

KfK 3682
Februar 1984
(1. Ex.)

Zweiphasenströmung in Kugelschüttungen

T. Schulenberg, U. Müller
Institut für Reaktorbauelemente
Projekt Schneller Brüter

Kernforschungszentrum Karlsruhe

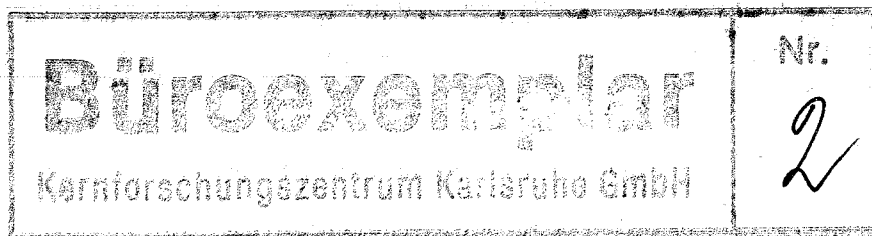
Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Zentralbibliothek

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Reaktorbauelemente
Projekt Schneller Brüter

KfK 3682

Zweiphasenströmung in Kugelschüttungen

T. Schulenberg, U. Müller



Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Zentralbibliothek

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Zur verbesserten Beschreibung einer Zweiphasenströmung in einer Kugelschüttung werden die Impulsgleichungen für die jeweiligen Phasen gegenüber früheren Modellen dahingehend erweitert, daß die Reibung zwischen Gas und Flüssigkeitsphase in Schüttbetten aus groben Partikeln und Bettlockerungen in Schüttbetten aus feinen Partikeln erfaßt werden. In diesem Modell wird die Impulsbilanz durch separate Gleichungen für beide Phasen beschrieben, die durch empirische Beziehungen für die Wandreibung und die Wechselwirkung der beiden Phasen miteinander geschlossen werden. Das erweiterte Modell wird sodann auf eine vertikale, stationäre Strömung aus Dampf und Flüssigkeit in einem volumetrisch geheizten Schüttbett aus gleichen Partikeln angewandt, das mit siedender Flüssigkeit überschichtet ist und dessen Boden adiabat ist. Für den Fall feiner Partikel wird der Boden ferner als geschlossen betrachtet, während im Fall grober Partikel auch der Einfluß eines permeablen Bodens diskutiert wird.

Two-phase flow in beds of spherical particles

Abstract

A refined model for two-phase flow in beds of uniform spherical particles is presented. It includes the influence of interfacial drag forces between liquid and gas, which are important in beds of coarse particles, and an increase of porosity due to vapour channels or similar irreversible bed disturbances, which occur in beds of fine particles. The model is based on the momentum equations for separated flow, which are closed with empirical relations for wall shear stress and interfacial drag. To improve this model it is applied to volumetrically heated beds on an adiabatic bottom, which are saturated and superimposed with a boiling liquid. In case of fine particles only an impermeable bottom is considered, whereas in case of coarse particles also beds on a permeable support are discussed.

Inhaltsverzeichnis

Seite

1.	Einleitung	1
2.	Wärmeabfuhr aus siedenden Schüttbetten	2
2.1	Stand der Modellentwicklung	3
2.2	Problemstellung	7
3.	Grenzfall der großen Partikel oder der tiefen Betten	11
3.1	Lösungen für ein von oben gespeistes Bett mit adiabatem Boden	21
3.2	Lösungen für ein von unten gespeistes Bett	24
4.	Grenzfall der kleinen Partikel	29
5.	Das allgemeine Modell	43
6.	Zusammenfassung	47
	Nomenklatur	48
	Literaturverzeichnis	50

1. Einleitung

Obwohl ein Kernschmelzenunfall in einem Leichtwasserreaktor oder in einem schnellen Brutreaktor nur eine äußerst geringe Eintrittswahrscheinlichkeit besitzt, ist die Untersuchung der Folgen solcher Unfälle aus Sicherheitsgründen von großer Wichtigkeit.

Als Folge eines schweren Kernschmelzenunfalles werden der geschmolzene Brennstoff und geschmolzene Strukturmaterialien beim Wiederbenetzen der Kühlflüssigkeit in einer heftigen Reaktion zu feinen Partikeln fragmentiert, wieder abgekühlt und verfestigt. Diese Partikel setzen sich in Form von Schüttbetten innerhalb der noch vorhandenen Kernstrukturen oder auf Kernrückhaltevorrichtungen im unteren Plenum ab. Sie sind zunächst vom Kühlmedium gesättigt, werden jedoch von der Nachzerfallswärme der Spaltprodukte weiterhin geheizt, so daß, abgesehen von flachen Schüttungen, die Siedetemperatur der Kühlflüssigkeit im Schüttbett erreicht wird. In diesem Fall kann sich ein stationärer, zweiphasiger Konvektionszustand im Schüttbett einstellen, solange ebensoviel Flüssigkeit verdampft, wie über die Ränder nachfließt. Überschreitet jedoch der Wärmestrom über die äußeren Ränder einen bestimmten kritischen Wert, den s.g. Dryout-Wärmestrom, so wird sich der Dampf überhitzen. Eine ausreichende Kühlung ist dann nicht mehr gewährleistet und zumindest ein Teil der Partikel kann erneut schmelzen. Der erneute Aufschmelzvorgang birgt die Gefahr einer Schadenspropagation in sich /1/.

Es werden daher Zweiphasen-Konvektionsmodelle beschrieben, die es erlauben, den Dryout-Wärmestrom eines siedenden Schüttbettes in Abhängigkeit von den Eigenschaften des Bettes, der Kühlflüssigkeit sowie von den äußeren Randbedingungen anzugeben.

2. Wärmeabfuhr aus siedenden Schüttbetten

Abhängig von den kinematischen Randbedingungen werden zwei Typen von Schüttbetten unterschieden: Schüttbetten, die auf einer geschlossenen Unterlage ruhen (z. B. auf einer Kernrückhalte-Vorrichtung), werden als von oben gespeiste Betten bezeichnet; Schüttbetten, die auf einer permeablen Unterlage liegen (z.B. auf Gitterabstandshaltern in zum Teil zerstörten Brennelementen), können von zwei Seiten Zufluß von Kühlflüssigkeit erhalten. Sie werden als von unten gespeiste Betten bezeichnet.

Größe und Form der entstehenden Partikel ist abhängig von der Intensität der Reaktion der Schmelze mit der Kühlflüssigkeit. Es entstehen i. a. Partikel in einem Größenspektrum von ca. 0,1 bis 0,8 mm in Brennstoff-Natriumreaktionen, die im Falle eines Kernschmelzenunfalles bei einem schnellen Brutreaktor zu erwarten wäre. Je nach Heftigkeit der Reaktion ist die Form der Partikel eckig oder abgerundet, jedoch i. a. nicht kugelförmig /3/. Im Verlauf eines schweren hypothetischen Unfalls mit Kernzerstörung bei Leichtwasserreaktoren entstehen Partikel von unregelmäßiger Form. Sie erreichen eine Größe von 1 bis 3 mm bei einer thermochemischen Zerstörung der Brennstäbe. Sie sind jedoch z. T. auch kleiner als 0,1 mm, wenn eine hydrodynamische Fragmentierung von geschmolzenem Kernmaterial im Laufe des Unfalls auftritt /4/.

Um die Modellentwicklung zur Beschreibung der zweiphasig-konvektiven Wärmeabfuhr zu erleichtern, wurden bisher überwiegend Experimente mit kugelförmigen Partikeln von jeweils nahezu gleicher Größe durchgeführt /8, 11-14, 16-18, 21-23/. Dadurch wurden die Schüttbetten stark idealisiert. Derartige Modellexperimente haben den Vorzug, weitgehend reproduzierbar und untereinander vergleichbar zu sein. Sie gestatten, detailliertere Modelle zur Zweiphasenströmung in solchen Schüttbetten zu formulieren. Es wurden daher zunächst Modelle entwickelt, die sich ausschließlich auf Kugelschüttungen beziehen. Um diese Modelle auf die Vorgänge in reaktortypischen Schüttbetten anwenden zu können, müssen allerdings eine Reihe von empirischen Konstanten festgelegt werden. Auf diese wird im einzelnen noch hingewiesen.

2.1 Stand der Modellentwicklung

Ein Überblick über ältere Modelle ist bei Bear /5/ und Scheidegger /6/ zu finden. Im folgende werden diese Modelle und die bisher bekannten Weiterentwicklungen daraus kurz zusammengefaßt und erläutert.

Der Druckverlust einer einphasigen Strömung in einem Schüttbett aus beliebigen Partikeln wurde von Darcy 1856 formuliert. Nach Darcy gilt:

$$\text{grad } p + \frac{\mu}{K} \vec{v} + \rho g \vec{e}_z = 0, \quad (1)$$

mit p - Druck, ρ - Dichte, g - Erdbeschleunigung, \vec{e}_z - vertikaler Einheitsvektor, μ - Zähigkeit, \vec{v} - Leerrohrgeschwindigkeit, d.h. Volumenstrom der Flüssigkeit bezogen auf den Gesamtquerschnitt aus Partikeln und Leerraum, K - Permeabilität.

Für den speziellen Fall einer homogenen Kugelschüttung korrelieren Carman und Kozeny (1937) die Permeabilität K durch die Beziehung

$$K = \frac{d^2}{180} \frac{\epsilon^3}{(1-\epsilon)^2}, \quad (2)$$

mit d - Partikeldurchmesser, ϵ - Porosität, d.h. relativer Leerraum der Schüttung.

Bei einer inhomogenen Verteilung der Kugeln oder in Schüttungen aus nicht kugelförmigen Partikeln ist die Permeabilität größer /7/, in Mischungen aus Partikeln unterschiedlicher Größe ist die Permeabilität kleiner als durch die Beziehung (2) mit einem mittleren Partikeldurchmesser berechnet wird /8/.

Das Gesetz von Darcy gilt nur für eine laminare Strömung. Bei höherer Geschwindigkeit entsteht jedoch ein kontinuierlicher Übergang von einer laminaren zu einer turbulenten Strömung. Diesen Effekt hat Ergun (1952) formuliert. Nach Ergun gilt für diesen Fall die Relation:

$$\text{grad } p + \rho g \vec{e}_z + \frac{\mu}{K} \vec{v} + \frac{\rho}{\eta} \vec{v} |\vec{v}| = 0. \quad (3)$$

Weiterhin hat Ergun die Relation (2) von Carman und Kozeny korrigiert. Ergun gibt an, daß

$$K = \frac{d^2}{150} \frac{\epsilon^3}{(1-\epsilon)^2}. \quad (4)$$

Ebenso formuliert er eine entsprechende Relation für die Passabilität η einer homogenen Kugelschüttung:

$$\eta = \frac{d}{1.75} \frac{\epsilon^3}{1-\epsilon}. \quad (5)$$

Den Druckverlust in einer laminaren Zweiphasenströmung im Schüttbett wurde erstmals von Muskat (1973) /6/ berechnet, indem er das Darcy-Gesetz auf jede Phase einzeln anwendet. Die entsprechenden Gleichungen lauten:

$$\text{grad } p_f + \rho_f g \vec{e}_z + \frac{\mu_f}{KK_f} \vec{v}_f = 0, \quad (6)$$

$$\text{grad } p_g + \rho_g g \vec{e}_z + \frac{\mu_g}{KK_g} \vec{v}_g = 0. \quad (7)$$

Hier bezeichnet der Index f die Flüssigkeit, der Index g Gas oder Dampf. Die Geschwindigkeiten v_f und v_g sind wiederum Leerrohrgeschwindigkeiten, also die Volumenströme der einzelnen Phasen, bezogen und auf den gesamten Querschnitt aus Partikeln, Flüssigkeit und Dampf. K ist die Permeabilität der einphasigen Strömung, für homogene Kugelschüttungen also nach Gl. (4). K_f und K_g sind dimensionslose Zweiphasenmultiplikatoren. Sie werden als relative Permeabilitäten bezeichnet. Diese sind im wesentlichen nur abhängig von der Partikelform und von der effektiven Sättigung s. Dabei ist die Sättigung durch die Beziehung

$$s = \frac{s^* - s_0}{1 - s_0} \quad (8)$$

definiert; s^* - vollständige Sättigung (relatives Flüssigkeitsvolumen im Leerraum zwischen den Partikeln), s_0 - Restsättigung.

Die Restsättigung ist hier derjenige Flüssigkeitsanteil, der infolge der Kapillarkräfte, unbeweglich zwischen den Partikeln bestehen bleibt und nur durch Verdampfen reduziert werden kann, wenn ein ursprünglich mit Flüssigkeit gefülltes Bett drainiert wird. Er wird durch Gleichung (8) formal den Partikeln zugeordnet.

Bedingt durch Kapillarkräfte herrscht in der Gasphase ein höherer Druck als in der Flüssigkeit. Leverett (1941) /9/ formulierte diesen Druck zu

$$p_g - p_f = \sigma \sqrt{\frac{\epsilon}{K}} J(s), \quad (9)$$

mit σ als Kapillaritätskonstante.

Die Leverett-Funktion J ist eine Funktion der effektiven Sättigung s und ist ebenfalls von der Partikelform abhängig. Sie ist ferner abhängig davon, ob Flüssigkeit oder Gas in das Bett eindringt, ob also ein Benetzungsvorgang oder eine Drainage vorliegt.

Das Gleichungssystem für die zweiphasige Strömung wird vollständig, wenn die Bilanzgleichung für die Masse

$$\epsilon(1-s_o) \frac{\partial}{\partial t} (\rho_f s + \rho_g (1-s)) + \text{div}(\rho_f \vec{v}_f + \rho_g \vec{v}_g) = 0 \quad (10)$$

und bei geheizten Schüttbetten die Bilanzgleichung für die Energie

$$\epsilon(1-s_o) \frac{\partial}{\partial t} (\rho_g (1-s)) + \text{div}(\rho_g \vec{v}_g) = Q/h_{fg} \quad (11)$$

hinzugezogen wird. Dabei ist Q die volumetrische Heizleistung und h_{fg} die Verdampfungsenthalpie. Die Gleichungen (10) und (11) sind unabhängig von der Partikelform.

Die empirischen Funktionen $J(s)$, $K_f(s)$, $K_g(s)$ wurden von Brooks und Corey (1966) /10/ für Kugeln sowie für einige Sände und für Lehm experimentell bestimmt. Abgesehen von Sättigungen nahe eins,

konnten sie die Leverett-Funktion parametrisieren. Sie geben die Beziehung

$$J(s) = \frac{A}{s^\alpha} \quad (12)$$

an, wobei die Konstanten A und α für homogene Kugelschüttungen zu $A \approx 0,4$, $\alpha = 0,14$ ermittelt wurden. Für nicht kugelförmige Partikel ist der Wert für α zum Teil erheblich größer. Neuere Messungen von Shires und Stevens /11/ ergaben für A den Wert $A = 0,32$.

Brooks und Corey geben ein Modell an, mit dem sich die relativen Permeabilitäten aus der Leverett-Funktion berechnen lassen. Ihr Ergebnis lautet:

$$K_f = s^{2\alpha+3} \quad (13)$$

$$K_g = (1-s)^2 (1-s^{2\alpha+1}) \quad (14)$$

Da bei Kugelschüttungen der Wert von α klein ist, läßt sich in diesem Fall näherungsweise auch annehmen, daß

$$K_f = s^3 \quad (15)$$

$$K_g = (1-s)^3 \quad (16)$$

gilt.

Die relative Permeabilität setzt sich zum einen zusammen aus einem Anteil s bzw. $(1-s)$, der die Umrechnung der Leerrohrgeschwindigkeiten v_f und v_g in die Sicker-Geschwindigkeiten jeder Phase bei separater Strömung enthält. Diese sind als $u_f = v_f/s$ bzw. $u_g = v_g/(1-s)$ definiert. Ferner enthält die relative Permeabilität einen Anteil aus einer Verwindung des Strömungsweges jeder Phase, den Brooks und Corey angeben als

$$T_f = s^2, \quad T_g = (1-s)^2 \quad (17)$$

Diese Abschätzung begründet einen Exponenten nahe 3.

Das laminare Zweiphasenmodell wurde erfolgreich in Bereichen der Geologie oder der Bodenmechanik angewandt. Da bei den hier im Rahmen der Reaktorsicherheit betrachteten Schüttbetten (insbesondere für den Fall der LWR) höhere Geschwindigkeiten erreicht werden, ergänzte Lipinski (1981) /12/ die Impulsbilanzgleichung (6) und (7) um einen turbulenten Anteil, entsprechend der Ergun-Gleichung (3). Er setzt:

$$\text{grad } p_f + \rho_f g \vec{e}_z + \frac{\mu_f}{KK_f} \vec{v}_f + \frac{\rho_f}{\eta \eta_f} \vec{v}_f |\vec{v}_f| = 0, \quad (18)$$

$$\text{grad } p_g + \rho_g g \vec{e}_z + \frac{\mu_g}{KK_g} \vec{v}_g + \frac{\rho_g}{\eta \eta_g} \vec{v}_g |\vec{v}_g| = 0, \quad (19)$$

wobei er als relative Permeabilitäten die Näherung Gl. (15) und (16) verwendet. Die Passabilität setzt sich zusammen aus der Passabilität η der einphasigen Strömung, Gl. (15) und einer relativen Passabilität η_f bzw. η_g , die Lipinski als

$$\eta_f = s^3, \quad (20)$$

$$\eta_g = (1-s)^3 \quad (21)$$

annimmt. Diese Funktionen sind jedoch bisher nicht experimentell bestätigt worden. Das Zweiphasenmodell von Lipinski ist ebenfalls durch die Gleichungen (9), (10) und (11) zu vervollständigen.

2.2 Problemstellung

Die turbulente Erweiterung der Impulsgleichungen nach Lipinski /12/ verbesserte das Zweiphasenmodell bereits entscheidend, jedoch können immer noch einige wichtige Phänomene nicht erfaßt werden. Es waren noch folgende offene Probleme abzuklären:

- a) Bei großen Partikeln (größer als ca. 2 mm) wird der Dryout-Wärmestrom eines Schüttbettes auf adiabater, geschlossener Unterlage um ca. 20 - 40 % zu groß berechnet /8, 13, 14/. Ferner liegt in einem solchen Schüttbett die Stelle, an der das Bett erstmals austrocknet, tiefer, als die mit den Ansätzen von Lipinski berechnete /25/. Beide Beobachtungen deuten dar-

auf hin, daß die relative Passabilität von Lipinski zu groß gewählt wurde.

Setzt man, analog zur laminaren Strömung, die relative Passabilität multiplikativ zusammen aus einem Anteil s^2 bzw. $(1-s)^2$, der die Umrechnung der (quadratischen) Leerrohrgeschwindigkeiten auf die Sicker-Geschwindigkeiten bei separater Strömung enthält, und aus der gleichen Verwindung wie bei laminarer Strömung, so erhält man

$$\eta_f = s^4, \quad (22)$$

$$\eta_g = (1-s)^4, \quad (23)$$

und damit einen höheren Exponenten als den von Lipinski angenommenen. Diese im Wert höheren Exponenten werden auch durch einen Vergleich mit Zweiphasemultiplikatoren nach Lockhart und Martinelli /15/ für die laminare bzw. turbulente Zweiphasenströmung im Rohr nahegelegt. Dort sind die Zweiphasenmultiplikatoren bei turbulenter Strömung größer als bei laminarer. Vergleicht man sie mit dem reziproken Wert der relativen Passabilitäten bzw. Permeabilitäten, so müßte die relative Passabilität bei gleicher Sättigung kleiner sein als die relative Permeabilität.

- b) In einem von unten gespeisten Bett, das ringsum von Flüssigkeit umgeben ist (Abb. 1), wird durch den aufsteigenden Dampf eine Zirkulationsströmung der Flüssigkeit durch den umgebenden Ringraum induziert, die zu einem weit höheren Flüssigkeitseintritt am Boden des Schüttbettes führt, als mit dem Modell von Lipinski /12/ berechnet wird /13/. Dieses Phänomen tritt nur bei großen Partikeln auf, nicht jedoch bei kleinen Partikeln /21/. Wie schon von Tutu et al. /26/ angedeutet, ist der Grund dafür eine Wechselwirkung zwischen Dampf und Flüssigkeit, die zumindest bei groben Partikeln eine vergleichbare Größenordnung erreichen wie die Reibungskräfte der einzelnen Phasen mit dem Schüttbett. Eine derartige Wechselwirkung ist in den Impuls-Bilanzen (18) und (19) nach Lipinski nicht enthalten.

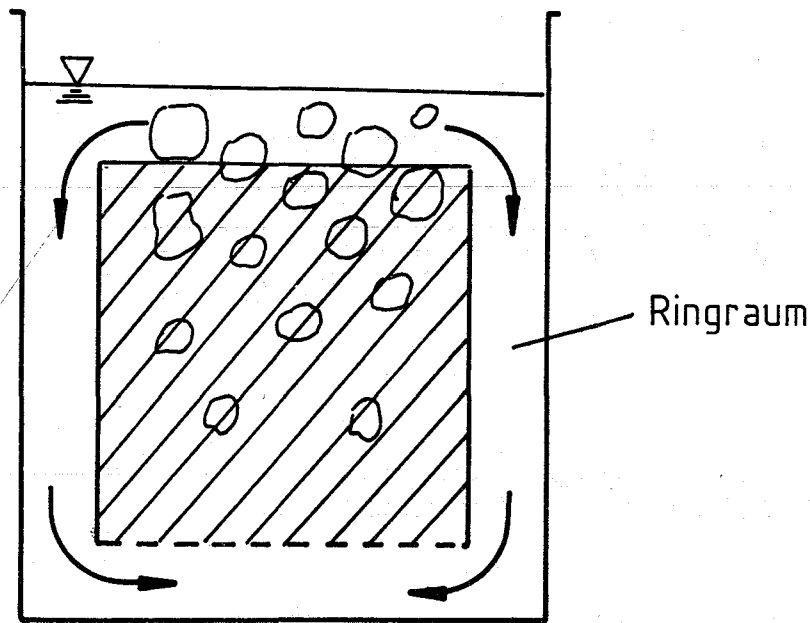


Abb. 1: Zirkulationsströmung um ein von unten gespeistes Bett

c) Ein flaches Bett aus feinen Partikeln wird durch den aufsteigenden Dampf gelockert. Es entstehen Dampfkanäle von stationärem oder instationärem Charakter (Abb. 2) oder gegebenenfalls auch eine homogene Lockerung. Die Lockerung kann spontan durch Entspannungsverdampfung entstehen oder aber sie nimmt während einer Meßreihe kontinuierlich zu, bis ein Maximalwert erreicht wird /16,17/.

Aus einer Bilanz von Kaillarkräften und Bettgewicht berechneten Jones et al. /18/ die mittlere Länge der Dampfkanäle als

$$l_c = \frac{6\sigma}{(\rho_p - \rho_f)g\epsilon d} \quad (24)$$

mit ρ_p - Dichte der Partikel.

Lipinski /12/ benutzt eine modifizierte Form dieser Dampfkanallänge. Sie hat die Form /12/

$$l_c = \sqrt{150} \cos\theta \cdot J(s) \frac{\sigma}{(\rho_p - \rho_f)g\epsilon d} \quad (25)$$

mit θ - Benetzungswinkel, $J(s)$ - Leverett-Funktion.

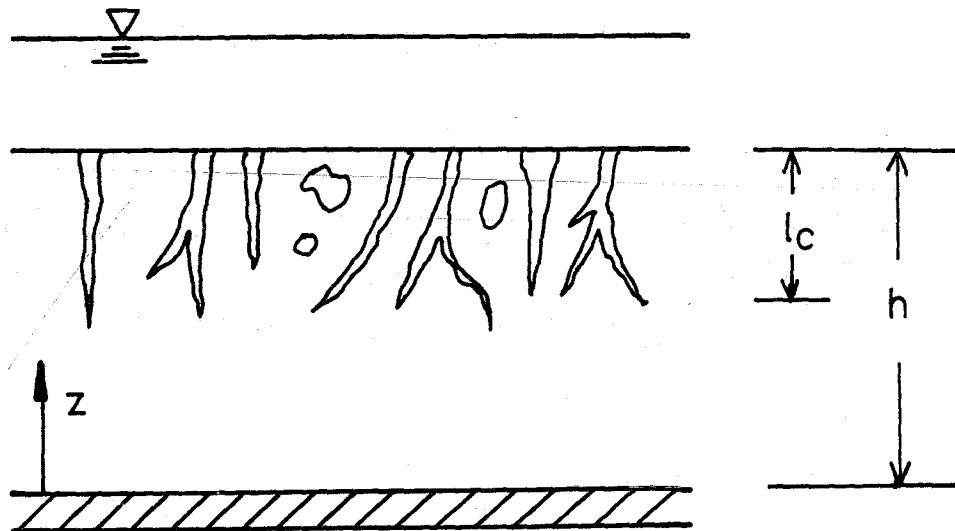


Abb. 2: Bettlockerung durch Umstrukturierung

Unter der stark vereinfachenden Annahme, daß der Widerstand von Flüssigkeit und Dampf im Bereich der Dampfkanäle vernachlässigbar ist, beschränkt Lipinski sein Modell auf den ungelockerten Bereich und berechnet so auch den Dryout-Wärmestrom gelockerter Betten. Dieses Modell wird fehlerhaft, wenn die Dampfkanallänge die halbe Betthöhe überschreitet. Ferner läßt sich die kontinuierliche Zunahme der Betterosion nicht erklären, solange, wie von Jones et al. /18/ vorgeschlagen wurde, Kapillarkräfte als einziger Lockerungsmechanismus betrachtet werden.

In Erweiterung des Lipinski-Modells sollte der Widerstand von Flüssigkeit und Dampf im Bereich der Dampfkanäle mit berücksichtigt werden. Dazu ist eine quantitative Größe für das Ausmaß der Betterosion bei gegebener Dampfkanaltiefe erforderlich. Diese Größe kann sich nicht allein aus der Bilanz aus Kapillarkräften und Gravitationskräften ergeben; es muß vielmehr physikalisch die Möglichkeit bestehen, daß die Größe während des Siedens zunimmt.

Da die Probleme a) und b) weitgehend unabhängig sind vom Problem c), können die hier beabsichtigten Erweiterungen des Lipinski-Modells anhand von zwei Grenzfällen diskutiert werden. Es sind dies:

1. der Grenzfall der großen Partikel oder der tiefen Betten: hier ist der Druckunterschied zwischen Gas und Flüssigkeit sowie die Betterosion vernachlässigbar.
2. der Grenzfall der kleinen Partikel: hier ist der turbulente Anteil in den Druckbilanzen sowie die Reibung zwischen den Phasen vernachlässigbar.

Die Anwendungsbereiche dieser Grenzfälle werden in Abschnitt 5 quantitativ angegeben. Aus den genannten Grenzfällen läßt sich dann leicht ein allgemeines Modell zusammensetzen.

Die folgenden Rechnungen beschränken sich auf

- eine eindimensionale, vertikale Strömung,
- eine gleichförmige, volumetrische Heizleistung,
- Schüttbetten aus gleichgroßen Partikeln, sowie auf
- stationäre Zustände.

In diesem Fall vereinfachen sich die Kontinuitätsgleichung (10) und die Energiegleichung (11) auf

$$\rho_f v_f + \rho_g v_g = \rho_f v_{fo} + \rho_g v_{go}, \quad (26)$$

$$\rho_g v_g = \frac{Qz}{h_{fg}} + \rho_g v_{go}, \quad (27)$$

wobei die Integrationskonstanten v_{go} und v_{fo} die Leerrohrgeschwindigkeiten von Dampf bzw. Flüssigkeit bei $z = 0$, also am Boden des Schüttbettes bezeichnen.

3. Grenzfall der großen Partikel oder der tiefen Betten

Um eine Wechselwirkung zwischen beiden Phasen mit in die Impulsgleichungen einzubeziehen, wurden die Impulsgleichungen von Lipinski /12/ durch einen Ansatz von Wallis /19/ erweitert. Unter Vernachlässigung des Druckunterschieds zwischen Gas und Flüssigkeit wird angenommen, daß

$$\frac{\partial p}{\partial z} + \rho_f g + \frac{\mu_f}{KK_f} v_f + \frac{\rho_f}{\eta \eta_f} v_f |v_f| - \frac{F_{fg}}{s} = 0, \quad (28)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} + \rho_g g + \frac{\mu_g}{KK_g} v_g + \frac{\rho_g}{\eta \eta_g} v_g |v_g| + \frac{F_{fg}}{1-s} = 0, \quad (29)$$

wobei F_{fg} die Reibungskraft zwischen den Phasen je Volumenanteil des Gesamtvolumens bezeichnet. Wird Gleichung (28) mit s und Gleichung (29) mit $1-s$ multipliziert, und werden beide Gleichungen addiert, so erhält man die Impulsgleichung des Gemischs aus Flüssigkeit und Gas. Der Ansatz für die Reibung zwischen den Phasen erfüllt die Forderung, daß F_{fg} in dieser Gleichung nicht mehr erscheint.

Die Reibungskraft F_{fg} kann nur mit Hilfe der folgenden vier maßgeblichen Kräfte modelliert werden. In Betracht kommen:

- der Auftrieb der Gasphase in der Flüssigkeit $(\rho_f - \rho_g)g$,
- die Zähigkeit der mit der Relativgeschwindigkeit $(u_g - u_f)$ bewegten Flüssigkeit,

$$\frac{\mu_f}{K} \left(\frac{v_g}{1-s} - \frac{v_f}{s} \right),$$

- die Trägheit der mit der Relativgeschwindigkeit $(u_g - u_f)$ bewegten Flüssigkeit,

$$\frac{\rho_f}{\eta} \left(\frac{v_g}{1-s} - \frac{v_f}{s} \right)^2$$

- sowie die Kapillarkräfte

$$\sigma/K.$$

(30)

Die Zähigkeit und die Trägheit des Gases sind im Vergleich zu diesen Kräften sehr klein. Die Relativgeschwindigkeit kann durch die Leerrohrgeschwindigkeiten als

$$u_g - u_f = \frac{V_g}{1-s} - \frac{V_f}{s} \quad (31)$$

ausgedrückt werden.

Da eine stark bewegte Flüssig-Gas-Oberfläche und damit ein erhöhter Impulsaustausch zwischen den Phasen nur bei großen Partikeln

beobachtet wurde, ist anzunehmen, daß die zu modellierende Reibung zwischen den Phasen durch die Trägheit der Flüssigkeit verursacht wird. Kapillarkräfte erzwingen andererseits einen Übergang von einer dispersen Strömung zu einer separaten Strömung und reduzieren somit den Impulsaustausch zwischen den Phasen.

Die Reibung der Flüssigkeit kann zum einen bei einer dispersen Strömung, die bei hohen Sättigungen zu erwarten ist, die Geschwindigkeit aufsteigender Blasen reduzieren und somit den Impulsaustausch erhöhen. Zum anderen kann sie bei niedrigeren Sättigungen eine separate Strömung stabilisieren und somit den Impulsaustausch reduzieren. Diese beiden Effekte sind gegenläufig. Es wird erwartet, daß sie sich bei mittleren Sättigungen kompensieren.

Um in einem ersten Ansatz nur den wichtigsten Parameter in ein Modell für die Reibung F_{fg} einzubeziehen, wurde F_{fg} , skaliert mit der Auftriebskraft, als das Verhältnis von Trägheitskräften zu Kapillarkräften ausgedrückt.

Man erhält so

$$\frac{F_{fg}}{(\rho_f - \rho_g)g} = W(s) \frac{\rho_f K}{\eta \sigma} \left(\frac{v_g}{1-s} - \frac{v_f}{s} \right)^2 \quad (32)$$

also eine quadratische Abhängigkeit von der Relativgeschwindigkeit.

Die dimensionslose Funktion $W(s)$ enthält den Einfluß der Sättigung auf den Impulsaustausch. Um einen kontinuierlichen Übergang zur einphasigen Strömung zu erhalten, bei der kein Impulsaustausch existiert, muß $W(s)$ für $s=0$ und $s=1$ null sein. Ferner wurde bei kleinen Sättigungen eine separate Strömung beobachtet /13/, woraus geschlossen werden kann, daß $W(s)$ in diesem Bereich klein sein muß. Der Ansatz

$$W(s) = W_0 s^m (1-s) \quad (33)$$

mit den empirischen Konstanten W_0 und m erfüllt diese Forderungen. Ebenfalls eine quadratische Abhängigkeit erzielten Tutu et al. /26/, die einen Ansatz für F_{fg} aus einem Modell zur Blasenströmung im Rohr herleiteten. Tutu et al. vermuteten jedoch einen geringeren Einfluß der Kapillarkräfte.

Experimentelle Bestimmung der empirischen Funktionen

Die Funktion $W(s)$ und die relativen Passabilitäten $\eta_f(s)$ und $\eta_g(s)$ können nur experimentell bestimmt werden. Zu diesem Zweck wurden die in Abb. 3 skizzierte Meßstrecke entwickelt, mit der der Druckabfall und die Sättigung einer Zweiphasenströmung in einem ungeheizten Schüttbett gemessen werden konnte. Dieses Schüttbett bestand aus Glaskugeln mit einem mittleren Durchmesser von 3 bzw. 7 mm in einem vertikalen Plexiglasrohr mit 110 mm Innendurchmesser und einer Länge von 1 m. Um Fluidisieren zu vermeiden, wurde das Schüttbett an seiner Oberseite mit einem Gitter festgehalten.

Einphasige Druckverlustmessungen an diesem Schüttbett ergaben die in Tab. 1 zusammengestellten Permeabilitäten und Passabilitäten. Da die verwendeten Glaskugeln um ca. 0,5 mm streuten, sind diese gemessenen Permeabilitäten bzw. Passabilitäten kleiner als mit Hilfe der Gleichungen (4) und (5) aus dem mittleren Partikeldurchmesser berechnet wird. Sie ergäben sich aus diesen Gleichungen mit einem kleineren, fiktiven Durchmesser, der hier als effektiver Partikeldurchmesser bezeichnet ist. Dieser ist in den nachfolgenden Diagrammen aufgeführt.

Als Meßflüssigkeit wurde zunächst Wasser und Luft bei 20 °C und 1 bar verwendet. Um den Ansatz für die Reibung zwischen den Phasen zu überprüfen, wurden ferner Messungen in 48 %igem Alkohol und Luft durchgeführt. Damit wurde einerseits die Zähigkeit der Flüssigkeit um einen Faktor 2,8 erhöht, andererseits wurde die Oberflächenspannung um einen Faktor 0,41 gesenkt.

Der Druckabfall dieser Zweiphasenströmung wurde über Druckanbohrungen am Schüttbett gemessen. Sie waren mit Manometerrohren ver-

	Schüttbett 1	Schüttbett 2
mittl. Partikeldurchm.	3 mm	7 m
Porosität	0,378	0,412
Permeabilität	$5,8 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2$	$4,38 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2$
Passabilität	$1,24 \cdot 10^{-4} \text{ m}$	$3,87 \cdot 10^{-3} \text{ m}$
effektiver Partikeldurchm.	2,5 mm	5,7 mm
Betthöhe	1000 mm	1000 mm
Bettdurchmesser	110 mm	110 mm
Restsättigung in Wasser	0,085	0,024
Restsättigung in 48% Alkohol	0,068	-

Tabelle 1: Eigenschaften der verwendeten Schüttbetten

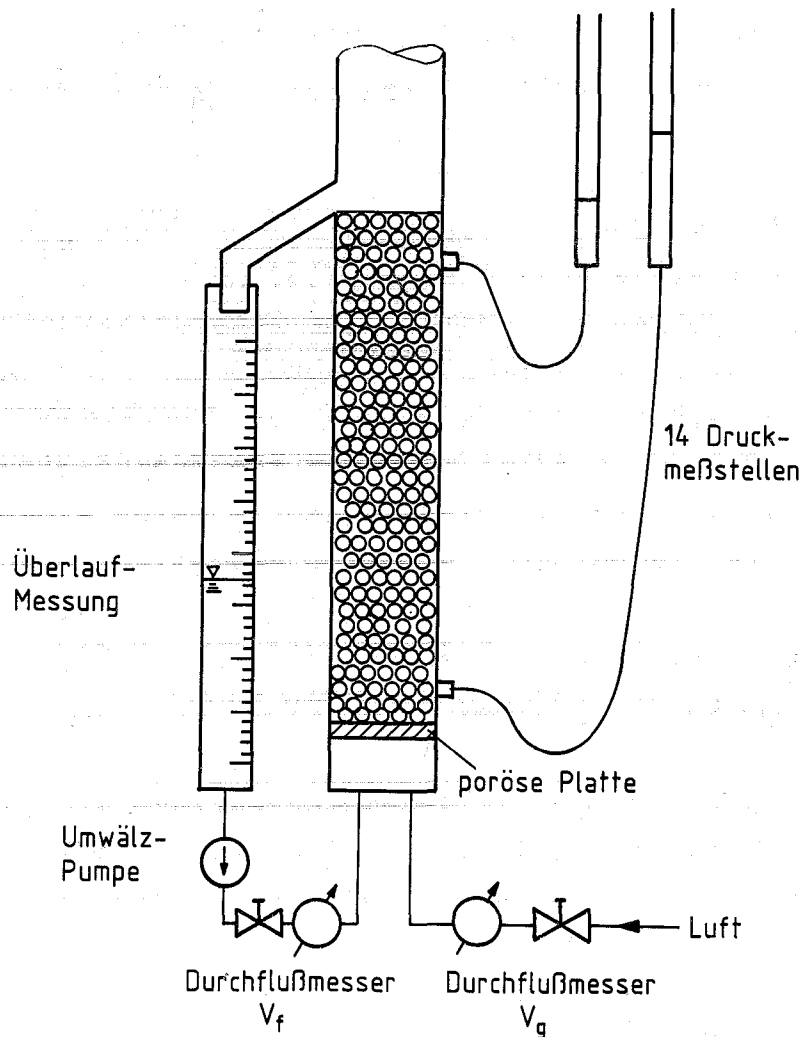


Abb. 3 Skizze der Versuchsanordnung zur Bestimmung von $W(s)$, $\eta_f(s)$, $\eta_g(s)$. (Vereinfachte Darstellung)

bunden, die mit der Meßflüssigkeit gefüllt waren. Da in einem ungeheizten Bett die Sättigung über die Höhe konstant ist, konnte sie aus der verdrängten Flüssigkeitsmenge bestimmt werden.

Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen

Die Funktion $W(s)$ wurde aus den gemessenen Druckgradienten und Sättigungen für den Spezialfall $v_f = 0$ bestimmt. Dann ergibt sich $W(s)$ aus den Gleichungen (28) und (32) als

$$W(s) = \frac{(\partial p / \partial z + \rho_f g)(1-s)^2 s}{v_g^2} \cdot \frac{\eta \sigma}{\rho_f (\rho_f - \rho_g) g K} \quad (34)$$

In Abb. 4 ist die Funktion $W(s)$ als $W(s)/(1-s)$ über der Sättigung s aufgetragen. Meßfehler sind durch einen vertikalen Balken kenntlich gemacht. Streuungen, die durch das Schüttbett oder durch die Zweiphasenströmung bedingt sind, sind i. a. größer als Meßfehler.

Für Sättigungen von etwa 0.6 wurde bei allen Messungen übereinstimmend das gleiche Ergebnis für $W(s)$ gefunden, jedoch wird bei höheren Sättigungen mit zunehmenden Zähigkeitskräften eine stärkere Wechselwirkung beobachtet, während bei niedrigeren Sättigungen mit zunehmenden Zähigkeitskräften der Übergang zur separaten Strömung früher einsetzt, wodurch die Wechselwirkung reduziert wird. Dieses Verhalten wird in Abb. 4 durch einen Vergleich der Ergebnisse in Alkohol und in Wasser deutlich.

Dieses Ergebnis zeigt den dominanten Einfluß der Kapillarkräfte gegenüber den Zähigkeitkräften.

Um die Erweiterung der Impulsgleichungen auf den wichtigsten Parameter zu beschränken, wurde dieser Zähigkeitseinfluß vernachlässigt. Entsprechend dem Ansatz (33) wurde die Funktion $W(s)$ näherungsweise als

$$W(s) = 350 s^7 (1-s) \quad (35)$$

dem experimentellen Verlauf angepaßt.

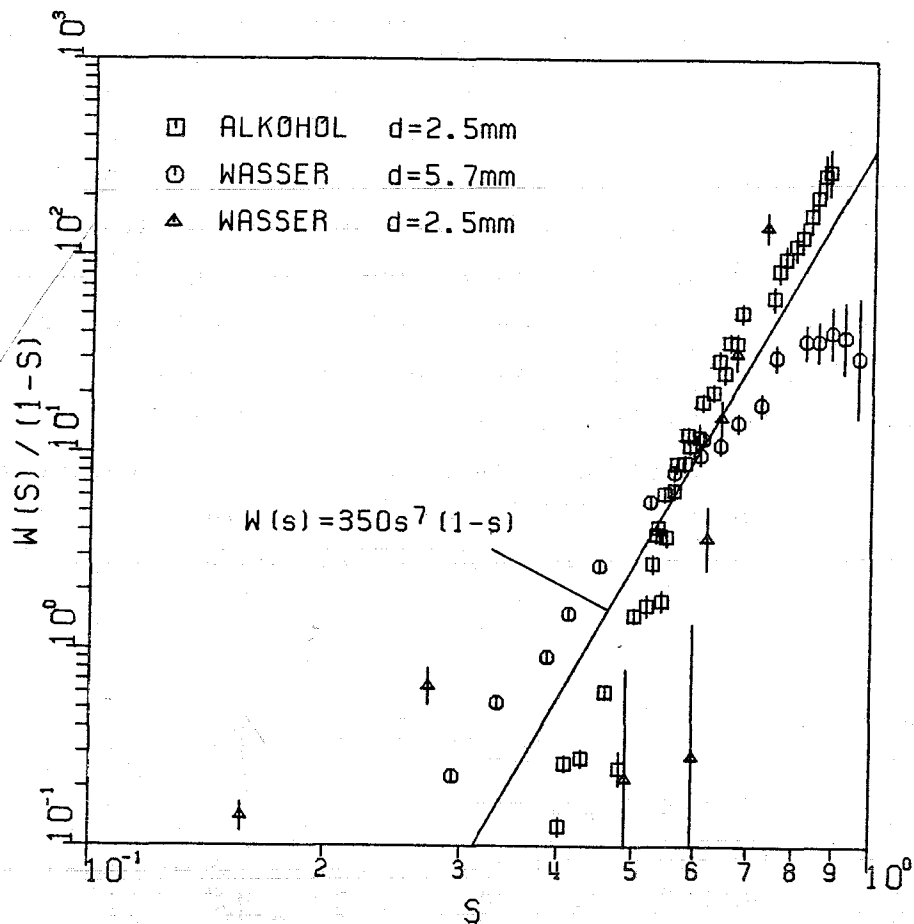


Abb. 4: Experimentelles Ergebnis für die Funktion $W(s)$ und Parametrisierung

Zur Bestimmung von η_f und η_g wurde angenommen, daß die relativen Permeabilitäten K_f und K_g durch das Ergebnis von Brooks und Corey /10/, also durch die Gleichungen (15) und (16), richtig erfaßt wurden. Unter Verwendung der oben ermittelten Phasenreibung F_{fg} ergeben sich η_f und η_g aus den gemessenen Druckgradienten, Sättigungen und Volumenströmen mit Hilfe der Gleichungen (28) und (29). Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 5 und 6 dargestellt. Sie lassen sich durch die Potenzgesetze

$$\eta_f = s^5,$$

$$\eta_g = (1-s)^6$$

(36)

parametrisieren. Die relativen Passabilitäten sind damit noch kleiner, als in Abschnitt 2.2 durch die Gleichungen (22) und abgeschätzt wurde.

Für Sättigungen von mehr als 0,75 weicht die relative Passabilität η_g der Gasphase von diesen Potenzgesetzen ab. Um diesen Bereich quantitativ beschreiben zu können, muß ein Anteil unbewegter Luftblasen mitberücksichtigt werden. Entsprechende Ansätze wurden von Tutu et al. /26/ sowie von Marshall und Dhir /27/ aufgestellt. Da die hier eingeführten Modelländerungen jedoch zum Ziel haben, den Dryout-Wärmestrom eines geheizten Schüttbettes zu beschreiben, sind derart hohe Sättigungen unbedeutend. Dieser Sättigungsbereich wurde daher nicht weiter modelliert.

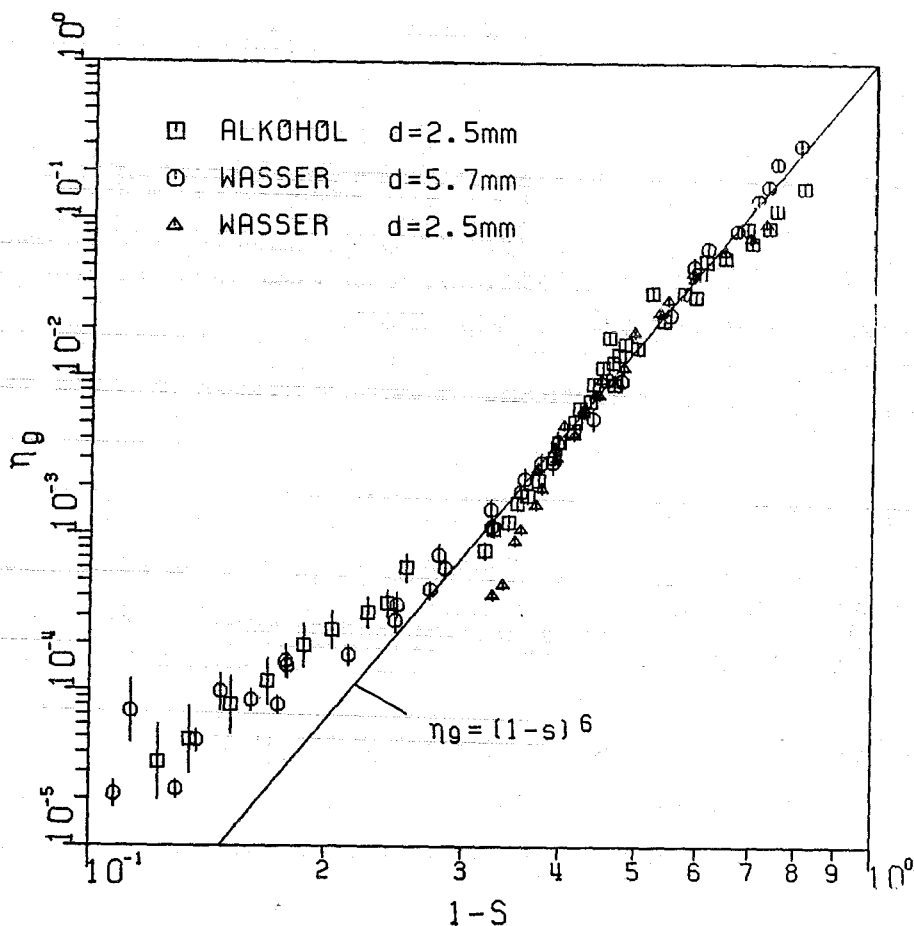


Abb. 5 Experimentelles Ergebnis für die relative Passabilität $\eta_g(s)$ der Gasphase

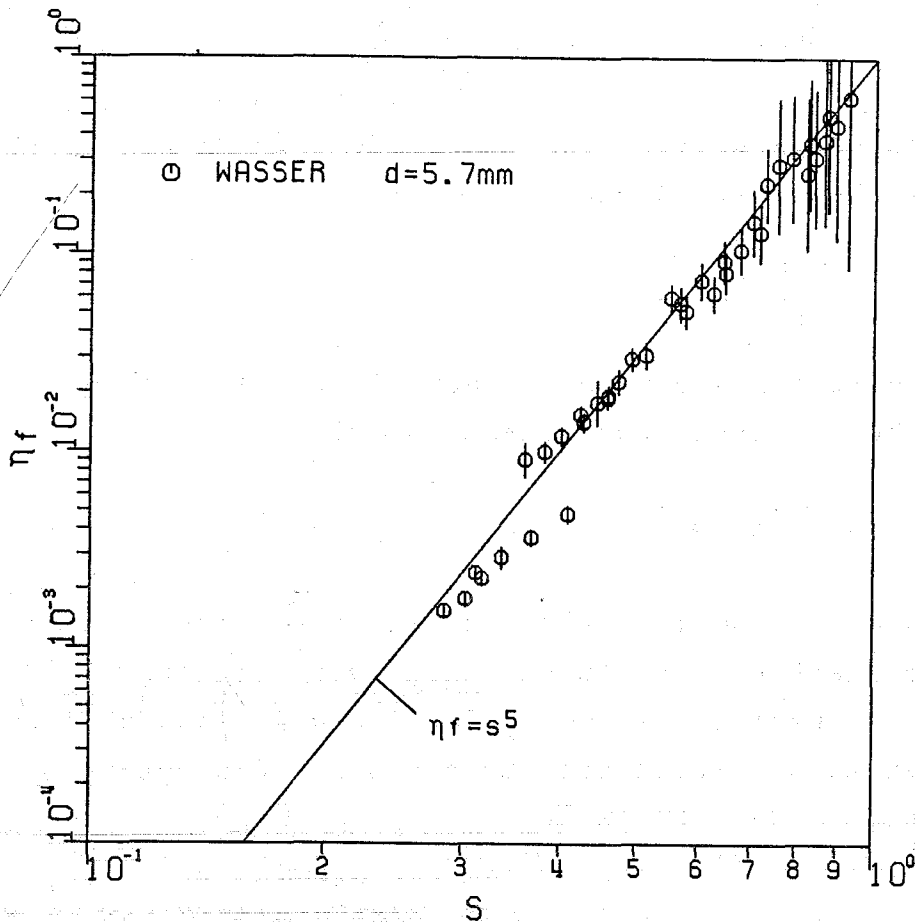


Abb. 6 Experimentelles Ergebnis für die relative Passabilität $\eta_f(s)$ der flüssigen Phase

Die empirischen Gesetze für W , η_f und η_g vervollständigen die Impulsgleichungen (28) und (29). Sie werden im folgenden auf zweiphasige konvektive Zustände eines siedenden Schüttbetts angewandt.

Dimensionslose Darstellung

Um die Zahl der Einflußparameter zu reduzieren, werden dimensionslose Größen eingeführt, und zwar
 - ein dimensionsloser Wärmestrom bzw. eine dimensionslose Höhe

$$\xi = \frac{Q z v_g}{K(\rho_f - \rho_g) g h_{fg}} \quad (37)$$

- dimensionslose Geschwindigkeiten

$$w_g = \frac{\mu_g v_g}{K(\rho_f - \rho_g)g}, \quad w_f = \frac{\mu_g v_f}{K(\rho_f - \rho_g)g} \quad (38)$$

- ein Turbulenzparameter, der die Größenordnung des turbulenten, quadratischen Anteils angibt,

$$Tu = \frac{K^2(\rho_f - \rho_g)g}{\eta \mu_g v_g}, \quad (39)$$

- ein Wechselwirkungsparameter, der die Größenordnung des Impuls-austausches zwischen den Phasen angibt,

$$M = \frac{K(\rho_f - \rho_g)g}{\sigma}. \quad (40)$$

Wird aus den Gleichungen (28) und (29) durch Subtraktion der Druck eliminiert und werden mit Hilfe von Gleichung (26) und (27) die Geschwindigkeiten v_f und v_g durch den Wärmestrom ersetzt, so gelangt man zu der folgenden quadratischen Gleichung für den dimensionslosen Wärmestrom ξ :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{K_g}(\xi + w_{go}) - \frac{\mu_f}{\mu_g} \frac{1}{K_f} \left(-\frac{\rho_g}{\rho_f} \xi + w_{fo} \right) + \frac{1}{\eta_g} Tu (\xi + w_{go}) | \xi + w_{go} | \\ & - \frac{1}{\eta_f} \frac{\rho_f}{\rho_g} Tu \left(-\frac{\rho_g}{\rho_f} \xi + w_{fo} \right) | -\frac{\rho_g}{\rho_f} \xi + w_{fo} | \\ & + W(s) M Tu \frac{\rho_f}{\rho_g} \frac{1}{s(1-s)} \left[\frac{1}{1-s} (\xi + w_{go}) - \frac{1}{s} \left(-\frac{\rho_g}{\rho_f} \xi + w_{fo} \right) \right]^2 = 1. \end{aligned} \quad (41)$$

Daraus kann eine analytische Lösung in der Form

$$\xi(s, Tu, M, \frac{v_f}{v_g}, \frac{\rho_f}{\rho_g}, w_{fo}, w_{go})$$

hergeleitet werden.

3.1 Lösungen für ein von oben gespeistes Bett mit adiabatem Boden

An einem adiabaten Boden lautet die Randbedingung für die Gasgeschwindigkeit

$$w_g = 0 \quad \text{für} \quad z = 0. \quad (42)$$

Ist ferner der Boden impermeabel, so gilt dort

$$w_f = 0 \quad \text{für} \quad z = 0. \quad (43)$$

Mit diesen Randbedingungen reduziert sich die Gleichung (41) auf die einfache Form

$$\left[\frac{v_f}{v_g} \frac{1}{K_f} + \frac{1}{K_g} \right] \xi + \left[\frac{\rho_g}{\rho_f} \frac{1}{\eta_f} + \frac{1}{\eta_g} + \frac{W(s)M}{s^3(1-s)^3} \frac{\rho_f}{\rho_g} \left(s + \frac{\rho_g}{\rho_f} (1-s) \right)^2 \right] Tu \xi^2 = 1. \quad (44)$$

Die Funktion $\xi(s)$ hat zwei Lösungen für $\xi < \xi_{\text{Max}}$ (Abb. 7). War das Bett zu Beginn mit Flüssigkeit voll gesättigt, so wird die Lösung nur durch den rechten Ast dargestellt. Überschreitet der Wärmestrom an der Bettoberkante, also für $z = h$, den Wert $\xi = \xi_{\text{Max}}$, so gibt es keine Lösung $\xi(s)$: das Bett trocknet nach einem transienten Leersieden aus [13]. ξ_{Max} wird daher als der dimensionslose Dryout-Wärmestrom bezeichnet. Ein Vergleich mit Ergebnissen nach dem Lipinski-Modell zeigt (Abb. 7), daß die so berechneten Dryout-Wärmeströme kleiner sind als von Lipinski angegeben wird, ferner aber auch, daß deutlich kleinere Sättigungen im rechten Ast erreicht werden. Das bedeutet, daß der Dampf ein wesentlich größeres Volumen einnimmt.

Im Fall einer homogenen Kugelschüttung läßt sich unter Eilimination des Partikeldurchmessers ein Zusammenhang zwischen dem Wechselwirkungsparameter für den Impulsaustausch M und dem Turbulenzparameter Tu erstellen:

$$M = 3.67 \frac{\varepsilon}{\sigma} [(\rho_f - \rho_g) g \mu_g^2 v_g^2]^{1/3} Tu^{2/3}. \quad (45)$$

Für $\epsilon = 0.4$ ist das Verhältnis

$$M/Tu^{2/3} = \begin{cases} 2.06 \cdot 10^{-4} & \text{für Wasser} \\ 1.075 \cdot 10^{-4} & \text{für Freon} \\ 2.78 \cdot 10^{-4} & \text{für Natrium} \end{cases}$$

Dieser Zusammenhang wurde benutzt, um in Abb. 8 und 9 den Dryout-Wärmestrom in Abhängigkeit vom Turbulenzanteil darzustellen.

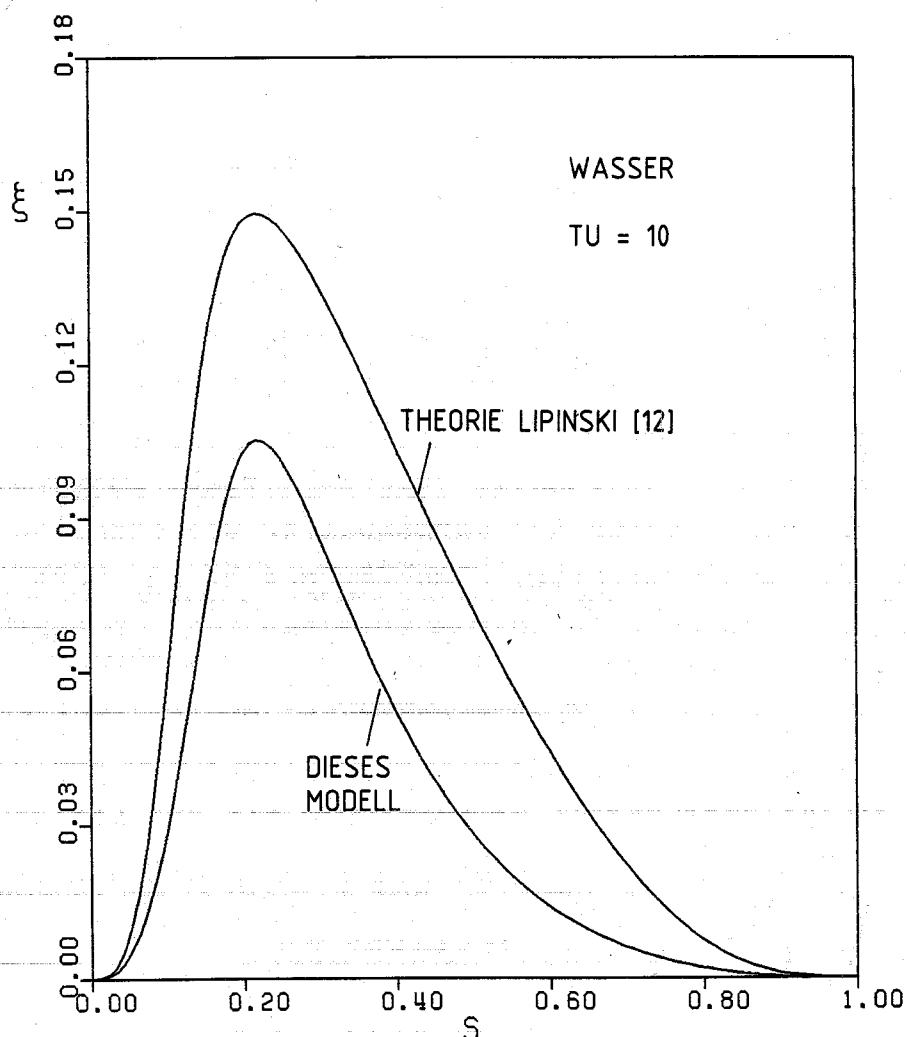


Abb. 7 Vergleich der Lösung für ein von oben gespeistes Bett mit Modellrechnungen von Lipinski /12/.

Für kleine Turbulenzanteile ist der Dryout-Wärmestrom unabhängig von Tu. Für $M \ll 1$ und $Tu \ll 1$ gilt

$$\xi_{\text{Max}} = \left[\frac{v_f}{v_g} \frac{1}{s_{\text{Max}}^3} + \frac{1}{(1-s_{\text{Max}})^3} \right]^{-1}, \quad (46)$$

$$\text{mit } s_{\text{Max}} = \left[1 + \left(\frac{v_g}{v_f} \right)^{1/4} \right]^{-1}.$$

Dieser Wert ist - wie zu erwarten - identisch mit den Ergebnissen von Lipinski /8/.

Bei hohen Turbulenzanteilen, $Tu \gg 1$, ist der Dryout-Wärmestrom proportional zu $Tu^{-1/2}$. Unter Vernachlässigung von M gilt dann

$$Tu \xi_{\text{Max}}^2 = \left[\frac{\rho_g}{\rho_f} \frac{1}{s_{\text{Max}}^4} + \frac{1}{(1-s_{\text{Max}})^4} \right]^{-1}, \quad (47)$$

$$\text{mit } s_{\text{Max}} = \left[1 + \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} \right)^{1/5} \right]^{-1}.$$

Für $Tu \gg 1$ ist damit der Dryout-Wärmestrom um ca. 30 bis 40 % kleiner als der von Lipinski berechnete.

Wird die Reibung zwischen den Phasen mit berücksichtigt, so reduziert sich ξ_{Max} lediglich um weitere 2 bis 3 %, d.h. für den Dryout-Wärmestrom eines von oben gespeisten Bettes ist die Wechselwirkung zwischen den beiden Phasen unbedeutend.

Ein Vergleich mit experimentellen Ergebnissen in Wasser (Abb. 8) zeigt, daß insbesondere bei großen Partikeln (und damit hohen Turbulenzanteilen) die gemessenen Passabilitäten mit guter Übereinstimmung auf ein siedendes Schüttbett angewandt werden können. Bei feinen Partikeln, und damit niedrigen Turbulenzanteilen, erreichen nur (wie vorausgesetzt) tiefe Betten den berechneten Wert, in flachen Betten ist der Dryout-Wärmestrom infolge der Kapillarkräfte und der Betterosion wesentlich höher. Es wurden daher nur experimentelle Ergebnisse aus Schüttbetten eingezeichnet, deren Tiefe h der Bedingung $h \cdot d > 120 \text{ mm}^2$ genügt (vergl. Abschnitt 5).

Die experimentellen Ergebnisse in Freon streuen wesentlich stär-

ker (Abb. 9), sie zeigen keinen eindeutigen Hinweis auf die Gültigkeit der hier durchgeführten Änderungen. So wird bei großen Partikeldurchmessern eher das Modell von Lipinski bestätigt, während die deutlich kleineren Dryout-Wärmeströme bei mittleren Partikeldurchmessern eher durch dieses Modell beschrieben werden.

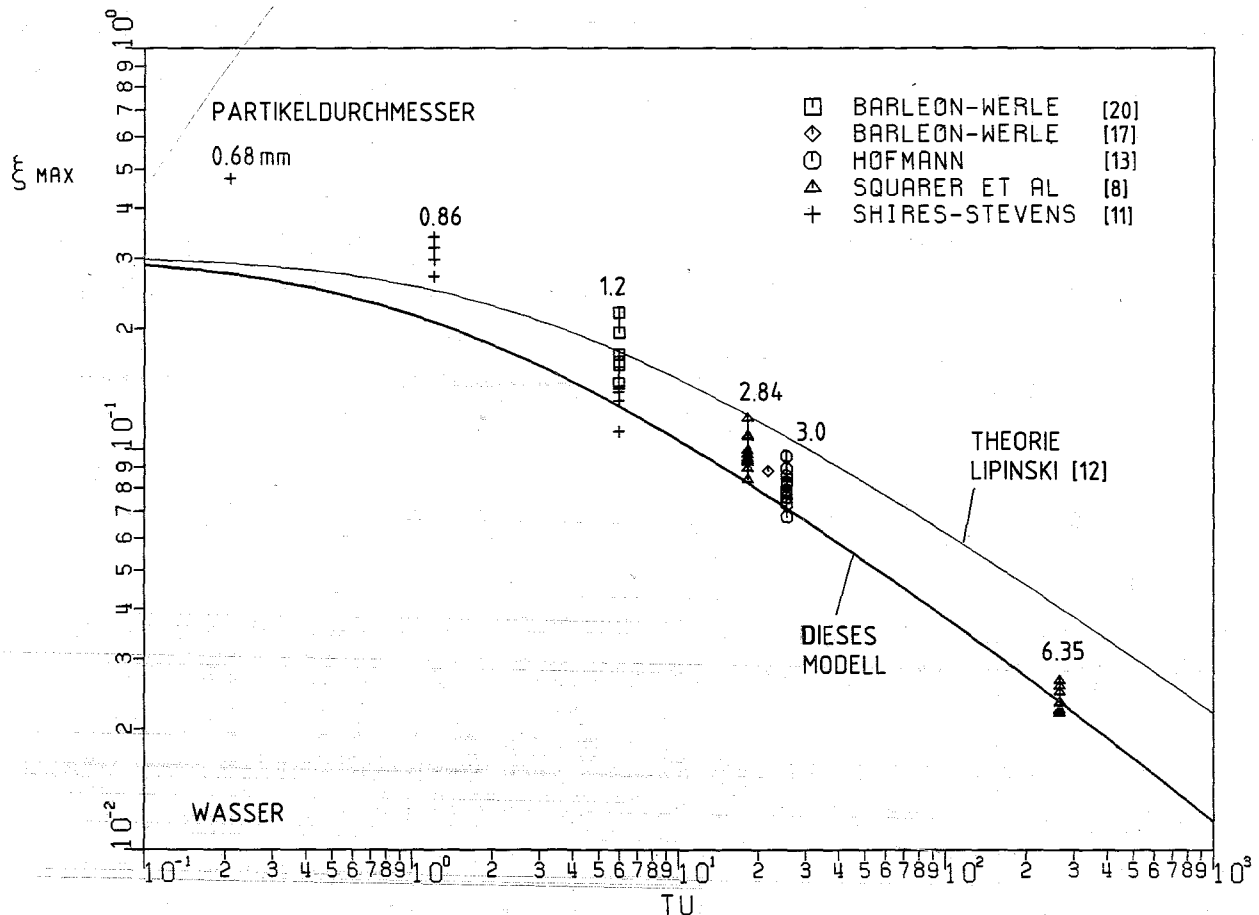


Abb. 8 Abhängigkeit des Dryout-Wärmestroms vom Turbulenzanteil eines mit Wasser gesättigten Schüttbetts.

3.2 Lösungen für ein von unten gespeistes Bett

Auch hier wird angenommen, daß der Boden des Schüttbettes adiabatisch ist, daß also gilt

$$w_g = 0 \quad \text{für} \quad z = 0, \quad (48)$$

jedoch ist jetzt ein $w_{f0} \neq 0$ am Boden vorgegeben oder aber w_{f0} ergibt sich aus einer Druckbilanz über das Schüttbett.

Lösungen von Gleichung (41) unter diesen Randbedingungen ergeben Kurven, deren Maximum und somit deren Dryout-Wärmestrom mit zunehmendem w_{f0} ansteigt. Für $s \rightarrow 0$ hat ξ , unabhängig von der

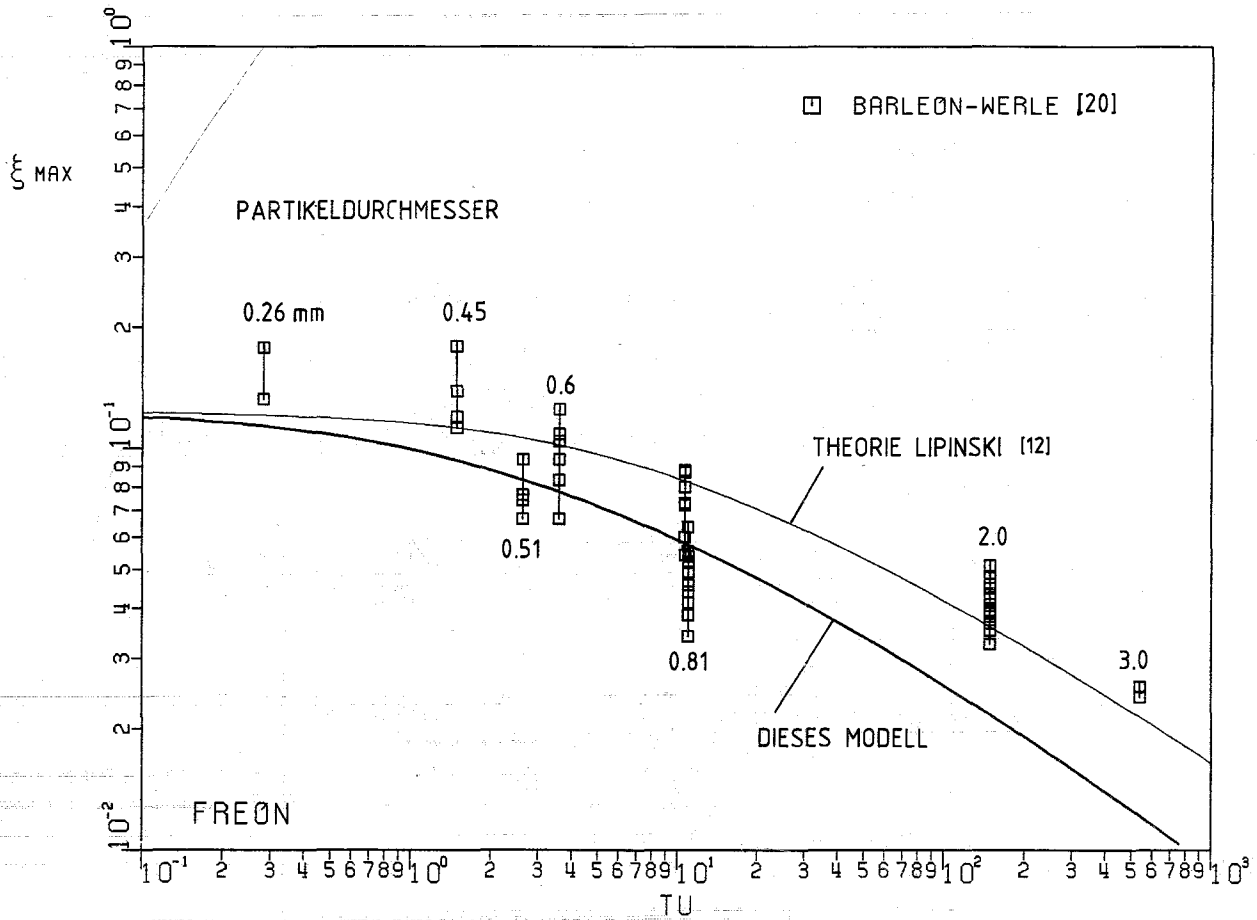


Abb. 9 Abhängigkeit des Dryout-Wärmestroms vom Turbulenzanteil eines mit Freon gesättigten Schüttbetts.

Impulsgleichung, den Grenzwert

$$\xi_0 = \frac{\rho_f}{\rho_g} w_{f0} \quad ; \quad (49)$$

für große Werte von w_{f0} (etwa $w_{f0} > 10^{-4}$) fällt die Kurve $\xi(s)$ monoton mit steigendem s , der Wert ξ_0 ist dann das Maximum der Kurve $\xi(s)$, d.h. der Dryout-Wärmestrom ist dann nur noch eine Funktion des zugespeisten Flüssigkeitsstromes und damit unabhängig vom Modell.

Der Druck im Schüttbett wird dimensionslos dargestellt durch den hydrostatischen Druck der Flüssigkeit

$$P = \frac{p_0 - p}{\rho_f g h} \quad (50)$$

mit p_0 = Druck am Boden des Schüttbetts.
Er berechnet sich als

$$P(\xi) = \frac{1}{\xi_1} \int_0^{\xi} - \frac{dP}{d\xi'} d\xi' \quad \text{mit } \xi_1 = \xi(h), \quad (51)$$

wobei $dP/d\xi$ aus Gl. (28) berechnet werden kann, in dimensionsloser Darstellung

$$\begin{aligned} - \xi_1 \frac{dP}{d\xi} &= 1 + \frac{1}{K_f} \frac{\mu_f}{\mu_g} \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_f}\right) w_f + \left(\frac{\rho_f}{\rho_g} - 1\right) \frac{1}{\eta_f} Tu w_f |w_f| \\ &\quad - Tu W(s) M \frac{1}{s} \left(\frac{w_g}{1-s} - \frac{w_f}{s}\right)^2, \end{aligned} \quad (52)$$

mit $w_g = \xi$,

$$w_f = - \frac{\rho_g}{\rho_f} \xi + w_{fo}.$$

In Experimenten von Naik und Dhir /21/ sowie von Tung, Dhir und Squarer /22/ wurde dieser Druckabfall bei festem Dampfmassenanteil x_e an der Bettoberkante bestimmt. Für $w_{g0} = 0$ besteht im Schüttbett zwischen dem Dampfmassenanteil x und dem dimensionslosen Wärmestrom ξ der Zusammenhang

$$x = \frac{\rho_g}{\rho_f} \frac{\xi}{w_{fo}}, \quad (53)$$

so daß an der Bettoberkante

$$x_e = \frac{\rho_g}{\rho_f} \frac{\xi_1}{w_{fo}}, \quad \text{mit} \quad \xi_1 = \frac{Q h v_g}{K(\rho_f - \rho_g) g h_{fg}} \quad (54)$$

gilt.

Falls $x_e = 1$ ist, ist die Flüssigkeit an der Bettoberkante vollständig verdampft, d.h. der Dryout-Wärmestrom wurde erreicht oder überschritten:

In Abb. 10 ist der Dryout-Wärmestrom eines von unten gespeisten Bettes als Funktion des dimensionslosen Gesamtdruckverlustes des Schüttbettes dargestellt. Bei kleinen Druckdifferenzen werden durch dieses Modell wesentlich höhere Eintrittsgeschwindigkeiten am Boden und damit wesentlich höhere Dryout-Wärmeströme berechnet als durch das Modell von Lipinski. Für $P_{ges} = 1$ ist die Gesamt-

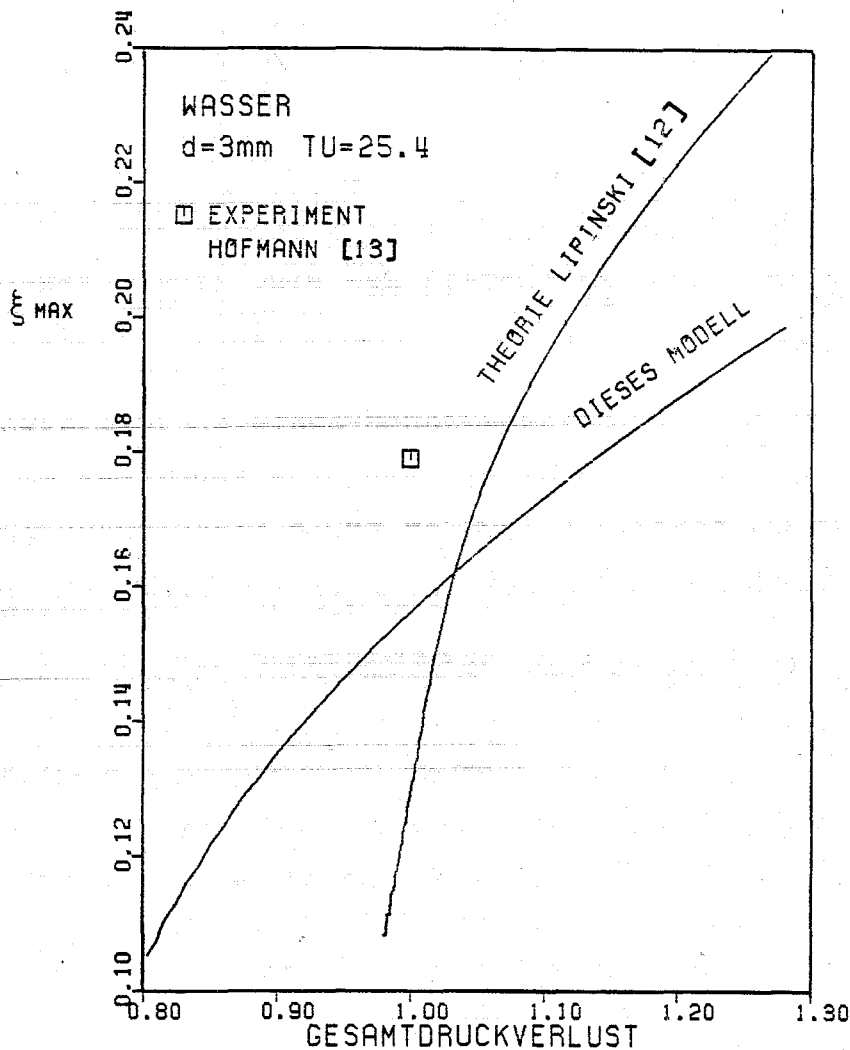


Abb. 10 Dryout-Wärmestrom eines von unten gespeisten Bettes bei vorgegebener Gesamtdruckdifferenz

druckdifferenz gleich dem hydrostatischen Druck, wie in Abb. 1 skizziert ist. Der zugehörige Dryout-Wärmestrom wurde von Hofmann /13/ gemessen und entspricht eher dem hier berechneten.

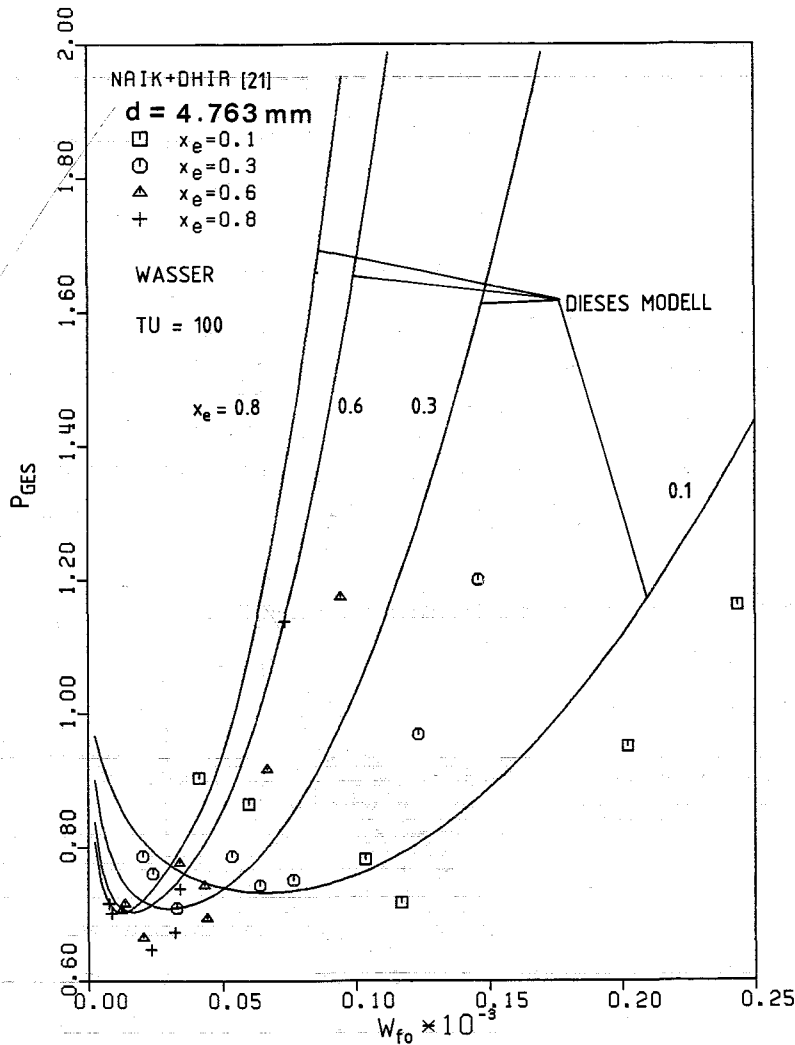


Abb. 11 Gesamtdruckdifferenz eines von unten gespeisten Bettes bei gegebenem Dampfmasseanteil an der Bettoberkante

Abb. 11 zeigt die Gesamtdruckdifferenz eines von unten gespeisten Bettes als Funktion der Eintrittsgeschwindigkeit, wobei der Dampfmasseanteil an der Bettoberkante als Parameter festgehalten wurde. Ein derartiges Experiment wurde von Naik und Dhir /21/ durchgeführt. Bei kleinen Fluidgeschwindigkeiten ist die Druckdifferenz bis zu 30 % kleiner als der hydrostatische Druck. Ohne eine Reibung zwischen den Phasen könnte der Wert $P_{ges} = 1$ kaum unterschritten werden.

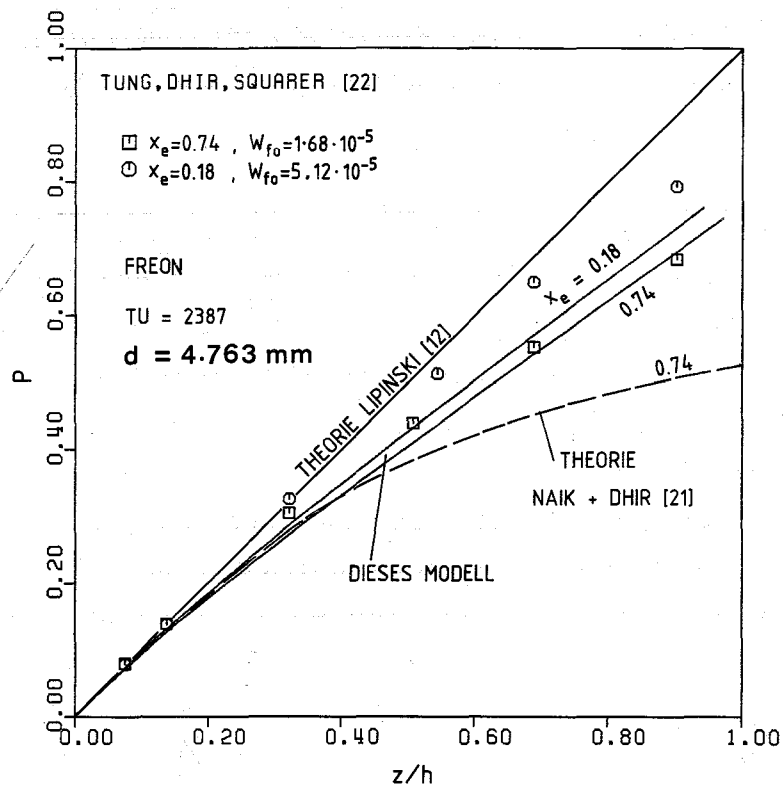


Abb. 12 Verlauf des dimensionslosen Drucks in einem von unten gespeisten Bett bei festem Dampfmassenanteil an der Bettoberkante

Der Druckverlauf in einem Schüttbett, das mit Freon 113 gefüllt ist, wurde von Tung, Dhir und Squarer /22/ gemessen. Dabei wurde der Dampfmassenanteil x_e an der Bettoberkante und die Eintrittsgeschwindigkeit der Flüssigkeit am Boden als Parameter festgehalten. Während sich nach dem Modell von Lipinski kaum Abweichungen vom hydrostatischen Druck ergeben, überschätzt ein homogenes Modell von Naik und Dhir /21/ die gemessene Reibung zwischen Flüssigkeit und Dampf. Hier dagegen wird der Druckverlauf zumindest in der Größenordnung richtig erfaßt.

4 Grenzfall der kleinen Partikel

Bei hinreichend kleinen Partikeln ist der turbulente Druckverlust und die Reibung zwischen Gas und Flüssigkeit vernachlässigbar.

Andererseits müssen jetzt Kapillarkräfte mit berücksichtigt werden sowie eine Strukturänderung durch den aufsteigenden Dampf in den oberen Bereichen des Schüttbettes. Diese Effekte erhöhen den Dryout-Wärmestrom z.T. erheblich.

Während der Überdruck in der Gasphase infolge der Kapillarkräfte durch das Gesetz von Leverett, Gl. (9), gut beschrieben wird, bedürfen die Bettlockerungen, wie in Abschnitt 2.2 diskutiert wurde, einer genaueren Modellierung. Die mittlere Tiefe der Umstrukturierung wurde von Jones et al. /18/ durch eine Bilanz von Kapillarkräften und Bettgewicht erfolgreich korreliert (Gl. (24)). Diese Dampfkanaltiefe wird hier benutzt, um eine vertikale, stetige Zunahme der Porosität ϵ zu beschreiben. Es wird angenommen, daß die Beziehung

$$\frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon_1 - \epsilon_0} = e^{(z-h)/l_c} \quad , \quad (55)$$

gilt.

Dabei ist

- ϵ_0 - Porosität ohne Bettlockerung,
- ϵ_1 - Porosität an der Bettoberkante,
- l_c - Dampfkanaltiefe nach Gl. (24),
- h - Betthöhe.

Dieser Ansatz beschreibt die beobachtete deutlich heterogene Bettlockerung durch eine homogene Ersatzporosität. Wenn weiterhin die Ergun-Beziehung, Gl. (4), für den Zusammenhang zwischen Permeabilität und Porosität einer homogenen Kugelschüttung verwendet werden soll, ist diese Ersatzporosität zwangsläufig größer als die tatsächlich vorhandene mittlere Porosität. Solange die Ersatzporosität im wesentlichen nur benutzt wird um einen Anstieg der Permeabilität zu beschreiben, ist der Unterschied zur mittleren Porosität unbedeutend. Es wäre jedoch z.B. falsch, aus dieser Ersatzporosität eine Zunahme der Betthöhe zu berechnen: man erhielte dadurch zu hohe Werte.

Der Exponentialansatz setzt ferner voraus, daß sich das Bett,

ähnlich einem Diffusionsprozess, von der Bettoberkante her lokkert. Bettlockerungen, durch plötzlich auftretende Verdampfungsvorgänge, wie z.B. durch einen Siedeverzug, können durch diesen Ansatz folglich nicht beschrieben werden.

Die Porosität ϵ_1 an der Bettoberkante bildet jetzt eine quantitative Größe für das Ausmaß der Bettlockerung. Ziel dieser Modellerweiterung ist es, die Porosität ϵ_1 als Funktion der Fluid- und Betteigenschaften darzustellen.

Das Gleichungssystem zur Berechnung der Sättigung in einem Schüttbett aus feinen Partikeln wird durch die Gleichungen (6), (7), (9), (12), (15), (16), (24), (26), (27) sowie als Erweiterung durch den Ansatz (55) beschrieben. Diese Gleichungen sind hier noch einmal für eine eindimensionale, stationäre Strömung in Kugelschüttungen zusammengestellt:

$$\frac{dp_f}{dz} + \rho_f g + \frac{\mu_f}{K s^3} v_f = 0, \quad (56)$$

$$\frac{dp_g}{dz} + \rho_g g + \frac{\mu_g}{K(1-s)^3} v_g = 0, \quad (57)$$

$$p_g - p_f = \sigma \sqrt{\epsilon/K} J(s), \quad (58)$$

$$K = \frac{d^2}{150} \frac{\epsilon^3}{(1-\epsilon)^2} \quad (59)$$

$$J(s) = \frac{0.32}{s^{0.14}} \quad (60)$$

$$\frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon_1 - \epsilon_0} = e^{(z-h)/l_c} \quad (61)$$

$$l_c = \frac{6\sigma}{(\rho_p - \rho_f) g \epsilon_0 d} \quad (62)$$

$$\rho_f v_f + \rho_g v_g = 0 \quad (63)$$

$$\rho_g v_g = \frac{Qz}{h_{fg}} \quad (64)$$

In Gl. (63) und (64) wurden die Integrationskonstanten v_{g0} und v_{f0} gleich null gewählt, d.h. die folgenden Rechnungen beschränken sich auf ein von oben gespeistes Bett mit adiabatem Boden.

Durch Übergang auf eine dimensionslose Darstellung reduziert sich die Zahl der Variablen. Dazu wird definiert:

- ein dimensionsloser Wärmestrom bzw. eine dimensionslose Höhe

$$\xi = \frac{Qz v_g}{K_0 (\rho_f - \rho_g) g h_{fg}} \quad \text{mit} \quad K_0 = \frac{d^2}{150} \frac{\epsilon_0^3}{(1 - \epsilon_0)^2} \quad (65)$$

- der Wärmestrom an der Bettoberkante

$$\xi_1 = \frac{Qh v_g}{K_0 (\rho_f - \rho_g) g h_{fg}} \quad (66)$$

- eine dimensionslose Betthöhe

$$H = \frac{(\rho_f - \rho_g) g d h}{\sigma} \quad (67)$$

Elimination von Druck und Geschwindigkeit ergibt die folgende nichtlineare Differentialgleichung erster Ordnung für $s(\xi)$:

$$\left[\frac{v_f}{v_g} \frac{1}{s^3} + \frac{1}{(1-s)^3} \right] \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon} \right)^3 \left(\frac{1-\epsilon}{1-\epsilon_0} \right)^2 \xi = 1 - \sqrt{150} \frac{1-\epsilon}{\epsilon} \frac{\xi_1}{H} \frac{dJ}{ds} \frac{ds}{d\xi} ,$$

mit
$$\frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon_1 - \epsilon_0} = \exp \left[- \frac{1}{15} \frac{\rho_p - \rho_f}{\rho_f - \rho_g} H \frac{\xi_1 - \xi}{\xi_1} \right] .$$
 (68)

Diese Differentialgleichung erfordert eine Randbedingung für s an der Bettoberkante, also für $\xi = \xi_1$:

Nimmt man die Sättigung an der Bettoberkante als stetig an, so kann $s(\xi_1)$ aus dem Dampfvolumenteil in der überlagerten Flüssigkeitsschicht berechnet werden. Nach Zuber und Findlay /19/ gilt im Bereich der Blasenströmung und der turbulenten Schaumströmung:

$$\frac{v_g}{1-s} = 1.2 v_g + 1.53 \left[\frac{\sigma_g (\rho_f - \rho_g)}{\rho_f^2} \right]^{1/4} ,$$
 (69)

Daraus ergibt sich durch Auflösung nach s mit $v_g = Qh/\rho_g h_{fg}$

$$1-s = \left\{ 1.2 + 1.53 \frac{\rho_g h_{fg}}{Qh} \left[\frac{\sigma_g (\rho_f - \rho_g)}{\rho_f^2} \right]^{1/4} \right\}^{-1} ,$$
 (70)

In dimensionsloser Darstellung folgt dann:

$$s(\xi_1) = 1 - \left[1.2 + 11.7 \sqrt{\frac{\rho_g}{\rho_f}} \frac{\xi_{zuber}}{\xi_1} \right]^{-1} ,$$
 (71)

mit
$$\xi_{zuber} = \frac{v_g q_{zuber}}{K_g (\rho_f - \rho_g) h_{fg}} ,$$
 (72)

und

$$q_{\text{zuber}} = \frac{\pi}{24} \sqrt{\rho_g} h_{fg} [\sigma g(\rho_f - \rho_g)]^{1/4} \quad (73)$$

Diese Randbedingung approximiert den Dampfvolumenanteil an der Bettoberkante durch den mittleren Dampfvolumenanteil in der Flüssigkeitsschicht.

Dhir und Catton /23/ vermuteten, daß der Wärmestrom über die Bettoberkante den Dryout-Wärmestrom nach Zuber für eine horizontale, geheizte Platte (Gl. (73)) nicht überschreiten kann. Diese Vermutung wird jedoch durch Experimente in Schüttbetten aus großen Partikeln widerlegt /8, 14/.

Die große Unsicherheit in der oberen Randbedingung erweist sich jedoch als nicht maßgeblich für die Lösung der Differentialgleichung (68). Die Lösungen zeigen, daß der Sättigungsgradient für $s > 0.5$ außerordentlich steil ist, so daß jede Wahl von $s(\xi_1)$ im Bereich $0.5 < s < 1$ zu dem gleichen Ergebnis führt. In den folgenden Rechnungen wurde daher lediglich die einfache Randbedingung

$$s \leq 1 \quad \text{für } \xi = \xi_1 \quad (74)$$

benutzt.

In Abb. 13 ist eine typische Lösung der Differentialgleichung (68) dargestellt. Die Funktion $s(\xi)$ hat ein Minimum, das mit zunehmendem Wärmestrom ξ_1 monoton abnimmt. Überschreitet ξ_1 einen kritischen Wert ξ_{Max} , den Dryout-Wärmestrom, so erreicht das Minimum den Wert $s = 0$, d.h. das Bett trocknet aus. In dem dargestellten Beispiel ist dieser Dryout-Wärmestrom bereits nahezu erreicht.

Die Dampfkanallänge nach Jones /17/ ist ebenfalls in Abb. 13 eingezeichnet. Sie lautet in dimensionsloser Darstellung

$$\xi(l_c) = \frac{Q v_g l_c}{K_o (\rho_f - \rho_g) g h_{fg}} \quad (75)$$

oder

$$\frac{l_c}{h} = \frac{\xi(l_c)}{\xi_1} = \frac{6}{\epsilon_o} \frac{1}{H} \frac{\rho_f - \rho_g}{\rho_p - \rho_f} \quad (76)$$

d.h. die relative Dampfkanallänge l_c/h nimmt mit $1/H$ ab.

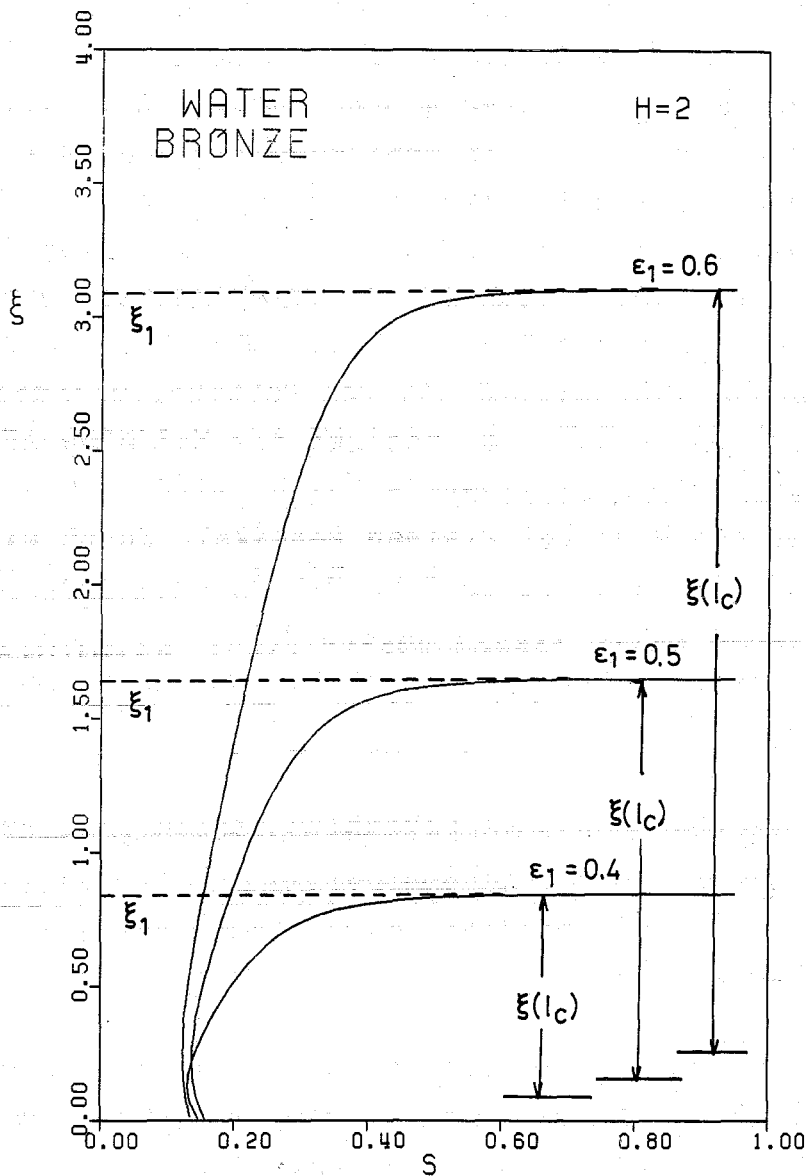


Abb. 13 Sättigungsverteilung einer Wasser/Wasserdampfströmung in einem flachen Bett aus feinen Bronzepartikeln.

In Abb. 13 nimmt sie mit $H = 2$ fast die ganze Betthöhe ein. Dies ist ein Beispiel für eine Bettlockerung, die im Modell von Lipinski /12/ nicht mehr erfaßt werden kann.

Die Sättigung im Bereich der Dampfkanäle ist deutlich kleiner als 0.5; dieses Ergebnis steht im Widerspruch zu Annahmen von Jones et al. /18/, die im Bereich der Dampfkanäle eine Sättigung von mehr als 0.5 vermuteten, jedoch nicht messen konnten.

In Abb. 14 ist der Dryoutwärmestrom ξ_{Max} eines von oben gespeisten Bettes als Funktion der dimensionslosen Betthöhe H dargestellt, wobei im Modell die Porosität ϵ_1 im Bereich $0.4 < \epsilon_1 < 0.7$ variiert wurde. ξ_{Max} ist nahezu unabhängig von H falls H größer ist als 20 und nimmt zu mit abnehmendem H und zunehmendem ϵ_1 . Zwei Meßpunkte, die mit einem Balken verbunden sind, kennzeichnen maximalen und minimalen Wert einer Meßreihe. Wird das Schüttbett frisch aufgefüllt, so stellt sich beim ersten Erhitzen zunächst ein niedriger Dryout-Wärmestrom ein; dieser wird beschrieben durch ein ϵ_1 von ca. 0.5, unabhängig von Partikeldurchmesser d . Wird das Experiment wiederholt, so steigen die Meßdaten an, bis nach längerem Sieden ein Maximalwert erreicht wird. Dieser maximale Dryout-Wärmestrom wird bei kleinen Partikeln durch ein höheres ϵ_1 beschrieben als bei großen. Die Daten liegen somit im wesentlichen in einem Band, dessen untere Grenze durch $\epsilon_1 = 0.5$ gebildet wird und dessen obere Grenze mit abnehmendem Partikeldurchmesser zunimmt.

Schüttbetten mit durchgehenden Dampfkanälen zeigen in dieser Darstellung eine weitgehende Übereinstimmung mit Betten mit kurzen Kanälen. Dieser Sachverhalte rechtfertigt und bestätigt den Exponentialansatz (55).

In den Diagrammen 14 und 15 ist ferner der kritische Wärmestrom nach Zuber, Gl. (72), eingezeichnet. Dieser Wärmestrom wurde in keinem der Experimente mit kleinen Partikeln erreicht. Deshalb ist auch keine definierte Aussage darüber möglich, ob er einen Grenzwert für ξ_{Max} für $H \rightarrow 0$ darstellt.

Bedingt durch den hohen Turbulenzanteil können in Freon nur sehr kleine Partikel zum Vergleich herangezogen werden (Abb. 15). Selbst die Wärmeströme der kleinsten gemessenen Partikel werden noch um ca. 10 % zu groß berechnet, wenn T_u wie hier vernachlässigt wird (vergl. Abb. 9).

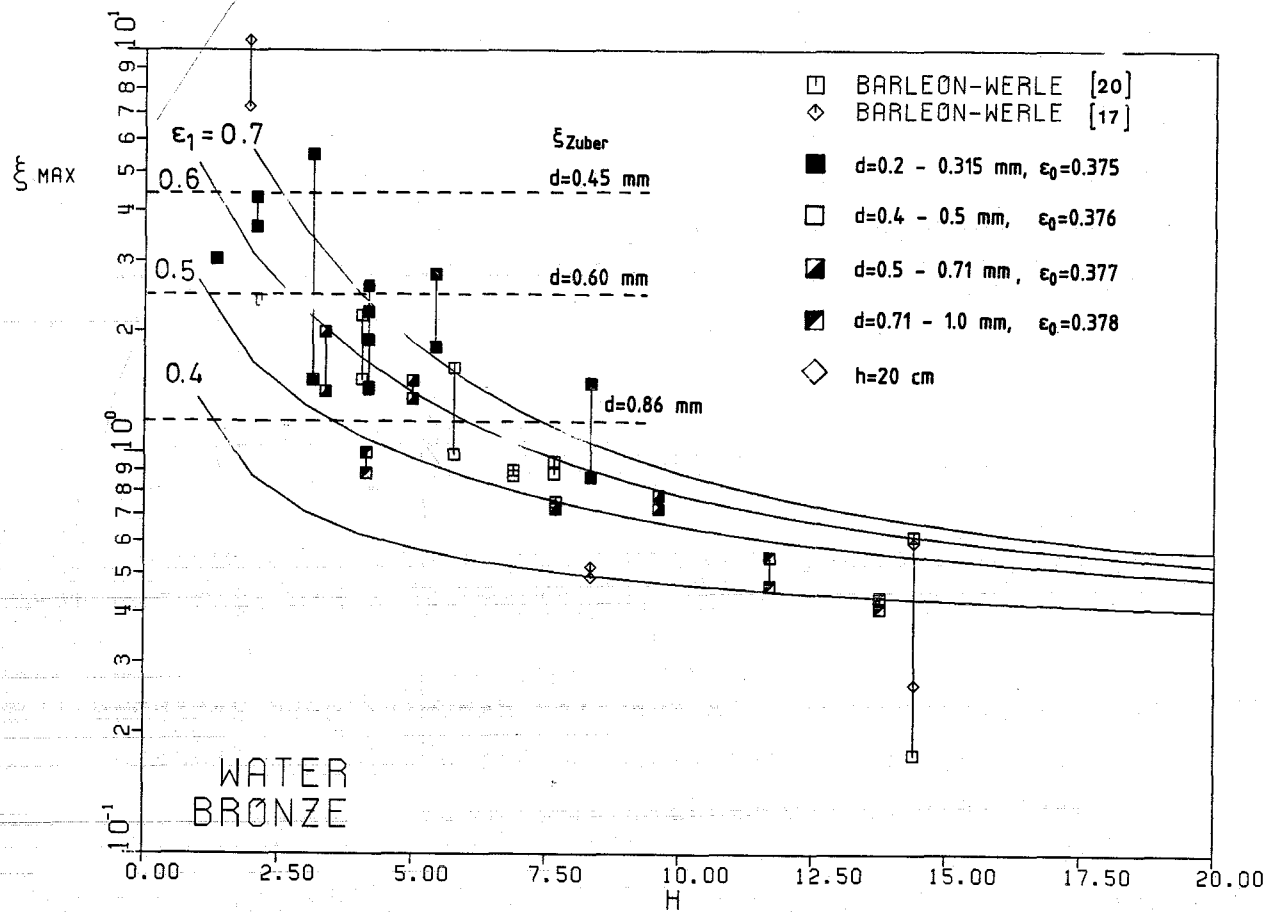


Abb. 14 Dryoutwärmestrom als Funktion der dimensionslosen Betthöhe eines von oben gespeisten Bettes aus feinen Bronzepartikeln in Wasser

Die Tatsache, daß die untere Grenze der experimentellen Daten bei gleichen Flüssigkeits- und Partikeleigenschaften nur eine Funktion von H ist, bestätigt im wesentlichen den Ansatz von Jones /18/, daß sich die spontane Bettlockerung allein aus einem Verhältnis von Kapillarkräften zum Bettgewicht ergibt. Da die obere Grenze jedoch erneut von d abhängig ist, kann sie durch das Modell von Jones physikalisch nicht beschrieben werden.

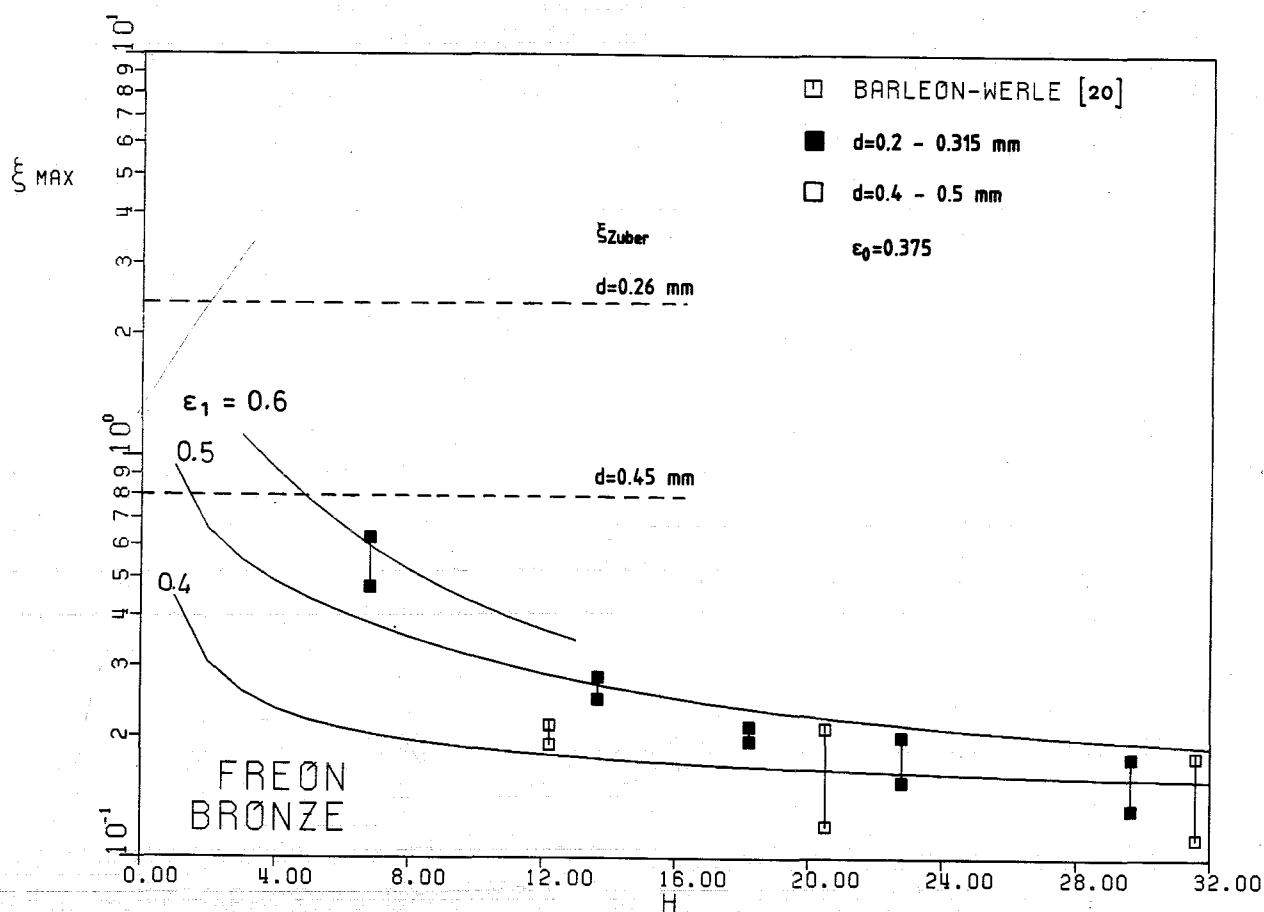


Abb. 15 Dryoutwärmestrom als Funktion der mittleren Betthöhe eines von oben gespeisten Bettes aus feinen Bronze- partikeln in Freon-113.

Dhir und Catton /23/ vermuten, daß die Partikel im aufsteigenden Dampfstrom fluidisieren können und daß sich auf diese Weise die Struktur des Partikelbettes ändert. Diese Aussage wurde u.a. von Cho et al. /24/ in Frage gestellt. Nimmt man die Flüssigkeit und Gasphase als separate Strömung an, so können nach dem Drift-Strom-Modell von Wallis /19/ die Partikel von einem Gasstrom nur dann mitgetragen werden, wenn die Driftstromdichte mindestens

$$j_{gp} > 0.01 v_{\infty, g} \quad (77)$$

ist. Hier bedeutet $v_{\infty, g}$ die Stokes'sche Sinkgeschwindigkeit einer Kugel im Gas

$$v_{\infty, g} = \frac{1}{18} \frac{d^2 g (\rho_p - \rho_g)}{\mu_g}, \quad (78)$$

und j_{gp} ist der Driftstrom, für den die Beziehung

$$j_{gp} = \varepsilon(1-\varepsilon)(u_g - u_p) \quad (79)$$

gilt.

Wenn die Partikel gerade abheben sollen, muß die Partikelgeschwindigkeit u_p mindestens null sein. Setzt man die Gleichungen (78) und (79) in Gleichung (77) ein, so erhält man mit $u_p \geq 0$ und $\varepsilon = 0.4$

$$u_g > \frac{1}{420} \frac{d^2 g (\rho_p - \rho_g)}{\mu_g} \quad (80)$$

oder in dimensionsloser Darstellung mit $u_g \leq Qh / [(1-s)\xi_g h_{fg}]$ nach Gl. (64) und einer Sättigung von rund 0.5 an der Bettoberkante

$$\xi_{Max} \geq 4 \frac{\rho_p - \rho_g}{\rho_f - \rho_g}. \quad (81)$$

Für Bronzekugeln in Wasser ergäbe sich ein mit experimentellen Befunden nicht verträglicher Minimalwert von $\xi_{Max} > 36$.

Abb. 14 zeigt dies deutlich. Andererseits kann auch die Flüssigkeit das Schüttbett nicht lockern, da sie sich bei einer separaten Strömung in einem top-fed Bett nur abwärts bewegt.

Berücksichtigt man dagegen eine Reibung zwischen Flüssigkeit und Dampf, vornehmlich in einer Blasenströmung oder Pfropfenströmung, so kann der Dampf in der Nähe einer Phasengrenzfläche die Flüssigkeit bewegen und folglich denjenigen Anteil der Partikel in der Flüssigkeit lockern, der sich in der Umgebung einer Blase befindet. Voraussetzung dafür ist, daß die Geschwindigkeit der

aufsteigenden Blase größer ist als die Stokes'sche Sinkgeschwindigkeit der Kugel in der Flüssigkeit.

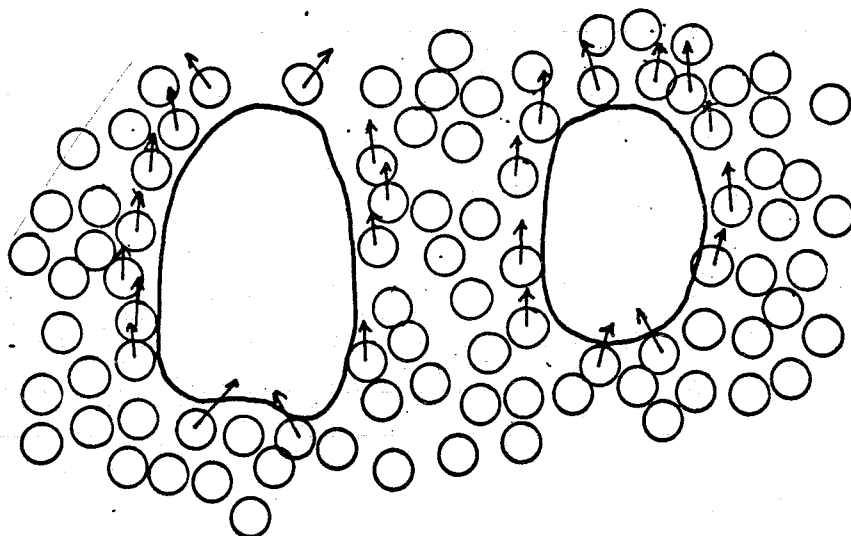


Abb. 16 Fluidisieren einer 3-Phasen-Strömung

Im Gegensatz zu einem Fluidisieren in einer separaten Strömung können die Partikel in diesem Fall nur über eine kurze Distanz angehoben werden: sowohl im Dampf als auch in der Flüssigkeit sinken sie herunter, wenn sie sich nicht hinreichend nahe an einer Phasengrenze befinden.

Einen Minimalwert des Dryout-Wärmestromes für diesen Mechanismus erhält man nach den Modellvorstellungen der separaten Strömung, indem Gleichung (78) durch die Stokes'sche Sinkgeschwindigkeit einer Kugel in der Flüssigkeit ersetzt wird und wenn angenommen wird, daß sich auch lokal die Flüssigkeit nicht schneller als das Gas bewegen kann.

Durch eine analoge Rechnung erhält man die Beziehung

$$\xi_{\text{Max}} \geq 4 \frac{\rho_p - \rho_f}{\rho_f - \rho_g} \frac{\mu_g}{\mu_f} \quad (82)$$

Für Bronzekugeln in Wasser müßte demnach $\xi_{\text{Max}} > 1.4$ sein, ein Schwellwert, der durchaus im Bereich der experimentellen Daten liegt.

Um diesen Lockerungsmechanismus quantitativ beschreiben zu können, ist ein 3-Phasen-Modell erforderlich. Im folgenden wurde der Versuch unternommen, ein solches 3-Phasen-Modell aus zwei bekannten Zweiphasenmodellen zusammenzusetzen. Dazu werden folgende Annahmen getroffen:

- a) Die Partikel sind in der Flüssigkeit fluidisiert. Dann besteht nach dem Drift-Strom-Modell von Wallis /19/ zwischen dem Volumenanteil α_p der Partikel in der Flüssigkeit und der Relativgeschwindigkeit u_{fp} zwischen Partikel und Flüssigkeit der Zusammenhang

$$\frac{u_{fp}}{v_{\infty, f}} = (1 - \alpha_p)^2, \quad (83)$$

wobei

$$v_{\infty, f} = \frac{1}{18} \frac{d^2 g (\rho_p - \rho_f)}{u_f}$$

die Stokes'sche Sinkgeschwindigkeit einer Kugel in der Flüssigkeit ist.

- b) Die Relativgeschwindigkeit u_{fp} ist gleich der Geschwindigkeit der aufsteigenden Blasen v_B .
- c) Die Aufstiegsgeschwindigkeit der Blasen entspricht einer Pfropfenströmung in engen Röhren. Dann ist der Mindectdurchmesser dieser Blasen nach Wallis /19/.

$$d_B^2 = 3.37 \frac{\sigma}{g(\rho_f - \rho_g)} \quad (84)$$

und die Aufstiegsgeschwindigkeit ergibt sich aus einer Bilanz aus Auftriebs- und Zähigkeitskräften /19/ zu

$$v_B = 0.01 \frac{d_B^2 g(\rho_f - \rho_g)}{\mu_f} \quad (85)$$

Die Kombination der Annahmen a) bis c) ergibt dann

$$(1 - \alpha_p)^2 = 0.034 \frac{\sigma}{d^2 g(\rho_p - \rho_f)} \quad (86)$$

Da α_p nur der Volumenanteil der Partikel in der Flüssigkeit ist, besteht zwischen α_p und der Porosität ϵ_1 der Zusammenhang

$$\epsilon_1 = 1 - \alpha_p s \quad (87)$$

Wählt man typische Werte für s und ϵ_0 , nämlich $s = 0.4$, $\epsilon_0 = 0.4$, so läßt sich Gleichung (87) umformen in

$$\epsilon_1 - \epsilon_0 = 0.6(1 - \alpha_p).$$

Eingesetzt in Gleichung (86) ergibt sich

$$\epsilon_1 - \epsilon_0 = C \frac{\sigma}{d^2 g(\rho_p - \rho_f)} \quad , \quad \text{mit } C = 0.11. \quad (88)$$

Berücksichtigt man weiterhin, daß die fiktive Porosität des Ansatzes (55) größer ist als die tatsächlich vorhandene, so ist eher ein höherer Wert von C zu erwarten.

In Abb. 17 sind die maximalen Porositäten ϵ_1 , die sich aus Abb. 14 ergeben, als Funktion $\epsilon_1 - \epsilon_0$ über $\sqrt{\sigma / (d^2 g(\rho_p - \rho_f))}$ aufgetragen. Die maximalen Werte der experimentellen Ergebnisse steigen für $\epsilon_1 < 1$ entsprechend diesem Modell linear an, jedoch wie erwartet mit einer höheren Proportionalitätskonstanten von $C = 0.16$. Dieser empirische Wert wird daher für das Modell bevorzugt. Für $\epsilon_1 = 1$ wäre die Permeabilität nach Gl. (4) unendlich groß, daher kann dieser Wert nicht überschritten werden.

Die wenigen vorhandenen Daten für Freon legen einen etwas kleineren Wert für C nahe. Die Unterschiede in der Größe des Proportionalitätsfaktors C haben ihre Ursache z.T. auch darin, daß der Turbulenzanteil vernachlässigt wurde.

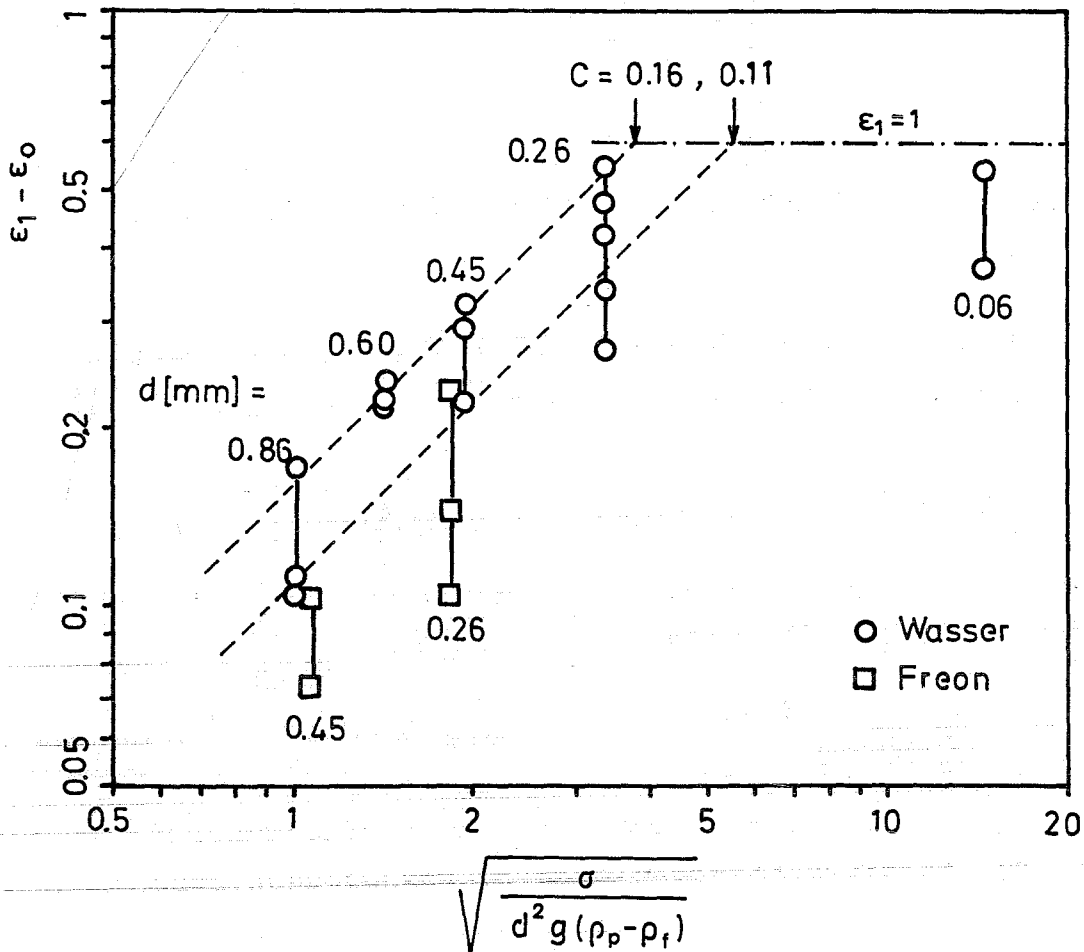


Abb. 17 Anstieg der maximalen Porosität mit abnehmendem Partikeldurchmesser

5 Das allgemeine Modell

Den Abbildungen 14 und 15 kann man entnehmen, daß der Einfluß der Kapillarkräfte und der Bettlockerungen für große Werte von H gering ist. Das asymptotische Verhalten des Dryout-Wärmestromes für große Partikel oder tiefe Schüttbetten (Abschnitt 3) wird deshalb richtig erfaßt, wenn für die Betthöhe

$$H > 20$$

gilt. Das bedeutet, daß

$$\text{d.h. } > 20 \frac{\sigma}{(\rho_f - \rho_g)g} \quad (89)$$

ist.

Allerdings ist infolge der kontinuierlich anwachsenden Betterosionen immer noch ein Anstieg des Dryout-Wärmestroms von ca. 20 % zu erwarten.

Gemäß Abb. 8 und 9 reduziert der Turbulenzanteil den Dryout-Wärmestrom eines von oben gespeisten Bettes um weniger als 20 %, wenn

$$Tu < 1$$

ist. Folglich wird das asymptotische Verhalten für kleine Partikel (Abschnitt 4) erfaßt, wenn

$$\frac{k^2}{\eta} < \frac{\mu_g v_g}{(\rho_f - \rho_g)g} \quad (90)$$

gilt, d.h. für Kugelschüttungen, wenn

$$d < 35 \left[\frac{\mu_g v_g}{(\rho_f - \rho_g)g} \right]^{1/3} \quad (91)$$

ist.

In anderen Fällen, oder wenn eine höhere Genauigkeit gefordert wird, kann die Zweiphasenströmung durch ein allgemeines Modell berechnet werden, das sich aus der Kombination der beiden asymptotischen Fälle ergibt. In einer eindimensionalen, stationären Strömung erhält man die effektive Sättigung s dann als Funktion der vertikalen Koordinate z durch die Lösung der Differentialgleichung

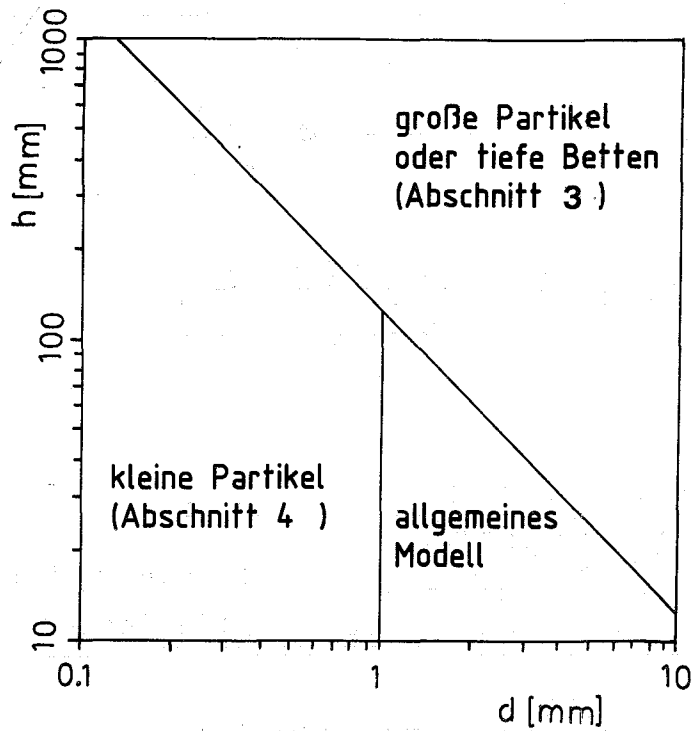


Abb. 18 Anwendungsbereich der asymptotischen Modelle, gültig für Kugelschüttungen in Wasser

$$\begin{aligned}
 & \frac{\mu_g}{KK_g} v_g - \frac{\mu_f}{KK_f} v_f + \frac{\rho_g}{\eta\eta_g} v_g |v_g| - \frac{\rho_f}{\eta\eta_f} v_f |v_f| \\
 & + \frac{\rho_f (\rho_f - \rho_g) g K}{\eta \sigma} \frac{W(s)}{s(1-s)} \left(\frac{v_g}{1-s} - \frac{v_f}{s} \right)^2 \\
 & = (\rho_f - \rho_g) g + \sigma \sqrt{\epsilon/K} \frac{\alpha A}{s^{\alpha+1}} \frac{ds}{dz} \quad , \quad (92)
 \end{aligned}$$

Hier gelten für die verwendeten Größen folgende Werte

$$V_g = \frac{Qz}{\rho_g h t_g} + V_{g0} ,$$

$$V_f = - \frac{Qz}{\rho_f h t_f} + V_{f0} ,$$

$$K = \frac{d^2}{C_k} \frac{\epsilon^3}{(1-\epsilon)^2} , \quad \eta = \frac{d}{C_\eta} \frac{\epsilon^3}{1-\epsilon}$$

$$\frac{\epsilon_1 - \epsilon_0}{\epsilon_1 - \epsilon_0} = \exp \left[\frac{(z-h)(\rho_p - \rho_f) g \epsilon_0 d}{6 \delta} \right]$$

$$\epsilon_1 = 0.5$$

nach spontaner Lockerung

$$\epsilon_1 - \epsilon_0 = C \sqrt{\frac{\delta}{d^2 g (\rho_p - \rho_f)}}$$

Maximalwert nach kontinuierlicher Lockerung,

$$W(s) = 350 s^7 (1-s) .$$

(93)

Speziell für Kugelschüttungen gilt

$$C_k = 150 ,$$

$$C_\eta = 1.75 ,$$

$$C = 0.16$$

$$A = 0.32 ,$$

$$\alpha = 0.14 ,$$

$$K_f = s^3 ,$$

$$\eta_f = s^5 ,$$

$$K_g = (1-s)^3 ,$$

$$\eta_g = (1-s)^6 .$$

Gleichung (92) ist eine gewöhnliche, nichtlineare Differentialgleichung erster Ordnung für $s(z)$, die nur numerisch gelöst werden kann. Es kann im Prinzip das gleiche Lösungsverfahren wie von Lipinski /12/ benutzt werden.

6 Zusammenfassung

Von Lipinski /12/ wurde ein Zweiphasenmodell entwickelt, mit dem eine Vielzahl von beobachteten Strömungsphänomenen in einem Schüttbett berechnet werden können. Dieses Modell baut auf einem laminaren Zweiphasenmodell auf, das sich in Anwendungsbereichen der Bodenmechanik bereits häufig bewährt hat /6/. Mittlerweile erlauben heute verfügbare, detaillierte Meßergebnisse in Kugelschüttungen, das Modell von Lipinski zu verfeinern, um bisher nicht geklärte Phänomene bei der Wärmeabfuhr aus Schüttbetten zu beschreiben.

Das Modell von Lipinski wurde in folgenden Punkten geändert oder erweitert:

- a) Die Zweiphasenmultiplikatoren einer turbulenten Strömung wurden experimentell bestimmt. Diese sind kleiner als von Lipinski angenommen wurde. Diese Änderung reduziert den Dryout-Wärmestrom eines top-fed Bettes aus großen Partikeln um 30-40 %.
- b) Die Reibung zwischen Flüssigkeit und Dampf wurde in die Bilanzgleichungen mit einbezogen. Diese Erweiterung hat keinen Einfluß auf den Dryout-Wärmestrom eines top-fed Bettes, erhöht jedoch den Dryout-Wärmestrom eines bottom-fed Bettes aus großen Partikeln bis zu einem Faktor 2, wenn die Druckdifferenz über das Bett ungefähr gleich dem hydrostatischen Druck der Flüssigkeit ist.
- c) Lockerungen in einem Schüttbett aus feinen Partikeln wurden durch eine fiktive Porosität beschrieben, die als kontinuierliche Funktion mit der Höhe zunimmt. Dadurch erfaßt dieses Modell auch Schüttbetten mit durchgehenden Dampfkanälen. Die Porosität einer spontanen Lockerung und der Maximalwert einer zeitlich kontinuierlich anwachsenden Lockerung konnte quantitativ angegeben werden.

Nomenklatur

A	Konstante der Leverett-Funktion
C, C_k , C_η	Konstanten
d	Partikeldurchmesser
d_B	Blasendurchmesser, Gl. (84)
d_c	Durchmesser einer Kapillaren
e_z	vertikaler Einheitsvektor
F_{fg}	Reibungskraft zwischen Flüssigkeit und Gas, Gl. (32)
g	Erdbeschleunigung
h	Betthöhe
h_{fg}	Verdampfungsenthalpie
H	dimensionslose Betthöhe, Gl. (67)
j_{gp}	Driftstrom der Partikel im Gas
J	Leverett-Funktion
K	Permeabilität der einphasigen Strömung
K_o	Permeabilität eines ungelockerten Bettes
K_f , K_g	relative Permeabilitäten
l_c	Dampfkanallänge, Gl. (24)
m	Konstante, Gl. (34)
M	Wechselwirkungsparameter, Gl. (40)
p	Druck
p_o	Druck am Boden des Schüttbettes
P	dimensionsloser Druck, G. (50)
P_{ges}	dimensionslose Gesamtdruckdifferenz über das Schüttbett
Q	volumetrische Heizleistung
q_{Zuber}	Dryout-Wärmestrom (CHF-Wert) nach Zuber, Gl. (73)
s	effektive Sättigung, Gl. (8)
s	vollständige Sättigung
s_o	Restsättigung
T	Verwindung
Tu	Turbulenzanteil, Gl. (39)
t	Zeit
u	Geschwindigkeit
v	Leerrohrgeschwindigkeit am Boden des Schüttbettes

v	Stokes'sche Sinkgeschw. einer Kugel, Gl. (78), (83)
v_B	Geschwindigkeit einer Blase, Gl. (85)
w	dimensionslose Leerrohrgeschwindigkeit, Gl. (38)
w_{fo}, w_{go}	dimensionslose Leerrohrgeschwindigkeit am Boden
W	Sättigungsabhängiger Wechselwirkungsparameter, Gl. (33)
x	Dampfmassenanteil
x_e	Dampfmassenanteil an der Bettoberkante
z	vertikale Koordinate

Griechische Buchstaben

α	Exponent der Leverett-Funktion
α_p	Volumenanteil der Partikel in der Flüssigkeit
η	Passabilität
η_f, η_g	relative Passabilitäten
μ	Zähigkeit
ν	kinematische Viskosität
ρ	Dichte
σ	Kapillaritätskonstante
θ	Benetzungswinkel
ξ	dimensionsloser Wärmestrom, Gl.(37) bzw. (65)
ξ_{Max}	dimensionsloser Dryout-Wärmestrom
ξ_1	dimensionsloser Wärmestrom an der Bettoberkante
ξ_0	Grenzwert für ξ für $s \rightarrow 0$, Gl. (49)
ϵ	Porosität
ϵ_1	Porosität an der Bettoberkante
ϵ_0	Porosität des ungelockerten Bettes

Indizes

f	Flüssigkeit
g	Gas oder Dampf
p	Partikel

Literatur

- /1/ U. Müller, T. Schulenberg: Post Accident Heat Removal Research: A State of the Art Review, KfK 3601, 1983
- /2/ U. Müller, C. Günther (ed.): Post Accident Debris Cooling, Proceedings of the Fifth Post Accident Heat Removal Information Exchange Meeting, G. Braun, Karlsruhe (1982)
- /3/ H. Mizuta: Fragmentation of Uranium Dioxide after Molten Uranium Dioxide-Sodium Interaction, J. Nuclear Science and Technology 11, 480-487, (1974)
- /4/ R.R. Hobbins, B.A. Cook, R.E. Mason: LWR Debris from Severe In-Pile Transient Tests in /2/, 133-138
- /5/ J. Bear: Dynamics of Fluids in Porous Media, American Elsevier Publishing Co., New York (1972)
- /6/ A.E. Scheidegger: The Physics of Flow through Porous Media, University of Toronto Press, Toronto (1974)
- /7/ B. Duret, J.C. Bonnard: Permeability of a Bed of Fuel Particles Experimental Research, in /2/, 34-39
- /8/ D. Squarer, A.T. Pieczynski, L.E. Hochreiter: Effect of Debris Bed Pressure, Particle Size, and Distribution on Degraded Nuclear Reactor Core Coolability, Nucl. Science and Eng., 80, 2-13 (1982)
- /9/ M.C. Leverett: Capillary Behavior in Porous Solids, Trans. Amer. Inst. of Mining Engrs, 142, 152-168 (1941)
- /10/ R.H. Brooks, A.T. Corey: Properties of Porous Media Affecting Fluid Flow, J. of Irrig. and Drainage Division, Proc. of the American Society of Civil Engineers, IR2, 61-89 (1966)
- /11/ G.L. Shires, G.F. Stevens: Dryout During Boiling in Heated Particle Beds, AEEW-M1 779, UKAEA, Winfrith, England (1980)
- /12/ R.J. Lipinski: A Model for Boiling and Dryout in Particle Beds, NUREG/CR-2646, SAND 82-0765, (1982)
- /13/ G. Hofmann: On the Location and Mechanism of Dryout in Top-Fed and Bottom-Fed Particulate Beds in /2/, 186-191
- /14/ L. Barleon, H. Werle: Dependence of Debris Bed Dryout Heat Flux on Particle Diameter, Trans. ANS, 38, 382 1-383 (1981)
- /15/ J.M. Delhaye, M. Giot, M.L. Riethmüller: Thermohydraulics of Two-Phase Systems for Industrial Design and Nuclear Engineering, Hemisphere Publishing Co., (1981)
- /16/ L. Barleon, H. Werle, R.J. Lipinski: Heat Transfer in Particulate Debris Beds, Proc. LMFBR - Safety Topical Meeting, Juli 19-23, Lyon, 1982, pp. III-337-346

- /17/ L. Barleon, K. Thomauske, H. Werle: Cooling of Debris Beds, to be published in the special issue on Post Accident Heat Removal of Nucl. Techn.
- /18/ S.W. Jones, L. Baker, S.G. Bankoff, M. Epstein, D.R. Pedersen: A Theory for Prediction of Channel Depth in Boiling Particulate Beds, J. Heat Transfer, 104, 806-808 (1982)
- /19/ B. Wallis: One-dimensional Two-phase Flow, McGraw-Hill, (1969)
- /20/ L. Barleon, K. Thomauske, H. Werle: Dependence of dryout heat flux on particle diameter and effects of stratification and bed reconfiguration, in /2/, 74-78
- /21/ A.S. Naik, V.K. Dhir: Forced Flow Evaporative Cooling of a Volumetrically Heated Porous Layer, Int. J. Heat Mass Transfer, 25, 541-552 (1982)
- /22/ V.X. Tung, V.K. Dhir, D. Squarer: Forced Flow Cooling Studies of Volumetrically Heated Porous Layers, M. Merilo (ed.), Thermal Hydraulics of Nuclear Reactors: Proc. of the 2nd Internat. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, Santa Barbara, USA, Jan. 11-14, 1983. La Grange Park, Ill.: American Nuclear Soc., 876-883 (1983)
- /23/ V. Dhir, I. Catton: Dryout Heat Fluxes for Inductively Heated Particulate Beds, J. Heat Transfer, 99, 250-256 (1977)
- /24/ D.H. Cho, L.J. Stachyra, G.A. Lambert: Fluidisation Considerations in Debris Bed Heat Removal, Trans. ANS, 38, 383-385, (1981)
- /25/ G. Hofmann, T. Schulenberg: A Quasi-Steady-State Approximation of the Transient Dryout Behavior in Debris Beds, Proc. of the Int. Meeting on Light Water Reactor Severe Accident Evaluation, Cambridge, USA, Aug. 28 - Sep. 1, 1983, La Grange Park, Ill., American Nuclear Soc., 18.6, 1-8, (1983)
- /26/ N.K. Tutu, T. Ginsberg, J.C. Chen: Interfacial Drag for Two-Phase Flow Through High Permeability Porous Beds, 21st National Heat Transfer Conference, Seattle, July 24-28, 1983. J.C. Chen, S.G. Bankoff (ed.), Interfacial Transport Phenomena, Amer. Soc. Mec. Eng., New York, 37-44 (1983)
- /27/ J. S. Marshall, V.K. Dhir: On the Counter-Current Flow Limitation in Porous Media, Proc. of the Int. Meeting on Light Water Reactor Severe Accident Evaluation, Cambridge, USA, Aug. 28 - Sep. 1, 1983, La Grange Park, Ill., American Nuclear Soc., 18.5, 1-7, (1983)