

Experimentelle Untersuchungen zur Kühlbarkeit volumetrisch beheizter Schüttbetten

Von der Fakultät Maschinenbau der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines Doktoringenieurs (Dr.-Ing.)
genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von
Patrick Schäfer
aus Dettingen/Teck

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. M. Groll

Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. T. Schulenberg

Tag der mündlichen Prüfung: 20. Juli 2005

Institut für Kernenergetik und Energiesysteme der Universität Stuttgart

2005

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Abteilung Energiewandlung und Wärmetechnik am Institut für Kernenergetik und Energiesysteme (IKE) der Universität Stuttgart.

Mein herzlicher Dank geht an Prof. Groll für die fortwährende Unterstützung und konstruktive Kritik in den vergangenen Jahren sowie Prof. Schulenberg für die Übernahme des Mitberichts.

Ein besonderer Dank gebührt ebenfalls Dr. Steiner und Horst Angerer ohne deren Vorarbeit, Wissen und tatkräftige Unterstützung dieses Vorhaben nicht durchführbar gewesen wäre.

Auch für die gute Zusammenarbeit mit meinen Kollegen Ying Fu, Ewelina Sobierska und Sameer Khandekar möchte ich mich bedanken. Weiterhin gebührt Hans-Peter Klein sowie Marcus & Bettina Schneider mein besonderer Dank.

Dr. Mertz und Dr. Kulenovic möchte ich ebenfalls meinen Dank aussprechen. Beide haben vor allem in jüngster Vergangenheit Bemerkenswertes für die Abteilung geleistet und somit einen erheblichen Anteil am Erfolg dieser Arbeit.

Ein großes Dankeschön geht auch an das Sekretariat: Eva Bonath, Jacqueline Hansen, Anett Schmidt und Maria Vencia.

Und schließlich möchte ich mich ganz herzlich bei meiner Familie für die langjährige Unterstützung und das Vertrauen in mich während meiner gesamten Ausbildungszeit bedanken.

Stuttgart, im Februar 2005

Patrick Schäfer

Kurzfassung

Im Rahmen von sicherheitstechnischen Untersuchungen zur Kühlbarkeit von verlagertem Corium bei schweren Störfällen in Atomkraftwerken wurden Einzeleffekt-Experimente an induktiv beheizten, zylinderförmigen Teststrecken ($\varnothing 125 \text{ mm} \times 640 \text{ mm}$) aus monodispersen Schüttbetten mit Edelstahlkugeln von 3 mm bzw. 6 mm Durchmesser durchgeführt. Die Experimente dienen zur Validierung und Modifizierung numerischer Modelle. Die Versuchsreihen umfassen Siedeversuche (Messung von Druckgradienten im Schüttbett), Dryoutversuche (Bestimmung des maximal abführbaren Wärmestroms aus der Schüttung) und Quenchversuche (Abschreckverhalten der stark überhitzten Schüttung).

Die Ergebnisse der Siedeversuche zeigen, dass numerische Modelle basierend auf der auf zwei Phasen erweiterten Ergun-Gleichung ohne explizite Berücksichtigung der Interphasenreibung den Druckverlauf in der Schüttung nicht korrekt wiedergeben. Modelle dagegen, die die Interphasenreibung explizit berücksichtigen, zeigen eine qualitative Übereinstimmung mit dem im Experiment gemessenen Druckverlauf. Der Druckverlauf ist für das Schüttbett aus 6 mm Kugeln gut wiedergegeben; die Berechnungen für das Schüttbett aus 3 mm Kugeln zeigen größere Abweichungen zum experimentellen Befund. Die Berücksichtigung der Interphasenreibung in Modulen für Systemcodes wie z.B. WABE-2D hat erhebliche Auswirkungen auf das Strömungs- und Druckfeld des Kühlwassers. Bei axialsymmetrischen Berechnungen, die die Geometrie des Reaktordruckbehälters berücksichtigen, kann die explizite Berücksichtigung der Interphasenreibung unter Umständen eine verstärkte Wasserzufuhr in die Schüttung und damit eine verbesserte Kühlung derselben implizieren.

In den Dryoutversuchen wurde die Dryoutwärmestromdichte für das Schüttbett aus 6 mm Kugeln zu 1330 kW/m^2 und für das Schüttbett aus 3 mm Kugeln zu 813 kW/m^2 bestimmt.

Die Experimente zum Abschreckverhalten einer stark überhitzten Schüttung aus 6 mm Kugeln zeigen bei Wasserzuführung von oben ein stark mehrdimensionales Verhalten. Der aus der Schüttung abgeführte Wärmestrom liegt in der Größenordnung des Dryoutwärmestroms. Bei Wasserzuführung von unten zeigt der Quenchfrontverlauf ein eindimensionales Verhalten. Die Zuführung von Wasser von unten führt bei hohen Schüttbetttemperaturen zu heftigen Eruptionen mit Kugelauswurf aus dem Schüttbett.

Abstract

Within the frame of nuclear safety research, single effect experiments were performed on the coolability of relocated core material during a severe accident in a nuclear power plant employing inductively heated cylindrical test sections ($\varnothing 125$ mm x 640 mm) with monodisperse particle beds consisting of stainless steel balls of 3 mm resp. 6 mm diameter. The aim of the experiments is to provide data for the validation and modification of numerical models. The experiments comprise boiling experiments (measurement of the pressure gradients in the boiling particle bed), dryout experiments (determination of the maximum heat flux which can be removed from the particle bed) and quenching experiments (cool down behavior of strongly superheated particle beds).

The boiling experiments show that numerical models based on the extended Ergun-equation for two-phase flow without the explicit consideration of the interfacial drag cannot predict the pressure distribution inside a boiling particle bed. Only models with explicit consideration of the interfacial drag show a qualitative agreement with the experimental data. These models show good agreement for the particle bed consisting of 6 mm spheres; for the particle bed with 3 mm spheres greater deviations are observed. The explicit consideration of the interfacial drag in modules for system codes like WABE-2D has significant effects on the pressure and flow field of the coolant. In axial-symmetric calculations, which take into account the geometry of the reactor pressure vessel, the explicit consideration of the interfacial drag can result in an increased water flow into the particle bed and therefore in an improved coolability.

In the dryout experiments the dryout heat flux was determined to be 1330 kW/m^2 for the particle bed consisting of spheres of 6 mm diameter resp. 813 kW/m^2 for the particle bed with 3 mm spheres.

The experiments performed on the cool down behavior of a strongly superheated particle bed consisting of 6 mm spheres show a highly multi-dimensional behavior if the coolant is supplied from the top of the bed. In these experiments the heat flux removed from of the bed is of the same magnitude as that determined in the dryout experiments. If the water is supplied from the bottom the quench front shows a one-dimensional behavior. If the bed is strongly superheated, the water supply from the bottom can lead to strong eruptions where spheres are thrown out of the bed.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	I
Abstract	III
Inhaltsverzeichnis	V
Nomenklatur	VII
1 Schwerer Störfall mit Kernschmelze in einem Kernkraftwerk	1
1.1 Problematik der Debris-Kühlung	1
1.2 Der TMI-Unfall und seine Konsequenzen	3
2 Untersuchungen über die Kühlbarkeit von Debris-Betten	7
2.1 Theoretische Arbeiten	7
2.1.1 Druckfeld beim Durchströmen poröser Medien.....	7
2.1.1.1 Einphasige Strömungen.....	7
2.1.1.2 Zweiphasige Strömungen	9
2.1.1.3 Systemcode KESS/ATHLET-CD und Modul WABE 2D	13
2.2 Experimentelle Arbeiten.....	13
2.3 Ziel der vorliegenden Arbeit	16
3 Versuchsaufbau	17
3.1 Autoklav	17
3.2 Heißwasserbehälter	17
3.3 Wärmeabfuhrsystem.....	19
3.4 Versuchsstrecke	19
3.4.1 Bettbehälter	19
3.4.2 Temperaturmessung.....	20
3.4.3 Differenzdruckmessung	20
3.5 Induktive Beheizung.....	22
3.6 Messdatenerfassung.....	22
3.7 Versuchskategorien	23
3.8 Versuchsparameter.....	23
3.8.1 Schüttbetten.....	23
3.8.1.1 Charakterisierung der untersuchten Schüttbetten.....	24
3.8.1.2 Porosität.....	24
3.8.1.3 Kugeldurchmesser	25
3.8.2 Heizleistung	26
3.8.3 Systemdruck	27
3.8.4 Wasser- und Dampfgeschwindigkeit.....	27
3.8.5 Schüttbettemperaturen bei den Quenchversuchen.....	28
3.9 Strömungsformen	28
3.9.1 Gegenströmung	28
3.9.2 Gleichströmung.....	28
4 Versuchsergebnisse	30
4.1 Siedeexperimente	30
4.1.1 Siedeexperimente mit dem Schüttbett aus 6 mm Kugeln	33
4.1.1.1 Gegenströmung / Modelle ohne Interphasenreibung:	36
4.1.1.2 Gegenströmung / Modelle mit Interphasenreibung	38
4.1.1.3 Gleichströmung / Modelle ohne Interphasenreibung.....	40
4.1.1.4 Gleichströmung / Modelle mit Interphasenreibung.....	42
4.1.1.5 Gleichströmung / Berechnung nach Lockhart & Martinelli	44
4.1.2 Siedeexperimente mit dem Schüttbett aus 3 mm Kugeln	46
4.1.2.1 Gegenströmung	47

4.1.2.2 Gleichströmung.....	49
4.1.2.3 Gleichströmung / Berechnung nach Lockhart & Martinelli	50
4.1.3 Siedeexperimente mit dem Schüttbett aus 6 mm Kugeln unter erhöhtem Systemdruck.....	52
4.1.3.1 Gegen- und Gleichströmung / Dryoutmodelle mit Interphasenreibung	52
4.1.3.2 Gleichströmung / Berechnung nach Lockhart & Martinelli	55
4.1.4 Modifikationen an den Dryoutmodellen.....	56
4.2 Dryoutversuche.....	61
4.2.1 Dryoutversuche mit dem Schüttbett aus 6 mm Kugeln	62
4.2.2 Dryoutversuche mit dem Schüttbett aus 3 mm Kugeln	66
4.2.3 Die Constant Energy Line	70
4.2.4 Dryoutversuche unter erhöhtem Systemdruck.....	74
4.2.5 Bewertung der Modelle	74
4.2.5.1 Dryoutwärmestromdichte und Druckgradientenverlauf	74
4.2.5.2 Einfluss der Interphasenreibung auf die Kühlbarkeit von Schüttungen mit volumetrischen Wärmequellen	76
4.2.6 Druckoszillationen.....	81
4.3 Quenchversuche.....	85
4.3.1 Top-Flooding-Experimente	86
4.3.2 Modellierung des Top-Flooding-Vorgangs mit WABE-2D	93
4.3.3 Fluten von unten (Bottom-Flooding) mit Flutbehälter	95
4.3.3.1 Druckaufbau in der Schüttung.....	97
5 Zusammenfassung und Ausblick	101
6 Literatur	105
Anhang A.....	108
Das Modell von Tung & Dhir	108
Die Dampf-Partikel-Reibung	109
Die Wasser-Partikel-Reibung.....	110
Die Interphasenreibung.....	110
Modifikationen von Schmidt.....	113
Anhang B.....	114
Das Modell von Schulenberg & Müller.....	114
Anhang C.....	116
Konstruktive Ausführung der Druck- und Temperaturmessung.....	116
Anhang D.....	117
Quenchfrontverläufe (Top-Flooding).	117
Anhang E.....	118
Fehlerbetrachtung	118

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

A	m^2	Querschnittsfläche
A_0	$1/m$	Verhältnis Oberfläche zu Volumen eines Partikels
B	m	Breite
C	-	Konstante
c_p	$J/kg \cdot K$	spezifische Wärmekapazität
d	m	Durchmesser
E	J/m^2	flächenbezogene Änderung der Energie (Hu & Theofanous)
F	N/m^3	volumetrische Kraft
f	Hz	Frequenz
g	m/s^2	Erdbeschleunigung
\dot{G}	$kg/m^2 \cdot s$	flächenbezogener Massenstrom
H	m	Höhe
H^*	-	normierte Schüttbetthöhe ($=z/H$)
h_{fg}	J/kg	Verdampfungsenthalpie
J	m/s	Leerrohrgeschwindigkeit
J^*	-	normierte Leerrohrgeschwindigkeit (Wallis)
K	m^2	Permeabilität der einphasigen Strömung
$K_{r,g}, K_{r,l}$	-	relative Permeabilitäten
m	kg	Masse
P	Pa	Druck
\dot{Q}	W/m^3	volumetrische Heizleistung
\dot{q}	W/m^2	Wärmestromdichte
s	-	Wassergehalt
T	$^{\circ}C, K$	Temperatur
T	m	Tiefe (in Tabelle 2-2)
t	s	Zeit
V	m^3	Volumen
\dot{V}	m^3/m^2	flächenbezogener Volumenstrom
w	m/s	tatsächliche Geschwindigkeit
z	m	Axialkoordinate

Griechische Buchstaben

α	-	Dampfgehalt
\emptyset	m	Durchmesser
ε	-	Porosität der Schüttung
μ	$Pa \cdot s$	dynamische Viskosität

η	m	Passabilität der einphasigen Strömung
$\eta_{r,g}, \eta_{r,l}$	-	relative Passabilitäten
ρ	kg/m ³	Dichte
σ	N/m	Oberflächenspannung

Indices

0	Eintrittsbedingung
B	Schüttbett
b	Blase
Ein	Eintritt
F	Reibungseinfluss
g, v	dampfförmig
grav	Schwerkrafteinfluss
i	Interphasenreibung
l	flüssig
p	Partikel
sat	bei Sättigung
st	Stahl
w	Wasser

Abkürzungen

AM	Accident Management
CCFL	Gegenstrombegrenzung (Counter-Current-Flooding-Limit)
CEL	Constant Energy Line
DDT	Dryout Delay Time
DHF	Dryoutwärmestromdichte (Dryout Heat Flux)
PTFE	Polytetrafluorethylen
KESS	Kernschmelz – Codesystem entwickelt am IKE
LWR	Leichtwasserreaktor
RDB	Reaktordruckbehälter
TE	Thermoelement
TMI-II	Reaktorblock II des Kernkraftwerks „Three Mile Island“, USA
WABE-2D	Programm-Modul aus KESS

1 Schwerer Störfall mit Kernschmelze in einem Kernkraftwerk

1.1 Problematik der Debris-Kühlung

Im Falle eines schweren Störfalles in einem Atomkraftwerk kann beim Ausfall aller Nach- und Notkühlsysteme der Reaktorkern trocken gelegt werden. Aufgrund der Nachzerfallswärme und des schlechten Wärmeübergangs vom Reaktorkern an die umgebende Dampfatosphäre kann sich der Reaktorkern bis zum Aufschmelzen erhitzen. Im weiteren Unfallverlauf kann sich dann die Schmelze in das untere Plenum des Reaktordruckbehälters verlagern. Wenngleich ein solches Szenario höchst unwahrscheinlich ist, muss aus sicherheitstechnischen Überlegungen ein Einschließen von kontaminiertem Material innerhalb des Kraftwerks gewährleistet sein. Dies sollte vorrangig im Reaktordruckbehälter selbst („in-vessel“) oder, falls dieser versagen sollte, in der Reaktorgrube („ex-vessel“) im Containment erfolgen.

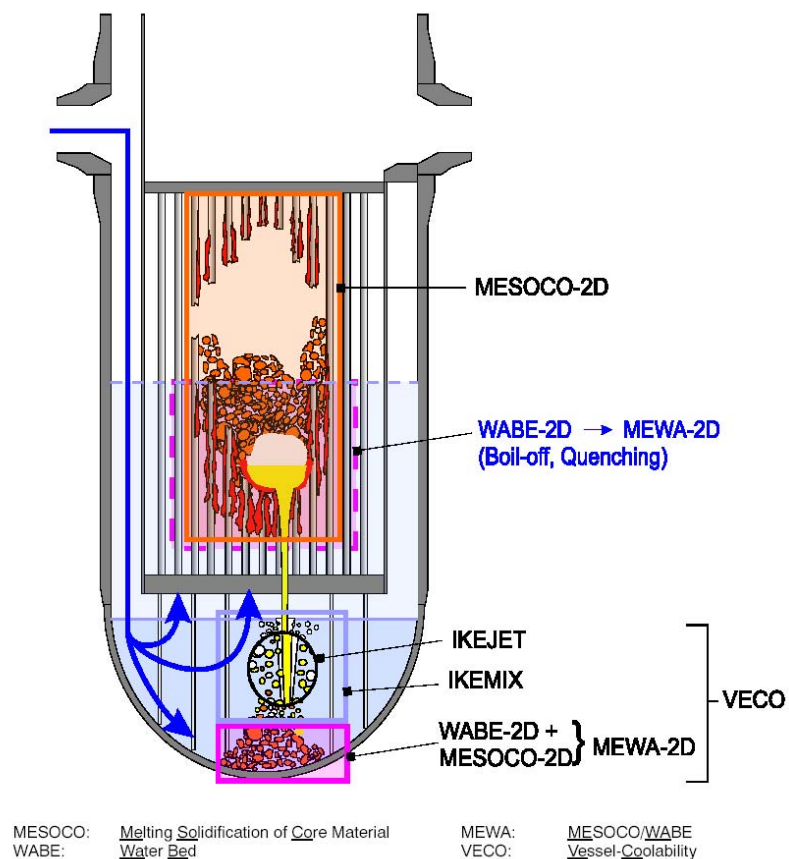


Abbildung 1-1: Module des Systemcodes KESS/ATHLET-CD (Buck, 2001)

Für ein effektives Accident-Management muss für jede Phase eines auslegungsüberschreitenden Unfalls eine genaue Kenntnis der im Reaktor ablaufenden Vorgänge vorhanden sein. Es müssen geeignete Gegenmaßnahmen ergriffen werden können, damit der Unfall beherrscht und möglichst frühzeitig zum Stillstand gebracht werden kann. Die Entwicklung und Validierung von Simulationscodes zur Beschreibung dieser Vorgänge ist daher ein unverzichtbarer

Bestandteil in der Reaktorsicherheit. Wichtige Simulationsprogramme in diesem Zusammenhang sind ICARE/CATHARE (Frankreich), SCDAP/RELAP5 (USA) und KESS/ATHLET-CD (Deutschland). In diesen Programmen werden die einzelnen physikalischen Vorgänge mit mechanistischen Modellen beschrieben. Das Simulationsprogramm KESS/ATHLET-CD Code besteht aus mehreren Modulen, die eine vollständige Simulation von Unfallverläufen für unterschiedliche Randbedingungen ermöglichen sollen (Abbildung 1-1).

Fällt in der frühen Phase des Unfallablaufs der Kühlmittelspiegel unter die Reaktorkernoberkante, beginnt ein Ausdampfen und Aufheizen des Reaktorkerns aufgrund der Nachzerfallswärme. Dieses Aufheizen wird zusätzlich ab Temperaturen von ca. 1200 K durch die exotherme Reaktion von Wasserdampf mit dem Zirkon der Hüllrohre verstärkt. Der dabei entstehende Wasserstoff stellt ein weiteres Gefahrenpotential dar. Im Hüllrohr reagiert das UO_2 mit dem Zirkaloy und bildet schließlich eine eutektische Legierung. Der Schmelzpunkt dieser Legierung ist mit ca. 1420 K deutlich niedriger als der des UO_2 (3120 K) und des Zirkaloy (2030 K). Tritt ein Versagen der Hüllrohre aufgrund von thermomechanischen Belastungen auf, so fließt Schmelze aus. Diese kann an kühleren Stabbereichen wieder erstarren (Candling effect). Auf diese Weise kann sich im weiteren Unfallverlauf im Reaktorkern ein Schmelzesee, der von einer Kruste umgeben ist, und/oder ein Partikelbett aus Kernfragmenten ansammeln. Werden auch zu diesem Zeitpunkt keine geeigneten Gegenmaßnahmen ergriffen, so kann in der späten Phase die Kruste aufbrechen und der stark zerstörte Kern kann sich in Form eines Schmelzestrahls in das untere Plenum des RDB verlagern. Kommt der Schmelzestrahls dort mit Restwasser in Kontakt, wird er fragmentiert, und die Schmelzetröpfchen erstarren zu kleinen Partikeln („Debris“). Die Kühlbarkeit dieser Partikelschüttung im unteren Plenum ist für Sicherheitsbetrachtungen von zentraler Bedeutung. Die RDB-Wand stellt eine wichtige Sicherheitsbarriere zur Einschließung des kontaminierten Materials dar, sodass eine Beschädigung derselben vermieden werden muss. Aufgrund der hohen Leistungsdichte des fragmentierten Kernmaterials von bis zu 300 W/kg kann eine adäquate Wärmeabfuhr nur durch Verdampfung von Kühlmittel erfolgen. Eine Voraussetzung für die langfristige Kühlbarkeit ist damit, dass ausreichend Kühlmittel auch innerhalb der Schüttung zur Verfügung steht. Ein Mangel an Kühlmittel innerhalb der Schüttung würde zu hohen Temperaturen führen und eine erhebliche zusätzliche thermische Belastung für den RDB darstellen, welche letztendlich zu einem Versagen desselben führen könnte. Das in der Schüttung verdampfte Wasser muss deshalb kontinuierlich ersetzt werden. Eine Zufuhr von Wasser aus einer Wasservorlage oberhalb der Schüttung ist aber nur bis zum Erreichen des sogenannten Counter-Current-Flooding Limits (CCFL) möglich. Dies bedeutet, dass ab einem bestimmten Dampfvolumenstrom Wasser nur noch begrenzt in die Schüttung eindringen und es zu einer Unterversorgung der Schüttung mit Wasser kommen kann.

Im hier betrachteten Fall der schweren Störfälle muss dabei berücksichtigt werden, dass aufgrund der Geometrie des RDBs eine erhebliche Ungleichverteilung des Dampfvolumenstroms an der Schüttbettoberkante besteht. Aufgrund der geringeren Schüttbetttiefe an den Rändern der Schüttung herrscht dort ein geringerer

Dampfvolumenstrom als in der Mitte des RDBs. Kann aus diesen Bereichen mit geringer Schüttbetttiefe ausreichend Wasser in die Schüttung einströmen, so kann unter bestimmten Voraussetzungen auch bei lokalem Überschreiten des CCFLs eine kühlbare Konfiguration erreicht werden.

Das Strömungsfeld des Kühlmittels kann indirekt vom sich einstellenden Druckfeld abgeleitet werden. Für die Berechnung des Druckfeldes stehen in WABE-2D verschiedene Modellformulierungen zur Verfügung (siehe Abschnitt 2.1.1.2). Von Schmidt (2004) wird gezeigt, dass diese bei einer axialsymmetrischen Berechnung zu erheblichen Unterschieden in den Ergebnissen bezüglich des Kühlpotentials führen. Für eine zuverlässige Vorhersage des Unfallverlaufs ist es daher zwingend notwendig, die verwendeten Modelle auf ihre Gültigkeit hin zu überprüfen.

1.2 Der TMI-Unfall und seine Konsequenzen

Im Jahre 1979 ereignete sich der einzige Störfall der in Abschnitt 1.1 beschriebenen Art im Atomkraftwerk „Three Mile Island II“ in Harrisburg, USA, (Stickler et al., 1993). Bei diesem schweren Störfall verlagerten sich 19 t Corium in das untere, mit Restwasser gefüllte Plenum des Reaktordruckbehälters. Ein Teil dieser Schmelze (6.7 t) bildete dort einen von einer Kruste umgebenen Schmelzesee, der Rest der Schmelze formierte sich zu einer losen Schüttung mit Partikeln unterschiedlicher Größe und Form (Wolf et al., 1994). Da auch nach der Verlagerung des Kernmaterials weiterhin Nachzerfallswärme entsteht, muss, um ein Versagen des Reaktordruckbehälters zu vermeiden, diese durch Verdampfung von Wasser abgeführt werden. Die Nachzerfallswärme betrug zum Zeitpunkt der Kernverlagerung (224 Minuten nach Auslösung der Reaktorschnellabschaltung) noch ca. 130 W/kg, sodass für einen stationären Siedeprozess ein Wärmestrom von 2.5 MW aus der Schüttung hätte abgeführt werden müssen. Der Druck variierte während des Unfalls zwischen 90 und 115 bar (Horner et al., 2000). Abbildung 1-2 zeigt schematisch den Zustand des Reaktordruckbehälters nach dem Störfall.

Obwohl seinerzeit ein Versagen der Druckbehälterwand für ein solches Szenario vorausgesagt wurde, stellte sich im Fall des TMI-Unfalls eine kühlbare Konfiguration von Debris und Restwasser ein. Die Druckbehälterwand blieb unbeschädigt. Nachuntersuchungen am Druckbehälter zeigten, dass bis auf einen kleinen Bereich in der Mitte des Druckbehälters eine Temperatur von 700°C nicht überschritten wurde. Im Bereich dieses „hot spots“ wurde eine Temperatur von 1100°C erreicht.

Der TMI-Unfall zeigt auf, dass die Kühlmechanismen von fragmentiertem und wieder erstarrtem Corium äußerst komplex sind und von einer Vielzahl von Parametern beeinflusst werden. Als Konsequenz des TMI-Unfalls wurden international die Forschungsarbeiten zur Kühlbarkeit der RDB-Wand bei schweren Störfällen mit Kernschmelze verstärkt. In Deutschland wurde ein vom BMB+F (heute BMWA) initiiertes Gemeinschaftsprojekt durchgeführt. Die Schwerpunkte dieses Vorhabens waren:

- (1) die Untersuchung des Werkstoffverhaltens von Reaktorbaustählen im auslegungsüberschreitenden Temperaturbereich (Verformungs- und Schädigungsverhalten),
- (2) die Untersuchung thermohydraulischer Phänomene bei der Kühlung eines volumetrisch beheizten Schüttbetts (Einfluss der Porosität, Einfluss eines Spaltes bzw. erhöhter Randporosität an der Behälterwand, Auswirkung realer mehrdimensionaler Verhältnisse auf die Kühlbarkeit),
- (3) die Entwicklung von Modellen zur verbesserten Beschreibung der Kühlbarkeit verlagerten Kernmaterials im unteren Plenum eines LWR und deren Verifikation durch experimentelle Untersuchungen an volumetrisch beheizten Schüttbetten.

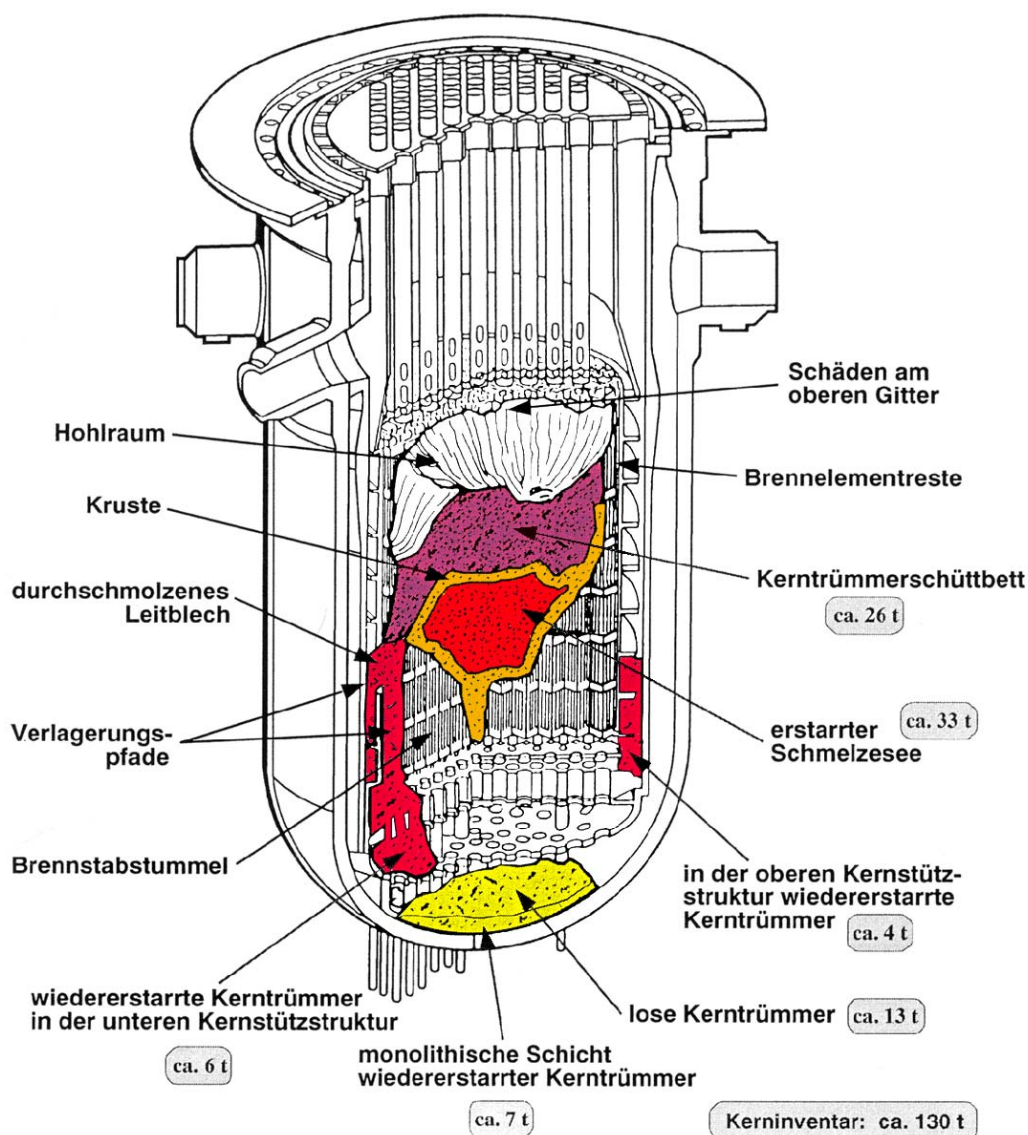


Abbildung 1-2: Reaktorbehälter von TMI-2 nach dem Störfall, aus Stickler et al. (1993)

Wesentliche Zielsetzung war, das Accident-Management für schwere Reaktorstörfälle zu optimieren sowie Randbedingungen für sicherheitstechnisch verbesserte Reaktoren herauszuarbeiten. Das Institut für Kernenergetik und Energiesysteme (IKE) war bei der Bearbeitung der Punkte (2) und (3) maßgeblich beteiligt. Die vorliegende Doktorarbeit entstand aus der Bearbeitung des Punktes (3). Durch geeignete nicht-nukleare Experimente (Schüttungen aus Stahlkugeln in einem zylindrischen Behälter, wobei die Nachzerfallswärme durch induktive Beheizung simuliert wurde, (Kapitel 3)) sollten die aus der Literatur verfügbaren Dryoutmodelle (genauer: die in ihnen verwendeten Reibungsgesetze) validiert werden.

Die Überprüfung der Modelle erfolgte anhand dreier unterschiedlicher Versuchsreihen:

- In den Siederversuchen wurde für stationäre Siedezustände der sich einstellende Druckgradient gemessen und mit verschiedenen Modellen aus der Literatur verglichen (Kapitel 4.1).
- In den Dryoutversuchen wurde der maximal abführbare Wärmestrom bestimmt und mit Modellen aus der Literatur verglichen (Kapitel 4.2).
- In den Quenchversuchen wurde das Abkühlverhalten einer stark überhitzten Schüttung beim Fluten mit kaltem Wasser untersucht und mit Rechnungen des am IKE entwickelten Systemcodes WABE-2D verglichen (Kapitel 4.3).

2 Untersuchungen über die Kühlbarkeit von Debris-Betten

2.1 Theoretische Arbeiten

2.1.1 Druckfeld beim Durchströmen poröser Medien

2.1.1.1 Einphasige Strömungen

Der Druckabfall in einer vertikalen Strömung setzt sich, bei Vernachlässigung des Beschleunigungsanteils, aus dem hydrostatischen Anteil infolge der Veränderung der geodätischen Höhe und dem Reibungsanteil zusammen:

$$\left(-\frac{dp}{dz}\right)_{tot} = \left(-\frac{dp}{dz}\right)_{grav} + \left(-\frac{dp}{dz}\right)_F \quad \text{Gl. (2-1)}$$

Der hydrostatische Anteil berechnet sich nach

$$\left(-\frac{dp}{dz}\right)_{grav} = \rho \cdot g \quad \text{Gl. (2-2)}$$

Für die Berechnung des Strömungsdruckverlustes in porösen Medien stehen die empirischen Gleichungen nach Darcy (1856) und Ergun (1952) zur Verfügung.

Darcy zeigte, dass für laminare Strömungen ($Re < 3$) der Druckabfall proportional der Leerrohrgeschwindigkeit des Fluids ist, und nur von der dynamischen Viskosität μ und der Permeabilität K abhängt (Gleichung 2-3). Als Leerrohrgeschwindigkeit J eines Fluids wird der Volumenstrom bezogen auf den Gesamtquerschnitt der Schüttung bezeichnet. Die tatsächliche Geschwindigkeit w des Fluids ist daher immer größer als die Leerrohrgeschwindigkeit.

$$\left(-\frac{dp}{dz}\right)_F = \frac{\mu}{K} J \quad \text{Gl. (2-3)}$$

Die Permeabilität beschreibt die Durchlässigkeit des porösen Mediums für ein strömendes Fluid aufgrund seiner geometrischen Eigenschaften. Sie berücksichtigt die Querschnittsverengung sowie die Verlängerung des Strömungsweges für das strömende Fluid. Die Permeabilität kann aus der Hagen-Poiseuille-Gleichung unter Verwendung des hydraulischen Durchmessers abgeleitet werden (Kaviany, 1995). Die Hagen-Poiseuille-Gleichung lautet

$$\left(-\frac{dp}{dz}\right) = \frac{32\mu}{d_h^2} w \quad \text{Gl. (2-4)}$$

Der hydraulische Durchmesser ist als das vierfache Verhältnis von Hohlraumvolumen zur Gesamtoberfläche des porösen Mediums definiert:

$$d_h = \frac{4 \cdot \text{Hohlraumvolumen}}{\text{Oberfläche}} = \frac{4 \cdot \varepsilon}{A_0 \cdot (1 - \varepsilon)} = \frac{d_p \cdot 4 \cdot \varepsilon}{6 \cdot (1 - \varepsilon)} \quad \text{mit } A_0 = \frac{6}{d_p} \quad \text{für Kugeln.} \quad \text{Gl. (2-5)}$$

Eingesetzt in die modifizierte Hagen-Poiseuille-Gleichung ergibt sich

$$w = - \frac{d_h^2}{16 \cdot k_0 \cdot \mu \cdot \tau} \cdot \frac{dp}{dz}, \quad \text{Gl. (2-6)}$$

wobei k_0 ein Formfaktor (für Strömungen in zylindrischen Röhren $k_0 = 2$; für Kugelschüttungen $k_0 = 2.5$) und τ das Verhältnis von effektivem Strömungsweg zu zurückgelegtem Weg in Hauptströmungsrichtung ist (Umwegfaktor). Unter Berücksichtigung, dass die Leerrohrgeschwindigkeit kleiner als die tatsächliche Strömungsgeschwindigkeit ist, ergibt sich

$$J = w \cdot \frac{\varepsilon}{\tau} = - \frac{K}{\mu} \cdot \frac{dp}{dz} \quad \text{Gl. (2-7)}$$

Aus den Gleichungen 2-6 und 2-7 kann die Permeabilität ermittelt werden:

$$K = \frac{\varepsilon^3}{36 \cdot k_0 \cdot \tau^2 \cdot (1 - \varepsilon)^2} d_p^2 = \frac{\varepsilon^3}{36 \cdot k_k \cdot (1 - \varepsilon)^2} d_p^2 \quad \text{Gl. (2-8)}$$

Das Produkt aus k_0 und τ^2 wird auch als Kozeny-Konstante k_k bezeichnet und wird mit einem ungefähren Wert von 5 für Kugelschüttbetten angegeben.

Für höhere Strömungsgeschwindigkeiten steigt der Druckabfall überproportional an. Ergun ergänzte daher die ursprüngliche Gleichung von Darcy mit einem quadratischen Term, der den Einfluss der Trägheitskräfte auf den Druckabfall berücksichtigt (Gleichung 2-9). Analog zur Permeabilität wird für den quadratischen Term die Passabilität definiert, welche ebenfalls nur von den geometrischen Eigenschaften der Schüttung, d_p und ε , abhängt.

$$- \frac{dp}{dz} = \frac{\mu}{K} J + \frac{\rho}{\eta} J |J| \quad \text{Gl. (2-9)}$$

Üblicherweise werden die Permeabilität und Passabilität wie folgt definiert (Kaviany, 1995):

$$K = \frac{d_p^2 \varepsilon^3}{C_1 (1 - \varepsilon)^2} \quad \text{Gl. (2-10)}$$

$$\eta = \frac{d_p \varepsilon^3}{1.75 (1 - \varepsilon)} \quad \text{Gl. (2-11)}$$

Die einphasige Darcy- bzw. Ergun-Gleichung findet in der chemischen Verfahrenstechnik breite Anwendung und hat sich dort als sehr zuverlässig zur Bestimmung des Druckabfalls bewährt. Dementsprechend gut sind die Permeabilität und Passabilität an unterschiedliche Versuchsbedingungen angepasst. Für Kugelschüttungen wird für den Kozeny-Karman-Parameter C_1 ein Wert zwischen 150 und 180 verwendet.

Umgekehrt können mit einem Vergleich des berechneten Reibungsdruckabfalls nach der Ergun-Gleichung aus Druckabfallmessungen bei bekannter Einspeiserate und bekanntem Partikeldurchmesser Rückschlüsse auf die Porosität gezogen werden. Diese Methode wird in Kapitel 3.8.1.2 zur Bestimmung der Porosität verwendet.

2.1.1.2 Zweiphasige Strömungen

Erste Ansätze zur Bestimmung des Reibungsdruckgradienten für Zweiphasenströmungen wurden maßgeblich von Lockhart und Martinelli (1949) für Rohrströmungen entwickelt. Analog zur einphasigen Strömung müssen zur Berechnung des sich einstellenden Druckgradienten ein hydrostatischer Anteil und ein Reibungsanteil berücksichtigt werden. Der hydrostatische Anteil berechnet sich auf der Grundlage einer Gemischdichte, die sich aus den jeweiligen volumetrischen Anteilen der beiden Phasen zusammensetzt:

$$\left(-\frac{dp}{dz} \right)_{grav} = \bar{\rho} \cdot g = (\rho_l \cdot (1 - \alpha) + \rho_g \cdot \alpha) \cdot g \quad \text{Gl. (2-12)}$$

Zur Berechnung des Reibungsdruckgradienten entwickelten Lockhart und Martinelli einen Ansatz, der auf den einphasigen (bekannten) Reibungsdruckgradienten beruht. Die grundlegende Idee ist, dass der Reibungsterm die Summe der einphasigen Reibungsdruckgradienten ist, plus einem Extraterm, der die Interaktion zwischen den Phasen berücksichtigt. Die einphasigen Reibungsanteile berechnen sich als ob die jeweilige Phase alleine durch das Rohr strömen würde:

$$\left(\frac{dp}{dz} \right)_F = \left(\frac{dp}{dz} \right)_{F,l} + \left(\frac{dp}{dz} \right)_{F,g} + C \sqrt{\left(\frac{dp}{dz} \right)_{F,l} \cdot \left(\frac{dp}{dz} \right)_{F,g}} \quad \text{Gl. (2-13)}$$

Der Faktor C berücksichtigt den Turbulenzgrad der Phasen. Der Wert variiert von 5, wenn beide Phasen laminar strömen, bis 20, wenn beide Phasen turbulent strömen (Werte wurden für Rohrströmungen ermittelt).

Mit der einfachen Annahme, dass sich der Druckgradient aus einem hydrostatischen Anteil und einem Reibungsanteil zusammensetzt, lassen sich für Gleichströmungen bereits eine Vielzahl von Phänomenen erklären: wird unterkühltes Wasser mit geringer Geschwindigkeit von unten in einen vertikalen, beheizten Kanal (oder ein poröses Medium) eingespeist, so muss sich im unteren Bereich des Kanals zunächst ein leicht höherer Druckgradient als $\rho_l \cdot g$ einstellen, da zusätzlich zum hydrostatischen Anteil des (einphasigen) Wassers der Druckabfall zur Überwindung der Strömungsverluste berücksichtigt werden muss. Erreicht das Wasser Siedetemperatur, so fällt der hydrostatische Anteil des Druckgradienten aufgrund der abnehmenden Gemischdichte stark ab. Gleichzeitig erhöht sich der Reibungsdruckgradient. Für große Strömungsquerschnitte ist die Abnahme der Gemischdichte aber weiterhin der entscheidende Faktor. Mit zunehmender Verdampfung des Wassers ändert sich der hydrostatische Anteil nur noch gering, während der Reibungsdruckgradient weiterhin ansteigt. In der Folge kann auch der Gesamtdruckgradient wieder ansteigen. Ist das Wasser vollständig verdampft, muss der Druckgradient abfallen; es stellt sich der Druckgradient für eine einphasige Dampfströmung ein. Dieser ist gekennzeichnet durch einen im Vergleich zu Wasser sehr geringen hydrostatischen Anteil und einen im Vergleich zur Zweiphasenströmung geringen Reibungsanteil, da keine Interaktion zwischen den Phasen mehr stattfinden kann (Wegfall des Wurzelterms in Gleichung 2-13).

Diese Methode findet in Reaktorsicherheitsrechnungen kaum Verwendung. Die Gründe hierfür sind, dass das Modell für den wichtigen Fall der Gegenströmung (siehe Kapitel 4.1.1.2) nicht angewendet werden kann, da die Reibungsdruckabfälle der beiden Phasen in entgegengesetzten Richtungen wirken und die Wurzel in Gl.2-13 negativ wird. Weiterhin ist zu erwarten, dass, wie oben gezeigt, bei kleinen Strömungsgeschwindigkeiten der Gravitationsterm die ausschlaggebende Größe darstellt. Zur Berechnung des Gravitationsterms sind geeignete Korrelationen zur Bestimmung des Dampfgehaltes in der Schüttung notwendig, diese sind aber für wassergesättigte, poröse Medien praktisch nicht vorhanden. Die einzig bekannten Veröffentlichungen hierzu sind von Tutu et al. (1984) und Chu et al. (1983).

Ein in Reaktorsicherheitsrechnungen weit verbreiteter Ansatz ist, die in Kapitel 2.1.1.1 für einphasige Strömungen eingeführte Ergun-Gleichung mittels relativer Permeabilität K_r und relativer Passabilität η_r für Zweiphasenströmungen zu erweitern.

Für die flüssige Phase gilt

$$-\frac{dp_l}{dz} = \underbrace{\rho_l \cdot g}_{Gl.2-14a} + \underbrace{\frac{\mu_l}{K \cdot K_{r,l}} J_l + \frac{\rho_l}{\eta \cdot \eta_{r,l}} J_l \cdot |J_l|}_{Gl.2-14b} \underbrace{\left(-\frac{F_i}{1-\alpha} \right)}_{Gl.2-14c}$$

Gl. (2-14)

für die dampfförmige Phase gilt

$$-\frac{dp_g}{dz} = \underbrace{\rho_g \cdot g}_{Gl.2-15a} + \underbrace{\frac{\mu_g}{K \cdot K_{r,g}} J_g + \frac{\rho_g}{\eta \cdot \eta_{r,g}} J_g \cdot |J_g|}_{Gl.2-15b} \underbrace{\left(+\frac{F_i}{\alpha} \right)}_{Gl.2-15c}$$

Gl. (2-15)

Da bei Zweiphasenströmungen die tatsächliche Geschwindigkeit der beiden Phasen unbekannt ist, muss auch hier mit der Leerrohrgeschwindigkeit gearbeitet werden. Die Leerrohrgeschwindigkeit ist der auf den Gesamtschüttungsquerschnitt (Partikel, Dampf, und Flüssigkeitsanteil) bezogene Volumenstrom einer Phase. Die tatsächliche Geschwindigkeit ist aufgrund der Querschnittsverengung verursacht durch die Partikel und die zweite Phase immer größer. Eine genau Bestimmung der tatsächlichen Geschwindigkeit erfordert genaue Kenntnis des Dampfgehaltes; zudem muss berücksichtigt werden, dass es sich bei Zweiphasenströmungen, auch wenn sie als quasistationär bezeichnet werden können, um instationäre Vorgänge handelt.

Die erweiterte Ergun-Gleichung kann zur Berechnung der Dryoutwärmestromdichte, des lokalen Dampfgehaltes und Druckgradienten verwendet werden. Anders als in der im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Methode wird für jede Phase eine eigene Kräftebilanz aufgestellt. Es wird folglich im Gravitationsterm keine Gemischdichte verwendet, sondern es wird für jede Phase die dazugehörige Dichte verwendet; entsprechend werden für den Reibungsterm die jeweils auf das Fluid wirkenden volumetrischen Kräfte (laminaer Anteil, turbulenter Anteil und in den erweiterten Ansätzen die Interphasenreibung F_i) aufsummiert.

Die relativen Permeabilitäten K_r und relativen Passabilitäten η_r berücksichtigen den Einfluss der zusätzlichen Phase gegenüber einer Einphasenströmung, d.h. die Querschnittsverengung und die Verwindung der Strömungspfade. Die Wahl der relativen Permeabilitäten und relativen Passabilitäten hat einen erheblichen Einfluss auf die Berechnung des maximal abführbaren Wärmestroms aus der Schüttung. Normalerweise wird ein Ansatz in der Form α^n bzw. $(1-\alpha)^m$ verwendet. Mit steigendem Exponenten wird die Reibung verstärkt, was letztendlich in einer Reduzierung der berechneten Dryoutwärmestromdichte resultiert. Tabelle 1 fasst die Formulierungen für die relativen Permeabilitäten und relativen Passabilitäten von Lipinski, Reed und Hu & Theofanous zusammen.

Tabelle 2-1: Relative Permeabilitäten und Passabilitäten verschiedener Autoren

	$K_{r,l}$	$\eta_{r,l}$	$K_{r,g}$	$\eta_{r,g}$
Lipinski (1982)	$(1-\alpha)^3$	$(1-\alpha)^3$	α^3	α^3
Reed (1982) bzw. Lipinski (1984)	$(1-\alpha)^3$	$(1-\alpha)^5$	α^3	α^5
Hu & Theofanous (1991)	$(1-\alpha)^3$	$(1-\alpha)^6$	α^3	α^6

Erweiterte Ansätze haben Tung & Dhir (1988) und Schulenberg & Müller (1984) formuliert. Der Hauptunterschied zu den in Tabelle 2-1 genannten Modellen ist eine explizite Berücksichtigung der Interphasenreibung F_i (Klammerausdrücke in Gleichungen 2-14 und 2-15). Die Reibungsformulierungen von Tung & Dhir basieren auf der Berücksichtigung von Strömungsmustern. Abhängig davon werden unterschiedliche Formulierungen für K_r , η_r und Interphasenreibung F_i verwendet. Eine Zusammenfassung dieses Modells befindet sich in Anhang A.

Das Modell von Schulenberg & Müller verwendet folgende Permeabilitäten und Passabilitäten:

$$K_{r,l} = (1-\alpha)^3 \quad \eta_{r,l} = (1-\alpha)^5; \quad K_{r,g} = \alpha^3 \quad \eta_{r,g} = \begin{cases} \alpha^6 & \text{für } \alpha > 0.3 \\ 0.1\alpha^4 & \text{für } \alpha \leq 0.3 \end{cases}$$

Die Interphasenreibung wurde experimentell zu

$$F_i = 350(1-\alpha)^7 \alpha \frac{\rho_l K}{\eta \sigma} (\rho_l - \rho_g) g \left(\frac{J_g}{\alpha} - \frac{J_l}{(1-\alpha)} \right)^2 \quad \text{Gl. (2-16)}$$

bestimmt. Eine kurze Zusammenfassung dieses Modells befindet sich in Anhang B.

Unter Vernachlässigung der Kapillarkräfte kann in erster Näherung der Druckgradient von Wasser und Wasserdampf gleichgesetzt werden. D.h. man hat 2 Gleichungen, mit denen der Druckgradient $-dp/dz$ und der Dampfgehalt α bestimmt werden können. Die Dampfleerrohrgeschwindigkeit berechnet sich aus der Energiebilanz, die Leerrohrgeschwindigkeit für das Wasser berechnet sich aus der Massenerhaltung:

$$J_l = J_l^0 - \frac{\rho_g}{\rho_l} J_g \quad \text{Gl. (2-17)}$$

Mit diesem Modell kann somit für ein gegebenes Paar von J_l und J_g der sich einstellende Druckgradient berechnet werden.

Wird Gleichung 2-17 in Gleichung 2-15 eingesetzt und werden die Druckgradienten von Gleichung 2-14 und 2-15 gleichgesetzt, kann durch das schrittweise Erhöhen der Dampfleerrohrgeschwindigkeit J_g die maximale Dampfleerrohrgeschwindigkeit bestimmt werden. Oberhalb der maximalen Dampfleerrohrgeschwindigkeit sind die Gleichungen 2-14 bzw. 2-15 für einen Dampfgehalt zwischen 0 und 1 nicht mehr

lösbar. Der Dampfgehalt ist in den Gleichungen in den relativen Passabilitäten und den relativen Permeabilitäten enthalten.

Das maximale J_g entspricht der Dampfleerrohrgeschwindigkeit beim Dryout und kann in die entsprechende Dryoutwärmestromdichte umgerechnet werden:

$$\dot{q}_{DHF} = J_{g,\max} \cdot h_{fg} \cdot \rho_g \quad \text{Gl. (2-18)}$$

Es sei an dieser Stelle darauf hingewiesen, dass der Dryoutwärmestrom den Wärmestrom bezogen auf den Gesamtquerschnitt der Schüttung darstellt. Der Wärmestrom von der Kugeloberfläche an das Kühlmittel kann aus ihm nicht direkt abgeleitet werden.

2.1.1.3 Systemcode KESS/ATHLET-CD und Modul WABE 2D

Der Systemcode KESS / ATHLET-CD wird im Rahmen der Reaktorsicherheitsforschung am IKE entwickelt. Er beschreibt den vollständigen Unfallverlauf vom Aufheizen und Ausdampfen des Reaktorkerns in der frühen Phase eines schweren Störfalls bis hin zur Verlagerung von Schmelze in das untere Plenum. Für die Beschreibung der Vorgänge in der späten Phase eines schweren Störfalles kommt dem Modul WABE-2D (WATER BEd) eine besondere Bedeutung zu. Es beschreibt die Kühlbarkeit von porösen Medien mit volumetrischen Wärmequellen. Mehrdimensionale Effekte (Geometrie der Schüttung und des RDB, lokale Porositätsunterschiede, Blockaden, etc.) können durch Verwendung einer (x, y)-Geometrie oder (r, z)-Geometrie (Rotationssymmetrie) berücksichtigt werden. WABE-2D verwendet einen Kontinuumsansatz, bei dem drei Phasen berücksichtigt werden: Wasser, Wasserdampf und das als unbeweglich betrachtete poröse Medium. Die Diskretisierung des Berechnungsfeldes erfolgt in ausreichend groß gewählten Kontrollvolumen, sodass eine makroskopische Betrachtungsweise der Strömung zulässig ist. Das Modul baut auf den Erhaltungsgleichungen von Masse und Energie und dem Kräftegleichgewicht auf. Die Gleichungen werden mittels der Methode der finiten Volumen diskretisiert und mit dem auf Zweiphasenströmungen erweiterten SIMPLE-Algorithmus gelöst.

WABE 2D erlaubt stationäre und transiente Berechnungen und berücksichtigt auch die Effekte des thermischen Nichtgleichgewichts sowie den Einfluss des lokalen Drucks auf die thermophysikalischen Stoffdaten (Mayr et al., 1993). Es kann daher auch zur Simulation von Quenchvorgängen genutzt werden.

2.2 Experimentelle Arbeiten

Im Rahmen der Reaktorsicherheitsforschung wurden seit Anfang der 80er Jahre eine Vielzahl von experimentellen Arbeiten durchgeführt. Dabei wurde sowohl die langfristige Kühlung von Schüttungen unter Sättigungsbedingungen (Dryoutversuche) als auch das Abkühlverhalten von stark aufgeheizten Schüttungen

(Quenchversuche) untersucht. In den Tabelle 2-2 und 2-3 sind die wichtigsten Veröffentlichungen über die experimentellen Arbeiten zusammengestellt. Die in den Dryoutversuchen eingesetzten Methoden zur Simulation der Nachzerfallswärme reichten von einfachen elektrischen Widerstandsheizern, die in die Schüttung eingebettet waren und daher nur eine lokale und sehr inhomogene Beheizung ermöglichten, über induktive Beheizung von Stahlkugeln bis hin zur Versuchen mit UO_2 .

Die wohl aufwendigsten Experimente dieser Art wurden in den „Degraded Core Coolability“ (DCC)-Versuchsreihen in den Sandia National Laboratories durchgeführt. Hier wurden UO_2 -Partikel im Größenbereich von 0.075 bis 12 mm (mittlerer Durchmesser 0.75 mm) durch Neutronenbeschuss in einem Versuchsreaktor beheizt. Der Systemdruck erstreckte sich über einen sehr großen Bereich von 1 bar bis 170 bar. Wichtiges Ergebnis dieser Untersuchungen ist eine starke Abhängigkeit der Dryoutwärmestromdichte vom Systemdruck. Für ein Partikelbett aus im Mittel 1.42 mm großen Partikeln konnte ein Ansteigen der Dryoutwärmestromdichte von knapp 600 kW/m^2 bei 1 bar auf 1400 kW/m^2 bei 50 bar beobachtet werden. Für noch höhere Systemdrücke wurde ein langsames Abfallen der Dryoutwärmestromdichte mit steigendem Systemdruck beobachtet.

Macbeth & Trenberth (1984) verwendeten in ihren Versuchen monodisperse Schüttungen mit Kugeldurchmessern von 0.22 mm bis 5 mm und Schüttbetthöhen von 50 bis 150 mm und eine Widerstandsheizung. Ihre Ergebnisse zeigen eine Abnahme der Dryoutwärmestromdichte mit abnehmendem Kugeldurchmesser. Zusätzlich wurden Druckdifferenzmessungen über die gesamte Betthöhe durchgeführt. Dabei konnte in Abhängigkeit vom Kugeldurchmesser ein Anstieg (für kleine Durchmesser) oder Abfall der Druckdifferenz (für große Durchmesser) beobachtet werden.

Naik & Dhir (1983) führten Versuche an induktiv beheizten Kugelschüttungen mit fester Wassereinspeiserate in den Boden der Schüttung durch. Auch sie stellten bei großen Partikeln ein Abfallen der Druckdifferenz fest und begründeten damit die Notwendigkeit, die Interphasenreibung in den Kräftebilanzen explizit zu berücksichtigen.

In einem modifiziertem Experiment von Hofmann (1984) mit einem induktiv beheizten Schüttbett aus 3 mm Kugeln mit Zufuhr von Wasser in die Schüttung über eine seitlich anstehende Wassersäule konnte im Vergleich mit Wasserzufuhr aus einer Wasservorlage über der Schüttung eine 2.2fach höhere Wärmestromdichte aus der Schüttung abgeführt werden, bevor ein Überhitzen stattfand. Dieser starke Anstieg kann mit Modellen ohne explizite Berücksichtigung der Interphasenreibung nicht erklärt werden (Schmidt et al., 2000).

Tabelle 2-2: Siede- und Dryoutversuche an Partikelbetten

		Bettgeometrie B x T x H bzw. Ø x H	Partikeldurchmesser	Beheizung	System- druck
Macbeth & Trenberth	1984	100 x 30 x von 50 bis 150 mm	0.2 / 0.4 / 0.7 / 1.3 / 2 / 3.2 / 4 / 5 mm Stahlkugeln, M	Elektrisch	1 bar
Reed et al. (DCC-I)	1985	Ø100 x 500 mm	0.075-12 mm (im Mittel 0.75 mm) UO ₂ -Kugeln, P	Nuklear	1-170 bar
Reed et al. (DCC-II)	1985	Ø100 x 500 mm	0.075-8 mm (im Mittel 1.42 mm) UO ₂ -Kugeln, P	Nuklear	1-170 bar
Naik & Dhir	1983	Ø100 bzw. Ø50 x von 95 bis 813 mm	0.6 / 1.6 / 3.2 / 4.7 mm Stahlkugeln, M	Induktiv	1 bar
Décossin	1999	600 x 10 x 60 mm	1.5-7.1 mm Stahlkugeln, M	Induktiv	1 bar
Hofmann	1984	Ø60 x 500 mm	3 mm Stahlkugeln, M	Induktiv	1 bar
Hu & Theofanous	1991	Ø216 x 1016 mm	7-9 mm im Mittel 8 mm gesiebter Sand, P	Elektrisch	1 bar

M: monodispers

P: polydispers

In den Dryoutversuchen war das Hauptaugenmerk, mit Ausnahme von Hofmann (1984) und Naik & Dhir (1983), immer auf den maximal abführbaren Wärmestrom aus einer zylinderförmigen Teststrecke mit Wasserzufuhr aus einer Wasservorlage über der Schüttung gelegt.

Für das Abkühlverhalten stark überhitzter Schüttungen sind nur in sehr begrenztem Umfang Versuche durchgeführt worden. Am Brookhaven National Laboratory wurden Quenchversuche unter Umgebungsdruck mit gesättigtem Wasser durchgeführt. Bei der Zuführung des Kühlmittels von oben konnte in der ersten Phase des Quenchprozesses ein strahlenhaftes Eindringen von Kühlmittel in die Schüttung beobachtet werden. Nach Erreichen des Schüttbettbodens füllte sich dann der Behälter auf. Während dieses Auffüllprozesses wurden die verbleibenden, noch überhitzten Bereiche gequench (Ginsberg et al., 1986). Bei den Bottom-Quench-Versuchen wurde dem Schüttbett das Wasser mit einer Pumpe (Zwangs einspeisung) von unten zugeführt. Hierbei zeigte sich bei kleinen Temperaturen und Wassereinspeiseraten ein homogenes Fortschreiten der Quenchfront mit eindimensionalem Charakter. Bei hohen Temperaturen, gekoppelt mit hohen Einspeiseraten zeigte sich ein komplexe, mehrdimensionale Quenchfront (Tutu et al., 1984).

Tabelle 2-3: Quenchversuche an zylindrischen Schüttbetten

		Bettgeometrie Ø x H	Partikeldurchmesser	Max. Temp.	
Ginsberg et al.	1986	Ø108 x 400 mm	0.89 / 3.18 / 6.35 / 12.7 mm Stahlkugeln, M	1000 K	Top Quench
Tutu et al.	1984	Ø108 x 422 mm	3.18mm Stahlkugeln, M	775 K	Bottom Quench

M=monodispers

P=polydispers

2.3 Ziel der vorliegenden Arbeit

Ziel der vorliegenden Arbeit ist ein besseres Verständnis der Vorgänge von Zweiphasenströmungen in porösen volumetrisch beheizten Medien und der damit eng verbundenen Frage der Kühlbarkeit von Schüttungen mit volumetrischen Wärmequellen. Anhand von Einzeleffektexperimenten (Siedeversuche (Kap. 4.1), Dryoutversuche (Kap. 4.2), Quenchversuche (Kap. 4.3)) soll eine Datenbasis zur Überprüfung der in den Dryoutmodellen enthaltenen Reibungsformulierungen geschaffen werden. Im Gegensatz zu früheren Untersuchungen steht dabei nicht nur die Bestimmung der Dryoutwärmestromdichte im Vordergrund, sondern auch die Messung des Druckgradienten entlang des Schüttbetts während stationärer Siedezustände. Dies ist eine Konsequenz aus den Experimenten von Hofmann (1984). Er hat gezeigt, dass die Bestimmung einer Dryoutwärmestromdichte bei Zufuhr des Wassers von oben nicht ausreichend ist, um die Kühlbarkeit einer Schüttung vollständig zu gewährleisten. In einer Anordnung wie im Experiment von Hofmann hängt der Zustrom des Wassers von der Druckdifferenz zwischen der anstehenden Wassersäule und dem Druck am Schüttbettboden ab. Je höher der Druck der anstehenden Wassersäule gegenüber dem Druck am Schüttbettboden ist, desto mehr Wasser wird in das Schüttbett strömen und demzufolge die Kühlbarkeit erhöhen.

Im Falle der Kühlbarkeit von fragmentiertem Corium im unteren Plenum eines RDB können aufgrund der Geometrie des RDB und der Schüttung selbst ähnliche Effekte wie beim Experiment von Hofmann erwartet werden. D.h. auch beim lokalen Überschreiten des kritischen Dampfvolumenstroms im oberen Zentrum der Schüttung kann Wasser über die Ränder einströmen, da hier der akkumulierte Dampfvolumenstrom vergleichsweise gering ist.

Eine Aussage über das Kühlpotential von ausgeprägt mehrdimensionalen Schüttungen kann daher aus reinen Dryoutversuchen nur bedingt gemacht werden. Die aus eindimensionalen Anordnungen (mit Zufuhr des Wassers von oben) gewonnenen Dryoutwärmestromdichten können aber als konservative Abschätzung verwendet werden, da hier das gesamte zur Kühlung notwendige Wasser den ungünstigen Weg mit hoher Reibung durch die obere Schüttbettkante nehmen muss.

Neben Untersuchungen, die von einem bereits abgekühlten Zustand des fragmentierten Kernmaterials ausgehen (Siede- und Dryoutversuche), müssen auch die transienten Vorgänge beim Abkühlen stark überhitzter Schüttungen berücksichtigt werden. Dies ist von Bedeutung, wenn während des Unfallverlaufs das Notkühlsystem wiederhergestellt werden kann, sich im Reaktorkern oder im unteren Plenum des RDBs aber bereits ein stark überhitztes Schüttbett aus Kernfragmenten gebildet hat. Zusätzlich zu den Reibungsgesetzen muss hier auch der Wärmeübergang von den Partikeln an das Kühlmittel betrachtet werden. Zur Überprüfung der Reibungs- und Wärmeübergangsformulierungen in WABE-2D werden entsprechende Quenchversuche (Top-Flooding und Bottom-Flooding) durchgeführt.

3 Versuchsaufbau

Die Experimente wurden an der am Institut für Kernenergetik und Energiesysteme aufgebauten Debris-Versuchsanlage durchgeführt. Die wichtigsten Komponenten der Anlage sind der instrumentierte Behälter zur Aufnahme des Schüttbetts, der Druckautoklav und der Heißwasserbehälter. Die Beheizung der Schüttung erfolgt induktiv mittels eines HF-Generators und einer Induktionsspule. Die Wärmeabfuhr des erzeugten Dampfes erfolgt über zwei alternativ eingesetzte Wärmetauscher (Kondensatoren). Abbildung 3-1 zeigt die Zusammenbauzeichnung des Versuchstandes für Versuche unter erhöhtem Druck mit Plattenwärmetauscher.

3.1 Autoklav

Die Versuche unter erhöhtem Druck erforderten eine Integration der Versuchsstrecke in einen druckfesten Behälter. Der Druckautoklav aus Edelstahl 1.4571 ist, wie die gesamte Versuchsanlage, für einen Maximaldruck von 40 bar und Temperaturen bis 300°C ausgelegt. Zur besseren Handhabung ist der Druckautoklav über drei lösbare Flanschverbindungen teilbar. Am Autoklaven befinden sich 12 Flanschstützen im Nennweitenbereich von NW25 bis NW200 zum Anschluss von Rohrleitungen und Ventilen sowie zur Durchführung der Anschlüsse für die Induktionsspule (NW125). Die Versuchsstrecke selbst ist auf einer Montageplatte (DN200/PN64) aufgebaut und mittels einer Spannvorrichtung auf dieser fixiert. Durch diese Montageplatte sind auch alle Thermoelementleitungen sowie Drucktransmitterrohre nach außen geführt. Der Autoklav hat einen Innendurchmesser von 625 mm und eine Gesamthöhe von 2.8m.

3.2 Heißwasserbehälter

Der Heißwasserbehälter ist wie der Druckautoklav aus Edelstahl 1.4571 gefertigt und hat im Normalbetrieb ein maximales Speichervolumen von 260 Litern. In ihm befindet sich das zur Versuchsdurchführung verwendete destillierte Wasser. Das Wasser kann mittels eines elektrischen Heizers auf die notwendige Vorlauftemperatur erhitzt werden. Der Heißwasserbehälter und der Autoklav sind mittels eines Rohrsystems verbunden. Je nach Versuchsanforderung kann mit einer Zahnradpumpe Wasser von unten oder von oben in das Schüttbett gespeist werden. Die Fördermenge der Pumpe kann mit Hilfe eines Wirbeldurchflussmessers bestimmt werden. Das in die Versuchsstrecke eingespeiste Wasser kann über einen Überlauf am oberen Ende der Versuchsstrecke zurück in den Heißwasserbehälter fließen. Zusätzlich besteht zwischen Heißwasserbehälter und Autoklav eine Druckausgleichsleitung, die unabhängig vom Kühlmittelkreislauf einen Druckausgleich zwischen beiden Behältern ermöglicht.

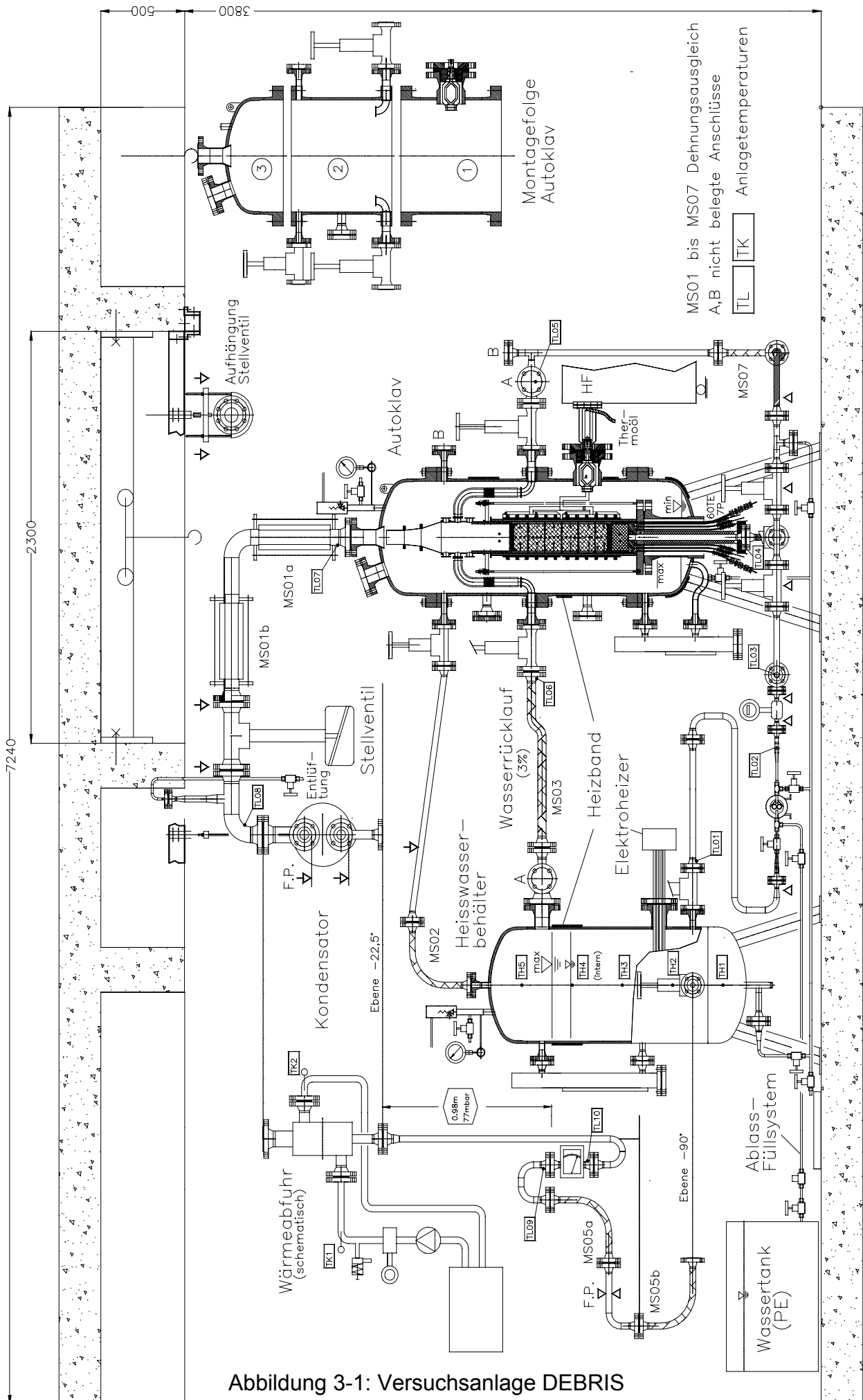


Abbildung 3-1: Versuchsanlage DEBRIS

3.3 Wärmeabfuhrsystem

Zur Wärmeabfuhr (Kondensation des erzeugten Dampfes) wurden zwei verschiedene Wärmetauscher eingesetzt. Bei Druckversuchen, wie in Abbildung 3-1 dargestellt, wird der erzeugte Dampf über eine Dampfleitung (NW80) aus dem Autoklaven geleitet und in einem externen Plattenwärmeübertrager kondensiert. Das Kondensat wird dem Heißwasserbehälter zugeführt. Für Versuche unter Umgebungsdruck wurde, wie in Abbildung 3-2 dargestellt, ein Haubenteil mit integriertem Rohrwendelwärmeübertrager verwendet. In diesem Fall wird der erzeugte Dampf direkt über dem Schüttbett kondensiert und das Kondensat wird von der Wasservorlage aufgenommen. Der Einsatz des Rohrwendelwärmeübertragers erlaubt im Gegensatz zu dem externen Plattenwärmetauscher eine bessere Zugänglichkeit der Versuchsstrecke.

3.4 Versuchsstrecke

Die Versuchsstrecke im Druckautoklaven besteht im wesentlichen aus dem Bettbehälter zur Aufnahme des Schüttbetts, dem Schüttbett selbst, sowie verschiedenen Sensoren zur Druck- und Temperaturmessung.

3.4.1 Bettbehälter

Aufgrund der unterschiedlichen Anforderungen an den Bettbehälter bei Siede- und Quenchversuchen kamen zwei verschiedene Versuchsbehälter zum Einsatz.

Siede/Dryoutversuche:

Für Siede- und Dryoutversuche wurde ein Versuchsbehälter aus Polytetrafluorethylen (PTFE) verwendet. Er besteht aus drei Hohlzylindern und einem Bodenteil, die als gesinterte, 300 mm lange PTFE-Pressrohlinge bezogen wurden und unter Verwendung von Viton-O-Ringen zu einer Gesamthöhe von 870 mm passgenau zusammengesetzt sind. Die Hohlzylinder haben einen Innendurchmesser von 125 mm und eine Wandstärke von 19 mm (Abbildung 3-2).

Quenchversuche:

Aufgrund der hohen thermischen und mechanischen Belastungen bei den Quenchversuchen wurde ein Versuchsbehälter aus Keramik/Quarzglas verwendet (siehe Abbildung 4-43). Der Keramikbehälter aus Al_2O_3 besitzt einen Innendurchmesser von 150 mm und eine Gesamthöhe von 870 mm. Um den Keramikbehälter nach außen hin abzudichten, wurde er mit einem dünnwandigem Quarzglasrohr umgeben. Der aus den unterschiedlichen Außen- bzw. Innendurchmessern resultierende Ringspalt wurde mit einer Keramikmatte ausgefüllt. In diesem Spalt sind die Thermoelementleitungen nach unten geführt.

3.4.2 Temperaturmessung

Die Debris-Versuchsanlage ist mit insgesamt 82 Thermoelementen ausgestattet, davon befinden sich 60 Thermoelemente in und am Schüttbettbehälter. Verwendet werden Inconel-Mantelthermoelemente (Typ N, 1 mm Manteldurchmesser). Alle Thermoelemente sind von unterhalb der Bodenkalotte über Verschraubungen und Führungsrohre in den Autoklaven geführt. Im Druckautoklaven selbst sind sie entlang der Schüttbettbehälteraußenwand nach oben und über Wandbohrungen seitlich zu ihren Messpositionen geführt. Sie sind wie folgt verteilt:

- Auf 13 Betthauptebenen je 3 Thermoelemente zur Messung der Zentraltemperatur und der Temperaturen in der Nähe der Schüttbettwand (Abstand ca. 3-5 mm) sowie auf halben Radius (Thermoelementnummer 1, 2, 3; 5, 6, 7;; 49, 50, 51)
- Auf 12 Bettzwischenenebenen je ein Zentralthermoelement (Thermoelementnummer 4, 8, 12,.....48)
- Auf Schüttbetthöhe $z = 190, 340, \text{ und } 490 \text{ mm}$ jeweils ein Thermoelement zur Messung der Behälteraußenwand (Thermoelementnummer 60, 55, 57)
- In der Keramikugelvorlage und in der Wasservorlage über dem Schüttbett jeweils 2 Thermoelemente (Thermoelementnummer 53, 54 bzw. 52, 56)
- Sowie 2 Thermoelemente zur Messung der Temperatur des Montageflansches (Thermoelementnummer 58, 69)

Die Thermoelemente von zwei aufeinanderfolgenden Hauptebenen sind jeweils um 180° gegeneinander versetzt. Die genaue Lage der Thermoelemente geht aus Abbildung 3-2 und Anhang C hervor.

3.4.3 Differenzdruckmessung

Zur Messung des Differenzdrucks von zwei aufeinanderfolgenden Druckmessebenen (PL0 bis PL7) ist der Schüttbettbehälter mit 8 im Abstand von 100 mm aufgezogenen PTFE-Ringen versehen (siehe Anhang C). Diese Ringe bilden um die Behälteraußenwand umlaufende Ringkammern, die über 8 am Behälterumfang verteilte 2 mm Bohrungen mit dem Schüttbettinnenraum verbunden sind. Von den Ringkammern verlaufen Drucktransmitterleitungen in Form flexibler PTFE-Schläuche (3 mm Innendurchmesser) zu metallischen Anschlussstutzen im Montageflansch. Die piezoresistiven Druckaufnehmer (Messbereich 100 mbar, Genauigkeitsklasse 0.1) sind außerhalb des Druckautoklavs in Form eines Druckaufnehmerrings angeordnet. Mit Druckaufnehmer dp8 wurde bei Versuchen unter Umgebungsdruck die Druckdifferenz zwischen der untersten Ebene PL0 und der Umgebung gemessen; bei Siederversuchen unter erhöhtem Systemdruck wird der Differenzdruck über das gesamte Schüttbett gemessen, d.h. der Differenzdruck zwischen PL0 und PL7.

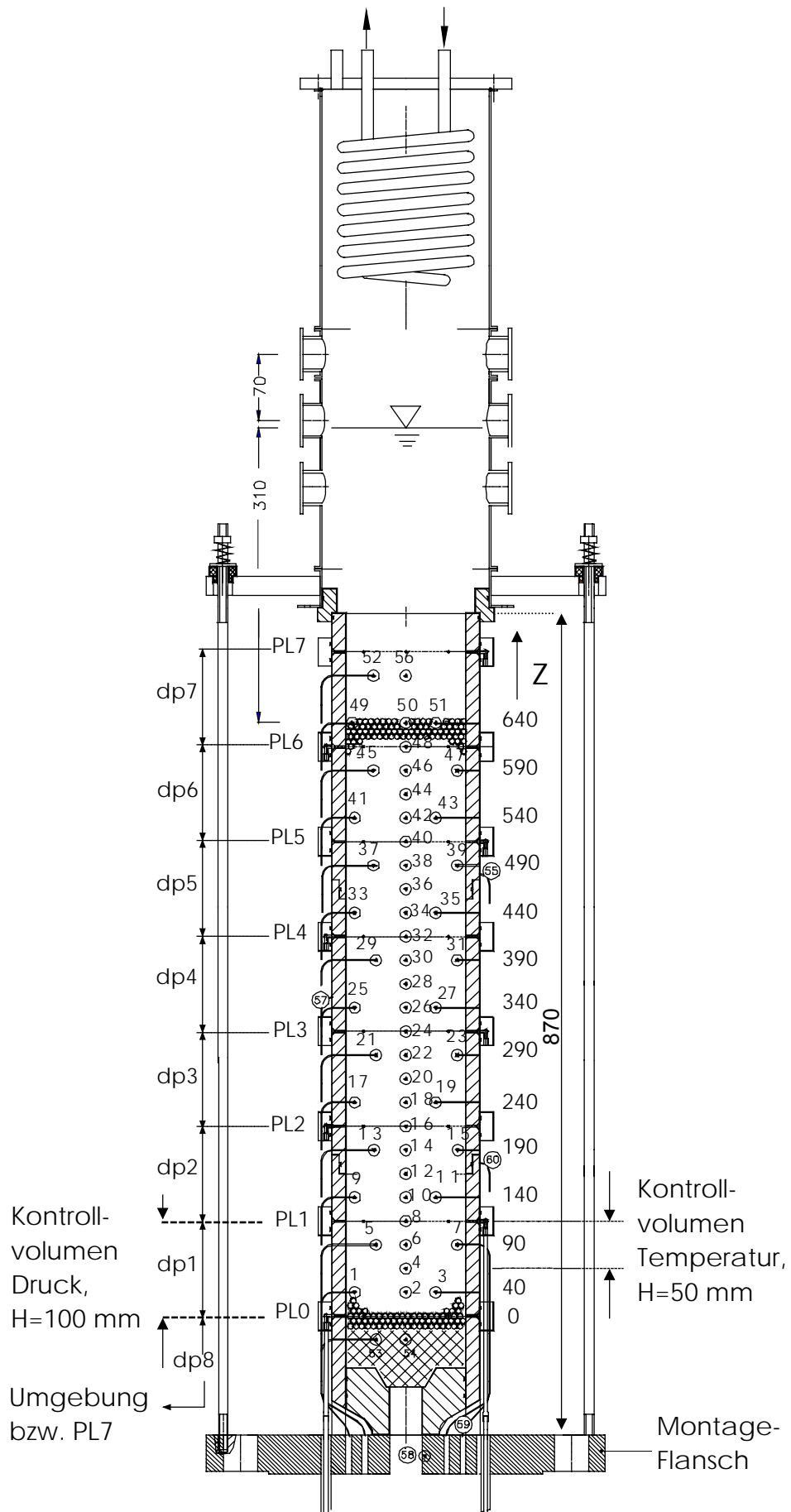


Abbildung 3-2: Druck- und Temperaturmessstellen im PTFE-Schüttbett (• Druck, ⊙ Temperatur)

3.5 Induktive Beheizung

Um die Nachzerfallswärme in einer Schüttung aus geschmolzenem und wiedererstartem Kernmaterial möglichst realitätsnah zu simulieren, wurde eine induktive Beheizung des Schüttbetts gewählt. Die Induktionsspule besteht aus zwei parallel geschalteten Mantelinduktoren mit einer Gesamtlänge von 700 mm und einem Innendurchmesser von 210 mm (Abbildung 3-3). Zu Montagezwecken sind die Induktorschienen an mehreren Stellen über Schraubverbindungen trennbar ausgeführt und durch eine 2 mm starke PTFE-Isolierung gegen Überschlag gesichert. Die Frequenz des Generators beträgt 200 kHz, die nominelle Leistung 140 kW. Allerdings führt ein nicht unerheblicher Teil dieser Leistung zu unerwünschter Aufheizung der Induktionsspule, die deshalb mittels aufgelöteter Kühlkanäle und einem Temperiergerät für den industriellen Einsatz (Single Temperiertechnik) gekühlt werden muss. Aufgrund der unzureichenden Spulenkühlung bei hohen Generatorleistungen ist die maximal einbringbare Heizleistung auf ca. 16 kW begrenzt.



Abbildung 3-3: Induktive Beheizung der Kugelschüttung (PTFE-Behälter)

3.6 Messdatenerfassung

Alle Messdaten werden von einer computergestützten Messdatenerfassung HP1413 mit vorgeschaltetem Tiefpassfilter HP1586E aufgenommen. Die Programmierung der Messdatenerfassung erfolgte mit der Software HP-VEE V4.0. Insgesamt sind an die Datenerfassung 82 Temperaturmessstellen, 2 Durchflussmesser, 8 Differenzdruckaufnehmer und 1 Absolutdruckaufnehmer angeschlossen. Während der Versuche

werden diese Werte kontinuierlich erfasst und am Monitor ausgegeben. Die Abfrage der Messkanäle kann in Zeitintervallen bis herab zu einer halben Sekunde erfolgen.

3.7 Versuchskategorien

Die durchgeführten Versuche lassen sich in drei Kategorien einordnen:

Siedeversuche

In den Siedeversuche steht die Bestimmung der Druckgradienten beim stationären Sieden im Vordergrund. Der sich einstellende Druckgradient ist das Resultat der verschiedenen Kräfte, die auf die Phasen einwirken. Eine Überprüfung der in den Dryoutmodellen enthaltenen Reibungsformulierungen kann somit erfolgen.

Dryoutversuche

In den Dryoutversuchen wird die maximale Heizleistung bestimmt, für die eine bestimmte Bettkonfiguration langfristig kühlbar bleibt. Auch in diesen Versuchen kann anhand der maximal möglichen Dampfgeschwindigkeit eine Überprüfung der Reibungsgesetze erfolgen.

Quenchversuche

Bei den Quenchversuchen wird das Abkühlverhalten stark überhitzter Schüttungen untersucht. Während in den oben genannten Kategorien der Wärmübergang von untergeordneter Bedeutung ist, tritt bei den Quenchversuchen zusätzlich zu den Reibungsgesetzen der Wärmeübergang von Partikel zum Kühlmittel in Erscheinung. D.h. die Fragestellung für diese Versuche ist, wie viel Dampf wird beim Quenchen heißer Schüttungen erzeugt und wie wirkt sich dies auf die Reibung und damit auf das Eindringverhalten des Kühlmittels aus.

3.8 Versuchsparameter

3.8.1 Schüttbetten

Wenngleich bei schweren Störfällen mit Verlagerung von Kernschmelze ins untere Plenum mit einem Schüttbett aus Partikeln vieler verschiedener Formen und Größen gerechnet werden muss (Magallon et al., 1999), ist es für das grundlegende Verständnis der Strömungsvorgänge in porösen Medien notwendig, in einem ersten Schritt monodisperse Betten zu untersuchen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei verschiedene Schüttbettkonfigurationen untersucht.

- monodisperses Schüttbett aus 6 mm Kugeln (Werkstoff 1.4401)
- monodisperses Schüttbett aus 3 mm Kugeln (Werkstoff 1.4301)

Durch Glühen der Kugeln in einem Kammerofen bei 860°C bis 900°C mit anschließender langsamer Abkühlung wurde eine dünne Oxidschicht auf die Kugeloberflächen aufgebracht, welche sich während der Versuche als äußerst stabil gegenüber dem verwendeten Kühlmittel erwies. Diese Oxidschicht ist notwendig, um

die Kugeln gegeneinander zu isolieren, damit sich keine Ringströme innerhalb der Schüttung bilden können, welche zu einer ungewollten Verschmelzung der Kugeln und damit zur Zerstörung des Bettes führen können. Eine Draufsicht auf eine Schüttung mit 6 mm Kugeln ist in Abbildung 3-4 dargestellt.

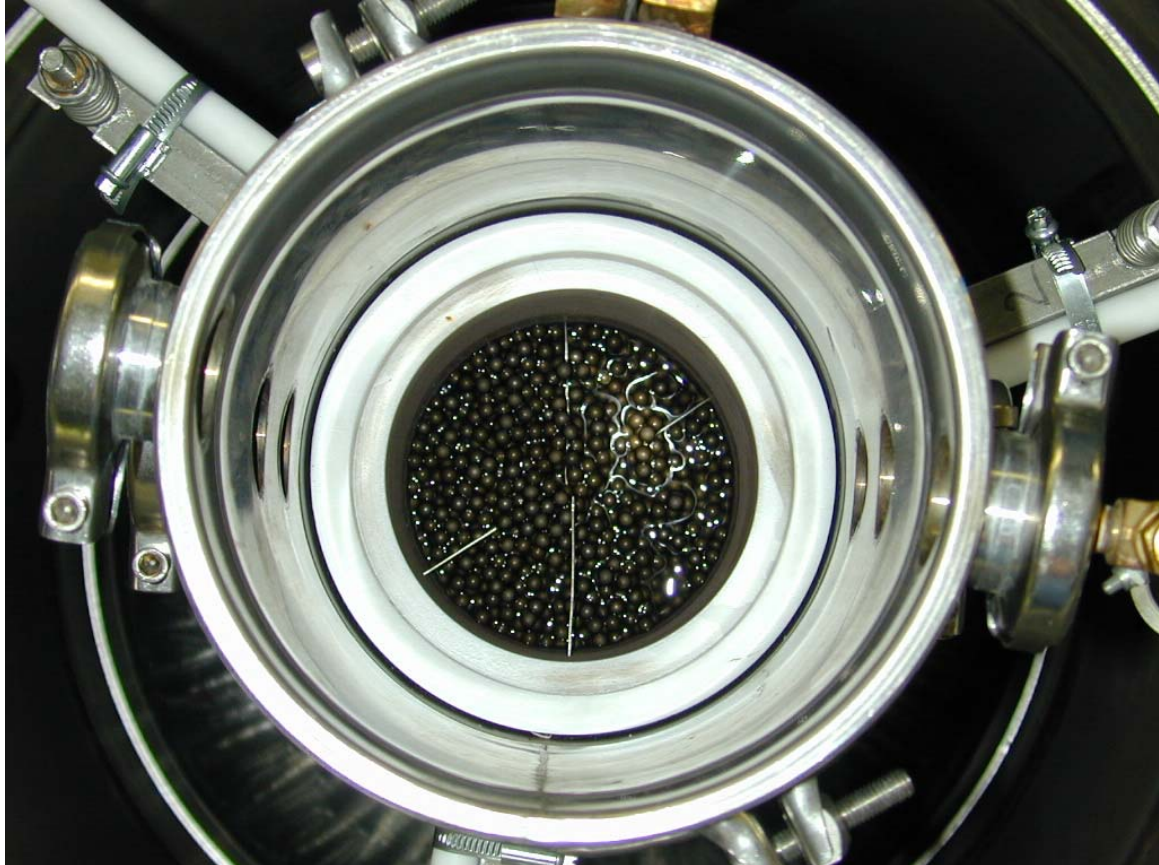


Abbildung 3-4: Draufsicht auf eine Kugelschüttung (Siedebett mit 6 mm Kugeln)

3.8.1.1 Charakterisierung der untersuchten Schüttbetten

Ausgehend von der einphasigen Ergun-Gleichung wird der Druckabfall in durchströmten porösen Medien maßgeblich von zwei geometrischen Größen beeinflusst: der Porosität und dem Kugeldurchmesser.

3.8.1.2 Porosität

Als Porosität ε wird der Anteil des Porenvolumens am Gesamtvolumen bezeichnet:

$$\varepsilon = \frac{V_{\text{Hohlraum}}}{V_{\text{gesamt}}} \quad \text{Gl. (3-1)}$$

In monodispersen Kugelschüttungen kann die Porosität je nach Packungsstruktur zwischen 47.6% und 26.0% liegen. Die hohe Porosität entspricht dabei der

kubischen Anordnung der Kugeln, wobei jede Kugel 6 weitere Kugeln berührt; der kleinere Wert entspricht der rhomboedrisch tetragonalen Anordnung, wobei jede Kugel 12 Nachbarn besitzt. In Zufallsschüttungen kommen diese Extremwerte nicht vor. Hier kann von einer Porosität von 0.4 ± 0.03 ausgegangen werden, wobei die Porosität unabhängig vom Kugeldurchmesser ist.

Zur Porositätsbestimmung wurden für jede Schüttbettkonfiguration einphasige Durchströmversuche durchgeführt und mit den theoretischen Werten der Ergun-Gleichung verglichen. Abbildung 3-5 zeigt Druckabfallmessungen der einzelnen Druckkontrollvolumen bei unterschiedlichen Wasserleerrohrgeschwindigkeiten für das 3 mm und das 6 mm Schüttbett. Beste Übereinstimmung wurde mit einer mittleren Porosität von 0.39 erzielt.

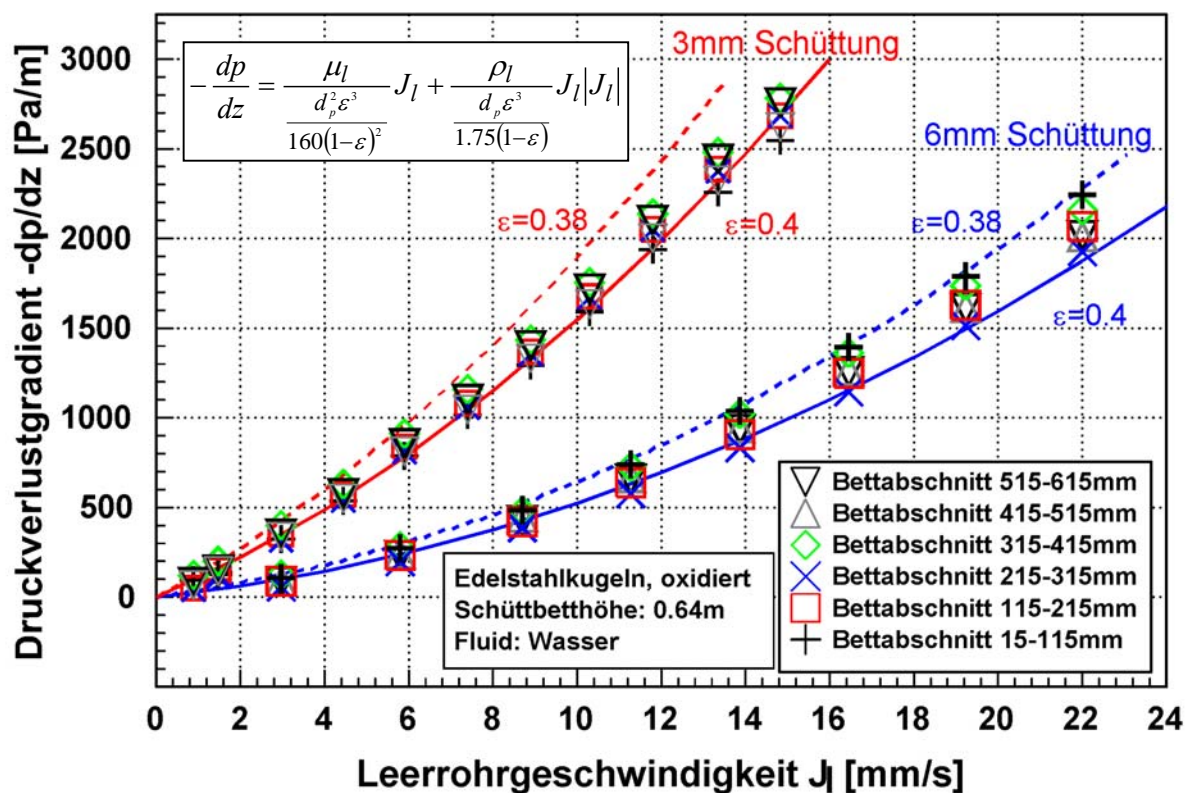


Abbildung 3-5: Druckverlustgradient in den einzelnen Bettebenen über der Leerrohrgeschwindigkeit. Vergleich experimenteller Daten mit theoretischen Ergebnissen der Ergun-Gleichung

Die Porosität lässt sich auch aus dem Verhältnis des Gewichts der Schüttung (39 kg) zum Gewicht eines massiven Stahlzylinders mit gleichem Volumen berechnen (96 kg); hierbei wird eine Porosität von 0.4 ermittelt.

3.8.1.3 Kugeldurchmesser

Der Kugeldurchmesser bestimmt die Größe der Poren innerhalb der Schüttung. Bei kleinem Kugeldurchmesser ist die Porengröße klein, allerdings entstehen bei kleinen

Kugeldurchmessern deutlich mehr Porenräume pro Volumeneinheit, sodass die Porosität unabhängig vom Kugeldurchmesser ist. Der Reibungsdruckabfall steigt mit kleiner werdenden Porendurchmessern an. Dies zeigt sich auch in der starken Zunahme der Gesamtoberfläche der Kugeln bei kleinen Durchmessern. Tabelle 3-1 fasst die Eigenschaften der monodispersen Schüttbetten zusammen.

Tabelle 3-1: Betteigenschaften

	6 mm Bett	3 mm Bett
Schüttbetthöhe	640 mm	
Schüttbettdurchmesser	125 mm	
Gewicht der Kugeln	39 kg	
Porosität	0.39±0.03	
Permeabilität	$4.3 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$	$1.1 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2$
Passabilität	$3.6 \cdot 10^{-4} \text{ m}$	$1.8 \cdot 10^{-4} \text{ m}$
Zahl der Kugeln	44 000	352 000
Oberfläche der Kugeln	$4.9 \text{ m}^2 (399 \text{ m}^2/\text{m}^3)$	$9.9 \text{ m}^2 (806 \text{ m}^2/\text{m}^3)$

3.8.2 Heizleistung

Die in die Schüttung eingebrachte Heizleistung ist von der eingestellten Generatorstufe und dem Kugeldurchmesser des Schüttbetts abhängig. Sie ist nicht direkt messbar, sondern muss anhand von Aufheizversuchen kalibriert werden. Dazu wird das kalte, flüssigkeitsgesättigte Schüttbett, d.h. der Wasserspiegel ist auf dem Niveau der Schüttbettoberkante, aufgeheizt. Anhand des mittleren Temperaturanstiegs der 3 Thermoelemente einer Hauptebene und der Zeit, die notwendig ist, um ein bestimmtes Temperaturintervall zu durchschreiten, kann die volumetrische Heizleistung für ein Kontrollvolumen nach folgender Gleichung bestimmt werden:

$$\dot{Q}_{vol} = (c_{p,st} \cdot \rho_{st} \cdot (1 - \varepsilon) + c_{p,l} \cdot \rho_l \cdot \varepsilon) \cdot \frac{dT}{dt} \quad \text{Gl. (3-2)}$$

Die Heizleistungsverläufe der monodispersen Schüttungen zeigen in axialer Richtung einen sehr homogenen Verlauf mit Abweichungen von ±10% (Abbildung 3-6). Die Abweichungen sind hauptsächlich auf die Zerteilung der Induktionsspule zurückzuführen. Ein leichter Abfall der Heizleistung an den Spulenden sowie im Spalt zwischen den Spulenhälften ist erkennbar. In radialer Richtung zeigt sich in der Nähe der Schüttbettwand ebenfalls eine schwächere Ankopplung der Kugeln. Die eingebrachte Heizleistung ist weiterhin vom Kugeldurchmesser abhängig. Bei gleicher Generatoreinstellung zeigt das Schüttbett aus 3 mm Kugeln eine um 20% geringere eingebrachte Heizleistung bei sonst unveränderter Charakteristik.

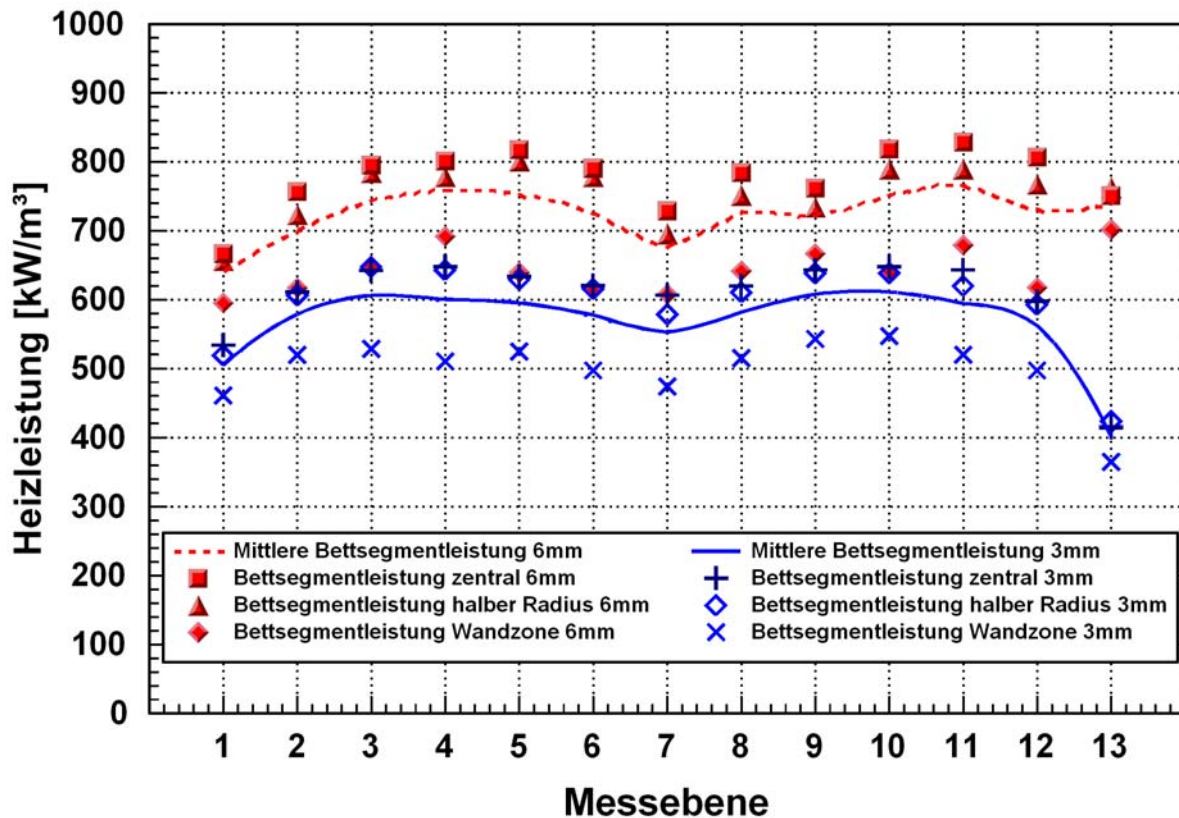


Abbildung 3-6: Einfluss des Kugeldurchmessers auf den Heizleistungsverlauf (Generatorstufe 3)

3.8.3 Systemdruck

Die Siede- und Dryout-Experimente wurden bei Umgebungsdruck (1bar) und unter erhöhtem Systemdruck (3bar) durchgeführt.

Die Quenchversuche wurden nur bei Umgebungsdruck durchgeführt.

3.8.4 Wasser- und Dampfgeschwindigkeit

In den Siedeeexperimenten wird der Druckgradient, außer vom Kugeldurchmesser, maßgeblich von der Wasser- und Dampfgeschwindigkeit beeinflusst. Als Versuchsparameter wurde daher in diesen Versuchsreihen die Heizleistung und damit die Dampfgeschwindigkeit von sehr geringen Werten bis zu Leistungen nahe am Dryout eingestellt. Zusätzlich wurden Versuchsreihen mit Wassereinspeisung von unten in den Versuchsbehälter durchgeführt.

3.8.5 Schüttbettemperaturen bei den Quenchversuchen

Bei den Quenchversuchen wurde als maßgeblicher Versuchsparameter die anfängliche Betttemperatur variiert sowie die Art der Wassereinspeisung. Bei Quenchversuchen, bei denen das Kühlmittel von oben („Top-Flooding“) auf die überhitzte Schüttung aufgebracht wird, wurde die Starttemperatur T_0 (mittlere Schüttbettemperatur) von 309°C bis 787°C variiert. Bei Versuchen mit Wasserzufuhr von unten wurde die Starttemperatur von 234°C bis 430°C variiert.

3.9 Strömungsformen

Aufgrund der Strömungsrichtung der flüssigen Phase lassen sich zwei verschiedene Strömungsformen unterscheiden.

3.9.1 Gegenströmung

Diese Strömungsform stellt sich ein, wenn kein zusätzliches Wasser von unten in das Schüttbett eingespeist wird. Für einen stationären Siedezustand ist es deshalb erforderlich, dass das verdampfte Wasser innerhalb der Schüttung durch einen Zustrom von Wasser aus der Flüssigkeitsvorlage ersetzt wird. D.h., um ein Austrocknen der Schüttung zu verhindern, muss das einströmende Wasser im Gegenstrom (J_l negativ) zum aufsteigenden Dampf (J_g positiv) nach unten fließen. Wird am Schüttbettboden kein Wasser abgezogen oder zugeführt, so gilt über die gesamte Schüttbettlänge $m_l = -m_g$. Der mittlere Gesamtmassenstrom über einen beliebigen Querschnitt senkrecht zur Bettachse der Schüttung ist folglich immer Null. Es gibt demzufolge für diesen Fall auch keine Hauptströmungsrichtung. Eine Definition von x , dem Verhältnis von Dampfmassenstrom zum Gesamtmassenstrom, welches in Zweiphasenströmungen normalerweise verwendet wird, erscheint ebenfalls wenig sinnvoll.

Im Falle der Gegenströmung wirken die Partikel/Flüssigkeitsreibung F_{pl} und die Interphasenreibung F_i an der flüssigen Phase in Richtung der positiven z -Achse. Beide Kräfte verursachen demzufolge eine Reduzierung des Druckgradienten $-dp/dz$. An der Dampfphase wirken umgekehrt die Partikel/Dampfreibung F_{pg} und die Interphasenreibung F_i entgegen der z -Achse. Beide Kräfte erhöhen somit den Druckgradienten $-dp/dz$.

3.9.2 Gleichströmung

Im reinen Gleichströmungsfall wird dem Schüttbett von unten mehr Wasser zugeführt als durch die eingebrachte Heizleistung verdampft werden kann. Somit steigen Dampf und flüssige Phase im gesamten Schüttbett im Gleichstrom auf. An der flüssigen Phase wirken jetzt die Partikel/Flüssigkeitsreibung F_{pl} und die Interphasenreibung F_i in entgegengesetzte Richtungen. Die Partikelreibung führt jetzt zu einer Erhöhung des Druckgradienten $-dp/dz$, die Interphasenreibung zu einer

Absenkung. In Modellen ohne Interphasenreibung kann demzufolge der berechnete Druckgradient niemals unter $\rho_l \cdot g$ abfallen. An der Dampfphase wirken, analog zu den Gegenstrombedingungen, die Partikel/Dampfreibung F_{pg} und die Interphasenreibung F_i entgegen der Strömungsrichtung. Beide Kräfte verursachen deshalb eine Erhöhung des Druckgradienten $-\text{dp}/\text{dz}$.

Für sehr kleine Wassereinspeiseraten $m_{\text{ein}} \ll m_{\text{verdampft}}$ stellt sich im unteren Teil des Schüttbetts eine Gleichströmung ein und im oberen eine Gegenströmung. Die Aussagen aus Kapitel 3.9.1 und 3.9.2 behalten auch für diesen Fall ihre Gültigkeit.

Zum besseren Verständnis sind die auf die beiden Phasen wirkenden Kräfte sowie deren Einfluss auf den Druckverlauf in der Schüttung in Abbildung 3-7 skizziert.

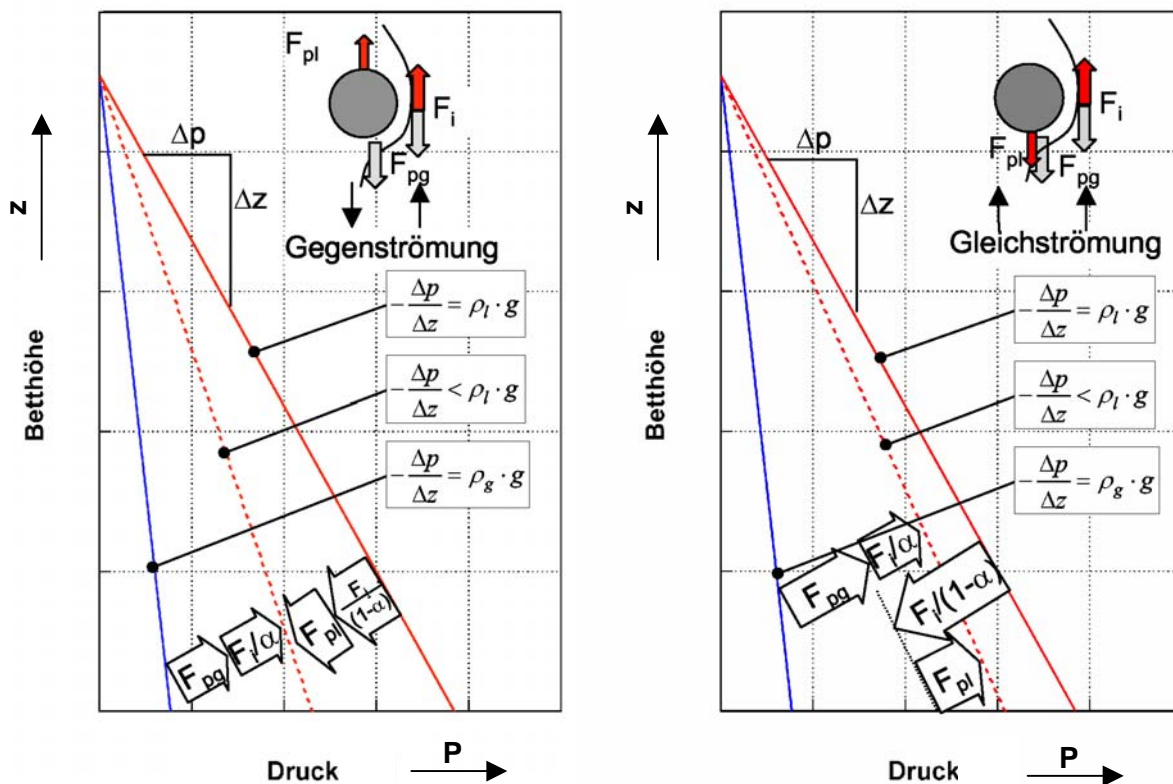


Abbildung 3-7: Wirkungsrichtung der an den Phasen angreifenden Kräfte

Im Falle der Gegenströmung muss sich, wenn ein Modell nach der erweiterten Ergun-Gleichung vorausgesetzt wird, aufgrund dieser Kräfte der Druckgradient $-\text{dp}/\text{dz}$ zwischen $\rho_g \cdot g$ und $\rho_l \cdot g$ einstellen. Bei Gleichströmung kann sich auch ein Druckgradient größer $\rho_l \cdot g$ einstellen. Dies ist abhängig vom Verhältnis der Interphasenreibung zur Partikel/Wasserreibung. Ist $|F_i/(1-\alpha)| > |F_{pl}|$, stellt sich (wie in Abbildung 3-7, rechts dargestellt) ein kleinerer Druckgradient ein. Dies ist der Fall bei kleinen Wassereinspeiseraten. Umgekehrt ist bei $|F_i/(1-\alpha)| < |F_{pl}|$ der Druckgradient größer als $\rho_l \cdot g$. Dieser Fall ist bei hohen Wassereinspeiseraten zu erwarten.

4 Versuchsergebnisse

4.1 Siedeeperimente

Der zentrale Untersuchungspunkt der Siedeeperimente ist die Überprüfung der in den Dryoutmodellen enthaltenen Reibungsformulierungen anhand der gemessenen Druckgradienten für stationäre Siedezustände. Aus den Bedingungen der Stationarität folgen die lokalen Massenströme aus den Erhaltungsgleichungen. Der Dampfmassenstrom und damit auch die Dampfleerrohrgeschwindigkeit ergibt sich aus der Energiebilanz. Dazu wird vereinfachend angenommen, dass die in den Kalibrierversuchen bestimmte Heizleistung vollständig durch Verdampfung abgeführt wird, bzw. bei Versuchen mit zusätzlicher Wassereinspeisung von unten die eingebrachte Heizleistung im unterkühlten Teil der Schüttung zur sensiblen Aufheizung des Wassers auf Sättigungstemperatur dient.

$$J_g(z) = \frac{\dot{Q}_{vol}(z - z_{Siede})}{\rho_g \cdot h_{fg}}, \quad z \geq z_{Siede} \quad \text{Gl. (4-1)}$$

$$J_g(z) = 0 \quad 0 < z < z_{Siede}$$

Der lokale Wassermassenstrom ergibt sich aus der Kontinuitätsgleichung:

$$J_l = J_l^0 - \frac{\rho_g}{\rho_l} \cdot J_g \quad \text{Gl. (4-2)}$$

wobei J_l^0 den eingespeisten Wasservolumenstrom bezogen auf den Schüttungsquerschnitt am Schüttbettboden ($z=0$) beschreibt.

Darstellung der Versuchsergebnisse:

Bei den Siedevorgängen im Schüttbett handelt es sich um ausgeprägt stochastische Vorgänge. Dadurch wird während eines Versuchs keine konstante Druckänderung gemessen, sondern es werden zum Teil sehr starke Schwankungen um einen während des Versuches konstanten Mittelwert gemessen (Abbildung 4-1). Eine Auswertung der gemessenen Einzelwerte ergibt annähernd eine Normalverteilung (Abbildung 4-2). Die hier dargestellten Druckgradienten berechnen sich daher in der Regel aus dem Mittelwert aller gemessenen Einzelwerte eines Bettsegments während einer Messdauer von 5 Minuten.

Im Gegensatz zu adiabaten Wasser/Luft-Versuchen ist bei Versuchen mit volumetrischer Beheizung zu beachten, dass die Dampfleerrohrgeschwindigkeit innerhalb der Schüttung nicht konstant ist, sondern mit steigender Betthöhe ansteigt. Deshalb ist es erforderlich, die in einem Kontrollvolumen gemessenen

Druckänderungen einer aus Eintrittsgeschwindigkeit und Austrittsgeschwindigkeit gemittelten Dampfleerrohrgeschwindigkeit (und Wasserleerrohrgeschwindigkeit) zuzuordnen.

Da der Druckgradient $-dp/dz$ nach den Modellen für eine gegebene Schüttbettkonfiguration nur von den lokalen Leerrohrgeschwindigkeiten der beiden Phasen abhängig ist, lassen sich alle Versuche, auch bei unterschiedlicher Heizleistung, in einem Diagramm darstellen. Abbildung 4-3 verdeutlicht dies. Sie zeigt beispielhaft die gemessenen Druckgradienten über der Dampfleerrohrgeschwindigkeit für drei Generatorstufen (vom Druckgradienten ist der hydrostatische Anteil von Wasser (einphasig) abgezogen). Für jede Generatorstufe sind 6 Datenpunkte eingetragen. Der Datenpunkt mit der jeweils geringsten Dampfleerrohrgeschwindigkeit entspricht dem untersten Bettsegment dp1, der Datenpunkt mit der jeweils höchsten Dampfleerrohrgeschwindigkeit dem obersten Bettsegment dp6 (Akkumulierung des Dampfstromes). Die Segmente dp7 und dp8 sind in diesem Zusammenhang nicht von Bedeutung. Aus Gründen der Übersichtlichkeit ist in den folgenden Kapiteln auf eine Aufschlüsselung nach Generatorstufen verzichtet worden; dies hat zur Folge, dass eine direkte Zuordnung einer Druckmessung zum dazugehörigen Bettsegment nicht mehr möglich ist.

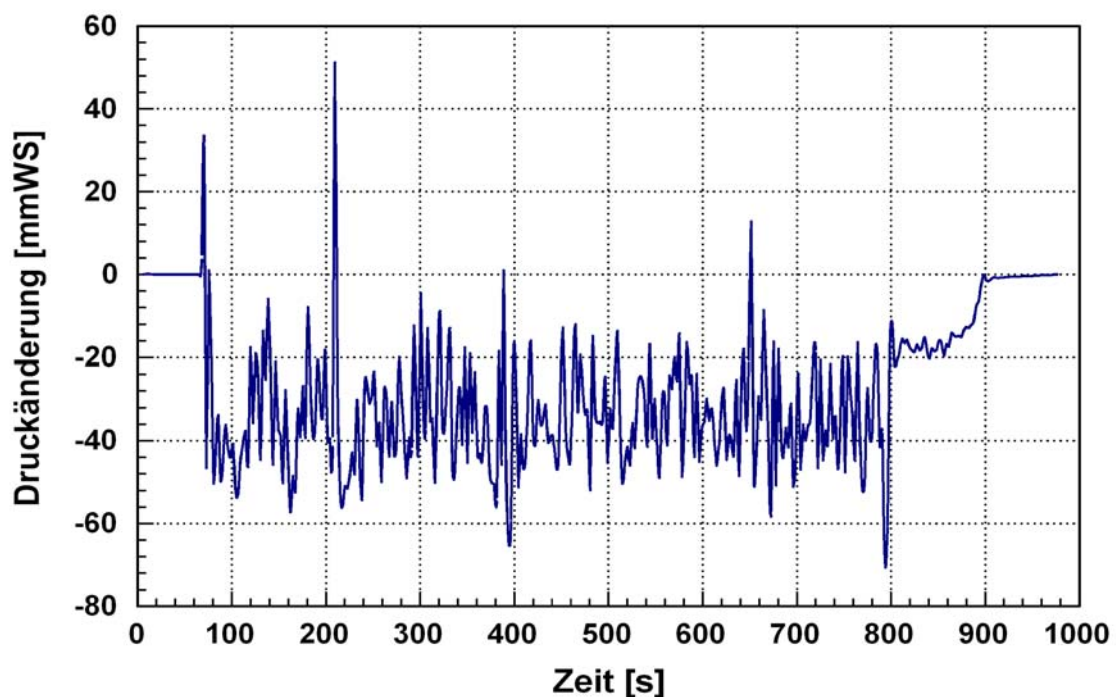


Abbildung 4-1: Druckverlauf während einer Messung (6 mm Kugeln)

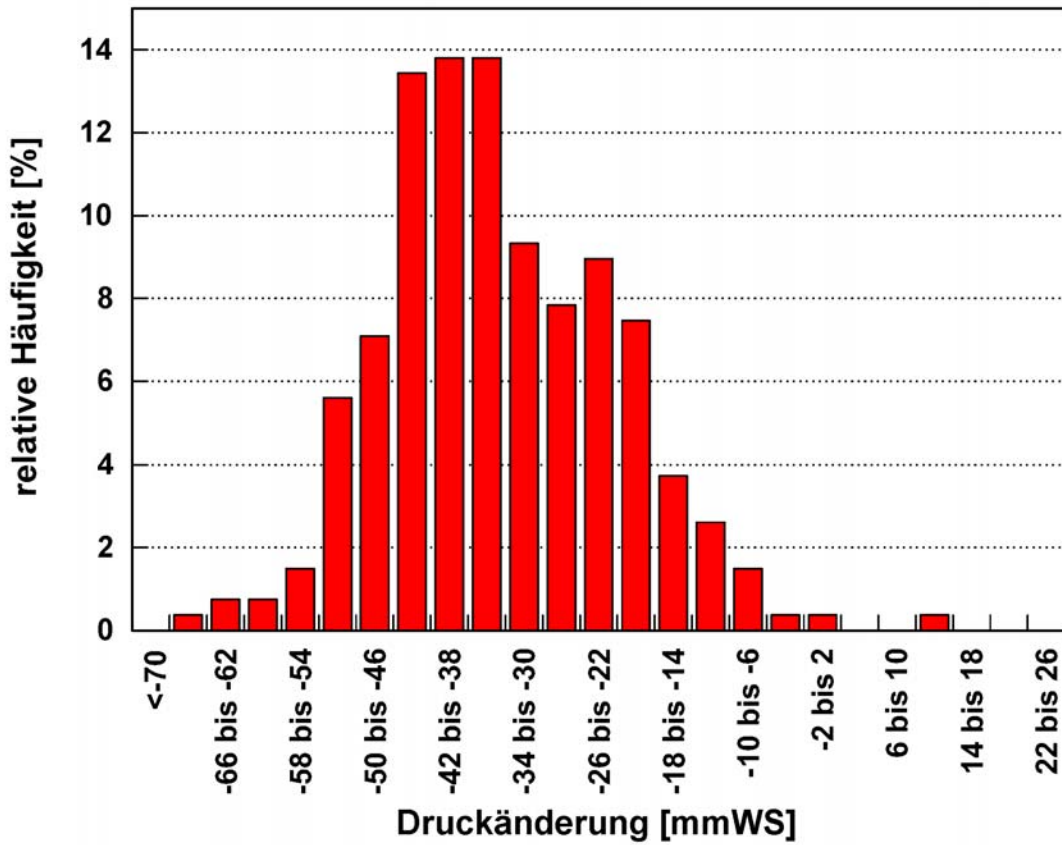


Abbildung 4-2: Verteilung der gemessenen Einzelwerte aus Abbildung 4-1

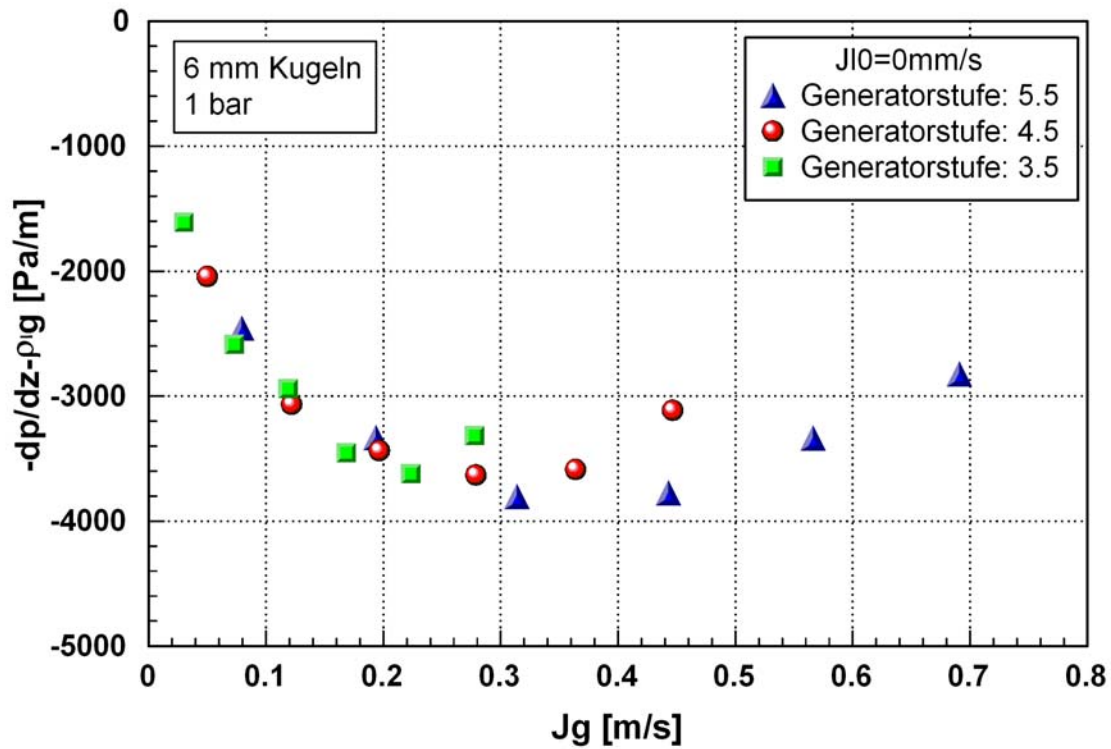


Abbildung 4-3: Gemessene Druckgradienten über der Dampferrohrgeschwindigkeit für drei verschiedene Generatorstufen

4.1.1 Siedeexperimente mit dem Schüttbett aus 6 mm Kugeln

Abbildung 4-4 zeigt die gemessenen Druckgradienten im Schüttbett aus 6 mm Kugeln bei Wassereinspeiseraten von $J_1^0=7.2$ mm/s, 2.9 mm/s (beide Gleichstrom) und 0 mm/s (keine Wassereinspeisung, Gegenstrom). Bei allen Versuchen ist bei kleinen Dampfleerrohrgeschwindigkeiten ein deutliches Abfallen des Druckgradienten $-dp/dz$ im Vergleich zum Referenzwert des statischen, wassergesättigten Schüttbetts zu erkennen.

Im Fall der Gegenströmung ist im Bereich von Dampfleerrohrgeschwindigkeiten bis zu 0.2 m/s ein steiles Abfallen des Druckgradienten erkennbar; im weiteren Verlauf bleibt der gemessene Druckgradient bei -3800 Pa/m auf einem relativ konstanten Niveau. Für $J_g > 0.8$ m/s schließt sich ein Übergangsbereich zum Dryout an (siehe Kapitel 4.2).

Für Versuche mit zusätzlicher Wassereinspeisung ist der gemessene Druckgradient bei entsprechender Dampfleerrohrgeschwindigkeit höher. Der Druckgradient bleibt bei einer Einspeiserate von 2.9 mm/s bis zu einer Dampfleerrohrgeschwindigkeit von 0.45 m/s auf einem Plateau von -2500 Pa/m. Für höhere Dampfleerrohrgeschwindigkeiten ist ein deutliches Ansteigen zu erkennen. Bei einer Dampfleerrohrgeschwindigkeit von 0.7 m/s wird fast der Ausgangsdruckgradient der statischen Wassersäule erreicht. Ähnliches gilt für die hohe Einspeiserate von 7.2 mm/s. Hier ist das Unterschreiten des Ausgangsdruckgradienten nicht sehr ausgeprägt. Er wird ab einer Dampfleerrohrgeschwindigkeit von 0.2 m/s sogar überschritten. Ein Dryout oder ein Übergangsverhalten zum Dryout kann bei Gleichstrom-Versuchen nicht festgestellt werden, da der Schüttung mehr Wasser zugeführt als verdampft wird. Die im Diagramm dargestellte maximale Dampfleerrohrgeschwindigkeit ist daher nicht durch die Kühlbarkeit der Schüttung limitiert, sondern aufgrund der maximal einbringbaren Heizleistung durch die Induktionsspule.

Abbildung 4-5 zeigt einen Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den in Abschnitt 2.1.1.2 dargestellten Modellen für den Fall der reinen Gegenströmung. Generell kann ein qualitativ unterschiedlicher Druckgradientenverlauf in den Modellen mit und ohne explizite Berücksichtigung der Interphasenreibung festgestellt werden:

- (a) Die Druckgradienten der Modelle ohne explizite Berücksichtigung der Interphasenreibung (z.B. Reed, Hu & Theofanous, Lipinski) bleiben bis kurz vor dem Erreichen des Dryouts (entspricht der maximalen Dampfleerrohrgeschwindigkeit) auf nahezu konstantem Niveau. In der Nähe des Dryouts fällt der Druckgradient sehr steil ab.
- (b) Die Druckgradienten der Modelle mit expliziter Berücksichtigung der Interphasenreibung (z.B. Tung & Dhir, Schulenberg & Müller) fallen schon bei kleinen Dampfleerrohrgeschwindigkeiten steil ab und bleiben dann über einen weiten Bereich auf konstant niedrigem Niveau oder steigen wieder leicht an. In der Nähe des Dryouts fällt der Druckgradient ebenfalls stark ab.

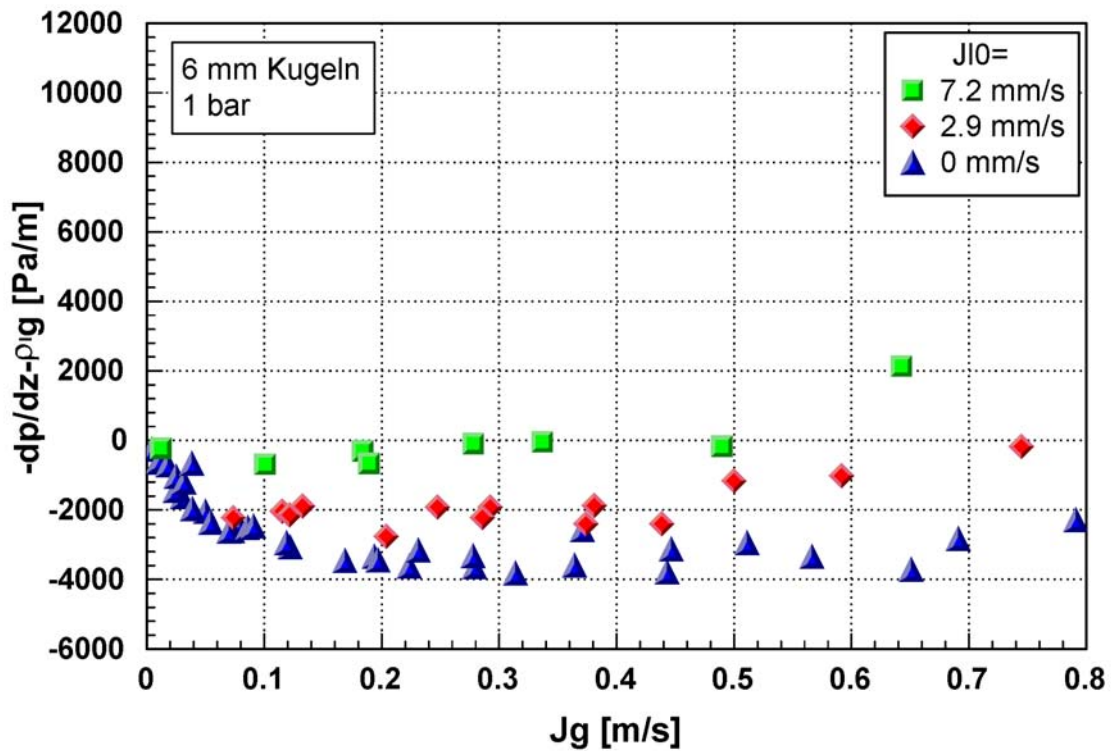


Abbildung 4-4: Gemessene Druckgradienten im Schüttbett mit 6 mm Kugeln für Wasserleerrohrgeschwindigkeiten J_1^0 von 0 mm/s, 2.9 mm/s und 7.2 mm/s

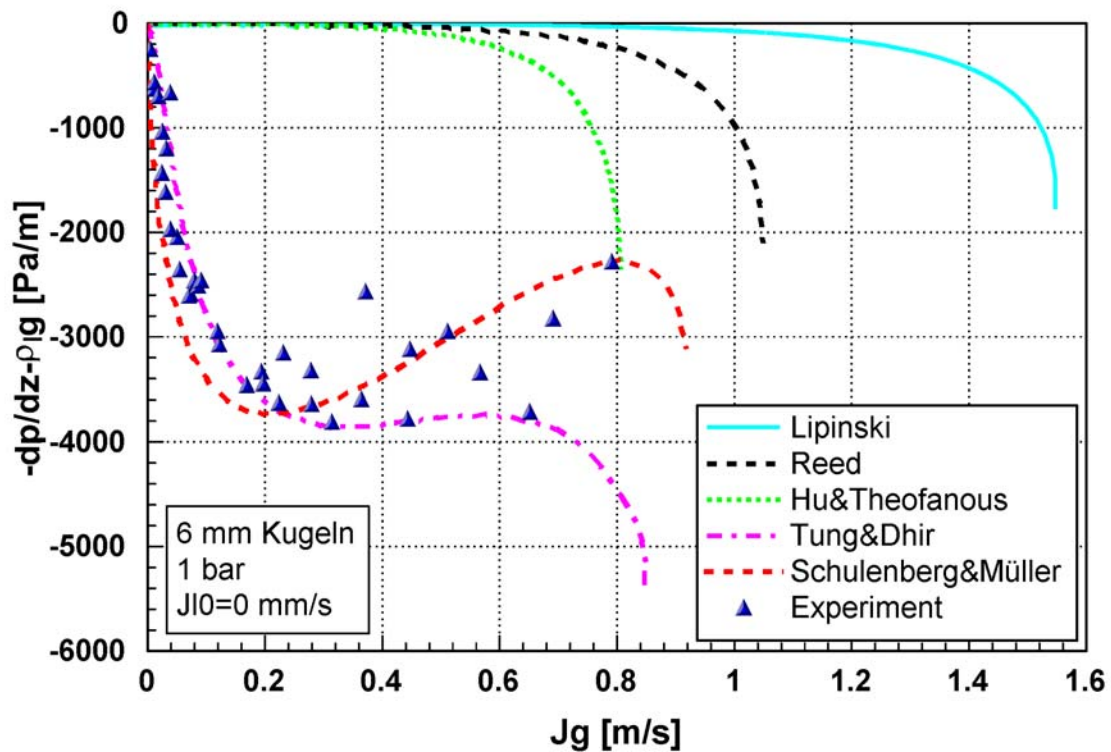


Abbildung 4-5: Vergleich der experimentellen Druckgradienten für das Schüttbett mit 6 mm Kugeln mit theoretischen Ergebnissen verschiedener Modelle aus der Literatur für reine Gegenströmung

Grundsätzlich kann der Druckgradientenverlauf von Modellen ohne zusätzlichen Term für die Interphasenreibung im Experiment nicht bestätigt werden. Der Druckgradient fällt im Experiment für kleine Einspeiseraten deutlich unter den einer statischen Wassersäule, auch bei größeren Einspeiseraten ist noch ein leichtes Unterschreiten zu erkennen. Es ist deshalb notwendig, wie bei Schulenberg & Müller oder Tung & Dhir, die Interphasenreibung explizit zu berücksichtigen. Beide Modelle beschreiben den experimentellen Verlauf für Gegenströmung im 6 mm Kugelbett gut. Für Gleichströmungen ergibt sich bei der Berechnung mit dem Modell von Tung & Dhir eine bessere Übereinstimmung als mit dem Modell von Schulenberg & Müller. Beide Modelle zeigen bei kleinen Dampferrohrgeschwindigkeiten ($J_g = 0.1 \text{ m/s}$) einen zu starken Abfall des Druckgradienten. Für höhere Dampferrohrgeschwindigkeiten kann der sehr starke Anstieg des Druckgradienten beim Modell von Schulenberg & Müller experimentell nicht bestätigt werden. Hier zeigt der moderate Anstieg des Druckgradienten im Modell von Tung & Dhir eine bessere Übereinstimmung mit dem Experiment. Abbildung 4-6 zeigt einen Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit verschiedenen Modellen für ein von unten gespeistes Schüttbett mit einer Einspeiserate von $J_1^0 = 7.2 \text{ mm/s}$.

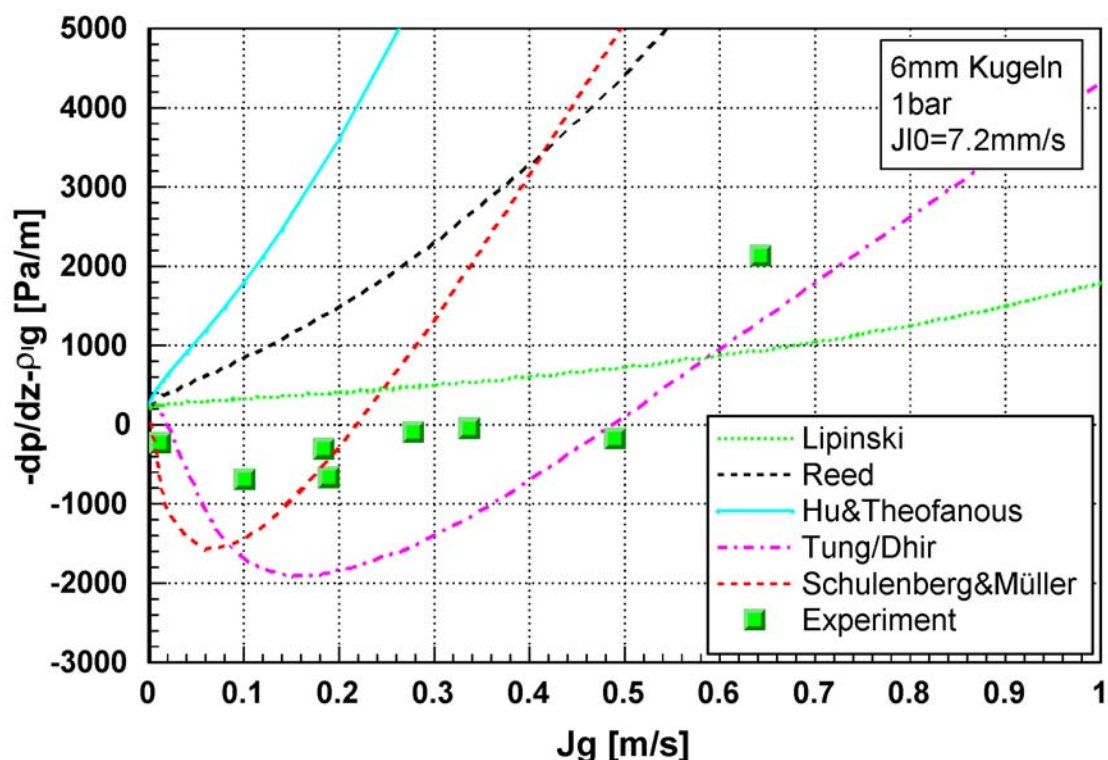


Abbildung 4-6: Vergleich der experimentellen Druckgradienten für das Schüttbett mit 6 mm Kugeln mit theoretischen Ergebnissen verschiedener Modelle aus der Literatur für ein von unten gespeistes Schüttbett (Gleichströmung mit $J_1^0 = 7.2 \text{ mm/s}$)

In den folgenden Abschnitten sollen anhand zweier Beispiele (Reed: gute Übereinstimmung des gemessenen DHF (siehe Kapitel 4.2); Schulenberg & Müller

gute Übereinstimmung mit dem experimentell bestimmten Druckgradientenverlauf) der Druckgradientenverlauf erklärt und die Unterschiede in den Modellen herausgearbeitet werden.

4.1.1.1 Gegenströmung / Modelle ohne Interphasenreibung

Die erweiterte Ergun-Gleichung (Gl. 2-14) reduziert sich für die flüssige Phase (Wasser) aufgrund der fehlenden Interphasenreibung zu

$$-\frac{dp_l}{dz} = \rho_l \cdot g + \frac{\mu_l}{K \cdot K_{r,l}} J_l + \frac{\rho_l}{\eta \cdot \eta_{r,l}} J_l \cdot |J_l| \quad \text{Gl. (4-3)}$$

In Abbildung 4-7 sind die einzelnen Einflussgrößen auf den Druckgradienten für das Modell nach Reed dargestellt. Da das Wasser entgegen der positiven z-Achse strömt, ist J_l negativ definiert und erzeugt einen Reibungsdruckabfall entgegen der positiven z-Achse (Reibungsdruckgradient ist negativ). Nach der Kontinuitätsgleichung ist $J_l = J_l^0 - \rho_g / \rho_l \cdot J_g$, d.h. mit zunehmender Dampfleerrohrgeschwindigkeit steigt auch die Wasserleerrohrgeschwindigkeit dem Betrag nach an. Zusätzlich wird bei zunehmenden Dampfgeschwindigkeiten der Dampfgehalt in der Schüttung immer größer. Da die relativen Permeabilitäten und relativen Passabilitäten mit $(1-\alpha)^n$ bzw. $(1-\alpha)^m$ definiert sind, führt dies bei hohen Dampfgehalten zu sehr hohen Strömungswiderständen, was bei hohen Dampfleerrohrgeschwindigkeiten zu einem starken Abfall des Druckgradienten $-dp/dz$ und letztendlich zu einer Unterversorgung der Schüttung mit Wasser führt.

Die erweiterte Ergun-Gleichung für die Dampfphase lautet

$$-\frac{dp_g}{dz} = \rho_g \cdot g + \frac{\mu_g}{K \cdot K_{r,g}} J_g + \frac{\rho_g}{\eta \cdot \eta_{r,l}} J_g \cdot |J_g| \quad \text{Gl. (4-4)}$$

Der erzeugte Dampf strömt in Richtung der positiven z-Achse und erzeugt einen Reibungsdruckabfall in Richtung der positiven z-Achse. Der Reibungsdruckgradient zwischen Dampf und Partikeln ist deshalb positiv. Aufgrund der geringen Dichte des Dampfes muss, um das in den Dryoutmodellen vorausgesetzte Gleichgewicht der Druckgradienten zwischen Wasser und Dampf zu erfüllen (siehe Kapitel 2.1.1.2), eine erhebliche Reibung zwischen Partikeln und Dampf wirken, wie in Abbildung 4-8 dargestellt. Dies ist möglich aufgrund der geringen Strömungsfläche und der geringen relativen Permeabilität bzw. relativen Passabilität. Über einen weiten Bereich der Dampfleerrohrgeschwindigkeit bleibt der Druckgradient konstant, sodass die Erhöhung der Dampfgeschwindigkeit durch eine Erhöhung des Dampfgehaltes kompensiert wird. In der Nähe des Dryouts steigt der Dampfgehalt so stark an, dass der Dampf leichter abströmen kann und der Druckgradient insgesamt abfällt.

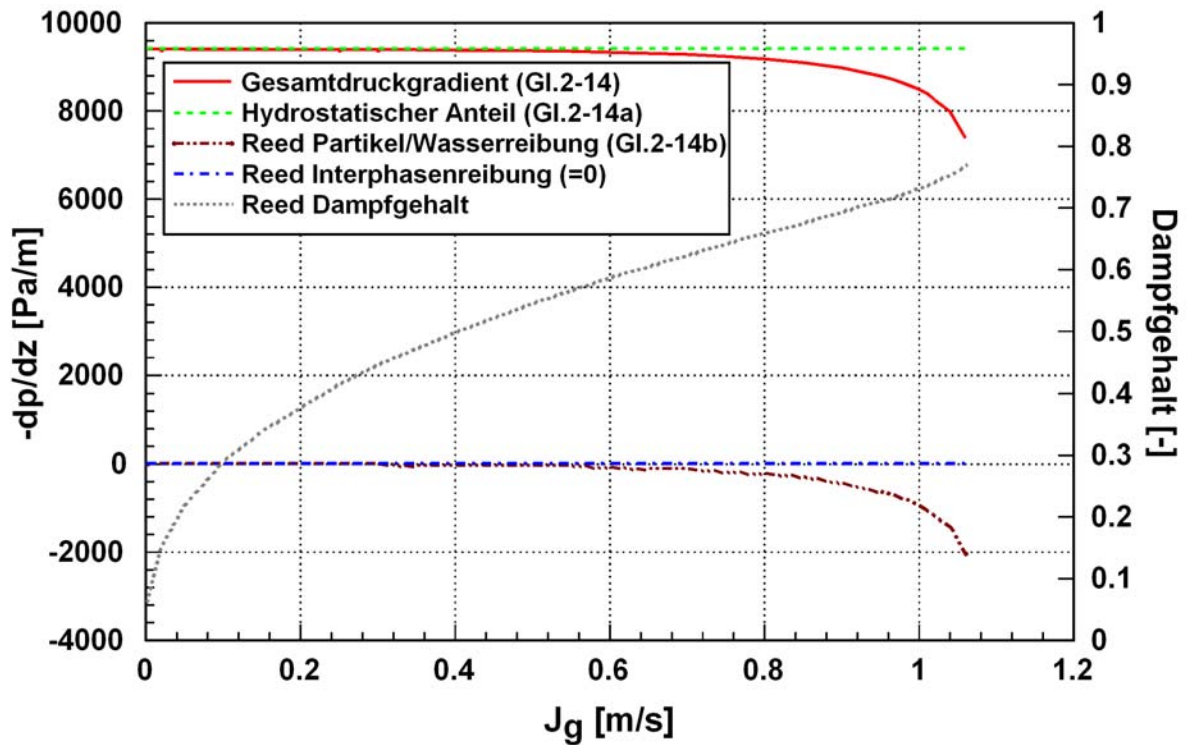


Abbildung 4-7: Anteil der Interphasen- und Partikelreibung am Gesamtdruckabfall der flüssigen Phase sowie Dampfgehalt berechnet nach Reed für ein Schüttbett mit 6 mm Kugeln ohne zusätzliche Einspeisung

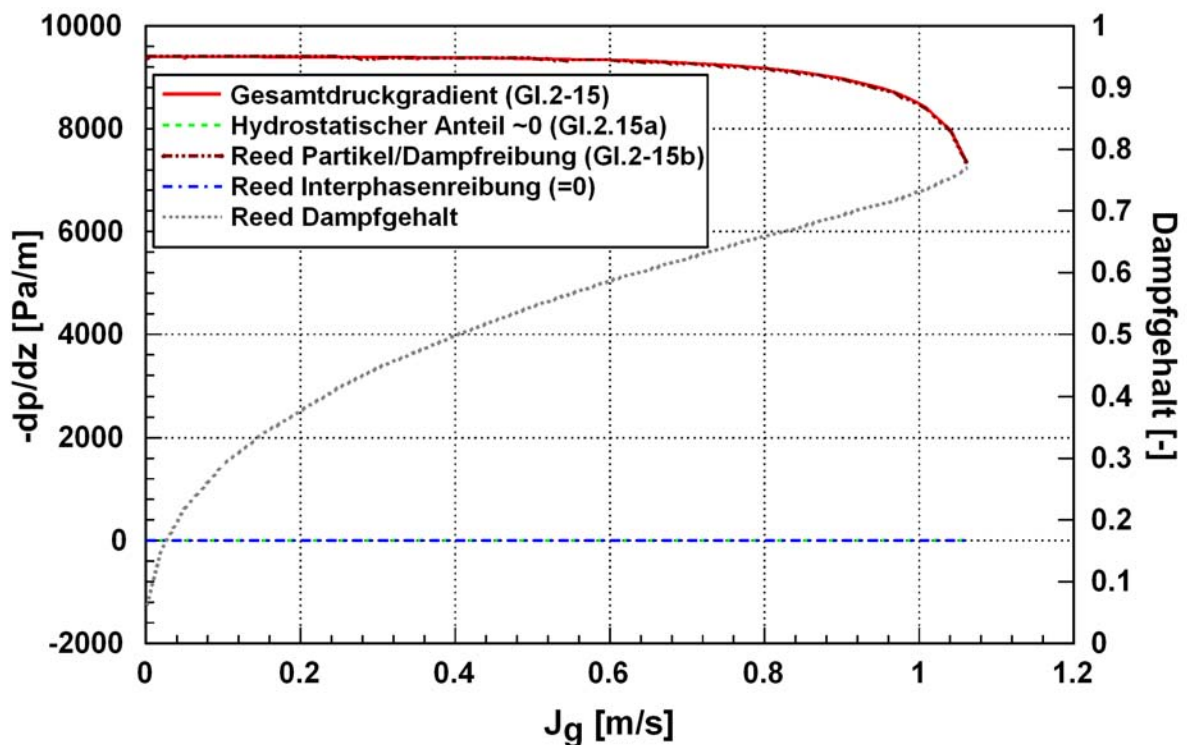


Abbildung 4-8: Anteil der Interphasen- und Partikelreibung am Gesamtdruckabfall der dampfförmigen Phase sowie Dampfgehalt berechnet nach Reed für ein Schüttbett mit 6 mm Kugeln ohne zusätzliche Einspeisung.

4.1.1.2 Gegenströmung / Modelle mit Interphasenreibung

In Abbildung 4-9 sind die Anteile des Druckgradienten nach Schulenberg & Müller dargestellt. Im Modell von Schulenberg & Müller wird zusätzlich zu der Partikelreibung noch die Interphasenreibung aufgrund der unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten von Wasser und Wasserdampf berücksichtigt. Dies bedeutet für die flüssige Phase, dass eine zusätzliche Kraft entgegen der Strömungsrichtung des Wassers wirkt. Aufgrund der Definition nach Gleichung 2-16 ist der Anteil der Interphasenreibung am Druckgradienten der flüssigen Phase $F_i/(1-\alpha)$ schon bei kleinen Dampfleerrohrgeschwindigkeiten deutlich ausgeprägt, er erreicht bei $J_g = 0.15\text{m/s}$ sein Maximum und reduziert sich bei weiter ansteigenden Dampfgeschwindigkeiten. In der Nähe des Dryouts ist er von nur noch untergeordneter Bedeutung. Hier ist wieder die Partikelreibung maßgebend. Die Berücksichtigung der Interphasenreibung wirkt sich auch auf den berechneten Dampfgehalt aus. Um bei gleichen Strömungsbedingungen (J_g, J_l) das Gleichgewicht der Druckgradienten zu erfüllen, wird bei Schulenberg & Müller ein höherer Dampfgehalt ermittelt. Der erhöhte Dampfgehalt wiederum führt zu einer höheren Reibung zwischen Partikeln und Flüssigkeit aufgrund der verringerten Strömungsfläche für das Wasser.

Um das geforderte Druckgradientengleichgewicht zwischen Wasser und Dampf zu erreichen, muss aufgrund des geringen hydrostatischen Anteils eine erhebliche Reibung an der Dampfphase herrschen. Bei Modellen mit Interphasenreibung setzt sich die Reibung aus der Partikel/Dampfreibung und der Interphasenreibung zusammen. Die Anteile am Gesamtdruckgradienten variieren dabei stark mit der Dampfleerrohrgeschwindigkeit. Für Dampfleerrohrgeschwindigkeiten im Bereich 0.02 m/s bis 0.23 m/s ist der Interphasenreibungsanteil größer als der Anteil der Partikel/Dampfreibung. Der Interphasenreibungsanteil nimmt mit zunehmender Dampfleerrohrgeschwindigkeiten kontinuierlich ab. In der Nähe des Dryouts ist der Interphasenreibungsanteil fast vernachlässigbar. Hier wirkt praktisch nur noch die Dampf/Partikelreibung (Abbildung 4-10).

Im eindimensionalen Fall mit Wasserzufuhr von oben verringert die Interphasenreibung die Dryoutwärmestromdichte, da sie als zusätzliche Kraft ein Einströmen von Wasser behindert. Im mehrdimensionalen Fall kann sie fördernd wirken, da sich zwischen Schüttbett und eventuell vorhandenen Strömungspfaden eine höhere Druckdifferenz einstellt und somit Wasser verstärkt über diese Bereiche eindringen kann.

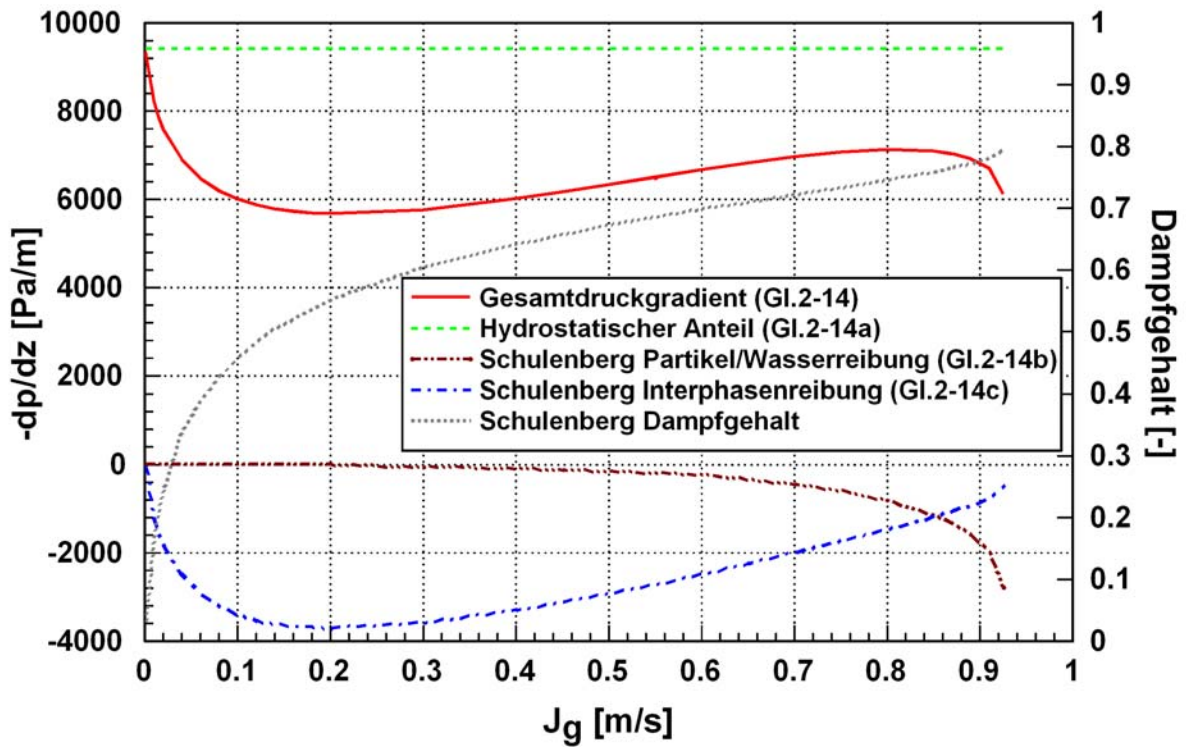


Abbildung 4-9: Anteil der Interphasen- und Partikelreibung am Gesamtdruckgradienten der flüssigen Phase sowie Dampfgehalt berechnet nach Schulenberg & Müller für ein Schüttbett mit 6 mm Kugeln ohne zusätzliche Einspeisung

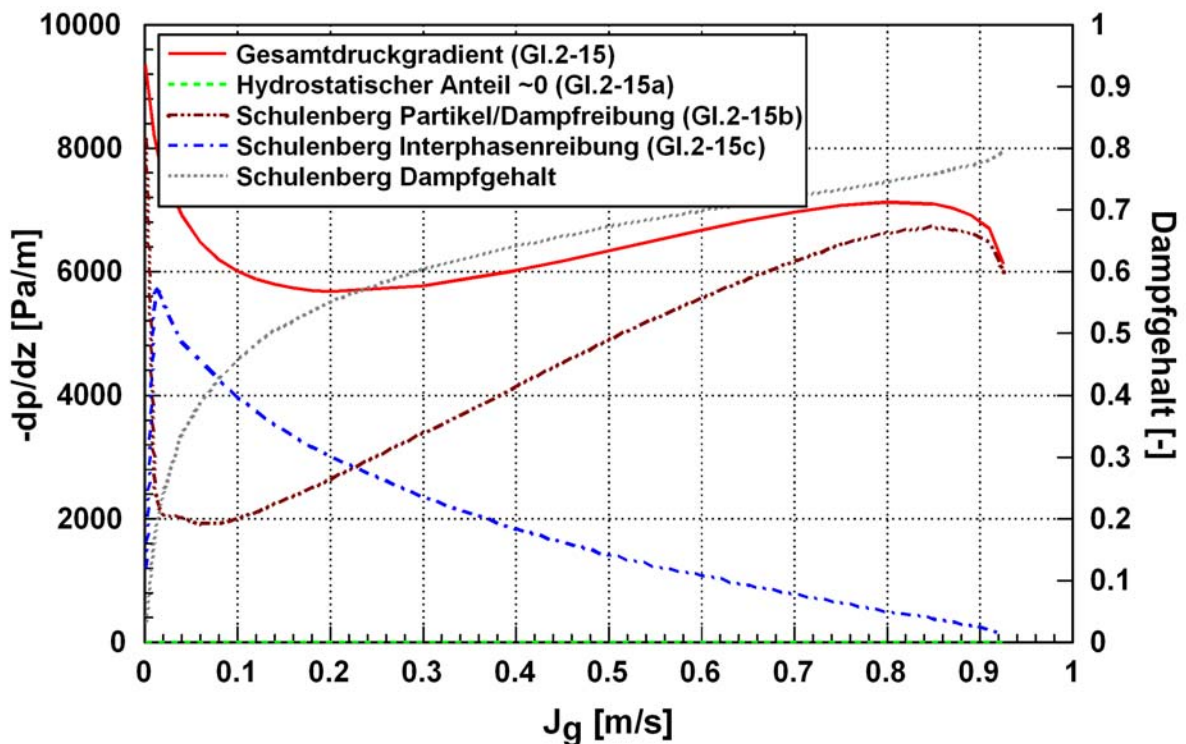


Abbildung 4-10: Anteil der Interphasen- und Partikelreibung am Gesamtdruckabfall der dampfförmigen Phase sowie Dampfgehalt berechnet nach Schulenberg & Müller für ein Schüttbett mit 6 mm Kugeln ohne zusätzliche Einspeisung.

4.1.1.3 Gleichströmung / Modelle ohne Interphasenreibung

Im Unterschied zu den Gegenstrom-Versuchen ist hier die Strömungsrichtung des eingespeisten Wassers positiv ($J_1 > 0$). D.h. nach Gleichung 2-14 ist für Modelle ohne Interphasenreibung ein Abfallen des Druckgradienten unter den einer statischen Wassersäule nicht möglich. In Abbildung 4-11 sind die Anteile des Druckgradienten für eine Einspeiserate von $J_1^0 = 2.9 \text{ mm/s}$ dargestellt. Es ist ein starkes Ansteigen des Druckgradienten mit der Dampfleerrohrgeschwindigkeit zu erkennen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass ein immer größerer Teil des Schüttbetts für das Wasser aufgrund des Dampfes blockiert ist. Erst in der Nähe des Dryouts ist wieder ein Abfallen des Druckgradienten sichtbar. Ein Dryout tritt bei Einspeiseraten dieser Größenordnung auf, wenn das gesamte eingespeiste Wasser verdampft ist. D.h. der Dampfstrom an der oberen Schüttbettkante ist so groß, dass kein Wasser mehr von oben in die Schüttung eindringen kann. In der Nähe des Dryout ist daher der Massenstrom des Wassers so gering, dass die zunehmende Verkleinerung des Strömungsquerschnitts mehr als kompensiert wird und der Druckgradient wieder kleinere Werte annimmt.

Der Verlauf der Wasserdampf/Partikelreibung (Abbildung 4-12) zeigt ebenfalls bei kleinen und mittleren Dampfleerrohrgeschwindigkeiten ein Ansteigen. In diesem Bereich kann der Effekt des ansteigenden Dampfmassenstroms nicht durch eine größere Strömungsfläche ausgeglichen werden, sodass der Druckgradient ansteigen muss. Erst in der Nähe des Dryouts steigt der Dampfgehalt in der Schüttung sehr stark an. Dem Dampf steht jetzt eine große Strömungsfläche zur Verfügung. Daher ist hier ein leichteres Abströmen des Dampfes aus der Schüttung möglich. In der Folge verringert sich die Partikel/Dampfreibung und somit auch der sich einstellende Druckgradient.

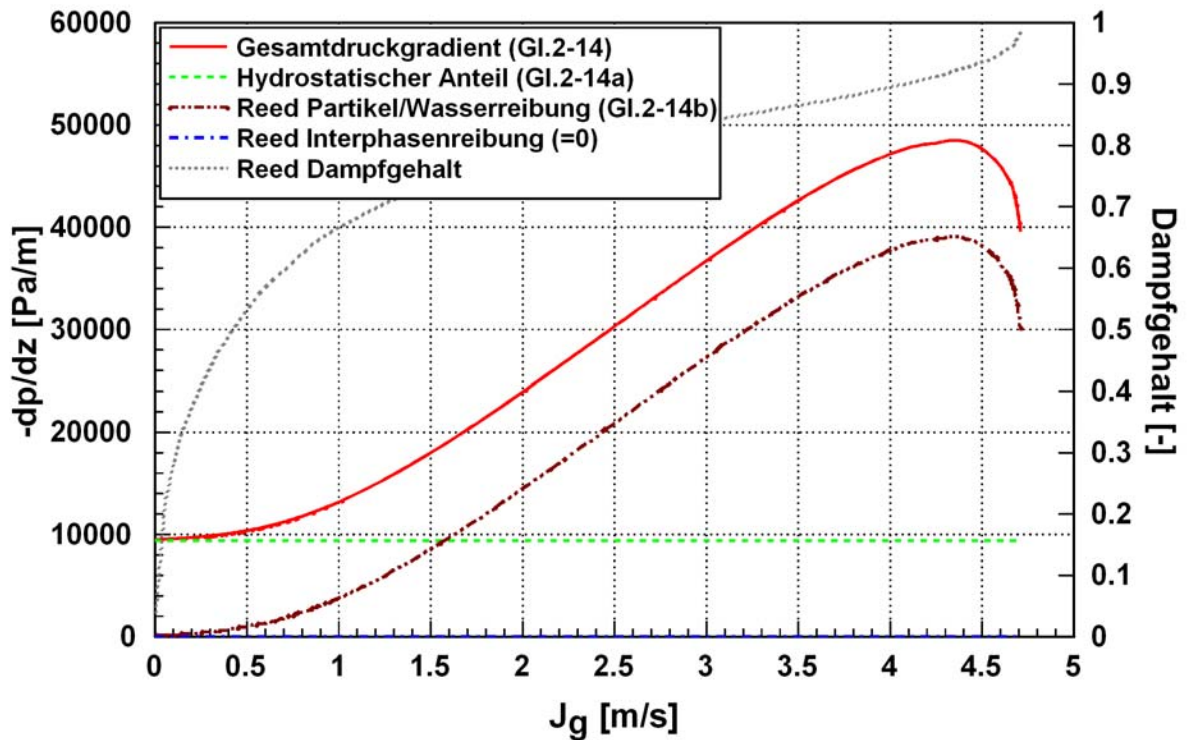


Abbildung 4-11: Anteil der Interphasen- und Partikelreibung am Gesamtdruckgradienten der flüssigen Phase sowie Dampfgehalt berechnet nach Reed für ein Schüttbett mit 6 mm Kugeln mit zusätzlicher Einspeisung ($J_1^0 = 2.9 \text{ mm/s}$).

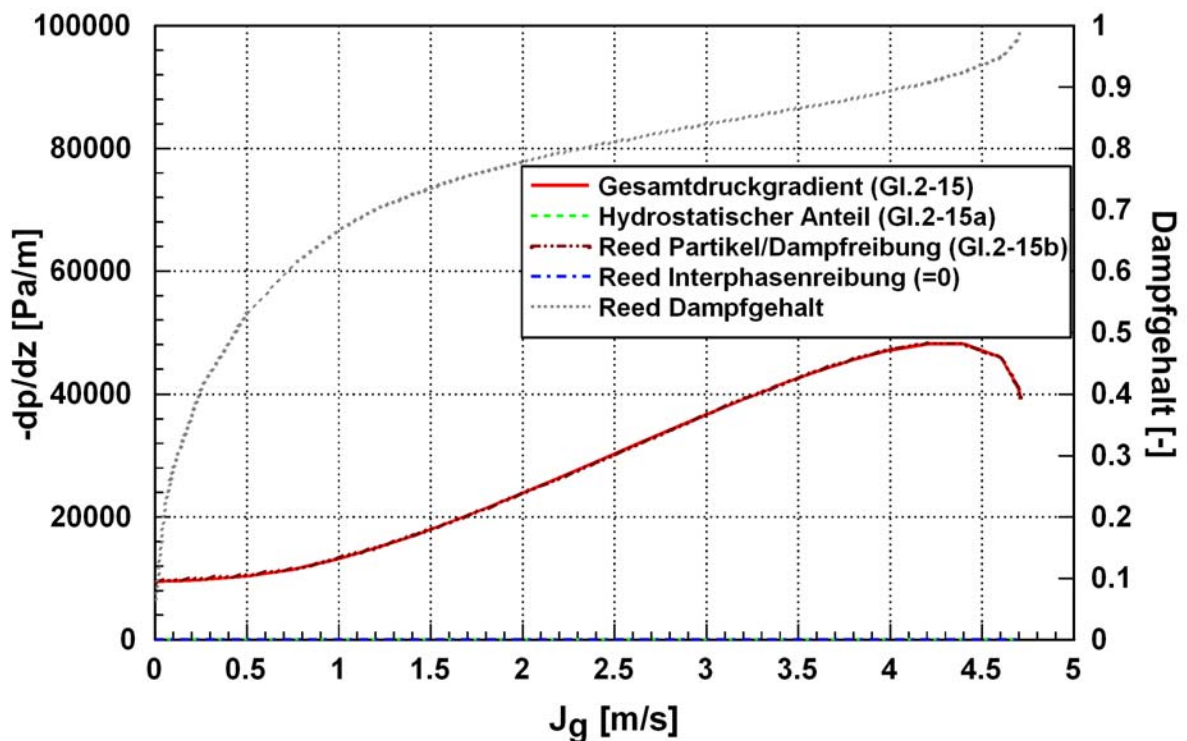


Abbildung 4-12: Anteil der Interphasen- und Partikelreibung am Gesamtdruckgradienten der dampfförmigen Phase sowie Dampfgehalt berechnet nach Reed für ein Schüttbett mit 6 mm Kugeln mit zusätzlicher Einspeisung ($J_1^0 = 2.9 \text{ mm/s}$).

4.1.1.4 Gleichströmung / Modelle mit Interphasenreibung

In diesem Fall wirken an der flüssigen Phase die Partikelreibung und Interphasenreibung in unterschiedliche Richtungen. Die Partikelreibung hindert das von unten in die Schüttung einströmende Wasser, während die Interphasenreibung fördernd wirkt. Für kleine Dampfleerrohrgeschwindigkeiten ($J_g < 0.6 \text{ m/s}$) überwiegt der Interphasenreibungsterm. Der Druckgradient fällt deutlich unter den Druckgradienten einer statischen Wassersäule (Abbildung 4-13). Für größere Dampfleerrohrgeschwindigkeiten überwiegt dann die Partikelreibung, was zu einem Anstieg des Druckgradienten führt. Bei sehr hohen Dampfleerrohrgeschwindigkeiten in der Nähe des Dryouts ($J_g > 4 \text{ m/s}$) verringert sich die Partikelreibung aufgrund des sehr geringen Massenstroms des Wassers.

Für den Dampfstrom wirken sowohl Partikelreibung als auch die Interphasenreibung hindernd auf das Abströmen. Im Vergleich zur Berechnung mit den Reibungsgesetzen von Reed ist die Dampf/Partikelreibung für $J_g < 1 \text{ m/s}$ deutlich abgesenkt. Ursache hierfür ist, ähnlich wie im Fall der Gegenströmung (Abschnitt 4.1.1.2), eine Absenkung des berechneten Druckgradienten, sowie die zusätzlich gegen die Strömungsrichtung des Dampfs wirkende Interphasenreibung, die einen Teil der reduzierten Dampf/Partikelreibung kompensiert. Für große Dampfleerrohrgeschwindigkeiten ($J_g > 1 \text{ m/s}$) ist die Interphasenreibung nur von untergeordneter Bedeutung. Im Bereich $J_g < 4 \text{ m/s}$ steigt die Partikel/Dampfreibung stark an, während die Interphasenreibung auf niedrigem Niveau kontinuierlich abnimmt. Für sehr große Dampfleerrohrgeschwindigkeiten ($J_g > 4 \text{ m/s}$) ist wie bei Modellen ohne Interphasenreibung der Anstieg des Dampfgehalts von größerer Bedeutung als der Anstieg des Dampfmassenstroms. Der Dampf hat in diesem Bereich eine große Strömungsfläche zur Verfügung. Daher reduziert sich die Dampf/Partikelreibung und in der Folge der Druckgradient (Abbildung 4-14).

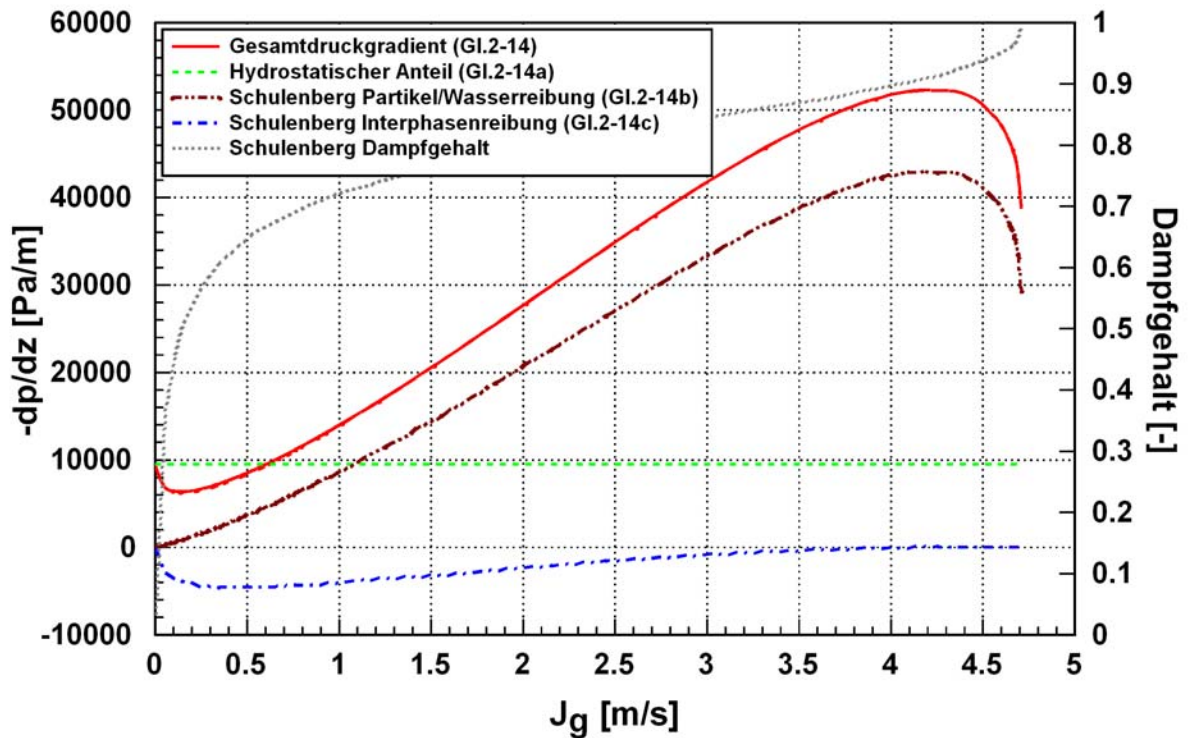


Abbildung 4-13: Anteil der Interphasen- und Partikelreibung am Gesamtdruckabfall der flüssigen Phase sowie Dampfgehalt berechnet nach Schulenberg & Müller für ein Schüttbett mit 6 mm Kugeln mit zusätzlicher Einspeisung ($J_1^0 = 2.9 \text{ mm/s}$).

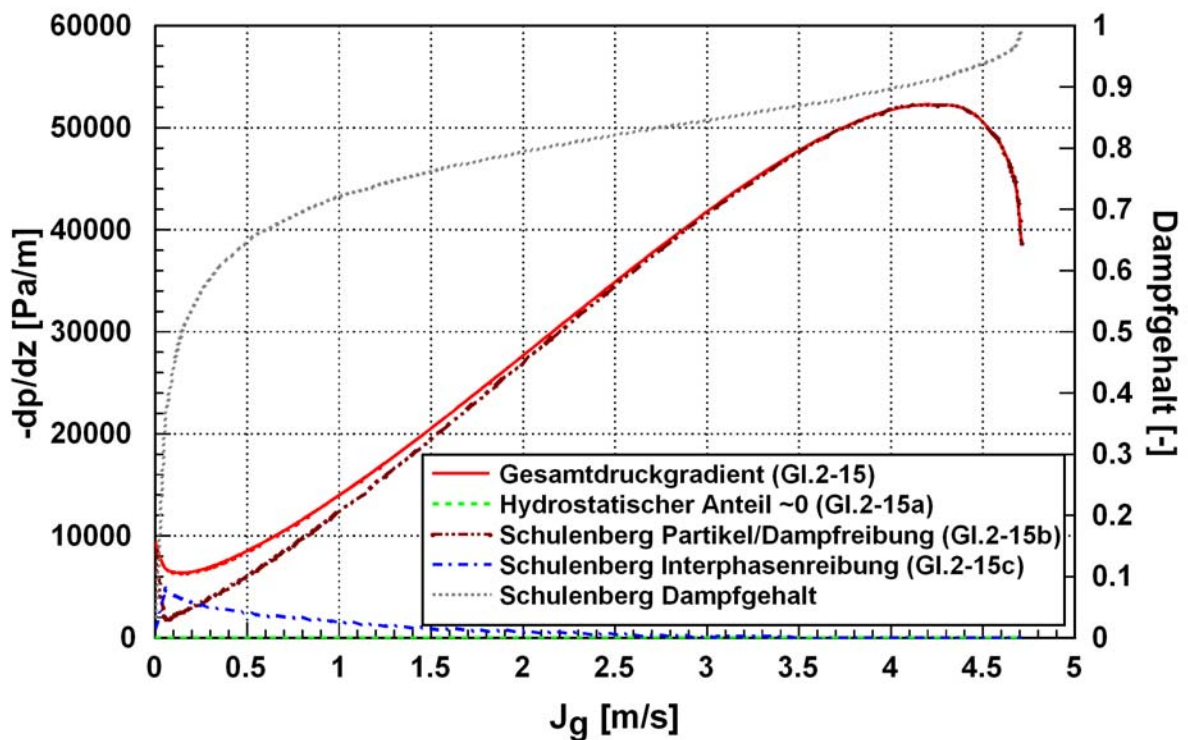


Abbildung 4-14: Anteil der Interphasen- und Partikelreibung am Gesamtdruckabfall der dampfförmigen Phase sowie Dampfgehalt berechnet nach Schulenberg & Müller für ein Schüttbett mit 6 mm Kugeln mit zusätzlicher Einspeisung ($J_1^0 = 2.9 \text{ mm/s}$).

4.1.1.5 Gleichströmung / Berechnung nach Lockhart & Martinelli

Für die Druckgradientenbestimmung nach Lockhart & Martinelli müssen für die Druckänderung aufgrund der geodätischen Höhe geeignete Korrelationen für den Dampfgehalt in der Schüttung zur Verfügung stehen. Am Debris-Versuchsstand ist eine Messung des Dampfgehalts nicht möglich. Im folgenden werden deshalb die experimentellen Werte aus den Luft/Wasser-Experimenten von Chu et al. (1983) und Tutu et al. (1984) verwendet. Chu et al. führten Gasgehaltsmessungen für unterschiedliche Wasser- und Luftleerrohrgeschwindigkeiten an 9.9 mm Kugeln durch. Tutu untersuchte den Einfluss des Kugeldurchmessers auf den Gasgehalt. In beiden Untersuchungen zeigt sich, dass der Dampfgehalt unterhalb des CCFLs maßgeblich von der Dampfleerrohrgeschwindigkeit abhängt. Die Wasserleerrohrgeschwindigkeit ist im untersuchten Bereich von 3.9 mm/s bis 9.15 mm/s, ebenso wie der Kugeldurchmesser, von untergeordneter Bedeutung. In Abbildung 4-15 sind die Ergebnisse in Abhängigkeit von der Dampfleerrohrgeschwindigkeit zusammengefasst. Aufgrund der Streuung der Messergebnisse kann aus den Versuchen ein direkter Einfluss von Kugeldurchmesser und Wasserleerrohrgeschwindigkeit nicht ausgemacht werden. Allerdings sollte bei steigender Wassereinspeiserate der Dampf- bzw. Luftgehalt in der Schüttung abnehmen. Für die Berechnung des hydrostatischen Druckgradienten wird ein Mittelwert der Versuchsergebnisse verwendet.

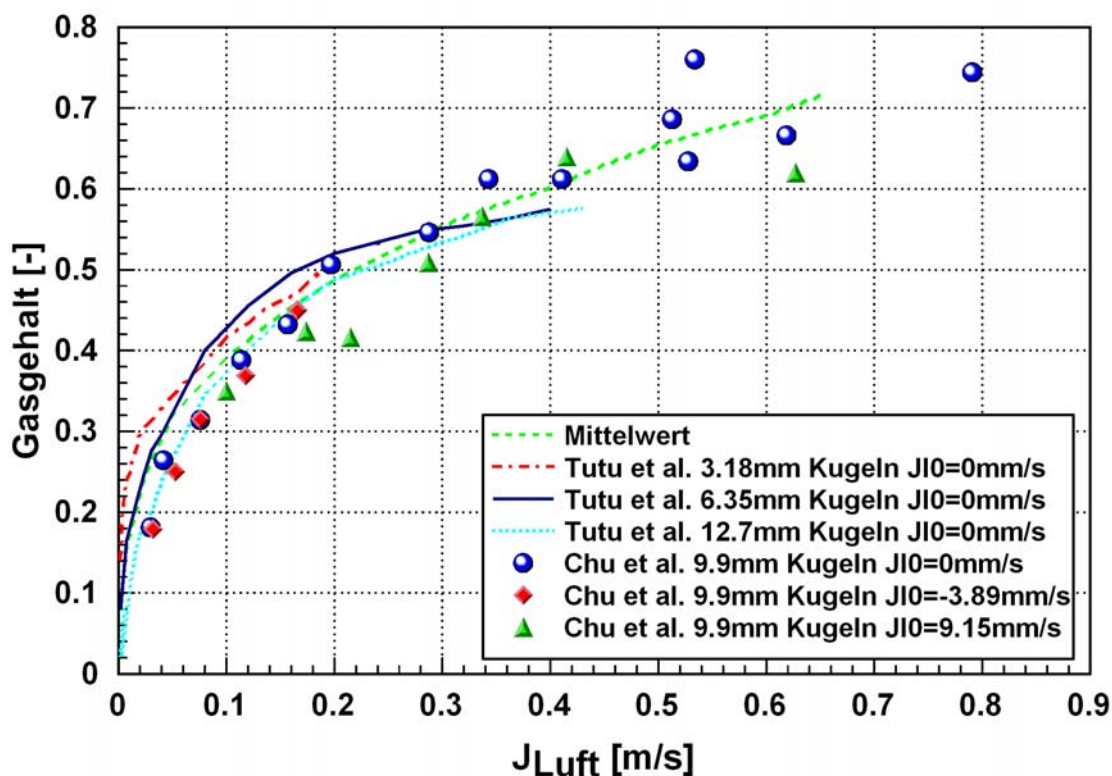


Abbildung 4-15: Experimentell ermittelte Gasgehalte für adiabate Wasser-Luft-Experimente übernommen aus Tutu et al. (1984) und Chu et al. (1983)

Wird der Druckgradient nach Gleichungen (2-12) und (2-13) berechnet, so ist ersichtlich, dass für kleine Dampfleerrohrgeschwindigkeiten der Gravitationsterm die ausschlaggebende Größe ist. Für die Berechnung des Reibungsdruckgradienten wurde der Wert von C mit 25 angepasst. Abbildung 4-16 zeigt für eine Wassereinspeiserate von 2.9 mm/s, dass hier für kleine J_g ($<0.2\text{m/s}$) die Absenkung des Druckgradienten aufgrund der Änderung der Gemischdichte einen stärkeren Einfluss hat als die Erhöhung des Druckgradienten aufgrund der Reibung. Der Gravitationsterm fällt vom anfänglichen Referenzwert einer Wassersäule (9400 Pa/m) auf 2700 Pa/m bei einer Dampfleerrohrgeschwindigkeit von 0.65 m/s ab. Umgekehrt steigt der Reibungsanteil mit der Dampfleerrohrgeschwindigkeit an. Bei einem J_g von ca. 0.2 m/s wird ein Minimum in der Kurve des Druckgradienten erreicht. Ab diesem Punkt ist die Änderung des Druckgradienten mit steigendem J_g durch die Reibung bestimmt. Ein Blick auf die Berechnung des Reibungsdruckverlustes nach Gleichung 2-13 aus den einphasigen Druckverlusten zeigt, dass die Dampfphase ab einem J_g von 0.1 m/s der bestimmendere Faktor ist (Abbildung 4-17). Der einphasige Abfall des Druckgradienten aufgrund der Reibung bleibt für das Wasser im untersuchten Bereich mit 40 Pa/m auf fast konstantem Niveau. Die Dampfphase hingegen zeigt mit steigender Dampfleerrohrgeschwindigkeit ein deutliches Ansteigen des Druckgradienten.

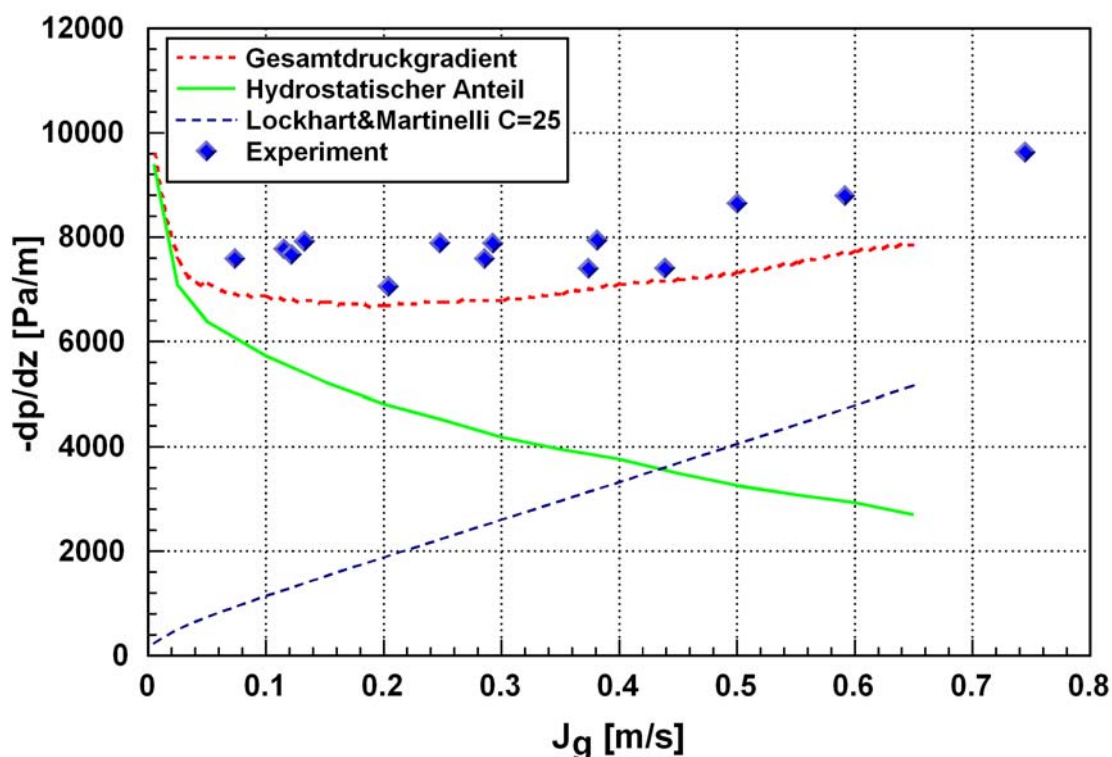


Abbildung 4-16: Druckgradientenberechnung nach Lockhart-Martinelli für ein Schüttbett aus 6 mm Kugeln und eine Wassereinspeiserate von 2.9 mm/s

Der Vergleich mit den experimentellen Daten zeigt, dass, wenn geeignete Korrelationen zur Bestimmung des Dampfgehalts und damit zur Bestimmung des hydrostatischen Druckgradienten zur Verfügung stehen, das Druckfeld für die 6 mm

Schüttung für Einspeiseraten von $J_1^0 = 2.9 \text{ mm/s}$ und darüber mit guter Genauigkeit bestimmt werden kann.

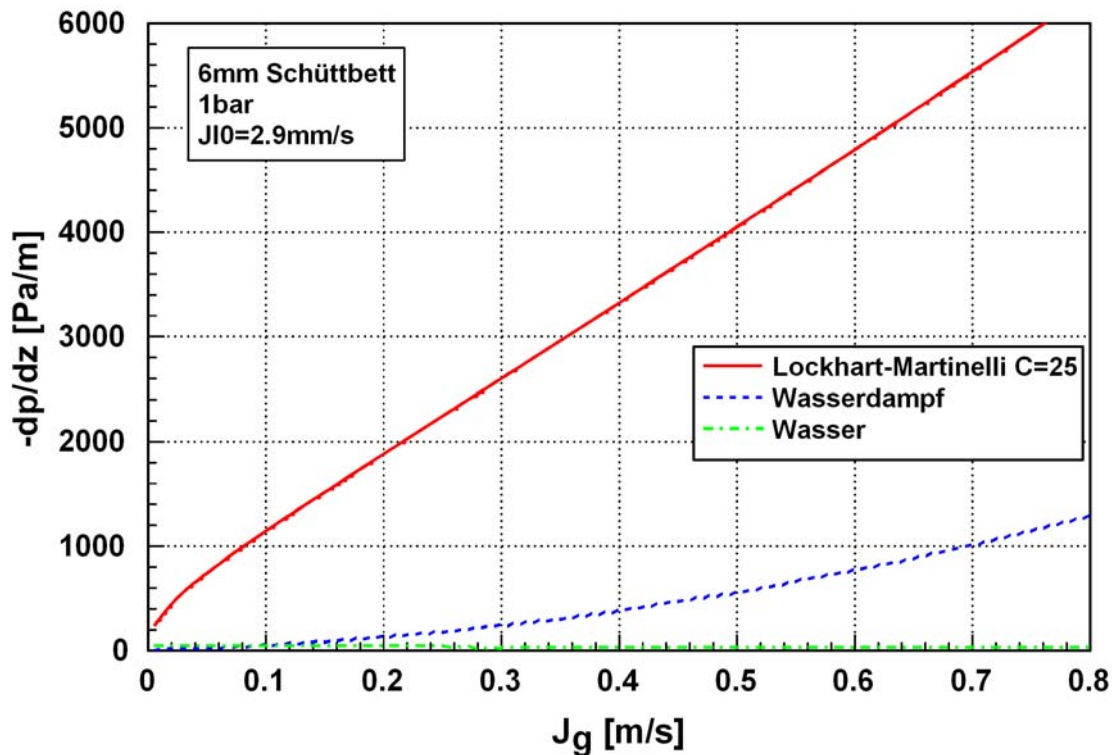


Abbildung 4-17: Einphasige Reibungsdruckgradienten für Wasser und Dampf sowie der nach Lockhart & Martinelli berechnete Zweiphasenreibungsdruckgradient für ein Schüttbett aus 6 mm Kugeln und eine Wassereinspeiserate von 2.9 mm/s

4.1.2 Siedeexperimente mit dem Schüttbett aus 3 mm Kugeln

Abbildung 4-18 zeigt die gemessenen Druckgradienten für das Schüttbett aus 3 mm Kugeln für Wassereinspeiseraten von $J_1^0 = 7.2 \text{ mm/s}$, 2.9 mm/s und 0 mm/s . Im Vergleich zum Schüttbett aus 6 mm Kugeln ist der gemessene Druckgradient bei gleichen Randbedingungen (für J_1 und J_g) immer größer. Im Falle einer reinen Gegenströmung ($J_1^0 = 0 \text{ mm/s}$) fällt der Druckgradient bei kleinen Dampfgeschwindigkeiten anfangs steil ab. Er hat bei $J_g = 0.1 \text{ m/s}$ mit einem Abfall von -2300 Pa/m ein lokales Minimum. Verglichen mit dem Schüttbett aus 6 mm Kugeln, bei dem ein Wert von -3800 Pa/m ermittelt wurde, ist der Abfall weniger stark ausgeprägt. Für höhere Dampfrohrgeschwindigkeiten ist im anschließenden Bereich von 0.1 m/s bis 0.3 m/s ein deutlicher Wiederanstieg des Druckgradienten zu erkennen. Bei $J_g = 0.3$ wird ein lokales Maximum erreicht, dabei wird fast der Ausgangsdruckgradient einer statischen Wassersäule gemessen. Für noch höhere Dampfrohrgeschwindigkeiten fällt der Druckgradient wieder ab.

Die Versuche mit zusätzlicher Wassereinspeisung zeigen mit zunehmender Dampfrohrgeschwindigkeit ein starkes Ansteigen des Druckgradienten. Das Unterschreiten des Ausgangsdruckgradienten bei einer Wassereinspeiserate von

2.9 mm/s und kleinen Dampfleerrohrgeschwindigkeiten ist nur sehr schwach ausgebildet. Ab einer Dampfleerrohrgeschwindigkeit von 0.1 m/s überschreitet der Druckgradient den Referenzwert einer Wassersäule. Bei einer Einspeiserate von 7.2 mm/s ist keine Unterschreitung mehr erkennbar. Auch bei diesen Versuchen ist die maximale Dampfleerrohrgeschwindigkeit durch die einbringbare Generatorleistung beschränkt, ein Dryout trat hierbei nicht auf.

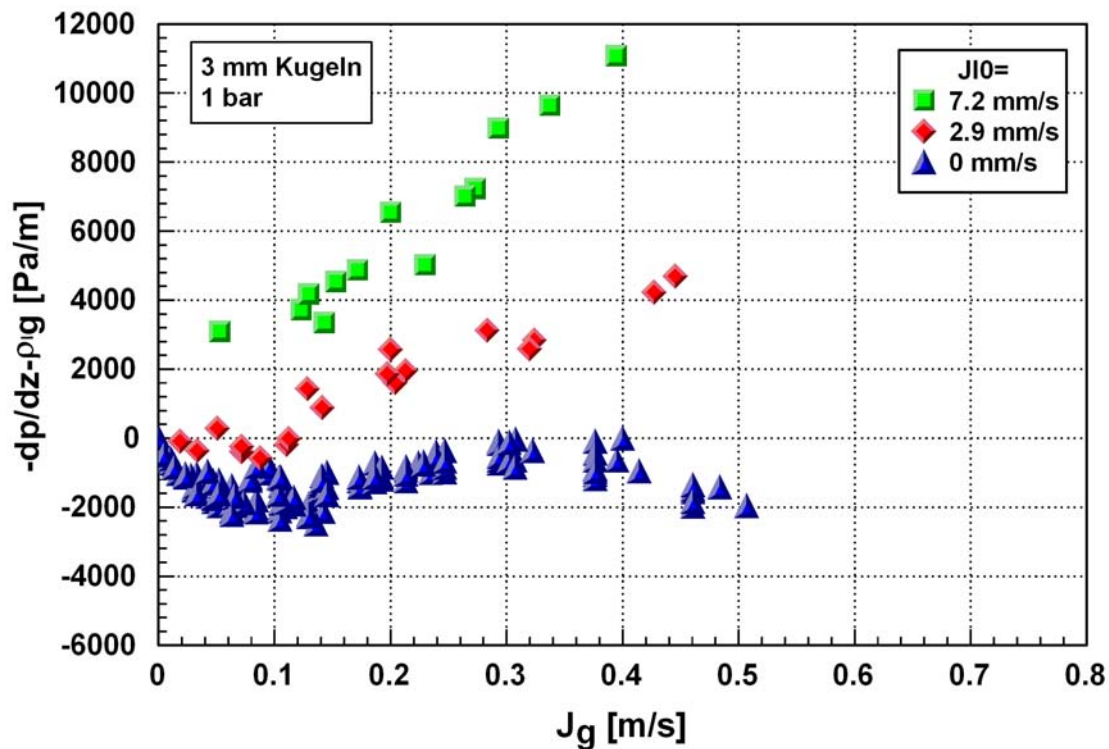


Abbildung 4-18: Gemessene Druckgradienten im Schüttbett aus 3 mm Kugeln für Wassereinspeiseraten J_1^0 vom 7.2 mm/s, 2.9 mm/s und 0 mm/s

4.1.2.1 Gegenströmung

In Abbildung 4-19 ist ein Vergleich der experimentellen Daten mit den berechneten Druckgradienten verschiedener Modelle für den Fall der Gegenströmung dargestellt. Es zeigt sich wieder, dass Modelle ohne explizite Berücksichtigung der Interphasenreibung den Druckverlauf nicht richtig wiedergeben. Es wird daher auf eine ausführliche Beschreibung verzichtet. Allerdings zeigen auch die Modelle mit expliziter Berücksichtigung eine deutlich schlechtere Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Zwar zeigen die Modelle von Tung & Dhir und Schulenberg & Müller eine gute Übereinstimmung mit dem Druckgradienten bis zu einer Dampfleerrohrgeschwindigkeit von 0.1 m/s, beide geben aber den weiteren Verlauf für höhere Dampfleerrohrgeschwindigkeiten nur unbefriedigend wieder. Im Modell von Tung & Dhir ist kein Wiederanstieg des Druckgradienten erkennbar, im Modell von Schulenberg & Müller ist zwar ein Wiederanstieg zu erkennen, dieser ist aber im Vergleich zu den experimentellen Werten viel zu gering.

Die in Abschnitt 4.1.1.2 gemachten Aussagen für die Dryoutmodelle am Beispiel des Schüttbetts aus 6 mm Kugeln sind qualitativ auch auf das Schüttbett mit 3 mm Kugeln übertragbar. Quantitativ ergeben sich aber aufgrund der kleineren Porendurchmesser und den damit verbundenen höheren Reibungsdruckverlusten größere Unterschiede. Der starke Abfall des Druckgradienten bei kleinen Dampferrohrgeschwindigkeiten lässt sich für die flüssige Phase nur mit der Interphasenreibung erklären. Der Abfall des Druckgradienten auf -2000 Pa/m fällt in Übereinstimmung mit den experimentellen Werten beim Modell von Schulenberg & Müller geringer aus als beim Schüttbett aus 6 mm Kugeln. Dies bedeutet, dass die Interphasenreibung weniger stark ausgeprägt ist. Im Bereich der Dampferrohrgeschwindigkeit von 0.15 m/s bis 0.5 m/s zeigt das Schulenberg & Müller-Modell einen Anstieg des Druckgradienten von -2000 Pa/m auf -1200 Pa/m . Dieser Wiederanstieg kann für die flüssige Phase nicht mit der Partikelreibung erklärt werden. Da vorausgesetzt wird, dass mit steigender Dampferrohrgeschwindigkeit auch der Dampfgehalt in der Schüttung kontinuierlich ansteigt, müsste folglich der Druckgradient kontinuierlich abfallen. Für den Anstieg kommt daher nur eine Verringerung der Interphasenreibung in Frage. Dies wäre mit dem Übergang von Pfropfen- zu Ringströmung erklärbar. In einer Ringströmung herrscht nur noch geringe Interaktion der beiden Phasen, sie fließen weitgehend in separaten Strömungskanälen und es herrschen nur noch Scherkräfte zwischen den Phasen. Im Bereich des Dryouts nimmt der Dampfgehalt stark zu, sodass der flüssigen Phase nur noch eine sehr begrenzte Strömungsfläche zur Verfügung steht. Dies führt zu hohen tatsächlichen Geschwindigkeiten, die wiederum in einem starken Abfall des Druckgradienten resultieren.

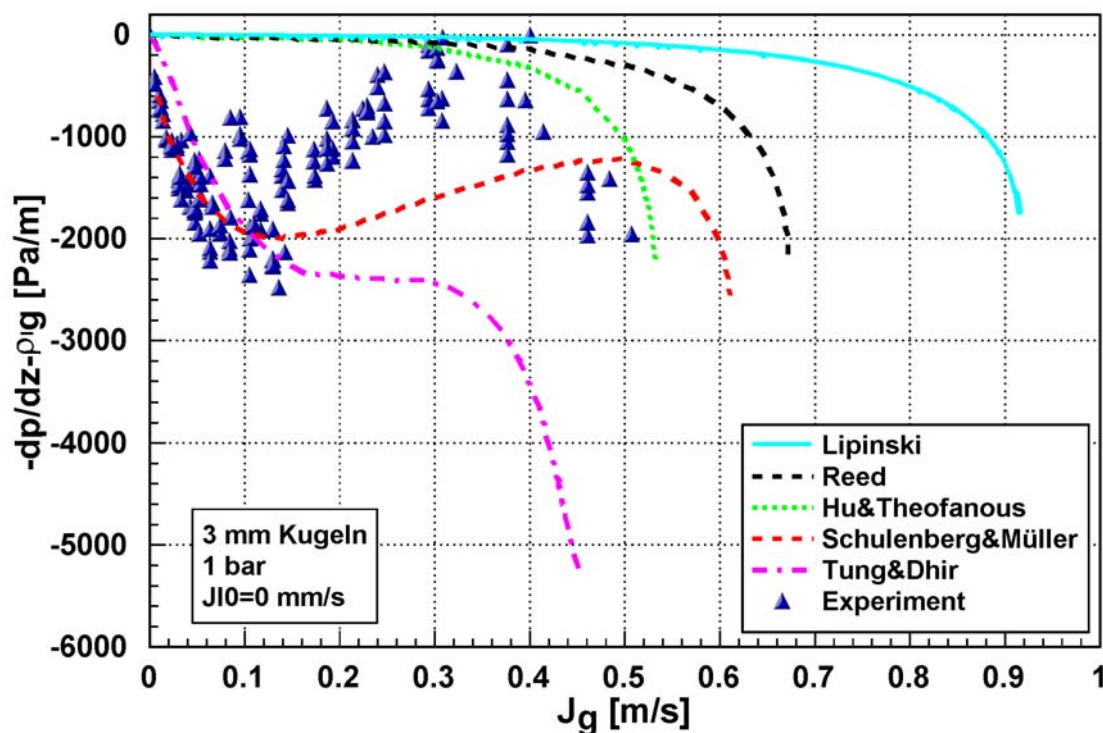


Abbildung 4-19: Vergleich der experimentellen Druckgradienten für das Schüttbett mit 3 mm Kugeln mit theoretischen Ergebnissen verschiedener Modelle aus der Literatur für reine Gegenströmung

Für die Dampfphase zeigt sich für sehr kleine Dampfleerrohrgeschwindigkeiten eine sehr hohe Partikelreibung aufgrund der geringen zur Verfügung stehenden Strömungsfläche. Mit zunehmender Dampfleerrohrgeschwindigkeit und dem damit verbundenen Anstieg des Dampfgehalts fällt die Partikelreibung sehr stark ab, gleichzeitig gewinnt die Interphasenreibung an Bedeutung. Im Dampfleerrohrgeschwindigkeitsbereich von 0.15 m/s bis 0.5 m ist der Anstieg des Druckgradienten auf einen starken Wiederanstieg der Partikelreibung zurückzuführen, dieser ist deutlich größer als der Abfall der Interphasenreibung in diesem Bereich. Im Bereich des Dryouts fällt die Partikel/Dampfreibung aufgrund der starken Zunahme des Dampfgehalts wieder ab.

Die experimentellen Ergebnisse sind überraschend. Der starke Anstieg des Druckgradienten auf das Ausgangsniveau bei einer Dampfleerrohrgeschwindigkeit von 0.3 m/s könnte in den Dryoutmodellen nur durch eine Reduktion der Interphasenreibung in diesem Bereich auf Null korrekt wiedergegeben werden. Dies würde bedeuten, dass in diesem Bereich weder eine Partikelreibung noch eine Interphasenreibung auf die flüssige Phase wirkt. Dabei muss berücksichtigt werden, dass eine Dampfleerrohrgeschwindigkeit von 0.3 m/s einer tatsächlichen Geschwindigkeit von mindestens 0.75 m/s entspricht (Versperrung des Bettquerschnitts aufgrund der Partikel), die sich nochmals erhöht, wenn die Versperrung aufgrund der flüssigen Phase berücksichtigt wird. Diese hohen Geschwindigkeiten sollten eine Interphasenreibung bewirken.

4.1.2.2 Gleichströmung

In den Reibungsformulierungen von Reed, Hu & Theofanous, und Lipinski kann durch Anpassung der Formulierung für die Partikelreibung die Interphasenreibung implizit enthalten sein. Diese ist jedoch nicht ausreichend, um die Fälle mit kleinen Wassereinspeiseraten zu erfassen. Diese sind für die Reaktorsicherheit aber von größerer Bedeutung. Es ist daher notwendig, ein Modell zur Verfügung zu haben, das sowohl für Gegenströmung als auch für Gleichströmung adäquate Ergebnisse liefert. Dies ist nur möglich, wenn die Interphasenreibung explizit enthalten ist. Abbildung 4-20 zeigt einen Vergleich der experimentellen Ergebnisse im untersuchten Dampfleerrohrgeschwindigkeitsbereich mit verschiedenen Modellen. Bei den Modellen mit Interphasenreibung zeigt in diesem Fall das Modell von Schulenberg & Müller eine sehr gute Übereinstimmung mit dem Experiment. Der Anstieg des Druckgradienten mit der Dampfleerrohrgeschwindigkeit ist hier sehr gut wiedergegeben, demgegenüber ist der mit dem Modell von Tung & Dhir berechnete Druckgradient etwas zu niedrig.

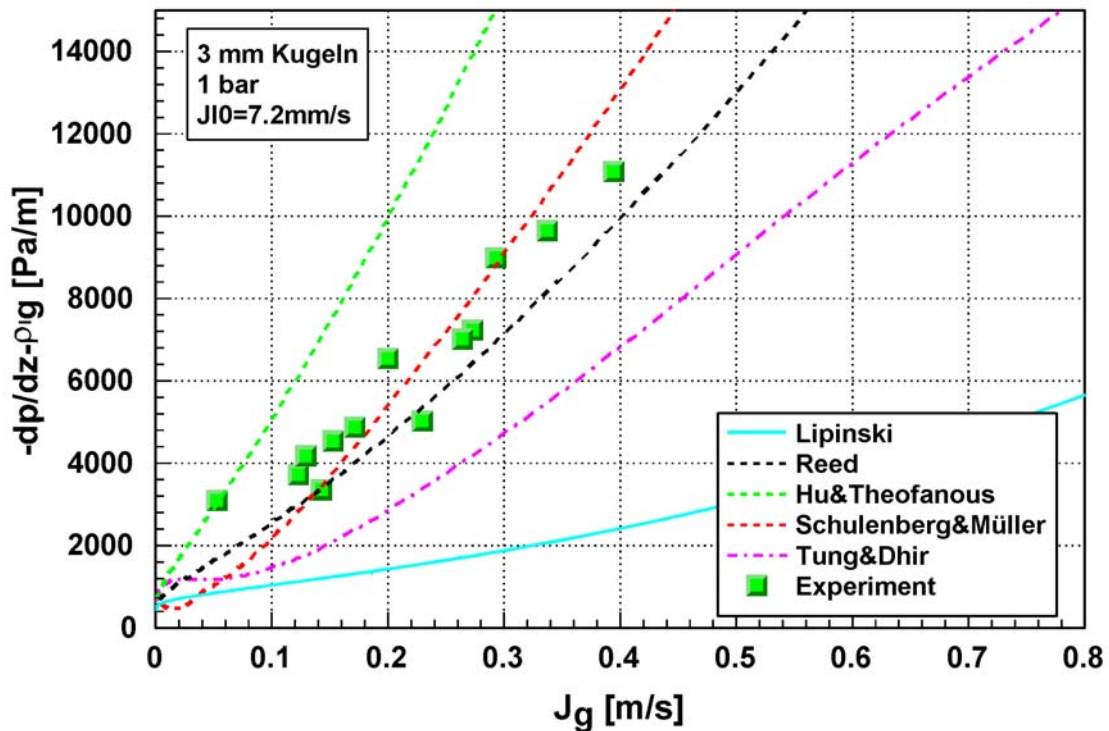


Abbildung 4-20: Vergleich der experimentellen Druckgradienten für das Schüttbett mit 3 mm Kugeln mit theoretischen Ergebnissen verschiedener Modelle aus der Literatur für ein von unten gespeistes Schüttbett (Gleichströmung mit $J_l^0 = 7.2 \text{ mm/s}$)

4.1.2.3 Gleichströmung / Berechnung nach Lockhart & Martinelli

Unter der Annahme, dass sich im Schüttbett aus 3 mm Kugeln bei gleichen Strömungsbedingungen (J_g , J_l) der gleiche Dampfgehalt in der Schüttung einstellt wie in der 6 mm Schüttung, muss der hydrostatische Druckgradient in beiden Fällen identisch sein.

Der Reibungsdruckgradient ist im Vergleich zur 6 mm Schüttung deutlich erhöht. Abbildung 4-21 zeigt die einphasigen Reibungsdruckgradienten sowie den Reibungsdruckgradienten für die Zweiphasenströmung berechnet nach Gleichung 2-13 mit $C=25$. Abbildung 4-22 zeigt, dass sich im betrachteten Bereich für Dampfleiterrohrgeschwindigkeiten bis 0.65 m/s gegenüber der 6 mm Schüttung der einphasige Reibungsdruckgradient für die Dampfphase um den Faktor 2.5 bis 4, der des Wassers um den Faktor 2.9 erhöht. In der Summe ist somit der nach Lockhart & Martinelli berechnete Zweiphasenreibungsdruckgradient im Vergleich zum 6 mm Schüttbett um den Faktor 2.5 bis 3 höher. Der Gesamtdruckgradient aus hydrostatischem Anteil und Reibungsanteil zeigt sowohl einen Abfall als auch einen Anstieg bei steigenden Dampfleiterrohrgeschwindigkeiten. Für kleine J_g ($< 0.05 \text{ m/s}$) ist zunächst ein steiler Abfall zu erkennen, in diesem Bereich ist analog zum 6 mm Schüttbett der Gravitationsterm die entscheidende Größe. Das Minimum wird aber bereits bei einem J_g von 0.04 m/s erreicht, und der anschließende Wiederanstieg des Druckgradienten ist sehr viel stärker ausgeprägt. Die Übereinstimmung des berechneten Druckgradienten mit den experimentellen Werten ist sehr gut.

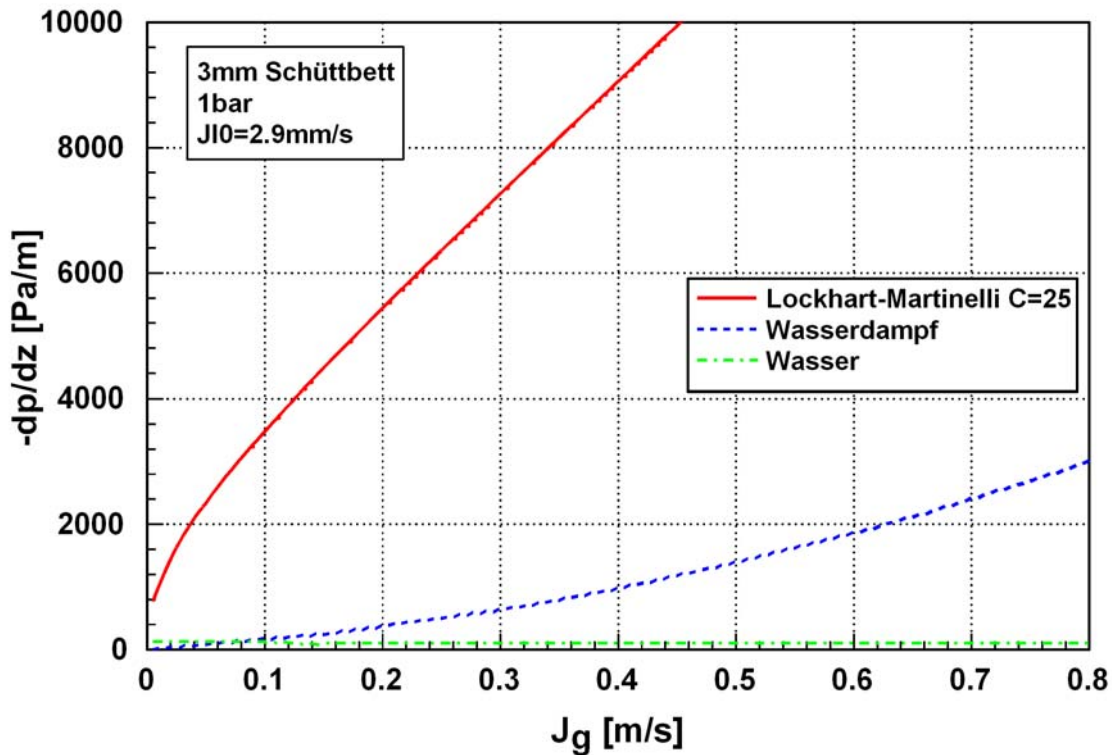


Abbildung 4-21: Einphasige Reibungsdruckgradienten für Wasser und Dampf sowie der nach Lockhart-Martinelli berechnete Zweiphasenreibungsdruckgradient für ein Schüttbett aus 3 mm Kugeln und einer Wassereinspeiserate von 2.9 mm/s

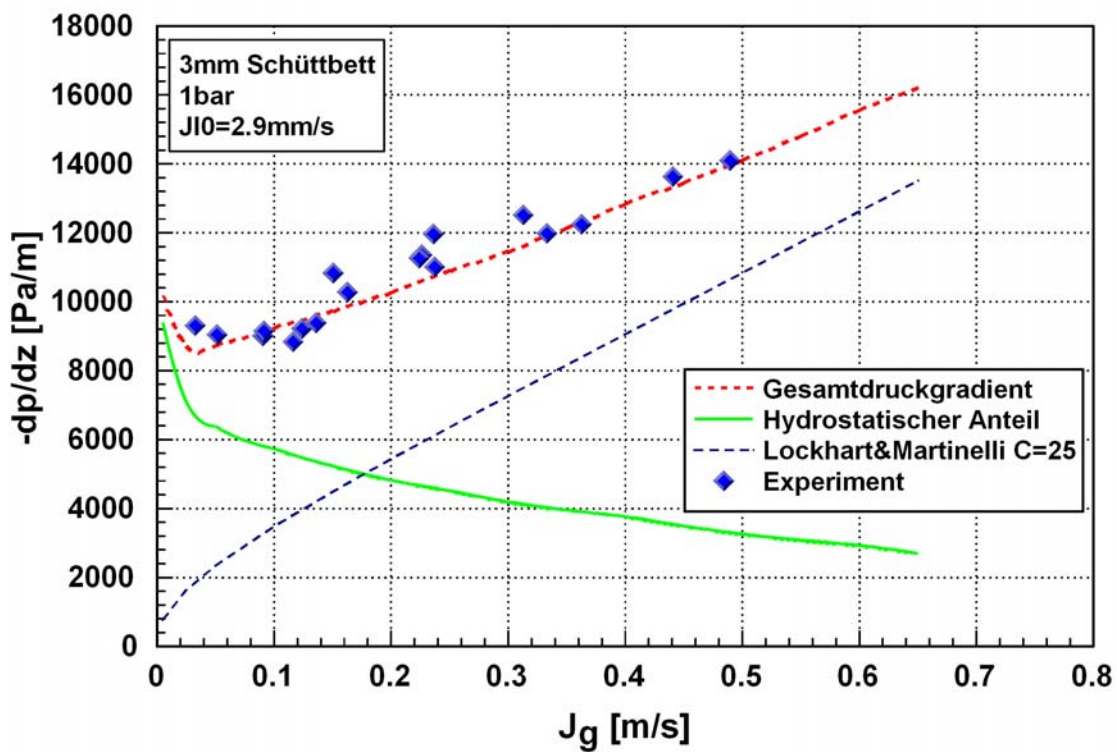


Abbildung 4-22: Druckgradientenberechnung nach Lockhart & Martinelli für ein Schüttbett aus 3 mm Kugeln und eine Wassereinspeiserate von 2.9 mm/s

4.1.3 Siedeexperimente mit dem Schüttbett aus 6 mm Kugeln unter erhöhtem Systemdruck

Eine Erhöhung des Systemdrucks von 1bar auf 3bar schlägt sich in den Stoffwerten vor allem in einer starken Zunahme der Dichte des erzeugten Dampfes nieder, während die Verdampfungsenthalpie nur geringfügig abnimmt. Dies hat zur Folge, dass bei gleicher eingebrachter Heizleistung ein deutlich geringerer Dampfstrom abgeführt werden muss. Tabelle 4-1 zeigt eine Gegenüberstellung der Stoffwerte von Wasser bei 1 und 3 bar.

Tabelle 4-1:

Stoffwerte von Wasser

	Wasser		Wasserdampf	
	1 bar	3 bar	1 bar	3 bar
Sättigungstemperatur [°C]	100	134	100	134
Dichte [kg/m ³]	958	931	0.59	1.67
Dynamische Viskosität [10 ⁻⁶ kg/ms]	281	206	12.2	13.4
Spezifische Wärmekapazität [kJ/kgK]	4.21	4.27	2.07	2.26
Verdampfungsenthalpie [kJ/kg]	2256	2162	--	--
Oberflächenspannung [N/m]	0.059	0.052	--	--

In Abbildung 4-23 sind die gemessenen Druckgradienten für das 6mm Schüttbett unter erhöhtem Systemdruck und unter Umgebungsdruck dargestellt. Die Versuchsergebnisse weisen bei einem Systemdruck von 3 bar nur geringfügige Unterschiede zu den Versuchsergebnissen unter Umgebungsdruck auf. Für den Fall reiner Gegenströmung zeigt sich wieder der typische Abfall der Druckgradienten bei kleinen Dampfleerrohrgeschwindigkeiten. Anders als bei den Versuchen unter Umgebungsdruck endet der Druckgradientenverlauf nicht im Dryout, sondern ist durch die maximal einbringbare Heizleistung wegen begrenzter Spulenkühlung begrenzt. Die maximale Heizleistung beträgt ca.15 kW. Aus Abbildung 4-23 ist ersichtlich, dass bei einer Erhöhung des Systemdrucks von 1 auf 3 bar der Druckgradientenverlauf nur schwach vom Systemdruck beeinflusst wird, der Dryoutwärmestrom aber erheblich größer sein kann. Dies wird von Reed et al. (1985) in den DCC-Versuchsreihen bestätigt.

4.1.3.1 Gegen- und Gleichströmung / Dryoutmodelle mit Interphasenreibung

Ein Vergleich mit den Dryoutmodellen zeigt eine grössere Abhängigkeit des berechneten Druckgradienten vom Systemdruck als im Experiment beobachtet. Das Modell von Schulenberg & Müller (wie auch das von Tung & Dhir) zeigt eine deutliche Erhöhung der Druckgradienten im untersuchten Dampfleerrohrgeschwindigkeitsbereich. Für Umgebungsdruck wird das lokale Minimum im Druckgradientenverlauf bei der Berechnung nach Schulenberg & Müller zu 5700 Pa/m, für einem erhöhten Systemdruck von 3 bar zu 6500 Pa/m berechnet. In Abbildung 4-24 und Abbildung 4-25 sind die Reibungsanteile und der Dampfgehalt

für das Modell von Schulenberg & Müller dargestellt. Daraus ist ersichtlich, dass unter Voraussetzung des Druckgradientengleichgewichts die starke Erhöhung der Dampfdichte in den Versuchen unter erhöhtem Systemdruck zu einer Erhöhung des Dampfgehalts α führt. Dies wiederum führt zu einer Reduktion der Relativgeschwindigkeit und schließlich zur Absenkung der Interphasenreibung F_i . Zusätzlich wird die Interphasenreibung durch die leicht verringerte Dichte des Wassers reduziert.

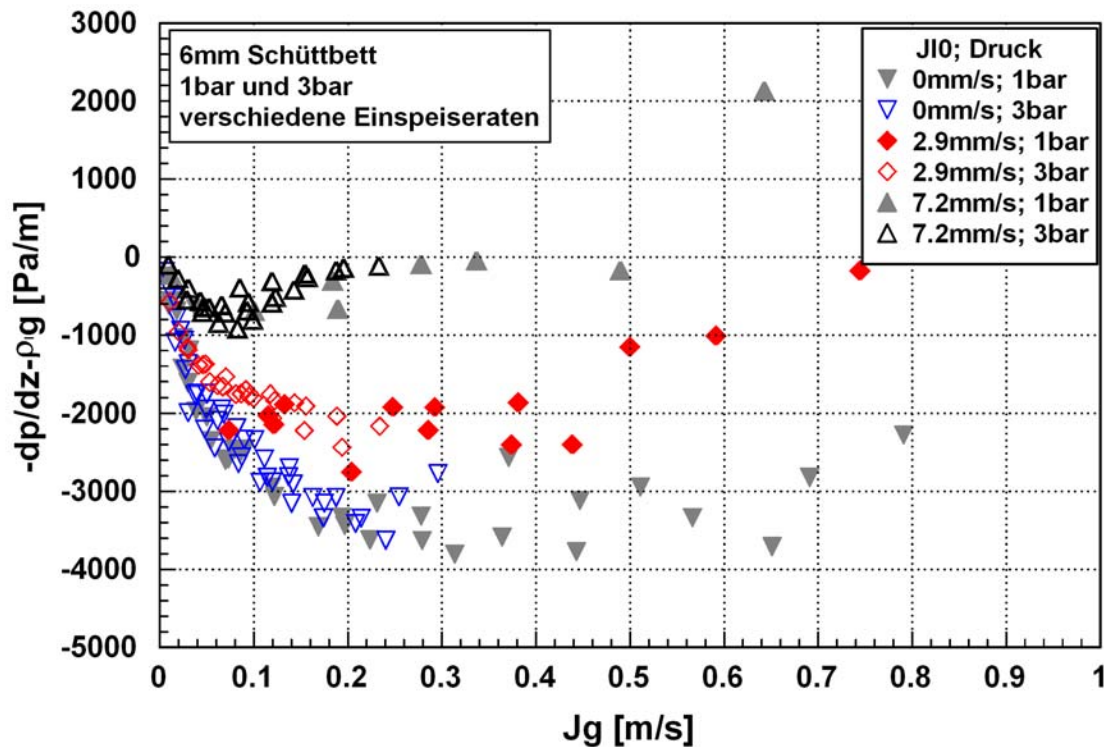


Abbildung 4-23: Gemessene Druckgradienten für das Schüttbett mit 6 mm Kugeln für Wassereinspeiseraten J_{I0}^0 von 7.2 mm/s, 2.9 mm/s und 0 mm/s bei einem Systemdruck von 1 und 3 bar

Trotz des höheren Dampfgehalts erhöht sich die Dampf/Partikelreibung aufgrund der höheren Dampfdichte. Die Reibung des Wassers an den Partikeln erhöht sich ebenfalls stark; dies ist darauf zurückzuführen, dass bei gleichem J_g jetzt ein fast 3mal so großer Wassermassenstrom fließen muss. Die Wasser/Partikelreibung ist allerdings im untersuchten Bereich von untergeordneter Bedeutung. Sie steigt erst in der Nähe des Dryouts stark an. Insgesamt führt dies zu einer Erhöhung des Druckgradienten über den gesamten Dampfleerrohrgeschwindigkeitsbereich.

Gleiches gilt auch für die Berechnungen mit zusätzlicher Einspeisung (Gleichströmung).

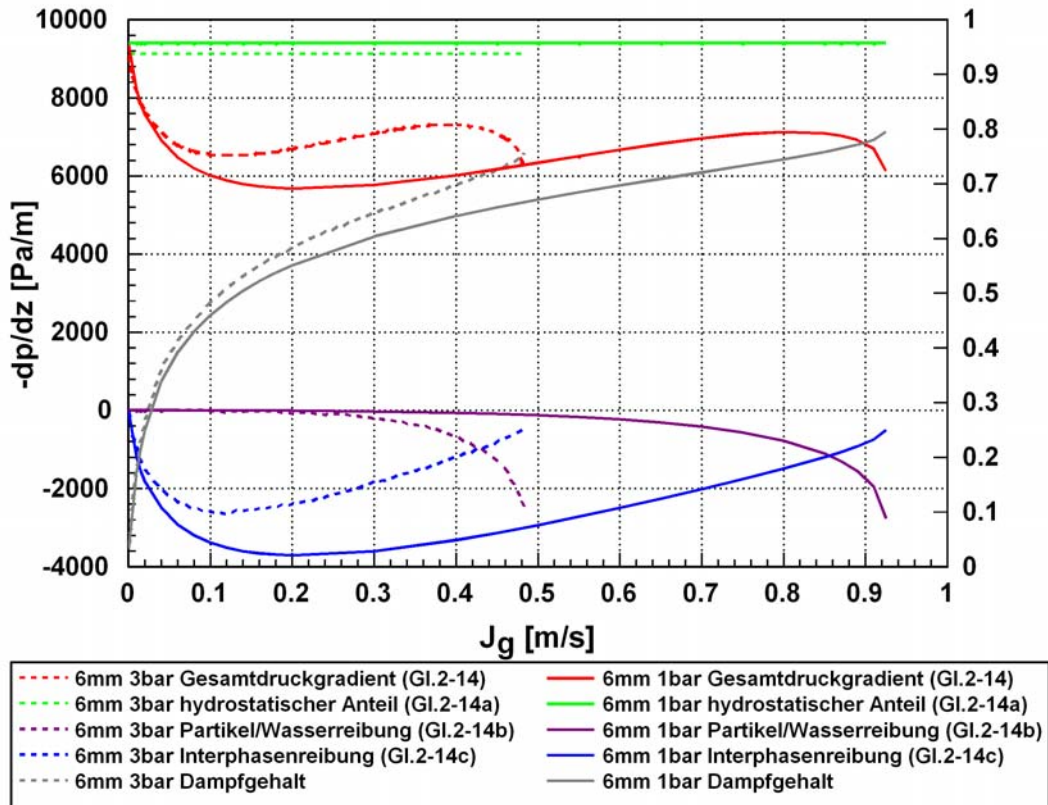


Abbildung 4-24: Einfluss des Systemdrucks auf die Reibungsanteile und den Dampfgehalt beim 6 mm Schüttbett ohne zusätzliche Wassereinspeisung (Dampfphase) nach Schulenberg & Müller

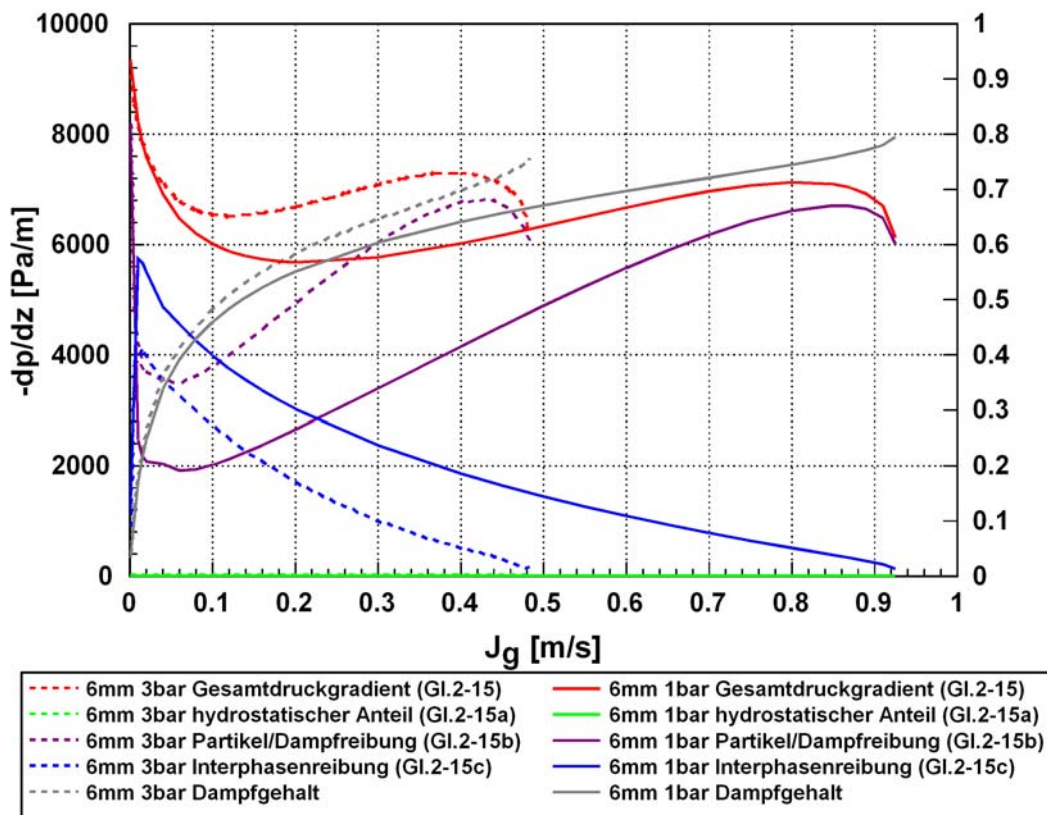


Abbildung 4-25: Einfluss des Systemdrucks auf die Reibungsanteile und den Dampfgehalt beim 6 mm Schüttbett ohne zusätzliche Wassereinspeisung (Wasser) nach Schulenberg & Müller

4.1.3.2 Gleichströmung / Berechnung nach Lockhart & Martinelli

Werden für die Berechnung des hydrostatischen Anteils die Stoffwerte für 3 bar verwendet, so ist erkennbar, dass eine Erhöhung des Systemdrucks praktisch keinen Einfluss auf die Gemischdichte hat. Der hydrostatische Druckgradient bleibt daher unter der Voraussetzung, dass sich unter erhöhtem Systemdruck eine ähnliche Dampfgehaltsverteilung wie unter Umgebungsdruck einstellt, unverändert (Abbildung 4-26).

Die einphasigen Druckgradientenabfälle zeigen im untersuchten Dampfleerrohrgeschwindigkeitsbereich bis 0.1 m/s ebenfalls nur geringfügige Änderungen. Der resultierende Druckgradient ist daher in diesem Bereich fast identisch mit den berechneten Werten für Umgebungsdruck. Erst für höhere Dampfleerrohrgeschwindigkeiten stellt sich ein größerer Unterschied ein (Abbildung 4-26).

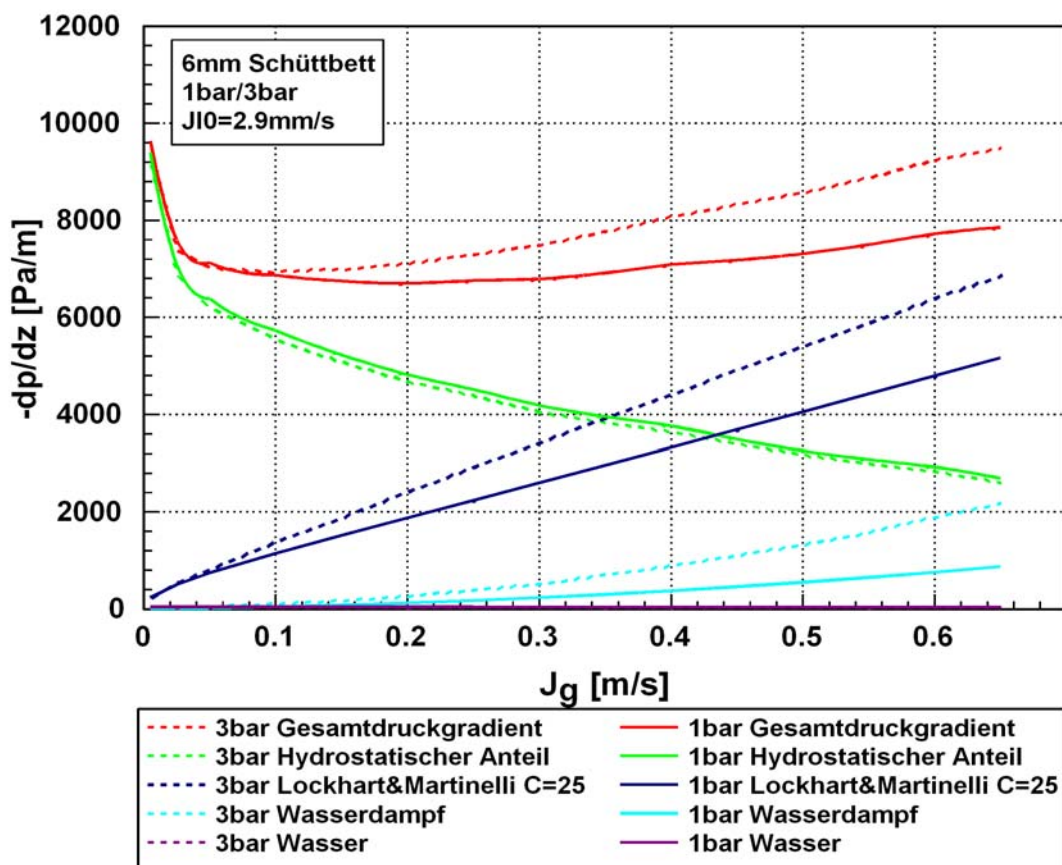


Abbildung 4-26: Einfluss des Systemdrucks bei der Berechnung des Druckgradienten nach Lockhart-Martinelli

4.1.4 Modifikationen an den Dryoutmodellen

Die große Abweichung der berechneten Druckgradienten von den experimentellen Werten beim Schüttbett aus 3 mm Kugeln bei kleinen Wassereinspeiseraten und beim Schüttbett aus 6 mm Kugeln bei hohen Wassereinspeiseraten wirft die Frage auf, wie der berechnete Druckgradient besser an den experimentellen Verlauf angepasst werden kann. In Schmidt (2004) wurde gezeigt, dass die im Modell von Tung & Dhir in Abhängigkeit des Dampfgehalts zugrundegelegten Strömungsmuster ebenso wie der Durchmesser der Blasen bzw. Flüssigkeitspfropfen (Slugs) für kleine Partikeldurchmesser in Frage zu stellen sind. Durch eine Modifikation der Gültigkeitsbereiche der Strömungsmuster sowie des Blasendurchmessers konnte eine bessere Übereinstimmung mit dem Experiment erzielt werden.

Soll ein Ansatz nach Schulenberg & Müller für das Schüttbett aus 3 mm Kugeln für Gegenstrombedingungen erfolgreich sein, so muss der Interphasenreibungsterm angepasst werden. Der Interphasenreibungsterm ist für die Bestimmung des Druckgradienten unterhalb der Dryoutwärmestromdichte die maßgebliche Größe (siehe Abb. 4-9). Aus Abbildung 4-19 in Kapitel 4.1.2.1 ist ersichtlich, dass im Bereich von $J_g = 0.3$ m/s die Interphasenreibung fast Null sein muss. Bereits in der Originalveröffentlichung von Schulenberg & Müller ist zu erkennen, dass die Gewichtsfunktion $W(\alpha)$ für die von ihnen mit 2.5 mm Kugeln durchgeführten Wasser/Luft-Experimente ($J_l^0 = 0$ mm/s) größere Abweichungen zeigt (Abbildung 4-27) Die Gewichtsfunktion ist hier anders als bei Schulenberg & Müller in Abhängigkeit des Dampfgehalts dargestellt, weiterhin ist auf der Ordinate nur $W(\alpha)$ aufgetragen (im Original $W(\alpha)/(1-\alpha)$).

Wird die Interphasenreibung entsprechend dem Druckverlauf aus den Experimenten für reine Gegenströmung angepasst, ergibt sich der in Abbildung 4-27 zusätzlich eingezeichnete Verlauf. Die Gewichtsfunktion für die Interphasenreibung kann durch eine abschnittsweise definierte Funktion beschrieben werden (die Aufteilung in zwei Abschnitte ist notwendig, damit W nicht negativ werden kann):

$$W(\alpha) = \begin{cases} -2843.43\alpha^4 + 4651.9\alpha^3 - 2564.57\alpha^2 + 476.6\alpha & \text{für } \alpha \leq 0.56 \\ 0 & \text{für } \alpha > 0.56 \end{cases} \quad \text{Gl. (4-5)}$$

Werden die Druckgradienten mit dieser Gewichtsfunktion berechnet, zeigt sich für Schüttbetten aus 3 mm Kugeln sowohl für Gegenströmung als auch für Gleichströmung eine gute Übereinstimmung mit den experimentell ermittelten Werten. Mehrere Berechnungen und Vergleiche mit experimentellen Daten sind in Abbildung 4-28 gegeben. Mit dieser Modifikation kann für kleine Wassereinspeiseraten bis 2.9 mm/s der Druckgradientenabfall unter $\rho_l \cdot g$ bei kleinen Dampfleerrohrgeschwindigkeiten gut wiedergegeben werden, ebenso der starke Wiederanstieg des Druckgradienten im Dampfleerrohrgeschwindigkeitsbereich von 0.1 m/s bis 0.3 m/s. Für höhere Wassereinspeiseraten ($J_l^0 > 4.5$ mm/s) ist in

Übereinstimmung mit dem Experiment das starke Ansteigen des Druckgradienten mit der Dampferrohrgeschwindigkeit ebenfalls gut wiedergegeben.

Die Anpassung der Interphasenreibung an die experimentellen Ergebnisse der 3 mm Schüttung hat allerdings zur Folge, dass sich der bereits in der Originalformulierung von Schulenberg & Müller relativ gut wiedergegebene Druckgradientenverlauf (für Gegenströmung) beim Übergang auf 6 mm Schüttbetten verschlechtert. Eine Gewichtsfunktion, die nur von α abhängig ist, muss auch bei unterschiedlichen Partikeldurchmessern qualitativ ähnliche Ergebnisse berechnen, d.h. entweder einen sehr starken Wiederanstieg (wenn Gl. B-5 mit Gl. 4-5 verwendet wird) oder einen nur schwachen Wiederanstieg im Druckgradientenverlauf (wenn Gl. 2-16 verwendet wird). Es müssten folglich zwei unterschiedliche Gewichtsfunktionen verwendet werden, damit der Druckverlauf sowohl für das Schüttbett aus 3 mm Kugeln als auch für 6 mm Kugeln gleich gut beschrieben werden kann.

Größere Abweichungen der berechneten Druckgradienten sind auch beim Schüttbett aus 6 mm Kugeln bei hohen Einspeiseraten erkennbar (Abb.4-6). Da der Druckgradientenverlauf für Gegenströmung (mit der originalen Gewichtsfunktion von Schulenberg & Müller) gut wiedergegeben ist, ist die Ursache der Abweichungen nicht in der Interphasenreibung zu suchen, sondern in der Partikelreibung. Die starke Zunahme des Druckgradienten mit steigender Dampferrohrgeschwindigkeit ist auf die Wasser/Partikelreibung zurückzuführen. Es wird daher für das Schüttbett aus 6 mm Kugeln eine Reduzierung des Exponenten in der relativen Passabilität des Wassers von 5 auf 4 vorgeschlagen. Abbildung 4-29 zeigt für das Schüttbett aus 6 mm Kugeln und verschiedenen Einspeiseraten den Vergleich von experimentellen Daten mit dem modifizierten Modell mit reduzierter Partikelreibung und dem originalen Schulenberg & Müller-Modell. Im Falle der Gegenströmung sind die Druckverläufe nur wenig verschieden. Die Reduzierung der Wasser/Partikelreibung im modifizierten Modell macht sich nur in einer höheren maximalen Dampferrohrgeschwindigkeit bemerkbar. Beide Modelle beschreiben den Druckverlauf gut. Bei Berechnungen mit zusätzlicher Einspeisung zeigt das modifizierte Modell ebenfalls eine gute Übereinstimmung. Besonders bei hohen Einspeiseraten ist mit dem modifizierten Modell eine deutlich bessere Übereinstimmung zu erzielen. Der viel zu starke Druckgradientenanstieg bei der Berechnung mit dem originalen Schulenberg & Müller-Modell wird in der modifizierten Version erheblich abgeschwächt.

Eine allgemeingültige Modifikation an den Reibungsgesetzen von Schulenberg & Müller ist zum gegenwärtigen Zeitpunkt allerdings noch nicht möglich. Für Partikelgrößen zwischen 3 mm und 6 mm kann eine Berechnung durch Interpolation der Gewichtsfunktionen bzw. der Exponenten in den relativen Passabilitäten erfolgen. Eine Extrapolation auf kleinere oder größere Partikel ist allerdings fragwürdig und an weiteren Versuchsreihen zu überprüfen.

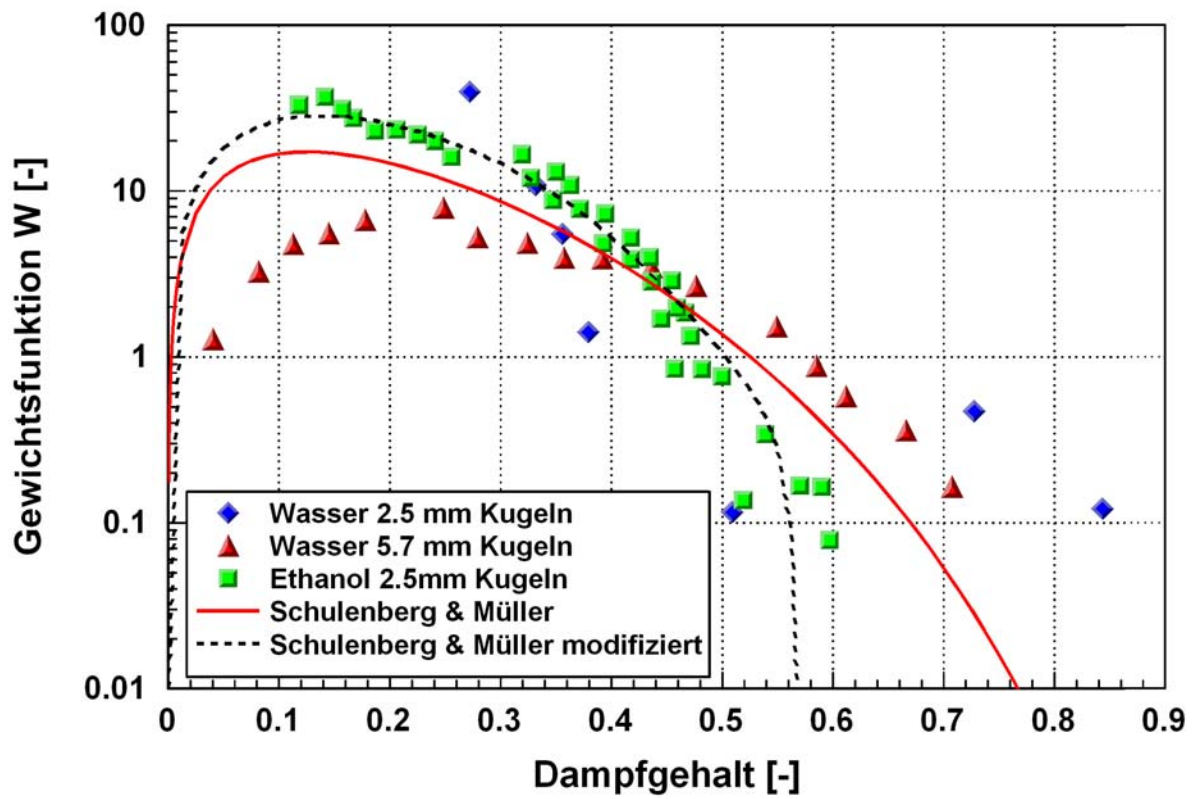


Abbildung 4-27: Gewichtsfunction $W(\alpha)$ nach Schulenberg & Müller und vorgeschlagene Modifikation

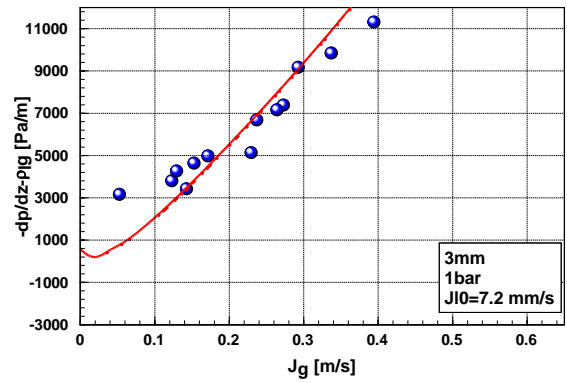
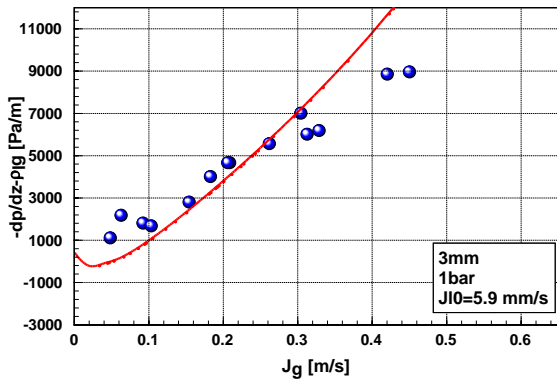
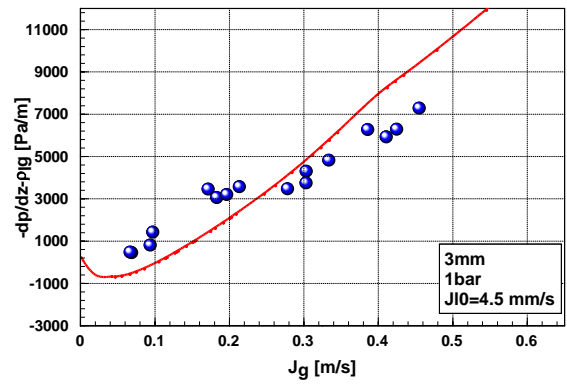
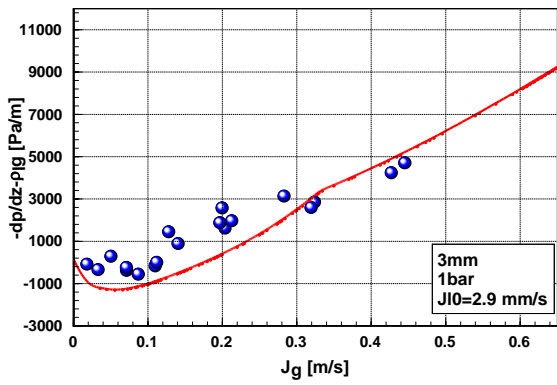
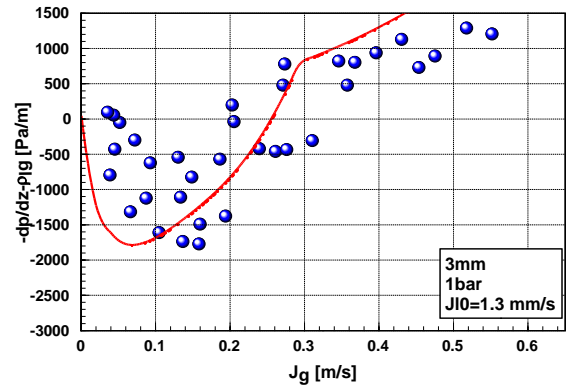
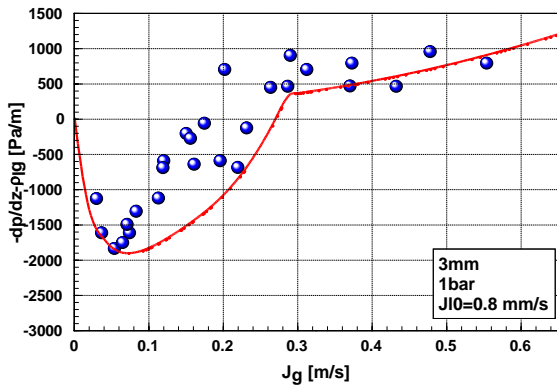
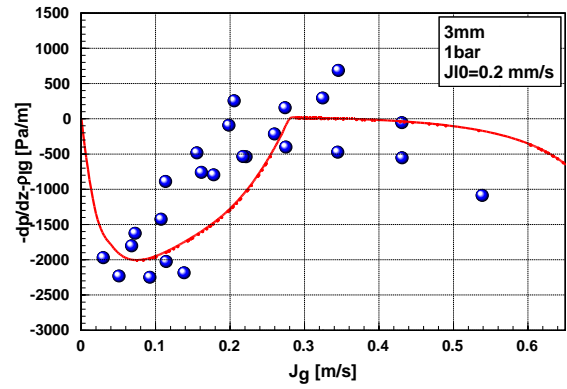
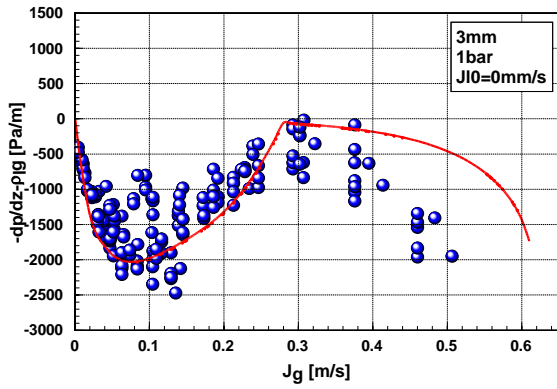


Abbildung 4-28: Vergleich experimenteller Daten mit dem modifizierten Schulenberg & Müller-Modell (Verwendung von Gl. 4-5 anstelle von Gl. B-10) für ein Schüttbett aus 3 mm Kugeln bei verschiedenen Einspeiseraten; 1bar

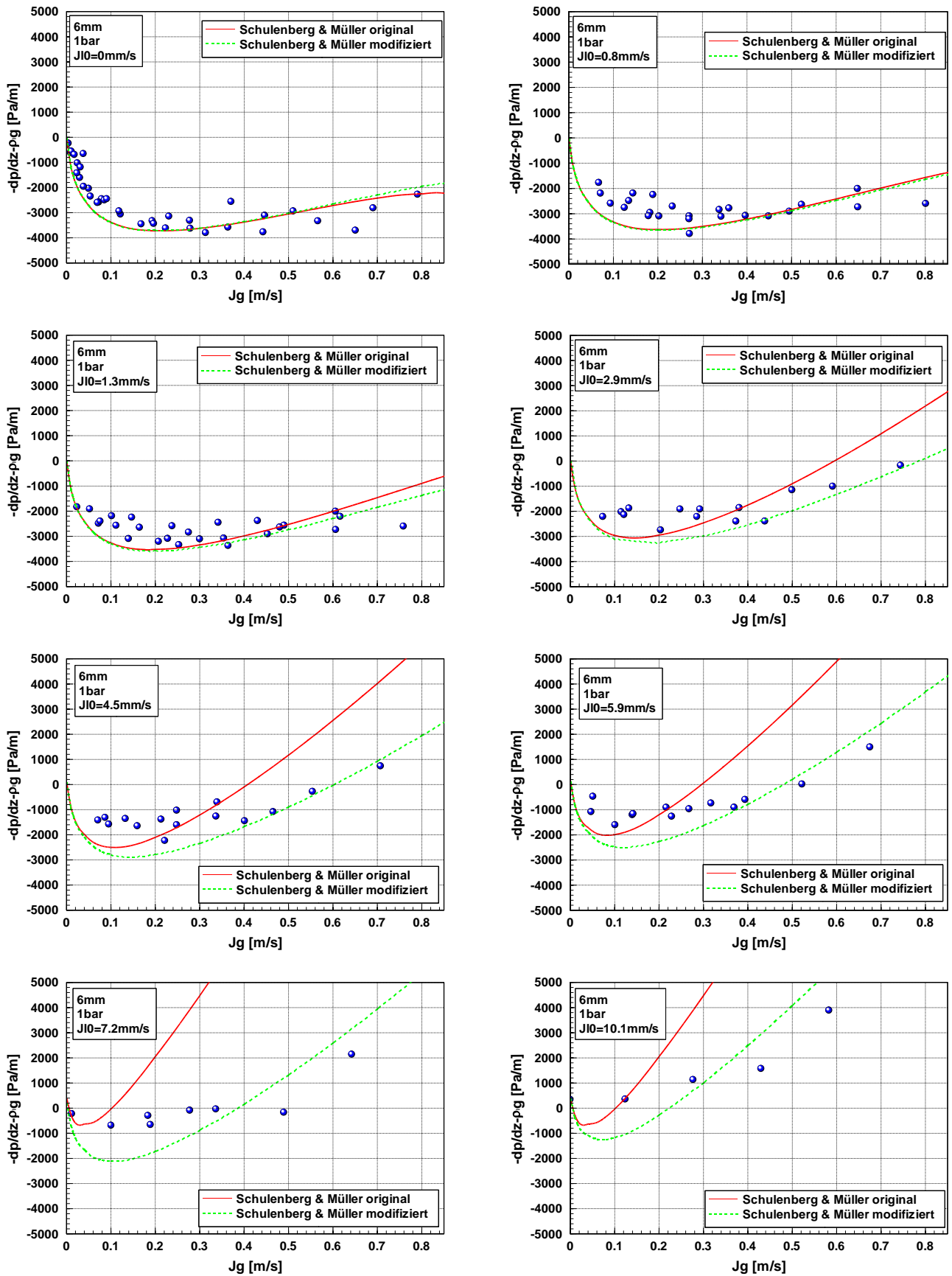


Abbildung 4-29: Vergleich experimenteller Daten mit dem modifizierten Schulenberg & Müller-Modell (Verwendung von $\eta_{r,l} = (1-\alpha)^4$ anstelle von Gl. B-11) für ein Schüttbett aus 6 mm Kugeln bei verschiedenen Einspeiseraten; 1bar

4.2 Dryoutversuche

Die im vorherigen Kapitel beschriebenen Versuche beziehen sich alle auf stationäre Siedezustände, d.h. die Schüttung befindet sich auf Sättigungstemperatur und ist vollständig kühlbar. In den Dryoutversuchen ist die Bestimmung der maximal einbringbaren Heizleistung (Dryoutwärmeleistung), bei der das Schüttbett kühlbar bleibt, von zentraler Bedeutung. Grundsätzlich können unterschiedliche Mechanismen dazu führen, dass Schüttbettbereiche austrocknen. Zu betrachten sind:

(a) Siedekrise und Einsetzen von Filmsieden

Nach Überschreiten der kritischen Wärmestromdichte beginnt sich auf Teilbereichen der beheizten Oberflächen ein zusammenhängender Dampffilm zu bilden (partiell Filmsieden), welcher den direkten Kontakt des Kühlmittels mit der beheizten Oberfläche verhindert. Der Wärmeübergang muss an diesen Stellen von der trockenen Heizwand an den Dampffilm stattfinden. Aufgrund des schlechteren Wärmeübergangs kann sich dabei die Heizfläche bis zum Aufschmelzen erhitzen. Die Wärmestromdichte, die zum Filmsieden notwendig ist, hängt hauptsächlich vom verwendeten Kühlmittel und dem herrschenden Systemdruck ab. Für Wasser wird bei ebenen Flächen und Glattrohren bei Systemdrücken von 1 bar bzw. 3 bar mit einer Wärmestromdichte von etwa 1000 kW/m^2 gerechnet (VDI-Wärmeatlas, 1998).

Diese Wärmestromdichte (bezogen auf die tatsächliche Heizoberfläche der Kugeln) wird bei den im Rahmen dieser Untersuchungen durchgeführten Experimenten bei weitem nicht erreicht, sodass man davon ausgehen kann, dass während der Versuche kein Filmsieden aufgetreten ist.

(b) Dryout

Während beim Filmsieden die an der Heizfläche zugeführte Wärmestromdichte der entscheidende Parameter ist, kann die Heizflächenbelastung beim Dryout sehr gering sein. Die Ursache des Austrocknens eines Teils oder der gesamten Heizfläche ist hier ein Mangel an Kühlmittel zur Aufnahme der zu übertragenden Wärme.

Bei der Kühlung von Schüttbetten mit Wasserzufuhr aus einer Wasservorlage über der Schüttung ist die Kühlbarkeit auf die Folgen eines Dryouts zurückzuführen. D.h. beim Überschreiten der sogenannten Dryoutwärmestromdichte kommt es aufgrund der hohen Dampfgeschwindigkeiten zu einer Behinderung oder Blockierung des einströmenden Wassers. Dieses Phänomen wird „Flooding“ genannt. Bei Erreichen des „Flooding Limits“ kann Flüssigkeit nur noch begrenzt in die Schüttung einströmen, was zur Folge hat, dass in der Schüttung mehr Wasser verdampft wird als in die Schüttung eindringen kann. Dies hat zur Folge, dass die Schüttung langsam austrocknet. Falls der Wasserzustrom aus der Wasservorlage nicht vollständig blockiert ist, kann das noch eindringende Wasser Teile des Schüttbetts kühlen.

Strenggenommen ist die Dryoutwärmestromdichte als die Wärmestromdichte definiert, bei der das Schüttbett aufgrund der Bildung von Trockenstellen anfängt zu überhitzen. Die Experimente zeigen aber, dass es ein Übergangsgebiet vom stationären Sieden zum Dryout gibt. D.h. obwohl Bereiche des Schüttbetts zum Teil deutlich über Sättigungstemperatur liegen, bleibt das Schüttbett langfristig kühlbar. Als Kriterium des DHF wurde daher ein kontinuierlicher Anstieg einer oder mehrerer Thermoelemente und das Erreichen einer Schüttbetttemperatur von 160°C angelegt. Die Begrenzung auf 160°C ist notwendig, um eine Beschädigung des PTFE-Behälters zu vermeiden.

4.2.1 Dryoutversuche mit dem Schüttbett aus 6 mm Kugeln

Bei den Versuchen mit dem 6 mm Schüttbett wurde die für einen Dryout notwendige Heizleistung durch die schrittweise Erhöhung der induktiv eingebrachten Heizleistung bestimmt. Das Schüttbett wurde dabei ausschließlich mit Wasser aus dem Wasservorlage versorgt, es wurde kein zusätzliches Wasser in den Boden der Schüttung eingespeist ($J_g^0 = 0$ mm/s; Gegenstrom). Bei der Annäherung an die Dryoutwärmestromdichte konnten in Bereichen des Schüttbetts Phasen der Austrocknung, gekennzeichnet durch kurzzeitige Temperaturanstiege und anschließende Wiederbenetzung verbunden mit einem raschen Temperaturabfall auf Sättigungstemperatur beobachtet werden. Bei weiterer Steigerung der Heizleistung werden die Phasen der Wiederbenetzung zunehmend unterdrückt. Dieses Übergangsverhalten wurde auch von Décossin (1999) bei der Durchführung der Silfide-Experimente (Dryoutuntersuchungen mit 7.15 mm Kugeln und einer Betthöhe von 500 mm) beobachtet. Zeitgleich mit dem Auftreten des Dryouts kann im betreffenden Bettsegment und am Bettfuß eine deutliche Druckabnahme festgestellt werden. Dies kann als Indiz für einen starken Anstieg des Dampfgehalts in der Schüttung bzw. in dem betreffenden Bettsegment gewertet werden.

In Abbildung 4-30 werden die Wärmetauscherleistung und die Temperaturverläufe eines Dryoutversuchs mit langsamer Annäherung an den Dryoutwärmestrom dargestellt. Es sind deutlich Temperaturexkursionen am Thermoelement 46 (zentral, zweite Hauptebene von oben) nach dem Erhöhen der Wärmestromdichte auf 1249 kW/m² (Generatorstufe 5.5) zu erkennen. In unregelmäßigen Abständen werden Temperaturen bis knapp 120°C erreicht. Nach einer weiteren Leistungssteigerung auf 1290 kW/m² (Generatorstufe 5.6) zeigt auch das benachbarte Thermoelement 45 (auf halbem Radius) Temperaturerhöhungen. Das zentrale Thermoelement 44 (z = 565 mm) zeigt ebenfalls geringe Temperaturerhöhungen. Insgesamt bleibt die Schüttung bis zu diesem Zeitpunkt kühlbar. Die maximale Temperatur, die im Schüttbett gemessen wurde, beträgt 128°C. Erst mit einer Wärmestromdichte von 1316 kW/m² (Generatorstufe 5.7) zeigen sich im Bett großflächige Überhitzungen. Diese befinden sich alle im oberen Teil der Schüttung (z > 440 mm), der untere Teil der Schüttung bleibt bis zum Versuchsende auf Sättigungstemperatur. Die Dryoutwärmestromdichte wurde mit hoher Wahrscheinlichkeit bereits bei dieser Generatorstufe erreicht. Darauf deutet

der starke Temperaturanstieg von T37 und T40 hin. In der Vergrößerung ist erkennbar, dass T37 bereits wieder ansteigt, bevor die Heizleistung bei $t = 11000$ s nochmals erhöht wurde (Generatorstufe 5.7). Gestützt wird dies durch den ebenfalls ab dieser Generatorleistung stark abfallenden Druck am Behälterboden (Abbildung 4-30c). Als Mittelwert der Dryout-Wärmestromdichte für das Schüttbett mit 6mm Kugeln wurden 1330 kW/m^2 ermittelt.

Die radiale Position des Dryouts war in den durchgeführten Experimenten uneinheitlich. Während der ersten Versuche befand sich der Ausgangspunkt in der Mitte, danach wurde der Beginn der Austrocknung im Schüttbett mehr in Richtung Behälterwand festgestellt.

Ein gemeinsames Merkmal aller Dryoutversuche war, dass die ersten ausgetrockneten Schüttbettbereiche mit starker Überhitzung immer in der oberen Betthälfte auftraten. Abbildung 4-31 zeigt die interpolierten Temperaturfelder aus drei Versuchen beim Erreichen einer Schüttbetttemperatur von 160°C . Die Versuche unterscheiden sich in der Leistungszustellung. Im ersten Fall erfolgte die Leistungszustellung in sehr kleinen Schritten. Im zweiten Fall erfolgte die Zustellung der Dryoutwärmestromdichte mit einem relativ großen Leistungssprung aus dem fortgeschrittenen Siedezustand. Im letzten Fall wurde das Schüttbett von Raumtemperatur in einem Schritt mit der Dryoutwärmestromdichte beheizt. Der Dryout wurde in allen Fällen innerhalb weniger Minuten nach der letzten Leistungssteigerung erreicht.

Die Ausbildung eines Übergangsgebiet mit alternierenden Überhitzungen und Wiederbenetzungen legt die Vermutung nahe, dass es beim Schüttbett aus 6 mm Kugeln, im Gegensatz zum im nächsten Abschnitt betrachteten 3 mm Schüttbett, bei hohen Dampfgeschwindigkeiten dem Wasser nicht möglich ist, die Kugeln vollständig zu benetzen. Die Ausbildung eines stabilen Wasserfilms ist in Kugelschüttungen maßgeblich durch die Ringstruktur des Wassers an den Berührungspunkten der Schüttung bestimmt.

In der Praxis bedeutet dies, dass sobald eine gewisse Dampfleerrohrgeschwindigkeit überschritten wird, der Wasserfilm lokal abreißt und der betroffene Bereich überhitzt. Die Ringstrukturen können aber an anderen Berührungspunkten weiterhin bestehen bleiben und sogar als Wasserversorgungslinie für den unteren Teil der Schüttung dienen. Es handelt sich hierbei also um einen lokal begrenzten Dryout, mit guten Chancen der Temperaturstabilisierung aufgrund von Dampfkühlung, Wärmeleitung und Strahlung von ausgetrockneten Bereichen zu Schüttbettbereichen, die noch im Kontakt mit Wasser sind und sich daher nur leicht über Siedetemperaturniveau befinden. Zudem findet eine Wiederbenetzung durch Flüssigkeitströpfchen (-Pfropfen) statt, die von der Dampfströmung mitgerissen werden.

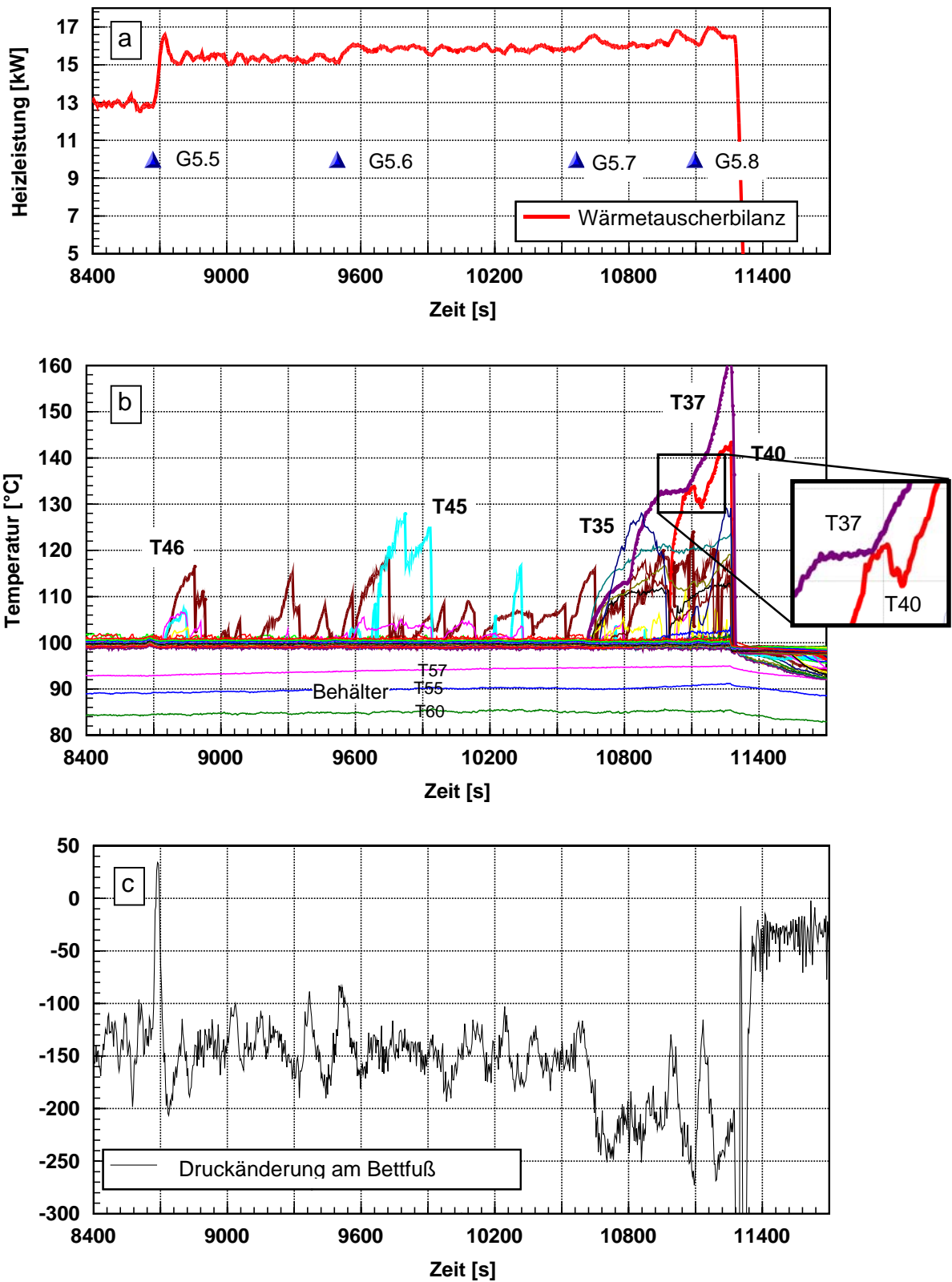


Abbildung 4-30: Dryoutversuch mit Schüttbett aus 6 mm Kugeln

- (a) Heizleistungsverlauf
- (b) Temperaturverläufe
- (c) Verlauf der Druckänderung am Schüttbettboden

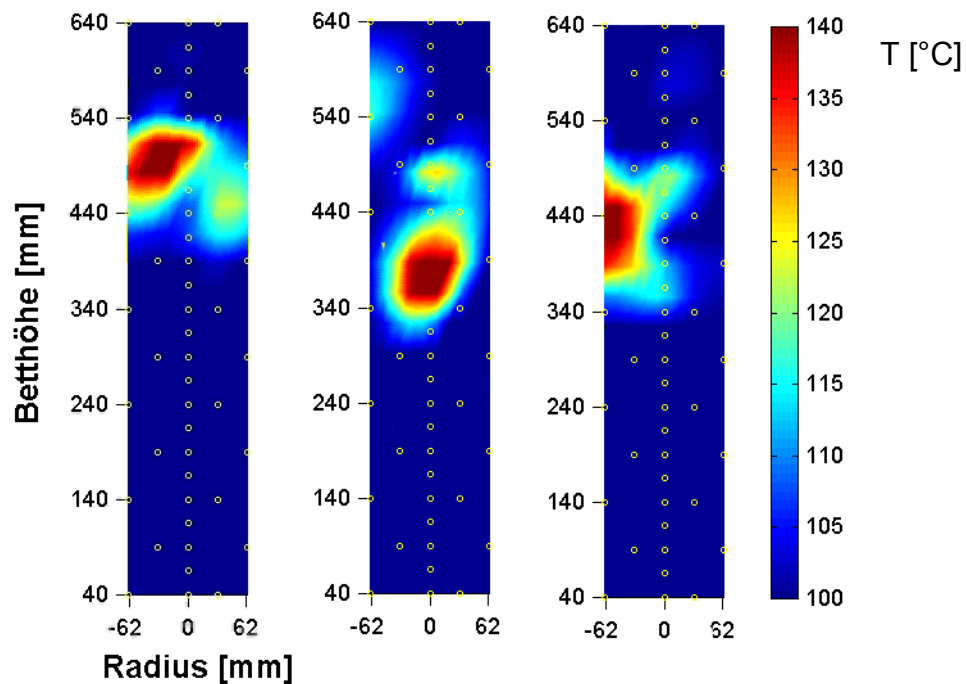


Abbildung 4-31: Ort der Trockenstellenbildung in 3 verschiedenen Dryoutversuchen mit 6 mm Kugeln

Abbildung 4-32 zeigt die Ringstrukturen anhand zweier Beispiele. In der ersten Anordnung liegen die Berührungspunkte weit auseinander. Der Durchmesser der Ringstruktur muss folglich vergleichsweise groß sein, damit ein effektiver Flüssigkeitstransport zwischen ihnen stattfinden kann. Eine solche Anordnung bewirkt ein hohes Risiko der Austrocknung. In der zweiten Abbildung kann ein Flüssigkeitstransport aufgrund der näher aneinanderliegenden Berührungspunkte schon bei kleinen Durchmessern der Ringstrukturen erfolgen. Der Wasserfilm ist daher stabiler als im vorherigen Fall. Zudem besitzt diese Anordnung, wenn man sie sich fortgesetzt denkt, mehr Berührungspunkte, so dass der Wegfall eines Wasserrings besser kompensiert werden kann.

Die im Experiment gemessene Dryoutwärmestromdichte von 1330 kW/m^2 entspricht nach Gleichung 2-18 unter Umgebungsdruck einer Dampferrohrgeschwindigkeit von 1 m/s . Ein Vergleich experimenteller Druckgradienten mit den Ergebnissen von Dryoutmodellen ist in Kapitel 4.1.1, Abbildung 4-5 gegeben. Der Dryout wird in dieser Abbildung für das jeweilige Modell bei der maximalen Dampferrohrgeschwindigkeit erreicht. Eine sehr gute Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert wird mit dem Modell von Reed ($J_{g,\text{max}} = 1.05 \text{ m/s}$; $\dot{q}_{DHF} = 1397 \text{ kW/m}^2$) erzielt. Auch das Modell von Schulenberg & Müller berechnet mit einer maximalen Dampferrohrgeschwindigkeit von $J_{g,\text{max}} = 0.91 \text{ m/s}$ ($\dot{q}_{DHF} = 1211 \text{ kW/m}^2$) noch einen Wert in der Nähe des Experiments. Die Modelle von Tung & Dhir ($J_{g,\text{max}} = 0.84 \text{ m/s}$;

$\dot{q}_{DHF} = 1118 \text{ kW/m}^2$) und Hu & Theofanous ($J_{g,max} = 0.8 \text{ m/s}$; $\dot{q}_{DHF} = 1064 \text{ kW/m}^2$) unterschätzen das Kühlpotential der Schüttung erheblich. Dagegen liefert das Lipinski-Modell eine viel zu hohe Dampfleerrohrgeschwindigkeit $J_{g,max} = 1.54 \text{ m/s}$ ($\dot{q}_{DHF} = 2049 \text{ kW/m}^2$).

Die gute Übereinstimmung mit dem Reed-Modell muss allerdings relativiert werden. Die Reibungsformulierungen in diesem Modell sind speziell an die Bedingungen eines von oben aus einem Wasservorlage gespeisten Schüttbettes angepasst worden. Die Siedeveruche, wie im vorherigen Kapitel beschrieben, zeigen jedoch, dass mit diesem Modell der Druckverlauf innerhalb der Schüttung nicht richtig wiedergegeben wird. Das Druckfeld ist aber von entscheidender Bedeutung für die Kühlbarkeit von realistischen Schüttungen mit mehrdimensionalen Effekten.



Abbildung 4-32: Ringstrukturen des Wassers an den Berührungspunkten der Kugeln

4.2.2 Dryoutversuche mit dem Schüttbett aus 3 mm Kugeln

Die Versuche mit dem Schüttbett aus 3 mm Kugeln wurden analog zu den Versuchen mit der 6 mm Kugelschüttung für reine Gegenströmung durchgeführt. Es zeigten sich deutliche Unterschiede im Austrocknungsverhalten. So kann die Bildung von Trockenstellen und der damit verbundene Temperaturanstieg stark verzögert auftreten.

Die zum Austrocknen des Bettes notwendige Wärmestromdichte wurde deshalb nicht durch ein schrittweises Erhöhen der Wärmestromdichte ermittelt, sondern durch mehrere Versuche, beginnend mit einer Wärmestromdichte deutlich über der vermuteten Dryoutwärmestromdichte. Von Versuch zu Versuch wurde dann die Wärmestromdichte reduziert, bis schließlich keine Austrocknung mehr stattfand. Um gleiche Ausgangsbedingungen für die Versuche zu haben, wurden die Versuche aus einem unkritischen Siedezustand gestartet, entsprechend der minimalen

Generatorleistung, die eine Wärmestromdichte von etwa 90 kW/m^2 bewirkt. Unter diesen Bedingungen wurden 6 Versuche durchgeführt. Sie zeigen, dass eine Abhängigkeit von der eingestellten Heizleistung und der Zeit besteht, die bis zum Auftreten erster starker Überhitzungen vergeht (Dryout Delay Time; DDT). Liegt die eingebrachte Heizleistung deutlich über der Dryoutwärmestromdichte, bilden sich die Trockenstellen innerhalb kurzer Zeit aus. Im Falle einer eingestellten Heizleistung entsprechend einer Wärmestromdichte von 1049 kW/m^2 (ca. 30% über dem ermittelten DHF) dauerte dies knapp 3 Minuten. Bei Annäherung an den DHF verlängerte sich die DDT erheblich, im Falle einer Wärmestromdichte von 830 kW/m^2 auf 19 Minuten und schließlich beim letzten Versuch, bei dem noch ein Austrocknen stattfand (813 kW/m^2), auf über 40 Minuten.

Ebenfalls konnte eine Abhängigkeit des Orts der Austrocknung in vertikaler Richtung von der eingebrachten Heizleistung beobachtet werden. Bei starker Überschreitung des DHF überhitzte das Bett im oberen/mittleren Bereich. Bei Versuchen mit geringeren Wärmestromdichten verschob sich der Ort der starken Überhitzung zum Schüttbettboden hin. In Abbildung 4-33 sind für vier verschiedene Versuche die Positionen, an denen die Austrocknung zuerst festgestellt wurde, die eingestellte Wärmestromdichte, die über den Bettquerschnitt abzuführen ist, sowie die seit Beginn der Beheizung des Schüttbetts vergangene Zeit dargestellt.

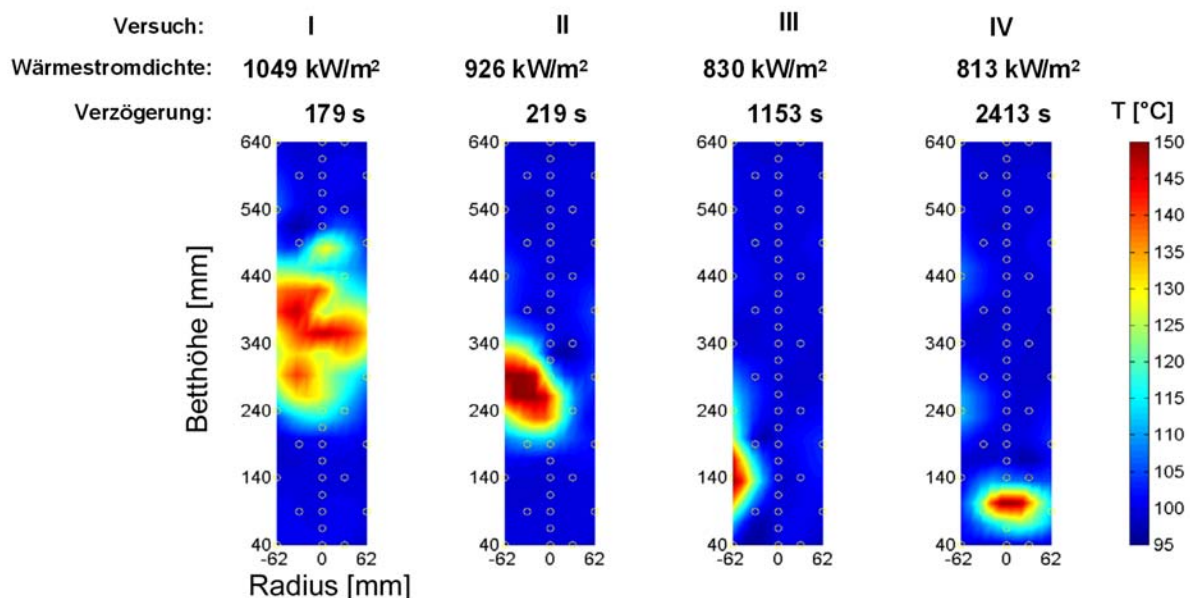


Abbildung 4-33: Zeitdauer bis zum Beginn des Austrocknens eines Bereichs des Schüttbetts und Position dieses Bereichs. Bett mit 3 mm Kugeln, Versuche bei verschiedenen Wärmestromdichten.

Eine Erklärung hierfür ist, dass beim Erreichen des CCFLs in der Schüttung mehr Wasser verdampft wird, als über den oberen Schüttbettrand zugeführt wird. Je nach eingestellter Heizleistung, kann aber noch etwas Wasser in die Schüttung eindringen. Bei hoher eingestellter Heizleistung kann nur sehr begrenzt Wasser in die Schüttung

eindringen, dagegen kann bei geringfügiger Überschreitung des CCFLs vergleichsweise viel Wasser in die Schüttung eindringen. Ist es diesem Wasser möglich, die gesamten Kugeloberflächen zu benetzen, so bleibt die Kugelschüttung im oberen Bereich weiterhin kühlbar. Ein Austrocknen findet erst statt, wenn das einströmende Wasser mit zunehmender Betttiefe vollständig verdampft ist. Zusätzlich ist zu beachten, dass das in der Schüttung enthaltene Restwasser weiterhin als Kühlmittel zur Verfügung steht. Beim Überschreiten des CCFLs findet daher vor dem völligen Austrocknen ein Übergang von hohen zu niedrigen Wassergehalten statt. Dies spiegelt sich während der Versuche auch in den gemessenen Druckdifferenzen wieder. In der Abbildung 4-34 sind der Heizleistungsverlauf, die Temperaturverläufe, der Verlauf der Differenzdrücke der einzelnen Bettsegmente sowie der Verlauf der Druckänderung am Bettfuß (PL0) während eines mehrstufigen Dryoutversuchs dargestellt. Die Heizleistung wurde in diesem Falle in zwei Stufen gesteigert. Zu Beginn wurde das Wasser auf Siedetemperatur erhitzt und danach die vermutete Dryoutwärmestromdichte, entsprechend einer Leistung von 9.78 kW, eingestellt. Als jedoch nach 10 Minuten noch keinerlei Anzeichen einer Druckabsenkung am Bettfuß erkennbar war, wurde die Heizleistung nochmals von 9.78 kW auf 9.98 kW erhöht. Nach dieser Erhöhung konnte ein kontinuierlicher Druckabfall am Bettfuß, sowie eine sehr geringe Überhitzung (wenige Kelvin) im Schüttbett festgestellt werden.

Das Einsetzen des kontinuierlichen Druckabfalls kann als direktes Resultat des abnehmenden Wassergehaltes betrachtet werden. Die Druckmessungen in den einzelnen Bettsegmenten zeigen ebenfalls einen deutlichen Abfall. Beginnend mit dem obersten Segment fallen die gemessenen Drücke nacheinander ab. Dies zeigt den Wechsel von hohen zu niedrigen Wassergehalten (Speisung des Schüttbetts nur noch durch einen dünnen Wasserfilm; siehe auch Kapitel 4.2.3)

Nach ungefähr 15 Minuten zeigte sich eine erste stärkere aber konstante Überhitzung von 20 K im unteren Bereich des Schüttbetts (Thermoelement 17). Schließlich wurde nach weiteren 25 Minuten eine Temperatur von 160°C im Bereich von Thermoelement 9 auf einer Schüttbetthöhe von 140 mm gemessen, wodurch angezeigt wurde, dass das Schüttbett an dieser Stelle vollständig ausgetrocknet war.

Ein Wechsel zwischen Austrocknung und Wiederbenetzung, wie er bei den Versuchen mit dem Schüttbett aus 6 mm Kugeln auftrat, konnte bei den Versuchen mit 3 mm Kugeln nicht beobachtet werden.

Aufgrund der im Vergleich zum 6 mm Schüttbett kleineren Porengrößen innerhalb der Schüttung ist die Reibung an den Partikeln deutlich erhöht. Dies führt zu einer Reduktion der Dryoutwärmestromdichte. Im Vergleich zum 6 mm Schüttbett reduziert sich die DHF um 40 % von 1330 kW/m² auf 813 kW/m².

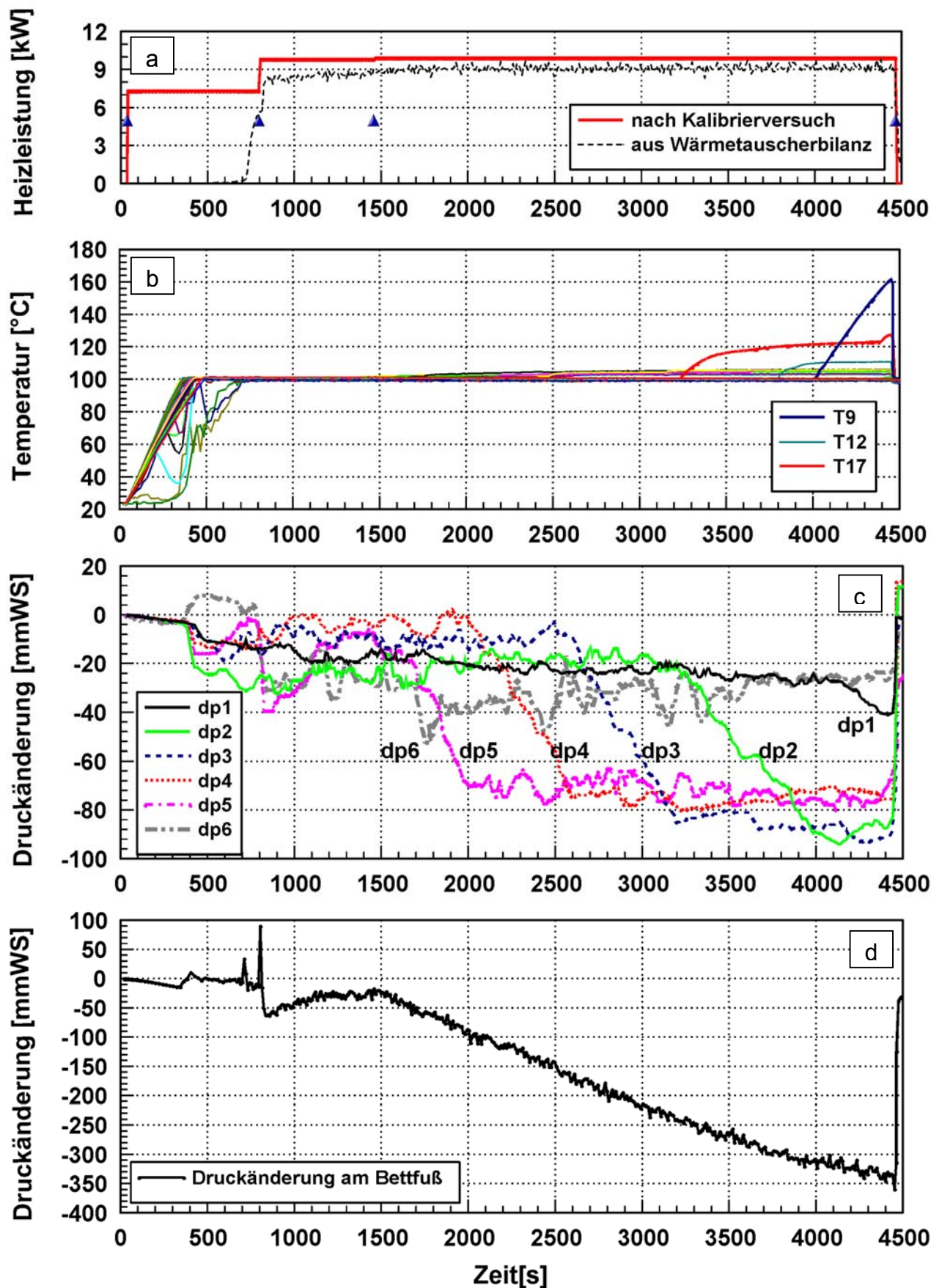


Abbildung 4-34: Dryoutversuch mit Schüttbett aus 3 mm Kugeln

- (a) Heizleistungsverlauf
- (b) Temperaturverlauf
- (c) Verlauf der Druckänderung in den einzelnen Bettsegmenten
- (d) Verlauf der Druckänderung am Schüttbettboden

Die experimentell bestimmte Dryoutwärmestromdichte von 813 kW/m^2 entspricht bei Umgebungsdruck einer Dampfrohrgeschwindigkeit von 0.61 m/s am oberen Schüttbettrand. Ein Vergleich mit den Dryoutmodellen ist in Kapitel 4.1.2.1, Abbildung 4-19 gegeben. Der Dryout wird in dieser Abbildung für das jeweilige Modell bei der maximalen Dampfrohrgeschwindigkeit erreicht. Der experimentelle Wert von 0.61 m/s wird vom Schulenberg & Müller-Modell sehr gut wiedergegeben. Das Modell von Hu & Theofanous unterschätzt die Kühlbarkeit mit einem $J_{g,\max}$ von 0.53 m/s ($\dot{q}_{DHF} = 705 \text{ kW/m}^2$) etwas, und das Modell von Reed ergibt einen etwas zu großen Wert ($J_{g,\max} = 0.67 \text{ m/s}$; $\dot{q}_{DHF} = 891 \text{ kW/m}^2$). Größere Abweichungen sind mit den Modellen von Tung & Dhir und Lipinski zuerkennen. Die Kühlung wird mit dem Tung & Dhir-Modell erheblich unterschätzt ($J_{g,\max} = 0.45 \text{ m/s}$; $\dot{q}_{DHF} = 598 \text{ kW/m}^2$). Im Gegensatz dazu wird mit dem Lipinski-Modell eine viel zu große Dampfrohrgeschwindigkeit ermittelt ($J_{g,\max} = 0.92 \text{ m/s}$; $\dot{q}_{DHF} = 1224 \text{ kW/m}^2$).

Obwohl das Reed-Modell auch mit dieser Schüttbettkonfiguration akzeptable Ergebnisse liefert, muss wieder darauf hingewiesen werden, dass dieses Modell, wie in Kapitel 4.1.2.1 gezeigt, den Druckverlauf in der Schüttung nicht richtig wiedergibt und daher für Berechnungen mit realistischen mehrdimensionalen Schüttbettkonfigurationen ungeeignet ist.

4.2.3 Die Constant Energy Line

Der experimentelle Befund, dass eine Abhängigkeit zwischen eingestellter Wärmestromdichte und dem Auftreten starker Überhitzungen besteht, wird von Hu & Theofanous (1991) bestätigt. Sie beschreiben den Zusammenhang zwischen dem verzögerten Auftreten der Überhitzungen (DDT; Dryout Delay Time) und der eingestellten Wärmestromdichte \dot{q} mit der von ihnen formulierten Constant Energy Line (CEL).

$$(\dot{q} - \dot{q}_{DHF}) \cdot DDT = E \quad \text{Gl. (4-6)}$$

Für eine gegebene Bettkonfiguration ist E konstant. Die minimale Wärmestromdichte, die zu einem Dryout führt, kann somit für $DDT \rightarrow \infty$ aus zwei mit unterschiedlichen Wärmestromdichten durchgeführten Versuchen bestimmt werden. Die Idee hinter der CEL ist, dass sich beim Überschreiten der Dryoutwärmestromdichte eine konstante Differenz zwischen einströmendem Wassermassenstrom und abströmendem Dampfmassenstrom einstellt:

$$\Delta \dot{m} = \left| \rho_g \cdot J_g \right| - \left| \rho_l \cdot J_l \right| \quad \text{Gl. (4-7)}$$

J_g kann dabei unter der Voraussetzung, dass die gesamte eingebrachte Heizleistung durch Verdampfung aus der Schüttung abgeführt wird, direkt aus der Energiebilanz

berechnet werden. Der noch in die Schüttung eindringende Wasservolumenstrom J_k kann mittels einer Flooding-Korrelation berechnet werden, z.B. Wallis (1969):

$$J_g^{*1/2} + B \cdot J_l^{*1/2} = C \quad \text{mit} \quad J_k^* = J_k \sqrt{\frac{\rho_k}{g \cdot d \cdot (\rho_l - \rho_g)}}, \quad k = g, l \quad \text{Gl. (4-8)}$$

Der Parameter B wurde von Hu & Theofanous für den Bereich $0 < J_l^{*1/2} < 0.106$ zu 2.18 bestimmt¹. Damit kann der Differenzmassenstrom beim Überschreiten der Dryoutwärmestromdichte in Abhängigkeit der Dryoutwärmestromdichte berechnet werden²:

$$\Delta \dot{m} = \begin{cases} \frac{\dot{q}}{h_{fg}} \left[1 - \frac{\dot{q}_{dhf}}{\dot{q}} \left(\frac{1}{2.18} \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right)^{1/4} \left\{ 1 - \left(\frac{\dot{q}}{\dot{q}_{dhf}} \right)^{1/2} \right\} + 1 \right)^2 \right] & \text{für } \dot{q} > \dot{q}_{dhf} \\ 0 & \text{für } \dot{q} \leq \dot{q}_{dhf} \end{cases} \quad \text{Gl. (4-9)}$$

Die Zeit bis zum Auftreten eines Dryouts ist abhängig vom Differenzmassenstrom $\Delta \dot{m}$ und von der Wassermasse, die aus der Schüttung vom Start der Transienten bis zum Auftreten des Dryouts abgeführt werden muss. Die Masse des Wassers in der

Schüttung wird durch $A_B \rho_l \varepsilon H \int_{H^*=0}^1 s dH^*$ beschrieben. (A_b = Schüttungsquerschnitt; H^* =

normierte Schüttbetthöhe = z / H). Das Integral $\int_{H^*=0}^1 s dH^*$ entspricht der Fläche links

der Transienten (Kurve II) in Abbildung 4-35. Zur Bestimmung der abgeführten Wassermasse muss das Integral zum Zeitpunkt des Dryouts vom Integral zum Start der Transienten subtrahiert werden. Diese Differenz entspricht der von den Kurven II, IVa und IVb eingeschlossenen Fläche $A_{II,IVa,IVb}$.

$$DDT = \frac{\rho_l \cdot V_l}{A \cdot \Delta \dot{m}} = \frac{A_B \cdot \rho_l \cdot H \cdot A_{II,IVa,IVb} \cdot \varepsilon}{A \cdot \Delta \dot{m}} \quad \text{Gl. (4-10)}$$

¹ In der Veröffentlichung von Hu & Theofanous ist Gleichung 4.8 fälschlicherweise mit $J_g^{*1/2} + B \cdot J_l^{*1.2} = C$ angegeben.

² In der Veröffentlichung von Hu & Theofanous ist Gleichung 4.9 fälschlicherweise mit $\Delta \dot{m} = \frac{\dot{q}_{dhf}}{h_{fg}} [\dots]$ für $\dot{q} > \dot{q}_{dhf}$ angegeben.

Der Wassergehalt in der Schüttung kann im Debris-Experiment nicht gemessen werden. Zur Bestimmung eines Sättigungsprofils über der Schüttbetthöhe ist daher ein geeignetes Modell notwendig. Qualitativ ergeben die in Abschnitt 2.1.1.2 vorgestellten Modelle ähnliche Ergebnisse, sodass die Schlussfolgerungen unabhängig vom verwendeten Modell sind. Abbildung 4-35 zeigt die aus Hu & Theofanous (1991) übernommenen und ergänzten Sättigungsprofile für stationäres Sieden unterhalb der Dryoutwärmestromdichte sowie die transienten Sättigungsprofile beim Überschreiten der Dryoutwärmestromdichte.

Kurve I entspricht dem unkritischen Sieden unterhalb der Dryoutwärmestromdichte. Hier spiegelt sich der aus Kapitel 4.1.1 bekannte Verlauf des zunehmenden Dampfgehalts (bzw. abnehmenden Wassergehalts) bei steigender Dampfleerrohrgeschwindigkeit (entspricht hier der Schüttbetthöhe) wieder. Bei einer Erhöhung der Wärmestromdichte unterhalb der Dryoutwärmestromdichte verschiebt sich das Sättigungsprofil in Richtung Kurve II, zu geringeren Sättigungen. Kurve II entspricht dem Sättigungsprofil beim Erreichen der Dryoutwärmestromdichte. Wird diese überschritten, ändert sich das Sättigungsprofil entscheidend. Da jetzt mehr Wasser verdampft wird, als aus der Wasservorlage nachströmt, kann sich kein stationärer Zustand einstellen. Der Wassergehalt der Schüttung muss jetzt mit zunehmender Zeitdauer kontinuierlich abnehmen.

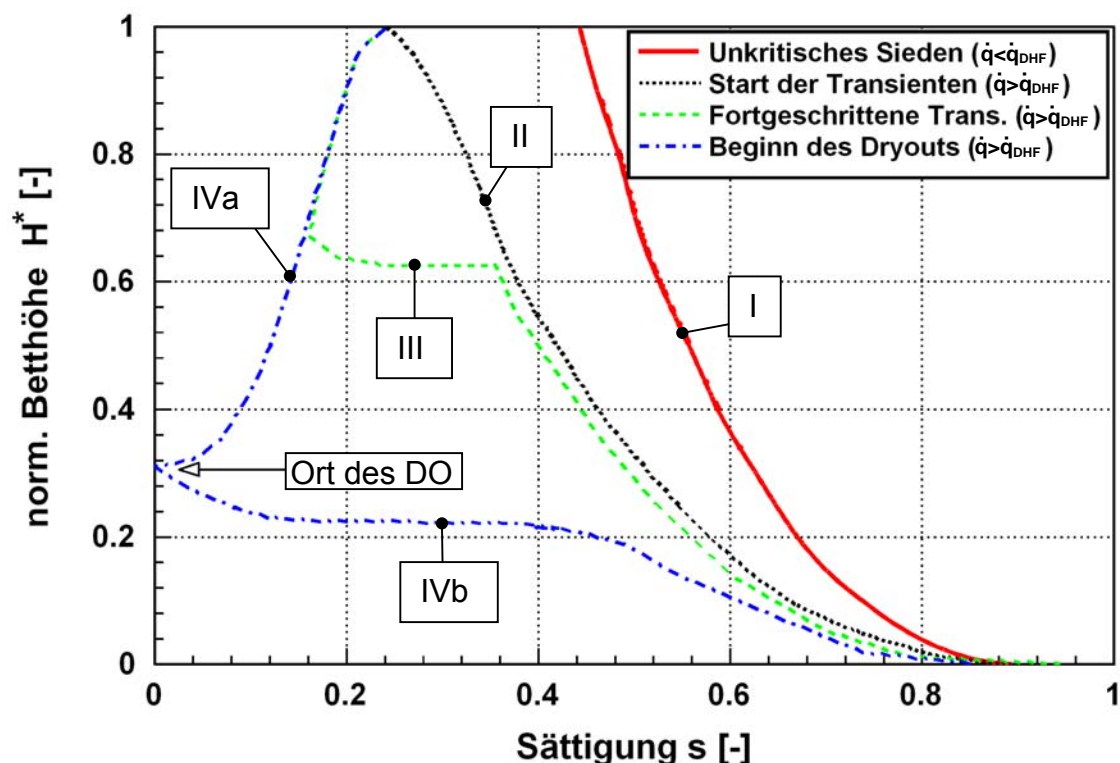


Abbildung 4-35: Sättigungsprofile beim stationären Sieden und transienter Verlauf beim Überschreiten der Dryoutwärmestromdichte nach Hu & Theofanous

Im Sättigungsprofil bildet sich ein nach unten laufendes Plateau aus (Kurve III). Oberhalb dieses Plateaus, im oberen Teil der Schüttung, kann aufgrund des noch begrenzt einströmenden Wassers der Wassergehalt nicht auf Null abfallen. Mit

zunehmender Schüttbetttiefe verdampft ein Teil dieses Wassers, sodass der Wassergehalt abfällt.

Unterhalb des Plateaus, im unteren Bereich der Schüttung, bleibt das Sättigungsprofil nahezu unverändert. Dort sind die Dampfleerrohrgeschwindigkeiten unterhalb des CCFLs. Das verdampfte Wasser kann mit Wasser aus den Porenräumen aus höheren Bereichen ersetzt werden. Dies ist die Ursache für das Herabwandern des Plateaus.

Erreicht das Plateau den Schüttbettbereich, der nicht mehr mit Wasser aus der Wasservorlage gekühlt werden kann, fällt die Sättigung lokal auf Null und Dryout tritt auf (Kurven IVa und IVb). Für $\dot{q} = \dot{q}_{DHF}$ kann das einströmende Wasser die Schüttung bis zum Boden kühlen, Dryout tritt daher bei $H^* = 0$ auf. Für höhere Wärmestromdichten, wie mit Kurve IV dargestellt, tritt Dryout in höheren Positionen auf.

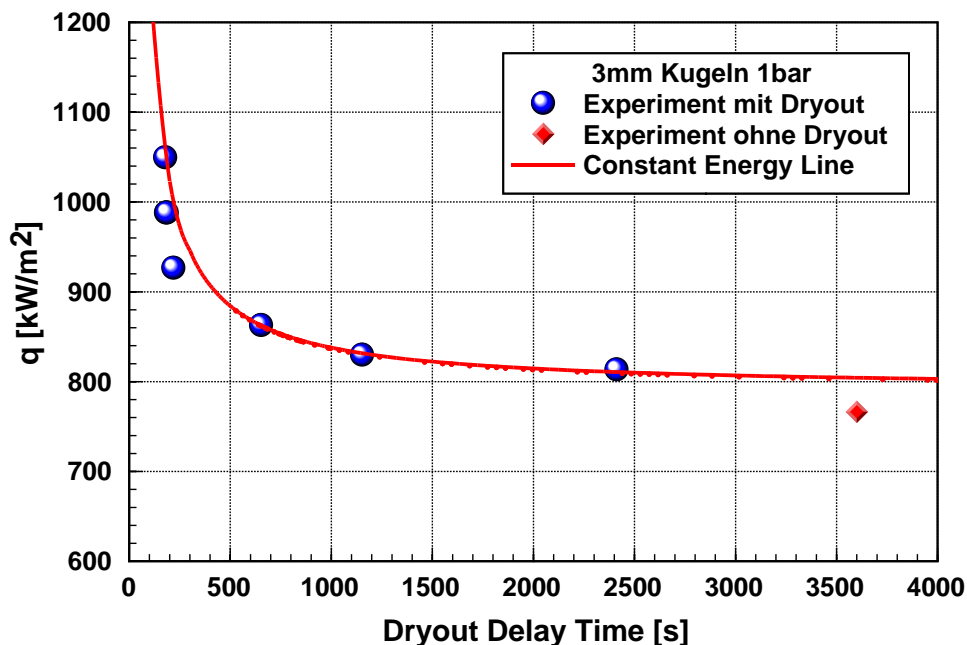


Abbildung 4-36: Vergleich experimenteller Daten mit der Constant Energy Line von Hu & Theofanous

Abbildung 4-36 zeigt die in den Dryoutversuchen eingestellten Wärmestromdichten sowie die dabei beobachtete Verzögerung zwischen Erhöhung der Wärmestromdichte und dem Auftreten erster starker Überhitzungen (150°C). Es ist deutlich zu erkennen, dass bei kleinen eingestellten Heizleistungen die Zeit bis zum Erreichen des Dryoutkriteriums stark ansteigt. Zusätzlich ist in das Diagramm die CEL eingezeichnet. Die flächenbezogene Änderung der Energie wurde aus den Datenpunkten für $\dot{q} = 862 \text{ kW/m}^2$ (DDT = 653 s) und 1049 kW/m^2 (DDT = 179 s) zu 46363 J/m^2 bestimmt. Die CEL ist in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Unter der Verwendung von Formel 4-6 und einer als unendlich groß angenommenen DDT ergibt sich eine Dryoutwärmestromdichte von 791 kW/m^2 .

4.2.4 Dryoutversuche unter erhöhtem Systemdruck

Ein Dryout konnte bei den experimentellen Untersuchungen mit einem Systemdruck von 3bar bei keinem der oben genannten Schüttbetten erreicht werden. Der Grund dafür ist die durch die Induktionsspulen Kühlung begrenzte Generatorleistung. Die maximal erreichbaren Wärmestromdichten betragen für das Schüttbett mit 6 mm Kugeln 1226 kW/m^2 (dieser Wert ist aufgrund des schlechteren Wirkungsgrades des Generators bei geschlossenem Druckbehälter kleiner als bei Versuchen unter Umgebungsdruck bei geöffneter Anordnung) und für das Schüttbett mit 3 mm Kugeln 970 kW/m^2 . Die zur Erzeugung höherer Wärmestromdichten notwendige Generatorleistung konnte somit nicht eingestellt werden, da sonst eine ausreichende Kühlung der Induktionsspule nicht mehr hätte gewährleistet werden können. Dies hätte zu einer Beschädigung angrenzender Bauteile im Versuchsstand, aber auch der Spule selbst geführt.

4.2.5 Bewertung der Modelle

4.2.5.1 Dryoutwärmestromdichte und Druckgradientenverlauf

Die Dryoutexperimente haben gezeigt, dass das Modell von Reed (ohne Interphasenreibung) zur Bestimmung der Dryoutwärmestromdichte für ein von oben mit Wasser gespeistes Schüttbett geeignet ist (Kapitel 4.2); es weist jedoch erhebliche Defizite bei der Bestimmung des Druckfeldes bei kleinen und mittleren Dampfleiterrohrgeschwindigkeiten auf (Kapitel 4.1). Generell kann der im Experiment nachgewiesene Abfall des Druckgradienten in diesem Bereich von Modellen ohne Interphasenreibung nicht beschrieben werden. Durch die Einführung der Interphasenreibung in den Modellen von Schulenberg & Müller und Tung & Dhir kann der berechnete Druckverlauf dem experimentell ermittelten besser angepasst werden. Beide Modelle beschreiben den Druckgradientenverlauf qualitativ richtig. Die Frage bleibt jedoch bestehen, ob die Reibungsformulierungen in den Dryoutmodellen die zu Grunde liegende Physik korrekt wiedergeben. Da die Interphasenreibung im Schulenberg & Müller-Modell in der Nähe des Dryouts praktisch vernachlässigbar ist und die Partikelreibung der im Reed-Modell sehr nahe kommt, überrascht die Übereinstimmung des berechneten maximal abführbaren Dampfstromes nicht. Es ist jedoch anzunehmen, dass in der Nähe des Dryouts der Interphasenreibung eine größere, möglicherweise sogar entscheidende Rolle zukommt. Dies ist aufgrund der hohen Relativgeschwindigkeit zwischen Dampf und Wasser zu erwarten. Die

Relativgeschwindigkeit von Wasser und Dampf $W_{rel} = \frac{J_g}{\alpha \cdot \varepsilon} - \frac{J_l}{(1-\alpha) \cdot \varepsilon}$ liegt im Falle

der 6 mm Kugelschüttung in der Nähe des Dryouts ($J_g = 1 \text{ m/s}$; $J_l = -0.6 \text{ mm/s}$) im Bereich von 2.8 m/s ($\alpha = 90\%$) bis 3.1 m/s ($\alpha = 80\%$). Demgegenüber ist die

Relativgeschwindigkeit zwischen Wasser und Partikeln sehr viel geringer. Sie liegt hier im Bereich von 0.075 m/s ($\alpha = 80\%$) bis 0.15 m/s ($\alpha = 90\%$).

Dass die Partikel/Wasserreibung unterhalb der Dryoutwärmestromdichte keine große Bedeutung hat, wurde bei Siederversuchen mit sehr geringer Einspeiserate ($J_1^0 = 0.2$ mm/s und $J_1^0 = 0.5$ mm/s) von unten bestätigt. Hier wurden vergleichbare Druckgradienten wie im Fall der reinen Gegenströmung gemessen.

Es ist jedoch grundsätzlich zu überlegen, ob die Bestimmung des Druckgradienten ohne Betrachtung der mikroskopischen Vorgänge in der porösen Struktur, wie es in den Modellen von Schulenberg & Müller sowie Tung & Dhir erfolgt, zweckmäßig bzw. angemessen ist. Sowohl in den Wasser/Luft-Experimenten ohne zusätzliche Wassereinspeisung von Tutu et al. (1984) als auch in den Winfrith-Experimenten (Wasser / Wasserdampf-Gegenströmung) (Macbeth & Trenberth, 1984) wurden Druckgradienten größer $\rho_l g$ gemessen. Dies wäre nur mit einer negativen Interphasenreibung zu erklären, was physikalisch unsinnig ist, oder durch zusätzliche Effekte wie Kapillarkräfte. Macbeth & Trenberth erklären ihre Ergebnisse damit, dass sich an der unteren Messstelle ein Dampfpolster gebildet hat, in dem aufgrund der Kapillarkräfte ein erhöhter Druck herrscht.

Für mehrdimensionale Fälle, bei denen das Druckfeld die Kühlbarkeit der Schüttung wesentlich bestimmt, muss ein Modell mit Interphasenreibungsansatz gewählt werden (Schulenberg & Müller, Tung & Dhir, Schmidt). Modelle, die bereits in einfachen 1D-Anordnungen falsche Ergebnisse liefern, sind generell für komplexere Situationen in Frage zu stellen.

Ein wesentlicher Vorteil des Schulenberg & Müller-Modells ist seine einfache Handhabung; dem gegenüber steht das komplexe Modell von Tung & Dhir bzw. Schmidt, welches schwieriger anzuwenden ist. Die dabei eingeführte Berücksichtigung von drei Strömungsmustern (plus Übergangsbereiche) in Abhängigkeit von Partikeldurchmesser und Dampfgehalt erlaubt eine Vielzahl von Parameteranpassungen in den Reibungsgesetzen (z.B. relative Permeabilitäten, relative Passabilitäten, Formulierung der Interphasenreibung, sowie die Geltungsbereiche der Strömungsregime). Durch eine geeignete Wahl dieser Parameter kann das Modell für eine Vielzahl von Versuchsbedingungen (Partikelgrößen, Systemdrücke etc.) angepasst werden, wie in Schmidt (2004) dargestellt.

Eine endgültige Entscheidung für ein Modell kann aufgrund der geringen Parametervariationen in den Experimenten noch nicht erfolgen. Obwohl die durchgeführten Experimente die Modelle von Schulenberg & Müller und Tung & Dhir bestätigen, bestehen für die Extrapolationsfähigkeit der genannten Modelle auf höhere Drücke und kleinere Partikel weiterhin Bedenken. Eine Fortführung der Experimente mit erweitertem Versuchsprogramm wird daher empfohlen.

4.2.5.2 Einfluss der Interphasenreibung auf die Kühlbarkeit von Schüttungen mit volumetrischen Wärmequellen

a.) Zylindrisches Versuchsbett

Die Bedeutung der Interphasenreibung in den Dryoutmodellen auf die Kühlbarkeit von Partikelschüttungen soll im folgenden anhand von drei Fällen diskutiert werden. Betrachtet werden:

- Versuchsbett unter Gegenstrombedingungen (Abbildung 4-37a)
- Versuchsbett mit Zwangseinspeisung (Abbildung 4-37b)
- Versuchsbett mit Wasserzufuhr mittels einer seitlich anstehenden Wassersäule (Abbildung 4-37c)

In den durchgeführten Dryoutexperimenten mit Gegenstrom von Dampf und Wasser wurde gezeigt, dass die Kühlbarkeit primär durch das Vorhandensein von Wasser in der Schüttung begrenzt ist. Unter Gegenstrombedingungen (Abbildung 4-37a) muss das gesamte Kühlwasser durch den oberen Bereich der Schüttung fließen, wo hohe Dampfgeschwindigkeiten und somit hohe Reibung herrschen. Beim Erreichen der Dryoutwärmestromdichte findet ein (teilweises) Aufstauen des zur Kühlung benötigten Wassers statt. Es kommt zu einer Austrocknung des Schüttbetts. Der maximale Wärmestrom kann für dieses Szenario sowohl von Modellen mit als auch ohne Interphasenreibung beschrieben werden. Das Druckfeld in der Schüttung ist hierbei nicht ausschlaggebend. Hinzu kommt, dass bei Dampfgeschwindigkeiten in der Nähe des Dryoutwärmestroms die Interphasenreibung sehr gering ist (Abbildung 4-9). Die Interphasenreibung ist somit für diesen Fall unbedeutend.

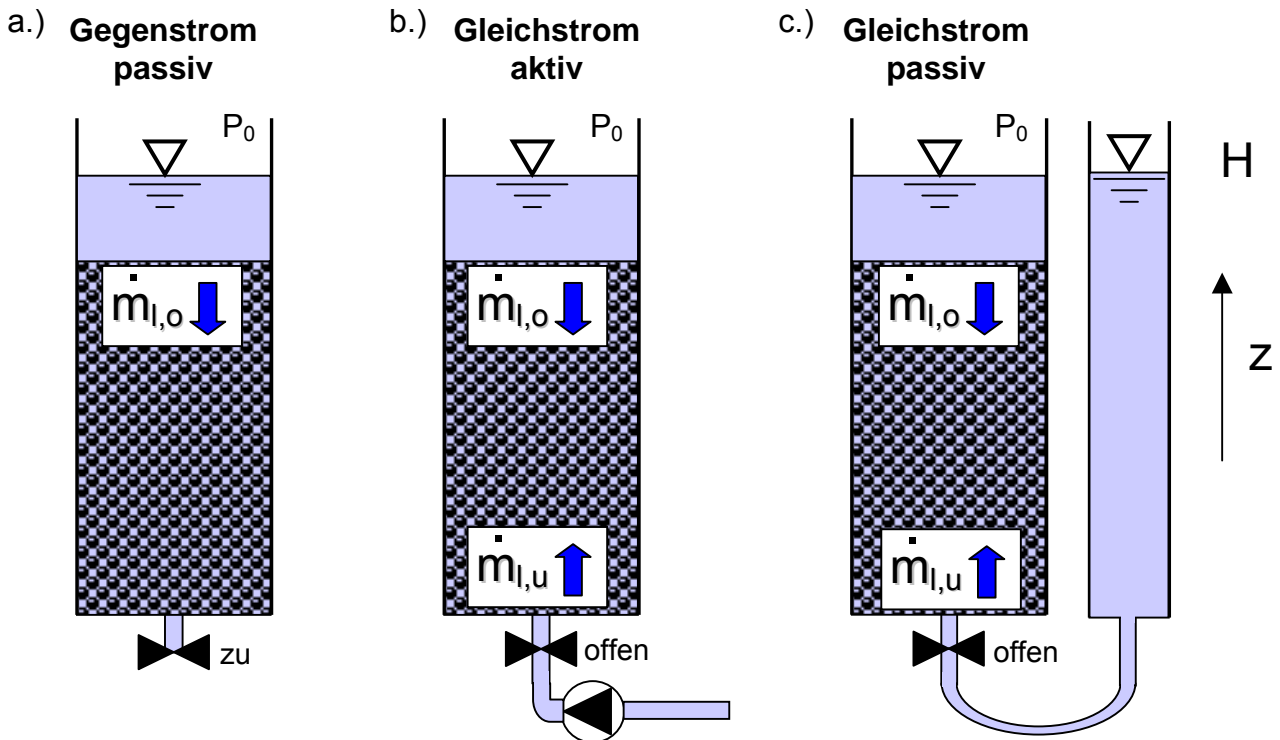


Abbildung 4-37: Aktive und passive Einspeisung in eine Schüttung

Auch bei Versuchen mit Zwangseinspeisung von unten (Gleichstrombedingung im unteren Bereich des Schüttbetts, siehe Abbildung 4-37b) ist das Druckfeld von untergeordneter Bedeutung. Es ergibt sich sowohl für Modelle mit als auch ohne Interphasenreibung eine verbesserte Kühlbarkeit der Schüttung, weil ein Teil des Kühlwassers über den Schüttbettboden einströmt. Der maximale, aus der Schüttung abführbare Wärmestrom ist erreicht, wenn das in die Schüttung eindringende Wasser vollständig verdampft ist:

$$\dot{q}_{DHF} = \dot{m}_l \cdot h_{fg} = (\dot{m}_{l,u} + \dot{m}_{l,o}) \cdot h_{fg}$$

Der Massenstrom $\dot{m}_{l,u}$ am Schüttbettboden ist über die Pumpeneinstellung vorgegeben. Der Wassermassenstrom $\dot{m}_{l,o}$ über die Schüttbettoberkante wird von allen Modellen ähnlich berechnet. Bei hohen Pumpeneinspeiseraten werden sehr hohe Dampfgeschwindigkeiten in der Schüttung erzeugt, sodass das Wasser aus der Wasservorlage vollständig aufgestaut wird. In der Folge berechnen alle Modelle den gleichen DHF mit $\dot{q}_{DHF} = \dot{m}_{l,u} \cdot h_{fg}$. Ein direkter Einfluss der Interphasenreibung auf die Kühlbarkeit der Schüttung kann daher aus Dryoutexperimenten mit Zwangseinspeisung nicht erkannt werden.

Bei passiven Systemen mit Gleichströmung ist dies anders. Hier stellen sich die Wassermassenströme entsprechend dem Druckfeld ein. Für eine Versuchsanordnung mit Zustrom von Wasser über eine seitlich anstehende Wassersäule konstanter Höhe (Druckrandbedingung, Abbildung 4-37c) ist der Zustrom von Wasser maßgeblich von der Druckdifferenz zwischen Wassersäule und Schüttbettboden abhängig. Der Druckverlauf in der Schüttung kann mit

$$p(z) = p_0 + \int_0^z \frac{dp(J_g, J_l, \dots)}{dz} dz \quad \text{berechnet werden, wobei } p_0 \text{ den Umgebungsdruck über}$$

der Wasservorlage darstellt. Für Modelle ohne Interphasenreibung ergibt sich für den Druckverlauf im Vergleich zu einer Wassersäule nur ein geringer Unterschied, da in einem weiten Bereich der Schüttung der Druckgradient nur minimal von $\rho_l \cdot g$ abweicht. Am Schüttbettboden stellt sich somit nur eine geringe Druckdifferenz zur Wassersäule ein. Im Vergleich dazu ist bei Modellen mit Interphasenreibung über einen großen Bereich der Schüttung eine deutliche Absenkung des Druckgradienten erkennbar. In der Folge reduziert sich der Druck am Schüttbettboden während des Siedevorganges deutlich. Die Druckdifferenz zwischen Schüttbettboden und der anstehenden Wassersäule erzeugt eine hohe Saugwirkung und fördert zusätzlich Wasser in die Schüttung. Damit lässt sich die starke Erhöhung des DHF im Vergleich zum Gegenstromfall im Experiment von Hofmann (1984) ($H_{\text{Bett}} = 485 \text{ mm}$, $H_{\text{Wassersäule}} = 500 \text{ mm}$, $D_p = 3 \text{ mm}$) erklären. Tabelle 4-2 zeigt die experimentellen Ergebnisse sowie die berechneten DHF-Werte mit verschiedenen Dryoutmodellen aus Schmidt (2004).

Tabelle 4-2: Eindimensionale Dryout-Berechnungen mit verschiedenen Modellen für das Experiment von Hofmann (1984); aus Schmidt (2004)

	Experiment Hofmann	Lipinski	Reed	Hu & Theofanous	Tung & Dhir	Schmidt	Schulenberg & Müller
DHF [MW/m ²] Gegenstrom	0.95	1.22	0.9	0.71	0.6	0.93	0.82
DHF [MW/m ²] mit Wassersäule	2.10	1.48	1.22	1.01	2.00	1.42	1.58
Verbesserung	121%	21%	35%	42%	234%	52%	94%
Wasserzustrom $\dot{V}_{l,u}$ über den Boden [m ³ /m ² s]	----	0.56	0.45	0.37	0.93	0.642	0.73
Anteil $\dot{V}_{l,u}$ am Gesamtwasserstrom ($\dot{V}_{l,u} + \dot{V}_{l,o}$)	----	82%	81%	80%	100%	98%	99%

Es ist klar zu erkennen, dass nur Modelle mit Interphasenreibung die starke Verbesserung der Kühlung beim Zustrom von Wasser mittels seitlich anstehender Wassersäule wiedergeben können. Je stärker die Interphasenreibung im Reibungsmodell berücksichtigt wird, desto besser wird die berechnete Kühlbarkeit. Die Verbesserung tritt am stärksten beim Modell von Tung & Dhir in Erscheinung, auch beim Modell von Schulenberg & Müller ist eine sehr starke Verbesserung zu erkennen. Die starke Reduzierung der Interphasenreibung im modifizierten Tung & Dhir-Modell von Schmidt resultiert in einer nur moderaten Steigerung des DHF.

b.) Realitätsnahes Schüttbett

Die Kühlung des Corium-Schüttbetts während eines schweren Störfalls muss ebenfalls passiv, d.h. ohne Pumpen erfolgen. Hierbei können ähnliche Effekte in Erscheinung treten, wie für den o.g. Fall einer seitlich anstehenden Wassersäule, wenn Wasser über strömungsgünstige Bereiche den Schüttbettboden erreichen kann (Abbildung 4-38).

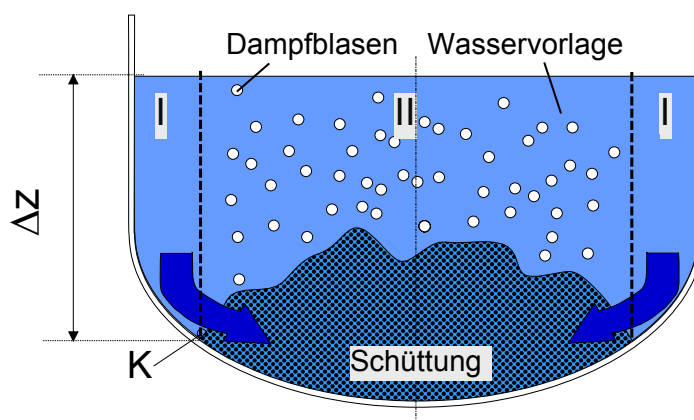


Abbildung 4-38: Strömungsvorgänge bei mehrdimensionalen Schüttungen

Die Wasservorlage seitlich der Schüttung (Bereich I) und Schüttbettbereiche mit geringer Höhe entsprechen hier Wassersäulen, die zusätzlich zu der über der Schüttung liegenden Wasservorlage (Bereich II) Wasser in die Schüttung einspeisen können. Zunächst soll das System stark vereinfacht betrachtet werden. Die Bereiche I und II seien entkoppelt, d.h. sie sind nur am Boden des RDBs miteinander verbunden. Strömt der Dampf senkrecht aus der Schüttung, bildet sich in Bereich I ein einphasiges Gebiet aus. Wird weiterhin dieser Bereich als reibungsfrei betrachtet, so ist am äußeren Rand der Schüttung (Punkt K) ein Druck von $\rho_l \cdot g \cdot \Delta z$ zu erwarten. In der Schüttung sowie in der Wasservorlage ist der Druckgradient abhängig vom verwendeten Reibungsmodell. Generell ist eine Anwendung der Reibungsgesetze für poröse Medien in einer umgebenden Wasservorlage als problematisch anzusehen und sollte experimentell überprüft werden. Werden die Modelle ohne Interphasenreibung verwendet, ergeben sich nur geringe Druckänderungen. Der Saugeffekt der Schüttung ist gering. Dagegen ist bei der Verwendung von Modellen mit Interphasenreibung eine deutliche Druckabsenkung am Schüttbettboden zu erwarten (siehe hierzu auch Abbildung 3-7). Diese Druckdifferenz könnte hier erheblich mehr Wasser in die Schüttung fördern und damit die Kühlbarkeit erhöhen.

Werden die Bereiche I und II als gekoppelt betrachtet, müssen sich aufgrund der unterschiedlichen Druckverläufe erhebliche Ausgleichsströmungen zwischen den Bereichen einstellen. Dies kann besonders bei Berechnungen mit Interphasenreibung zu erheblichen Geschwindigkeiten und damit Druckverlusten in Bereich I führen. Die Druckdifferenz zwischen Bereich I und II, insbesondere am Boden des RDB, wird dadurch fast vollständig kompensiert. Bei Modellen ohne Interphasenreibung finden aufgrund ähnlicher Druckgradienten in Bereich I und II kaum Ausgleichströmungen statt.

WABE-2D-Berechnungen von Schmidt (2004) zeigen, dass der Einfluss der Interphasenreibung nur zum Tragen kommt, wenn ein Zustrom von Wasser über einen downcomerartigen Zugang (d.h. reibungsfrei) in die Schüttung möglich ist (also nur Abbildung 4-40 b und c). In allen anderen Fällen sind die Reibungsverluste schon beim Zustrom an die Schüttung aufgrund von Wirbeln und/oder Interphasenreibung (im Zweiphasengebiet) so groß, dass Modelle mit Interphasenreibung ähnliche Ergebnisse bezüglich der Kühlbarkeit wie Modelle ohne Interphasenreibung liefern. Tabelle 4-3 fasst die Ergebnisse von Schmidt zusammen. Zusätzlich sind in den Klammern die spezifischen Leistungen auf das weit verbreitete Modell von Reed normiert dargestellt. Für die In-Vessel-Fälle „flach“ und „Hügel“ kann aufgrund der Berücksichtigung der Interphasenreibung keine verbesserte Kühlbarkeit der Schüttung vorausgesagt werden. Die Verwendung des Modells von Schulenberg & Müller resultiert in diesen Fällen in einer knapp 10% geringeren maximalen spezifischen Leistung gegenüber der Berechnung mit dem Modell von Reed. Das Modell von Schmidt ergibt nur für die „flache“ Anordnung eine leichte Steigerung der maximalen spezifischen Leistung um 7% gegenüber dem Modell von Reed, während in der „Hügel“-Anordnung eine um 3% geringere spezifische Leistung bestimmt wird.

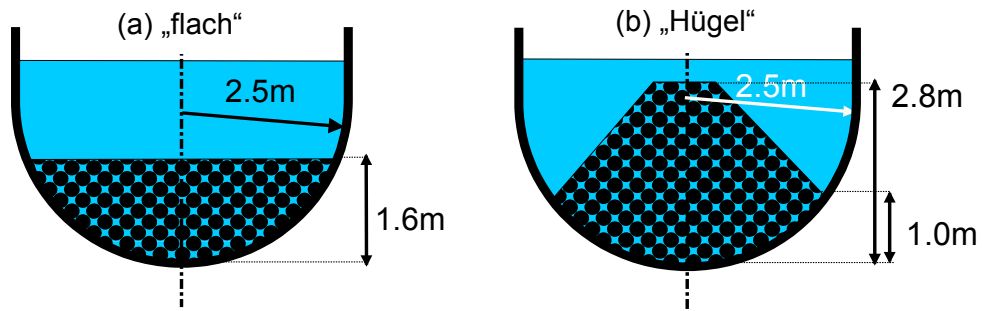


Abbildung 4-39: In-Vessel-Schüttungen

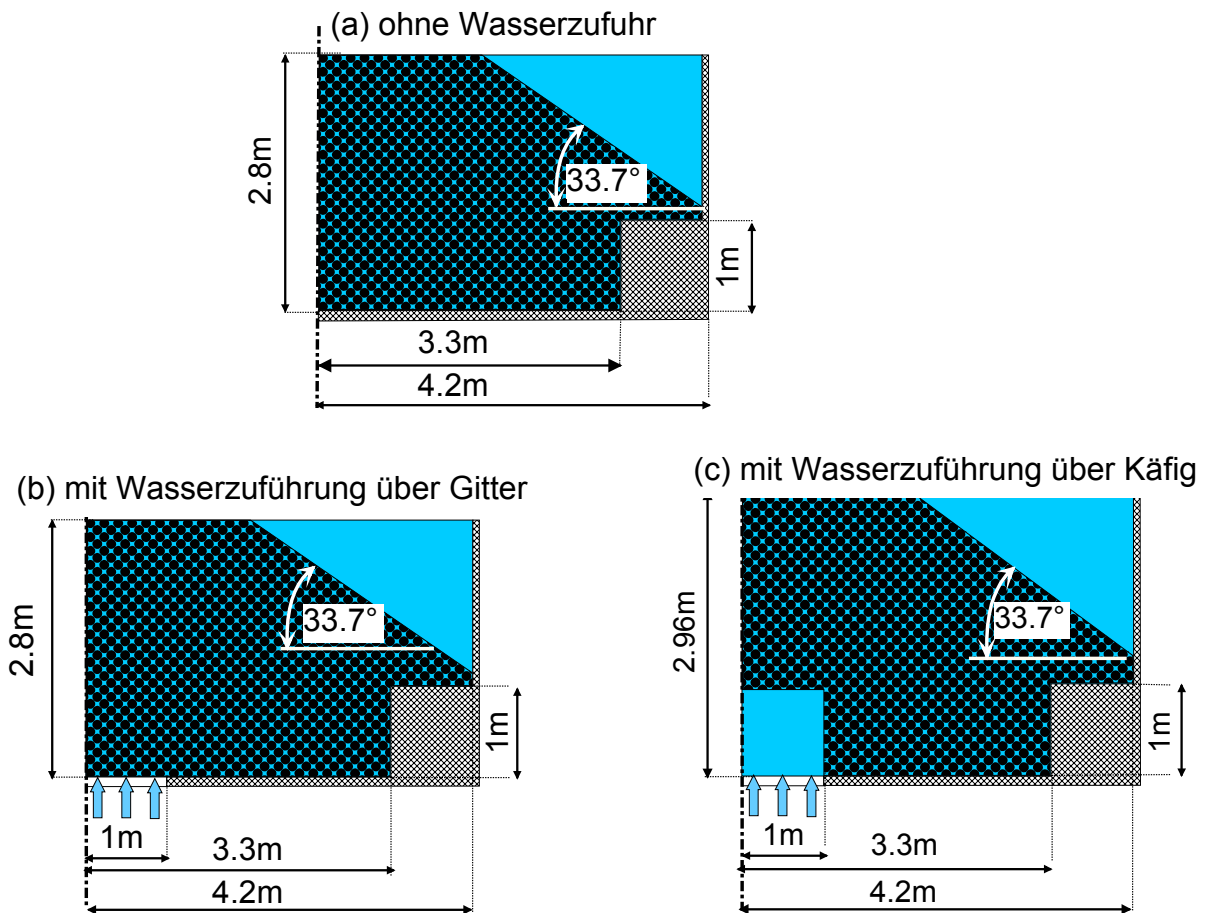


Abbildung 4-40: Ex-Vessel-Schüttungen

Tabelle 4-3: Kühlpotential verschiedener Schüttbetten berechnet mit verschiedenen Reibungsmodellen, aus Schmidt (2004). Schüttung aus 3 mm Kugeln.

	Reed	Schulenberg & Müller	Schmidt
DHF ($p = 5 \text{ bar}$) (1D Gegenstrom) [kW/m ²]	1.74 (=100%)	1.56 (89%)	1.97 (113%)
In-Vessel („flach“, Abbildung 4-39a, max. H = 1.6 m, $p = 5 \text{ bar}$)			
Max. spez. Leistung [W/kg]	301 (=100%)	281 (=93%)	324 (=107%)
In-Vessel („Hügel“, Abbildung 4-39b, max. H = 2.8 m, $p = 5 \text{ bar}$)			
Max. spez. Leistung [W/kg]	187 (=100%)	171 (=91%)	183 (=97%)

Ex-Vessel („ohne Wasserzuführung“, Abbildung 4-40a, max. H = 2.8 m, p = 3.15 bar)			
Max. spez. Leistung [W/kg]	146 (=100%)	121 (=82%)	135 (=92%)
Ex-Vessel („mit Wasserzuführung über Gitter“, Abbildung 4-40b, (max. H = 2.8 m, p = 3.15 bar)			
Max. spez. Leistung [W/kg]	152 (=100%)	156 (=102%)	152 (=100%)
Steigerung geg. Basiskonfig.	4%	28%	12%
Ex-Vessel („mit Wasserzuführung über Käfig“, Abbildung 4-40c, max. H = 2.96 m, p = 3.15 bar)			
Max. spez. Leistung [W/kg]	149 (=100%)	187 (=125%)	161(=108%)
Steigerung geg. Basiskonfig.	2%	54%	19%

In der Ex-Vessel-Basiskonfiguration („ohne Wasserzuführung“) liegen die berechneten maximalen spezifischen Leistungen der Modelle mit Interphasenreibung unterhalb der mit dem Reed-Modell berechneten Leistung. Bei Wasserzuführung von unten bleibt die maximale spezifische Leistung, berechnet nach dem Reed-Modell, nahezu unverändert. Für eine Anordnung nach Abbildung 4-40b erhöht sich diese nur minimal um 4%, bei Zuführung von Wasser über einen Käfig (Abbildung 4-40c) nur um 2% (aufgrund des höheren Schüttbetts). Dem gegenüber zeigen die Modelle mit Interphasenreibung eine deutliche Steigerung der Kühlbarkeit. Gegenüber der Basiskonfiguration wird bei Zufuhr von Wasser über ein Gitter bei Schulenberg & Müller eine Steigerung um 28% und bei Tung & Dhir (von Schmidt modifiziert) um 12% erreicht. Die maximale spezifische Leistung ist damit in allen drei Fällen praktisch gleich groß. Eine weitere Steigerung wird bei Modellen mit Interphasenreibung bei Zufuhr von Wasser über einen Käfig erreicht. Die berechnete maximale spezifische Leistung mit dem Schulenberg & Müller-Modell und dem von Schmidt modifizierten Tung & Dhir-Modell ist mit 187 W/kg bzw. 161 W/kg deutlich größer als bei der Berechnung auf Grundlage des Reed-Modells (149 W/kg).

4.2.6 Druckoszillationen

Der sich einstellende Druckabfall beim Sieden in Kugelbetten ist maßgeblich vom Strömungsmuster der Zweiphasenströmung abhängig. Tung & Dhir (1988) berücksichtigten deshalb, basierend auf visuellen Beobachtungen von Chu et al. (1983), in ihrem Modell in Abhängigkeit vom Dampfgehalt drei verschiedene Strömungsmuster (Bubbly, Slug und Annular Flow) sowie deren Übergangsformen. Chu et al. verwendeten in ihren Experimenten allerdings relativ große Partikel (>6 mm), sodass eine direkte Umsetzung des Tung & Dhir-Modells für kleinere Partikeldurchmesser fraglich erscheint (Schmidt, 2004). Zwar ist die Debris-Versuchsanlage aufgrund des geschlossenen Aufbaus der Induktionsspule nicht für visuelle Beobachtungen geeignet, es können aber anhand der Druckschwankungen grobe Rückschlüsse auf das Strömungsmuster gezogen werden. Generell kann mit steigender Dampfleerrohrgeschwindigkeit unterhalb der Dryoutwärmestromdichte ein Ansteigen der Druckschwankungen beobachtet werden. Dies deutet auf eine verstärkte Interaktion des aufsteigenden Dampfes und des herabströmenden

Wassers hin, wie sie normalerweise im Slug Flow Regime zu erwarten sind. Mit Überschreiten der Dryoutwärmestromdichte verringert sich der Wassergehalt in der Schüttung. Dadurch bildet sich eine reine Ringströmung aus. Die Interaktion von Wasser und Dampf ist in diesem Strömungsregime sehr gering, da Wasser und Dampf getrennte Strömungspfade nehmen. Das Wasser, als benetzende Phase, fließt in einem dünnen Film an den Partikeloberflächen nach unten, während der Dampf großflächig in den Poren einen Dampfkanal nach oben bildet. In den Druckmessungen ist dieses Verhalten deutlich an der abnehmenden Amplitude zu erkennen. Im oberen Bereich der Schüttung (dp6) herrschen weiterhin große Druckschwankungen, da hier der Wassergehalt in der Schüttung auch nach Überschreiten des CCFL vergleichsweise hoch ist (siehe auch Abbildung 4-35). Das noch spärlich eindringende Wasser wird nach und nach mit zunehmender Schüttbetttiefe verdampft.

Abbildung 4-41 zeigt die gemessenen Drucksignale von zwei Druckaufnehmern unterschiedlicher Bettsegmente während eines Dryoutversuchs mit einem Schüttbett aus 3 mm Kugeln. Die Heizleistung wird zum Zeitpunkt $t = 2475$ s vom unkritischen Siedezustand auf einen Wert oberhalb des DHF gesteigert und zum Zeitpunkt $t = 3690$ s wieder reduziert. Ein wesentlicher Unterschied in den Druckkontrollvolumen dp2 und dp6 ist die dort herrschende Dampfgeschwindigkeit. In dp6 ist die Dampfgeschwindigkeit so hoch ($J_g \approx 0.6$ m/s), dass es zu einem Aufstauen des eindringenden Wassers kommt, während in dp2 die Dampfgeschwindigkeit deutlich unter dem CCFL liegt ($J_g \approx 0.2$ m/s).

Die Messungen am obersten Bettsegment dp6 zeigen nach der Steigerung der Heizleistung sehr starke Schwankungen, die mit zunehmender Versuchsdauer etwas abklingen. Dies zeigt an, dass im oberen Bereich der Schüttung eine starke Wechselwirkung von Wasser und Dampf herrscht. Die abnehmende Amplitude kann als Indiz für einen instationären Prozess mit abnehmendem Wassergehalt in diesem Bettsegment betrachtet werden. Im unteren Bereich der Schüttung (dp2) zeigen sich bis $t = 2860$ s ebenfalls starke Druckoszillationen. Im Bereich von 2860 s bis 3280 s fällt der Druck stark ab. Dies entspricht dem Herabwandern des Plateaus von Kurve III in Abbildung 4-35. Nachdem das Plateau das gesamte Kontrollvolumen dp2 durchlaufen hat, stellt sich wieder ein konstanter Druckabfall ein. Die Druckmessschwankungen sind jetzt fast vernachlässigbar. Dies deutet auf eine sehr geringe Interaktion von Wasser und Wasserdampf hin. Die Druckmessschwankungen wurden auch mittels Fast-Fourier-Transformationen auf dominante Frequenzen hin untersucht. Mit Ausnahme des im nächsten Abschnitt beschriebenen Phänomens konnte allerdings kein periodisches Verhalten nachgewiesen werden. Hierbei muss erwähnt werden, dass das Messintervall zwischen 2 Messungen ca. 0.4 s beträgt.

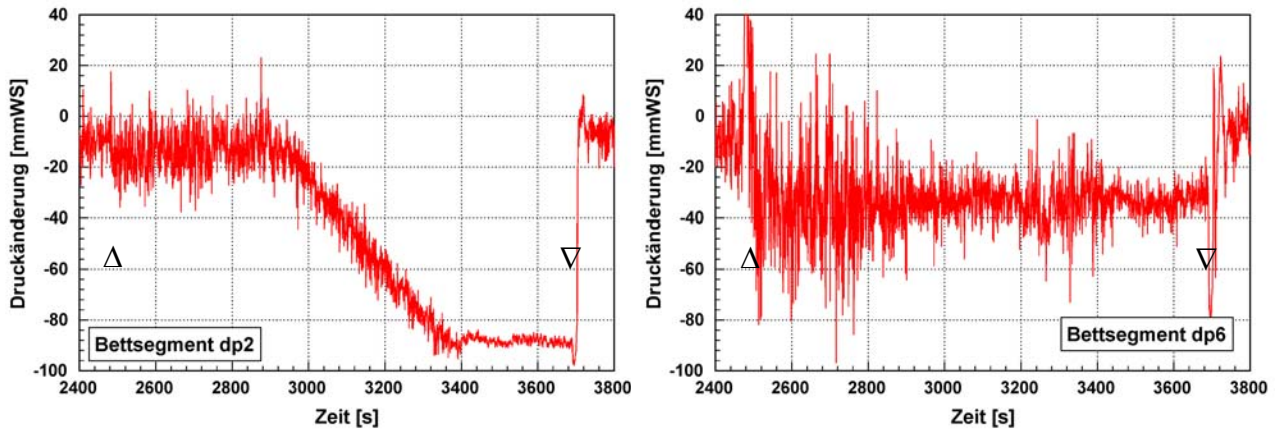


Abbildung 4-41: Druckoszillationen während eines Dryoutversuchs (3 mm Kugeln) in zwei Bettsegmenten

Neben den chaotischen Druckschwankungen, die sich in einem Frequenzbereich von $f > 0.5$ Hz bewegen, konnten beim 6 mm Schüttbett auch periodische Druckschwankungen beobachtet werden, die sich in einem Frequenzbereich von ca. 0.05 Hz abspielten. Äußerlich waren diese Druckschwankungen durch ein abwechselnd starkes Sieden bzw. eine vollständige Beruhigung der Wasservorlage zu erkennen. Abbildung 4-42 zeigt die gemessenen Druckverläufe dieses Versuchs. Auf Höhe des Schüttbettbodens (p0) zeigt die Druckmessung eine Schwingung mit konstanter Frequenz (0.05 Hz) und konstanter Amplitude (60 mmWS). Synchron dazu schwingen die Druckmessungen in den einzelnen Bettsegmenten mit geringerer Amplitude, wobei diese mit steigender Betthöhe etwas ansteigt.

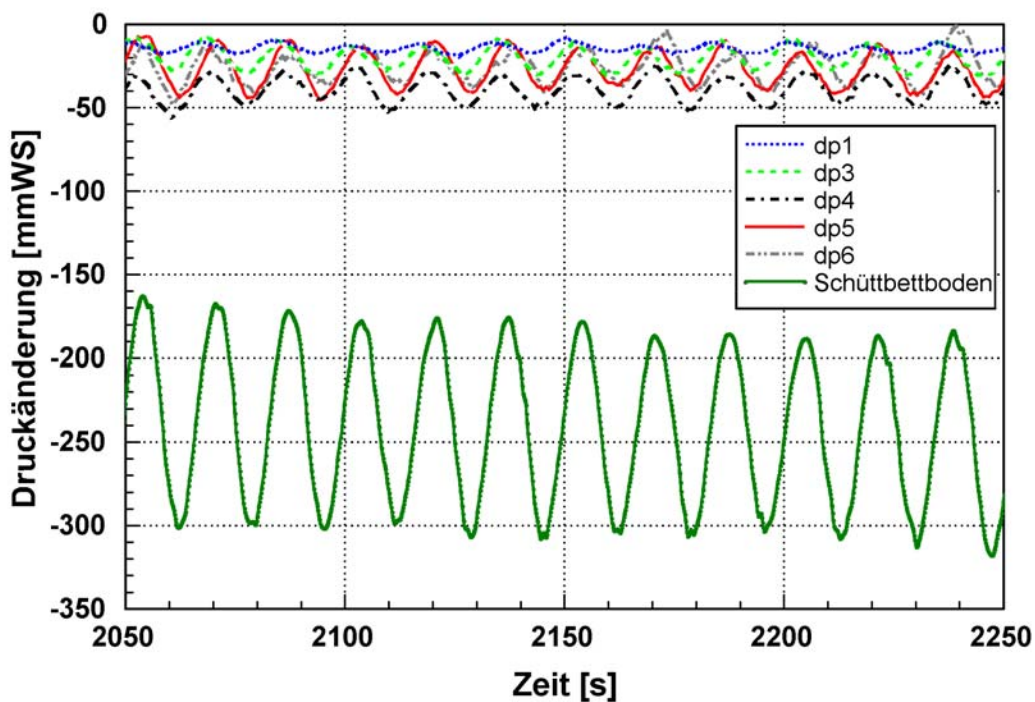


Abbildung 4-42: Periodische Druckoszillationen beim Siedebett aus 6 mm Kugeln bei kleiner Leistungsstufe

Dieser Versuch zeigt, dass unter bestimmten Voraussetzungen bei siedenden Schüttbetten geysirähnliche Effekte zu erwarten sind. Ein solches Verhalten kann durch die Abhängigkeit der Siedetemperatur vom lokalen Druck erklärt werden: Mit zunehmender Schüttbetttiefe stellt sich aufgrund des ansteigenden Drucks im unteren Bereich eine höhere Sättigungstemperatur als im oberen Bereich der Schüttung ein. Bei einem über die Schüttbettlänge angenommenen hydrostatischen Druckanstieg von 0.06 bar (einphasig) ergibt sich eine Sättigungstemperaturdifferenz zwischen Schüttbettoberkante und Schüttbettboden von 1.6 K. Dies ist in Übereinstimmung mit den Experimenten, bei denen ebenfalls am Schüttbettboden eine höhere Temperatur gemessen wurde. Durch den Siedevorgang verringert sich, wie in Kapitel 4.1 beschrieben, der Druckgradient. Folglich reduziert sich, wenn der Umgebungsdruck an der Oberkante der Wasservorlage konstant gehalten wird, der absolute Druck in der Schüttung (insbesondere am Schüttbettboden) und damit die dort herrschende Siedetemperatur. Aufgrund der niedrigeren Siedetemperatur wird jetzt mehr Wasser verdampft (flashing) als Wärme von außen zugeführt wird. Dies dauert an, bis sich ein neues Gleichgewicht zwischen Druck und Temperatur eingestellt hat. Der zusätzlich erzeugte Dampf führt zusätzlich zu einer Verringerung der Gemischdichte und damit zu einer weiteren Absenkung des (hydrostatischen) Druckes innerhalb der Schüttung. Die zur Verdampfung notwendige Energie wird dem Wasser entzogen, es kühlt sich ab. Wird das neue Gleichgewicht erreicht, dann wird wieder nur soviel Dampf erzeugt wie es nach der Energiebilanz ohne Berücksichtigung des lokalen Drucks zu erwarten ist. Durch den jetzt geringeren Dampfstrom wird sich der Druck in der Schüttung aufgrund der ansteigenden Gemischdichte wieder erhöhen, was zur Folge hat, dass das Wasser jetzt im Verhältnis zum lokalen Druck unterkühlt ist. Der Siedeprozess kommt zum Erliegen. Erst wenn sich das Wasser wieder auf Siedetemperatur erwärmt hat, kann der Kreislauf wieder von vorne beginnen.

4.3 Quenchversuche

Im Rahmen der Quenchversuche wurden 2 Messreihen mit einer monodispersen Schüttung aus 6 mm Kugeln bei Umgebungsdruck mit dem modifizierten Versuchsbehälter durchgeführt (geöffneter Autoklav, kein geschlossener Kreislauf) (Abbildung 4-43). Bei Messreihe 1 wurde die überhitzte Schüttung mit kaltem Wasser von oben geflutet (Top-Flooding), bei Messreihe 2 erfolgte die Wasserzufuhr von unten (Bottom-Flooding). Das trockene Schüttbett wurde in beiden Versuchsreihen auf die gewünschte Betttemperatur aufgeheizt und anschließend mit Wasser von 20°C geflutet. Die Beheizung des Schüttbetts war während des Quenchvorgangs ausgeschaltet. Auch in diesen Experimenten steht die Überprüfung der in den Dryoutmodellen enthaltenen Reibungsformulierungen im Vordergrund. Zusätzlich zur Reibungsproblematik kommt in diesen Experimenten die Modellierung des Wärmeübergangs hinzu. D.h. wichtige Fragestellungen in diesem Zusammenhang sind die lokale Dampfproduktionsrate, die Größe des Zweiphasengebiets, sowie die sich dabei einstellende Reibung an den Partikeln und an der Zweiphasengrenze.

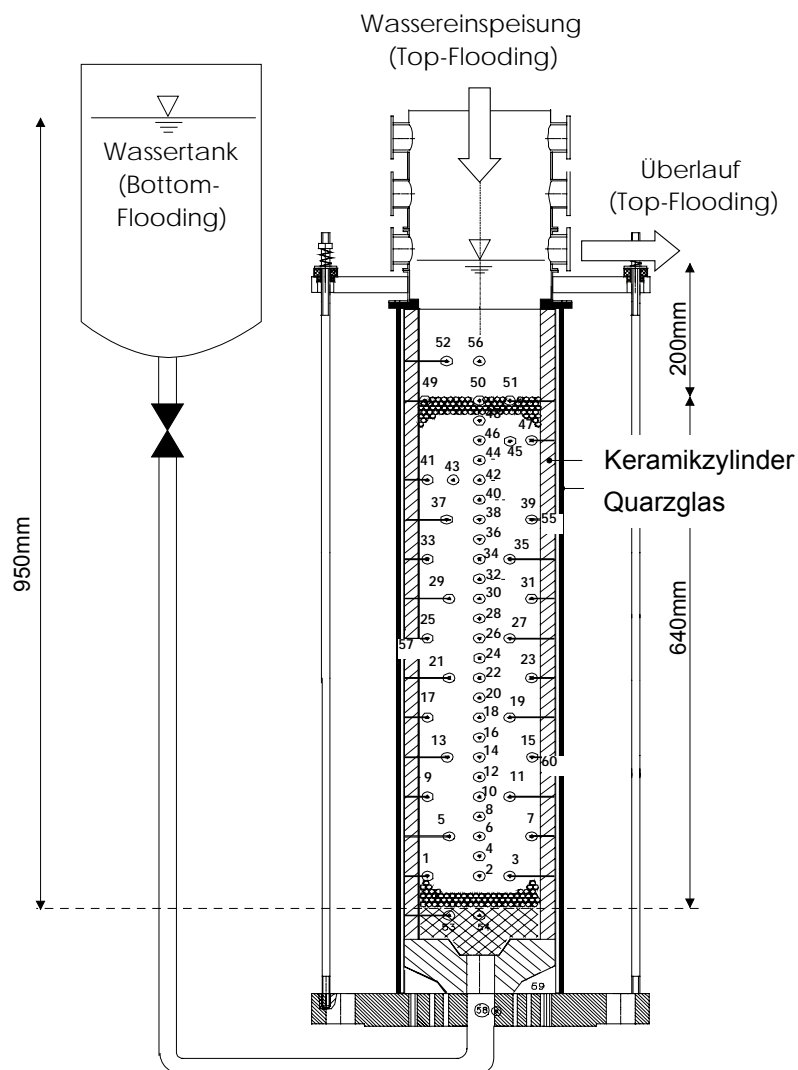


Abbildung 4-43: Modifizierter Schüttbettbehälter für die Quenchversuche

Die Dauer des Quenchvorgangs ist durch zwei Größen maßgeblich bestimmt:

- Die gespeicherte thermische Energie:
Je mehr thermische Energie in der Schüttung gespeichert ist, desto mehr Wasser und damit Zeit wird benötigt, um diese mittels Verdampfung abzuführen.
- Der Wasserzustrom und die daraus resultierende Verdampfungsrate:
Sie bestimmt wie viel Wärme pro Zeiteinheit aus der Schüttung abgeführt werden kann.

4.3.1 Top-Flooding-Experimente

Beim Top-Flooding wurde die Schüttbetttemperatur, d.h. die gemittelte Temperatur T_0 aller Thermoelemente im Schüttbett, im Bereich von 309°C bis 787°C eingestellt. In Tabelle 4-4 sind die Schüttbetttemperaturen bei den durchgeführten Versuchen angegeben. Da sich im Schüttbett ein Temperaturprofil aufgrund von interner Konvektion und Strahlung sowie Wärmeverlusten an die Umgebung einstellt, sind mehrere Temperaturen aufgelistet: die aus allen gemessenen Temperaturen gemittelte Betttemperatur $T_{\text{mitte}} \equiv T_0$, die mittlere Temperatur der zentralen Thermoelemente T_{zentral} , sowie die maximale Einzeltemperatur im Schüttbett T_{max} . Der Flutvorgang wurde durch eine Beaufschlagung des Schüttbettes mit 4l Wasser initiiert, dadurch bildete sich über der Schüttung eine Wasservorlage. Um diese während des Versuchs konstant zu halten, wurde zusätzlich bei geöffnetem Überlauf (200 mm über der Schüttbettoberkante) ein Wasservolumenstrom von 3 l/min in die Wasservorlage eingespeist.

Tabelle 4-4: Schüttbetтанfangstemperaturen und benötigte Quenchzeit bei Top-Flooding-Experimenten

Versuchs-Nr.	$T_0 \equiv T_{\text{mittel}} [^{\circ}\text{C}]$	$T_{\text{zentral}} [^{\circ}\text{C}]$	$T_{\text{max}} [^{\circ}\text{C}]$	Quenchzeit [s]
1	309	333	354	191
2	365	398	418	249
3	380	414	488	305
4	471	502	515	460
5	563	600	632	634
6	503	530	554	494
7	589	628	677	642
8	667	710	748	736
9	657	710	753	683
10	715	749	847	736
11	714	753	786	802
12	787	814	925	776

Generell konnte beim Fluten von oben festgestellt werden, dass keine gleichmäßige und kontinuierliche Abkühlung des Schüttbettes von oben nach unten eintritt. Stattdessen lassen die Temperaturmessungen darauf schließen, dass die Quenchfront Kühlfinger ausbildet, die nur lokal begrenzte Bereiche der Schüttung

abkühlen. Erreicht ein Kühlfinger den Schüttbettboden, beginnt eine zweite Phase des Quenchvorgangs. Das Wasser staut sich im unteren Bereich der Schüttung auf und bildet eine nach oben laufende Quenchfront aus. Bei diesem Auffüllvorgang werden die noch überhitzten Bereiche des Schüttbetts gequenchet.

Bei den Top-Flooding-Versuchen strömen das in die Schüttung eindringende Wasser und der dabei erzeugte Dampf im Gegenstrom zueinander, dies kann zu einer starken Interaktion von Dampf und Wasser führen. Teilweise waren starke Temperaturschwankungen an einzelnen Messstellen feststellbar, zum anderen verblieben Teilbereiche des Schüttbetts nach einem anfänglichen Temperaturabfall über einen längeren Zeitraum auf einem konstanten Temperaturniveau, um erst danach auf Sättigungstemperatur abzufallen. Teilweise kühlten Randbereiche des Schüttbetts schneller ab als der zentrale Bereich, wobei keine eindeutig reproduzierbare Systematik nachgewiesen werden konnte. Quenchexperimente bei ähnlichen Temperaturanfangsbedingungen zeigten insofern ein unterschiedliches Abkühlverhalten. Abbildung 4-44 zeigt die interpolierten Temperaturverläufe von fünf Quenchversuchen mit unterschiedlicher Schüttbettanfangstemperatur zum Zeitpunkt, bei dem die nach unten laufende Quenchfront den Schüttbettboden erreicht. Es ist zu erkennen, dass die Positionen der Kühlfinger nicht ortsgebunden sind, sondern vielmehr am Rand, zentral oder auf halben Radius verlaufen können.

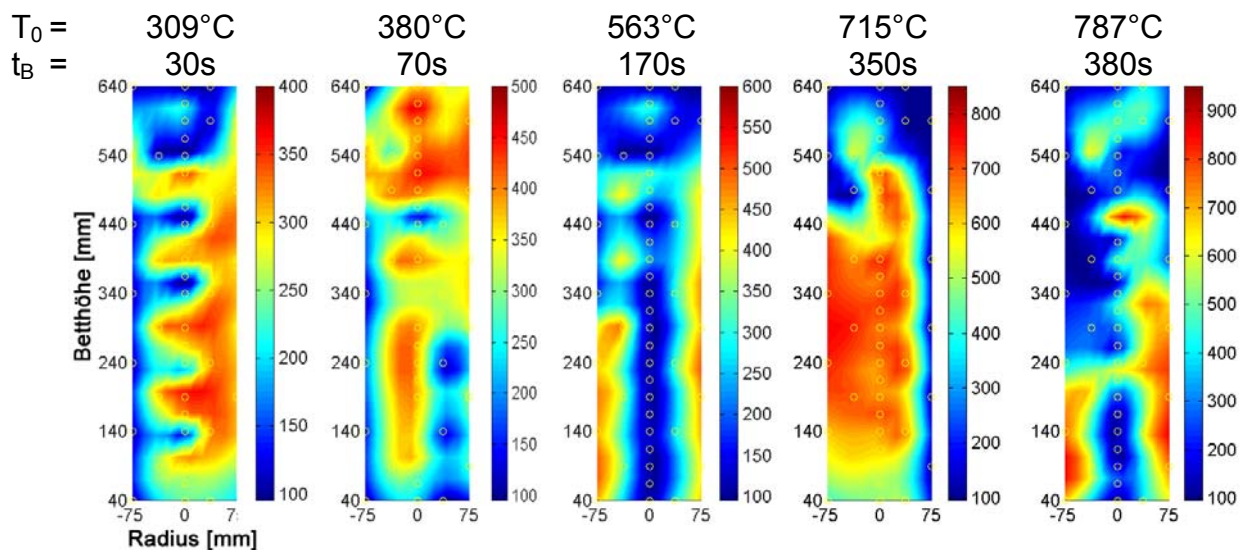


Abbildung 4-44: Interpolierte Temperaturverläufe im Schüttbett beim Fluten von oben, zum Zeitpunkt t_B nach Start des Quenchvorgangs, bei dem die nach unten laufende Quenchfront den Schüttbettboden erreicht. Versuche mit verschiedenen Starttemperaturen

Abbildung 4-45 und Abbildung 4-46 zeigen den Abkühlverlauf im Schüttbettzentrum und im Wandbereich bei einem Versuch mit einer Starttemperatur von $T_0=787^\circ\text{C}$. Der Quenchvorgang wurde zum Zeitpunkt $t = 9750 \text{ s}$ gestartet. Zu Beginn des Versuchs zeigt sich ein rasches Eindringen des Kühlwassers über die Randbereiche der Schüttung. Im oberen Teil der Schüttung fallen die Temperaturen (T_{49} , T_{47} , T_{41}) schlagartig auf Sättigungstemperatur, während die zentralen Thermoelemente (T_{50} ,

T48, T46, T42, T38) deutlich langsamer abkühlen. Dies ist damit erklärbar, dass die Schüttung in Behälternähe aufgrund der Wärmeverluste kälter ist, zudem ist an der Behälterwand die Porosität größer (Wandeffekt), was zusätzlich ein Eindringen von Wasser in diesen Bereich fördert. Im weiteren Verlauf verlangsamt sich die Quenchfront an der Behälterwand (T33, T25, T17, T9, T1) und schreitet nun im Schüttbettzentrum schneller voran (T32, T28, T22, T20). Zum Zeitpunkt $t=10200\text{s}$ (d.h. 380 s nach Start des Quenchversuchs) erreicht die Quenchfront den Boden des Schüttbettbehälters, siehe auch Abbildung 4-47. Zu diesem Zeitpunkt befinden sich noch viele Bereiche des Schüttbetts auf erhöhtem Temperaturniveau (z.B. zentrale Bereiche T34, T18, T48; Wandbereiche T23, T15, T7, T1). Nach Erreichen des Schüttbettbodens beginnt sich der Schüttbettbehälter langsam aufzufüllen. Dabei werden die restlichen, noch überhitzten Bereiche der Schüttung gequenchet. Abbildung 4-47 zeigt den zeitlichen Verlauf der Quenchfront. In dem Diagramm ist für jedes Thermoelement der Zeitpunkt markiert, an dem es Sättigungstemperatur erreicht. Die Ordinate entspricht der axialen Position des Thermoelements im Schüttbett. Die zwei Phasen des Quenchprozesses sind deutlich zu erkennen. Diese Unterteilung des Quenchprozesses in zwei Phasen konnte bei allen Top-Flooding-Experimenten nachgewiesen werden. Die Verläufe für die restlichen Versuche sind in Anhang D dargestellt.

Bei genauer Betrachtung der Temperaturmesskurven (Abbildung 4-45 und Abbildung 4-46) lässt sich das Abkühlverhalten in fünf Kategorien unterteilen:

- (1) Ein schlagartiges Abfallen der lokalen Temperatur auf Sättigungstemperatur innerhalb weniger Sekunden (z.B. T2, T6, T10, T14; T1, T7, T9, T23). Ein solch starker Abfall kann nur durch einen Verdampfungsprozess verursacht werden. Es muss folglich ausreichend Wasser vorhanden sein bzw. nachfließen, bis die lokal gespeicherte Energie vollständig abgeführt ist.
- (2) Ein stufenförmiger Abfall in mehreren Schritten auf Sättigungstemperatur konnte ebenfalls beobachtet werden (z.B. T26, T30; T17, T33). Ein solcher Verlauf zeigt an, dass die Messstelle zu Beginn des Versuchs zumindest kurzfristig in Kontakt mit Wasser war. Die Stabilisierung im weiteren Verlauf auf einem weiterhin deutlich erhöhtem Temperaturniveau über Sättigungstemperatur weist darauf hin, dass in diesem Zeitraum lokal ein nur sehr kleiner Wärmestrom abgeführt wird, die Messstelle folglich wieder austrocknet.
- (3) Einige Thermoelemente zeigen nach einem anfänglichen Abfall einen deutlichen Wiederanstieg der Temperatur (z.B. T18, T22, T48; T39) oder steilflankige Temperaturosillationen (z.B. T38, T48). Da die Temperaturmessstellen in den Porenräumen der Schüttungen liegen, sind mehrere Erklärungen möglich. Zum Einen besteht die Möglichkeit, dass beim anfänglichen Temperaturabfall nur das Thermoelement (mit seiner geringen thermischen Masse) gequenchet wurde und die umliegenden Kugeln unter dem Einfluss von Filmsieden noch stark überhitzt sind. Entsteht ein Mangel an Kühlmittel, kann sich das Thermoelement durch Wärmeübertragung von den umliegenden Kugeln wieder stark erwärmen. Zum Anderen kann der in den unteren Regionen des Schüttbetts erzeugte Dampf beim

Aufströmen in ungequenchten Regionen überhitzen, so dass an der Temperaturmessstelle die Temperatur des überhitzten Dampfes gemessen wird und nicht die Temperatur der Kugeloberfläche.

- (4) An wenigen Thermoelementen kann der Effekt von Dampfkühlung beobachtet werden (z.B. TE 34). Der aufsteigende Dampf entzieht dem Schüttbett Wärme, indem er sich beim Aufsteigen an wärmeren Bereichen aufheizt. Der Kühleffekt durch diese Art der Zwangskonvektion ist aber im Vergleich zur Verdampfungskühlung sehr viel kleiner.
- (5) Bei hohen Temperaturen kann insbesondere in Behälterwandnähe ein Abkühlen aufgrund von Strahlungs- und Konvektionsverlusten über die Behälterwand beobachtet werden (siehe Wandtemperaturen z.B. T1, T7, T9).

Während des Quenchvorgangs konnte in der Wasservorlage, nachdem sich diese auf Siedetemperatur aufgeheizt hatte, ein sehr heftiger Siedevorgang beobachtet werden. Vereinzelt erfolgte ein Wasserauswurf über das Haubenteil hinweg (siehe entsprechende Sequenz in der beigefügten CD). Die Heftigkeit des Siedevorgangs war während eines Versuches annähernd konstant, d.h. Rückschlüsse, in welcher Phase sich das Experiment befand (absteigende bzw. aufsteigende Quenchfront), konnten anhand von Beobachtungen der Wasservorlage nicht gemacht werden. Dies ist ein Hinweis darauf, dass beim Top-Quenching die Kühlbarkeit der Schüttung ebenfalls durch das CCFL begrenzt ist.

Dass während der Dauer des Quenchvorgangs ein konstanter Wärmestrom aus der Schüttung abgeführt wird, zeigt sich, wenn statt der einzelnen Thermoelementverläufe die zeitlich gemittelte Temperatur aller Thermoelemente betrachtet wird. Hierbei konnte ein fast lineares Abfallen der Temperatur beobachtet werden.

In einer weiteren Untersuchung der Top-Flooding-Versuche wurde aus der Abkühldauer der überhitzten Schüttung, bestimmt durch das Zeitintervall Δt von der Beaufschlagung der Schüttung mit Wasser bis zur vollständigen Abkühlung der Schüttung auf Sättigungstemperatur, und der in der Schüttung gespeicherten thermischen Energie Q , ein mittlerer abgeführter Wärmestrom, bezogen auf den Querschnitt der Schüttung, berechnet:

$$\dot{q}_{ab} = \frac{Q}{A_B \cdot \Delta t} \quad \text{Gl. (4-11)}$$

mit

$$Q = m_{St} \cdot c_{p,St} \cdot (T_0 - T_{sat}), \quad \text{Gl. (4-12)}$$

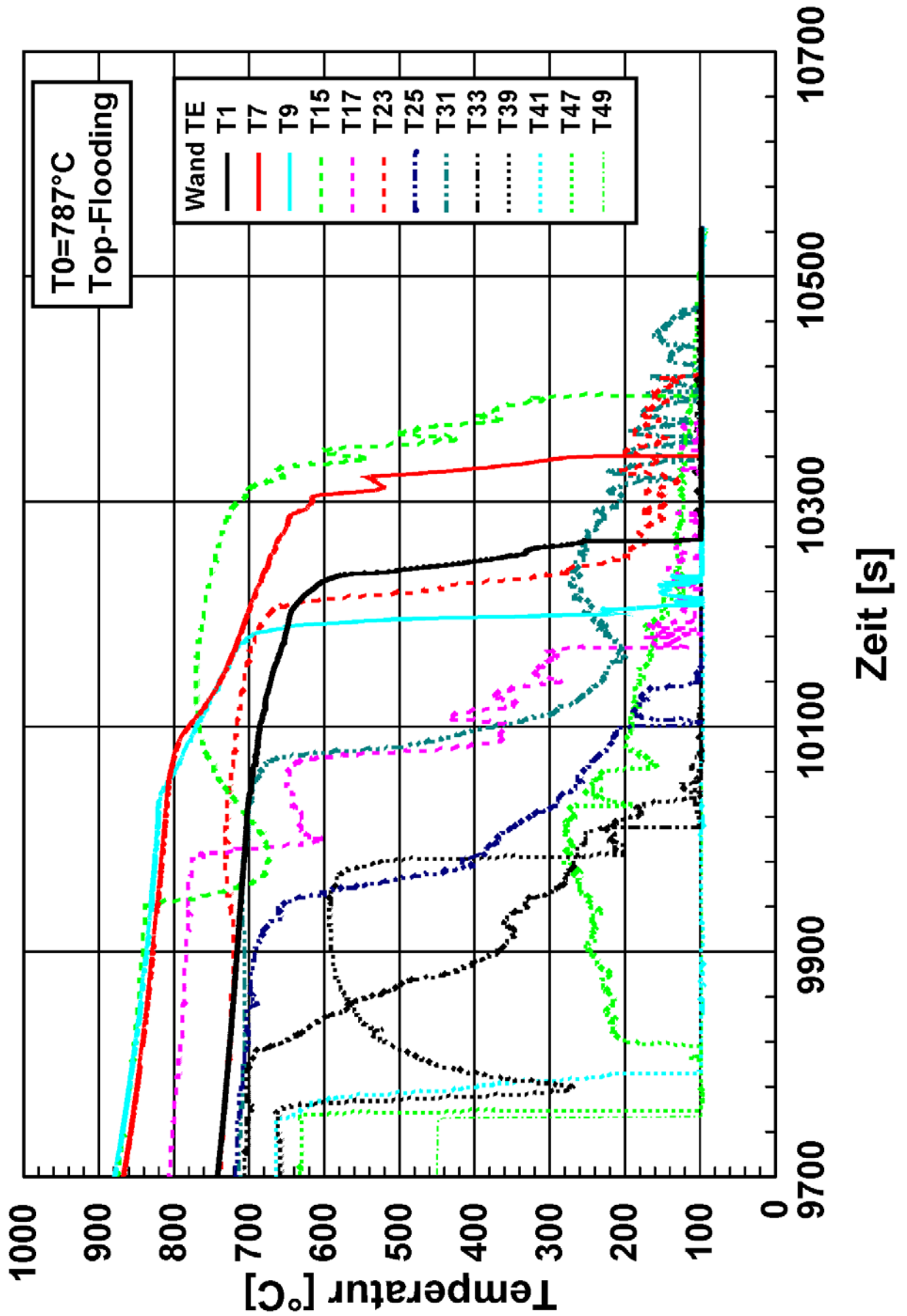


Abbildung 4-45: Zeitlicher Temperaturverlauf am Schüttbettrand beim Fluten von oben (Start bei 9750 s), Schüttbetтанfangstemperatur $T_0=787^\circ\text{C}$.

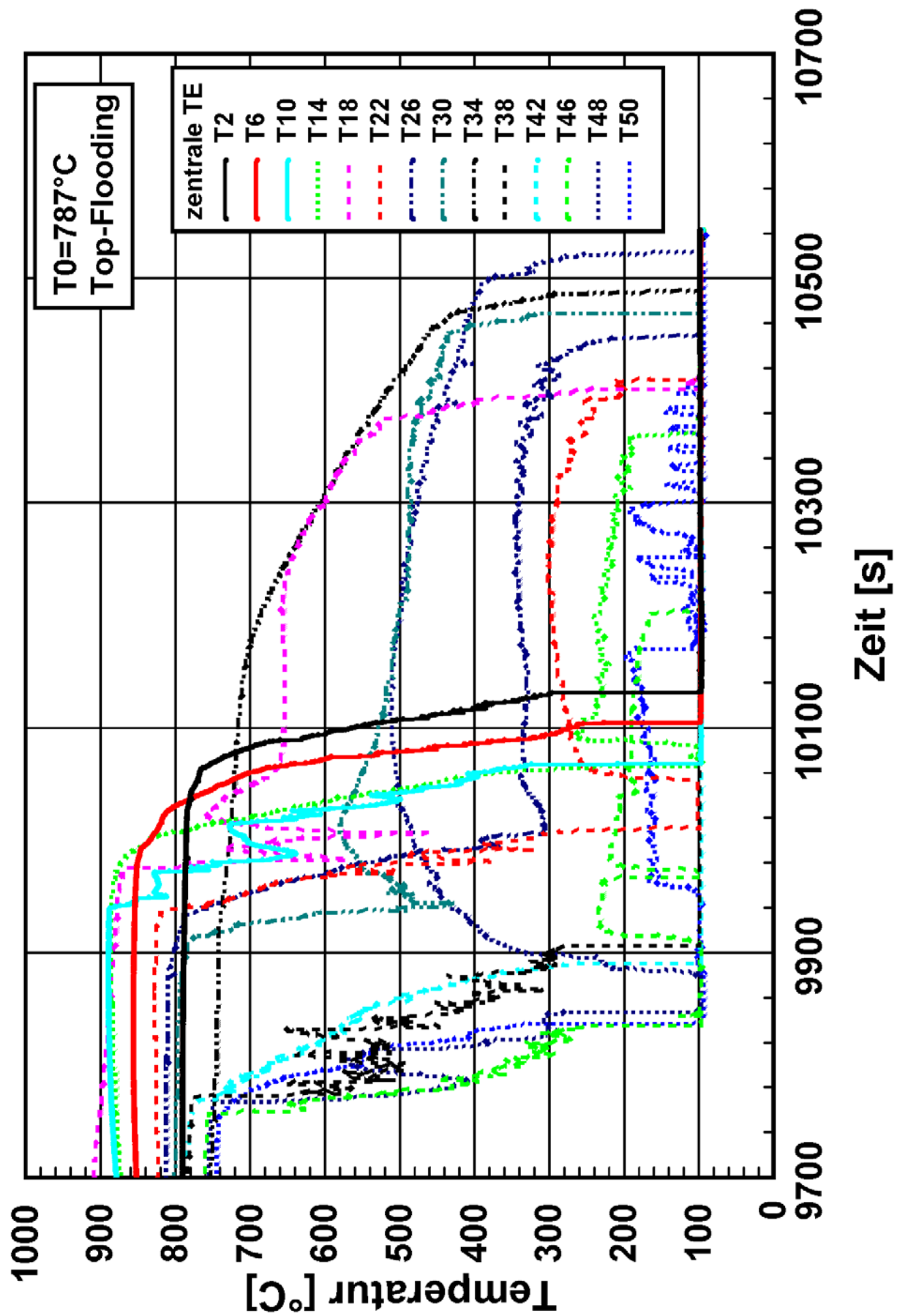


Abbildung 4-46: Zeitlicher Temperaturverlauf im Schüttbettzentrum beim Fluten von oben (Start bei 9750 s), Schüttbetтанfangstemperatur $T_0=787^\circ\text{C}$.

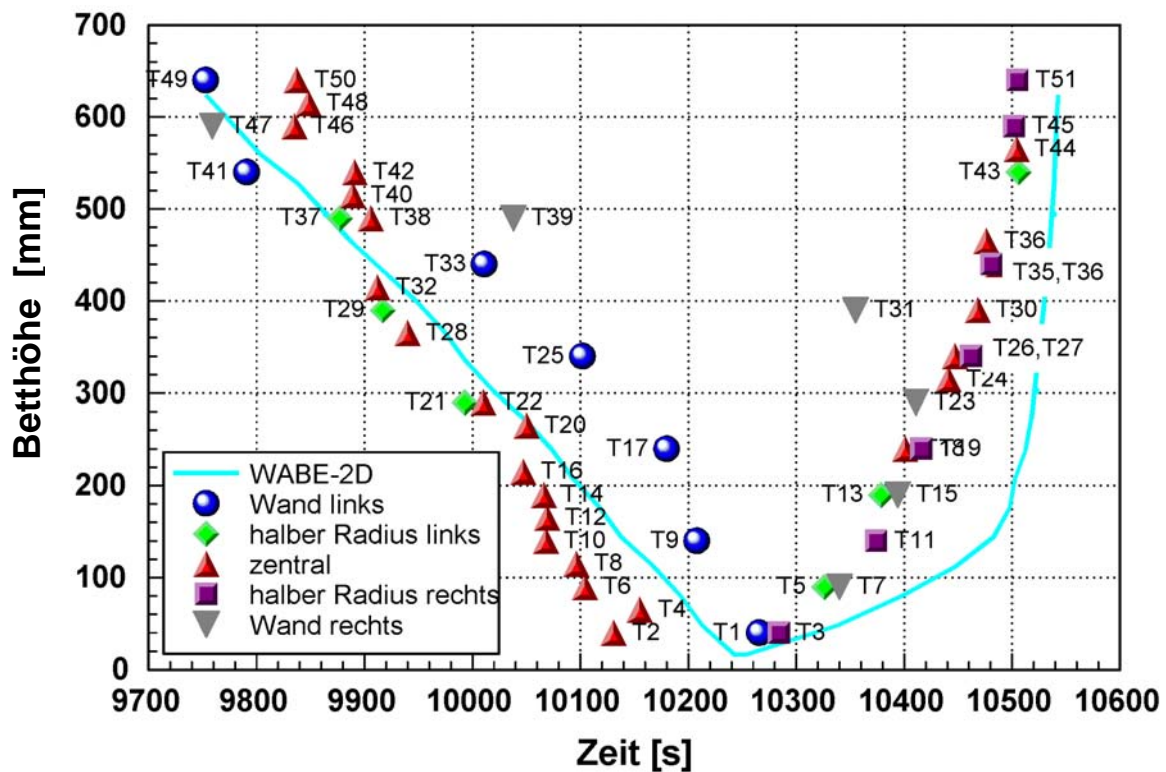


Abbildung 4-47: Zeitlicher Verlauf der Quenchfront (Erreichen der Sättigungstemperatur) in verschiedenen Schüttbetthöhen beim Fluten von oben (Start bei 9750 s), Schüttbetтанfangstemperatur $T_0=787^\circ\text{C}$.

Die somit ermittelten Wärmestromdichten sind in Abbildung 4-48 dargestellt. Daraus ist erkennbar, dass über einen weiten Bereich der Schüttbetтанfangstemperaturen ähnlich große Wärmestromdichten abgeführt werden wie die bei den Dryoutversuchen ermittelte Dryoutwärmestromdichte von 1330 kW/m^2 . Dies lässt darauf schließen, dass der begrenzende Kühlmechanismus, wie in den Dryoutversuchen, das Erreichen des CCFLs ist, d.h. dass der erzeugte Dampfstrom das zum Kühlen notwendige Wasser am Eindringen in die Schüttung begrenzt.

Eine geometrisch definierte Quenchzone konnte aus den Top-Flooding-Experimenten nicht bestimmt werden. Dies liegt an dem komplexen, dreidimensionalen Fortschreiten der Quenchfront. Das Schüttbett wird in der ersten, nach unten gerichteten Phase nicht über den gesamten Querschnitt gequenchet, auch konnte eine Rotationssymmetrie nicht erkannt werden (Auftreten von Kühlfingern). Dadurch ist es extrem schwierig, Aussagen über die Größe der Quenchzone zu machen. Erschwerend kommt hinzu, dass sich das Schüttbett nach dem Quenchen auf Sättigungstemperatur befindet. Es kann deshalb keine Aussage getroffen werden, ob an einer Stelle, die sich auf Sättigungstemperatur befindet, noch Sieden stattfindet oder ob die gesamte Wärme bereits abgeführt wurde.

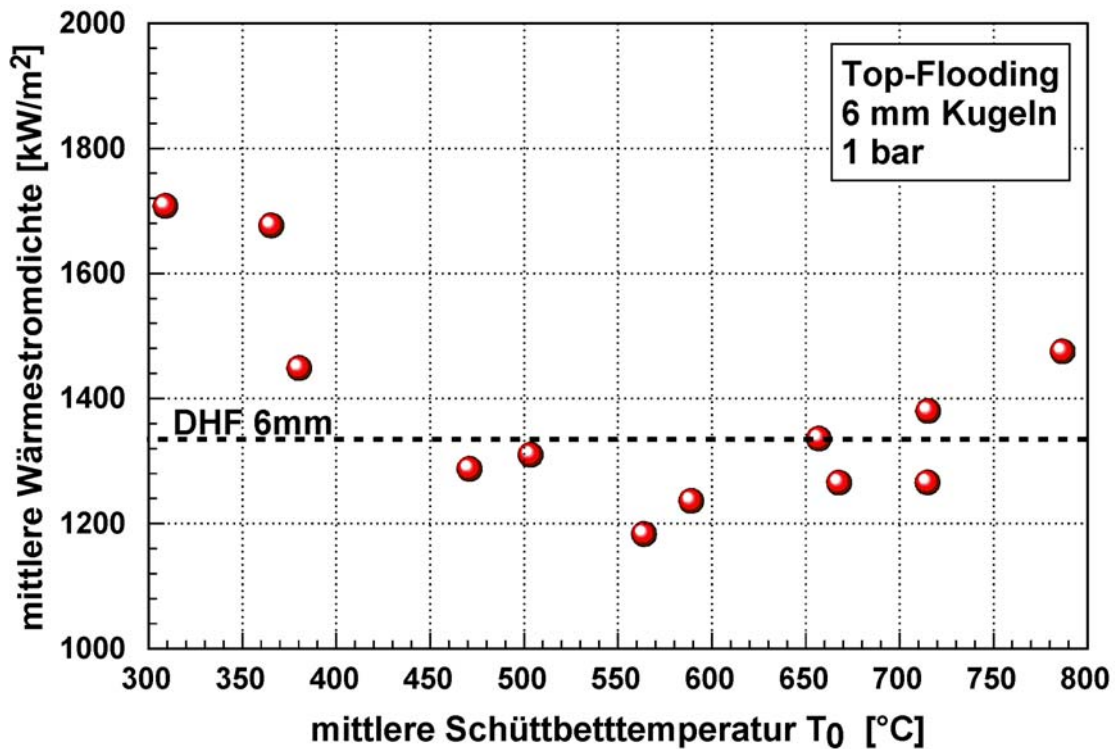


Abbildung 4-48: Mittlere abgeführte Wärmestromdichte bei Top-Flooding Versuchen mit unterschiedlicher Starttemperatur T_0 .

4.3.2 Modellierung des Top-Flooding-Vorgangs mit WABE-2D

Zur Validierung der im Modul WABE-2D enthaltenen Reibungs- und Wärmeübergangsbeziehungen wurde das in Abschnitt 4.3.1 beschriebene Experiment mit einer Starttemperatur $T_0 = 787^\circ\text{C}$ nachgerechnet (Schäfer et al., 2003). Durch die Verwendung einer Rotationssymmetrie (r,z) zur Abbildung der Schüttung in dieser Berechnung kann eine direkte Simulation der im Experiment beobachteten Kühlfinger nicht erwartet werden. Vom Standpunkt der Programmentwicklung muss eine solch vereinfachende Annahme unter Voraussetzung einer anfänglich homogenen Temperaturverteilung immer ein gleichmäßiges und rotationsymmetrisches Eindringen der Quenchfront ergeben. Durch die Verwendung eines inhomogenen Temperaturprofils kann zwar ein schnelleres Eindringen der Quenchfront in kältere Regionen berechnet werden, die Quenchfront muss aber weiterhin rotationssymmetrisch nach unten laufen.

Der Vergleichsrechnung liegt das modifizierte Model von Thung & Dhir in Zylindergeometrie zu Grunde (Schmidt, 2004). Die Ausgangsbedingungen (Geometrie der Schüttung, Schüttbettausgangstemperaturen) wurden vom Experiment übernommen. In Abbildung 4-47 und Abbildung 4-49 sind der mit WABE-2D berechnete Verlauf der Quenchfront dargestellt. Die Berechnung zeigt eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment. Zur Erklärung muss ergänzt werden, dass der absteigende Ast in Abbildung 4-47 dem Erreichen der Sättigungstemperatur im Wandbereich auf dieser Schüttbetthöhe entspricht ($T = 100^\circ\text{C}$). Der aufsteigende Ast stellt den Auffüllvorgang dar, bei dem über den

gesamten Schüttbettquerschnitt ein Wassergehalt von 100% erreicht wird. Der Wandbereich ist folglich zum Zeitpunkt $t=10250$ s vollständig gequenchet. Der Auffüllvorgang geht im Zeitbereich von $t=10250$ s bis 10500 s nur langsam vonstatten, hier wird ein Teil des einströmenden Wassers zum Quenchen der noch überhitzten Schüttbettmitte verwendet. Ist auch der zentrale Bereich der Schüttung gequenchet, vollzieht sich der Auffüllvorgang sehr schnell.

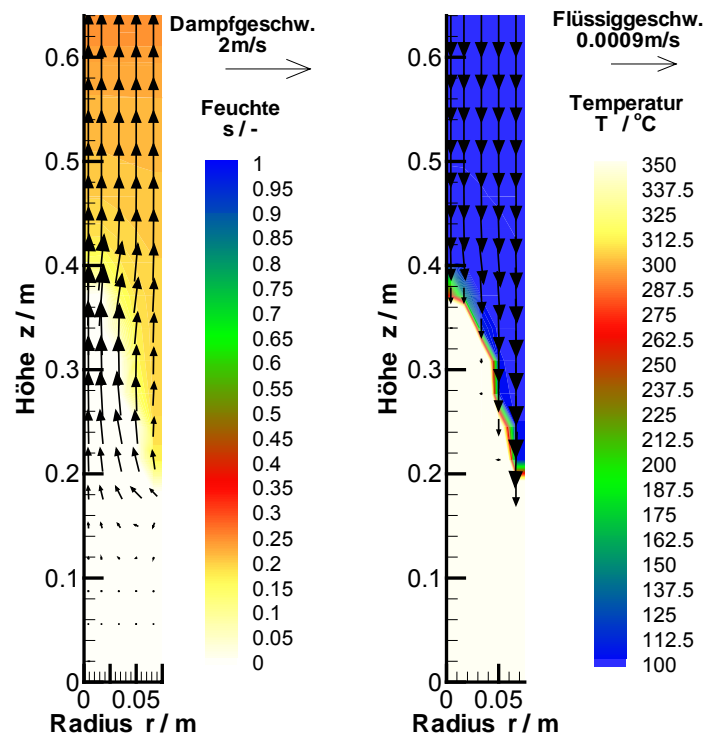


Abbildung 4-49: Nachrechnung (Geschwindigkeitsfelder von Dampf und Wasser, sowie Feuchte- und Temperaturverteilung) mittels WABE-2D des Top-Flooding-Quenchexperiments mit einer Starttemperatur $T_0 = 787^\circ\text{C}$ zum Zeitpunkt $t = 350$ s nach Start des Quenchvorgangs

Abbildung 4-49 zeigt den berechneten Verlauf der Quenchfront 350 s nach Beginn des Versuches (also bevor sie den Bettboden erreicht hat). Zusätzlich sind die Geschwindigkeiten der beiden Phasen sowie der Wassergehalt der Schüttung dargestellt. Es ist deutlich das schnellere Voranschreiten der Quenchfront im kühleren Schüttbettwandbereich zu erkennen. Größere Diskrepanzen zum Experiment ergeben sich in der Temperatur- und Feuchteverteilung. Abbildung 4-49 zeigt, dass zum dargestellten Zeitpunkt oberhalb einer Schüttbetthöhe von 0,4 m keine überhitzten Gebiete mehr existieren und sich eine gleichmäßige Feuchteverteilung von ca. 20% einstellt. Dies ist nicht in Übereinstimmung mit den Experimenten, bei denen stark erhöhte Temperaturen im oberen Teil der Schüttung bis kurz vor Versuchsende gemessen wurden (siehe Abbildung 4-45 und Abbildung 4-46). Der Wassergehalt bestimmt maßgeblich die Reibung der Phasen. Eine Validierung oder Modifizierung der Reibungsgesetze muss daher sehr vorsichtig erfolgen. Es muss diskutiert werden, inwieweit ein inhomogenes Eindringen von

Wasser mit Ausbildung von bevorzugten Strömungspfaden für Wasser und Dampf mit einem vergleichsweise homogenen Eindringen bzw. Abströmen von Wasser und Wasserdampf verglichen werden darf. Eine Separierung von Wasser und Dampf hat zur Folge, dass die Reibung an der Phasengrenze minimiert wird und das Wasser leichter in die Schüttung eindringen und der Dampf leichter aus der Schüttung ausströmen kann. Umgekehrt ist bei einem homogenen Einströmen mit einer starken gegenseitigen Behinderung der sich im Gegenstrom befindlichen Phasen zu rechnen.

4.3.3 Fluten von unten (Bottom-Flooding) mit Flutbehälter

Beim Fluten von unten erfolgt die Zufuhr des Kühlmittels aus einem Wassertank, dessen Ausflussöffnung geodätisch über der Schüttbettoberkante liegt und die mit dem Schüttbettbehälter an dessen Boden verbunden ist. Der Wasserspiegel im Tank befindet sich anfangs 950 mm über dem Schüttbettboden. Die Zufuhr von Wasser in die Schüttung erfolgt ausschließlich unter dem Einfluss der Schwerkraft. Für diese Versuchsreihe wurden sechs Experimente durchgeführt:

Tabelle 4-5: Schüttbetttemperaturen beim Fluten von unten mit Flutbehälter

Versuchs-Nr.	$T_0 \equiv T_{\text{mittel}} [^{\circ}\text{C}]$	$T_{\text{zentral}} [^{\circ}\text{C}]$	$T_{\text{max}} [^{\circ}\text{C}]$	Quenchzeit [s]
1	234	245	258	124
2	304	320	342	148
3	359	379	397	163
4*	365	381	417	
5	404	421	432	293
6	430	447	500	435

* Bei diesem Versuch traten bei Versuchsbeginn erstmalig so starke „Explosionen“ auf, dass ein erheblicher Teil der Schüttung aus dem Versuchsbehälter ausgeworfen wurde. Eine Auswertung dieses Versuchs war deshalb nicht möglich. Bei den nachfolgenden Versuchen wurde der Versuchsbehälter mittels eines Glaszylinders verlängert, so dass die Schüttung nach den Explosionen zurück in den Versuchsbehälter fiel (s. auch beiliegende CD).

Zusätzlich wurde ein „kalter“ Versuch ohne Zweiphasenwärmeübergang durchgeführt, um die Reibungsverluste am Eintrittsrohr besser abschätzen zu können. Dazu wurde kaltes Wasser (15°C) aus dem Wassertank in die auf Raumtemperatur (25°C) befindliche Schüttung eingespeist. In Abbildung 4-50 sind die Zeitpunkte eingezeichnet, bei denen das eindringende Wasser die Thermolemente auf einer bestimmten Bettposition erreicht hat. Bei dem kalten Versuch wurde eine anfängliche Steiggeschwindigkeit von 17 mm/s gemessen. Aufgrund des fortschreitenden Druckausgleichs zwischen Wasserbehälter und Schüttung verlangsamt sich die Steiggeschwindigkeit auf 4 mm/s zum Zeitpunkt, wenn das letzte Bettsegment durchströmt wird.

Im Unterschied zu den Flutversuchen von oben ist bei den Flutversuchen von unten festzustellen, dass die Quenchfront relativ gleichmäßig über den gesamten Bettquerschnitt voranschreitet. Die gemessenen Thermolementverläufe fallen

nacheinander mit zunehmender Schüttbetthöhe nahezu schlagartig auf Sättigungstemperatur, verbleiben für kurze Zeit auf diesem Temperaturniveau und fallen schließlich unter die Sättigungstemperatur, wie in Abbildung 4-51 für die zentralen Thermoelemente bei einem Versuch mit einer Starttemperatur von 304°C dargestellt. Der Abfall der Temperatur unter Sättigungstemperatur ist ein Indikator, dass in der betroffenen Region kein Wärmeübergang mehr durch Verdampfung stattfindet. In Abbildung 4-50 ist zusätzlich zum „kalten“ Versuch der zeitliche Verlauf der Quenchfront für die durchgeführten Experimente dargestellt. Der Übersichtlichkeit wegen sind nur die Wandtemperaturen bei Erreichen der Sättigungstemperatur dargestellt. Das Voranschreiten der Quenchfront verlangsamt sich mit zunehmender Schüttbetтанfangstemperatur. Dies kann auf zwei Ursachen zurückgeführt werden:

- Mit steigender Schüttbetttemperatur wird ein immer größerer Teil des einströmenden Wassers verdampft und führt folglich zu einem Verlangsamen der Quenchfront. Im Falle des Versuchs mit einer Starttemperatur von 430°C müssen, um die „Verdampfungsverluste“ auszugleichen, 4.5 l Wasser zusätzlich in das Schüttbett strömen.
- Die Menge des einströmenden Wassers hängt, da es sich um Versuche mit einer Druckrandbedingung handelt, von der Druckdifferenz zwischen der anstehenden Wassersäule aus dem Wassertank und der Wasserfront im Schüttbettbehälter ab. Baut sich innerhalb des Schüttbettbehälters aufgrund einer Behinderung des abströmenden Dampfes ein Druck auf, führt dies zwangsläufig zu einer Reduzierung des einströmenden Wasserstroms.

In Abbildung 4-50 sind Vergleichsrechnungen mit WABE-2D angegeben. Es ist eine gute Übereinstimmung beim Experiment mit einer Schüttbetтанfangstemperatur von 359°C zu erkennen. Im Unterschied dazu zeigt die Vergleichsrechnung bei einer Schüttbetтанfangstemperatur von 430°C erhebliche Abweichungen zum Experiment. WABE-2D berechnet hierbei eine deutlich kürzere Quenchzeit als im Experiment beobachtet. Die Quenchzeit wird, wie oben beschrieben, maßgeblich von der Wasserzufuhr in die Schüttung bestimmt. Bei hohen Schüttbetтанfangstemperaturen strömt demzufolge ein geringerer Wassermassenstrom in die Schüttung. Dies deutet darauf hin, dass die Reibungsgesetze den Druckaufbau in der Schüttung bei hohen Temperaturen unterschätzen. Ein wesentlicher Unterschied in den Experimenten ist, dass bei 430°C die Leidenfrosttemperatur ($T_L \approx 350^\circ\text{C}$) deutlich überschritten ist. Dies kann zu lokalem Filmsieden mit schlechtem Wärmeübergang und auf der anderen Seite zu lokal sehr heftigem Blasensieden mit sehr gutem Wärmeübergang führen. Es muss untersucht werden, ob die Reibungsgesetze, die aus Versuchen mit reinem Blasensieden abgeleitet wurden, auch für Strömungsregime mit Filmsieden Gültigkeit besitzen.

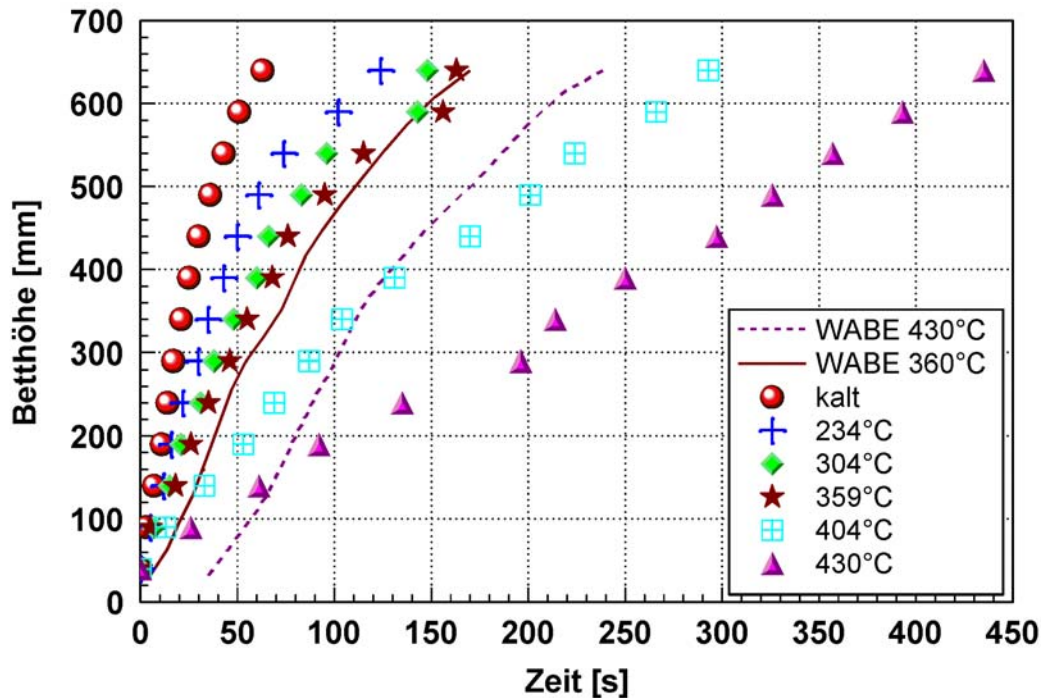


Abbildung 4-50: Zeitdauer bis zum Erreichen der Sättigungstemperatur auf den jeweiligen Betthöhen (bei kaltem Versuch 20°C)

4.3.3.1 Druckaufbau in der Schüttung

Bei den Quenchversuchen mit Wasserzufuhr von unten konnten zu Beginn eines Versuches Bettbewegungen festgestellt werden. Mit steigender Temperatur wurden diese heftiger und führten ab einer Starttemperatur von 365°C zu einem Kugelauswurf über den Schüttbettbehälter hinaus. Der Schüttbettbehälter wurde daraufhin mit einem Glasrohr bis knapp unterhalb der Labordecke verlängert, sodass der Versuchsbehälter eine Gesamtlänge von ca. 2.5 m hatte (davon 0.64 m mit Stahlkugeln gefüllt). Bei einer Schüttbetтанfangstemperatur von 430°C konnte auch bei dieser Anordnung ein Kugelauswurf aus dem Schüttbettbehälter beobachtet werden (siehe CD). Dies zeigt, dass sich innerhalb der Schüttung ein starker Druck aufbauen kann, der deutlich über dem hydrostatischen Druck der anstehenden Wassersäule liegt.

Durchströmt ein Fluid eine Schüttung, so werden beim Erreichen einer bestimmten Geschwindigkeit die vom Fluid auf das Feststoffgerüst übertragenen Kräfte so groß, dass es zu einer Fluidisation der Schüttung kommt. Im sogenannten Lockerungspunkt stellt sich ein Gleichgewicht zwischen der Widerstandskraft und der Gewichtskraft der Schüttung ein (VDI-Wärmeatlas, Abschnitt LF, 1998). Für die im Debris-Experiment vorliegende Schüttung ergibt sich

$$\frac{\Delta p}{H_B} = (1 - \varepsilon) \cdot \rho_{Stahl} \cdot g \approx 45000 \text{ N/m}^3 \quad \text{Gl.(4-13)}$$

Dies entspricht einer Druckerhöhung am Schüttbettboden von 0.3 bar.

Zusätzlich müssen die Kräfte zur Beschleunigung der Schüttung berücksichtigt werden.

$$F = m \cdot a \quad \text{mit} \quad a = \frac{2 \cdot \Delta z}{t^2} \quad \text{Gl. (4-14)}$$

Wird eine konstante Beschleunigung vorausgesetzt, ist die Höhe dieser Kraft nur abhängig von der Zeit, die notwendig ist, um eine bestimmte Strecke Δz zurückzulegen. Die aus den Videoaufnahmen bestimmte Geschwindigkeit der Partikel beim Durchqueren des Glaszylinders oberhalb der Schüttbettkante beträgt ca. 1.8 m/s. In Tabelle 4-6 sind der Druckaufbau in der Schüttung auf der Grundlage unterschiedlicher Beschleunigungszeiten dargestellt. Als Wegstrecke Δz wurde die Länge von Schüttbettoberkante bis zur Labordecke mit 2 m verwendet.

Tabelle 4-6: Benötigter Druck zur Beschleunigung der Schüttung

Zeit t [s]	Beschleunigung a [m/s ²]	Druck [bar]
0.2	100	2.9
0.4	25	0.7
0.6	11	0.3

Auch bei einer angenommenen langen Beschleunigungszeit muss sich ein deutlicher Überdruck in der Schüttung aufbauen. Dies ist nur mit einer schlagartigen Dampfproduktion im Schüttbett erklärbar. Dabei kann der Leidenfrost-Effekt einen erheblichen Einfluss haben. Bei Schüttbetttemperaturen oberhalb der Leidenfrosttemperatur (ca. 350°C) kann das unterkühlte Wasser aufgrund des schlechten Wärmeübergangs ohne zu sieden in die Schüttung eindringen. Erreicht das Wasser Siedetemperatur und die Schüttung kühlt sich im unteren Bereich unter die Leidenfrosttemperatur ab, erfolgt aufgrund des jetzt sehr guten Wärmeübergangs eine schlagartige Dampfproduktion, die zu den starken Bettbewegungen führt.

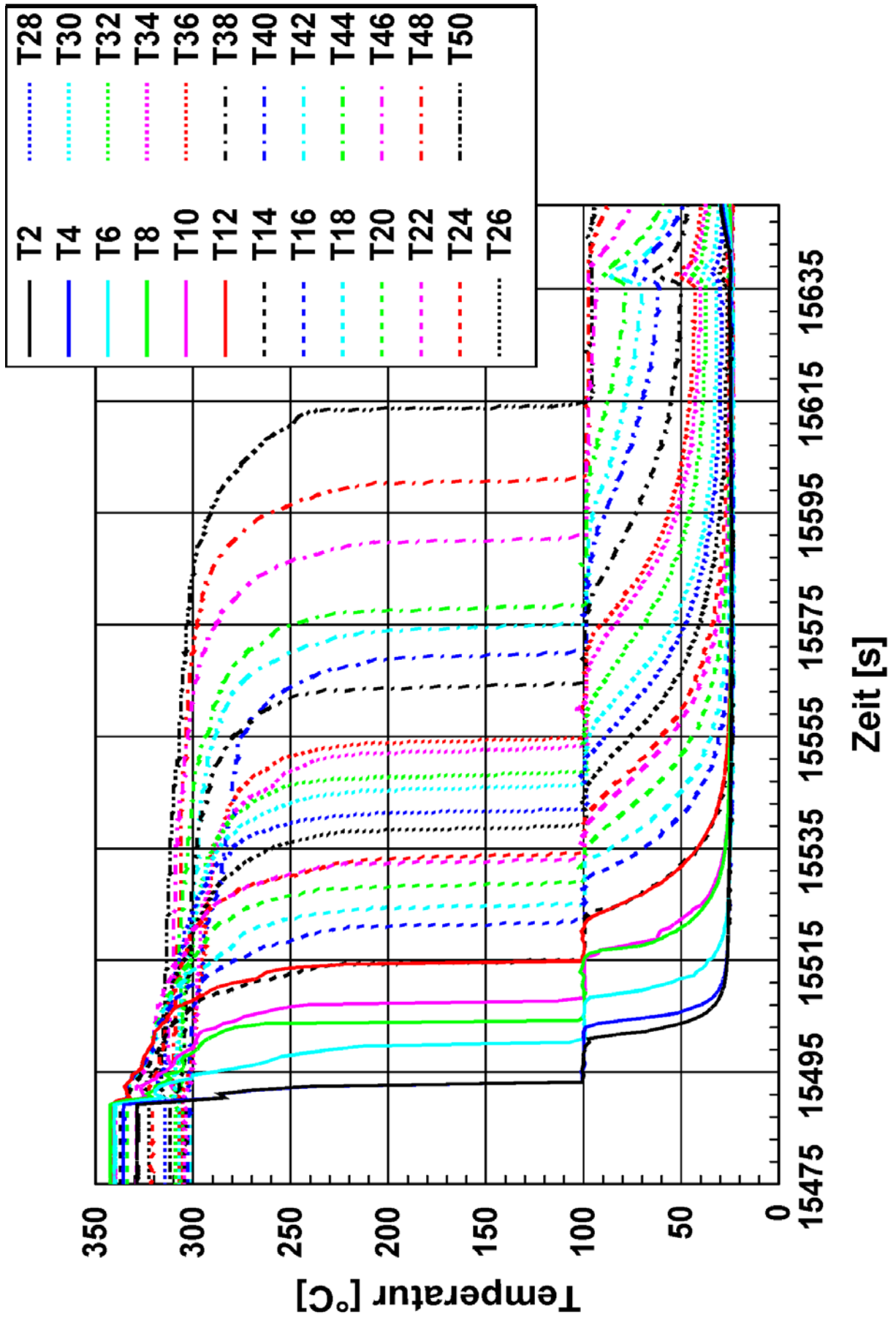


Abbildung 4-51: Zeitlicher Temperaturverlauf im Schüttbettzentrum über die Betthöhe beim Fluten von unten (Start bei 15490 s) Schüttbetтанfangstemperatur $T_0 = 304^\circ\text{C}$.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Falle eines schweren Störfalles in einem Kernkraftwerk mit dem Ausfall aller Notkühlsysteme kann bei ungenügender Abfuhr der Nachzerfallswärme der Reaktorkern aufschmelzen und sich in das untere Plenum des RDBs verlagern. Tritt der Schmelzestrahle dort in das noch verbliebene Restwasser, so wird die Schmelze fragmentiert und erstarrt zu kleinen Partikeln. Die langfristige Kühlbarkeit dieser Partikel ist für das sichere Einschließen des kontaminierten Materials innerhalb des Containments von entscheidender Bedeutung.

Die Validierung verschiedener Modelle zur Bestimmung der Kühlbarkeitsgrenzen volumetrisch beheizter poröser Medien anhand von Einzeleffektexperimenten steht daher im Mittelpunkt dieser Doktorarbeit. Die Validierung der Modelle erfolgte an induktiv beheizten Schüttbetten ($\varnothing 125 \times 640$ mm) aus 3 mm bzw. 6 mm Edelstahlkugeln unter Umgebungsdruck und unter einem erhöhtem Systemdruck von 3 bar.

Aufgrund der sehr hohen spezifischen Fläche in porösen Medien von mehreren $100 \text{ m}^2/\text{m}^3$ ist der Wärmeübergang vom porösen Medium an das Kühlmittel beim stationären Sieden nicht limitierend. Die Kühlung wird vielmehr durch die Verfügbarkeit von Kühlmittel innerhalb der Schüttung beschränkt, d.h. ab einer bestimmten Geschwindigkeit blockiert der aus der Schüttung ausströmende Dampf das im Gegenstrom zufließende Wasser und die Schüttung trocknet aus. Dieses Phänomen wird als Gegenstrombegrenzung („Counter-Current-Flow-Limitation“, CCFL) und der dazugehörige Wärmestrom (bezogen auf den Schüttungsquerschnitt) als Dryoutwärmestromdichte („Dryout Heat Flux“, DHF) bezeichnet.

Diese Dryoutwärmestromdichten wurden in den **Dryoutversuchen** unter Umgebungsdruck untersucht. Der Wasserzustrom in die Schüttung erfolgte hierbei ausschließlich über die Schüttbettoberkante im Gegenstrom zum aufsteigenden Dampf. Die Dryoutwärmestromdichte wurde zu $1330 \text{ kW}/\text{m}^2$ für das Schüttbett aus 6 mm Kugeln und zu $813 \text{ kW}/\text{m}^2$ für das Schüttbett aus 3 mm Kugeln bestimmt. Das Dryoutverhalten der beiden Schüttungen weist Unterschiede bezüglich der Verzögerungszeit (Zeit zwischen Heizleistungssteigerung und Beginn der Trockenstellenbildung) sowie dem Ort der Trockenstellenbildung aus.

Für das Schüttbett aus 3 mm Kugeln konnte eine Abhängigkeit der Verzögerungszeit von der eingestellten Wärmestromdichte nachgewiesen werden. Bei starker Überschreitung der Dryoutwärmestromdichte bilden sich die Überhitzungen innerhalb weniger Minuten in der oberen Betthälfte aus. Bei langsamer Annäherung an die Dryoutwärmestromdichte kann die Trockenstellenbildung stark verzögert auftreten, der Dryout verlagert sich dabei mit abnehmender Heizleistung zum Schüttbettboden. Im Experiment wurde eine Verzögerung von bis zu 40 Minuten beobachtet. In dieser Zeit trat ein transientes Verhalten auf. Die Druckaufnehmer zeigten nacheinander, beginnend am obersten Bettsegment, eine starke Abnahme des Druckgradienten an. Dies kann als Indikator für ein langsames Ausdampfen der Schüttung gewertet werden.

Bei der Schüttung aus 6 mm Kugeln konnte weder eine Abhängigkeit der Verzögerungszeit noch eine Abhängigkeit des Orts der Trockenstellenbildung von der Heizleistung festgestellt werden. Anders als beim Schüttbett aus 3 mm Kugeln konnte hier bei Annäherung der Heizleistung an den DHF ein Übergangsgebiet vom stationären Sieden zum Dryout beobachtet werden. Bei diesen Heizleistungen traten kurzzeitige Temperaturexkursionen an den Messstellen auf. Mit dem Überschreiten des DHF stiegen nahezu unabhängig von der eingestellten Heizleistung die Temperaturen im Schüttbett stark an. Diese Unterschiede im Kühlverhalten werden auf die abnehmenden Kapillarkräfte bei größeren Kugeldurchmessern zurückgeführt.

Die in Reaktorsicherheitsrechnungen eingesetzten numerischen Modelle verwenden zur Berechnung des Dryoutwärmestroms in der Regel einen Ansatz, der auf der mittels relativer Permeabilitäten und relativer Passabilitäten erweiterten Ergun-Gleichung basiert. Die Modelle von Schulenberg & Müller und Tung & Dhir enthalten zusätzlich einen Term, der die Interphasenreibung explizit berücksichtigt. Die im Experiment unter Gegenstrombedingungen bestimmten Dryoutwärmeströme können sowohl von den Modellen mit als auch ohne Interphasenreibung (Reed) mit guter Genauigkeit bestimmt werden.

Im mehrdimensionalen Fall ist der DHF nicht mehr ausreichend, um die Kühlbarkeit der Schüttung zu charakterisieren. Es wird eine erhebliche Steigerung der Kühlbarkeit der Schüttung erwartet, wenn ein Teil des Kühlwassers nicht über den Bereich der maximalen Dampfgeschwindigkeiten zuströmen muss, sondern z.B. ein lateraler Zustrom des Wassers über die flachen Randbereiche der Schüttung möglich ist. Dieser Zustrom hängt maßgeblich vom sich einstellenden Druckfeld der Schüttung und der Wasservorlage ab. Das Druckfeld kann ebenfalls mit der erweiterten Ergun-Gleichung bestimmt werden. Eine Überprüfung der Modelle erfolgte in den **Siederversuchen** anhand eines Vergleichs der mit verschiedenen Modellen berechneten und der im Experiment gemessenen Druckgradienten.

Der Vergleich mit den experimentellen Daten zeigt, dass Modelle ohne explizite Berücksichtigung der Interphasenreibung (Hu & Theofanous, Reed, Lipinski) den Druckgradientenverlauf in der Schüttung nicht korrekt wiedergeben. Nur die Modelle mit expliziter Berücksichtigung der Interphasenreibung (Tung & Dhir, Schulenberg & Müller) beschreiben den durch einen steilen Abfall bei kleinen Dampfleerrohrgeschwindigkeiten gekennzeichneten Druckgradientenverlauf qualitativ korrekt.

Für Versuche bei Umgebungsdruck konnte beim Schüttbett aus 6 mm Kugeln quantitativ eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Modelle von Tung & Dhir und Schulenberg & Müller nachgewiesen werden. Für das Schüttbett aus 3 mm Kugeln zeigten sich größere Abweichungen zum Experiment, selbst bei Modellen, die die Interphasenreibung explizit berücksichtigen. Der experimentelle Befund, dass für Dampfleerrohrgeschwindigkeiten größer 0.1 m/s der Druckgradient wieder ansteigt, wird durch das Modell von nach Tung & Dhir nicht wiedergegeben.

Der Druckgradientenverlauf nach Schulenberg & Müller zeigt zwar einen leichten Anstieg, ist aber insgesamt auf einem deutlich zu niedrigen Niveau.

Die Siedeversuche unter erhöhtem Systemdruck (3 bar) zeigen im Vergleich zu den Versuchen bei Umgebungsdruck nur geringfügige Unterschiede. Hierbei ist zu berücksichtigen, dass der untersuchte Dampfleerrohrgeschwindigkeitsbereich aufgrund der beschränkten Heizleistung und der starken Zunahme der Dampfdichte mit dem Druck auf kleine Werte ($J_g < 0.3 \text{ m/s}$) begrenzt war. In diesem Bereich ist wieder der steile Abfall des Druckgradienten mit steigender Dampfleerrohrgeschwindigkeit zu erkennen. Es wird ein ähnlich tiefes Niveau wie bei den Versuchen unter Umgebungsdruck erreicht. Dies ist nicht in Übereinstimmung mit den berechneten Druckgradienten. Sowohl das Tung & Dhir-Modell als auch das Schulenberg & Müller-Modell ergeben mit steigendem Systemdruck eine Erhöhung des Druckgradienten schon bei kleinen und moderaten Dampfleerrohrgeschwindigkeiten

Es wurde auch gezeigt, dass ein Modell basierend auf einem hydrostatischen und einem Reibungsanteil, berechnet nach Lockhart & Martinelli, für Gleichströmungen in porösen Strukturen erfolgreich verwendet werden kann. Für sehr kleine Einspeiseraten oder Gegenströmungen ist dieser Ansatz aber ungeeignet. Die Berechnung des Reibungsdruckgradienten der Zweiphasenströmung aus der Summe bzw. dem Produkt der einphasigen Strömungen ergibt für den Fall, dass eine der Phasen eine sehr geringe Strömungsgeschwindigkeit aufweist, zu geringe Werte. Für den Fall der Gegenströmung ist das Modell nicht anwendbar, da der Wurzelausdruck in Gleichung 2-13 negativ wird.

Weiterhin wurden Versuche zum Abkühlverhalten stark überhitzter Schüttungen (**Quenchversuche**) mit Wasserzuführung von oben oder unten durchgeführt. Beim Fluten von oben erfolgte die Wasserzufuhr aus einer Wasservorlage oberhalb der Schüttung, beim Fluten von unten wurde das Wasser aus einem Tank unter Schwerkrafteinfluss in den Schüttbettboden gespeist. Die mittleren Schüttbetтанfangstemperaturen variierten beim Fluten von oben zwischen 309 und 787 °C und bei den Experimenten mit Wasserzuführung von unten zwischen 234 und 430 °C. Die Versuche wurden an einer zylindrischen Versuchsstrecke ($\varnothing 150 \times 640 \text{ mm}$) mit 6 mm Kugeln unter Umgebungsdruck durchgeführt.

Beim Fluten von unten konnte ein über den Schüttbettquerschnitt weitgehend einheitliches Fortschreiten der Quenchfront beobachtet werden. Quantitativ ergab sich für Anfangstemperaturen oberhalb 360 °C ein sprunghafter Anstieg der Quenchzeiten, welcher durch Vergleichsrechnungen mit WABE-2D nicht wiedergegeben werden konnte. Zu Beginn eines jeden Versuchs wurden Eruptionen beobachtet, die mit steigender Schüttbetttemperatur deutlich an Heftigkeit zunahmten. Beim Versuch mit einer Anfangstemperatur von 430 °C erfolgte ein Schüttbettauswurf bis an die Labordecke. Dies zeigt, dass sich innerhalb der Schüttung ein erheblicher Druck aufbauen kann, der wiederum zu einer Drosselung der Wasserzufuhr und damit verlängerter Quenchzeit führen kann.

Dem gegenüber wurde beim Fluten von oben keinerlei Bewegung des Schüttbetts beobachtet. Die Auswertung der Temperaturmessdaten deutet darauf hin, dass die Quenchfront im Schüttbett nicht gleichmäßig voranschreitet. Es bilden sich sogenannte Kühlfinger aus, in denen das Kühlmittel bevorzugt in die Schüttung strömt. Erreicht ein Kühlfinger den Schüttbettboden, so bildet sich eine zweite, nach oben gerichtete Quenchfront aus. In dieser zweiten Phase werden die noch verbliebenen heißen Bereiche gequenchet. Der berechnete mittlere Wärmestrom, der während des Quenchvorgangs aus der Schüttung abgeführt wird, liegt in der Größenordnung des Dryoutwärmestroms. Dies legt die Vermutung nahe, dass die Kühlbarkeit von stark überhitzten Schüttungen ebenfalls durch das Erreichen der Gegenstrombegrenzung limitiert ist. Allerdings treten bei hohen Temperaturen höhere Wärmeverluste aufgrund von Strahlung und Konvektion auf. Diese können den insgesamt aus der Schüttung abgeführten Wärmestrom erhöhen. Vergleichsrechnungen mit WABE-2D zeigten eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen.

Wenngleich gezeigt wurde, dass Modelle ohne Interphasenreibung das Druckfeld in Schüttbetten nicht korrekt berechnen können, ist eine abschließende Bewertung zugunsten eines Modells (mit Interphasenreibung) aufgrund der großen Abweichungen zum Experiment nur bedingt möglich. Keines der untersuchten Modelle kann alle Versuchsbedingungen (Partikelgröße, Wassereinspeisbedingungen, Systemdruck) mit ausreichender Genauigkeit abdecken.

Im Blickpunkt zukünftiger Untersuchungen muss daher auch eine Ausweitung der Versuchsparameter stehen. Dabei sind Untersuchungen mit kleinen Partikeldurchmessern besonders interessant. Sollten sich, wie in den Winfrith-Experimenten beobachtet, positive Druckgradientenänderungen beim stationären Sieden einstellen, müsste dies zu einer grundsätzlichen Umformulierung der Reibungsgesetze führen.

Im Hinblick auf realistische Bedingungen bei schweren Störfällen in LWRs muss ein Übergang von den idealisierten monodispersen Schüttbetten hin zu polydispersen Schüttungen erfolgen. Weiterhin muss überprüft werden, ob und unter welchen Bedingungen die Modelle, die für poröse Medien entwickelt wurden, in der das Schüttbett umgebenden Wasservorlage anwendbar sind. Die Annahme einer fiktiven hohen Porosität alleine erscheint nicht ausreichend zu sein, um die Wasservorlage adäquat zu modellieren. Da das Druckfeld in der umgebenden Wasservorlage ebenfalls die Kühlbarkeit der Schüttung maßgeblich beeinflusst, müssen für eine abgesicherte Modellierung zusätzliche Experimente zur Validierung durchgeführt werden.

6 Literatur

- Boldt, K.R., Reed, A.W., Schmidt, T.R.: DCC-3 Degraded Core Coolability: Experiment and Analysis, Sandia National Laboratories, NUREG/CR-4306, SAND86-1033, 1986
- Buck, M., Schmidt, W., Bürger, M.: Multidimensional Modelling of Debris Bed Coolability and Quenching, Proceedings ICARE/CATHARE Seminar: Progress and Future Trends in Core Degradation Modelling, Cadarache, France, November 21-23, 2001.
- Chu, W., Dhir, V.K., Marshall, J.S.: Study of pressure drop, void fraction and relative permeabilities of two phase flow through porous media, AIChE Symposium Series, Vol. 79, 1983
- Darcy, H.: Les Fontaines Publiques de la Ville de Dijon, Dalmont, Paris, 1856
- Décossin, E.: Experimental Investigation on Particulate Debris Bed Coolability in a Multidimensional Configuration, OCDE/CSN-Workshop on Ex-Vessel Debris Coolability, Karlsruhe, Germany, November 16-18, 1999
- Ergun, S.: Fluid Flow Through Packed Columns, Chem. Eng. Prog. 48, pp.89-94, 1952
- Ginsberg, T., Klein, J., Klages, J., Sanborn, Y., Schwarz, C.E., Chen, J.C., Wei, L.: An Experimental and Analytical Investigation of Quenching of Superheated Debris Beds under Top-Reflood Conditions, Final Report, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York, 1986
- Hofmann, G.: On the Location and Mechanisms of Dryout in Top-Fed and Bottom-Fed Particulate Beds, Nuclear Technology, Vol. 65, pp.36-45, 1984
- Horner, P., Zeisberger, A., Mayinger, F.: Kühlung der Druckbehälterwand nach teilweisem Kernschmelzen, Abschlussbericht Reaktorsicherheitsforschung Vorhaben Nr. 150 1009, Technische Universität München, 2000
- Hu, K., Theofanous T.G.: On the Measurement of Dryout in Volumetrically Heated Coarse Particle Beds, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 17, No. 4, pp. 519-532, 1991
- Kaviany, M.: Principles of Heat Transfer in Porous Media, Springer-Verlag, New York, 1995
- Lipinski, R.J.: A Coolability Model for Post Accident Nuclear Reactor Debris. J. Nuclear Technology, Vol. 65, 1984

- Lipinski, R.J.: A Model for Boiling and Dryout in Particle Beds, Sandia Labs, SAND 82-9765, NUREG/CR-2646, 1982
- Lockhart, R.W., Martinelli, R.C.: Proposed Correlation Data for Isothermal Two-Phase, Two-Component Flow in Pipes, Chem. Eng. Prog., Vol. 45, No. 1 pp.39-48, 1949
- Macbeth, R.V., Trenberth, R.: Pressure Measurements in Boiling Particle Beds with Water at 1 bar, Winfrith, United Kingdom Atomic Energy Authority, AEEW – R 1641, 1984
- Magallon, D. et al.: Lessons learnt from FARO / TERMOS Corium Melt Quenching Experiments, Nuclear Engineering and Design, Vol. 189, pp. 223, (1999)
- Mayr, P., Bürger, M., Schatz, A.: Partikelbettverhalten während später Phasen auslegungsüberschreitender Störfälle in Leichtwasser-Reaktoren (Stand der Modellentwicklung in KESS-III), Universität Stuttgart, 1993 IKE 2 106
- Naik, A.S., Dhir, V.K.: Thermal-Hydraulic Characteristics of a Heat-Generating Bed under Forced-Flow Cooling Conditions, Interim Report NP-3180, University of California at Los Angeles, 1983
- Reed, A.W.: The Effect of Channeling on the Dryout of Heated Particulated Beds Immersed in a Liquid Pool, Ph.D. Thesis, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, 1982
- Reed, A.W., Boldt, K.R., Gorham-Bergeron, E.D., Lipinski, R.J., Schmidt, T.R.: DCC-1/DCC-2 Degraded Core Coolability Analysis, Sandia National Laboratories, NUREG/CR-4390, SAND85-1967, 1985
- Scheidegger, A.: The physics of flow through porous media, University of Toronto Pr., ISBN 0-8020-1849-1, 1974.
- Schäfer, P., Steiner, D., Groll, M., Kulenovic, R., Schmidt, W., Bürger, M., Widmann, W.: Wechselwirkung Debris/RDB-Wand: Analytische und experimentelle Untersuchung zur Kühlbarkeit und Rückhaltung verlagerten Kernmaterials (Debris) im unteren RDB-Plenum eines LWR, Abschlussbericht, IKE 5TB-1751-03, Juli 2003
- Schmidt, W., Bürger, M., Widmann, W.: Investigations of Constitutive Laws and 2D Effects on Debris Coolability, 2nd Conference on Computer Methods for Engineering in Porous Media Flow and Transport, Besancon, France, 2000
- Schmidt, W.: Influence of Multidimensionality and Interfacial Friction on the Coolability of Fragmented Corium, Dissertation, Institut für Kernenergetik und Energiesysteme, Universität Stuttgart, Mai 2004
- Schulenberg, T., Müller, U.: Zweiphasenströmung in Kugelschüttungen, KfK 3682, 1984

- Stickler, L.A., Rempe, J.L., Chavez, S.A., Thinner, G.L., Snow, S.D., Witt, R.J., Corradini, M.L., Kos, J.A.: OECD-NEA-TMI-2 Vessel Investigation Project – Calculations to Estimate the Margin to Failure in the TMI-2 Vessel. OECD-NEA, 1993
- Tong, L.S., Tang, Y.S.: Boiling Heat Transfer and Two Phase Flow, Taylor & Francis, ISBN 1-56032-485-6, 1997
- Tung, V.X., Dhir, V.K.: A Hydrodynamic Model for Two-Phase Flow through Porous Media, Int. J. Multiphase Flow, Vol.14, No. 1, pp. 47-65, 1988
- Tutu, N.K., Ginsberg, T., Chen, J.C.: Interfacial Drag for Two-Phase Flow Through High Permeability Porous Beds, J. Heat Transfer, Vol.106/865, 1984
- Tutu, N.K., Ginsberg, T., Klein, J., Klages, J., Schwarz, C.E.: Debris Bed Quenching under Bottom Flood Conditions, Technical Report, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York, 1984
- VDI-Wärmeatlas, Kapitel Ha, 8. Auflage, Springer-Verlag, Berlin, 1998
- Wallis, G.B.: One-dimensional two-phase flow, McGraw-Hill, New York, 1969
- Wolf, J.R., Rempe, J.L., Stickler, L.A., Akers, D.W., North, G.E., Neimark, L.A., Dierks, D.R.: OECD-NEA-TMI-2 Vessel Investigation Project – Integration Report. OECD-NEA, 1994

Anhang A

Das Modell von Tung & Dhir

Tung & Dhir verwenden für ihr Modell die in Kapitel 2.1.1.2 vorgestellte erweiterte Ergun-Gleichung mit einem Term, der die Interphasenreibung explizit berücksichtigt. Im Gegensatz zu den anderen Modellen (Reed, Lipinski, Hu & Theofanous, Schulenberg & Müller) werden für jedes Strömungsregime die relativen Permeabilitäten und relativen Passabilitäten sowie die Interphasenreibung separat definiert. In der Veröffentlichung von 1988 sind die Kräftebilanzen in der Form

$$-\frac{dp_g}{dz} \alpha \varepsilon = \rho_g g \alpha \varepsilon + F_{pg} + F_i \quad \text{für die gasförmige Phase} \quad \text{Gl. A- 1}$$

$$-\frac{dp_g}{dz} (1 - \alpha) \varepsilon = \rho_l g (1 - \alpha) \varepsilon + F_{pl} - F_i \quad \text{für die flüssige Phase} \quad \text{Gl. A- 2}$$

dargestellt.

Um konsistent mit Kapitel 2.1.1.2 zu bleiben, sind im folgenden die Kräfte durch $\alpha \varepsilon$ bzw. $(1 - \alpha) \varepsilon$ dividiert. Dadurch erhöht sich der Exponent in den relativen Permeabilitäten und relativen Passabilitäten um eins.

Das Strömungsmodell von Tung & Dhir zeichnet sich durch die Berücksichtigung von Strömungsmustern in den Reibungsformulierungen aus. Abhängig vom Dampfgehalt definieren sie drei Strömungsmuster: Blasenströmung, Pfropfenströmung und Ringströmung sowie deren Übergangsformen.

Blasenströmung ist durch die Bewegung einzelner Blasen in den Porenräumen gekennzeichnet. Der durchschnittliche Blasendurchmesser wird mit

$$D_b = 1.35 \cdot \left(\frac{\sigma}{g \cdot (\rho_l - \rho_g)} \right)^{0.5} \quad \text{Gl. A- 3}$$

angegeben. Für Experimente bei Umgebungsdruck ergibt sich daraus ein Blasendurchmesser von 3.38 mm. Das Blasenströmungsregime wird in zwei Bereiche unterteilt. Bei sehr kleinen Dampfgehalten ($\alpha < \alpha_0$) strömen die Blasen ausschließlich an den Partikeloberflächen nach oben. Bei höheren Dampfgehalten wird der gesamte Porenraum genutzt. Dies geschieht bei einem Dampfgehalt von

$$\alpha_0 = \frac{\pi (1 - \varepsilon)}{3} \frac{d_b}{\varepsilon} \frac{d_b}{d_p} \left(1 + \frac{d_b}{d_p} \right) \left[\left(\frac{\pi \sqrt{2}}{(1 - \varepsilon)} \right)^{1/3} - 5 \left(1 + \frac{d_b}{d_p} \right) \right] \quad \text{Gl. A- 4}$$

Der Übergang zur Pfropfenströmung findet bei Dampfgehalten größer α_1 statt, wenn sich die Einzelblasen miteinander zu Pfropfen verbinden. Für kleine $\gamma = d_b / d_p$ (< 0.29) wird α_1 zu 0.3 angenommen. Dies entspricht der Blasenströmung in Rohren. Für größere Verhältnisse von γ wird der maximale Dampfgehalt, bei dem eine Blasenströmung in Schüttungen möglich ist, aus der minimalen Porosität von Schüttungen aus zwei verschiedenen Kugelgrößen abgeleitet (Der zweite Kugeldurchmesser entspricht dem der Blasen). Für diesen Fall ist eine Blasenströmung bis zu einem Dampfgehalt von $\alpha_1 = 0.6 \cdot (1-\gamma)^2$ möglich. Für den Übergangsbereich von Blasenströmung zur Pfropfenströmung gilt $\alpha_1 < \alpha < \alpha_2$. Eine reine Pfropfenströmung bildet sich aus, wenn ein Dampfgehalt von $\alpha_2 = \pi/6 \approx 0.52$ überschritten wird (Scheidegger, 1974). Ab einem Dampfgehalt von $\alpha_3 = 0.6$ findet ein Übergang von der Pfropfenströmung zur Ringströmung statt. Eine reine Ringströmung entwickelt sich, wenn das Wasser nur noch als dünner Flüssigkeitsfilm an den Kugeloberflächen vorhanden ist. Die Dampfphase bildet in diesem Strömungsregime kontinuierliche Strömungspfade aus. Für die Ringströmung wird ein Dampfgehalt $0.74 < \alpha < 1$ zugrundegelegt. Tabelle A-1 fasst die Strömungsregime und die dazugehörigen Dampfgebhaltsbereiche zusammen.

Tabelle A-1: Strömungsformen in porösen Medien nach Tung & Dhir in Abhängigkeit vom Dampfgehalt

Blasenströmung	0	$< \alpha \leq$	$\alpha_1 = \min(0.3, 0.6 \cdot (1-\gamma)^2)$
Übergang	α_1	$< \alpha \leq$	$\alpha_2 = \pi/6 \approx 0.52$
Pfropfenströmung	α_2	$< \alpha \leq$	$\alpha_3 = 0.6$
Übergang	α_3	$< \alpha \leq$	$\alpha_4 = \pi \cdot \sqrt{2}/6 \approx 0.74$
Ringströmung	α_4	$< \alpha \leq$	1

Die Dampf-Partikel-Reibung

Da der Dampf nicht direkt in Kontakt mit den Partikeln kommt, wird die Dampf-Partikel-Reibung als Kraft modelliert, mit der der Dampf die Flüssigkeit gegen die Partikel drückt. Der Dampf strömt folglich in einem Schüttbett, welches aufgrund der flüssigen Phase eine reduzierte Porosität von $\varepsilon \cdot \alpha$ aufweist. Des weiteren muss der Partikeldurchmesser aufgrund des Flüssigkeitsfilms zu

$$d_{eff} = [(1 - \varepsilon \alpha) / (1 - \varepsilon)]^{1/3} \cdot d_p \quad \text{Gl. A-5}$$

korrigiert werden. Bei einer Ringströmung muss zusätzlich berücksichtigt werden, dass der Volumenanteil des Dampfes nur $\varepsilon \cdot \alpha$ aufweist, und daher die relativen Permeabilitäten bzw. Passabilitäten nochmals durch α dividiert werden müssen.

Unter diesen Annahmen ergibt sich für Blasen- und Pfropfenströmung ($0 < \alpha \leq \alpha_3$)

$$k_{r,g} = \alpha^4 \left(\frac{1-\varepsilon}{1-\varepsilon\alpha} \right)^{\frac{4}{3}} \text{ und } \eta_{r,g} = \alpha^4 \left(\frac{1-\varepsilon}{1-\varepsilon\alpha} \right)^{\frac{2}{3}} \quad \text{Gl. A- 6}$$

und für die Ringströmung ($\alpha_4 < \alpha \leq 1$)

$$k_{r,g} = \alpha^3 \left(\frac{1-\varepsilon}{1-\varepsilon\alpha} \right)^{\frac{4}{3}} \text{ und } \eta_{r,g} = \alpha^3 \left(\frac{1-\varepsilon}{1-\varepsilon\alpha} \right)^{\frac{2}{3}} \quad \text{Gl. A- 7}$$

Der Übergang von Pfropfenströmung zu Ringströmung wird mit einer Gewichtsfunktion W modelliert:

$$W = \xi^2(3-2\xi) \text{ mit } \xi = \frac{\alpha - \alpha_i}{\alpha_{i+1} - \alpha_i} \quad i = 3 \quad \text{Gl. A- 8}$$

Damit kann für $k_{r,g}$ und $\eta_{r,g}$ geschrieben werden:

$$k_{r,g} = \frac{\alpha^3 \left(\frac{1-\varepsilon}{1-\varepsilon\alpha} \right)^{\frac{4}{3}}}{\left(W + \frac{1-W}{\alpha} \right)} \text{ und } \eta_{r,g} = \frac{\alpha^3 \left(\frac{1-\varepsilon}{1-\varepsilon\alpha} \right)^{\frac{2}{3}}}{W + \frac{1-W}{\alpha}} \quad \text{Gl. A- 9}$$

Die Wasser-Partikel-Reibung

Die Wasser-Partikel-Reibung wird aus den gleichen Überlegungen wie die Dampf-Partikel-Reibung abgeleitet. Allerdings ist, da das Wasser immer im Kontakt mit den Partikeln ist, in den relativen Permeabilitäten und relativen Passabilitäten keine Korrektur des Kugeldurchmessers notwendig. Nur die verringerte Porosität muss mit $(1-\alpha)$ berücksichtigt werden. Die relativen Permeabilitäten und relativen Passabilitäten lauten somit für alle Strömungsregime:

$$k_{r,l} = \eta_{r,l} = (1-\alpha)^4 \quad \text{Gl. A- 10}$$

Die Interphasenreibung

Die Interphasenreibung beschreibt die an der Phasengrenze zwischen Wasser und Dampf auftretende Reibung aufgrund der unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten der beiden Phasen. Der Ansatz leitet sich aus der Kraft einer Einzelblase bzw. eines Pfropfens auf das Wasser, multipliziert mit der Anzahl der Blasen im Einheitsvolumen ab. Dabei wird von der folgenden Gleichung ausgegangen, hier dargestellt in Abhängigkeit von der Relativgeschwindigkeit:

$$F_{\text{Einzelblase}} = C_v 3\pi d_b \mu_l \left(\frac{J_{\text{rel}}(1-\alpha)}{\varepsilon} \right) + \frac{1}{2} C_i \frac{\pi}{4} d_b^2 (\rho_l(1-\alpha) + \rho_g \alpha) \left(\frac{J_{\text{rel}}(1-\alpha)}{\varepsilon} \right)^2 \quad \text{Gl. A- 11}$$

mit

$$J_{\text{rel}} = \frac{J_g}{\alpha} - \frac{J_l}{(1-\alpha)} \quad \text{Gl. A- 12}$$

Die Anzahl der Blasen bzw. Pfropfen pro Hohlraumvolumeneinheit in der Schüttung ist mit

$$N = \frac{\alpha \varepsilon}{\frac{\pi}{6} d_b^3} \quad \text{für Blasenströmung und} \quad \text{Gl. A- 13}$$

$$N = \frac{\alpha \varepsilon}{\frac{4\pi}{3} d_b^3} \quad \text{für Pfropfenströmung angegeben.} \quad \text{Gl. A- 14}$$

In der allgemeinen Form lautet die Interphasenreibung:

$$F_i = C_v \frac{\mu_l}{d_b^2} (1-\alpha) J_{\text{rel}} + C_i \frac{((1-\alpha)\rho_l + \alpha\rho_g)}{d_b \varepsilon} (1-\alpha)^2 |J_{\text{rel}}| J_{\text{rel}} \quad \text{Gl. A- 15}$$

Die Koeffizienten C_v und C_i sind vom Strömungsregime abhängig. Zusätzlich wird die Relativgeschwindigkeit bei Blasenströmung mit einem geometrischen Faktor f multipliziert, der die Verwindung des Strömungspfadcs berücksichtigt.

$$f = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{d_b}{d_p} \right) \ln \left(1 + \frac{2d_p}{d_b} \right) \quad \text{Gl. A- 16}$$

Die Koeffizienten C_v und C_i für die unterschiedlichen Strömungsregime lauten:

	C_v	C_i
Blasenströmung ($0 < \alpha \leq \alpha_0$)	$18 \cdot \alpha \cdot f$	$0.34(1-\alpha)^3 \cdot \alpha \cdot f^2$
Blasenströmung ($\alpha_0 < \alpha \leq \alpha_1$)	$18 \cdot (\alpha_0 \cdot f + \alpha - \alpha_0)$	$0.34(1-\alpha)^3 \cdot (\alpha_0 \cdot f^2 + \alpha - \alpha_0)$
Übergang ($\alpha_1 < \alpha \leq \alpha_2$)	$18 \cdot (\alpha_0 \cdot f + \alpha - \alpha_0)(1-W) + 5.21\alpha W$	$(1-\alpha)^3 \{ 0.34(1-\alpha)^3 \cdot (\alpha_0 \cdot f^2 + \alpha - \alpha_0) (1-W) + 0.92\alpha W \}$
Pfropfenströmung ($\alpha_2 < \alpha \leq \alpha_3$)	$5.21 \cdot \alpha$	$0.92(1-\alpha)^3 \cdot \alpha$

Für das Ringströmungsregime wird die Interphasenreibung ähnlich der Dampf-Partikelreibung modelliert. Als Strömungsgeschwindigkeit muss die Relativgeschwindigkeit zwischen den Phasen verwendet werden. Wird die Interphasenreibung als die Kraft von der Dampfphase auf die flüssige Phase betrachtet, so kann unter Verwendung des modifizierten Partikeldurchmessers d_{eff} und der verringerten Porosität $\varepsilon \cdot \alpha$ die Interphasenreibung zu

$$F_i = \frac{\mu_g}{KK_{r,g}}(1-\alpha)J_{rel} + (1-\alpha)\alpha \frac{\rho_g}{\eta\eta_{r,g}} |J_{rel}| J_{rel} \quad \text{Gl. A- 17}$$

bestimmt werden. Die relativen Permeabilitäten und relativen Passabilitäten entsprechen mit

$$K_{r,g} = \alpha^3 \left(\frac{1-\varepsilon}{1-\varepsilon\alpha} \right)^{4/3} \quad \text{und} \quad \eta_{gl} = \alpha^3 \left(\frac{1-\varepsilon}{1-\varepsilon\alpha} \right)^{2/3} \quad \text{Gl. A- 18}$$

denen der Dampf-Partikelreibung bei Ringströmung.

Der Übergang von Pfropfen- zu Ringströmung wird wieder mit der Gewichtsfunktion W (Gl. A-8) modelliert. Damit ergibt sich für die Interphasenreibung in diesem Bereich:

$$F_i = \left[5.21 \frac{\mu_l}{d_b^2} (1-W) + \frac{\mu_g}{KK_{r,g}} W \right] (1-\alpha) J_{rel} + \left[0.92 \frac{(1-\alpha)\rho_l + \alpha\rho_g}{d_b \varepsilon} (1-W) + \frac{\rho_g}{\eta\eta_{r,g}} W \right] (1-\alpha)^2 J_{rel}^2$$

Gl. A- 19

Modifikationen von Schmidt

Das Model von Tung & Dhir wurde von Schmidt (2004) in drei Punkten modifiziert:

- Der den Berechnungen zugrunde gelegte Blasendurchmesser d_b ist für kleine Partikeldurchmesser reduziert.

$$d_b = \min\left(1.35 \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_g)}}, 0.41d_p\right)$$

- Die Geltungsbereiche der Strömungsregime sind abhängig vom Partikeldurchmesser.

Blasenströmung	$0 < \alpha < \alpha_1^* = \begin{cases} \frac{\pi/6}{5}(d_p - 8mm) + \alpha_1 & d_p \leq 8mm \\ \alpha_1 & d_p > 8mm \end{cases}$
Übergang	$\alpha_1^* < \alpha < \alpha_2^* = \begin{cases} \frac{\pi/6}{5}(d_p - 8mm) + \alpha_2 & d_p \leq 8mm \\ \alpha_2 & d_p > 8mm \end{cases}$
Pfropfenströmung	$\alpha_2^* < \alpha < \alpha_3^* = \begin{cases} \frac{\pi/6}{5}(d_p - 8mm) + \alpha_3 & d_p \leq 8mm \\ \alpha_3 & d_p > 8mm \end{cases}$
Übergang	$\alpha_3^* < \alpha < \alpha_4^* = \begin{cases} \frac{\pi/6}{5}(d_p - 6mm) + \alpha_4 & d_p \leq 6mm \\ \alpha_4 & d_p > 6mm \end{cases}$
Ringströmung	$\alpha_4^* < \alpha \leq 1$

- Die Interphasenreibung wird im Ringströmungsbereich reduziert

$$F_i = \left[\frac{\mu_g}{KK_{rel,g}} (1-\alpha) J_{rel} + (1-\alpha) \alpha \frac{\rho_g}{\eta \eta_{rel,g}} |J_{rel}| J_{rel} \right] (1-\alpha)^2 \begin{cases} \left(\frac{d_p}{6 \times 10^{-3}} \right)^2 & \text{für } d_p \leq 6mm \\ 1 & \text{für } d_p > 6mm \end{cases}$$

Anhang B

Das Modell von Schulenberg & Müller

Schulenberg & Müller verwenden in ihrem Modell ebenfalls eine mit relativen Permeabilitäten und relativen Passabilitäten modifizierte Version der Ergun-Gleichung.

$$-\frac{dp_l}{dz} = \rho_l \cdot g + \frac{\mu_l}{K \cdot K_{r,l}} J_l + \frac{\rho_l}{\eta \cdot \eta_{r,l}} J_l \cdot |J_l| - \frac{F_i}{1-\alpha} \quad \text{für die flüssige Phase} \quad \text{Gl. B- 1}$$

$$-\frac{dp_g}{dz} = \rho_g \cdot g + \frac{\mu_g}{K \cdot K_{r,g}} J_v + \frac{\rho_g}{\eta \cdot \eta_{r,l}} J_g \cdot |J_g| + \frac{F_i}{\alpha} \quad \text{für die gasförmige Phase} \quad \text{Gl. B- 2}$$

Die Permeabilität K und die Passabilität η für die Berechnung der einphasigen Reibungsdruckabfälle sind von Darcy bzw. Ergun übernommen:

$$K = \frac{d_p^2 \varepsilon^3}{150(1-\varepsilon)^2} \quad \text{Gl. B- 3}$$

$$\eta = \frac{d_p \varepsilon^3}{1.75(1-\varepsilon)} \quad \text{Gl. B- 4}$$

Die relativen Permeabilitäten $K_{r,g}$ und $K_{r,l}$ lauten:

$$K_{r,g} = \alpha^3 \quad \text{Gl. B- 5}$$

$$K_{r,l} = (1-\alpha)^3 \quad \text{Gl. B- 6}$$

Ebenso wie das Modell von Tung/Dhir enthält dieses Modell einen Interphasenreibungsterm, welcher experimentell bestimmt und aus vier Kräften modelliert wurde:

- Auftrieb der Gasphase in der Flüssigkeit $(\rho_l - \rho_g) \cdot g$
- Zähigkeit der mit der Relativgeschwindigkeit bewegten Flüssigkeit $\frac{\mu_l}{K} \left(\frac{J_g}{\alpha} - \frac{J_l}{1-\alpha} \right)$
- Trägheit der mit der Relativgeschwindigkeit bewegten Flüssigkeit $\frac{\rho_l}{\eta} \left(\frac{J_g}{\alpha} - \frac{J_l}{1-\alpha} \right)^2$
- Kapillarkräfte $\frac{\sigma}{K}$

Die Zähigkeit und die Trägheit des Gases sind im Vergleich zu den oben genannten Kräften aufgrund der geringen Viskosität bzw. Dichte vernachlässigbar und werden bei der Modellierung der Interphasenreibung nicht berücksichtigt.

Der von Schulenberg & Müller vorgeschlagene Ansatz zur Modellierung der Interphasenreibung lautet:

$$F_i = W(\alpha) \cdot (\rho_l - \rho_g) g \cdot \frac{\rho_l K}{\eta \sigma} \left(\frac{J_g}{\alpha} - \frac{J_l}{1-\alpha} \right)^2 \quad \text{Gl. B- 7}$$

Die Gewichtsfunktion $W(\alpha)$ berücksichtigt den Einfluss des Dampfgehalts auf den Impulsaustausch. Die $W(\alpha)$ -Funktion wurde aus adiabaten Wasser/Luft-Experimenten bestimmt. Bei Experimenten ohne zusätzliche Wassereinspeisung ($J_l^0 = 0$ mm/s, da keine Verdampfung stattfindet ist $J_l = J_l^0$ über die ganze Länge des Schüttbetts) vereinfacht sich Gleichung B-1 zu

$$-\frac{dp_l}{dz} = \rho_l \cdot g - \frac{F_i}{1-\alpha}. \quad \text{Gl. B- 8}$$

Damit kann zusammen mit Gleichung B-5 und dem gemessenen Druckgradientenabfall $-dp/dz$ die Gewichtsfunktion $W(\alpha)$ bestimmt werden:

$$W(\alpha) = \frac{[dp_l/dz + \rho_l g] \alpha^2 (1-\alpha)}{J_g^2} \frac{\eta \sigma}{\rho_l (\rho_l - \rho_g) g K} \quad \text{Gl. B- 9}$$

Die von Schulenberg & Müller durchgeführten Experimente mit 2.5 mm und 5.7 mm Kugeln resultierten in einer Gewichtsfunktion für die Interphasenreibung in der Form

$$W(\alpha) = 350(1-\alpha)^7 \alpha \quad \text{Gl. B- 10}$$

Mit der so bestimmten Interphasenreibung können in analoger Weise die relativen Passabilitäten η_l und η_g bestimmt werden. Die von Schulenberg & Müller vorgeschlagenen relativen Passabilitäten lauten:

$$\eta_{r,l} = (1-\alpha)^5 \quad \text{Gl. B- 11}$$

$$\eta_{r,g} = \alpha^6 \quad \text{für } \alpha \geq 0.3 \quad \text{Gl. B- 12}$$

$$\eta_g = 0.1 \cdot \alpha^4 \quad \text{für } \alpha < 0.3 \quad \text{Gl. B- 13}$$

Anhang C

Konstruktive Ausführung der Druck- und Temperaturmessung

Für die Experimente ist es notwendig, dass die Schüttungsstruktur des porösen Mediums nicht gestört ist. Eine Zuführung der Thermoelemente von oben oder unten in das Schüttbett hätte zur Folge, dass sich an den Thermoelementleitungen Bereiche mit hoher Porosität ausbilden (Wandeffekt). Über diese Bereiche könnte verstärkt Wasser in die Schüttung eindringen und somit die Versuchsergebnisse verfälschen. Die Thermoelemente sind daher seitlich in den Schüttbettbehälter eingezogen. Die Thermoelemente bilden, anders als Abbildung 3-2 vermuten lässt, keine Ebene. Die Thermoelemente auf halbem Radius und im Wandbereich sind jeweils um 30° aus der Hauptebene X-X herausgedreht.

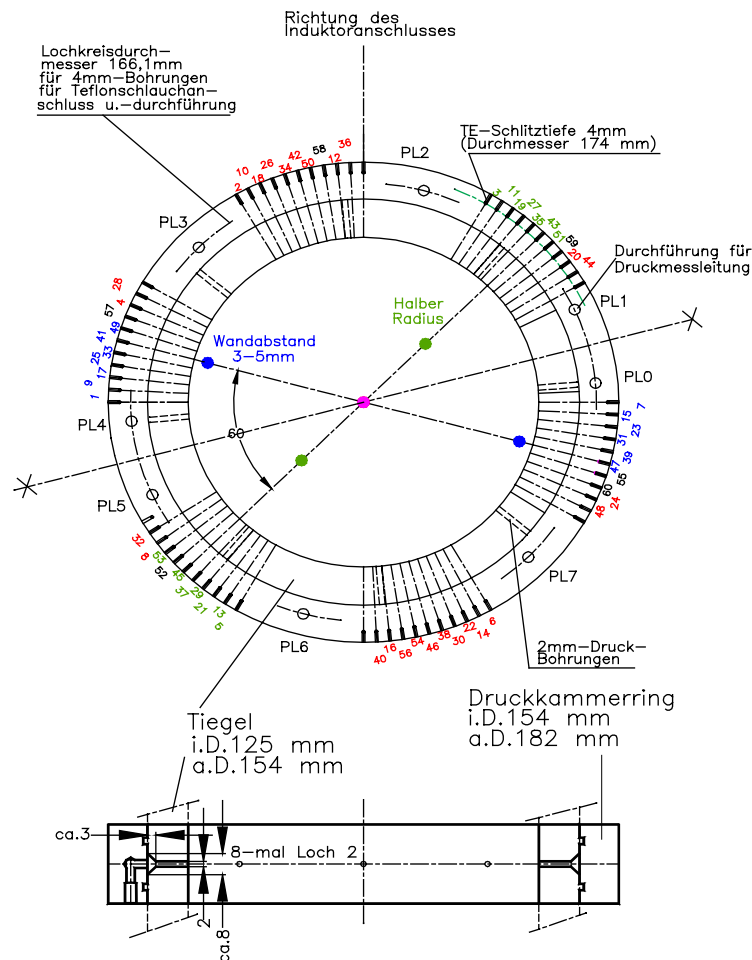
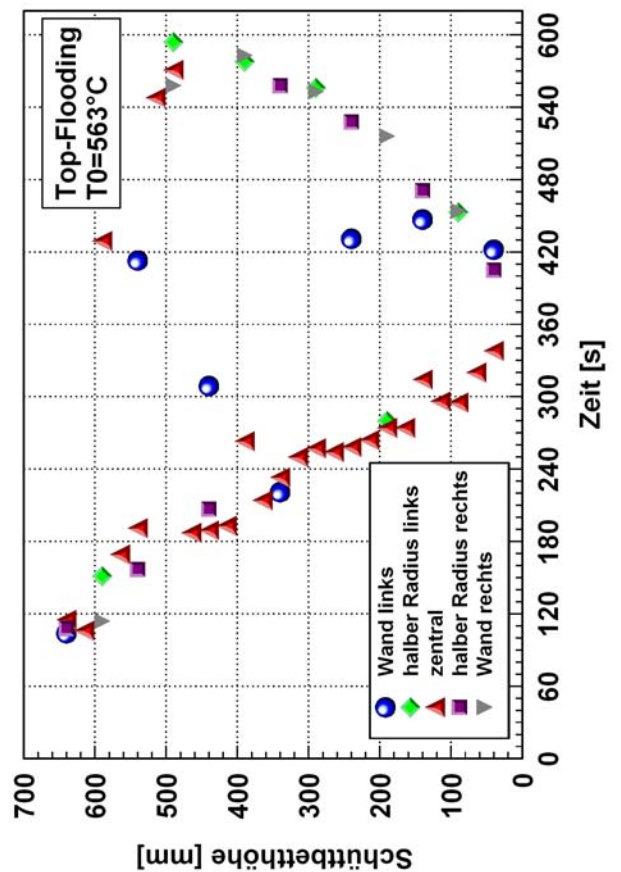
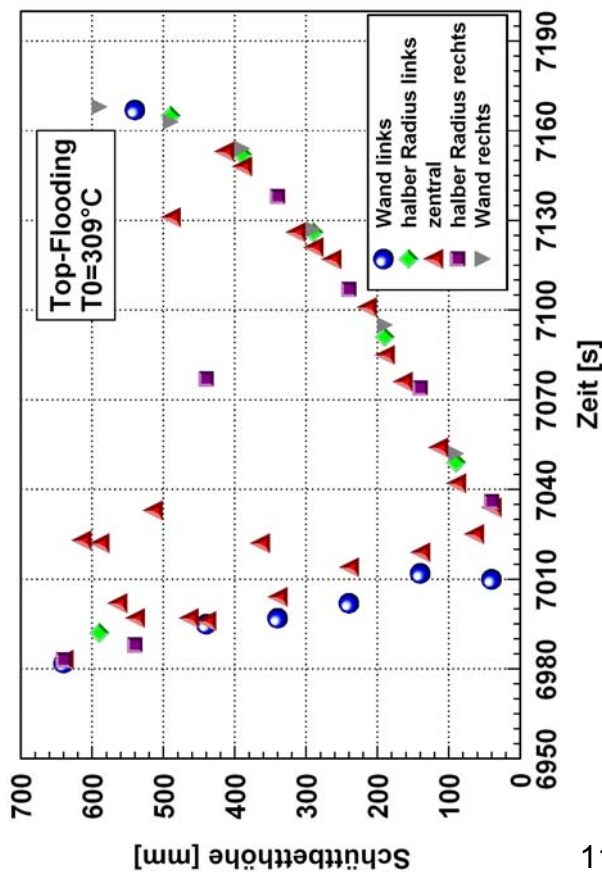
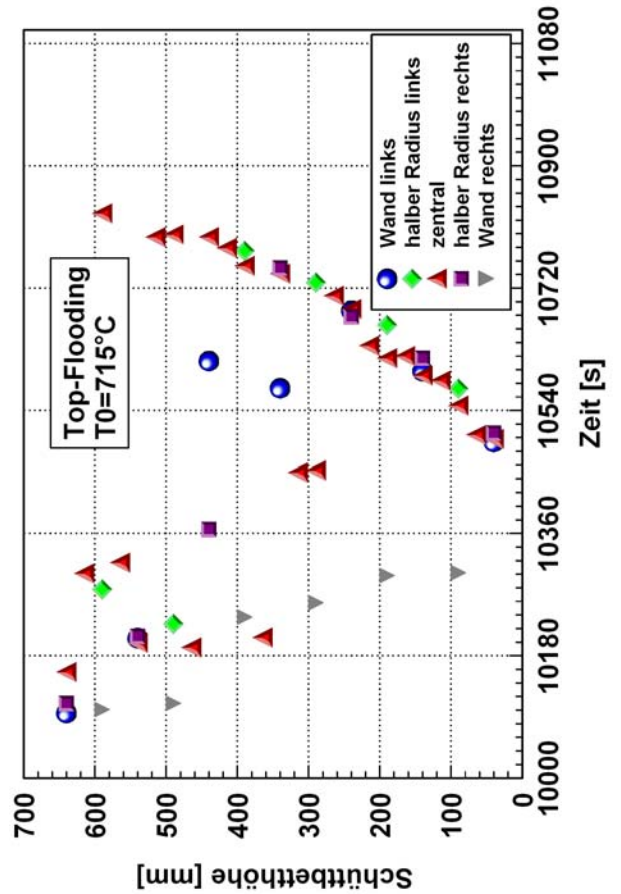
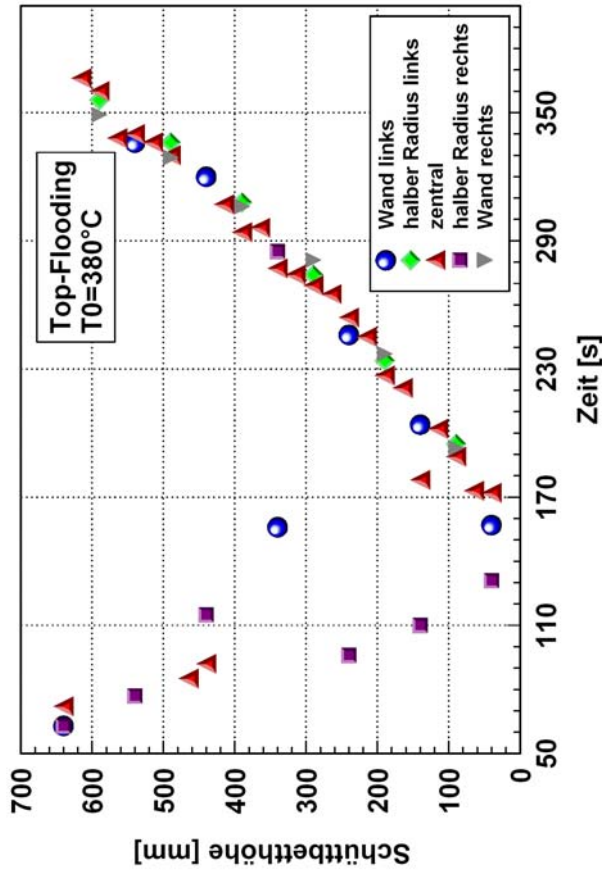


Abbildung C-1 Thermoelementzuführungen und Druckkammerring

Die über den Tiegel geschobenen und mit jeweils zwei O-Ringen abgedichteten Druckkammerringe dienen als Halterungen für Thermoelemente und Druckmessleitungen für weiter oben liegende Messstellen. Der Druckkammerring bildet mit dem Tiegel jeweils eine umlaufende Kammer (ca. 3 mm weit x ca. 8 mm hoch), die wiederum mit acht 2 mm Bohrungen mit dem Schüttbett verbunden ist.

Anhang D

Quenchfrontverläufe für das Schüttbett aus 6 mm Kugeln beim Top-Flooding für verschiedene Starttemperaturen.



Anhang E

Fehlerbetrachtung

Druckmessungen

Für die Druckmessungen wurden piezoresistive Differenzdruckaufnehmer der Serie PD23 der Fa. Keller verwendet. Die Druckaufnehmer haben einem Messbereich von 100 mbar und eine Genauigkeitsklasse 0.1%. D.h. der absolute maximale Fehler in der Druckmessung beträgt 0.1 mbar. Die Druckmessstellen befinden sich in einem Abstand von 100 mm. Somit ergibt sich vom Standpunkt der Messtechnik ein maximaler Fehler von 100 Pa/m in der Druckgradientenmessung. Dieser Wert ist offensichtlich deutlich geringer als die Schwankungen, wie sie im Experiment beobachtet wurden. Die großen Schwankungen, wie sie insbesondere bei der Schüttung aus 3 mm Kugeln beobachtet wurden, können daher nicht nur auf Messfehler zurückgeführt werden. Die schlechte Reproduzierbarkeit der Messergebnisse scheint ein typisches Phänomen von Zweiphasenströmungen in porösen Medien zu sein. Die Gründe hierfür können sein:

- Eine unterschiedliche Ausbildung von Strömungspfaden im Schüttbett, sowohl für den Dampf als auch für die flüssige Phase.
- Eine Veränderung der porösen Struktur durch Setzungseffekte oder Lockerungseffekte, hierbei muss eventuell auch das Ausdehnungsverhalten des Schüttbettbehälters berücksichtigt werden.
- Eine in den Modellen nicht berücksichtigte Abhängigkeit von weiteren Parametern (z.B. Rückkopplungseffekte mit der Wasservorlage)

Abbildung E-1 zeigt den Einfluss der Porosität auf die Druckgradienten berechnet nach dem Modell von Schulenberg & Müller für ein Schüttbett aus 3 mm Kugeln ohne zusätzliche Einspeisung. Aus Abbildung 3-5 ist erkennbar, dass die in den Vergleichsrechnungen angenommene Porosität von 0.4 in einzelnen Bettsegmenten sowohl über- als auch unterschritten wird. Werden die Vergleichsrechnungen für verschiedene Porositäten durchgeführt, so liegen die berechneten Druckgradienten ebenfalls in einem breiteren Band.

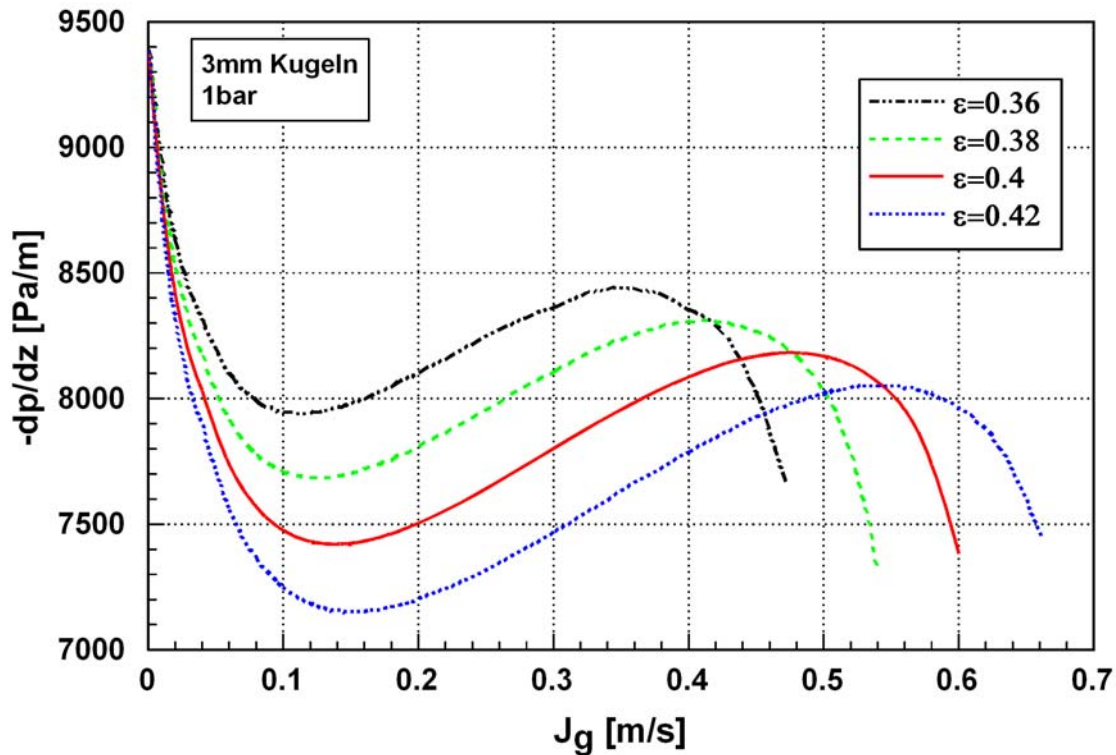


Abbildung E-1: Einfluss der Porosität auf die berechneten Druckgradienten für ein Schüttbett aus 3 mm Kugeln ohne zusätzliche Einspeisung nach Schulenberg & Müller.

Volumetrische Heizleistung

Die volumetrische Heizleistung \dot{Q}_{vol} wurde mittels Aufheizversuchen bestimmt:

$$\dot{Q}_{vol} = (c_{p,st} \cdot \rho_{st} \cdot (1 - \varepsilon) + c_{p,l} \cdot \rho_l \cdot \varepsilon) \cdot \frac{dT}{dt}$$

Die Stoffdaten für Wasser und Stahl sind Standardwerte und werden als nicht fehlerbehaftet betrachtet. Aufgrund der computergestützten Aufnahme der Messdaten kann das Zeitintervall Δt ebenfalls als nicht fehlerbehaftet betrachtet werden. Die Temperaturmessung erfolgt mit Mantelthermoelementen (Typ N, Genauigkeit 0.2 K). Für die Bestimmung der volumetrischen Heizleistung wurde das Aufheizintervall von 30°C bis 40°C betrachtet, sodass die Wärmeverluste über die Behälterwand ebenfalls vernachlässigt werden können. Der Fehler beschränkt sich somit auf die Temperaturmessung und auf die Porositätsbestimmung. Nach dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz gilt:

$$\Delta \bar{Q} = \sqrt{\Delta \bar{\varepsilon}^2 \left(\frac{\partial \dot{Q}}{\partial \varepsilon} \right)^2 + \Delta \bar{T}^2 \left(\frac{\partial \dot{Q}}{\partial T} \right)^2} \quad (\text{Gl.E-1})$$

Für einen Aufheizversuch bei Generatorstufe 3.5 erhält man daraus eine Unsicherheit von kleiner 4 %, die Unsicherheit aufgrund $\Delta \varepsilon$ ist vernachlässigbar. Allerdings muss aufgrund der schwächeren gemessenen Heizleistung am Rand der Schüttung überlegt werden, wie groß der Einflussbereich für jedes Thermoelement angesetzt werden darf. In dieser Arbeit wurde jedes der drei Thermoelemente im Kontrollvolumen gleich gewichtet. Wird das Thermoelement im Wandbereich schwächer gewertet (schwächere Heizleistung in einem engen Randbereich aufgrund höherer Porosität), so kann die Gesamtheizleistung des Schüttbetts deutlich höher ausfallen. Bei einer Gewichtung (40% zentral, 40% halber Radius, 20% Wandbereich) berechnet sich eine 8% höhere Leistung.

Dampferrohrgeschwindigkeit

Der Fehler für die Dampferrohrgeschwindigkeit für Versuche ohne zusätzliche Einspeisung entspricht der Genauigkeit der volumetrischen Heizleistung. Es muss allerdings darauf hingewiesen werden, dass es sich in den Diagrammen immer um den Mittelwert aus Ein- und Austrittsgeschwindigkeit handelt.

Für Versuche mit Einspeisung muss zusätzlich noch die Unsicherheit des Wassermassenstroms berücksichtigt werden. Der verwendete Durchflussmesser hat nach Herstellerangaben eine Genauigkeit von 0.7% v.M.. Zusätzlich wurde für Einspeiseraten unterhalb des Messbereichs eine Kalibrierkurve in Abhängigkeit von der Pumpenfrequenz erstellt. Der Fehler im Wassermassenstrom sollte damit kleiner 5% sein.

Für Versuche mit zusätzlicher Wassereinspeisung gilt:

$$J_g(\dot{Q}, \dot{G}, \Delta T, z) = \frac{\dot{Q} \cdot z - \dot{G} \cdot c_p \cdot \Delta T}{h_{fg} \rho_g} \quad (\text{Gl.E-2})$$

Die Versuche wurden mit starker Unterkühlung des eingespeisten Wassers durchgeführt (ca. 20 K). Die Temperaturdifferenz kann damit mit einem Fehler < 1.5% bestimmt werden. Wird dieser Anteil vernachlässigt, kann die Gesamtabweichung als die quadratische Summe der Einzelabweichungen von \dot{Q} und \dot{G} berechnet werden:

$$\frac{\Delta \bar{J}_g}{J_g} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \bar{Q}}{\dot{Q}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \bar{G}}{\dot{G}} \right)^2} = \sqrt{0.08^2 + 0.05^2} = 9.5\% \quad (\text{Gl.E-3})$$

Die Fehler liegen damit in vertretbaren Grenzen.