



**Forschungszentrum Karlsruhe**  
Technik und Umwelt

**Wissenschaftliche Berichte**  
FZKA 6373

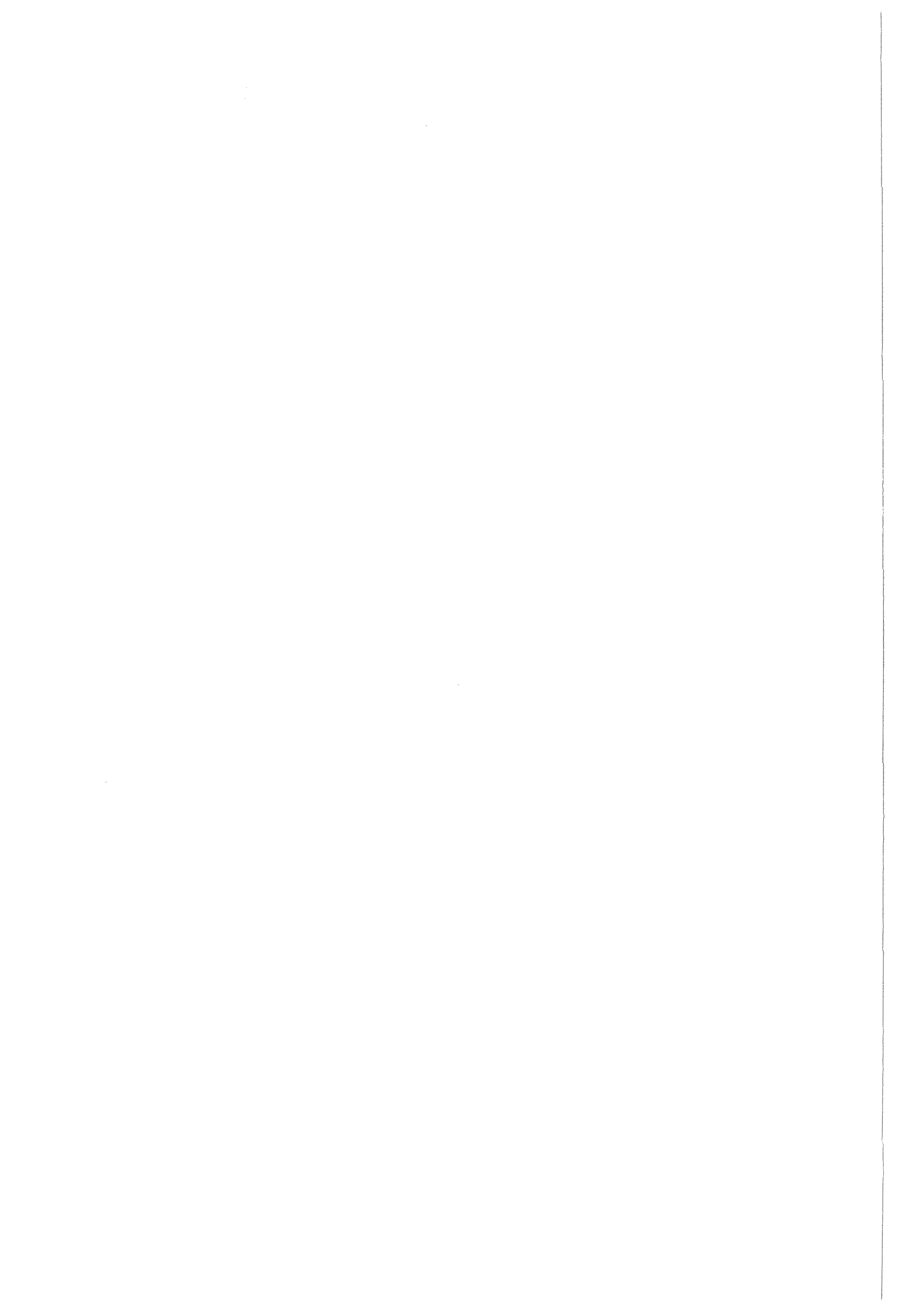
**Bestimmung des Druckverlustes  
und des Wärmeübergangs  
von gasdurchströmten  
Feststoffschüttungen in der  
PANTHA-Anlage**

**E. Schröder**

Institut für Kern- und Energietechnik  
Projekt Schadstoff- und Abfallarme Verfahren

**November 1999**

---



**Forschungszentrum Karlsruhe**

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 6373

**Bestimmung des Druckverlustes und  
des Wärmeübergangs von gasdurchströmten  
Feststoffschüttungen in der PANTHA-Anlage**

E. Schröder

Institut für Kern- und Energietechnik  
Projekt Schadstoff- und Abfallarme Verfahren

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe  
1999

**Als Manuskript gedruckt**  
**Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor**

**Forschungszentrum Karlsruhe GmbH**  
**Postfach 3640, 76021 Karlsruhe**

**Mitglied der Hermann von Helmholtz-Gemeinschaft**  
**Deutscher Forschungszentren (HGF)**

**ISSN 0947-8620**

## Zusammenfassung

Der vorliegende Artikel beschreibt im Detail die Funktionsweise der Versuchsanlage PANTHA (Pyrolyseanlage zur thermischen Abfallbehandlung), sowie die damit erzielten Meßergebnisse hinsichtlich des Druckverlustes und der Wärmetransportvorgänge in Festbettaufschüttungen. Den Meßergebnissen werden die empirischen Resultate aus verschiedenen Literaturquellen gegenübergestellt. Die hier durchgeführten lokalen Messungen des Wärmetransports in durchströmten Feststoffschüttungen lassen sich mit den in der Literatur angegebenen Gleichungen beschreiben, auch wenn dort die Wärmeübergangsmessungen integral durchgeführt wurden. Für die Modellbildung zur Beschreibung der Festbettaufheizung ist es empfehlenswert, die Streubreite der Meßwerte zu verwenden, um die Zufälligkeit der Schüttung zu erhalten.

# Estimation of pressure loss and heat transfer for a gaseous flow through a packed bed in the test plant PANTHA

## **Abstract**

This article describes in detail the operational characteristics of the laboratory facility PANTHA which is designed for the pyrolysis of solid particles. The investigations focus on measurements for pressure drop and heat transfer. The measurements are compared with data published by other investigators. The comparison shows good agreement for local heat transfer. The observed straggling of the experimental results should be taken into account for the development of mathematical models describing waste incineration.

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Motivation</b>	<b>1</b>
<b>3</b>	<b>Literatur</b>	<b>3</b>
<b>4</b>	<b>Anlagenbeschreibung</b>	<b>7</b>
4.1	Pyrolysereaktor . . . . .	7
4.2	Gesamtanlage . . . . .	8
4.3	Referenzbrennstoff . . . . .	9
<b>5</b>	<b>Druckverlust durchströmter Schüttungen</b>	<b>11</b>
5.1	Theoretischer Ansatz . . . . .	11
5.2	Versuchsparameter . . . . .	12
5.3	Versuchsergebnisse . . . . .	14
<b>6</b>	<b>Wärmeübergang in durchströmten Schüttungen</b>	<b>19</b>
6.1	Wärmeübergangsmessung mit Inertstoff . . . . .	20
6.1.1	Versuchsparameter . . . . .	20
6.1.2	Aufheizung des Blähschiefers . . . . .	21
6.1.3	Temperaturdifferenz Partikelumgebung / Partikelinneres . . . . .	25
6.1.4	Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten . . . . .	27
6.2	Wärmeübergangsmessung mit Buchenholz . . . . .	30
6.2.1	Versuchsparameter . . . . .	30
6.2.2	Aufheizung der Buchenholzwürfel . . . . .	30
6.2.3	Temperaturdifferenz Partikelumgebung / Partikelinneres . . . . .	34
6.2.4	Der Wärmeübergangskoeffizient bei Buchenholz . . . . .	35
6.2.5	Zusammenfassende Bewertung der Wärmeübergangsmessungen . . . . .	37
6.2.6	Statistische Auswertung der Wärmeübergangsmessungen . . . . .	40
6.3	Eindimensionales Modell zur Berechnung der instationären Aufheizung fester Körper . . . . .	42
6.3.1	Aufheizung durch Konvektion, ohne Strahlung . . . . .	42
6.3.2	Aufheizung mit Konvektion und Strahlungseinfluß durch die Umgebung . . . . .	43
6.3.3	Numerische Auswertung . . . . .	44
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>51</b>
<b>8</b>	<b>Danksagung</b>	<b>52</b>
<b>9</b>	<b>Formelzeichen</b>	<b>53</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>55</b>

# 1 Einleitung

Die Verbrennung von Haus- und Gewerbemüll in Rostfeuerungsanlagen wird in Zukunft in der Bundesrepublik Deutschland die vorrangige Methode zur Müllbeseitigung bleiben. Trotz des hohen Erfahrungspotentials hinsichtlich Auslegung und Betrieb zahlreicher schon bestehender Anlagen ist bisher der Vorgang der Verbrennung des Feststoffmaterials auf dem Rost mathematischer Behandlung weitgehend unzugänglich. Die gesetzlichen Vorgaben zur Reinhaltung der Luft zwingen die Anlagenhersteller und- Betreiber zu aufwendigen Abgasreinigungsmaßnahmen, die bis zu 2/3 der Investitionskosten ausmachen können. Vor diesem Hintergrund stellt sich die Frage, ob es möglich ist, die Kosten der Abgasreinigung zu verringern, wenn man primärseitig den Verbrennungsprozeß hinsichtlich der Schadstoffentstehung optimiert. Dies setzt natürlich Detailkenntnisse der physikalischen und chemischen Vorgänge der Festbettverbrennung auf dem Rost voraus und zwar nicht nur in Form integraler Massen- und Energiebilanzen, sondern orts- und zeitaufgelöster Größen wie Feststoff- und Gastemperaturen, Gaszusammensetzung, lokalen Gasgeschwindigkeiten, etc.

Aus diesem Grund werden mathematische Modelle entwickelt, die eine vollständige Beschreibung der Verbrennungsvorgänge auf einem bewegten Festbettrost zum Ziel haben. Zahlreiche Ansätze [25], [15], [30] zur Wechselwirkung fester und fluider Phasen basieren auf kontinuumsmechanischen Annahmen für poröse Schichten. In einem neueren Ansatz [2] wird die Müllschüttung durch eine Vielzahl von Einzelpartikeln, die miteinander und mit der Gasphase wechselwirken und die durch die Bewegung des Rostes vorwärts geschoben und durchmischt werden, repräsentiert. Zur Verifikation eines in der Entwicklung befindlichen mathematischen Modells für Aufheizung, Trocknung und Pyrolyse wurde am Institut für Kern- und Energietechnik eine Testanlage aufgebaut, die es erlaubt, diesen Teil des Verbrennungsvorgangs in einer Modellmüllschüttung experimentell zu untersuchen.

## 2 Motivation

Auf seinem Weg durch eine Rostfeuerungsanlage Abb. 1 durchläuft ein Feststoffteilchen mehrere Stufen der thermischen Zersetzung.

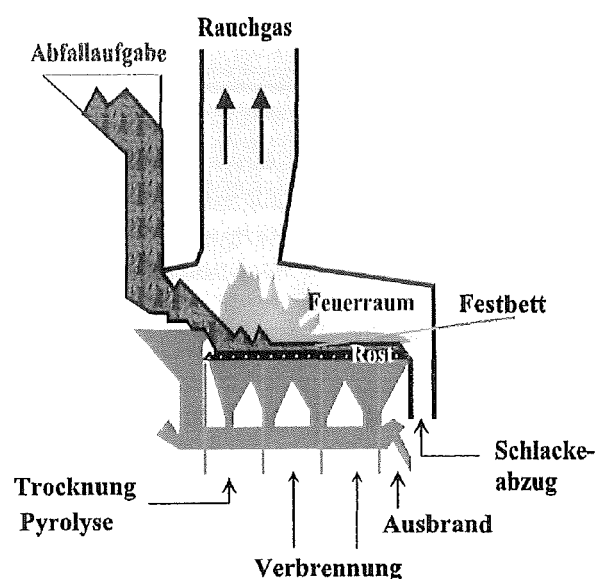


Abbildung 1: Schema einer Rostfeuerungsanlage



Der im linken Teil der Anlage eintretende kalte Feststoff wird von unten mit vorgewärmter Luft ( $< 250\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) durchströmt und von oben durch den Strahlungseinfluß der Feuerraumwände erwärmt. Infolge der Temperaturerhöhung wird der Feststoff getrocknet und bei Feststofftemperaturen  $> 200\text{ }^{\circ}\text{C}$  thermisch zersetzt. Diesen Vorgang bezeichnet man als Pyrolyse. Die hierbei unter Sauerstoffabschluß durch Cracken der Feststoffmatrix entstehenden Gase entweichen dem Feststoff und vermischen sich im Lückenraum und in der oberhalb der Feststoffschüttung befindlichen Gasphase mit der Verbrennungsluft. Bei genügend hoher Temperatur, d.h. oberhalb der Zündtemperatur des entstandenen Gasgemisches, wird dieses homogen mit dem Sauerstoff verbrannt. Wenn der Pyrolyseprozeß im rechten Anlagenteil reduziert wird oder zum Erliegen kommt, kann der Sauerstoff in der Verbrennungszone direkt an die Feststoffoberfläche diffundieren und in heterogenen Verbrennungsreaktionen umgesetzt werden.

In der Realität laufen diese Teilstufen der Festbettverbrennung nicht voneinander getrennt in der Rostfeuerungsanlage ab, sondern sie überlagern sich räumlich und zeitlich. Für die genaue Beschreibung des vollständigen Verbrennungsvorgangs ist es jedoch vorteilhaft, die Teilschritte Aufheizung, Trocknung, Pyrolyse, homogene Verbrennung, heterogene Verbrennung getrennt zu betrachten und dafür mathematische Modelle zu entwickeln.

Die ersten drei Teilschritte können auf einfache Weise als instationärer Aufheizvorgang einer ortsfesten, von heißem Inertgas durchströmten Feststoffschüttung simuliert werden, Abb. 2.

Zur Verifizierung des in Entwicklung befindlichen Rechenmodells interessieren zunächst die physikalischen Größen Druckverlust, Wärme- und Stoffübertragung in der Festbettschüttung für verschiedene Feststoffe und deren Mischung als Funktion der Zeit. In einem zweiten Schritt sollen Menge und Art der während des Aufheizvorgangs abgegebenen Reaktionsprodukte untersucht werden.

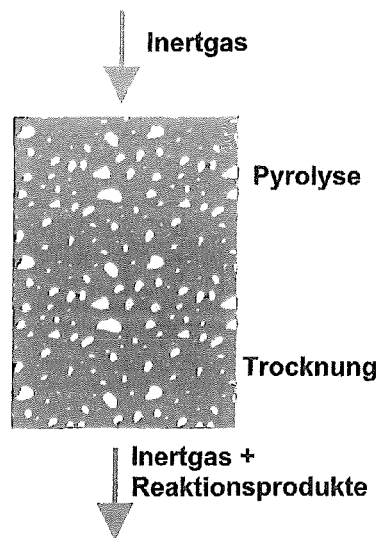


Abbildung 2: Instationäre Aufheizung einer Feststoffschüttung

### 3 Literatur

Umfangreiche theoretische und experimentelle Arbeiten zum Wärmeübergang in gasdurchströmten Schüttungen sind in der Literatur zu finden. Die veröffentlichten Resultate weichen speziell im Bereich kleiner Gasgeschwindigkeiten, d.h. kleiner Reynoldszahlen, allerdings erheblich voneinander ab. Eine sehr gute Übersicht über experimentelle und theoretische Arbeiten gibt Tsotsas [9]. Die verschiedenen Modelle zum Wärme- und Stoffübergang in durchströmten Festbetten werden hierbei einander gegenübergestellt. Dabei unterscheidet er zwischen Zellen- und Kontinuumsmodellen, wobei die letzteren weiterhin in homogene und heterogene Modelle unterteilt werden. Eine Übersicht über verschiedene Meßtechniken geben auch Wakao und Kaguei [24], [18] an. In dem in [18] aufgeführten Nu - Re Diagramm sind die Gültigkeitsbereiche der einzelnen Ergebnisse verschiedener Autoren eingezeichnet. Hieraus leiteten sie für den Wärmeübergang Gas - Partikel die Korrelation (11) in Tab. 1 ab. Die aufgeführten Literaturdaten unterwarfen sie einer Korrektur, indem sie die thermische Dispersion berücksichtigten. Bei Reynoldszahlen unterhalb 200 weichen die aufgeführten Meßwerte ohne Korrektur von der Theorie ab. Die Berücksichtigung der thermischen Dispersion führt dazu, daß die Nusseltzahl einen unteren Grenzwert erreicht, wenn die Reynoldszahl gegen Null geht.

Nr.	Autor	Re - bereich	Korrelation
(1)	[4]	$Re_{0,d_P} > 1$	$Nu_{d_P} = \left[ (1,18 \cdot Re_{0,d_P}^{0,58})^4 + (0,23 \cdot Re_{0,d_P}^{0,75})^4 \right]^{1/4}$
(2)	[6]		$Nu_{d_P} = 0,61 \cdot Pr^{1/3} \cdot Re_{0,d_P}^{0,59} \cdot (6 \cdot (1 - \psi))^{0,41} \cdot f^{1,41}$
(3)	[11]	$13 < Re_{0,d_P} < 2100$	$Nu_{d_P} = 1,1 \cdot \frac{Pr^{1/3} \cdot Re_{0,d_P}}{Re_{0,d_P}^{0,41} - 1,5}$
(4)	[12]	$5 \cdot 10^2 < Re_{0,d_P} < 5 \cdot 10^4$	$Nu_{d_P} = 0,8 \cdot Pr^{1/3} \cdot Re_{0,d_P}^{0,7}$
(5)	[29]	$Re_{0,d_P} > 500$	$Nu_{d_P} = [1 + 1,5 \cdot (1 - \psi)] \cdot [2 + \sqrt{Nu_{lam}^2 + Nu_{turb}^2}]$ mit $Nu_{lam} = 0,664 \cdot \sqrt[3]{Pr} \cdot \sqrt{Re_{0,d_P} / \psi}$ und $Nu_{turb} = \frac{0,037 \cdot (Re_{0,d_P} / \psi)^{0,8} \cdot Pr}{1 + 2,443 \cdot (Re_{0,d_P} / \psi)^{-0,1} \cdot (Pr^{2/3} - 1)}$
(6)	[21]	$Re_{0,d_P} > 10$	$Nu_{d_P} = \frac{Pr^{1/3}}{\psi} \cdot (2,876 + 0,3023 \cdot Re_{0,d_P}^{0,65})$
(7)	[1]	$Re_{0,d_P} > 20$	$Nu_{d_P} = \frac{Pr^{1/3}}{\psi} \cdot Re_{0,d_P} \cdot \left( 0,0108 + \frac{0,929}{Re_{0,d_P}^{0,58} - 0,483} \right)$
(8)	[13],[26]	$Re_{0,d_P} > 80$	$Nu_{d_P} = 3,15 \cdot (d_P/D)^{0,761} \cdot Re_{0,d_P}^{0,658}$
(9)	[7]	$250 < Re_{d_P} < 780$	$Nu_{d_P} = 1,8 \cdot Pr^{1/3} \cdot Re_{0,d_P}^{0,585}$
(10)	[17]	$Re_{0,d_P} > 10$	$Nu_{d_P} = 0,922 \cdot Pr^{1/3} \cdot Re_{0,d_P}^{0,66}$
(11)	[18]		$Nu_{d_P} = 2 + 1,1 \cdot Pr^{1/3} \cdot Re_{0,d_P}^{0,6}$

Tabelle 1: Übersicht über die Arbeiten anderer Autoren zum Wärmeübergang gasdurchströmter Schüttungen

Die sinusoidale Aufheizung einer Schüttung aus Glas-, Stahl- und Bleikugeln wird von Gunn und De Souza [16] beschrieben. Mit Hilfe dieser Frequenzmethode schätzen sie die axiale Dispersion ab. Bezüglich der Reproduzierbarkeit ergeben sich bei den Meßwerten große Schwankungen, was die Autoren auf Unregelmäßigkeiten in den Schüttungen zurückführen. Inaba und Fukuda [13], [26] beschreiben den Aufheiz- und Abkühlvorgang von Schüttungen mit Glas-, Eisen- und Aluminiumkugeln, wobei zur Bestimmung des Wärmeübergangs 12 Testpartikeln verwendet werden, um in analoger Weise wie im vorliegenden Bericht den

Transportkoeffizienten zu bestimmen. Die aus den Meßwerten ermittelte Korrelation (8) ist in Tab. 1 eingetragen.

Bei der Erstellung der Energiebilanz für die Testpartikel wird allerdings die den Partikeln zugeführte Energie aus der Differenz der zu- und abgeführten Wärmeströme in, bzw. aus der Schüttung, sowie aus der Abschätzung der Wärmeverluste, berechnet. Allerdings fehlen jegliche Angaben über den Integrationszeitraum. Daher ist nicht ersichtlich, ob sich der Wärmeübergangskoeffizient im Verlauf der Aufheizung, bzw. der Abkühlung ändert oder nicht. Die Aufheizzeit zum Erreichen einer stationären Endtemperatur ist als Fourierzahl aufgezeichnet, sowie eine Korrelation hierfür angegeben. Bezüglich der Ermittlung des Druckverlustes gasdurchströmter Schüttungen vergleichen sie die Meßergebnisse mit der Ergun - Gleichung [20]. Die Herleitung dieser Gleichung geben Bird et al. [6] an. Die Übereinstimmung ist gut, lediglich für größere Partikel, d.h.  $d_p > 5$  mm, weichen die Meßpunkte von der Ergun - Gleichung ab, was die Autoren auf Inhomogenitäten im Festbett zurückführen.

Achenbach gibt in seinen Artikeln [4] und [5] Experimente zum Wärmeübergang einer beheizten, mit Silberschicht versehenen Kupferkugel, die von schlecht wärmeleitenden Acrylkugeln umgeben ist, an. Diese Anordnung ist in ein Bett aus Graphitkugeln eingebunden. Bei Reynoldszahlen kleiner 500 stellt er Abweichungen des Wärmeübergangs zu den mit einem Anordnungsbeiwert korrigierten Einzelkugelrechnungen von Gnielinski [29] entsprechend Gleichung (5) in Tab. 1 fest. Als Ursache werden Ungleichförmigkeiten in der Verteilung des Lückenvolumens angenommen, die nach Schlünder [27] und Martin [14] zu kalten Bypaßströmungen führen. Der gemittelte Wärmeübergangskoeffizient wird damit kleiner als er in Wirklichkeit ist.

Schlünder und Martin zeigen, daß die Größenverteilung des Lückenvolumens bei den Transportvorgängen besonders im Bereich kleiner Volumenströme eine große Rolle spielt. Die Gültigkeitsbereiche der korrigierten Einzelkugelrechnungen in [29] sind bei Schlünder [28] angegeben. Auch hier wird auf die Bedeutung der Gleichmäßigkeit der Durchströmung, vor allem bei kleinen Volumenströmen, hingewiesen. Demnach geht der Wärmeübergang gegen Null, wenn die Strömung im Haufwerk ungleichmäßig ist. Die Gültigkeit der korrigierten Einzelkugelrechnung [29] ist demnach auf  $Re_{0,d_p} > 500$  beschränkt.

Nach Vortmeyer [3] und Tsotsas [9] spielt aber auch die axiale Dispersion eine Rolle in der Abnahme der Nusseltzahl mit kleiner werdender Reynoldszahl.

Für kleine Reynoldszahlen beschreibt Achenbach [4] Sublimationsexperimente von naphthalinbeschichteten Kugeln. Für  $Pr = 0,71$  und  $Re_{0,d_p} > 1$  gibt er die Korrelation (1) in Tab. 1 an. Experimente, die für eine naphthalinbeschichtete Einzelkugel durchgeführt wurden, zeigten eine Abnahme der Nusseltzahl mit der Reynoldszahl. Da hierbei Bypaßeffekte durch entsprechende Strukturierung der Schüttung ausgeschlossen wurden, wird angenommen, daß Grenzschichteffekte bei diesem Meßverfahren dafür verantwortlich sind.

Khan [7] bestimmt den Wärmeübergang Gas - Partikel mit Hilfe von Trocknungsexperimenten von Festbetten mit überhitztem Dampf. Die Versuchsanlage ist ähnlich aufgebaut wie die PANTHA - Anlage mit allerdings kontinuierlicher Wiegung eines Innenbehälters. In 3 Partikel wurden Thermolemente eingebracht. Aus den gemessenen Bett- und Oberflächentemperaturen wurde der mittlere Wärmeübergangskoeffizient entsprechend Gleichung (9) in Tab. 1 beschrieben.

Eckert [12] gibt in seinem Buch für die Nusseltzahl Gleichung (4) in Tab. 1 an, bei einem Lückenvolumen von  $\psi = 0,37$ .

Speziell im Bereich kleiner Reynoldszahlen geben Vortmeyer und Le Mong [23] die von De Acetis und Thodos [11] vorgeschlagene Korrelation (3) in Tab. 1 an. Auch sie weisen desweiteren darauf hin, daß gerade im Bereich kleiner Reynoldszahlen eine erhebliche Streuung der

in der Literatur vorgestellten Meßwerte besteht. Vortmeyer und Le Mong [23] stellen auch eigene Meßwerte vor, die für  $Re_{0,d_p} < 200$  kleiner sind als die durch die Korrelation von De Acetis et. al. [11] für  $D / d_p = 5,9$  berechneten. Die Autoren verweisen auf die Bedeutung des Wärmetransportes durch Wärmeleitung in der Schüttung bei kleinen Volumenströmen, d.h. bei abnehmendem Einfluß der Zwangskonvektion auf den Wärmetransport. Deshalb muß beim Vergleich der Meßwerte unterschiedlicher Arbeiten auf die effektive Wärmeleitfähigkeit der nichtdurchströmten Schüttung geachtet werden. Sie muß bei den verschiedenen Arbeiten zumindest annähernd übereinstimmen, wenn die Abhängigkeit der Nusseltzahl von der Reynoldszahl in Vergleich gezogen werden soll.

Im Grundlagenbuch von Bird et al. [6] wird der Wärmetübergang durch den Colburn - Faktor als Funktion der Reynoldszahl angegeben. Die Umrechnung auf die Nusseltzahl ergibt Gleichung (2) in Tab. 1, wobei  $f$  für den Partikelformfaktor steht. Für sphärische Partikel hat  $f$  den Wert 1.

Wie in [6] wird auch bei Gupta und Thodos [21] und Gupta et al. [1] der Colburn - Faktor als Funktion der Reynoldszahl angegeben. Die Umrechnung zur Nusseltzahl ergibt nach [21] Gleichung (6) und nach [1] Gleichung (7) in Tab. 1.

Die Umrechnung des Colburn - Faktors von Satterfield und Resnick [17] auf die Nusseltzahl ergibt die Korrelation (10) in Tab. 1.

Die hier aufgeführten Literaturzitate sind teilweise in die Abbildung 36 in Abschnitt 6.2.5 zusammen mit den im vorliegenden Bericht ermittelten Meßwerten eingezeichnet. Damit wird ersichtlich, daß im unteren Reynoldszahlenbereich die Bestimmung des Wärmetübergangsgasdurchströmter Festbetten mit hoher Genauigkeit nicht möglich ist.



## 4 Anlagenbeschreibung

Zum Zweck der experimentellen Untersuchung des Aufheiz-, Trocknungs- und Pyrolysevorgangs wurde die Testanlage PANTHA (Pyrolyseanlage zur thermischen Abfallbehandlung) ausgelegt und entworfen. Im folgenden werden die zugehörigen Meßeinrichtungen beschrieben.

### 4.1 Pyrolysereaktor

Die thermische Zersetzung des Festbette erfolgt in dem in Abb. 3 dargestellten Pyrolysereaktor.

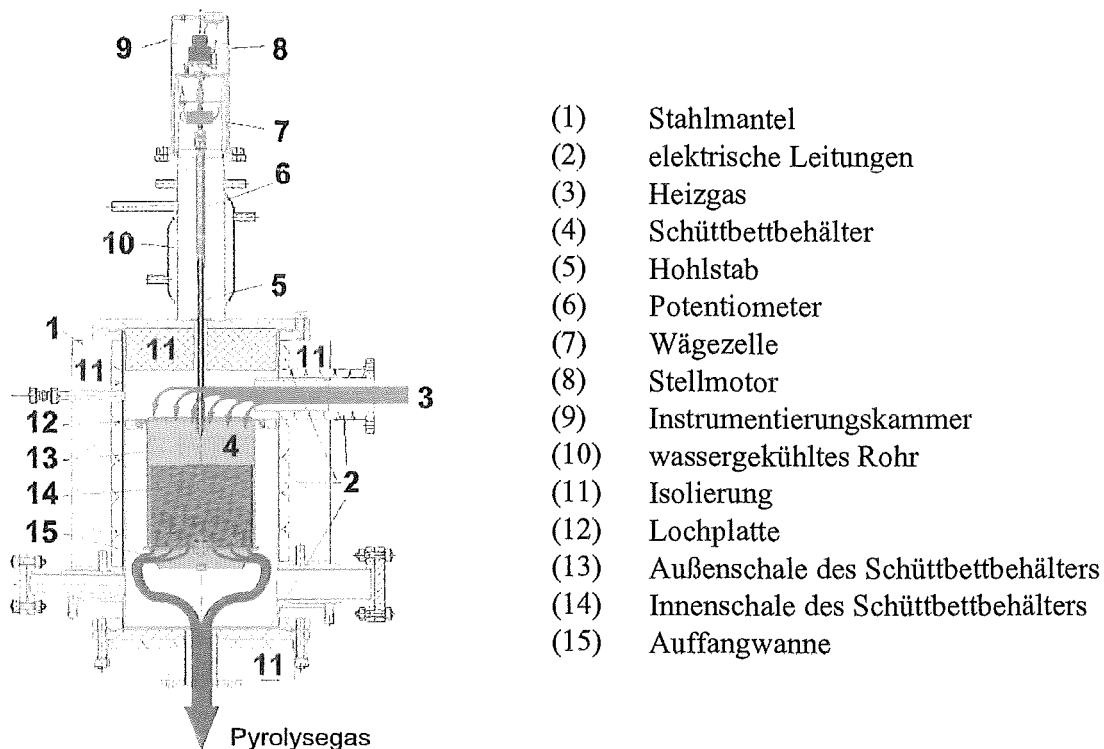


Abbildung 3: Schema des Pyrolysereaktors

Er besteht aus einem hochwarmfesten, 5 mm starken Stahlmantel (1), an den 2 Heizwicklungen (2) (7 kW und 2,5 kW) angebracht sind. Die Aufheizung des Feststoffes erfolgt über einen Heizgasstrom, der im oberen Reaktordrittel über einen seitlich angebrachten Stutzen in den Reaktor eintritt (3). Der Feststoff selbst ist in einem zweischaligen Schüttbettbehälter (4) untergebracht, welcher über einen Hohlstab (5) mit einem elektronischen Kraftaufnehmer (7) verbunden ist. Alle Meßgeräte und elektrischen Anschlüsse sind in der Instrumentierungskammer (9) untergebracht. Diese ist als wassergekühltes Rohr (10) an den Reaktordeckel angeschweißt. Unterhalb des Reaktordeckels befindet sich eine 100 mm starke Isolierschicht (11), um die Instrumentierungskammer zusätzlich vor zu hoher Temperaturbelastung zu schützen. Die zwei Schalen des Innenbehälters (13) und (14) sind durch einen Bajonettverschluß miteinander verbunden. Die innere Schale (14) mit dem Durchmesser  $D_{Innen} = 24,8$  cm und einer maximalen Füllhöhe von 210 mm enthält den Feststoff und besitzt einen Lochboden. Über die äußere Schale (13) erfolgt die Aufhängung des Innenbehälters. Der Feststoff kann durch Herausziehen der inneren Schale (14) aus der äußeren

(13) leicht ausgetauscht werden. Hierzu muß der gesamte Schüttbettbehälter (4) aus dem Reaktor herausgenommen werden. Zwischen der Innenschale (14) und der Außenschale (13) befindet sich ein ca. 1,8 mm breiter Ringspalt, der bei der Auswertung der Experimente berücksichtigt werden muß, da durch diesen ein Teil des Gases strömt. Der Schüttbettbehälter (4) ist mit einer Lochplatte (12) abgedeckt, die dafür sorgt, daß der Gasstrom über den Behälterquerschnitt vergleichmäßig wird. Außerdem liegt der Schüttbettbehälter (4) auf dem im oberen Reaktordrittel an die Behälterwand angeschweißten Flanschring auf, um ein Vorbeiströmen des heißen Gases an dem Schüttbettbehälter (4) zu vermeiden. An den Boden des Schüttbettbehälters (4) ist eine mit drei seitlichen Schlitzern versehene Auffangwanne (15) angebracht, um flüssige Bestandteile, die durch den Lochboden hindurchtreten können, aufzufangen. Durch die beiden den Reaktormantel umgebenden Heizwicklungen (2) können der Reaktorbehälter vor Versuchsbeginn vorgeheizt, sowie Wärmeverluste minimiert werden. Dies ermöglicht, die Versuchsführung so zu gestalten, daß radiale Temperaturgradienten in der Schüttung gegenüber den axialen Temperaturgradienten vernachlässigt werden können. Die Wärmeverluste über den Behälterboden werden durch eine weitere, am Reaktorboden angebrachte Heizwicklung (2), sowie durch entsprechende Isolierung minimiert.

Die Anlage ist mit folgenden Meßeinrichtungen ausgestattet:

- I Gewichtsmessung des Schüttbettbehälters
- II Radiale und axiale Temperaturmessung im Schüttbett
- III Druckverlustmessung über das Schüttbett
- IV Messung der mittleren Schüttbetthöhe

In bestimmten Zeitabständen wird der gesamte Schüttbettbehälter durch einen oberhalb des Kraftaufnehmers am Stab angebrachten Stellmotor (8) leicht vom Flanschring angehoben, so daß das Gewicht des Innenbehälters und seines Inhalts registriert werden kann (I). Auf diese Weise läßt sich der Massenverlust des Feststoffes in Folge thermischer Zersetzung ermitteln. Neben der Gewichtsaufnahme wird die Temperaturverteilung des Feststoffes mittels 15 Thermoelementen (II) erfaßt. Der Druckverlust (III) der Schüttung während der Durchströmung wird mit zwei Röhrchen gemessen. Ein Röhrchen befindet sich oberhalb der Festbettoberfläche, ein weiteres Röhrchen wird durch die Schüttung hindurch geschoben, so daß sich sein offenes Ende ca. 4 mm oberhalb des Lochbodens befindet. Die anderen Enden der Röhrchen werden elastisch und gasdicht aus dem Reaktor herausgeführt und an einen Differenzdruckaufnehmer angeschlossen. Weiterhin wird die Höhe der Schüttung erfaßt (IV). Auf der Feststoffoberfläche liegt ein Stab auf, der durch den Hohlstab (5) der Behälteraufhängung hindurchgeführt wird. Er ist mit einem Potentiometer (6) verbunden, der die Lage des Höhenmeßstabes und damit der Feststoffoberfläche registriert. Alle Meßleitungen und Stromversorgungen werden gasdicht aus der Instrumentierungskammer nach außen geführt und an die Meßdatenerfassung angeschlossen.

## 4.2 Gesamtanlage

Abbildung 4 zeigt das Verfahrensschema der Gesamtanlage. Die Anlage kann sowohl mit Luft, reinem Stickstoff oder mit einem anderen Inertgas betrieben werden. Das Inertgas wird den außerhalb des Gebäudes befindlichen Gasflaschen (1) entnommen. Über verschiedene Druckminderer wird der Vordruck des Gases eingestellt. Das Massenstrommeßgerät (2) und das nachfolgende Regelventil sorgen für einen konstanten Gasmassendurchsatz. Der elektrische Gaserhitzer (4) heizt den Stickstoff auf maximal 800 °C, bevor er in den Reaktorbehälter (5) eintritt. Der Gasmassenstrom verläßt den Reaktor durch den am Reaktorboden

angebrachten Stutzen (6) und erreicht über eine elektrisch beheizte Abgasstrecke (7) den vierstufigen, wassergekühlten Mantelrohrwärmetauscher (8). Schwerflüchtige Bestandteile des durch die Zersetzung des Feststoffs entstandenen Pyrolysegases können hier in den dafür vorgesehenen Auffangbehältern des Gaskühlers (9) auskondensieren. Ein Keramikfilter (10) reinigt den Gasstrom von Feststoffpartikeln und Flüssigkeitströpfchen. Der verbleibende Gasstrom durchläuft ein zweites Massenstrommeßgerät (11). Anschließend wird ein Teilstrom des Gases abgezweigt und über verschiedene Gasanalysegeräte (12) geführt, zur Erfassung von z.B. CO, CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, H<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, C<sub>n</sub>H<sub>m</sub>. Ein Aktivkohlefilter (13) adsorbiert die noch verbleibenden Kohlenwasserstoffe, bevor der Gasstrom in den Kamin (14) gelangt.

Die globale Massenbilanz kann nach Versuchsende erstellt werden, wenn die Kondensatmenge im Gaskühler (8) und in den Filtern (10) und (13) ermittelt wird. Weiterhin muß die in den Kamin ausgetragene Gasmenge aus den Konzentrationsmessungen (12) und dem Gasmassenstrom (11) errechnet werden. Die Summe der Kondensatmassen und der in den Kamin transportierten Gase entspricht dann dem Massenverlust der Schüttung, der mit Hilfe der Wägezelle ermittelt wird. Verdampfungsexperimente mit feuchtem Blähschiefer zeigen, daß der Fehler der Massenbilanz kleiner ist als 6 % der Wassereinwaage.

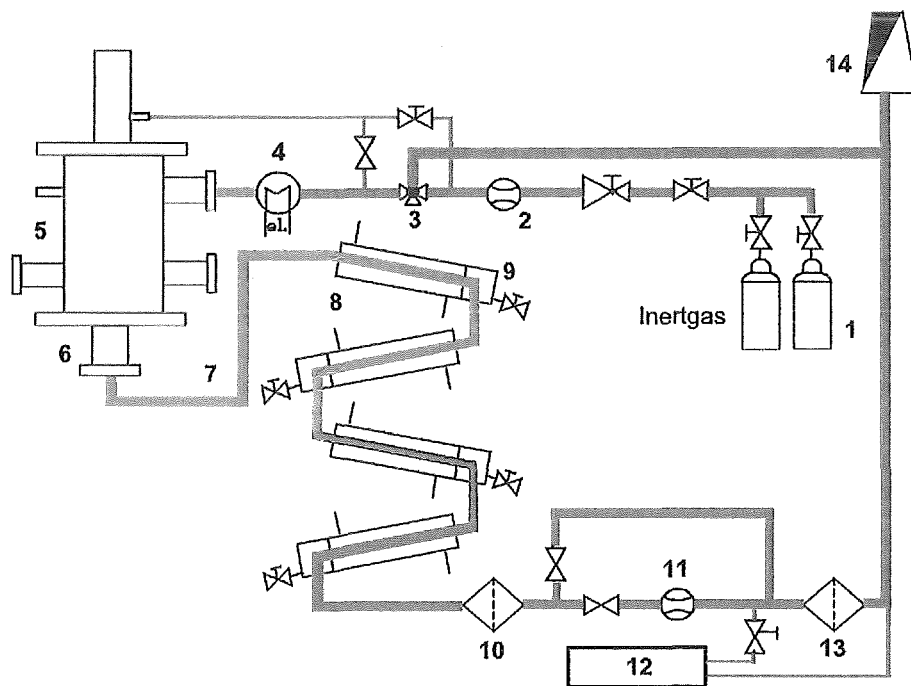


Abbildung 4: Verfahrensschema der Pyrolyseanlage PANTHA

### 4.3 Referenzbrennstoff

In Diskussionen mit anderen Gruppen (ITC-TAB, ITC-CPV, EBI Uni Karlsruhe, DLR Stuttgart) wurde ein zu untersuchender Referenzbrennstoff definiert. Dieser in seinen physikalisch-chemischen Eigenschaften stets reproduzierbare Festbettbrennstoff soll an die Stelle einer realen Müllmischung treten. Da für die vorgesehene Modellierung die Umsetzung der Hauptenergieträger bei der thermischen Behandlung von Hausmüll im Vordergrund steht, nicht aber die Schadstoffkinetik, genügt es, den Referenzbrennstoff hinsichtlich seines Heizwertes und seiner Hauptbestandteile an den Hausmüll anzugleichen. Vereinfachend kann der Hausmüll in die folgenden Fraktion eingeteilt werden:



- 30 Gew % Inertanteil
- 30 Gew % Wasser
- 40 Gew % Brennbares

Bei der Realisierung des Referenzbrennstoffs wird als Inertanteil Blähschiefer gewählt, da er aufgrund seiner porösen Struktur einen Teil des Wassers aufnehmen kann. Die übrige Wassermenge muß über die Komponente Holz eingebracht werden. Der brennbare Anteil setzt sich aus einem möglichst einfach aufgebauten Kunststoff und aus Holz, als Repräsentanten der Biomasse, zusammen. Der Kunststoffanteil besteht aus Polypropylenrohgranulat und für das Holz ist Fichte oder Buchenholz vorgesehen.

Der derzeit bei ca. 9 MJ/kg liegende untere Heizwert von Hausmüll wird als Richtwert für den Referenzbrennstoff festgelegt. Weiterhin soll auch das C/H-Verhältnis der wasserfreien Müllmasse mit dem Wert 7 bis 8 wiedergegeben werden. Unter diesen Vorgaben erhält man schließlich folgende Massenverteilung:

- 30,0 Gew % Blähschiefer
- 30,0 Gew % Wasser
- 34,4 Gew % Holz
- 5,6 Gew % Polypropylen

Der Heizwert beträgt 9 MJ/kg und das C/H-Verhältnis des wasserfreien Referenzbrennstoffs liegt bei ca. 8.

Weiterhin ist es notwendig die Partikelgröße, sowie die Größenverteilung festzulegen, da die untersuchten physikalischen Größen wie Druckverlust und Wärmeübergang in der Schüttung von der Partikelgröße abhängen. Bei dem maximalen Schüttungsdurchmesser von 250 mm ist daher die Verwendung von Partikelgrößen, die kleiner als 25 mm sind, möglich. Die Verwendung größerer Partikel würde zu Ungleichförmigkeiten in der Durchströmung der Schüttung führen, was Probleme bei der Bestimmung der mittleren Porengeschwindigkeit bereitet. Die Porengeschwindigkeit ist eine wichtige Größe, die den Wärmeübertrag vom heißen Gas an die kalten Partikel bestimmt. Das in [2] dargestellte mathematische Modell zur Aufheizung, Pyrolyse und Verbrennung von Einzelpartikeln in Schüttungen würde damit die Experimente nicht mehr korrekt beschreiben können.

In einem ersten Schritt wird der Partikeldurchmesser der verschiedenen Einsatzstoffe nicht variiert. Die Untersuchung des Einflusses der Partikelgröße auf die physikalischen Größen wie Druckverlust, Wärme- und Stoffübergang ist zu einem späteren Zeitpunkt vorgesehen.

## 5 Druckverlust durchströmter Schüttungen

### 5.1 Theoretischer Ansatz

Das strömungstechnische Verhalten eines Festbetts bestimmt wesentlich die Transportvorgänge von Wärme und Stoff und liefert daher für die Kopplung von Gas und Feststoff einen wichtigen Beitrag. Eine Größe, die das strömungstechnische Verhalten des Festbetts beeinflusst, ist das Lückenvolumen. Es gibt das Verhältnis von Gas- zu Gesamtvolumen der Schüttung wieder und ist wie folgt definiert:

$$\psi = \frac{V_G}{V_{ges}} = 1 - \frac{m_F}{\rho_P \cdot V_{ges}} \quad (1)$$

Hierbei sind  $m_F$ ,  $\rho_P$  und  $V_{ges}$  die Festbettmasse, die Dichte des Partikelmaterials und das Gesamtvolumen des Festbetts.

Die Ermittlung des mittleren Lückenvolumens von Schüttungen zu Versuchsbeginn ist durch Ausmessen der Schütthöhe bei bekannten Stoffparametern mit hinreichender Genauigkeit möglich. Schwieriger gestaltet sich die Bestimmung dieser Größe während der Pyrolyse. Hier ist während des Aufheizens kein direkter Zugang zum Festbett möglich. Somit muß auf indirektem Weg eine Aussage über das Lückenvolumen gemacht werden. Eine Möglichkeit besteht darin, durch Ermittlung des Druckverlustes der durchströmten Schüttung unter Verwendung eines der in der Literatur beschriebenen Permeabilitätsmodelle auf das mittlere Lückenvolumen zu schließen. Schwierigkeiten hierbei stellen dann noch die Bestimmung des gemittelten Teilchendurchmessers während der Pyrolyse und der Stoffdaten des Gasgemisches für den Fall dar, daß die Produktion des Pyrolysegases momentan so hoch ist, daß nicht mehr von einer verdünnten Gasmischung gesprochen werden kann.

Für eine gleichmäßig gepackte Schüttung, d.h. ohne Kanalbildung, und für Partikelgrößen sehr viel kleiner als der Schüttungsdurchmesser, was hier, nach Tsotsas und Schlünder [10], mit dem maximalen Durchmesser Verhältnis  $d_P / D = 1 / 18$  erfüllt ist, kann die Strömung analog der laminaren Rohrströmung nach Hagen - Poiseuille beschrieben werden. Für Lückenvolumina von  $\psi < 0,5$  und laminarer Strömung, d.h.  $Re_\psi < 10$ , mit  $Re_\psi = \frac{d_P \cdot w_0}{\nu_G} \cdot \frac{1}{1-\psi}$ , führt die Ableitung des Reibungsbeiwerts zur Blake - Kozeny - Gleichung. Bei höheren Geschwindigkeiten, d.h.  $Re_\psi > 1000$  treten nach Scheidegger [8] Trägheitseffekte auf. Analog zur Blake - Kozeny - Gleichung wird auch hier ein Reibungsbeiwert abgeleitet, der allerdings von der Strömungsgeschwindigkeit unabhängig ist. Dieser Strömungsbereich wird durch die Burke - Plummer - Gleichung beschrieben. Aus der Addition der beiden Gleichungen wird die Ergun - Gleichung (2) abgeleitet, die im Bereich  $10 < Re_{0,d_P} < 1000$  gültig ist. Für kleine Strömungsgeschwindigkeiten geht die Ergun - Gleichung in die Blake - Kozeny - Gleichung über, für hohe  $Re_\psi$  - Zahlen nähert sie sich der Burke - Plummer - Gleichung.

$$\frac{\Delta p \cdot \rho_G \cdot d_P \cdot \psi^3}{G_0 \cdot l \cdot (1 - \psi)} = 150 \cdot \frac{(1 - \psi) \cdot \mu_G}{d_P \cdot G_0} + 1,75 \quad (2)$$

Hierbei stehen  $\Delta p$  für den Druckverlust der Schüttung,  $\rho_G$  für die Fluidichte,  $\mu_G$  für die dynamische Viskosität des Fluids,  $l$  für die Schütthöhe,  $d_P$  für den Partikeldurchmesser,  $\psi$  für das Lückenvolumen und  $G_0 = \rho_G \cdot w_0$  mit  $w_0$  als mittlere Leerrohrgeschwindigkeit. Der Partikeldurchmesser wird wie folgt berechnet:

$$d_P = \frac{6}{a_v} \quad (3)$$

wobei  $a_v$  für die spezifische Oberfläche (Partikeloberfläche / Partikelvolumen) steht. Für Mischungen mit verschiedenen Korndurchmessern wird analog zu Gleichung (3) folgende Darstellung verwendet:

$$d_P = \frac{1}{\sum \frac{1}{d_{P_i}} \cdot \frac{V_i}{V}} \quad (4)$$

wobei  $V_i$  für das Volumen der Komponente  $i$  und  $V$  für das Volumen der Mischung steht.

Die Dichte  $\rho_G$  des das Festbett durchströmenden Gases kann mit der idealen Gasgleichung bestimmt werden:

$$\rho_G = \frac{p \cdot \tilde{M}}{\tilde{R} \cdot T} \quad (5)$$

mit  $\tilde{M}$  als Molmasse,  $T$  als absolute Temperatur und  $p$  als Absolutdruck des Gases, sowie  $\tilde{R}$  als universelle Gaskonstante.

Weiterhin wird die dynamische Viskosität des Gases  $\mu_G$  für Stickstoff nach Gl. (6) bei 1 bar Absolutdruck als Funktion der absoluten Temperatur ermittelt:

$$\mu_G = 2,87761 \cdot 10^{-6} + 5,67886 \cdot 10^{-8} \cdot T - 2,45919 \cdot 10^{-11} \cdot T^2 + 4,60582 \cdot 10^{-15} \cdot T^3 \quad (6)$$

Durch die Bereitstellung von Kalibrierkurven zur Bestimmung des Druckverlustes von Schüttungen mit den Referenzbrennstoffkomponenten ist es möglich, bei variabler Schüttbetthöhe und bei höheren Temperaturen das Lückenvolumen anhand des gemessenen Druckverlustes zu ermitteln.

## 5.2 Versuchsparmeter

Zu Beginn der Experimente kann das mittlere Lückenvolumen nach Gleichung (1) berechnet werden, wenn die Größen Gesamtmasse des Feststoffs  $m_F$ , Gesamtvolumen der Schüttung  $V_{ges}$  und die Dichte der Feststoffpartikel  $\rho_P$  bekannt sind.

Die Dichte der Komponenten des Referenzmülls, d.h. des Blähschiefers, des Holzes und des Polypropylens wurden gemessen. Hierzu bestimmte man die Masse von ca. 50 Einzelpartikeln sowie deren Volumina. Das Polypropylenrohgranulat besteht aus ca. 4 mm großen Kugeln, das Holz aus Würfeln von ca. 1 cm Kantenlänge. Die Bestimmung des mittleren Partikelvolumens ist für diese Komponenten aufgrund ihrer regelmäßigen Geometrie kein Problem. Schwieriger ist die Ermittlung des mittleren Partikelvolumens der unregelmäßig geformten Blähschiefereteilchen. Dies wurde über das beim Hinzugeben einer bekannten Anzahl von Partikeln in ein zuvor festgelegtes Wasservolumen realisiert. Dabei mußte man sehr rasch vorgehen, um ein Eindringen des Wassers in den Porenraum des porösen Blähschiefers zu verhindern.

In Tabelle 2 sind die gemessenen Dichten der Referenzmüllkomponenten angegeben.

	Blähschiefer	Buchenholz	Polypropylen
$\bar{\rho}_P$ (kg / m <sup>3</sup> )	1440 ± 50	750 ± 50	850 ± 10

Tabelle 2: Mittlere Dichten der Referenzbrennstoffkomponenten

Das nach Gleichung (1) berechnete Lückenvolumen variierte von Experiment zu Experiment, je nachdem wie das Einfüllen der Partikel in den Schüttbettbehälter bewerkstelligt wurde. Vor jedem Versuch wurde die Schütthöhe und damit das Schüttvolumen des Festbetts bestimmt. Die Masse war dabei jeweils bekannt. In Tab. 3 ist die Schwankungsbreite

	Blähschiefer	Buchenholz	Polypropylen	Referenzbrennstoff
$\bar{\psi}$	$0,498 \pm 0,01$	$0,412 \pm 0,01$	$0,378 \pm 0,001$	$0,422 \pm 0,01$

Tabelle 3: Mittlere Schüttporositäten der Referenzbrennstoffkomponenten

der Lückengrade der verschiedenen Festbetten angegeben. Bei den Polypropylen-schüttungen wurde das Lückenvolumen direkt mittels Alkohol ausgemessen.

Um das Lückenvolumen anhand des gemessenen Druckverlustes analog Gleichung (2) oder der im nächsten Abschnitt angegebenen Kalibrierkurven zu bestimmen, muß der mittlere Partikeldurchmesser der Referenzbrennstoffkomponenten bekannt sein.

Das Polypropylenrohgranulat besteht aus nahezu kugelförmigen Teilchen, so daß hier der mittlere Partikeldurchmesser dem mittleren Kugeldurchmesser entspricht, vgl. Gleichung (3)

Schwierigkeiten bereitet die Bestimmung des mittleren Partikeldurchmessers bei den unregelmäßig geformten Partikeln des Blähschiefers. Hier wurde er zur Vereinfachung definiert als Durchmesser der volumengleichen Kugel, wobei das mittlere Partikelvolumen aus der Partikelmasse und der mittleren Dichte ermittelt wurde. Die Berechnung des Partikeldurchmessers für die Holzwürfel erfolgte unter Verwendung von Gleichung (3). In Tab. 4 ist die Zusammenstellung der zur Permeabilitätsrechnung verwendeten Partikeldurchmesser angegeben.

	Holz	Blähschiefer	Polypropylen	Referenzbrennstoff
$d_P / \text{mm}$	$9,5 \pm 0,1$	$5,7 \pm 0,3$	$4,38 \pm 0,002$	$7,34 \pm 0,3$

Tabelle 4: Mittlerer Partikeldurchmesser der Referenzbrennstoffkomponenten

Zur Ermittlung der Stoffeigenschaften des durchströmenden Gases wird wie folgt vorgegangen. Die Gasdichte wird mit Gleichung (5) berechnet. Nach Bird et al. [6] ist die Dichte mit der Temperatur und mit dem Druck unterhalb der Schüttung zu berechnen, da der Differenzdruck aber bei den Messungen sehr viel kleiner ist als der Absolutdruck ( $< 30 \text{ Pa}$ ) und die Auflösung des Absolutdruckaufnehmers ca.  $100 \text{ Pa}$  beträgt, ist es gleichgültig, ob die Meßwerte oberhalb oder unterhalb der Schüttung zur Dichteberechnung verwendet werden. Im folgenden ist damit die Dichte aus der Absolutdruckmessung oberhalb der Schüttung angegeben. Bei den Aufheizexperimenten wurde die Dichte mit der Temperatur berechnet, die mit einem der Thermo-elemente, die in der Schüttung eingebaut waren, gemessen wurde. Sie waren alle auf gleicher Höhe angeordnet und befanden sich etwa auf der halben Schütthöhe. Es wurde damit angenommen, daß die in dieser Ebene gemessenen Temperaturen dem Temperaturmittel über der Schütthöhe entspricht und somit zu einer höhengemittelten Gasdichte führt.

Die Berechnung der dynamischen Viskosität mit Gleichung (6) erfolgte unter Verwendung derselben Temperatur wie bei der Gasdichtebestimmung.

$G_0$  wird direkt aus dem Massenstrom  $\dot{m}_2$  am Ende der Anlage errechnet, da sich dort das Meßgerät mit der höheren Genauigkeit befindet. Undichtigkeiten der Anlage können hierbei vernachlässigt werden. Die Versuche, Abb. 5 - 8, wurden bei Raumtemperatur mit Druckluft durchgeführt, sind aber auf Stickstoff übertragbar, da sich die Stoffwerte von Luft und Stickstoff nur geringfügig unterscheiden. Bei den Aufheizexperimenten, Abb. 9 und 10, wurde Stickstoff als Strömungsmedium eingesetzt.

Die Ermittlung der mittleren Festbetthöhe erfolgte mittels der eingebauten Höhenmessung.

### 5.3 Versuchsergebnisse

Bei der Durchführung der Druckverlustmessung wurde wie folgt vorgegangen. In den Schüttbottbehälter des Pyrolysereaktors wurde die Schüttung eingefüllt und dieser in den Reaktor eingebaut. In Abhängigkeit des Luftmassenstroms wurden die Differenzdrücke aufgezeichnet. Die Feststoffmasse wurde durch Wägung bestimmt, ebenso waren der mittlere Teilchendurchmesser, vgl. Tab. 4, sowie die Dichten von Schüttung und Einzelpartikeln, vgl. Tab. 2, bekannt. Über die Höhenmessung wurde das Schüttvolumen berechnet. Aus den gemessenen Werten konnte man schließlich in Anlehnung an die Ergun - Gleichung (2) folgende Größen bilden:

$$y = \frac{\Delta p \cdot \rho_G \cdot d_P \cdot \psi^3}{G_0^2 \cdot l \cdot (1-\psi)} \quad \text{und} \quad x = \frac{(1-\psi) \cdot \mu_G}{d_P \cdot G_0}$$

und in die Diagramme 5 bis 8 eintragen. Zusätzlich ist dort jeweils die Ergun - Gleichung (2) als Gerade eingezeichnet.

Der zweischalige Aufbau des Innenbehälters hat zur Folge, daß durch den Ringspalt zwischen Innen- und Außenschale ein Teil des Gasmassenstroms an der Schüttung vorbeiströmt. Dies muß bei der Berechnung von  $G_0$  berücksichtigt werden. Zu diesem Zweck wurde der Verlustmassenstrom anhand der gemessenen Druckdifferenz als Zylinderspaltströmung berechnet und von  $G_0$  subtrahiert. Die daraus resultierenden Werte für  $x$  und  $y$  sind als gefüllte Quadrate in das Diagramm 5 eingetragen. Die offenen Quadrate in Abb. 5 stellen die zugehörigen Meßwerte ohne Korrektur dar. Zum Vergleich wurden Messungen mit abgedichtetem Ringspalt durchgeführt (rote, gefüllte Kreise). Diese Meßergebnisse entsprechen annähernd den Werten, die mit der Massenstromkorrektur (gefüllte Quadrate) ermittelt wurden. Weiterhin sind im Diagramm 5 Meßpunkte zu finden, die durch Ersetzen der Innenschale durch einen Netzboden bestimmt wurden (grüne, gefüllte Dreiecke). Der Netzboden besitzt aufgrund seiner niedrigen Versperrung einen deutlich kleineren Strömungswiderstand als die darüber liegende Schüttung. Der Einfluß des Behälterbodens auf die Druckverlustmessung bei der Durchströmung der Schüttung ist hierbei vernachlässigbar. Damit sind die experimentellen Voraussetzungen geschaffen, hinsichtlich der Druckverlustmessung bei den Polypropylenkugeln eine gute Übereinstimmung mit Gleichung (2) zu erhalten, was das Diagramm 5 bestätigt.

Die Streuung der Meßwerte (offene Quadrate) kommt durch die Meßungenauigkeit bei der Ermittlung des Differenzdruckes zustande. Die gemessenen Differenzdrücke sind sehr klein und liegen im Bereich von 5 - 20 Pa, so daß für niedrige Durchflüsse ein relativer Fehler von ca. 28 % entsteht. Für größere Massenströme reduziert sich der relative Fehler auf 17 %. Da der Differenzdruck zur Berechnung der Spaltkorrektur verwendet wird, vergrößert sich die Streuung der korrigierten Meßpunkte in Abb. 5 (gefüllte Quadrate).

Die Diagramme 6 - 8 geben die mit der Spaltkorrektur bestimmten Meßwerte für Blähschiefer und Holz, sowie für den Referenzbrennstoff wieder. Diese Werte stellen für die späteren Pyrolyseversuche die Bezugswerte dar.

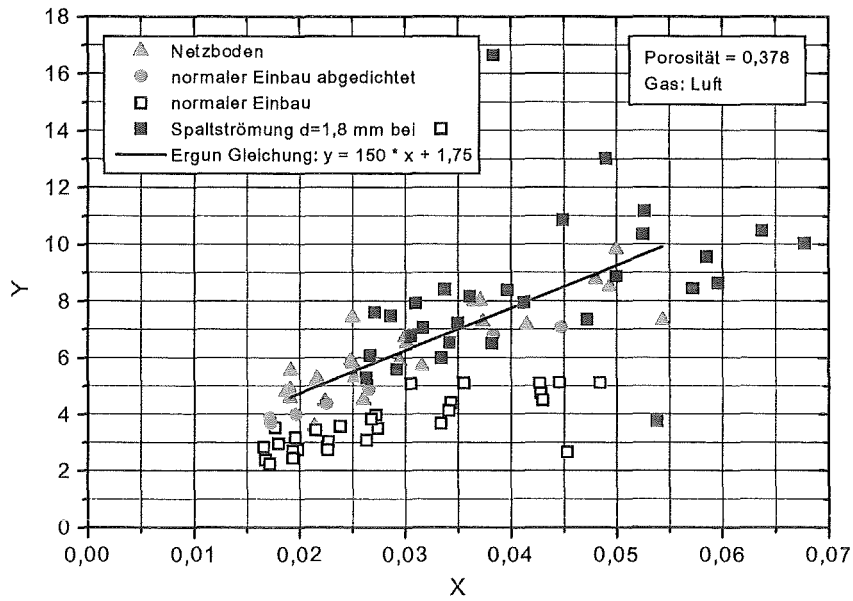


Abbildung 5: Druckverlust einer Polypropylenkugelschüttung bei verschiedenen Einbauten

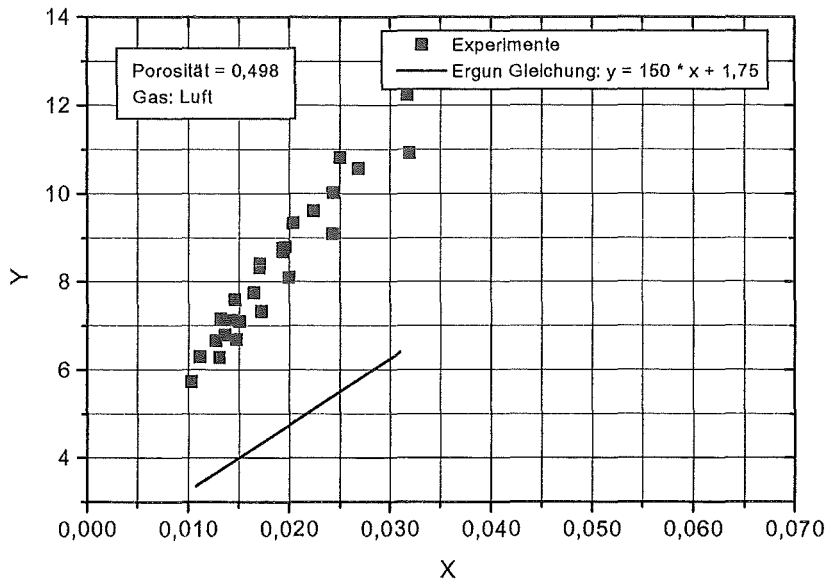


Abbildung 6: Druckverlust einer Blähschieferschüttung. Normaler Einbau mit Spaltkorrektur

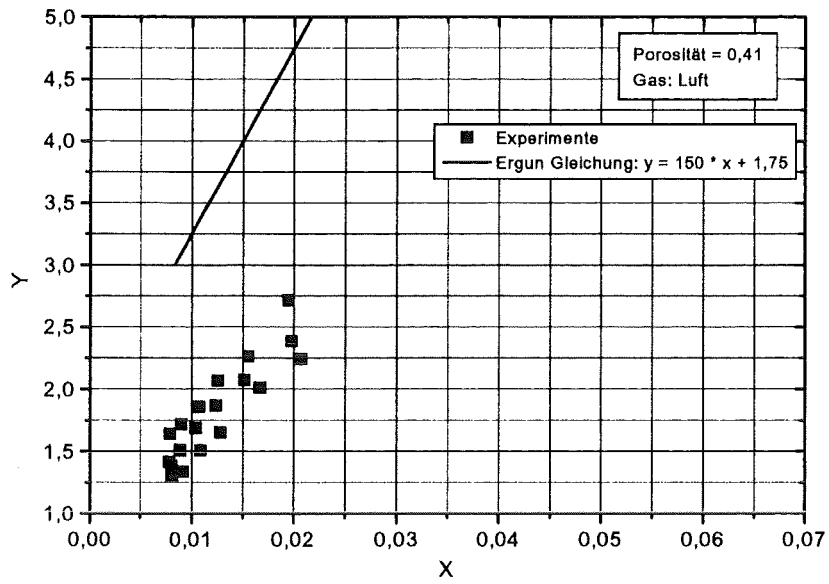


Abbildung 7: Druckverlust einer Holzwürfelschüttung. Normaler Einbau mit Spaltkorrektur

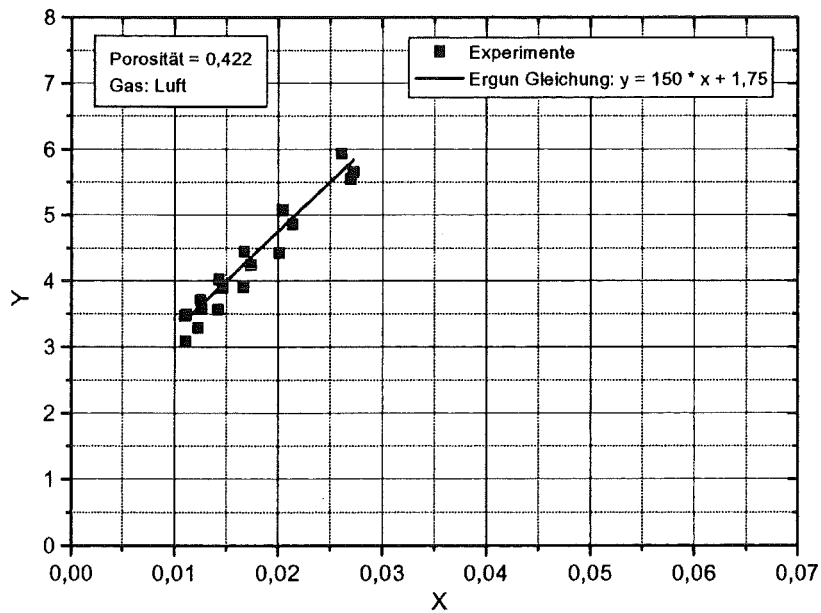


Abbildung 8: Druckverlust einer Referenzbrennstoffschüttung. Normaler Einbau mit Spaltkorrektur

Um die Zufälligkeit der Partikelanordnung in der Schüttung zu gewährleisten, wurde pro Versuchsreihe die Innenschale entleert und wieder mit Partikeln befüllt. Eine Meßreihe umfaßte die in Tab. 5 angegebenen Massenströme. Damit sind alle Massenströme, die an der Anlage eingestellt werden können, abgedeckt. In Tab. 6 sind weiterhin die Einwaagen und die Schüttbetthöhen eingetragen.

$\dot{m}$ / (kg/h)	11	13	16	19	22	24	26
--------------------	----	----	----	----	----	----	----

Tabelle 5: Massenströme, die bei den Experimenten eingestellt wurden

	Polypropylen	Blähschiefer	Holzwürfel	Referenzbrennstoff
m / kg	5	6	4	5
h / cm	18	17	19	19

Tabelle 6: Einwaagen und Schüttbetthöhen der verschiedenen Materialien

Die Resultate der Messungen waren für jede Konstellation reproduzierbar. Die beste Übereinstimmung mit der Ergun - Gleichung (2) ergibt die Druckverlustmessung mit dem Polypropylenrohgranulat ohne Spaltverluste. Die Partikel sind kugelförmig, annähernd gleich groß und entsprechen daher am ehesten den Modellannahmen. Größere Abweichungen von Messung und Theorie ergeben sich beim Inertstoff und bei den Holzpartikeln. Beim Blähschiefer gestaltet sich die Bestimmung des Teilchendurchmessers schwierig, da die Partikel unregelmäßig geformt und unterschiedlich groß sind. Es handelt sich um eine Siebfraktion mit dem Korndurchmesser 4 - 8 mm. Es ist anzunehmen, daß die Scharfkantigkeit und die Größenverteilung der Partikel zu höheren Druckverlusten führen. Die Messungen mit Holzpartikel weichen ebenfalls von der Theorie ab, die Möglichkeit der Kanalbildung bei der Schüttung aus Würfeln ist hier recht hoch, was beim Einfüllen der Partikel in den Schüttbettbehälter beobachtet werden konnte. Beim Referenzbrennstoff, Abb. 8, werden Blähschiefer- und Holzpartikel zu etwa gleichen Massenanteilen gemischt, so daß sich die Abweichungen der Druckverlustmessungen von der Ergun - Geraden in den Abb. 6 und 7 teilweise kompensieren.

Hinsichtlich der Pyrolyseexperimente werden die Meßergebnisse der Druckverlustbestimmung mit dem normalen, ungedichteten Einbau der Innenschale unter Verwendung der Spaltkorrektur als Kalibrierkurven verwendet.

Weiterhin muß überprüft werden, wie Temperaturänderungen des Gases zu berücksichtigen sind. Hierzu werden die Stoffdaten entsprechend den Gleichungen (5) und (6) berechnet. In den Diagrammen 9 und 10 sind die Ergebnisse zweier Aufheizversuche eingetragen (rote, gefüllte Kreise). Die Ergebnisse der kalten Experimente (gefüllte Quadrate) werden auch bei höheren Temperaturen wiedergegeben. Das bedeutet hinsichtlich der Ermittlung des mittleren Lückenvolumens der Schüttung während der Pyrolyse, daß die aus den kalten Durchströmexperimenten ermittelten Kalibrierkurven verwendet werden können. Bei der Umrechnung des Druckverlustes auf das Lückenvolumen müssen dabei die Stoffdaten entsprechend dem Absolutdruck oberhalb des Festbettes und der mittleren Temperatur der Schüttung bestimmt werden.



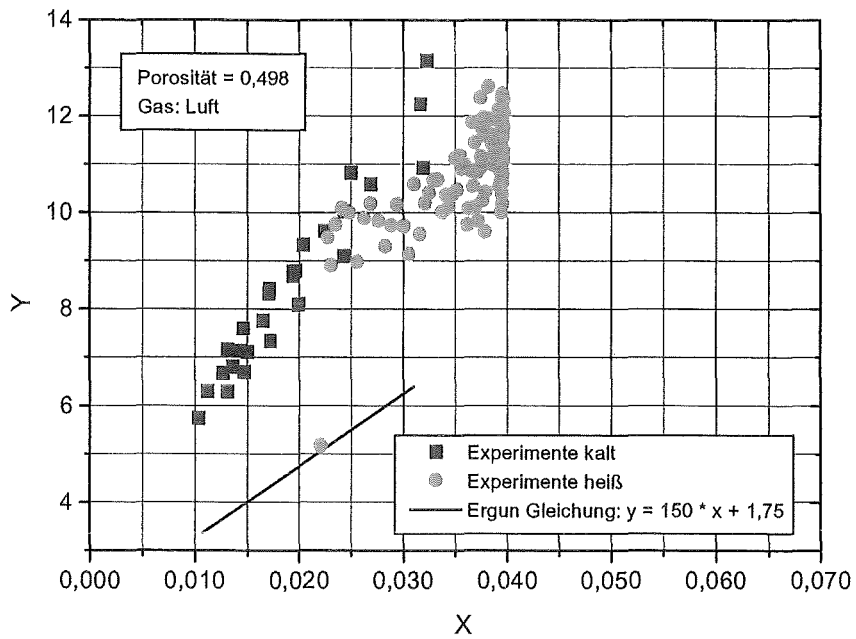


Abbildung 9: Druckverlust bei Aufheizung der Blähschieferschüttung auf 500 °C

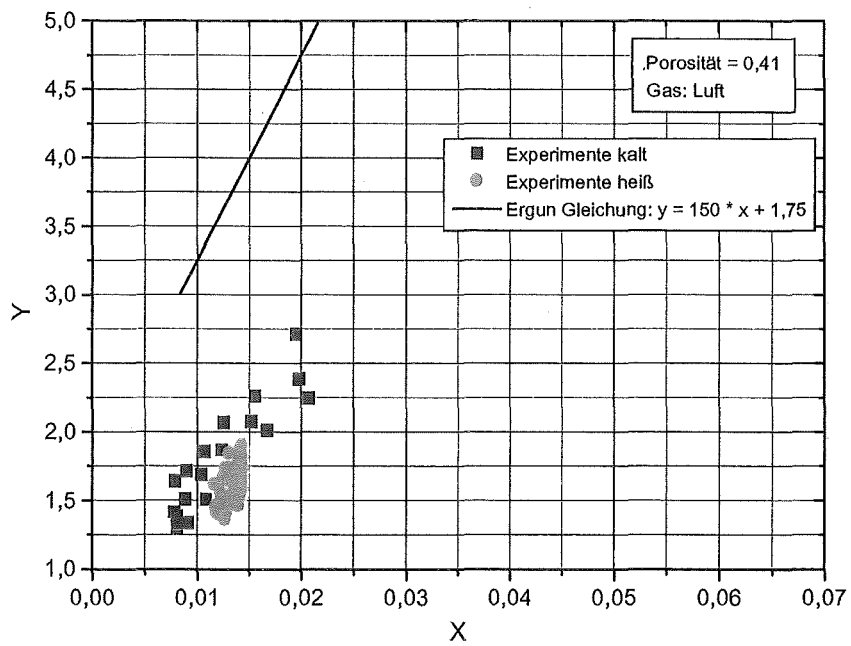


Abbildung 10: Druckverlust bei Aufheizung der Holzschüttung auf 100 °C

## 6 Wärmeübergang in durchströmten Schüttungen

Die Wärmetübertragung von der heißen fluiden Phase an die Partikeloberfläche ist die zentrale Größe, die die Aufheizung des Feststoffs beschreibt. Von ihr hängen nachfolgend die weiteren Stufen der thermischen Zersetzung ab.

Experimentell wurde der Wärmeübergangskoeffizient für verschiedene Feststoffschüttungen in der PANTHA - Anlage wie folgt ermittelt:

Im Innern des Festbetts wurden drei Partikel mit jeweils einem Mantelthermoelement von 0,5 mm Außendurchmesser bestückt. Nahe der Partikeloberfläche befand sich jeweils ein weiteres, derartiges Thermoelement, welches die Temperatur des die Partikel umgebenden Gasraumes erfaßte, Abb. 11.

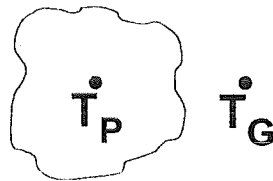


Abbildung 11: Schema des Meßprinzips zur Ermittlung des Wärmeübergangskoeffizienten Gas-Partikel

Um diese Anordnung beim Einfüllen der Schüttung in ihrer Lage zu fixieren, wurden die Partikel und die Thermoelementspitzen bei allen drei Meßstellen innerhalb eines Drahtnetzes angeordnet. Die Partikel hingen damit frei innerhalb der Drahtkörbchen. Somit war der Wärmetübertrag von und zu den die drei Meßpartikel umgebenden Nachbarpartikeln durch Wärmeleitung ausgeschlossen. Der Wärmeübergang durch Kontakt ist theoretisch vergleichsweise einfach zu bestimmen, wenn die Stoffwerte des Fluids und des Feststoffs bekannt sind. Unsicherheiten bestehen jedoch hinsichtlich der Kontaktfläche. In erster Annäherung wird die Kontaktfläche verschieden großer, sphärischer Körper angenommen. Schwieriger gestaltet sich die Ermittlung des konvektiven Wärmeübergangs. Die in zahlreichen Literaturstellen angegebenen Korrelationen weichen erheblich voneinander ab. Daher wird die Aufheizung des Festbetts in der PANTHA - Anlage zusätzlich untersucht. Der Einbau der Drahtkörbchen verhindert zwar den Kontaktwärmeübergang, jedoch wird dies durch die lokale Änderung des Lückenvolumens erkaufte. Diese Änderung hat wiederum Einfluß auf die lokalen Strömungsverhältnisse um die Meßstellen. Dieser Einfluß wurde durch eine numerische Berechnung der Gasgeschwindigkeit in den Festbettbereichen mit erhöhtem Lückenvolumen berücksichtigt.

Um den Wärmeeintrag in die drei Partikel über die Thermoelemente zu verhindern, wurden die Thermoelemente (12, 23, 25), die die Partikelinnentemperatur messen, auf einer Länge von 4 cm bis unmittelbar an die Partikeloberfläche isoliert. Da die Thermoelemente von oben nach unten in den Schüttbettbehälter, d.h. von der heißen zur kälteren Stelle hin verlegt sind, wurden die isolierten Thermoelementabschnitte horizontal an die Partikel herangeführt. Die horizontalen Temperaturgradienten sind deutlich kleiner als die vertikalen (ca. 1 / 5) und können daher vernachlässigt werden. Die im umgebenden Gasraum angeordneten Thermoelemente (22, 24, 26) innerhalb der Drahtkörbchen waren nicht isoliert. Die übrigen Thermoelemente waren auf einer Höhe 2 cm oberhalb der Drahtkörbchen auf verschiedenen Radien angeordnet (Abb. 12).

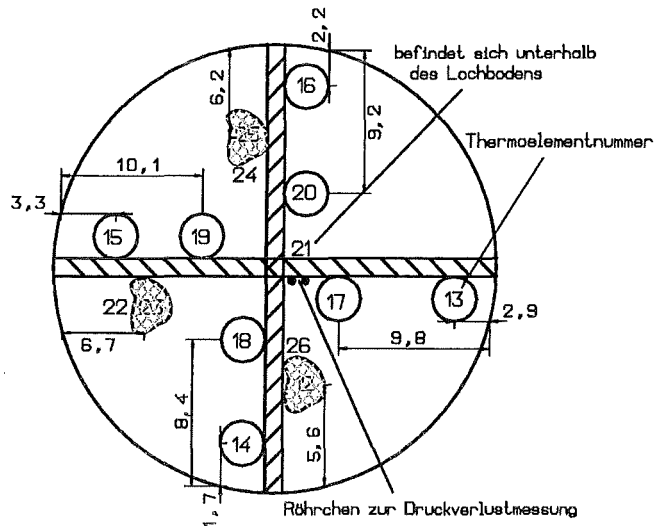


Abbildung 12: Horizontale Anordnung der Thermoelemente

Damit konnte gleichzeitig zu den Wärmetübergangsmessungen überprüft werden, wie die Zusatzheizungen am Reaktor zu steuern sind, um radiale Wärmeverluste oder Wärmeeintrag zu verhindern. Die radialen Temperaturdifferenzen konnten während der gesamten Aufheizphase auf ca. 20 K / Durchmesser minimiert werden.

Die Berechnung des Wärmetübergangskoeffizienten  $\alpha$  wird in Abschnitt 6.1.4 beschrieben. Die Verwendung der Partikelinnentemperatur zur Berechnung von  $\alpha$  ist nicht korrekt, da der äußere Wärmetübergang mit der Oberflächentemperatur des Partikels bestimmt wird. Mit der vorgestellten Meßanordnung ist es nicht möglich, zuverlässige Meßwerte für die Oberflächentemperatur zu erhalten, da nach dem Einfüllen der Schüttung nicht gewährleistet werden kann, daß das Thermoelement sich noch an der Partikeloberfläche befindet. Weiterhin kann nicht ausgeschlossen werden, daß das Thermoelement durch den Gasstrom beeinflusst wird und somit eine Mischtemperatur zwischen Partikeloberflächentemperatur und Gastemperatur anzeigt.

Aus diesem Grund wird bei der weiteren Betrachtung die Partikelinnentemperatur herangezogen und zunächst der innere Wärmetübergang vernachlässigt. In Kapitel 6.3 wird nochmal auf die Verbesserung der Wärmetübergangsbestimmung eingegangen. Weiterhin wird auch dort abgeschätzt, welchen Anteil der Wärmeeintrag in die Partikel durch Strahlung der Nachbarpartikel speziell bei höheren Temperaturen hat.

## 6.1 Wärmetübergangsmessung mit Inertstoff

### 6.1.1 Versuchsparameter

Zur Bestimmung des Wärmetübergangs vom heißen Gas an die Blähschieferpartikel wurden in ca. 38 Experimenten je 6 kg Blähschiefer aufgeheizt. Dabei lag die mittlere Schütthöhe bei 17 cm. Die hierbei eingestellten Gaseintrittstemperaturen sowie die Gasmassenströme können Tab. 7 entnommen werden.

	$T_G = 100 \text{ }^\circ\text{C}$	$T_G = 300 \text{ }^\circ\text{C}$	$T_G = 500 \text{ }^\circ\text{C}$
$\dot{m} / (\text{kg} / \text{h})$	13	13	13
$\dot{m} / (\text{kg} / \text{h})$	16	16	16
$\dot{m} / (\text{kg} / \text{h})$	20	20	20

Tabelle 7: Versuchparameter der Blähschieferexperimente

Tabelle 8 gibt einen Überblick über die zur Berechnung des Wärmeübergangs verwendeten Partikeleigenschaften. Beim Inertstoff entsprechen die Partikeldurchmesser dem Durchmesser der volumengleichen Kugeln. Die Feststoffdichte kann Tabelle 2 entnommen werden. Die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_P$  wurde von Hersteller [Thüringische Schiefergruben] angegeben, die Wärmekapazität  $c_{Pp}$  wurde aus dem Tabellenwerk von Touloukian [22] anhand der vom Hersteller analysierten chemischen Zusammensetzung des Blähschiefers ermittelt. Die Kennzeichnung der drei Partikel entspricht den Nummern des Thermoelementpaares, das an diesem Partikel angebracht war, um den Wärmeübergang zu messen.

	$d_P / \text{mm}$	$A_P / \text{m}^2$	$m_P / \text{g}$	$\lambda_P / (\text{W/m K})$	$c_{Pp} / (\text{kJ/kg K})$
T22/23	7,92	$1,97 \cdot 10^{-4}$	0,374	0,16	$0,104429 \cdot T^{0,3487729}$
T24/25	5,77	$1,05 \cdot 10^{-4}$	0,145	0,16	$0,104429 \cdot T^{0,3487729}$
T26/12	6,32	$1,25 \cdot 10^{-4}$	0,19	0,16	$0,104429 \cdot T^{0,3487729}$

Tabelle 8: Eigenschaften der Messpartikel

### 6.1.2 Aufheizung des Blähschiefers

Um die Vorgehensweise bei der Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$  zu erläutern, werden nachfolgend zwei Messungen mit Blähschiefer exemplarisch vorgestellt.

Die Bilder 13 bis 15 und 16 bis 18 geben den zeitlichen Ablauf der Inertstoffaufheizung bei allen drei Wärmeübergangsmessstellen (Drahtkörbchen) für zwei verschiedene Gaseintrittstemperaturen (100 °C und 300 °C) wieder. Die Durchströmung der Schüttung erfolgte von oben nach unten. Der obere Reaktorteil war dabei pro Versuch vorgeheizt worden, um zu verhindern, daß sich der heiße Gasstrom an den Reaktorwänden zu stark abkühlt. Bei Versuchen bis 300 °C konnte der Gasstrom mit der festgelegten Eintrittstemperatur in das Festbett eindringen. Bei Versuchen, die mit höherer Gastemperatur durchgeführt wurden, mußte der Reaktorbehälter so weit vorgeheizt werden, daß das Festbett vor dem eigentlichen Versuchsbeginn (Durchströmung mit heißem Gas) einen beträchtlichen Wärmeeintrag erfuhr. Hier wurde der Gasstrom zu dem Zeitpunkt gestartet, bei dem die Festbettemperatur oberhalb 80 °C war. Die Nacherhitzung des Gasstroms wurde hierbei in Kauf genommen. Dieser Umstand spielt zwar für die Bestimmung des Wärmeübergangs keine Rolle, erschwert aber später die Zuordnung der Pyrolyseprodukte zur Temperatur.

Die Versuchstemperatur des Gases oberhalb der Schüttung von  $\approx 100 \text{ }^\circ\text{C}$ , vgl. Abb. 13 durchgezogene Linie, war nach ca. 500 s erreicht und wurde dann zwischen 100 °C und 107 °C konstant gehalten. Beim Durchströmen der kalten Schüttung kühlte sich der Gasstrom ab, so daß am Drahtkörbchen 1, Abb. 13, die Temperatur erst nach ca. 500 s anstieg. Unterhalb der Schüttung (TIR 21 in Abb. 13) erfolgte der Temperaturanstieg erst nach 1500 s. Die Aufheizung der beiden anderen Drahtkörbchen, Abb. 14 und 15, die auf gleicher Höhe wie

Drahtkörbchen 1 in der Schüttung angebracht waren, vollzog sich im gleichen Zeitraum, ca. 4000 s, wie die Aufheizung von Drahtkörbchen 1. Da die Gaseintrittstemperatur konstant blieb, näherten sich die Festbetttemperaturen im Verlauf der Aufheizung der Gaseintrittstemperatur, wie aus Abb. 13 bis 15 ersichtlich. Bei dieser Darstellung ist der Unterschied von Gastemperatur in Partikelnähe (TIR 22, 24, 26) und Partikelinnentemperatur (TIR 23, 25, 12) nur schwer zu erkennen, weshalb im nachfolgenden Kapitel die Temperaturdifferenz  $T_G - T_P$ , gebildet aus der Gastemperatur  $T_G$  und der Partikelinnentemperatur  $T_P$ , als Funktion der Zeit aufgetragen wird.

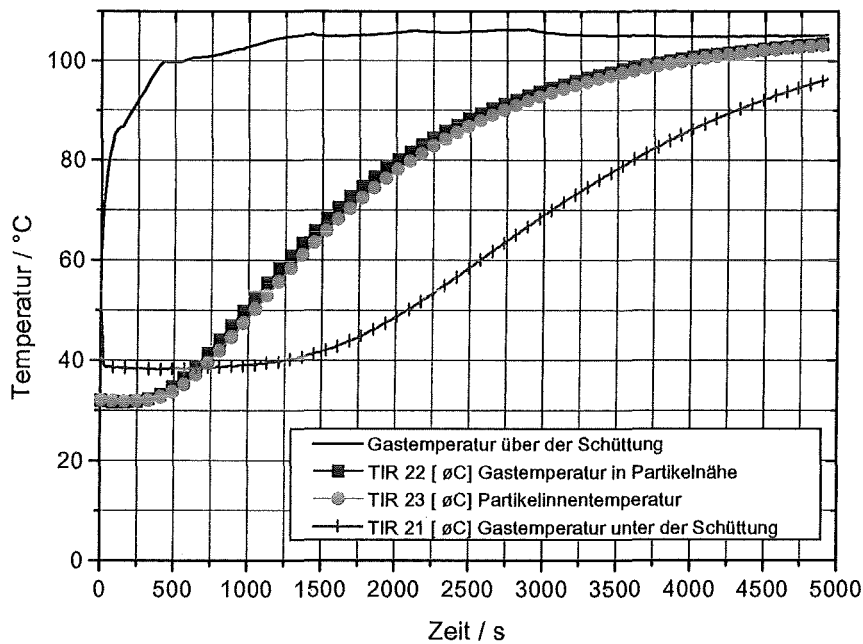


Abbildung 13: Aufheizung auf 100 ° C mit  $m = 16 \text{ kg / h}$ , Drahtkörbchen 1

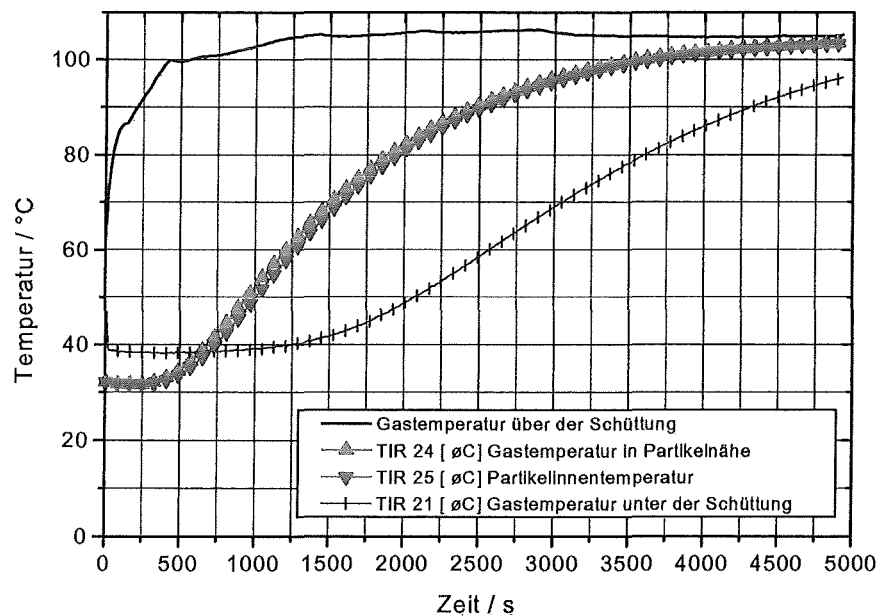


Abbildung 14: Aufheizung auf 100 ° C mit  $m = 16 \text{ kg / h}$ , Drahtkörbchen 2

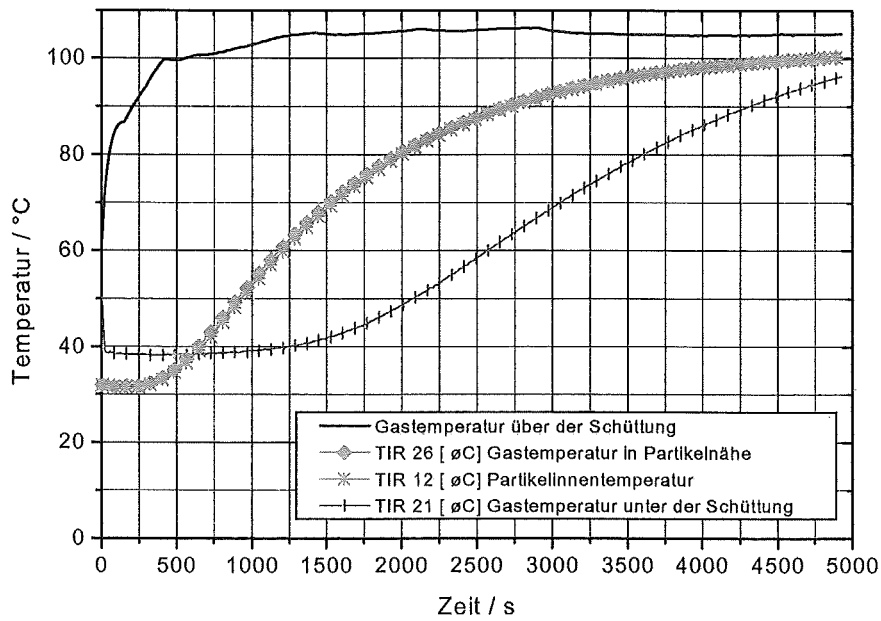


Abbildung 15: Aufheizung auf 100 ° C mit  $m = 16 \text{ kg / h}$ , Drahtkörbchen 3

Die Abb. 16 bis 18 geben die Aufheizung der Drahtkörbchen bei einer Gaseintrittstemperatur von ca. 300 °C wieder. Qualitativ entsprechen die Aufheizkurven mit höherer Gaseintrittstemperatur denen mit niedrigerer Gaseintrittstemperatur. Die Aufheizung der Drahtkörbchen erfolgt aber aufgrund des höheren Energieeintrags in die Schüttung rascher. Hier wurde die Endtemperatur nach ca. 1250 s erreicht. Das Überschwingen der Drahtkörbchentemperaturen über die Gaseintrittstemperatur ist auf die Nachregelung der Gastemperatur und auf die anfangs starke Zuheizung des Reaktormantels zurückzuführen.

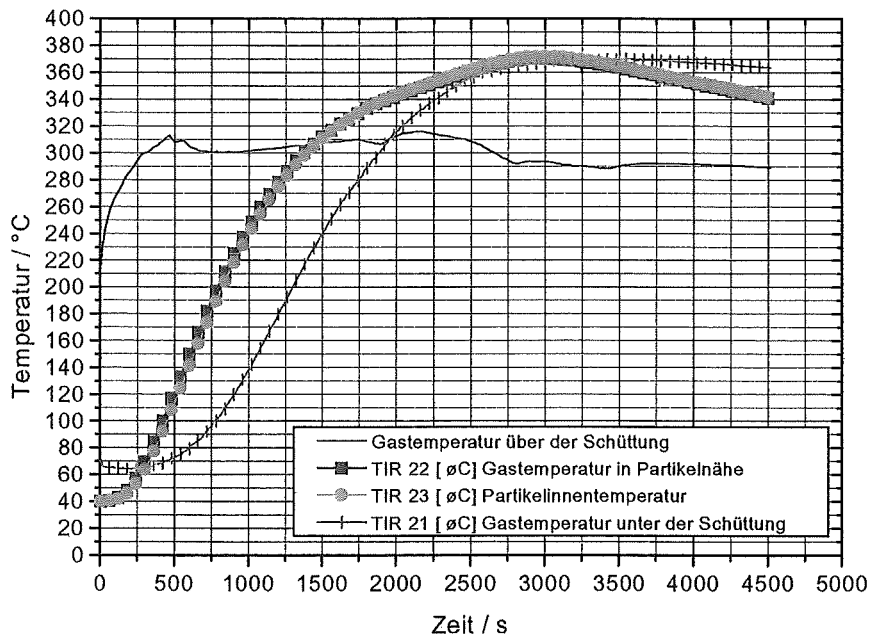


Abbildung 16: Aufheizung auf 300 ° C mit  $m = 16 \text{ kg / h}$ , Drahtkörbchen 1

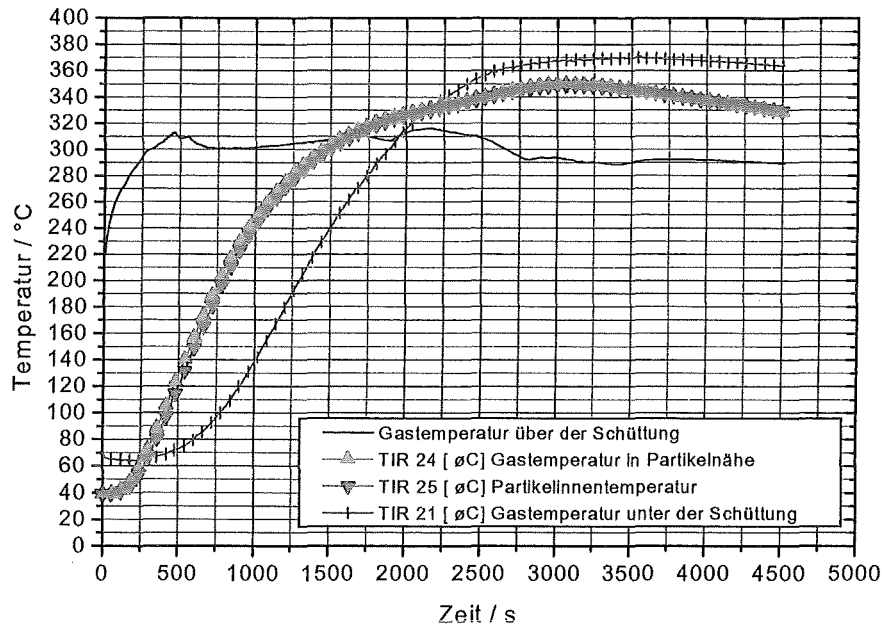


Abbildung 17: Aufheizung auf 300 ° C mit  $\dot{m} = 16 \text{ kg / h}$ , Drahtkorbchen 2

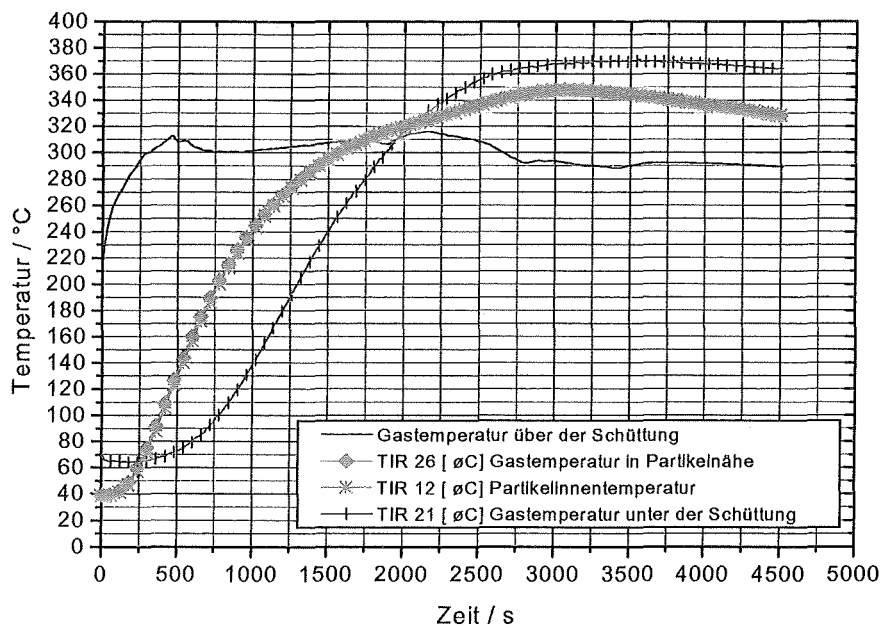


Abbildung 18: Aufheizung auf 300 ° C mit  $\dot{m} = 16 \text{ kg / h}$ , Drahtkorbchen 3

Die Zeit, die benötigt wird um die Schüttung aufzuheizen, verkürzt sich mit steigender Gaseintrittstemperatur und mit steigendem Gasmassenstrom. Auf die graphische Darstellung der Abhängigkeit der Festbettaufheizung vom Gasmassenstrom wird hier allerdings verzichtet.

### 6.1.3 Temperaturdifferenz Partikelumgebung / Partikelinneres

Die Abbildungen 19 und 20 geben den zeitlichen Verlauf der Temperaturdifferenzen von  $T_G - T_P$  für alle drei Inertstoffpartikel, die in den Diagrammen 13 bis 18 aufgeführt sind, wieder. Die Abb. 21 ist zum Vergleich hinzugefügt um den Einfluß des Gasmassenstroms auf die Aufheizung der Partikel darzustellen. Die Zeit zum Erreichen des Temperaturdifferenzmaximums hängt von der Versuchsführung, d.h. von der Aufheizgeschwindigkeit und der Endtemperatur ab. Eine hohe Gaseintrittstemperatur führt zu hohen Maxima der Temperaturdifferenzkurven, vgl. Abb. 19 und 20. Langsame Aufheizung führt zu größeren Aufheizzeiten. Die Aufheizgeschwindigkeit des Festbetts wird durch die Höhe des Gasmassenstroms und durch die Temperaturführung des Gasstroms bestimmt. Ein niedriger Gasmassenstrom führt zu längeren Aufheizzeiten, da der Energieeintrag geringer ist als bei höheren Massenströmen, vgl. Abb. 20 und 21.

Der Anstieg der Temperaturdifferenzkurven verläuft deutlich steiler als der Kurvenabfall. Die Ursache hierfür liegt darin, daß zunächst heißes Gas an dem Thermoelement im Gasraum vorbei strömt. Erst allmählich erwärmt sich auch das Partikelinnere. Der flache Kurvenabfall kommt durch die langsame Annäherung sowohl der Partikelinnentemperatur als auch der Temperatur des das Partikel umgebenden Gases an die Versuchsendtemperatur zustande. Die Abb. 13 bis 18 machen deutlich, daß die Temperaturzunahme der Schüttung und damit auch der Drahtkörbchen gegen Versuchsende pro Zeiteinheit viel geringer ist als zu Versuchsbeginn. Das bedeutet, daß die Temperatur im Gasraum sich gegen Versuchsende zeitlich weniger schnell ändert als zu Versuchsbeginn. Im Vergleich zur Zeit, die der Wärmeübergang vom Gas an das Partikel benötigt, vollzieht sich die zeitliche Änderung der Gastemperatur zu Versuchsbeginn rascher als zu Versuchsende. Aus diesem Grund erfolgt der Anstieg der Temperaturdifferenzkurven in einem kürzeren Zeitraum als der Abfall der Kurven.

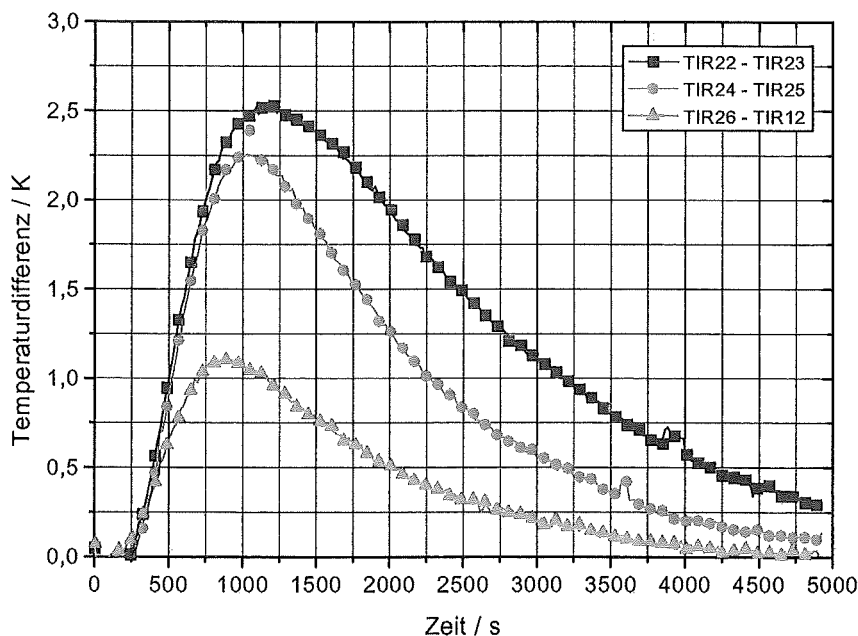


Abbildung 19: Zeitlicher Verlauf der Temperaturdifferenz  $T_G - T_P$  bei der Aufheizung auf  $100^\circ\text{C}$  mit  $m = 16\text{ kg/h}$

Die Temperaturabhängigkeit der Wärmekapazität bei Blähschiefer und bei Buchenholz spielt hinsichtlich des Kurvenabfalls in Abb. 19 bis 21 keine Rolle, da Messungen mit Alumi-



niumkugeln bei temperaturunabhängiger Wärmekapazität qualitativ den gleichen Kurvenverlauf zeigen.

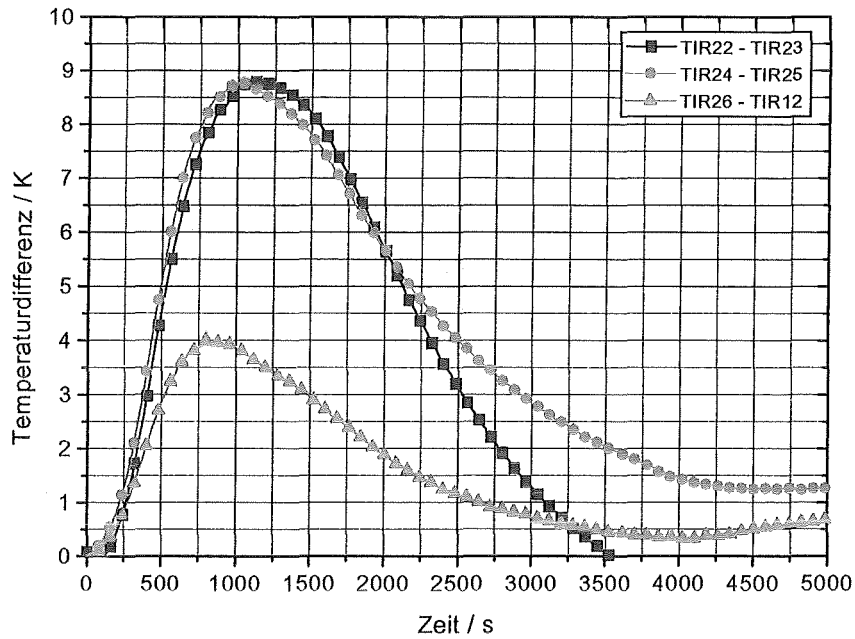


Abbildung 20: Zeitlicher Verlauf der Temperaturdifferenz  $T_G - T_P$  bei der Aufheizung auf  $300^\circ\text{C}$  mit  $\dot{m} = 16\text{ kg/h}$

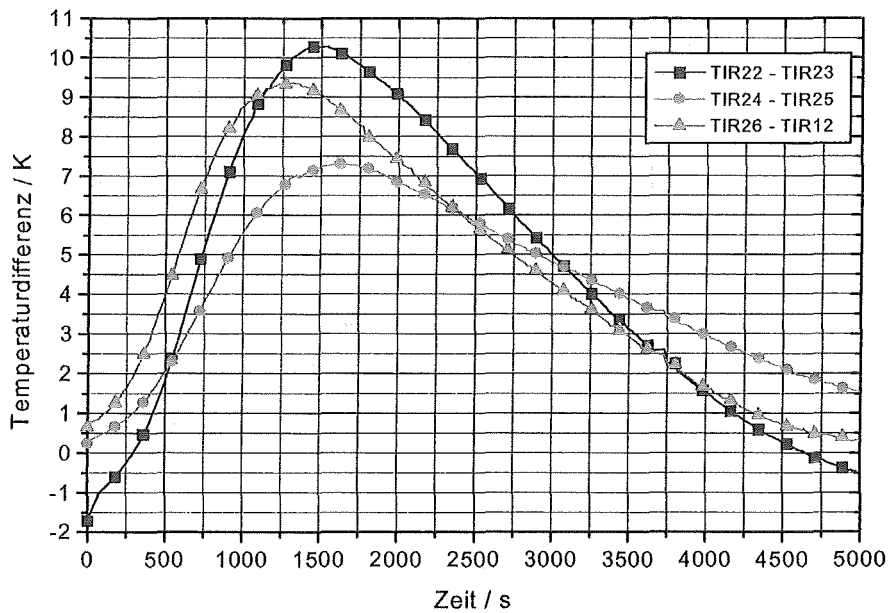


Abbildung 21: Zeitlicher Verlauf der Temperaturdifferenz  $T_G - T_P$  bei der Aufheizung auf  $300^\circ\text{C}$  mit  $\dot{m} = 14\text{ kg/h}$

### 6.1.4 Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten

Das Ziel der Aufheizversuche ist die Ermittlung des Wärmeübergangs während des Versuchsablaufs. Im folgenden wird beschrieben, wie die Auswertung zur Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$  sowie der dimensionslosen Kennzahlen Nusseltzahl  $Nu$ , Reynoldszahl  $Re$  und Prandtlzahl  $Pr$  erfolgt.

Die instationäre Aufheizung eines sphärischen Feststoffpartikels durch Konvektion wird durch die Energiebilanz in folgender Form beschrieben:

$$m_P \cdot c_{P,P} \cdot \frac{\partial T_P}{\partial t} = \alpha \cdot A_P \cdot (T_G - T_P)$$

$$c_{P,P,Ende} \cdot T_{P,Ende} - c_{P,P,Anfang} \cdot T_{P,Anfang} = \frac{A_P}{m_P} \cdot \int \alpha \cdot (T_G - T_P) \cdot dt$$

Unter der Annahme, daß im betrachteten Zeitraum  $\alpha$  konstant ist, folgt:

$$\alpha = \frac{m_P}{A_P} \cdot \frac{c_{P,P,Ende} \cdot T_{P,Ende} - c_{P,P,Anfang} \cdot T_{P,Anfang}}{\int (T_G - T_P) \cdot dt} \quad (7)$$

Die Integrationszeit wurde zwischen 1 und 2 Minuten Versuchszeit gewählt, bei einer Gesamtversuchsdauer von ca. 130 Minuten. Für diesen Integrationszeitraum gilt:  $\alpha \approx$  konstant.

Die Abbildungen 22 und 23 zeigen den zeitlichen Verlauf von  $\alpha$  bei den oben gezeigten Experimenten als Funktion der Zeit.

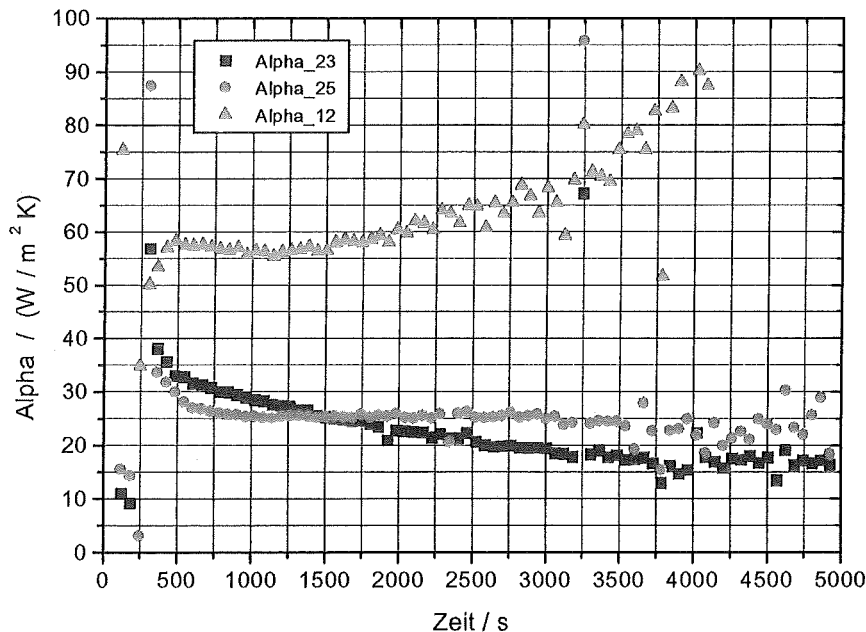


Abbildung 22: Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  der drei Meßstellen als Funktion der Zeit bei der Aufheizung auf  $100\text{ }^{\circ}\text{C}$  und  $\dot{m} = 16\text{ kg/h}$

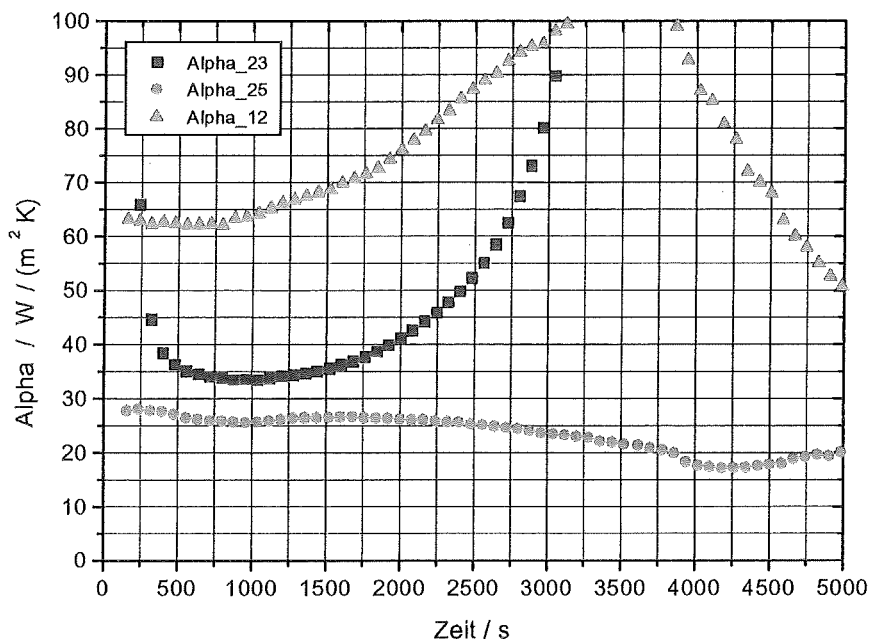


Abbildung 23: Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  der drei Meßstellen als Funktion der Zeit bei der Aufheizung auf  $300\text{ }^{\circ}\text{C}$  und  $\dot{m} = 16\text{ kg/h}$

Der Versuchsbeginn wurde mit dem Zeitpunkt des Einschaltens von Gasstrom und Gaserhitzer definiert. Der Gasstrom heizt zunächst die oberen Partikellagen auf und hat sich beim Erreichen der Meßstellen im Schüttungsinneren schon so stark abgekühlt, daß er die Temperatur der in der Meßhöhe noch kalten Partikel annimmt. Die Temperaturdifferenz  $T_G - T_P$  beträgt daher Null, bzw. die Temperaturdifferenzkurven besitzen bei  $t = 0$  eine waagrechte Tangente, was nach Gleichung (7) zu  $\alpha \rightarrow \infty$  führt. Erst wenn die oberen Partikellagen aufgeheizt sind, steigt die Gastemperatur in der Höhe der Meßstellen langsam an.

Abbildung 24 verdeutlicht den Aufheizvorgang anhand der im Abstand von jeweils 2 cm in der Höhe angeordneten Thermolemente in einer Blähschieferschüttung mit der Korngröße von 12,6 mm. TIR 13 befand sich an der Schüttungsoberfläche, TIR 22 war ca. 1 cm vom Lochboden entfernt. Alle hier aufgeführten Thermolemente waren in radialer Richtung ca. 3 cm von der Behältermitte entfernt angebracht. Man erkennt sehr deutlich, daß sich die Schüttung schichtweise von oben nach unten aufheizt.

Im Maximum der Temperaturdifferenzkurven, vgl. Abb. 19 und 20, bleibt  $\alpha$  über einen längeren Zeitraum (ca. 20 Minuten) konstant. Der im weiteren Zeitverlauf erfolgende Anstieg oder Abfall von  $\alpha$  hat mehrere mögliche Ursachen: Das Thermolement im Gasraum steht mit dem Partikel im Strahlungsaustausch. Dies kann sich bei höherer Partikeltemperatur bemerkbar machen. Die Isolierung der Thermolemente, mit denen die Partikeltemperatur gemessen wird, sowie deren horizontale Verlegung verbessern die Konstanz von  $\alpha$  über einen größeren Zeitraum hinweg. Dabei ist die Spitze des Thermolements im Gas so angeordnet, daß sie die Partikelumgebung zum heißen oberen Teil und zum kalten unteren Teil in etwa gleichem Verhältnis „sieht“. Dadurch wird der Strahlungseinfluß der Partikelumgebung auf die Thermolementspitze des Gasthermolements minimiert.

Die Streuung des Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$  von Experiment zu Experiment ist hoch, teilweise liegt der Faktor 2 zwischen den Meßwerten. Da bei jedem neuen Einfüllen der Schüttung in den Schüttungsbehälter die Partikel anders angeordnet sind, ändert sich an den Meßstellen der lokale Strömungszustand und damit der konvektive Wärmetübertrag.

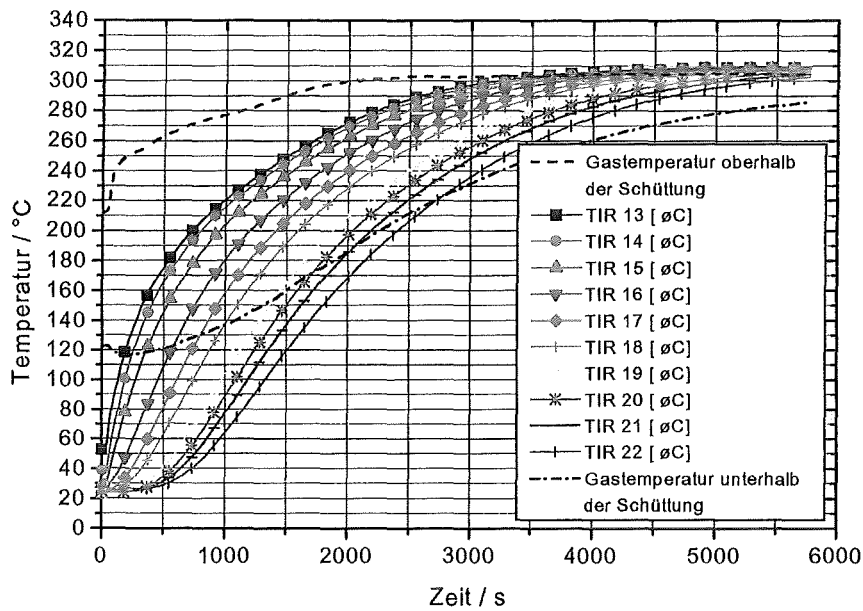


Abbildung 24: Temperatur als Funktion der Höhe, 6 kg Blähschiefer  $d_p = 12,6$  mm,  $\dot{m} = 16$  kg / h

Die genaue Lage des Thermoelements im Gas beeinflusst ebenfalls das Meßergebnis. Je nach Einbau kann es mal direkt angeströmt werden oder es kann sich in der Totwasserzone des Meßpartikels befinden. Deshalb wurden nach 3 bis 4 Experimenten die Meßstellen überprüft und gegebenenfalls neu fixiert. Hierdurch und durch mehrfaches Einfüllen der Schüttung in den Schüttbettbehälter wurde vermieden, daß ein systematischer Meßfehler entsteht, was allerdings mit einem großen Streubereich erkauft wurde. Bei den Abb. 19 und 20 fand allerdings kein Umbau statt, so daß hier Drahtkörbchen 3 bei beiden Versuchen von den beiden anderen Drahtkörbchen abwich.

## 6.2 Wärmeübergangsmessung mit Buchenholz

### 6.2.1 Versuchsparameter

Analog zu den Messungen mit Blähschiefer sind für die Wärmeübergangsmessungen mit Buchenholzwürfel die Partikeleigenschaften in Tab. 9 angegeben. Das Temperaturniveau bei der Aufheizung der Holzschüttung wurde allerdings auf 120 °C begrenzt, um die thermische Zersetzung des Materials auszuschließen. Dieses wäre mit Wärmetönung verbunden und daher für die Untersuchung des Wärmeübergangs unbrauchbar. In Tab. 10 ist die Versuchsmatrix angegeben. Die Masse des Holzes waren jeweils 4 kg mit einer durchschnittlichen Füllhöhe von 19 cm. Zur Bestimmung des Wärmeübergangs wurden hier ca. 33 Experimente durchgeführt.

	$d_P / \text{mm}$	$A_P / \text{m}^2$	$m_P / \text{g}$	$\lambda_P / (\text{W/m K})$	$c_{PP} / (\text{kJ/kg K})$
T22/23	9,705	$5,675 \cdot 10^{-4}$	0,665	0,16	$1,112 + 0,00485 \cdot \vartheta$
T24/25	9,405	$5,33 \cdot 10^{-4}$	0,649	0,16	$1,112 + 0,00485 \cdot \vartheta$
T26/12	9,668	$5,612 \cdot 10^{-4}$	0,62	0,16	$1,112 + 0,00485 \cdot \vartheta$

Tabelle 9: Eigenschaften der Messpartikel für die Holzmessungen

T / °C	100	100	100	100	100
$\dot{m} / (\text{kg} / \text{h})$	11	13	16	19	22

Tabelle 10: Versuchsparameter der Holzexperimente

Die Oberfläche der Würfel  $A_P$  wurde ausgemessen, ebenso die Masse  $m_P$ . Der Partikeldurchmesser entspricht der Definition aus Abschnitt 5.1. Die übrigen Stoffdaten für trockenes Buchenholz sind Ullmann [19] entnommen.

### 6.2.2 Aufheizung der Buchenholzwürfel

Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind auch hier exemplarisch zwei Experimente zur Ermittlung des Wärmeübergangs bei Buchenholzwürfeln angegeben.

Die Abbildungen 25 bis 30 zeigen die Aufheizung einer Feststoffschüttung mit 4 kg Buchenholz. Die zugehörigen Temperaturdifferenzen, die mit den in Tab. 9 angegebenen Partikeln gemessen wurden, sowie die daraus errechneten Wärmeübergangskoeffizienten für die Buchenholzwürfel, sind in den Abb. 31 und 32, sowie in Abb. 33 und 34 angegeben.

Die Abb. 25 bis 30 geben die Aufheizkurven der drei Drahtkörbchen bei der Aufheizung auf ca. 100 °C und verschiedenen Massenströmen wieder. Qualitativ sind die Aufheizkurven der beiden Experimente ähnlich und entsprechen im wesentlichen dem Verlauf der Aufheizung der Blähschieferschüttung, Abb. 13 bis 15. Die Aufheizung der Holzwürfel mit einem höheren Massenstrom, Abb. 25 bis 27, erfolgt aufgrund des höheren Energieeintrags schneller als mit niedrigerem Massenstrom, Abb. 30 bis 30.

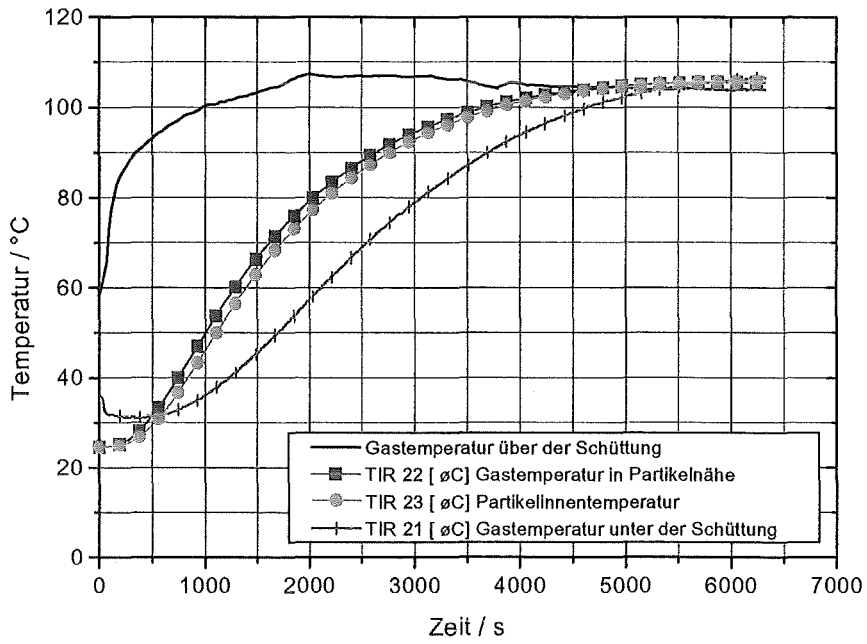


Abbildung 25: Aufheizung auf 110 ° C mit  $m = 19 \text{ kg / h}$ , Drahtkörbchen 1

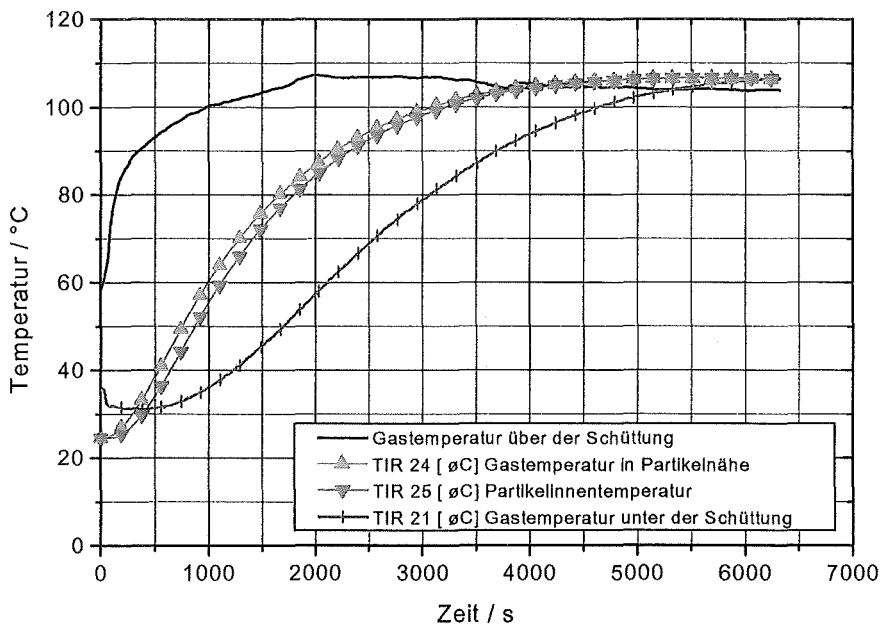


Abbildung 26: Aufheizung auf 110 ° C mit  $m = 19 \text{ kg / h}$ , Drahtkörbchen 2

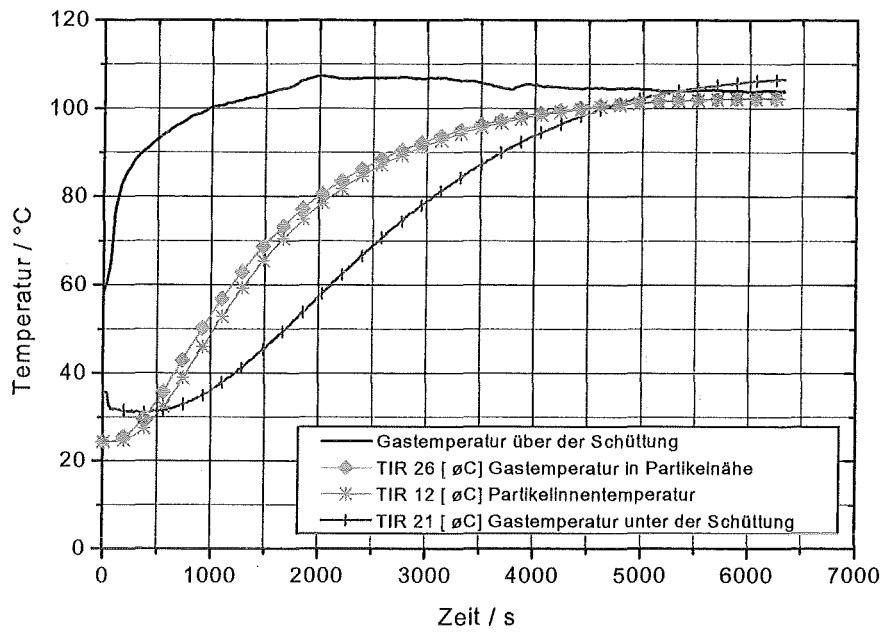


Abbildung 27: Aufheizung auf 110 ° C mit  $\dot{m} = 19 \text{ kg / h}$ , Drahtkörbchen 3

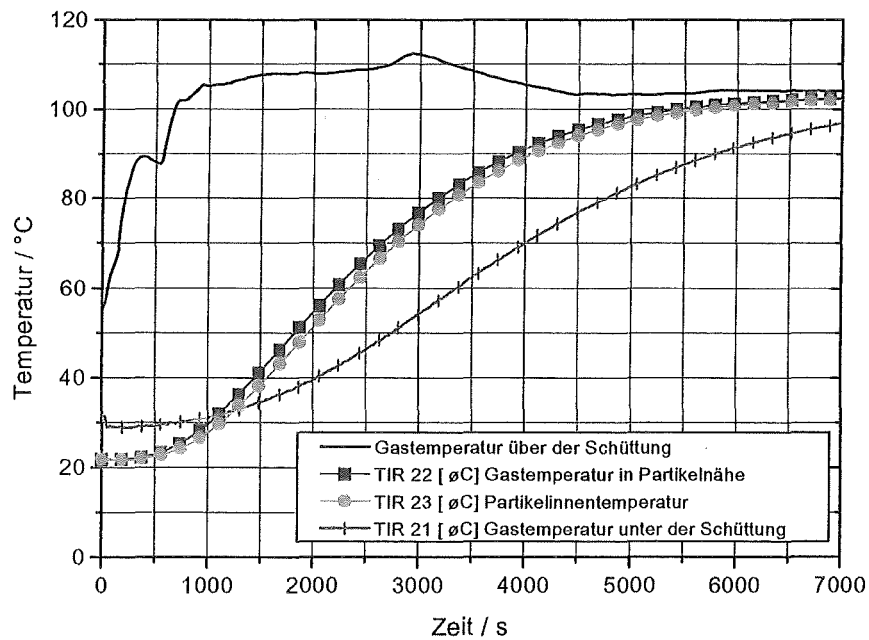


Abbildung 28: Aufheizung auf 110 ° C mit  $\dot{m} = 11 \text{ kg / h}$ , Drahtkörbchen 1

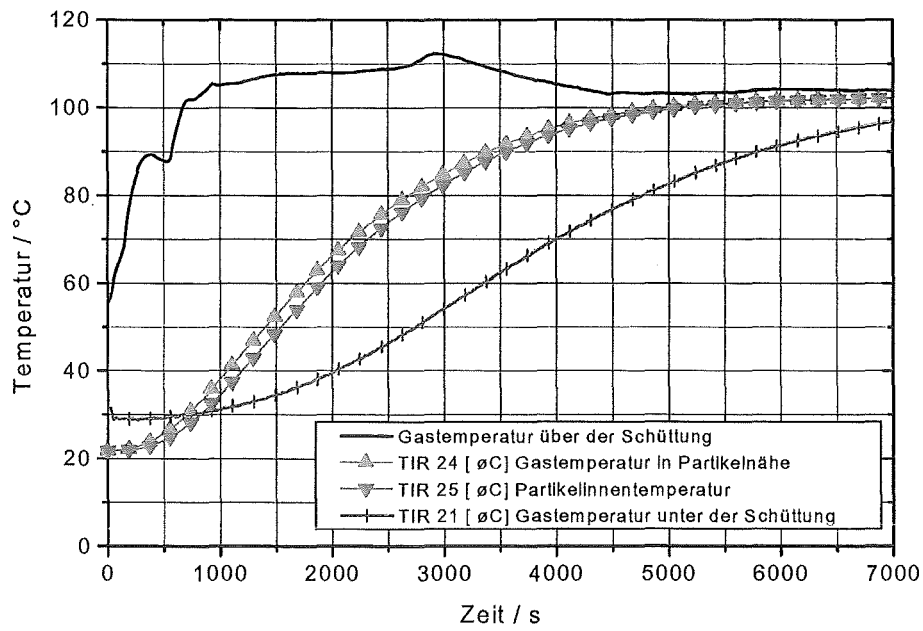


Abbildung 29: Aufheizung auf 110 ° C mit  $\dot{m} = 11 \text{ kg / h}$ , Drahtkorbchen 2

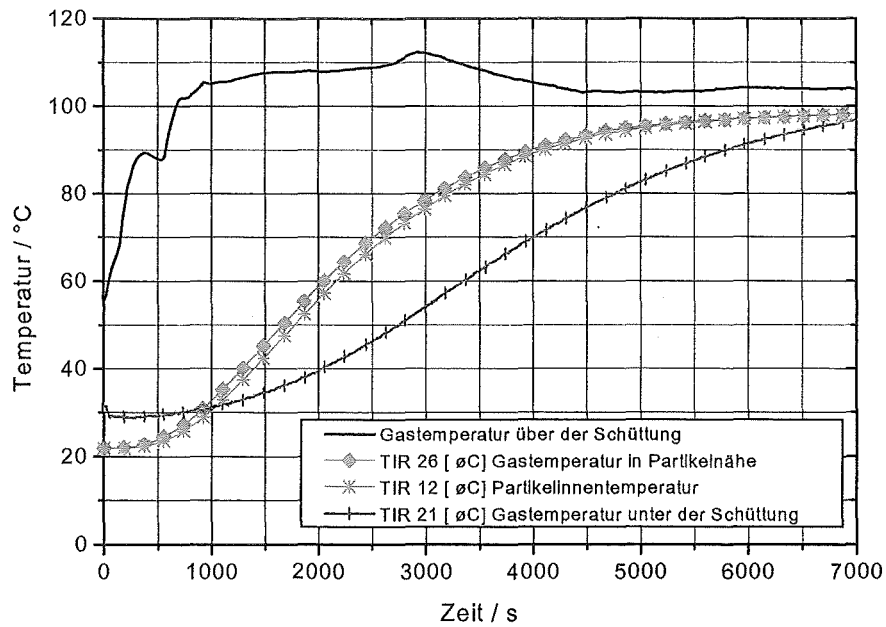


Abbildung 30: Aufheizung auf 110 ° C mit  $\dot{m} = 11 \text{ kg / h}$ , Drahtkorbchen 3



### 6.2.3 Temperaturdifferenz Partikelumgebung / Partikelinneres

Aus Abb. 31 und 32 wird deutlich, daß auch hier, wie bei den Blähschieferexperimenten, der Energieeintrag in die Schüttung stark vom Massenstrom abhängt. In Abb. 31, dem Experiment mit dem höheren Massenstrom, wird das Maximum der Temperaturdifferenzkurven nach 750 - 1000 s erreicht, gegenüber 1500 - 2000 s in Abb. 32. Weiterhin sind die Temperaturdifferenzen Gas - Partikelinneres bei den Holzwürfeln größer als bei dem Experiment mit Blähschieferpartikeln, vgl. Abb. 19. Die Wärmeleitfähigkeit ist bei beiden Materialien gleich, allerdings sind sowohl der mittlere Partikeldurchmesser, sowie die Partikelmasse als auch die Wärmekapazität bei den Buchenholzwürfeln größer als bei den Blähschieferpartikeln. Messungen mit größeren Blähschieferpartikeln ( $d_P = 12,6 \text{ mm}$ ) zeigen, daß der größere Partikeldurchmesser für die höheren Maxima der Temperaturdifferenzkurven verantwortlich ist. Demnach spielt der innere Wärmeübergang bei beiden Materialien eine größere Rolle als angenommen. Meßtechnisch ist, wie unter Kapitel 6 erwähnt, der innere Wärmeübergang bei dieser Art der Messung nicht auszuschalten. Für eine genauere Ermittlung des konvektiven, äußeren Wärmeübergangs ist daher eine iterative Berechnung, wie in Kapitel 6.3 erklärt, notwendig.

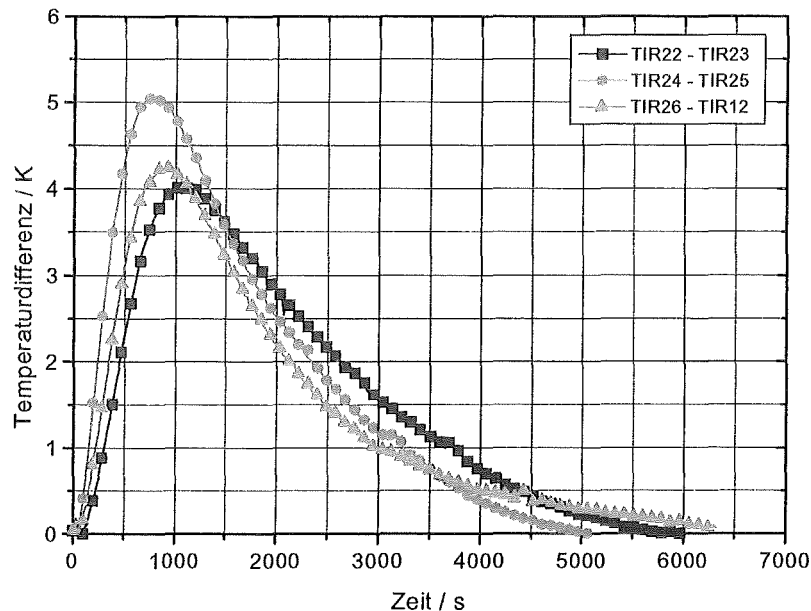


Abbildung 31: Zeitlicher Verlauf der Temperaturdifferenz  $T_G - T_P$  bei der Aufheizung auf  $110^\circ \text{C}$  mit  $\dot{m} = 19 \text{ kg / h}$

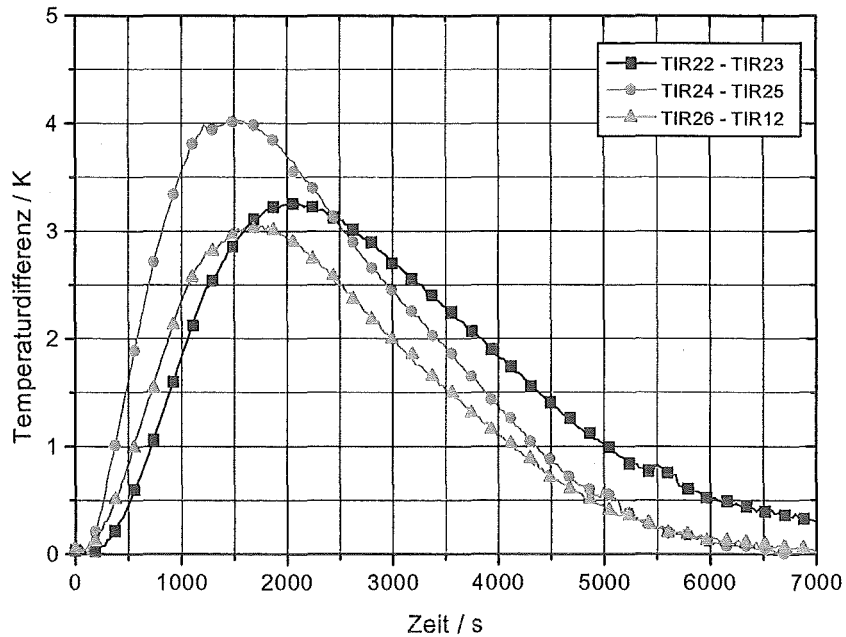


Abbildung 32: Zeitlicher Verlauf der Temperaturdifferenz  $T_G - T_P$  bei der Aufheizung auf  $110^\circ\text{C}$  mit  $\dot{m} = 11\text{ kg/h}$

#### 6.2.4 Der Wärmeübergangskoeffizient bei Buchenholz

Wie bei den Messungen mit Blähschiefer ändert sich  $\alpha$  am Ende der Aufheizung sehr stark was in den Abb. 33 und 34 deutlich zu sehen ist. In diesem Zeitabschnitt ist allerdings die Temperaturdifferenz  $T_G - T_P$  schon auf Werte unterhalb 1 K abgefallen wie aus den Abb. 31 und 32 ersichtlich wird. Dadurch treten Meßfehler bedingt durch die Meßgenauigkeit der Thermoelemente zutage. Die relative Abweichung der Thermoelemente zueinander beträgt bei höheren Temperaturen von ca.  $300^\circ\text{C}$  etwa 0,5 K, so daß die zuverlässige Bestimmung von  $\alpha$  bei Temperaturdifferenzen unter 1 K nicht möglich ist, sofern dies nicht korrigiert wird, bzw. die Thermoelemente kalibriert werden.

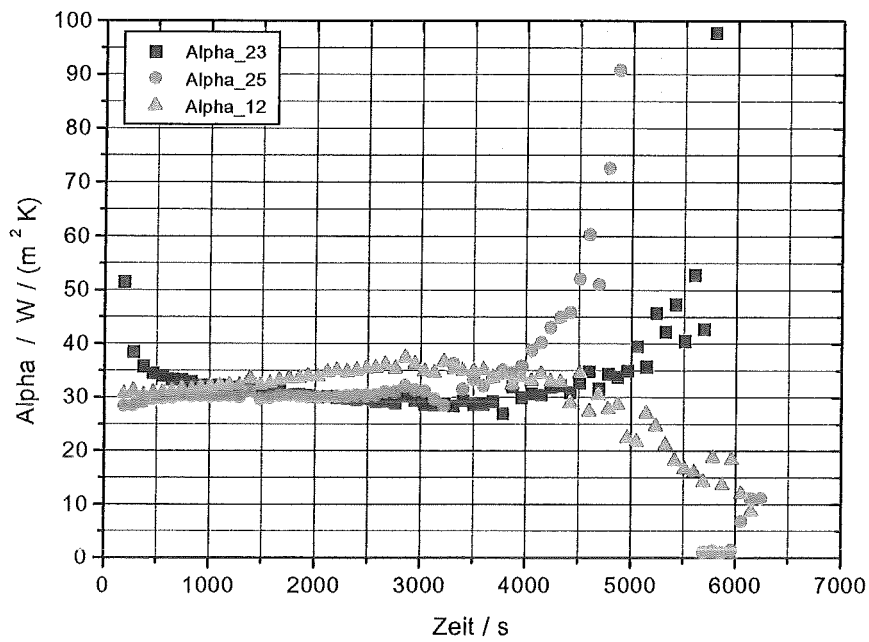


Abbildung 33: Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  der drei Meßstellen als Funktion der Zeit bei der Aufheizung auf  $110\text{ }^{\circ}\text{C}$  und  $\dot{m} = 19\text{ kg/h}$

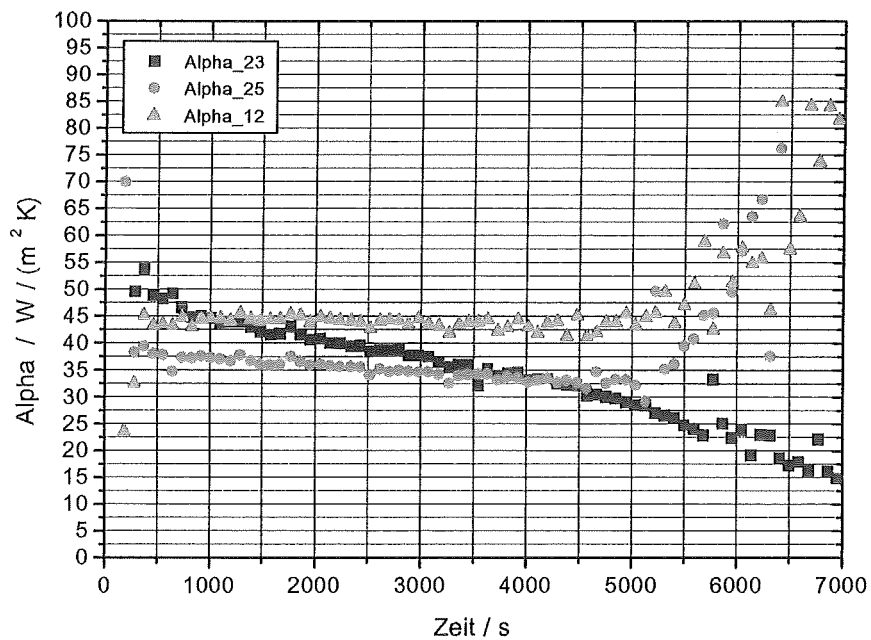


Abbildung 34: Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  der drei Meßstellen als Funktion der Zeit bei der Aufheizung auf  $110\text{ }^{\circ}\text{C}$  und  $\dot{m} = 11\text{ kg/h}$

### 6.2.5 Zusammenfassende Bewertung der Wärmeübergangsmessungen

Um die Übertragbarkeit der Gesetzmäßigkeiten des konvektiven Wärmeübergangs auf andere Stoffsysteme zu gewährleisten, ist es sinnvoll, dimensionslose Kennzahlen für den Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$  und für die Strömungsgeschwindigkeit anzugeben. Der Wärmeübergang wird hierbei durch die Nusseltzahl in der folgenden Form beschrieben:

$$Nu_{d_P} = \frac{\alpha \cdot d_P}{\lambda_G}$$

wobei  $\lambda_G$  für die Wärmeleitfähigkeit des Gases und  $\alpha$  für den Wärmeübergangskoeffizienten steht. Der Partikeldurchmesser  $d_P$  ist Tab. 8 und 9 zu entnehmen.

Die Strömung wird durch die Reynoldszahl  $Re$  charakterisiert mit:

$$Re_{0,d_P} = \frac{w_0 \cdot d_P}{\nu_G}$$

wobei  $w_0$  der Leerrohrgeschwindigkeit und  $\nu_G$  der kinematischen Viskosität des Gases entspricht. Wie bereits oben erwähnt, ändert sich  $\alpha$  im Verlauf der Messung, da sich die Temperatur des Gases und somit seine Stoffeigenschaften ändern. Um die Experimente miteinander vergleichen zu können und um eine charakteristische Nusseltzahl anzugeben, wurde jeweils das Temperaturmaximum der Temperaturdifferenzkurven, vgl. Abb. 19 und 20, sowie 31 und 32, bestimmt. Aus den Nusseltzahlen, die man in der Umgebung ( $0,98 \cdot \Delta T_{\max}$ ) des Temperaturdifferenzmaximums errechnet, wurde das arithmetische Mittel bestimmt und über der in analoger Weise ermittelten zugehörigen Reynoldszahl aufgetragen. Der sich aus dieser Auftragung von  $Nu = f(Re)$  ergebende funktionelle Zusammenhang ist von den Partikel- und Gaseigenschaften, sowie von Druck und Temperatur unabhängig. Die Meßergebnisse für die drei Blähschieferpartikel und für die drei Holzwürfel sind in Abb. 36 eingetragen.

Die Reynoldszahl wurde allerdings korrigiert, da durch das Einbringen der Drahtnetze das Lückenvolumen lokal gegenüber dem Rest der Schüttung verändert wurde. Die Porositätsänderung wurde abgeschätzt und mit diesen veränderten, lokalen Lückenvolumina eine numerische Simulationsrechnung mit dem Programmpaket FLUENT zur Durchströmung eines Festbetts durchgeführt. Dabei zeigte sich, daß die lokalen Strömungsgeschwindigkeiten ungefähr 4 mal größer waren, als die mittlere Leerrohrgeschwindigkeit. Einen Ausschnitt aus dem Geschwindigkeitsfeld eines Festbetts mit lokaler Porositätsänderung gibt Abb. 35 wieder.

Die Rechnung mit FLUENT wurde 2 - dimensional für eine Blähschieferschüttung durchgeführt, wobei das eingezeichnete Rechteck dem Gebiet mit dem um den Faktor 2,0 gegenüber der Umgebung erhöhten Lückenvolumen entspricht. Dieses dient als Simulation der mit Drahtnetz umhüllten Meßpartikel. In Abb. 35 ist nur das halbe Strömungsgebiet eingezeichnet, da aus Symmetriegründen dies für die Rechnung genügt. Die Skala in Abb. 35 gibt die lokale Strömungsgeschwindigkeit in m/s wieder. Wie man an den Geschwindigkeitsvektoren erkennen kann, strömt seitlich ein Teil des Gases zusätzlich durch die Meßstelle, was zu einer Erhöhung des lokalen Volumenstroms und damit zu einer Erhöhung der lokalen Strömungsgeschwindigkeit führt. Anhand dieses Ergebnisses wurde eine äquivalente Leerrohrgeschwindigkeit berechnet, mit der schließlich die Reynoldszahl korrigiert wurde. Tabelle 11 gibt die zur Berechnung der lokalen Strömungsgeschwindigkeiten verwendeten Parameter, sowie die korrigierten Reynoldszahlen wieder. Das in FLUENT verwendete Modell entspricht der Ergun - Gleichung.

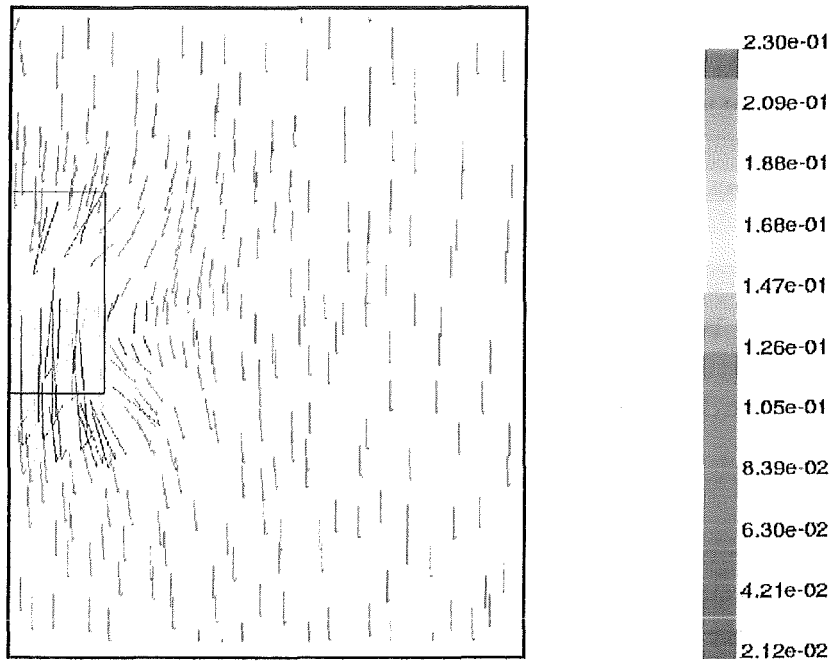


Abbildung 35: Geschwindigkeitsfeld in einer Blähschieferschüttung mit lokaler Porositätsänderung

	T23, $d_P = 7,92$ mm	T25, $d_P = 5,77$ mm	T12, $d_P = 6,32$ mm
	$w_0 / (m/s)$	$w_0 / (m/s)$	$w_0 / (m/s)$
$\psi_{Bett} = 0,470$	0,042	0,061	0,079
$\psi_{T23} = 0,875$	0,156	0,212	0,26
$\psi_{T25} = 0,950$	0,164	0,224	0,214
$\psi_{T12} = 0,900$	0,157	0,214	0,262

Tabelle 11: Neue, korrigierte Leerrohrgeschwindigkeiten bei den Blähschieferexperimenten

Bei der Korrektur der Reynoldszahl ist wie bei den Druckverlustmessungen berücksichtigt, daß ein Teil des Gases am Festbett vorbei durch den Spalt zwischen Innen- und Außenschale strömt und damit die Leerrohrgeschwindigkeit entsprechend verkleinert wird, vgl. Tab. 12.

	$w_{0,korr}/w_0$
T = 100 ° C	0,86
T = 300 ° C	0,9
T = 500 ° C	0,93

Tabelle 12: Korrekturfaktoren für die Leerrohrgeschwindigkeit aufgrund der Spaltverluste

Damit wird schließlich die Reynoldszahl wie folgt berechnet:

$$Re_{0,neu} = \frac{\psi_{Bett}}{\psi_{T23,T25,T12}} \cdot Re_{0,korr}$$

Auch für Buchenholz wurde die Korrektur der Reynoldszahl vorgenommen, die sich aufgrund der veränderten Strömungsgeschwindigkeit in den Körbchen ergibt. Dazu wurden auch hierfür Rechnungen mit FLUENT durchgeführt. Qualitativ zeigt sich bei den Buchenholzschüttungen das gleiche Strömungsverhalten wie bei den Inertstoffrechnungen. Das Ergebnis der Auswertung der Strömungsgeschwindigkeit in den Körbchen ist in Tab. 13 eingetragen. Die Spaltkorrektur ist mit dem Faktor  $w_{0,korr}/w_0 = 0,95$  zu berücksichtigen.

	$d_P = 9,5 \text{ mm}$	$d_P = 9,5 \text{ mm}$	$d_P = 9,5 \text{ mm}$	$d_P = 9,5 \text{ mm}$
	$w_0 / (m/s)$	$w_0 / (m/s)$	$w_0 / (m/s)$	$w_0 / (m/s)$
$\psi_{Bett} = 0,39$	0,052	0,061	0,068	0,075
$\psi_{Korb} = 0,875$	0,208	0,238	0,26	0,282

Tabelle 13: Neue, korrigierte Leerrohrgeschwindigkeiten bei Buchenholz

Die Abb. 36 zeigt die Nusseltzahl als Funktion der Reynoldszahl bei allen Partikeln sowohl für den Blähschiefer (Kreise) als auch für die Holzwürfel (Quadrate). Zum Vergleich sind die empirischen Ergebnisse aus verschiedenen Literaturquellen eingezeichnet. Wie bereits in Kapitel 3 erwähnt, weichen die Literaturangaben speziell in Bereich  $Re_{0,d_P} < 200$  erheblich voneinander ab, was die Autoren mit axialer Dispersion und mit Ungleichförmigkeiten im Strömungsverhalten erklären. Dieses ist in Abb. 36 deutlich zu erkennen.

Da die Stoffeigenschaften von Holz und Blähschiefer zum Teil der Literatur entnommen sind und da die Oberfläche des Blähschiefers nicht genau bekannt ist, wurden zusätzlich einige Experimente mit Aluminiumkugeln von ca. 7 mm Durchmesser durchgeführt und in das Diagramm 36 eingezeichnet (gefüllte Dreiecke). Hier kann bezüglich der Stoffdaten auf eine genauere Datenbasis, z.B. [31] zurückgegriffen werden. Außerdem wird der Temperaturgradient im Partikelinnern durch die hohe Wärmeleitfähigkeit des Aluminiums ( $\lambda = 221 \text{ W / (m K)}$ ),  $\rho = 2701 \text{ kg / m}^3$ ,  $c_P = 920 \text{ J / (kg K)}$ ) sehr klein, so daß angenommen werden kann, daß die gemessene Partikeltemperatur tatsächlich der mittleren Temperatur der Aluminiumpartikel entspricht. Die Korrektur der Reynoldszahl analog zu den Blähschiefer- und Holzmessungen wurde auch für die Aluminiumkugeln durchgeführt.

Wie aus dem Diagramm 36 ersichtlich wird, stimmen die Meßpunkte der Aluminiumkugeln gut mit den Angaben von Achenbach [4], Wakao [18] und Satterfield und Resnick [17] überein. Etwas tiefer liegen die Meßergebnisse, die für den Blähschiefer und für das Buchenholz erzielt wurden. Die teilweise sehr großen Abweichungen der Holzmessungen von den Literaturangaben sind auf unzulängliche Anbringung der Thermolemente in eines der Meßpartikel zurückzuführen. Entweder hatte das Thermolement, das die Gastemperatur bestimmte, Kontakt zu dem metallischen Körbchen oder es lag in der Totwasserzone des Meßpartikels, so daß die gemessene Temperaturdifferenz zu klein war. Da mit diesem Einbau einige Experimente durchgeführt wurden, ergeben sich mehrere Meßpunkte, die abseits der Literaturwerte liegen.

Sieht man von der Ungenauigkeit der Stoffdaten ab und berücksichtigt man Unsicherheiten bei der Bestimmung der Reynoldszahl mit den FLUENT - Rechnungen, so bleibt festzuhalten, daß die Korrelationen [4], [18] und [17] eine gute Näherung für den Wärmeübergang eines heißen Stickstoffstromes an Schüttungen aus Blähschieferpartikeln und Buchenholzwürfeln darstellen. Für die künftige mathematische Modellierung der Festbettverbrennung bedeutet dies, daß die o.g. Korrelationen zur Beschreibung des Wärmeübergangs mit hinreichender Genauigkeit verwendet werden können.

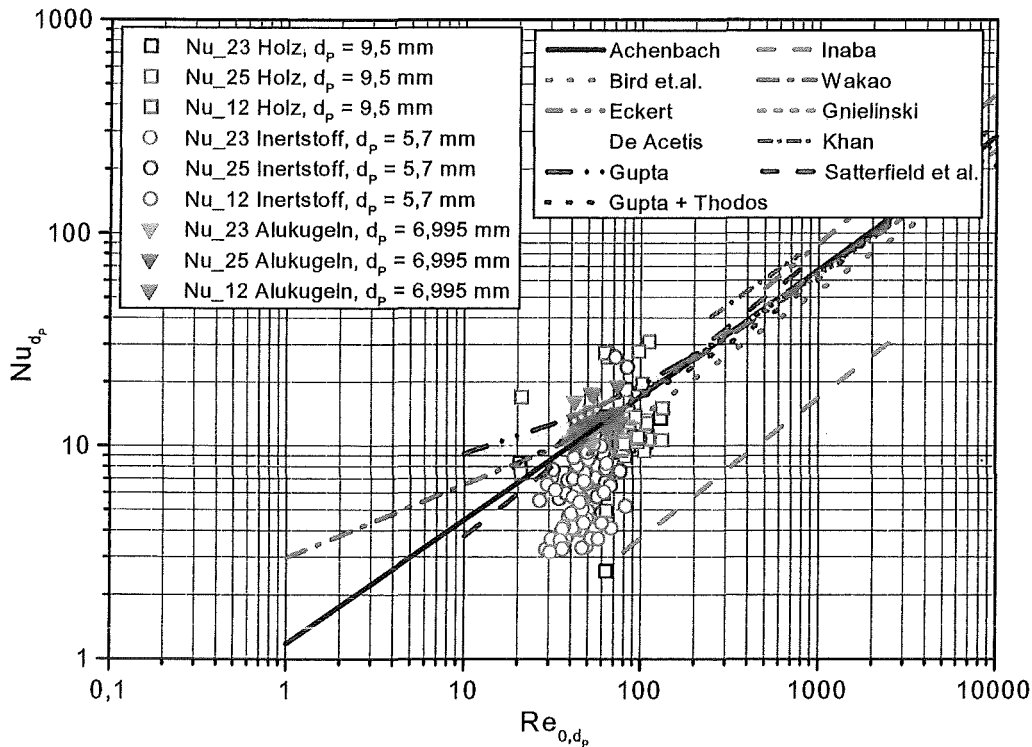


Abbildung 36: Nusseltzahl als Funktion der Reynoldszahl für alle untersuchten Materialien

### 6.2.6 Statistische Auswertung der Wärmeübergangsmessungen

Sowohl für die Holzmessungen als auch für die Messungen mit Blähschiefer wurde eine statistische Auswertung der Meßergebnisse vorgenommen. Hierzu wurde jeweils eine Ausgleichskurve nach der Methode der minimalen Fehlerquadrate ermittelt. Entlang der Ausgleichsfunktion wurden dann die Meßpunkte auf die mittlere Reynoldszahl hin verschoben. Anschließend wurde die Häufigkeit der dabei vorkommenden Nusseltzahlen bestimmt. In Abb. 37 und 38 sind die Häufigkeiten als graue Balken eingezeichnet. Aus dieser Häufigkeitsverteilung wurde dann wiederum eine Ausgleichsfunktion mit der Fehlerquadratmethode ermittelt. Diese ist in Abb. 37 und 38 als durchgezogene schwarze Linie eingetragen und entspricht einer logarithmischen Normalverteilung der Form:

$$y = y_0 + A \cdot e^{-\frac{\ln^2(x/x_0)}{2 \cdot u^2}}$$

wobei die Konstanten der Verteilung als Legende in die Diagramme 37 und 38 eingefügt sind. Diese Verteilungsfunktionen geben den Streubereich der Meßwerte wieder. Für die mathematische Modellierung der Partikelauflaufzeit in der Schüttung sollte die statistische Streuung berücksichtigt werden, da jedes neue Einfüllen der Schüttung in den Schüttbettbehälter eine zufällige Partikelanordnung erzeugt. Der lokale Wärmetransport hängt davon ab, wie das Lückenvolumen innerhalb der Schüttung verteilt ist.

Streng genommen müßte man, um die Aufheizung einer Schüttung aus zufällig angeordneten Partikel zu berechnen, für jedes Partikel die Strömungsgeschwindigkeit in dieser Partikelumgebung kennen. Dieses ist meßtechnisch allerdings nicht erfaßbar. Eine andere Möglichkeit den lokalen Wärmeübergang zu berücksichtigen besteht darin, die in Abb. 37 und 38 dargestellten Häufigkeitsverteilungen für den Wärmeübergang zu verwenden. Diese Diagramme beinhalten bereits die lokalen Änderungen des Lückenvolumens beim Umfüllen

der Schüttung. Damit könnte das Modell besser die realen Verhältnisse wiedergeben, als mit der Verwendung der Mittelwerte für den Wärmetübergang und für das mit einem der Permeabilitätsmodelle berechneten mittleren Lückenvolumen.

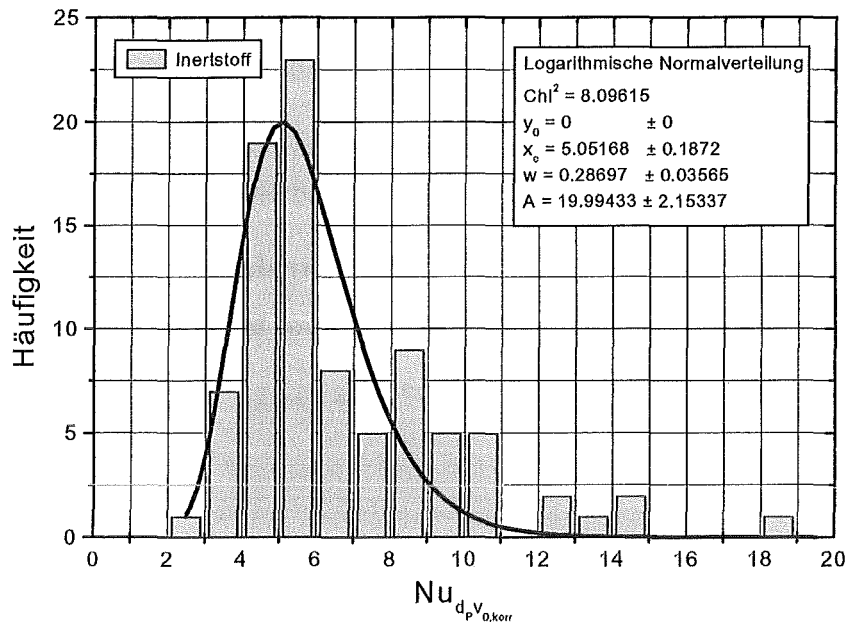


Abbildung 37: Häufigkeitsverteilung der Nusseltzahl bei  $\overline{Re}_{0,d_p} = 47,9$

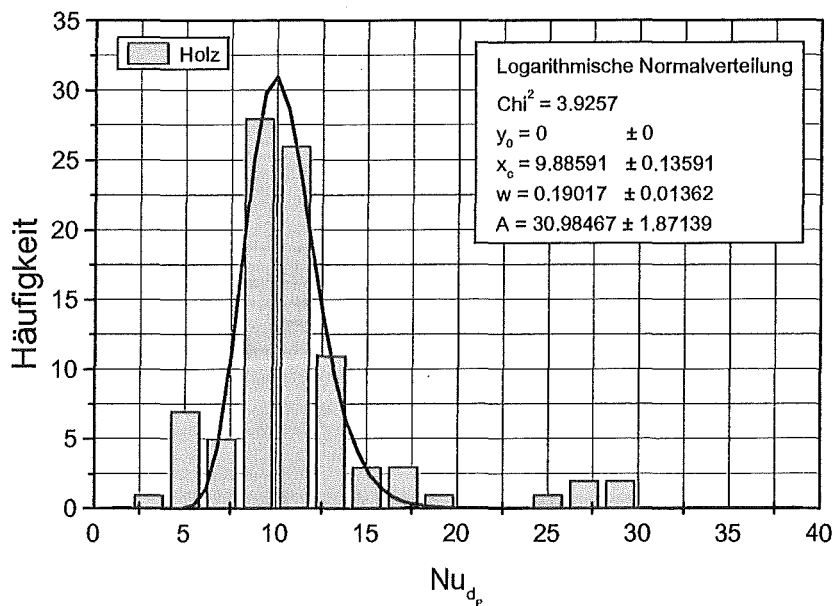


Abbildung 38: Häufigkeitsverteilung der Nusseltzahl bei  $\overline{Re}_{0,d_p} = 70$

Lokale Phänomene, die später auch chemische Reaktionen umfassen, werden dadurch besser beschrieben, wenn man eine Aussage über die lokalen Temperaturen treffen kann.



## 6.3 Eindimensionales Modell zur Berechnung der instationären Aufheizung fester Körper

Im folgenden Kapitel wird überprüft, inwieweit sich mit einem eindimensionalen Modell die Aufheizung der oben untersuchten Partikel berechnen läßt. Hierbei wird den Partikeln eine sphärische Geometrie zugrunde gelegt. Der Einfluß der Strahlung der Nachbarpartikel auf die Partikel, wie bereits in Kapitel 6.1 erwähnt, wird im zweiten Abschnitt behandelt. Damit soll festgestellt werden, inwieweit die Berücksichtigung des Strahlungseinflusses zur Ermittlung des Wärmetransfers Gas - Partikel notwendig ist.

### 6.3.1 Aufheizung durch Konvektion, ohne Strahlung

Die Energiebilanz für einen sphärischen, festen Körper lautet wie folgt:

$$\rho_P \cdot c_{PP} \cdot \frac{\partial T_P}{\partial t} = \lambda_P \cdot \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \cdot \frac{\partial T_P}{\partial r} \right) = \lambda_P \cdot \left( \frac{\partial^2 T_P}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial T_P}{\partial r} \right)$$

daraus folgt:

$$\frac{\partial T_P}{\partial t} = \kappa_P \cdot \left( \frac{\partial^2 T_P}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \cdot \frac{\partial T_P}{\partial r} \right) \quad (8)$$

mit  $\kappa_P = \frac{\lambda_P}{\rho_P \cdot c_{PP}}$

Für die Randbedingungen gilt:

$r = 0$  :

$$\frac{\partial T_P}{\partial r} = 0 \quad (9)$$

$r = R$  :

$$A_P \cdot \dot{q} = \underbrace{-\lambda_P \cdot A_P \cdot \frac{\partial T_{PR}}{\partial r}}_{\text{Fourier}} = \underbrace{\alpha \cdot A_P \cdot (T_{PR} - T_G)}_{\text{konvektiver, äußerer Wärmetransfer}}$$

damit folgt:

$$\frac{\partial T_{PR}}{\partial r} = \frac{\alpha}{\lambda_P} \cdot (T_G - T_{PR}) \quad (10)$$

Die **Anfangsbedingung** des Systems lautet:

$t = 0$  :

$$T_P = T_0 = \text{const} \quad (11)$$

Aufgrund der Zeitabhängigkeit der Randbedingung bei  $r = R$ , d.h.  $T_G = T_G(t)$  ist das Gleichungssystem nur noch numerisch lösbar. Die Methode zur Diskretisierung mit einem expliziten Differenzenverfahren sind im übernächsten Abschnitt zu finden.

### 6.3.2 Aufheizung mit Konvektion und Strahlungseinfluß durch die Umgebung

Der Strahlungseinfluß der unmittelbaren Nachbarteilchen der Meßpartikel geht in die Randbedingung für die Temperatur bei  $r = R$  ein. Hierbei ist berücksichtigt, daß die Umgebung sowohl wärmer als auch kälter als das Partikel sein kann. Zur Vereinfachung der Rechnung wird dabei angenommen, daß das Partikel zu gleichen Teilen eine wärmere und eine kältere Umgebung „sieht“. Diese Annahme beruht auf der Feststellung, daß bei den Experimenten die Partikel oberhalb der Drahtkörbchen stets heißer und die Partikel unterhalb der Drahtkörbchen stets kälter waren als die Drahtkörbchen selbst. Die Temperatur  $T_{W_o}$  entspricht daher der heißeren „Wandtemperatur“,  $T_{W_u}$  der kälteren. Weiterhin wird angenommen, daß die Umgebung das Partikel als Kugelschale umschließt, s. Abb. 39.

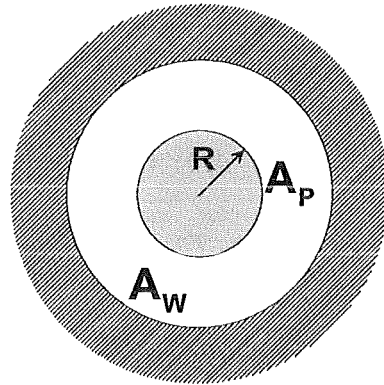


Abbildung 39: Schema des Strahlungseinflusses der Umgebung auf das Partikel

Die Energiegleichung entspricht der Gleichung (8), die Randbedingungen werden wie folgt formuliert:

$r = 0$  :

$$\frac{\partial T_P}{\partial r} = 0 \quad (12)$$

$$r = R : -\lambda_P \cdot A_P \cdot \frac{\partial T_{PR}}{\partial r} = \alpha \cdot A_P \cdot (T_{PR} - T_G) + A_P \cdot \varepsilon \cdot c_S \cdot 0,5 \cdot [(T_{PR}^4 - T_{W_o}^4) + (T_{PR}^4 - T_{W_u}^4)]$$

Durch Linearisierung, die für  $(T_{W_o,u}^2 - T_{PR}^2) \ll (T_{W_o,u}^2 + T_{PR}^2)$  zulässig ist, folgt:

$$-\lambda_P \cdot \frac{\partial T_{PR}}{\partial r} = \alpha \cdot (T_{PR} - T_G) + 4 \cdot \varepsilon \cdot c_S \cdot 0,5 \cdot [T_{m,o}^3 \cdot (T_{PR} - T_{W_o}) + T_{m,u}^3 \cdot (T_{PR} - T_{W_u})]$$

mit  $T_{m,o} = (T_{W_o} + T_{PR})/2$  und  $T_{m,u} = (T_{W_u} + T_{PR})/2$

Damit lautet die Randbedingung am Partikelrand:

$$\frac{\partial T_{PR}}{\partial r} + \left[ \frac{\alpha}{\lambda_P} + \frac{2 \cdot \varepsilon \cdot c_S}{\lambda_P} \cdot (T_{m,o}^3 + T_{m,u}^3) \right] \cdot T_{PR} = \frac{\alpha}{\lambda_P} \cdot T_G + \frac{2 \cdot \varepsilon \cdot c_S}{\lambda_P} \cdot [T_{m,o}^3 \cdot T_{W_o} + T_{m,u}^3 \cdot T_{W_u}] \quad (13)$$

auch hier gilt die **Anfangsbedingung**:

$t = 0$  :

$$T_P = T_0 = const \quad (14)$$

### 6.3.3 Numerische Auswertung

Zur Lösung der Gleichung (8) mit den zugehörigen Rand- und Anfangsbedingungen wird ein explizites Differenzenverfahren FTCS (forward time - central space) verwendet. Zur Vereinfachung der Schreibweise wird in diesem Abschnitt  $T_P$  durch  $T$  ersetzt.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{T_i^{n+1} - T_i^n}{\Delta t}, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{T_{i+1}^n - T_{i-1}^n}{2 \cdot \Delta r}, \quad \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} = \frac{T_{i+1}^n - 2 \cdot T_i^n + T_{i-1}^n}{\Delta r^2}$$

Gleichung (8) lautet damit in diskretisierter Form:

$$T_i^{n+1} = \Delta t \cdot \kappa_P \cdot \left( \frac{T_{i+1}^n - 2 \cdot T_i^n + T_{i-1}^n}{\Delta r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{T_{i+1}^n + T_{i-1}^n}{\Delta r} \right) + T_i^n \quad (15)$$

Für die Randbedingungen werden allerdings Vorwärtsdifferenzen verwendet, da ansonsten Gitterpunkte außerhalb des Rechengebietes definiert werden müssten.

Bei  $r = 0$  gilt daher:

$$T_{i+1}^{n+1} = T_i^n \quad (16)$$

Für den rein konvektiven Wärmeaustausch erhält man bei  $r = R$ , d.h.  $(i + 1) = \text{Randwert}$

$$T_{i+1}^{n+1} = \frac{\frac{\alpha}{\lambda_P} \cdot (T_G - T_{i+1}^n) + \frac{1}{\Delta r} \cdot T_i^n}{\frac{1}{\Delta r}} \quad (17)$$

Wird der Strahlungsaustausch berücksichtigt, so wird Gleichung (17) modifiziert zu:

$$T_{i+1}^{n+1} = \frac{\frac{\alpha}{\lambda_P} \cdot (T_G - T_{i+1}^n) + \frac{2 \cdot \epsilon \cdot c_S}{\lambda_P} \cdot [(T_{m,o}^3 \cdot T_{W_o} + T_{m,u}^3 \cdot T_{W_u}) - (T_{m,o}^3 + T_{m,u}^3) \cdot T_{i+1}^n]}{\frac{1}{\Delta r}} + \frac{1}{\Delta r} \cdot T_i^n \quad (18)$$

Die mittleren Temperaturen werden hierbei mit den Randtemperaturen des vorausgegangenen Zeitschritts gebildet:

$$T_{m,o} = (T_{i+1}^{n-1} + T_{W,o}) / 2 \quad \text{und} \quad T_{m,u} = (T_{i+1}^{n-1} + T_{W,u}) / 2$$

Für ein explizites Differenzenverfahren gilt als Stabilitätskriterium die Courant - Bedingung:

$$\Delta t \leq \frac{\Delta r^2}{2 \cdot \kappa_P}$$

Die Abb. 40 bis 42 stellen die berechnete Temperaturdifferenz der drei Inertstoff- und Holzpartikel dar.

Die Gitterweiten waren dabei wie folgt gewählt:

$$\frac{\Delta r}{r} \leq 0,074 \quad \text{und} \quad \frac{\Delta t}{t} \leq 0,001$$

Die Randtemperaturen  $T_G$  wurden den Meßwerten entnommen, d.h. die Temperaturen der Thermoelemente in der Gasphase der drei Wärmeübergangsmessstellen als Funktion der Zeit wurden in jedem Zeitschritt aktualisiert. Außerdem wurde der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  aus den Meßdaten bestimmt und als Parameter in das Rechenprogramm eingefügt. Die zur Rechnung verwendeten Zahlenwerte können Tab. 14 entnommen werden.

	T23	T25	T12
$\alpha / (W/m^2K)$	34.2	26.5	64.75

Tabelle 14: Wärmeübergangskoeffizienten bei Blähschiefer

Zum Vergleich sind die Rechnungen mit Strahlungseinfluß eingetragen. Die Wandtemperatur  $T_{W_{o,u}}$  der Umgebung wurde um max. 30 K gegenüber der Partikeloberfläche erhöht, bzw. erniedrigt. Für die Abschätzung des Strahlungseinflusses ist diese Annahme hinreichend, da hierbei ein Einflußbereich von 3 Partikeldurchmesser erfaßt wird.

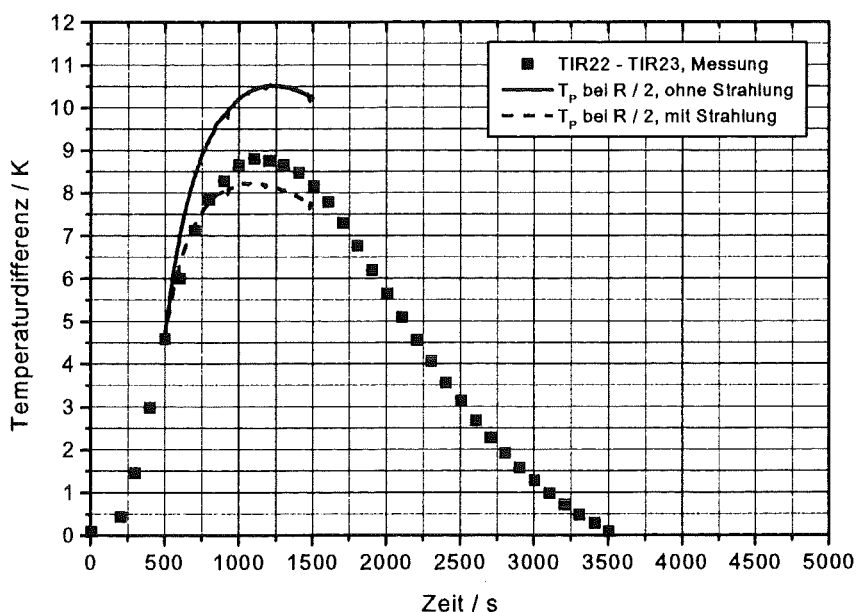


Abbildung 40: Vergleich der Temperaturdifferenz  $T_G - T_P$  von Theorie und Experiment für das Drahtkörbchen 1 bei der Aufheizung auf  $300^\circ\text{C}$  mit  $m = 16\text{ kg/h}$  in einer Schüttung aus 6 kg Blähschiefer

Die beste Übereinstimmung mit den Meßwerten ergibt sich bei ca. dem halben Partikelradius. Da die Biotzahl  $Bi \geq 0,3$  ist, ist die Vernachlässigung des inneren Wärmeübergangs bei der Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$  nicht korrekt. Allerdings ist meßtechnisch die lokale Bestimmung von  $\alpha$  aufgrund der geringen Temperaturdifferenzen  $\Delta T \leq 12\text{ K}$  nicht genauer möglich. Bessere Werte für  $\alpha$  erhält man iterativ indem man aus den Rechnungen 40 bis 42 das radiale Temperaturfeld ermittelt und mit den neuen

Randbedingungen neue  $\alpha$  - Werte ermittelt. Aus Gründen der Vereinfachung der Auswertung für die umfangreiche Anzahl an Messungen wurde diese Vorgehensweise nicht gewählt. Die Übereinstimmung der Messergebnisse mit Korrelationen aus der Literatur ist trotzdem zufriedenstellend.

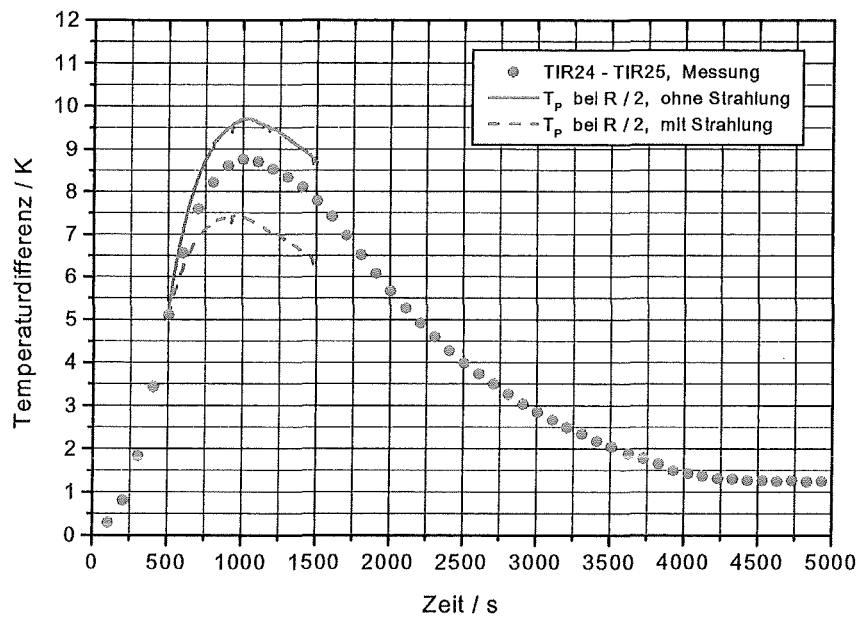


Abbildung 41: Vergleich der Temperaturdifferenz  $T_G - T_P$  von Theorie und Experiment für das Drahtkörbchen 2 bei der Aufheizung auf  $300^\circ\text{C}$  mit  $\dot{m} = 16\text{ kg/h}$  in einer Schüttung aus 6 kg Blähschiefer

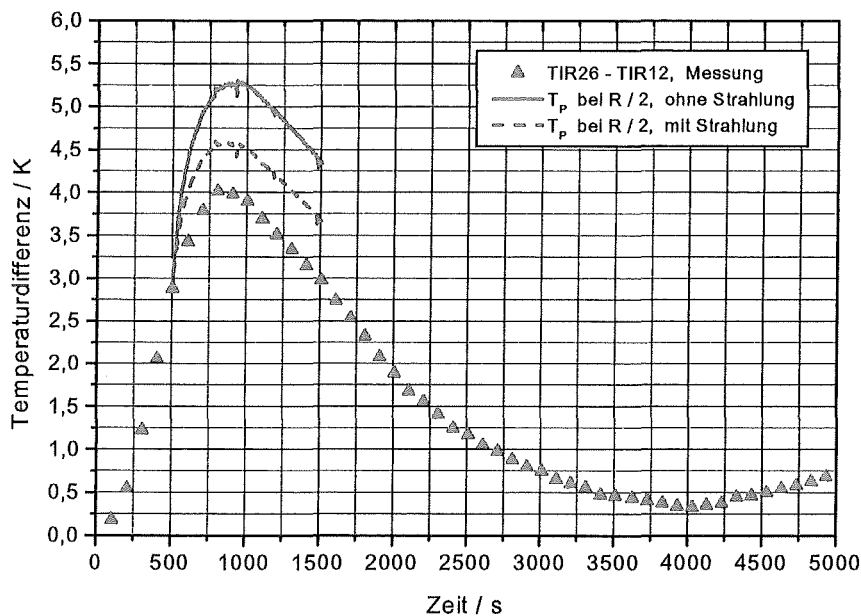


Abbildung 42: Vergleich der Temperaturdifferenz  $T_G - T_P$  von Theorie und Experiment für das Drahtkörbchen 3 bei der Aufheizung auf  $300^\circ\text{C}$  mit  $\dot{m} = 16\text{ kg/h}$  in einer Schüttung aus 6 kg Blähschiefer

Die Abb. 43 bis 45 geben die Rechnungen für Buchenholz wieder. Hier wurden zur Bestimmung der instationären Partikelauftauung folgende  $\alpha$  - Werte eingesetzt:

	T23	T25	T12
$\alpha / (W/m^2K)$	32,3	30,1	31,8

Tabelle 15: Wärmetübergangskoeffizienten bei Buchenholz

Als Partikelradius wurde hier der Radius der volumengleichen Kugel gesetzt, d.h.  $d_p = 11,8$  mm, um die gleiche Partikelmasse zu berechnen, wie sie beim Experiment vorlag. Die beste Übereinstimmung erhält man hier beim halben Radius ohne Berücksichtigung von Strahlungsverlusten.

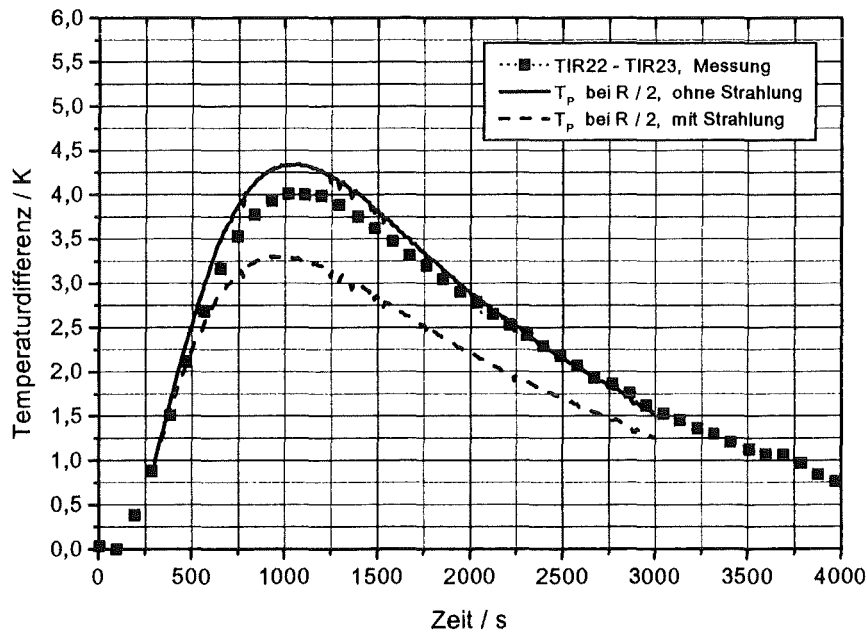


Abbildung 43: Vergleich der Temperaturdifferenz  $T_G - T_P$  von Theorie und Experiment für das Drahtkörbchen 1 bei der Aufheizung auf  $110^\circ C$  mit  $\dot{m} = 19$  kg / h in einer Schüttung aus 4 kg Buchenholzwürfel

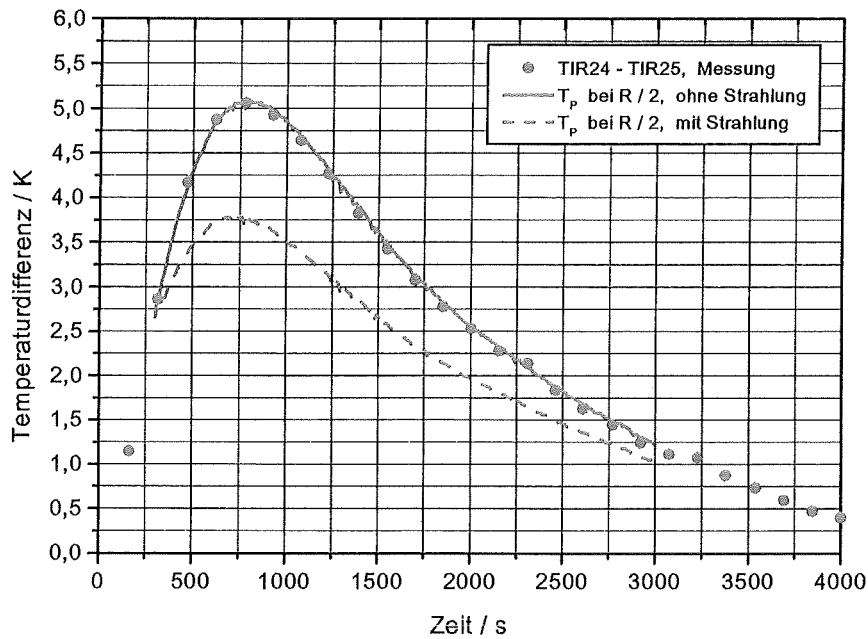


Abbildung 44: Vergleich der Temperaturdifferenz  $T_G - T_P$  von Theorie und Experiment für das Drahtkorbchen 2 bei der Aufheizung auf  $110^\circ\text{C}$  mit  $\dot{m} = 19\text{ kg/h}$  in einer Schüttung aus 4 kg Buchenholzwürfel

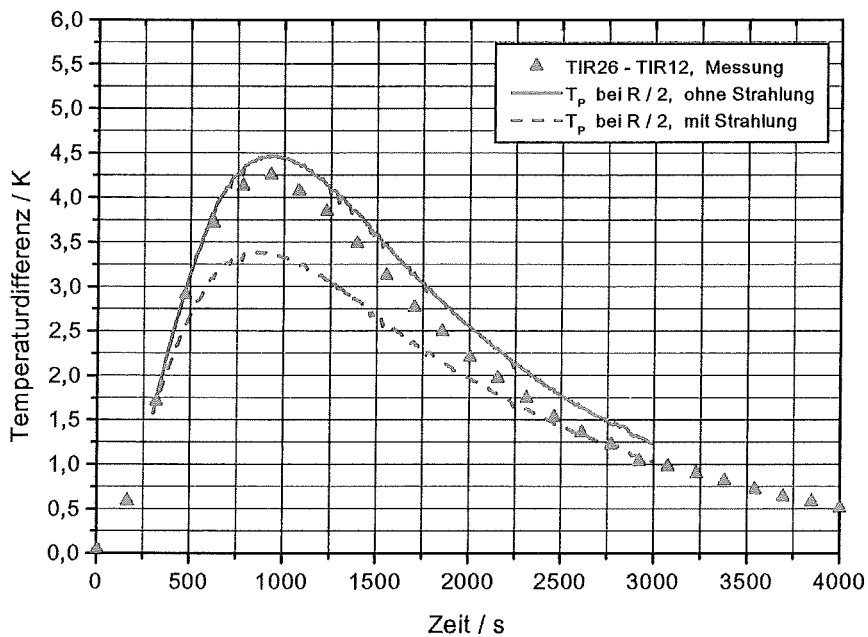


Abbildung 45: Vergleich der Temperaturdifferenz  $T_G - T_P$  von Theorie und Experiment für das Drahtkorbchen 3 bei der Aufheizung auf  $110^\circ\text{C}$  mit  $\dot{m} = 19\text{ kg/h}$  in einer Schüttung aus 4 kg Buchenholzwürfel

Die Abb. 46 und 47 geben die berechnete Partikeltemperatur eines Blähschiefer- und eines Buchenholzpartikels als Funktion des Partikelradius und der Zeit wieder.

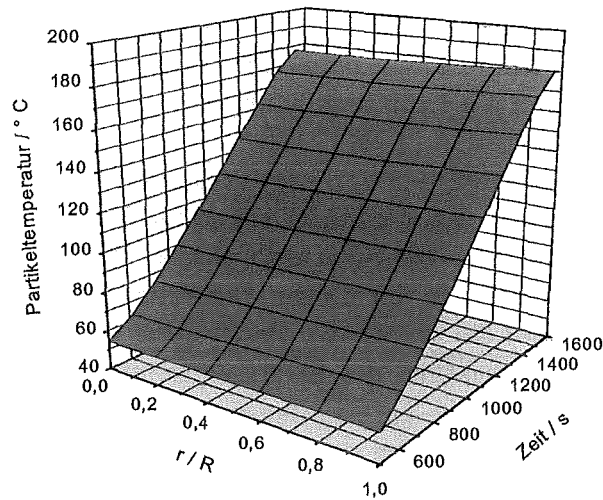


Abbildung 46: Berechnete Partikeltemperatur bei der Aufheizung auf 300 ° C mit  $m = 16$  kg / h in einer Schüttung aus 46kg Blähschiefer, ohne Strahlung

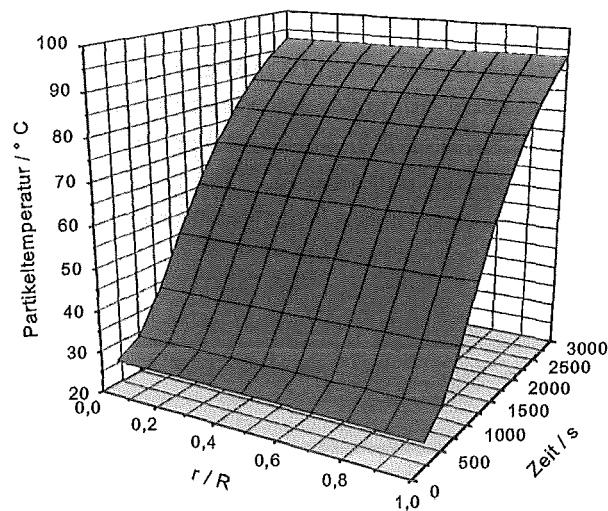


Abbildung 47: Berechnete Partikeltemperatur bei der Aufheizung auf 110 ° C mit  $m = 19$  kg / h in einer Schüttung aus 4 kg Buchenholzwürfel, ohne Strahlung

Die Aufheizung des Blähschiefers erfolgte im Experiment bis 300 ° C, jedoch wurde bei der Rechnung nur das Teilintervall betrachtet, bei dem der  $\alpha$  - Wert nahezu konstant blieb, vgl. Tab. 14. Die Aufheizung des Buchenholzes erfolgte bis 100 ° C. Bei beiden Rechnungen handelt es sich um rein konvektive Aufheizung, ohne Strahlung. Der Anstieg der Partikeltemperatur zum Partikelrand hin ist zu erkennen, was zeigt, daß der innere Wärmeübergang berücksichtigt werden müßte. Allerdings kann nicht davon ausgegangen werden, daß das Thermoelement im Partikel tatsächlich die Partikelmittentemperatur „sieht“, vielmehr handelt es sich um eine integrale Partikeltemperatur. Bei dieser Partikelgröße, d.h.  $d_p < 10$  mm beträgt der Unterschied von Oberflächentemperatur zu Partikelmittentemperatur ca. 2 K.



Für die Berechnung der Reaktionskinetik bei der Pyrolyse und bei der Verbrennung ist dieser Unterschied unerheblich, wenn man berücksichtigt, daß die Zersetzungsreaktionen oberhalb dem Temperaturniveau von 400 °C stattfinden. Für größere Partikel d.h.  $d_P \gg 10$  mm sollte der innere Wärmeübergang berücksichtigt und die Temperaturverteilung im Partikelinnern bestimmt werden. Das in Entwicklung befindliche Rechenprogramm TOSCA [2] sieht dies durch die Verwendung eines Partikelmodells zur Berechnung der Festbettverbrennung in einer Rostfeuerungsanlage vor.

Die in Abb. 46 und 47 dargestellten Temperaturprofile wurden ohne Berücksichtigung des Strahlungsaustausches zwischen Meßpartikel und Nachbarpartikeln berechnet. Unter dem Einfluß der Strahlung werden die Temperaturgradienten im Partikelinnern kleiner ( $< 2,5$  K /  $d_P$ ), jedoch ist dieses Resultat in der obigen Darstellung kaum sichtbar zu machen. Aus diesem Grund wurde hier auf die graphische Darstellung verzichtet.

Zusammenfassend ist hinsichtlich des Strahlungseinflusses folgendes festzustellen: Die Änderung der Temperaturdifferenz  $T_G - T_P$  beträgt unter dem Einfluß der Strahlung ca. 20 - 30 % der Werte ohne Strahlung. Der dabei zugrunde gelegte Temperaturunterschied von Partikel zur Nachbarumgebung von 30 K ist allerdings sehr hoch, so daß der Strahlungseinfluß eher überbewertet ist. Gegenüber dem konvektiven Wärmeübergang ist für den untersuchten Temperaturbereich  $T_G < 500$  °C die Strahlung von untergeordneter Bedeutung. Was die Bestimmung der absoluten Partikeltemperatur angeht, um chemische Reaktionen bei der Pyrolyse zu ermitteln, ist die Berücksichtigung der Strahlung nicht notwendig, da wenige Kelvin Temperaturänderung einen zu vernachlässigenden Einfluß auf die chemische Zersetzung haben, zumal das Temperaturniveau bei der Pyrolyse bei Temperaturen unterhalb 800 °C liegt.

Anders sind die Verhältnisse bei der Verbrennung des Feststoffes. Hier muß die Strahlung berücksichtigt werden, denn zum einen ist die Verbrennungstemperatur hoch ( $> 1000$  °C) zum andern können lokale Wärmequellen oder -senken zu einer hohen oder niedrigeren Umgebungstemperatur für das Einzelpartikel führen. Das treibende Temperaturgefälle ist damit um ein Vielfaches höher als bei den bisher durchgeführten Untersuchungen.

## 7 Zusammenfassung und Ausblick

Eine wichtige Größe zur Beschreibung der Transportvorgänge in gasdurchströmten Festbetten ist die Schüttporosität bzw. das Lückenvolumen der Schüttung. Durch die Bestimmung des Druckverlustes der Schüttung während der Durchströmung sowie des Gasmassendurchsatzes und der relevanten Stoffgrößen von Gas und Feststoff kann das Lückenvolumen bestimmt werden. Es zeigte sich, daß auch bei Temperaturänderungen die Ergebnisse der „kalten“ Versuche als Kalibrierkurven verwendet werden können. Die Abweichungen der Meßwerte von der Ergun - Geraden sind in der Abweichung der Partikelform von der Kugelgeometrie sowie in Inhomogenitäten des Lückenvolumens im Festbett zu suchen. Die beste Übereinstimmung von Messung und Theorie erhält man bei den Polypropylenpartikeln mit ihrer nahezu sphärischen Geometrie.

Zur Bestimmung des Wärmeübergangs in gasdurchströmten Feststoffschüttungen wurden lokale Messungen in Schüttungen aus Blähschieferpartikeln und Buchenholzwürfeln durchgeführt. Hierzu wurden jeweils drei Partikel innerhalb der Schüttungen mit Thermoelementen im Partikelinnern und im Gasraum nahe der Partikeloberfläche bestückt. Aus den so ermittelten Temperaturdifferenzen wurde unter bestimmten Annahmen der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  errechnet. Es zeigte sich, daß während der Aufheizung sich  $\alpha$  innerhalb eines begrenzten Zeitraumes nur geringfügig änderte. Die in der Literatur angegebenen Korrelationen von Nusseltzahl und Reynoldszahl konnten durch die lokalen Messungen für die Holzwürfel und für die Blähschieferpartikel bestätigt werden. Hierbei muß beachtet werden, daß auch die Ergebnisse anderer Autoren speziell im Bereich kleiner Reynoldszahlen einen großen Schwankungsbereich aufweisen. Axiale Dispersion und Ungleichförmigkeit der Durchströmung erschweren die genaue Ermittlung des Wärmeübergangs gasdurchströmter Festbette. Die statistische Auswertung der Meßergebnisse gibt den Streubereich des Wärmeübergangs wieder und sollte bei der theoretischen Beschreibung der Festbettaufheizung Berücksichtigung finden, da damit die Zufälligkeit der Partikelanordnung in einem Festbett besser beschrieben wird. Mit einem eindimensionalen Modell zur Aufheizung von Einzelpartikeln wurden die Meßwerte nachgerechnet. Die Übereinstimmung von Messung und Theorie war zufriedenstellend.

Zur Ermittlung des Stoffübergangs werden die in der Literatur angegebenen Korrelationen zwischen Wärme- und Stoffübergang Verwendung finden, so daß hier auf umfangreiche Meßreihen verzichtet werden kann. Die weiteren experimentellen Arbeiten an der PANTHA - Anlage werden sich der Pyrolyse der verschiedenen Komponenten des Referenzbrennstoffes zuwenden. Hierbei ist vor allem der zeitliche Verlauf der Massenabnahme in gasdurchströmten Feststoffschüttungen, sowie der Temperaturverlauf innerhalb des Festbetts von Interesse.

## 8 Danksagung

Mein Dank gilt all den Mitarbeitern und Kollegen, die mich vielfach unterstützten und damit zum Gelingen dieses Berichtes beitrugen.

Insbesondere danke ich den Praktikanten Frau Amandine Tupin und Herrn Nordin Kassi für die Durchführung der Messungen. Den technischen Mitarbeitern Herrn Laubscher, Herrn Prestel und Herrn Pawlak danke ich für Ihren Einsatz bei der Vor- und Nachbereitung und bei der Durchführung der Experimente. Ohne Ihre Mithilfe und Ihren Rat wäre das Zustandekommen der Meßergebnisse nicht möglich gewesen.

Weiterhin gilt mein Dank Herrn Frey für die Durchführung der FLUENT - Rechnungen.

Schließlich danke ich Herrn Dr. Krebs, Herrn Dr. Peters und Herrn Dr. Class für die Hinweise und Anregungen mit denen sie die Arbeit unterstützten. In vielen Diskussionen konnte ich Hilfe und Anregungen finden, die zum Erfolg der Messungen und Berechnungen führten.

## 9 Formelzeichen

### Lateinische Buchstaben

Symbol	Einheit	Beschreibung
A	m <sup>2</sup>	Oberfläche
a <sub>v</sub>	l / m	spezifische Oberfläche
Bi	-	Biotzahl $Bi = \frac{R \cdot \alpha}{\lambda} = \frac{\text{innerer Widerstand}}{\text{äußerer Widerstand}}$
c <sub>P</sub>	J / kg K	Wärmekapazität
c <sub>S</sub>	W / m <sup>2</sup> K	Strahlungszahl des schwarzen Körpers
D	m	Durchmesser der Schüttung
d <sub>P</sub>	m	Partikeldurchmesser
dr	m	differentieller Partikelradius
dt	s	differentielle Zeit
G <sub>0</sub>	kg m/s	$\rho \cdot w_0$
l	m	Länge / Höhe der Schüttung
$\tilde{M}$	g / mol	Molmasse
m <sub>P</sub>	kg	Partikelmasse
Nu <sub>dP</sub>	-	Nusseltzahl $Nu_{dP} = \frac{\alpha \cdot d_P}{\lambda_G}$
p	Pa	Druck
Pr	-	Prandlzahl $Pr = \nu / \kappa$
$\dot{q}$	W / m <sup>2</sup>	Wärmestrom / Flächeneinheit
$\tilde{R}$	J / mol K	universelle Gaskonstante
R	m	Partikelradius
Re <sub>0,dP</sub>	-	Reynoldszahl $Re_{0,dP} = \frac{w_0 \cdot d_P}{\nu_G}$
r	m	allg. Radius
T	K	Temperatur
t	s	Zeit
V	m <sup>3</sup>	Volumen
w <sub>0</sub>	m / s	Leerrohrgeschwindigkeit
x		$x = \frac{(1-\psi) \cdot \mu_G}{d_P \cdot G_0}$
y		$y = \frac{\Delta p \cdot \rho_G \cdot d_P \cdot \psi^3}{G_0 \cdot l \cdot (1-\psi)}$

### Griechische Buchstaben und mathematische Symbole

Symbol	Einheit	Beschreibung
α	W / m <sup>2</sup> K	Wärmeübergangskoeffizient Gas - Partikel
Δ	-	Differenz
λ	W / m K	Wärmeleitfähigkeit
κ	m <sup>2</sup> / s	Temperaturleitfähigkeit $\kappa = \lambda / (\rho \cdot c_P)$
μ	Pa s	dynamische Viskosität
ν	m <sup>2</sup> / s	kinematische Viskosität $\nu = \mu / \rho$
ρ	kg / m <sup>3</sup>	Dichte
ψ	-	Lückenvolumen $\psi = V_G / V_{ges}$
ϑ	° C	Celsiustemperatur
∂	-	partielle Ableitung

## Indizes

<b>Symbol</b>	<b>Beschreibung</b>
Anfang	Beginn der Aufheizung
Bett	ohne Korb
Ende	Ende der Aufheizung
exp	experimentell
F	Festbett
G	Gas
ges	gesamt
i	Ortsschritt
Korb	Körbchen berücksichtigt
korr	korrigiert
m	Mittel
min	Minimum
max	Maximum
n	Zeitschritt
neu	korrigiert unter Berücksichtigung der Körbchen
o	oben
P	Partikel
R	Rand
u	unten
W	Wand
0	Zeitpunkt $t = 0$ oder bezogen auf Leerrohr

## Literatur

- [1] Gupta N. S.; Chaube R. B. and Upadhyay S. N. Fluid - particle heat transfer in fixed and fluidized beds. *Chem. Eng. Sci.*, 29:839 – 843, 1974.
- [2] Peters B. Numerical simulation of devolatilization and combustion of waste material in packed beds. Technical Report KfK-Bericht-Nr. 3585, Forschungszentrum Karlsruhe, 1994.
- [3] Vortmeyer D. Packed bed thermal dispersion models and consistent sets of coefficients. *Chem. Eng. Process.*, 26:263 – 268, 1989.
- [4] Achenbach E. Heat transfer and pressure drop of pebble beds up to high reynolds number. In *7th Int. Heat Transf. Conf.*, pages 3 – 8, 1982.
- [5] Achenbach E. Heat and flow characteristics of packed beds. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 10:17–27, 1995.
- [6] Bird R. B.; Stewart W. E. and Lightfoot E. N. *Transport Phenomena*. John Wiley and Sons, Inc., 1960.
- [7] Khan J.A.; Beasley D. E. and Alatas B. Evaporation from a packed bed of porous particles into superheated vapor. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 34(1):267 – 280, 1991.
- [8] Scheidegger A. E. *The Physics of Flow Through Porous Media*. Univ. of Toronto Pr., 1972.
- [9] Tsotsas E. and E. U. Schlünder. Heat transfer in packed beds with fluid flow: Remarks on the meaning and the calculation of a heat transfer coefficient at the wall. *Chem. Eng. Sci.*, 45(4):819 – 837, 1990.
- [10] Tsotsas E. and E. U. Schlünder. Measurements of mass transfer between particles and gas in packed tubes at very low tube to particle ratios. *Wärme- und Stoffübertragung*, 25:245 – 256, 1990.
- [11] De Acetis J.; Thodos G. Mass and heat transfer in flow of gases through spherical packings. *Ind. - Engng. - Chem.*, 52:1003 – 1006, 1960.
- [12] Eckert E. R. G. and Drake R. M. Jr. *Heat and Mass Transfer*. McGraw - Hill Series in Mechanical Engineering, 1959.
- [13] Inaba H. and Fukuda T. Transient heat transfer behaviors in cylindrical porous beds at relatively large reynolds numbers. *Wärme- und Stoffübertragung*, 18:109 – 116, 1984.
- [14] Martin H. Low pectlet number particle - to fluid heat and mass transfer in packed beds. *Chem. Eng. Sci.*, 33:913 – 919, 1978.
- [15] M. L. Hunt and C. L. Tien. Non - darcian convection in cylindrical packed beds. *Journal of Heat Transfer*, 110:378 – 385, 1988.
- [16] Gunn D. J. and De Souza J. F. C. Heat transfer and axial dispersion in packed beds. *Chem. Eng. Sci.*, 29:1363 – 1371, 1974.
- [17] Satterfield C. N. and Resnick H. Simultaneous heat and mass transfer in a diffusion-controlled chemical reaction. *Chem. Eng. Pro.*, 50(10):504 – 510, 1954.

- [18] Wakao N. and Kaguei S. *Heat and Mass Transfer in Packed Beds*. Gordon and Breach Science Publishers, 1982.
- [19] Landolt H.; Boernstein R. *Zahlenwerte und Funktionen Aus Naturwissenschaft und Technik*, volume 4. Springer, 6 edition.
- [20] Ergun S. Fluid flow through packed columns. *Chem. Eng. Prog.*, 48:89 – 94, 1952.
- [21] Gupta A. S. and Thodos G. Mass and heat transfer in the flow of fluids through fixed and fluidized beds of spherical particles. *A.I.Ch.E. Journal*, 8(5):608 – 610, 1962.
- [22] Touloukian Y. S. and Buyco E. H. *Thermophysical Properties of Matter*, volume 5, Specific heat. Nonmetallic solids. New York u.a.: IFI/Plenum, 1970.
- [23] Vortmeyer D.; Le Mong S. Ein Verfahren zur Messung von Wärmetübergangszahlen in durchströmten Schüttungen bei Reynoldszahlen  $Re < 200$ . *Verfahrenstechnik*, 10(10):650 – 655, 1976.
- [24] Wakao N.; Kaguei S. and Funazkri T. Effect of fluid dispersion coefficients on particle - to - fluid heat transfer coefficients in packed beds. *Chem. Eng. Sci.*, 34:325 – 336, 1979.
- [25] S. L. Soo. *Fluid Dynamics of Multiphase Systems*. Blaisdell Publishing Company, Waltham, Massachusetts - Toronto - London, 1967.
- [26] Inaba H.; Fukuda T. and Saito H. Transient behavior of heat removal from a cylindrical heat storage vessel packed with spherical porous particles. *Wärme- und Stoffübertragung*, 22:325 – 333, 1988.
- [27] Schlünder E. U. Über den Mechanismus der Stoffübertragung in Kontaktapparaten. *Verfahrenstechnik*, 10(10):645 – 650, 1976.
- [28] Schlünder E. U. *Einführung in die Wärmeübertragung*. Vieweg, Braunschweig, 1986.
- [29] Gnielinski V. Gleichungen zur Berechnung des Wärme- und Stoffaustausches in durchströmten ruhenden Kugelschüttungen bei mittleren und großen Pecletzahlen. *Verfahrenstechnik*, 12(6):63 – 366, 1978.
- [30] K. Vafai and M. Sozen. Analysis of energy and momentum transport for fluid flow through a porous bed. *Journal of Heat Transfer*, 112:690 – 699, 1990.
- [31] VDI - Wärmeatlas 8. Auflage. 1997.