partikel-Äquivalenzdurchmesser [3]	9
Tabelle 2: berechnete Lockerungsgeschwindigkeiten.....	32
Tabelle 3: simulativ bestimmte Lockerungsgeschwindigkeiten.....	33
Tabelle 4: simulierte Lockerungsporosität und damit berechnete Lockerungsgeschwindigkeit.....	34
Tabelle 5: Wärmeübergangskoeffizienten für den LINI-Versuchsstand	44
Tabelle 6: Wärmeübergangskoeffizienten für den QUINI-Versuchsstand.....	44

Anhang

I. Innengeometrie der Versuchsstände

