

KfK 3287
März 1982

Transport in Drehrohren und Kugelmühlen

G. Roth
Laboratorium für Isotopentechnik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Laboratorium für Isotopentechnik

KfK 3287

TRANSPORT IN DREHROHREN UND KUGELMÜHLEN

Günther Roth

Von der Fakultät für Chemieingenieurwesen der Universität
Karlsruhe (TH) genehmigte Dissertation.
Die Arbeit wurde aus Mitteln der Deutschen Forschungsgemein-
schaft gefördert.

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Kurzfassung

Der Partikeltransport in Drehrohren und Kugelmühlen ist ein stochastischer Prozeß, der durch Konvektionskoeffizienten zur Beschreibung der gerichteten Bewegung sowie durch Dispersionskoeffizienten zur Kennzeichnung der Mischvorgänge darstellbar ist.

Diese Arbeit enthält Untersuchungen zum Einfluß von Betriebsbedingungen, Materialeigenschaften, Apparate- und Austragswandgeometrie auf das Transportverhalten enger Quarzsandfraktionen in einer Modellapparatur. Die Bestimmung der Transportkoeffizienten geschieht anhand von Verweilzeitexperimenten mit radioaktiver Markierung. Die gewonnenen Zusammenhänge zwischen den Transportkoeffizienten und den Einflußgrößen lassen sich geschlossen deuten, wenn angenommen wird, daß beide Transportarten überwiegend in unterschiedlichen radialen Bewegungsphasen auftreten: Die Konvektion erfolgt während des Aufstiegs, wogegen sich die Axialvermischung beim Fall- und Einordnungsvorgang vollzieht.

Weiterhin wird ein Modell zur Berechnung des Durchsatzes durch Drehrohre bzw. Kugelmühlen entwickelt, das von der Voraussetzung ausgeht, daß dieser vom Materialfluß durch die Austragswand bestimmt wird. Der Materialaustrag erfolgt nur innerhalb der Aufstiegszone unter der Wirkung der parallel zur Austragswand gerichteten Schwer- und Zentrifugalkraft. Die für den Fluß des Materials durch die Austrittsöffnungen abgeleitete Gesetzmäßigkeit führt in Verbindung mit der berechenbaren Aufstiegszone zu einer Beziehung, die es erlaubt, den Durchsatz in Abhängigkeit von Materialeigenschaften, Betriebsbedingungen und der geometrischen Beschaffenheit der Austragswand zu berechnen. Der Vergleich zwischen Experiment und Rechnung zeigt gute Übereinstimmung.

TRANSPORT IN ROTARY DRUMS AND BALL MILLS

Abstract

The particle transport in rotary drums and ball mills is a stochastic process which can be represented by convection coefficients describing the directed movement and by dispersion coefficients characterizing the mixing phenomena.

This report contains investigations into the influence exerted by operating conditions, material properties and geometry of the apparatus and of the discharge plate on the transport behaviour of narrow quartz sand fractions in a model apparatus. The transport coefficients are determined in residence time experiments with radioactive labelling. The dependence obtained between the transport coefficients and the experimental parameters permits a coherent interpretation if the assumption is made that the two types of transport occur in different phases of radial motion: Convection takes place during ascend while axial dispersion is generated in the falling and ranging process.

Furthermore, a model has been developed for evaluating the throughput of rotary drums and ball mills, respectively; it is based on the assumption that the throughput is governed by the material flux through the discharge plate. The efflux takes place only in the ascending zone as a result of gravity and centrifugal forces acting parallel to the discharge plate. A deduced relationship describing the material flow through the discharge apertures in connection with the calculable zone of ascend leads to an expression allowing to determine the mass flow rate as a function of material properties, operating conditions and geometry of the discharge plate. A comparison between experimental and calculated data shows good agreement.

Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
A. Einleitung, Überblick, Problemstellung	1
1. Einleitung	1
2. Verweilzeitmodelle	2
3. Experimentelle Methoden zur Bestimmung von Verweilzeitverteilung und Kenngrößen	4
4. Radiotracer-technik	6
5. Ergebnisse aus der Literatur	9
6. Modelle zur Vorausberechnung des Transports	12
7. Problemstellung	14
B. Statistische Beschreibung des Transports	16
C. Apparatur, Meßtechnik und Versuchsmethode	22
1. Versuchsstand	24
1.1 Drehrohr	24
1.2 Meßeinrichtungen	26
1.3 Kugelfüllung	28
2. Versuchsmaterial	29
3. Radioisotopenmeßtechnik	31
3.1 Aktivierungsanalyse	32
3.2 Fehler infolge der Zerfallsstatistik	34
3.3 Effektivität der Meßanordnung	38
3.4 Probenaktivierung	42
4. Versuchsmethode	45
4.1 Einflußgrößen, Versuchsplan	45
4.2 Versuchsdurchführung	49
4.3 Versuchsauswertung	51

D.	Durchsatzkennlinie	54
1.	Modellvorstellungen zur Durchsatzkennlinie	55
2.	Materialfluß durch Öffnungen	57
2.1	Dimensionsanalytische Betrachtung	60
2.2	Experimentelles	62
2.3	Bodenöffnung (vertikaler Ausfluß)	64
2.4	Seitenöffnung (horizontaler Ausfluß)	71
2.5	Horizontaler Ausfluß durch Kugelschüttungen	82
3.	Aufstiegszone	89
4.	Beschleunigung	106
5.	Vergleich von Rechnung und Experiment	108
6.	Hinweise für die Anwendung	114
E.	Verweilzeitexperimente	118
1.	Drehrohr	118
2.	Kugelmühle	141
F.	Anmerkungen zum Dispersionsmodell	159
	Zusammenfassung	169
	Symbole	173
	Literatur	179
	Anhang	

A. Einleitung, Überblick, Problemstellung

1. Einleitung

Bei der Aufbereitung von Grund- und Rohstoffen wie Erze, Kohle oder Zement spielen Drehrohre und Kugelmühlen eine wichtige Rolle. Ihre häufige Verwendung beruht auf der einfachen Bau- und Betriebsweise und einem breit gefächerten Einsatzgebiet. Drehrohre werden bei mechanischen Prozessen wie Homogenisieren, Mischen und Agglomerieren eingesetzt. Gleichermäßen finden sie auch bei thermischen Verfahren wie Trocknung und Kühlung Verwendung. Auch Prozesse mit chemischer Stoffumsetzung wie Calcinieren, Sintern oder Rösten werden in befeuerten Drehrohren, den Drehrohröfen, durchgeführt. Das Anwendungsspektrum der Kugelmühle erstreckt sich über den gesamten Bereich der Fein- und Hartzerkleinerung; des weiteren dienen Kugelmühlen zu Dispergierzwecken.

Drehrohre und Kugelmühlen können im ökonomisch günstigen Durchlaufbetrieb gefahren werden, wobei große Einheiten Produktmengen bis zu einigen hundert Tonnen pro Stunde umsetzen. Neben der Durchsatzmenge muß bei der Beurteilung der Wirtschaftlichkeit dieser Apparaturen auch die Produktqualität berücksichtigt werden. Die Eigenschaften des Endprodukts werden ihrerseits vom Transport durch die Anlage beeinflußt. Daher muß der Transport des Materials auf den Prozeß abgestimmt sein. Beispielsweise wird bei Verfahren mit physikalischer oder chemischer Stoffumwandlung im allgemeinen eine einheitliche Aufenthaltsdauer im Reaktionsraum angestrebt, während bei Misch- und Homogenisierungsprozessen eine maximale Vermischung das Ziel ist.

Um einen Prozeß hinsichtlich seines Produkts optimieren zu können, sind detaillierte Kenntnisse über den Materialtransport und seiner Abhängigkeit von den Betriebsbedingungen notwendig. Die Verweilzeitverteilung gibt hierzu wertvollen Aufschluß. Sie kann durch Markierung der interessierenden Komponenten mit einem entsprechenden Spurstoff gemessen werden.

Ein mehr allgemeines Verständnis der Transportvorgänge läßt sich mit Hilfe geeigneter mathematischer Modelle erhalten. Dabei gilt es, durch Experimente die grundlegenden Zusammenhänge zwischen den Einflußgrößen und den die Materialbewegung charakterisierenden Modellkenngrößen aufzudecken. Die Kenntnis dieser Abhängigkeiten ermöglicht, Prozesse nachzubilden und hilft, Fragen der Verfahrensauslegung und -optimierung zu beantworten.

2. Verweilzeitmodelle

Das reale Strömungsverhalten von Stoffen in verfahrenstechnischen Apparaturen läßt sich zwischen zwei theoretische Grenzfälle einordnen: Pfropfen- oder Kolbenströmung und ideale Vermischung. Die Kolbenströmung ist dadurch charakterisiert, daß jedes Teilchen die gleiche Verweilzeit im Reaktionsraum besitzt, d.h. es findet keine Vermischung statt. Im anderen Grenzfall des idealen Mischers bzw. Rührkessels werden in das System eintretende Teilchen verzögerungsfrei mit dem Behälterinhalt vermischt. Die Aufenthaltsdauer eines Teilchens kann Werte zwischen null und unendlich annehmen. Die Verweilzeitverteilung $q(t)$ folgt der Gleichung

$$q(t) = \tau^{-1} \cdot \exp(-t/\tau) \quad (1)$$

Zur Beschreibung des realen Verweilzeitverhaltens eignen sich sowohl das Dispersionsmodell als auch das Rührkesselkaskadenmodell. Das Dispersionsmodell stellt einen speziellen Fall des Markov-Prozesses dar und wird durch die Fokker-Planck-Kolmogoroff-Gleichung beschrieben [1]. Danach gilt für die Aufenthaltswahrscheinlichkeit $w(z,t)$ einer Partikel oder eines Mengenanteils des Materials an der Stelle z zur Zeit t

$$\partial w(z,t)/\partial t = - \partial (v(z,t) \cdot w(z,t)) / \partial z + \partial^2 (D(z,t) \cdot w(z,t)) / \partial z^2 \quad (2)$$

mit der Strömungsgeschwindigkeit v und dem Dispersionskoeffizienten D . Für bestimmte Randbedingungen läßt sich aus (2) die Verweilzeitverteilung berechnen [2], [3].

Beim Kaskadenmodell wird der Reaktionsraum durch eine Anzahl in Reihe geschalteter, i.a. unterschiedlich großer, ideal durchmischter Zellen ersetzt. Für den speziellen Fall von n Rührkesseln mit gleicher mittlerer Verweilzeit τ berechnet sich die Verweilzeitverteilung $q(t)$ nach

$$q(t) = \tau^{-1} (t/\tau)^{n-1} \exp(-t/\tau) / (n-1)! \quad (3)$$

Der Vorteil des Kaskadenmodells gegenüber dem Dispersionsmodell liegt in seiner einfachen mathematischen Form und dem Vorzug einer explizit darstellbaren Lösung, offensichtliche und entscheidende Nachteile sind in der fehlenden Ortsabhängigkeit und einer geringeren physikalischen Aussagekraft begründet.

Treten in einer Apparatur Totraumeffekte oder ähnliche Phänomene auf, dann versagen die beiden genannten Modelle. Man versucht in diesem Fall, das Verweilzeitverhalten durch Zusammenschaltungen von Strömungsrohren mit Kolbenströmung und idealen Mischern zu beschreiben; die Zahl der Modellparameter erhöht sich dabei [4], [5]. Rogers und Gardner [5] benutzen zur Darstellung stark unsymmetrischer Verweilzeitspektren in Kugelmühlen ein Sechselementmodell, das sich aus einer Anzahl hintereinander geschalteter Grundelemente zusammensetzt. Jedes Element besteht aus einer Mischzelle und einer Kolbenströmungsstufe, die in Serie liegen. Parallel zur ersten ist eine weitere Mischereinheit geschaltet, die zur Beschreibung von Totraumzonen dient. Das Modell läßt sich auch für den Fall geschlossen lösen, daß dem Transport eine Reaktion erster Ordnung überlagert ist.

Neben den allgemein anwendbaren Verweilzeitmodellen existieren auch solche, die speziell für die Materialbewegung in Drehrohrapparaturen entwickelt wurden. Von Mu u.a. [6] wird ein

Modell zur Beschreibung des Verweilzeitverhaltens in horizontalen Drehrohren vorgeschlagen. Es ist aus einer Anzahl gekoppelter Teilvorgänge aufgebaut, wobei jeder Vorgang die Partikelbewegung während einer Füllungsumdrehung beschreibt. Die Verfasser betrachten dabei die Aufstiegszone als Bereich der Pfropfenströmung, während die Abwärtsbewegung als idealer Mischprozeß angesehen wird.

3. Experimentelle Methoden zur Bestimmung von Verweilzeitverteilung und Kenngrößen

Eine kontinuierlich durchströmte Apparatur stellt im Sinne der Systemtheorie eine Übertragungseinheit mit von Stoff- und Betriebsbedingungen abhängigem Übertragungsverhalten dar. Seine Eigenschaften lassen sich mit systemtheoretischen Methoden bestimmen. Verfahrenstechnische Apparate werden im allgemeinen im stationären Zustand betrieben und zeigen ein näherungsweise lineares Übertragungsverhalten, das sich durch Systemerregung mittels Testsignalen analysieren läßt. Eingangs- und Ausgangssignal sind hierbei über ein Faltungsintegral mit der Übertragungsfunktion verknüpft, welche mit dem Verweilzeitspektrum identisch ist. Bei einem Dirac-Impuls als Testsignal folgt am Systemausgang unmittelbar die Übertragungsfunktion, andernfalls läßt sich diese durch Entfaltung von Eingangs- und Ausgangsfunktion gewinnen. Diese Möglichkeit der Bestimmung ist vor allem bei der Analyse von Strömungszuständen in Abschnitten innerhalb der Apparatur von Bedeutung. Entfaltungsoperationen sind jedoch i.a. sehr aufwendig. Über die Ermittlung der lokalen Strömungsverhältnisse in einem Rohrreaktor durch Entfaltungsoperationen unter Anwendung von Spline-Funktionen wird z.B. von Nieswand [7] berichtet.

Die Erregung des Systems kann durch Zugabe von markierten Teilmengen (Tracermethode) oder manipulierte Dosierschwankungen am Zulauf geschehen [8]. Weiterhin können Systemeigenschaften identifiziert werden, indem stochastische Änderungen bestimmter Strömungseigenschaften an verschiedenen Stellen aufgezeichnet und miteinander korreliert werden [9].

Die Auswertung gemessener Antwortfunktionen - i.a. Verweilzeitverteilungen - und der damit verbundene erreichbare Informationsgehalt werden von der Zielsetzung bestimmt. Aufgrund des statistischen Charakters der Spektren ist es möglich, sie durch geeignete Wahrscheinlichkeitsfunktionen zu approximieren. Eine Kennzeichnung der Verweilzeitverteilungen ohne explizite Vorgabe des Kurventyps kann weiterhin durch ihre statistischen Momente erfolgen.

Allgemeingültige Aussagen lassen sich treffen, wenn die Meßdaten mit einem physikalisch begründeten Modell für das Strömungsverhalten wie dem Dispersionsmodell verknüpft werden. Hierzu vergleicht man das gemessene Verweilzeitspektrum mit der Verweilzeitverteilung aus dem Modell, die im Falle des Dispersionsmodells bei Vorgabe der Randbedingungen prinzipiell aus (2) berechnet werden kann. Die Bestimmung der Transportkenngrößen des Modells ist durch Anpassung der Modellverteilung an die Meßkurve oder durch die Angleichung der Momente von berechnetem und gemessenem Verweilzeitspektrum möglich. Beide Operationen können sowohl im Zeitraum als auch durch funktionentheoretische Methoden im Bildraum - einerseits dem Laplace-Raum und andererseits durch harmonische Analyse im Frequenzbereich - vorgenommen werden [10 ÷ 13].

Der Vergleich der Ergebnisse aus verschiedenen Auswerteverfahren offenbart teilweise erhebliche Abweichungen. Eine ausführliche Diskussion dieser Problematik findet sich bei Böxkes [14]. Es wird gezeigt, daß bei der Kurvenanpassung im Laplace-Raum die Fehler in diesem zwar gleichstark gewichtet werden, daß sich aber daraus keine gleichmäßige Wichtung im Zeitbereich ergibt und Fehler bei kleinen Zeiten stärker berücksichtigt werden. Eine ähnliche ungleiche Wichtung der Fehler im Zeitbereich ergibt sich bei Bestimmung der Übertragungsfunktion im Frequenzbereich. Die Autoren stellen fest, daß eine Anpassung im Zeitbereich die größte Genauigkeit erzielt. Der Nachteil der Methode bei komplexen Modellen allerdings liegt im kaum zu vertretenden Rechenaufwand. Einen sehr geringen Aufwand erfordert die Momentenmethode, jedoch sind

hier erhebliche Fehlerquoten zu verzeichnen. Diese Ungenauigkeiten bei Anwendung der Momentenmethode resultieren aus der Tatsache, daß Meßfehler bei großen Zeiten stark gewichtet werden. Ein weiterer Nachteil besteht darin, daß das Dispersionsmodell einschließlich der vorgegebenen Randbedingungen als exakt gültig vorausgesetzt wird, auch kann im Gegensatz zur Kurvenanpassung kein Fehlermaß angegeben werden. Richter [15] stellt eine Methode der "gewichteten Momente" vor, mit der es möglich ist, den starken Einfluß der Meßfehler bei großen Zeiten zu kompensieren. Diese modifizierte Momentenmethode erlaubt gegenüber der üblichen Momentenbildung eine Aussage über die Gültigkeit des Modells. Ebenfalls eine Modellüberprüfung erlaubt das Verfahren nach Müller [16] für den Fall des unendlich ausgedehnten Wirkungsraumes, bei dem zur Bestimmung des Modellparameters B_0 neben der dimensionslosen Varianz noch das Verhältnis von Zeitpunkt maximaler Konzentration zu Mittelwert herangezogen wird.

4. Radiotracer-technik

Zur Untersuchung verfahrenstechnischer Prozesse werden in jüngster Zeit nahezu in allen Bereichen Radioisotope eingesetzt [17 ÷ 21]. Dabei haben sich insbesondere γ -Strahler bei der Erforschung von Transportvorgängen bewährt [19 ÷ 21], weil sie gegenüber herkömmlichen Tracern folgende Vorteile aufweisen:

- Die Verfolgung des Spurstoffs selbst durch dicke Apparatewände hindurch, ohne das System durch Probenahme zu stören,
- die Möglichkeit, unter extremen Bedingungen (Druck, Temperatur) Bewegungsvorgänge im Apparateinnern durch Kollimierung des Detektors lokal zu messen,
- Einsatz und Nachweis geringster Tracermengen bei genügend hoher spezifischer Aktivität.

Durch die Möglichkeit einer massenproportionalen radioaktiven Stoffmarkierung läßt sich der Umfang zugänglicher Information noch erweitern. Unter besonderer Berücksichtigung der Massen-

haltung erlaubt diese Meßtechnik

- bei entsprechender Eichung die quantitative Bestimmung von Stoffverzweigungen.
- die Untersuchung von Transportvorgängen, bei welchen der Ausgangsstoff sich physikalisch oder chemisch verändert.

Diese Vorteile und die damit erreichbaren weitergehenden Aussagen rechtfertigen den mit dem Einsatz von Radioisotopen verbundenen Aufwand, der durch die meßtechnischen Anforderungen und insbesondere durch die behördlichen Sicherheitsauflagen beim Umgang mit offenen radioaktiven Stoffen entsteht.

Radioaktive Markierung von Feststoffen

Die Markierung von Feststoffen durch Leitisotope kann auf direktem oder indirektem Wege erfolgen. Bei der Direktmarkierung werden die Radioisotope durch Bestrahlung in einem Neutronenfeld unmittelbar in dem zu untersuchenden Material erzeugt. Man erhält auf diese Weise einen Indikator, der sich lediglich durch kernphysikalische Eigenschaften vom übrigen Stoff unterscheidet. Diese Form der Markierung setzt jedoch voraus, daß geeignete Komponenten in der Grundsubstanz vorhanden sind, wobei bei guten Aktivierungseigenschaften meistens schon Spuren von Elementen oder deren Verbindungen genügen. Zur Erzeugung einer massenproportionalen Markierung müssen die aktivierbaren Isotope homogen in der Stoffmatrix verteilt sein. Diese Voraussetzung ist bei einer Vielzahl von Zwischenprodukten wie Zementklinker, aber auch bei einer Reihe von natürlichen Stoffen, z. B. Quarzminerale, näherungsweise gegeben. Beim Fehlen oder zu geringer Konzentration von Spurstoffen ist es in einigen Fällen auch möglich, diese vor der Aktivierung im Ausgangsmaterial anzureichern.

Bei der indirekten Methode wird eine Markierungssubstanz - ein Radionuklid oder eine radioaktive Verbindung - in das Versuchsmaterial eingebracht oder auf dessen Oberfläche fixiert. In der Literatur sind zahlreiche Verfahren hierzu beschrieben [22 ÷ 25].

Der wesentliche Vorteil der nachträglichen Markierung gegenüber der Direktmarkierung besteht in der Möglichkeit, durch gezielte Auswahl das Radionuklid hinsichtlich Strahlungsenergie und Halbwertszeit für den zu untersuchenden Prozeß zu optimieren. Dagegen können bei direkter Probenbestrahlung neben den erwünschten Radioisotopen auch solche erzeugt werden, die aufgrund ihrer Langlebigkeit Entsorgungsprobleme aufwerfen.

Die Fremdmarkierung an der Feststoffoberfläche kann bewirken, daß deren Beschaffenheit verändert wird und keine Traceridentität mehr vorliegt. Durch vergleichende Messungen an einem Modelldrehrohr unterstreicht Merz [26] die Tatsache, daß infolge Abrieb die durch Oberflächenmarkierung gewonnene Verweilzeitverteilung des Quarzsandes gegenüber derjenigen durch volumenhomogene Spurstoffmarkierung erhaltenen erheblich verfälscht wird. Dieser Fehler reduziert sich bei Stoffen mit großer innerer Oberfläche oder wenn ähnliche Verfahren wie von Runge [27] angewendet werden, der die auf Kieselsteine aufgestäubte Ir-192-Lösung durch Überzug mit Silikonlack schützt. Überlagert sich jedoch dem Transport eine Stoffverzweigung wie die Zerkleinerung, sind verlässliche Aussagen nur bei volumenhomogener Indikatorverteilung möglich.

Radiotracerexperimente

Untersuchungen zum Feststofftransport in Drehrohren und Kugelmøhlen mit radioaktiver Markierung liegen in größerer Anzahl vor [24 ÷ 26, 28 ÷ 33]. Ein großer Teil der Messungen beschränkt sich dabei auf die Aufzeichnung der Verweilzeitverteilung am Apparateende, während die Möglichkeit zur Bestimmung des lokalen zeitlichen Verlaufs der Tracerkonzentration entlang der Apparatur ungenutzt bleibt.

Einen Schwerpunkt bei der Anwendung von Radionukliden bildet der Drehrohrofen, der vorwiegend in der Baustoffindustrie [28], bei der Düngemittelherstellung [29] sowie für metallurgische Prozesse [30] eingesetzt wird. Im Innern dieser Großapparaturen läuft eine Vielzahl komplexer verfahrensspezifischer Teil-

reaktionen ab, die maßgeblich durch den vom Transport abhängigen Wärmeübergang zwischen Feuergasen und Ofengut beeinflusst werden. Die Bewegungsvorgänge sind in den einzelnen Ofenabschnitten stark unterschiedlich und meßtechnisch nur mit der Radionuklidtechnik erfaßbar.

Fragen zur Modellierung der Durchlaufzerkleinerung stehen im Vordergrund des Interesses bisheriger radiotracertechnischer Untersuchungen an Kugelmühlen. Für den Fall, daß der Mahl-
guttransport unabhängig von der Partikelgröße ist, läßt sich die Korngrößenverteilung des Produkts mit Hilfe des Verweilzeitspektrums aus dem Ergebnis der satzweisen Mahlung berechnen. Derartige Betrachtungen sind nur dann sinnvoll, wenn das Verweilzeitspektrum durch massenproportionale Markierung gewonnen wurde.

5. Ergebnisse aus der Literatur

Mit dem Problem des Schüttguttransports in Drehrohren und Kugelmühlen setzt sich eine bedeutende Anzahl von Veröffentlichungen auseinander. Der Hauptteil der Arbeiten bezieht sich erwartungsgemäß auf Anlagen im Labor- und Technikumsmaßstab, die sich aufgrund ihrer Vielseitigkeit und des geringen experimentellen Aufwandes für grundlegende Untersuchungen mehr eignen als Produktionseinheiten. Im Vordergrund des Interesses steht dabei meist der Zusammenhang zwischen Verweilzeitspektrum bzw. den Modellkenngrößen und den wichtigsten Betriebsparametern wie der Drehzahl, während Fragen der Materialeigenschaften, der Maßstabsvergrößerung und konstruktive Gesichtspunkte nur vereinzelt behandelt werden. Die Auswertung der gemessenen Verweilzeitverteilungen erfolgt in nahezu allen Fällen durch das Dispersionsmodell.

Die von einer Reihe von Autoren [24, 26, 34 ÷ 39] vorgelegten Untersuchungen an Drehrohren befassen sich mit dem Schüttguttransport unter Ausschluß von Stoffveränderungen. Infolge unterschiedlicher Versuchsbedingungen und Zielsetzungen streuen die jeweiligen Versuchsergebnisse in einem weiten Bereich, was die Feststellung allgemeiner Zusammenhänge erschwert.

Ausführliche Studien stammen von Merz [26], Rutgers [35] und Abouzeid [36]. Durch radioaktive Markierung verschiedener enger Kornfraktionen in einem Kollektiv ermittelte Merz [26] an einem Labordrehrohr ($L = 20 \div 100$ cm; $D_M = 20$ cm) die Partikelgrößenabhängigkeit des Transports. Das Verweilzeitspektrum hängt eindeutig von der markierten Korngröße ab, wobei gröbere Partikeln die Apparatur schneller durchlaufen. Als weiteres Ergebnis ist der Arbeit zu entnehmen, daß für einen mittleren Füllungsgrad von 34 % für alle Korngrößen ein maximaler Dispersionskoeffizient vorliegt. Rutgers untersuchte an einem Modelldrehrohr ($L = 50$ cm; $D_M = 16$ cm) mit konischem Austrag den Transport von Langkornreis in Abhängigkeit von Drehzahl, Neigungswinkel, Gutfüllung, Partikelgröße und weiteren Größen. Er findet, daß durch Veränderung der Betriebsparameter vor allem die mittlere Geschwindigkeit beeinflußt wird, die Werte zwischen 1,2 cm/min und 10,2 cm/min annimmt. Demgegenüber variiert der Dispersionskoeffizient in weit geringerem Maße. Bei Verwendung von gebrochenem Rundkornreis als Markierstoff zeigt der Dispersionskoeffizient eine deutliche Abhängigkeit von den Partikeleigenschaften. Aus Versuchen mit unterschiedlicher Rohrgeometrie ergibt sich eine intensivere Axialvermischung mit zunehmendem Rohrdurchmesser und abnehmender Rohrlänge. Abouzeid u.a. [36] berichten über Experimente an einem mit Hubleisten bestückten Drehrohr ($L = 24$ cm; $D_M = 8$ cm) mit Stauscheibe am Austrag mit dem Ziel, den Einfluß von Drehzahl, Rohrneigung, Durchsatz und Partikelgröße auf Hold-up und Verweilzeitspektrum von Dolomit zu bestimmen. Mit Ausnahme der Partikelgröße üben alle untersuchten Parameter einen starken Einfluß auf die Materialbewegung aus. Dabei bewirkt die Erhöhung der Drehzahl eine Zunahme der mittleren Verweilzeit und eine stärkere Vermischung des Gutes. Versuche mit drei verschiedenen engen Aufgabekornklassen lassen keinen signifikanten Einfluß der Partikelgröße auf das Verweilzeitspektrum erkennen.

Eine Gruppe von Arbeiten [40 ÷ 43] beschäftigt sich mit dem Einfluß von Kugelfüllungen auf die Schüttgutbewegung in Dreh-

rohren ($L = 24,8 \div 43,8$ cm; $D_M = 9,5 \div 12,7$ cm). Chaudhuri [40] und Shoji [41] stellen bei ihren Untersuchungen mit Kunststoffkugeln an einem satzweise betriebenen Drehrohr fest, daß sich die Axialdispersion des Schüttgutes bei zunehmender Kugel- und abnehmender Gutfüllung erhöht. Diese Beobachtungen machen auch Abouzeid u.a. [42] bei Experimenten im Durchlaufbetrieb. Weiterhin finden sie eine zunehmende Vermischung bei Drehzahlerhöhung. In einer weiteren Arbeit vergleicht Abouzeid [43] den Partikeltransport beim Betrieb mit und ohne Kugelfüllung. Der Einsatz von Kugeln bewirkt einen Anstieg der mittleren Verweilzeit des Materials, wobei es gleichzeitig intensiver vermischt wird. Aus Experimenten zum Einfluß von Korngröße, -form und Dichte des Tracers auf das Verweilzeitverhalten geht hervor, daß die beim Betrieb ohne Kugeln aufgrund unterschiedlicher Eigenschaften von Tracer und Versuchsgut festgestellten Entmischungserscheinungen durch Kugeln weitgehend eliminiert werden.

Bei den vorliegenden Publikationen zum Mahlguttransport wird sowohl die Trockenmahlung [25,44÷47] als auch die Naßmahlung [48,49] berücksichtigt. Umfangreiche Versuche zur Bestimmung der Mahlgutbewegung in Abhängigkeit von Partikelgröße, Durchsatz, Kugelfüllungsgrad, Mahlkörperzusammensetzung sowie Geometrie der Austragswand führte dabei Keienburg [44] an einer Labormühle ($L = 43,8$ cm; $D_M = 30,3$ cm) durch. Als wichtiger Parameter erweist sich der Kugeldurchmesser, größere Kugeln verkürzen die Aufenthaltszeit und intensivieren die Axialvermischung. Die Verweilzeitverteilung zeigt keine signifikante Abhängigkeit von der markierten Partikelgröße. Zum letzteren Ergebnis kommt auch Moreira [31] bei seinen Mahlversuchen mit Eisenglanz an einer kleinen Ein- bzw. Zweikammermühle. Mori u.a. [46] erhalten aus Experimenten an einer Pilot-Mühle ($L = 198$ cm; $D_M = 54,5$ cm) mit Kalkstein als Versuchsgut eine mit steigendem Durchsatz, abnehmender Kugelfüllung und Drehzahl geringer werdende mittlere Verweilzeit. Eine Reduzierung des Dispersionskoeffizienten läßt sich mit höherem Durchsatz und kleineren Mahlkörpern erreichen. Ergebnisse aus Mahlversuchen an einer Betriebsmühle

stellt Paulsen [47] vor. Durch Konzentrationsmessungen konnte gezeigt werden, daß sich die Axialdispersion des Mahlgutes längs der Mühlenachse ändert. Von Interesse ist weiterhin die Feststellung, daß die Axialvermischung die Energieausnutzung beeinflußt und optimale Betriebszustände existieren.

Für den Bereich der Naßmahlung muß die Arbeit von Kelsall [48] erwähnt werden, der ausführlich Transport und Zerkleinerung in einer Labormühle studierte. Der Autor macht die Beobachtung, daß bei höherem Durchsatz bzw. Mahlgutfüllungsgrad das Gut die Mühle schneller durchläuft und sich weniger vermischt. Die Versuche zum Einfluß von Mahlkörperfüllung und -größe zeigen, daß mit zunehmender Mahlkörpermasse und abnehmender -größe sich die mittlere Verweilzeit erhöht, die Dispersion indes im technisch interessanten Bereich weitgehend konstant bleibt. Der Einfluß der Partikelgröße ist nur von geringer Bedeutung. Den letztgenannten Befund erhält auch Gardner [49] bei seinen Untersuchungen an einer Naßmühle im Pilot-Maßstab.

6. Modelle zur Vorausberechnung des Transports

Trotz des breiten technischen Anwendungsbereichs von Drehrohrapparaturen und den vielfältigen experimentellen Befunden existieren nur wenige Ansätze zur Vorausberechnung des Materialtransports. Einige Modelle, z.B. von Saeman [50], die für die Materialbewegung in geneigten Drehrohren erstellt wurden, erlauben eine Berechnung der mittleren Verweilzeit in langsam rotierenden und gering beladenen Apparaturen. Ein Modell für horizontale Drehrohre liefern Vahl und Kingma [51]. Sie nehmen an, daß der Axialtransport der Partikeln infolge eines axialen Füllungsgradienten ausschließlich während des Abrollens auf der Schüttungsoberfläche geschieht. Aus der lokalen Geschwindigkeit, die sich aus der geometrisch ableitbaren axialen Verschiebung und der Zeit für eine Umdrehung bei Vernachlässigung der Abrollzeit ergibt, erhalten die Autoren den Durchsatz als Funktion des lokalen Füllungsgradienten. Für den Fall des am Austrag offenen Rohres berechnen sie daraus axiale Gutverteilung und Hold-up. Hogg [52] erweitert die von Vahl

und Kingma entwickelten Modellvorstellungen, indem er die Abrollzeit mitberücksichtigt und das Problem für den Fall des durch Stauscheiben begrenzten Rohres löst.

In einer späteren Arbeit wendet Hogg [53] seine Modellrechnungen auf den Transport in Kugelmühlen an. Dabei wird vorausgesetzt, daß die Mahlkörper die Partikelbewegung stören und die Zeit für einen vollständigen Umlauf erhöhen. Damit wird die mittlere axiale Verschiebung pro Mühlenumdrehung reduziert. Dieser Effekt wird durch eine Kenngröße erfaßt, die Werte zwischen null (keine Axialverschiebung) und eins (Axialverschiebung ohne Kugeln) annehmen kann. Zur Festlegung des Gutprofils entlang der Mühlenachse führen die Autoren eine empirisch bestimmte Randbedingung am Austrag ein. Der Vergleich zwischen Messungen und Rechnung zeigt, daß sich durch diese Modifikation des Drehrohr-Transportmodells die Verhältnisse in Kugelmühlen bis zu Mahlkörperfüllungsgraden von 30 % und Drehzahlen bis zu 67 % des kritischen Wertes ableiten lassen.

Frühwein [54] stellt ein Modell zur Simulation der Axialdispersion in Kugelmühlen vor. Er nimmt dabei an, daß sich die Partikeln während des Herabfallens sowie beim Auftreffen auf die Schüttung vermischen. Um die Umgebungsbedingungen für seine Simulation festzulegen, berechnet er in einem ersten Schritt die radiale Füllungsverteilung. Die Bewegung einer Partikel vom Ablösepunkt bis zum Wiedereintritt in die aufsteigende Schüttung wird dann durch eine Folge determinierter Fallbewegungen und stochastisch ablaufender Stöße beschrieben. Ein Simulationsexperiment liefert als Endergebnis den Ort, an dem sich die Partikel einordnet. Durch genügend Wiederholungsexperimente wird eine Häufigkeitsverteilung des axialen Platzwechsels erzeugt, die als Übergangsfunktion eines Markov-Prozesses betrachtet werden kann und aus der sich der Dispersionskoeffizient berechnen läßt. Ein von Frühwein durchgeführter Vergleich mit Ergebnissen aus der vorliegenden Arbeit zeigt, daß die Resultate der Simulation eine tendenzmäßig gute Übereinstimmung mit den Meßwerten aufweisen.

7. Problemstellung

Die Auslegung oder Optimierung verfahrenstechnischer Prozesse in kontinuierlich betriebenen Apparaturen verlangt Kenntnisse des Materialtransports. In Drehrohren und Kugelmühlen ist dieser äußerst komplex und läßt sich nicht vorausberechnen. Eine statistische Beschreibung der zufällig ablaufenden Partikelbewegungen gelingt mit Hilfe des Dispersionsmodells. Dabei wird der Transport in einen gerichteten und ungerichteten Anteil aufgespalten und durch zwei Arten von Koeffizienten gekennzeichnet.

Voraussetzung für die Anwendung des Dispersionsmodells zur Modellierung von Transportvorgängen in Drehrohrapparaturen ist ein detailliertes Wissen über die Abhängigkeit der Transportkoeffizienten von Betriebsbedingungen, Materialeigenschaften und konstruktiven Gegebenheiten. Die stochastischen Koeffizienten sind hierbei nicht direkt meßbar. Sie lassen sich aus dem Verweilzeitspektrum berechnen, das durch Markierung des Materials oder bestimmter Komponenten erhalten wird.

Im allgemeinen sind beide Arten von Transportkoeffizienten bei sonst konstanten Versuchsbedingungen von der Partikelgröße abhängig. Dies erschwert die Situation im Falle der Kugelmühle, da sich infolge der Zerkleinerung längs des Transportwegs die Partikelgröße und damit das Bewegungsverhalten ändert.

In unmittelbarem Zusammenhang mit dem Problem des Materialtransports ist die Bestimmung der Durchsatzleistung zu sehen, die insbesondere bei Auslegungsfragen von größtem Interesse ist und zu deren Berechnung die Grundlagen weitgehend fehlen.

Die hier vorgelegte Arbeit hat zum Ziel, durch Tracerexperimente an einem Modelldrehrohr bzw. einer Modellkugelmühle für einen weiten Bereich der wichtigsten Einflußgrößen den Zusammenhang zwischen diesen und dem Verweilzeitspektrum einerseits und den Transportkoeffizienten des Dispersionsmodells andererseits

seits aufzudecken. Dabei wird mit einer radioaktiven Markier- und Meßtechnik gearbeitet, die eine Identität zwischen Tracer und Versuchsmaterial gewährleistet. Um die Partikelgrößenabhängigkeit des Transports bei der Kugelmühle messen zu können, werden leichte, nicht zerkleinernde Kugelfüllungen eingesetzt.

Weiterhin wird ein Modell entwickelt, das es ermöglicht, den Durchsatz durch Drehrohre und Kugelmühlen abzuschätzen und das für den Fall, daß eine gleichmäßige Materialverteilung im Reaktionsraum vorliegt, eine Grundlage zur Berechnung der Materialgeschwindigkeit bietet.

B. Statistische Beschreibung des Transports

Der Transport in Drehrohren und Kugelmühlen erfolgt stochastisch. Maß muß sich daher auf eine statistische Aussage über den Bewegungsablauf beschränken. Dazu wird eine Funktion eingeführt, die die Wahrscheinlichkeit w dafür angibt, daß sich eine betrachtete Partikel zu einem bestimmten Zeitpunkt in einem bestimmten Volumenelement aufhält. Setzt man voraus, daß jeder zu irgendeinem Zeitpunkt ablaufende Vorgang nur vom augenblicklichen Zustand des Systems abhängig ist, so läßt sich für diese Wahrscheinlichkeitsdichte eine Beziehung ableiten, die als Fokker-Planck-Kolmogoroff-Gleichung (2) bekannt ist. Dabei wird vorausgesetzt, daß der Transport durch ein eindimensionales Modell darstellbar ist. Nimmt man weiterhin an, daß der Bewegungsmechanismus unabhängig von Ort z und Zeit t bleibt, vereinfacht sich die Differentialgleichung (2) zu

$$\dot{w}(z,t) = -v \cdot w'(z,t) + D \cdot w''(z,t) \quad (4)$$

mit $\dot{w} = \partial w / \partial t$, $w' = \partial w / \partial z$, $w'' = \partial^2 w / \partial z^2$

Gl. (4), in dieser Form üblicherweise als "Dispersionsmodell" bezeichnet, stellt einen speziellen Fall des Markov-Prozesses dar, der durch zwei Arten von Koeffizienten gekennzeichnet wird. Der Konvektionskoeffizient v , der als mittlere Geschwindigkeit der Partikeln betrachtet werden kann, beschreibt die gerichtete, der Dispersionskoeffizient D als mittleres zeitliches Verschiebungsquadrat die ungerichtete Komponente des Transports und dient als Maß für die Vermischung.

Die Dgl. (4) bildet zusammen mit geeigneten Anfangs- und Randbedingungen die theoretische Grundlage zur Auswertung experimentell bestimmter Konzentrationsverteilungen. Die Wahrscheinlichkeitsdichte $w(z,t)$ kann dabei als relative Konzentration vieler markierter Partikeln angesehen werden und ist somit meßbar.

Man betrachte eine Apparatur, die von links nach rechts stationär durchströmt wird und bei der Zu- und Ablauf stirnseitig erfolgen (Abb. 1). Der Reaktionsraum erstrecke sich von $z = 0$ (Eintrag) bis $z = L$ (Austrag).

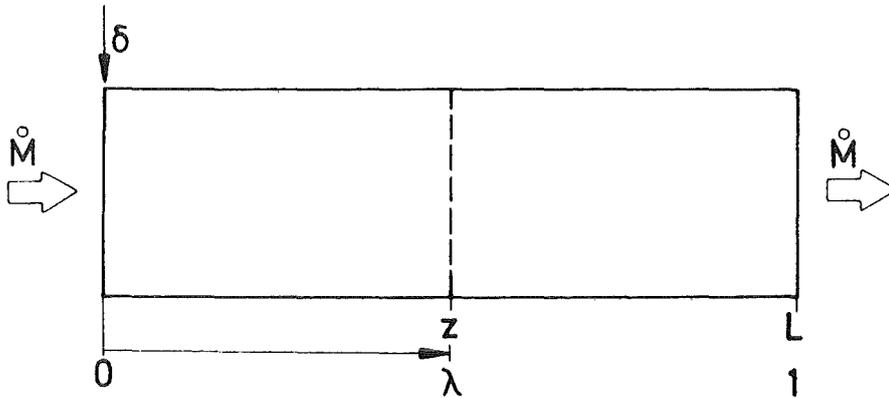


Abb. 1: Skizze zur Formulierung des Anfangswert-Randwertproblems

Dem Anfangswert-Randwertproblem zur Ermittlung des Verweilzeitspektrums im Gebiet $\langle 0, L \rangle$ entspricht im Dispersionsmodell die Ausbreitung einer zur Zeit $t = 0$ bei $z = 0$ konzentrierten Markiersubstanz. Als Anfangsbedingung ist daher eine Dirac-Funktion einzusetzen:

$$w(z,0) = \delta(z) = \begin{cases} 1/a & 0 \leq z \leq a \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad \lim a \rightarrow 0 \quad (5)$$

Zur Lösung der Dgl. werden Randbedingungen gewählt, die einen rückvermischungsfreien Transport auf den Rändern gewährleisten. Diese Festlegung ist sinnvoll, da bei Drehrohren und Kugelmühlen entsprechende konstruktive Vorrichtungen einen Austritt des eingeflossenen Materials durch den Eintrag bzw. einen Wiedereintritt bereits ausgetragener Partikeln verhindern.

Der normierte Materiestrom der Markiersubstanz $q(z,t)$, der an der Stelle z durch eine zur z -Achse senkrechte Kontrollfläche fließt, ist mit der Dichte der Aufenthaltswahrscheinlichkeit

folgendermaßen verknüpft:

$$q(z,t) = v \cdot w(z,t) - D \cdot w'(z,t) \quad (6)$$

Aus der Forderung, daß bei $z = 0$ keine Prüfmenge wieder austreten darf, folgt, daß für $t > 0$ der normierte Indikator-massenstrom an dieser Stelle verschwinden muß. Damit ergibt sich als linke Randbedingung:

$$v \cdot w(0,t) - D \cdot w'(0,t) = 0 \quad (7)$$

Soll der Materialaustritt aus der Apparatur rückvermischungsfrei erfolgen, muß der Dispersionsterm in (6) für $z = L$ verschwinden. Dies läßt sich z.B. dadurch erreichen, daß der Gradient der Aufenthaltswahrscheinlichkeitsdichte dort null wird. Damit erhält man als rechte Randbedingung:

$$w'(L,t) = 0 \quad (8)$$

Das Gleichungssystem (4), (5), (7) und (8) läßt sich analytisch lösen, indem die Dgl. (4) durch Funktionentransformation in eine reine Wärmeleitungsgleichung überführt wird, deren Lösungen bekannt sind [3].

Beschränkt man sich auf die Kennzeichnung der Wahrscheinlichkeitsdichte durch ihre statistischen Momente, ist die Kenntnis der geschlossenen Funktion $w(z,t)$ nicht notwendig. Die Momente lassen sich unmittelbar aus dem vorliegenden Anfangswert-Randwertproblem gewinnen. Lösungswege hierzu stammen von Molerus [1] und v.d. Laan [55]. Während v.d. Laan Mittelwert und Varianz mittels Laplace-Transformation bestimmt, berechnet Molerus die statistischen Momente direkt durch partielle Integration der Differentialgleichung.

Aus den Verteilungskenngrößen von $w(z,t)$ lassen sich die Momente von Konzentrations- und Verweilzeitspektrum berechnen. Das Konzentrationsspektrum $k(z,t)$ ist mit der Dichte der Auf-

enthaltswahrscheinlichkeit über folgende Proportionalität verknüpft:

$$k(z,t) = v \cdot w(z,t) \quad (9)$$

Entsprechend berechnet sich das n-te Moment der Konzentrationsverteilung zu:

$$\mu_n^*(z) = v \int_0^{\infty} t^n \cdot w(z,t) dt \quad (10)$$

Die Transportkoeffizienten des Dispersionsmodells sind durch Mittelwert und Varianz der Aufenthaltswahrscheinlichkeitsdichte eindeutig festgelegt. Daraus folgt, daß bei Anwendung der Momentenmethode zur Ermittlung der stochastischen Modellkenngrößen aus experimentellen Verteilungskurven die Berechnung der ersten beiden Momente ausreicht.

Speziell für Mittelwert μ_1^* und Standardabweichung

$\sigma^* = (\mu_2^* - \mu_1^{*2})^{0,5}$ ergeben sich [1]:

$$\mu_1^*(\lambda) = \lambda \cdot L/v + L \cdot v^{-1} \cdot Bo^{-1} (1 - e^{-Bo(1-\lambda)}) \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \sigma^*(\lambda) = L \cdot v^{-1} \{ & Bo^{-2} (3 + 2e^{-Bo} - 4e^{-Bo(1-\lambda)} - e^{-2Bo(1-\lambda)}) \\ & + 2Bo^{-1} (\lambda - 2(1-\lambda)e^{-Bo(1-\lambda)}) \}^{0,5} \end{aligned} \quad (12)$$

Hierbei ist $\lambda = z/L$ die normierte Ortskoordinate, $Bo = v \cdot L/D$ die Bodensteinzahl, die ein Maß für das Verhältnis von konvektivem zu dispersivem Transport darstellt.

Um die Auswirkungen spezifischer Meßfehler auf die Genauigkeit der Modellparameter studieren zu können, ist weiterhin die Kenntnis des vierten Moments μ_4^* der Konzentrationsverteilung erforderlich. Eine kurze Herleitung dieser Größe, die durch partielle Integration der Differentialgleichung (4) gewonnen wurde, ist im Anhang zu finden.

$$\begin{aligned}
 \mu_4^*(\lambda) = & 24L^4Bo^{-1}v^{-4}\{e^{-Bo(1-\lambda)}(-\frac{4}{3} - 10/Bo - 28/Bo^2 - 28/Bo^3 \\
 & + 2\lambda + 10\lambda/Bo + 14\lambda/Bo^2 + \frac{1}{6}\lambda^3 - \frac{5}{2}\lambda^2/Bo - \lambda^2) - e^{-Bo(1-\lambda)} \\
 & \cdot e^{-Bo}(4/Bo^2 + 7/Bo^3 - \lambda/Bo^2) + e^{-Bo}(2/Bo + 12/Bo^2 + 20/Bo^3 \\
 & + 2\lambda/Bo + 6\lambda/Bo^2 + \frac{1}{2}\lambda Bo^{-1} + Bo^{-3}e^{-Bo}) + 14\lambda/Bo^2 + 14/Bo^3 \\
 & + \frac{2}{3}\lambda^3 + \frac{9}{2}\lambda^2Bo^{-1} + \frac{1}{24}\lambda^4Bo\} \quad (13)
 \end{aligned}$$

Das Verweilzeitspektrum im Gebiet $\langle 0, z \rangle$ ist identisch mit dem normierten Indikatormassenstrom (6) an der Stelle z . Es unterscheidet sich für $z < L$ vom Konzentrationsspektrum und ist im Gegensatz zu diesem innerhalb der Apparatur nicht meßbar.

Für das n -te Moment der Verweilzeitverteilung μ_n gilt:

$$\mu_n(z) = \int_0^{\infty} t^n \cdot q(z, t) dt \quad (14)$$

Die Beziehungen für Mittelwert μ_1 und Standardabweichung σ lauten mit den dimensionslosen Größen λ und Bo :

$$\mu_1(\lambda) = \lambda \cdot L/v \quad (15)$$

$$\sigma(\lambda) = L \cdot v^{-1} \{2 \cdot Bo^{-1} (\lambda - Bo^{-1} (e^{-Bo(1-\lambda)} - e^{-Bo}))\}^{0,5} \quad (16)$$

Speziell am Apparateende, wo laut Voraussetzung der Gradient der Aufenthaltswahrscheinlichkeitsdichte verschwindet, stimmen Konzentrations- und Verweilzeitspektrum überein. Die Verteilungskenngrößen vereinfachen sich hier zu:

$$\mu_1^*(1) = \mu_1(1) = L/v \quad (17)$$

$$\sigma^*(1) = \sigma(1) = L \cdot v^{-1} \{2Bo^{-1}(1 - Bo^{-1}(1 - e^{-Bo}))\}^{0,5} \quad (18)$$

Das vierte Moment an der Stelle $\lambda = 1$ hat folgende Form:

$$\begin{aligned} \mu_4^*(1) = \mu_4(1) = 24L^4 Bo^{-1} v^{-4} \left\{ \frac{1}{2} + 2Bo^{-1} - 14Bo^{-3} + \frac{1}{24}Bo + e^{-Bo} \right. \\ \left. \cdot \left(\frac{9}{2}Bo^{-1} + 15Bo^{-2} + 13Bo^{-3} - Bo^{-3}e^{-Bo} \right) \right\} \quad (19) \end{aligned}$$

Gl. (11) und (12) bzw. (17) und (18) stellen die Grundlage zur Bestimmung der Transportkoeffizienten v , D des Dispersionsmodells aus experimentellen Konzentrations- bzw. Verweilzeit-spektren dar.

C. Apparatur, Meßtechnik und Versuchsmethode

Die Experimente zur Bestimmung der Schüttgutbewegung wurden an einer Laboranlage bestehend aus Drehrohr mit Austragsförderband, Dosierbandwaage sowie den dazugehörigen Meßeinrichtungen durchgeführt (Abb. 2,3). Der Umgang mit offenen radioaktiven Stoffen unter Berücksichtigung der gesetzlich vorgeschriebenen Strahlenschutzmaßnahmen machte die Aufstellung der Versuchsanlage in einem Isotopenlabor notwendig, insbesondere mußte der beim Betrieb mit Misch- oder Mahlelementen entstehende radioaktive Staub durch Absaugung aus der Anlage entfernt und durch anschließende Abscheidung an einem Filter beseitigt werden (Pos. 1 in Abb. 3).

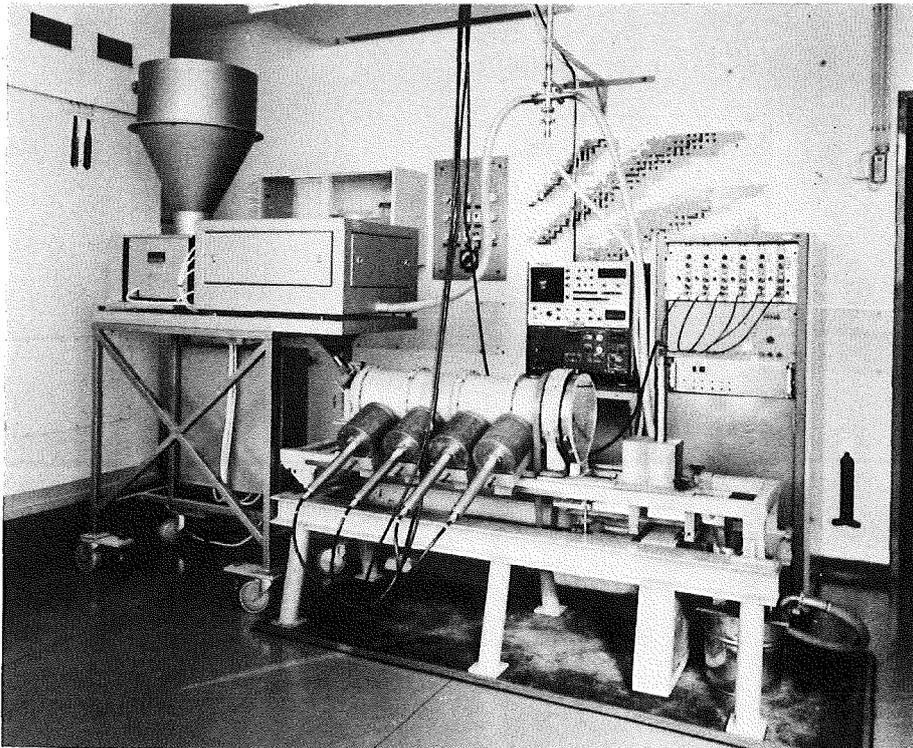


Abb. 2: Ansicht der Versuchsanlage

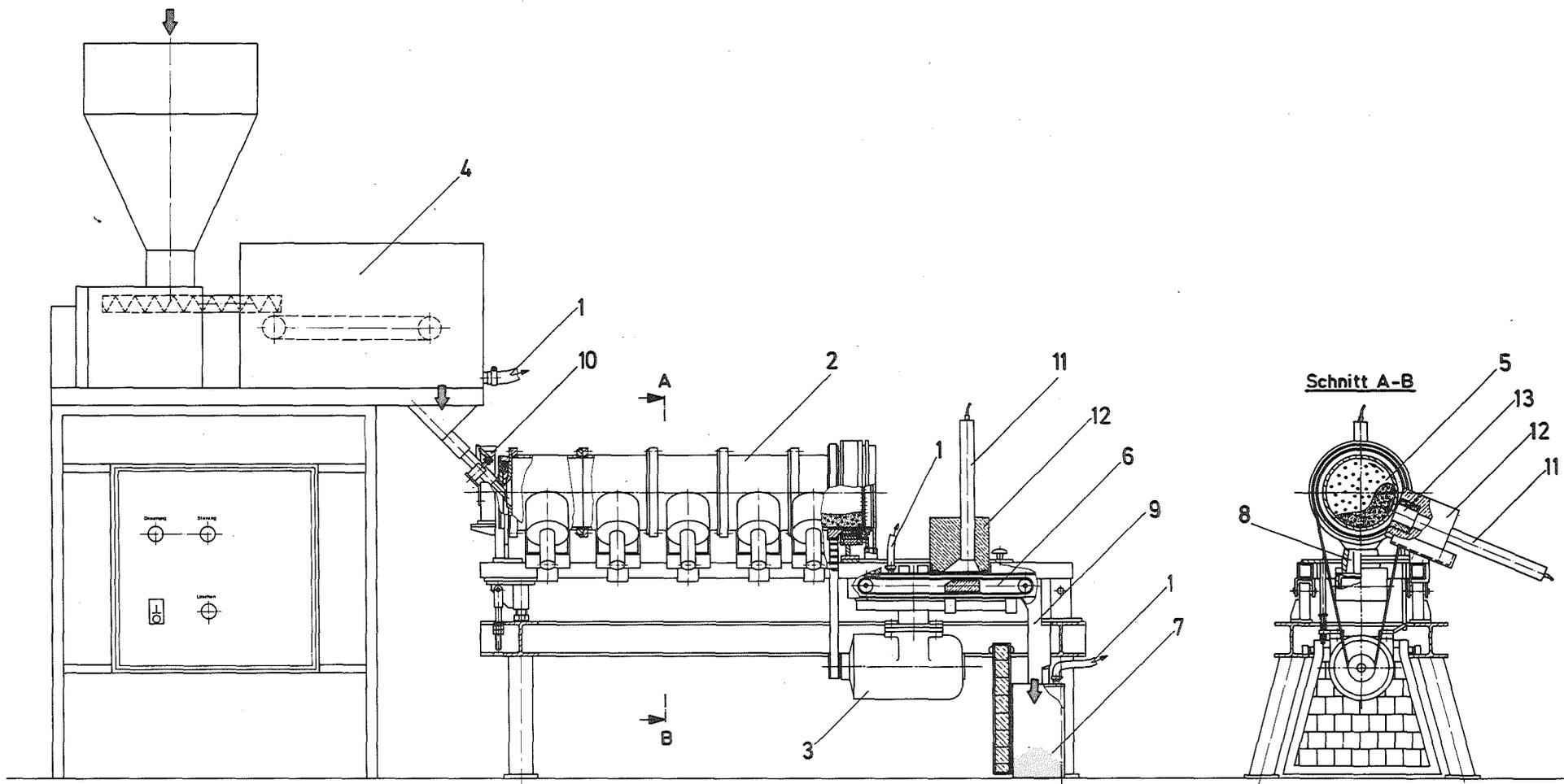


Abb. 3: Schema der Versuchsanlage

1. Versuchsstand

1.1 Drehrohr

Das Drehrohr besteht aus einem horizontal gelagerten, von 200 bis 1000 mm stufenweise um je 200 mm verlängerbaren Zylinder 2 mit glatter Innenwand und 200 mm lichter Weite. Der Antrieb erfolgt durch einen Drehstrommotor (0,3 kW) mittels Zahnriemen 3. Die über ein zwischengeschaltetes Kegelgetriebe regulierbare Trommeldrehzahl läßt sich zwischen 24 und 106 Upm ($n_T/n_C = 0,26 \div 1,12$) einstellen.

Guteinlauf und Gutauslauf erfolgen axial. Am Eintrag wird das Material durch eine geregelte Bandwaage 4 in das Rohr eingespeist. Ihr Förderbereich liegt zwischen 0 und 100 kg/h. Diese Form der Dosierung wurde gewählt, um den Einlaufmassenstrom möglichst konstant zu halten und Instabilitäten in der Füllung zu vermeiden. Abb. 4 zeigt die Schwankungsbreite der Dosierung in Form des Variationskoeffizienten als Funktion des Durchsatzes. Jeder Meßpunkt ergab sich aus 20 Einzelmessungen von je einer Minute Meßdauer.

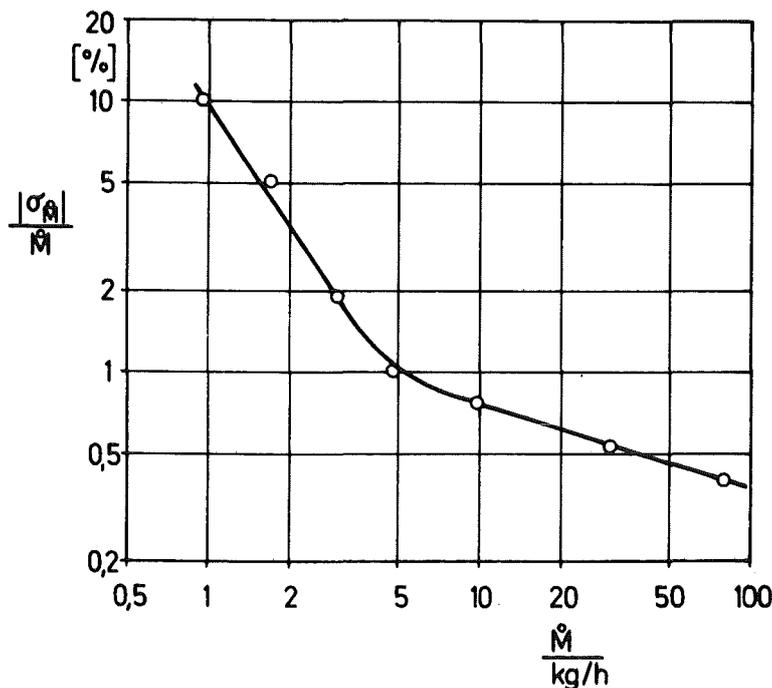


Abb. 4: Variationskoeffizient $\frac{|\sigma_M|}{\dot{M}}$ als Funktion des Durchsatzes \dot{M}

Am Apparateende wird das Gut durch eine austauschbare Lochwand 5 auf ein Förderband 6 ausgetragen. Die Öffnungen der Austragswand, die sich kegelförmig nach außen erweitern, sind auf Teilkreisen r_i gleichen Abstandes Δr angebracht. Die Anzahl der Öffnungen auf einem Teilkreis wird durch die Vorgabe bestimmt, daß für alle Ringquerschnitte $2\pi r_i \Delta r$ das Verhältnis q_f von freiem Strömungsquerschnitt zur gesamten Ringfläche konstant sein soll. Der schematische Aufbau einer Lochwand sowie der Querschnitt einer Öffnung kann Abb. 5 entnommen werden.

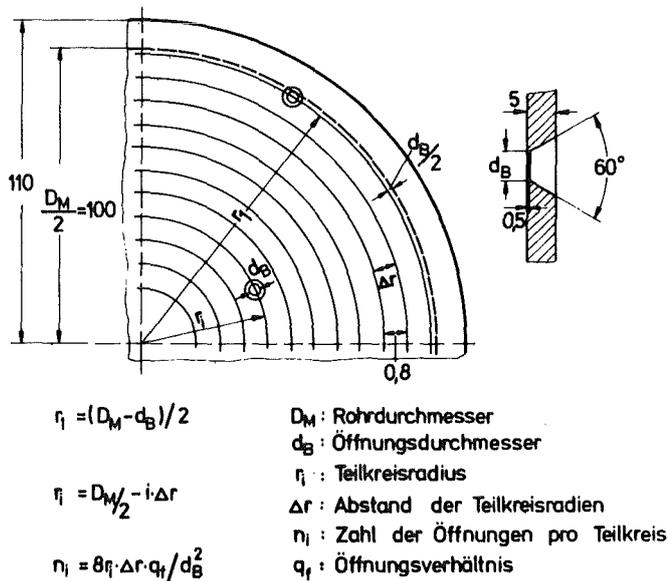


Abb. 5: Schematischer Aufbau der Austragswand

Für den Abtransport des ausgetragenen Materials in einen Vorratsbehälter 7 sorgt ein 500 mm langes, über einen Schrittmotor geschwindigkeitsgeregeltes Förderband. Das staubdicht gebaute Gehäuse wird dabei durch einen Exzenter dichtend gegen den Auslaufschacht 8 gedrückt, um das Austreten feiner radioaktiver Partikeln zu vermeiden. Der senkrechte Auslaufstutzen am Bandende 9 enthält als Probenahmeverrichtung eine Klappe, mit der es möglich ist, Auslaufmassenstrom und Produktzusammensetzung zu bestimmen.

Die Zugabe des Tracers erfolgt durch einen über dem Eintragsschacht angeordneten Injizierbunker 10, dessen als Klappe ausgebildeter schräger Boden sich über einen Hubmagneten öffnen läßt.

1.2 Meßeinrichtungen

Zur Aufnahme des Meßsignals sind je nach Rohrlänge bis zu fünf Detektoren 11 entlang der Apparatur angebracht. Ein weiterer Detektor befindet sich über dem Förderband zur Bestimmung des Verweilzeitspektrums. Es handelt sich dabei um Szintillationsdetektoren mit NaJ-Kristallen (Größe 1"×2"), die sich aufgrund ihrer hohen Ansprechwahrscheinlichkeit gut zur Messung von γ -Strahlung eignen. Zum Schutz gegen die Umgebungsstrahlung werden die am Rohr angeordneten Detektoren von einem Bleimantel 12 von 60 mm Stärke umhüllt. In die Abschirmung ist in Richtung der Detektorachse eine Kollimatoröffnung (5×50 mm) 13 eingearbeitet, so daß nur Strahlung aus einem schmalen Meßvolumen quer zur Transportrichtung empfangen wird. Die Bleiabschirmung für den Förderbanddetektor besteht aus einem Quader, dessen Kollimatoröffnung sich nach unten in Längsrichtung des Bandes erweitert, um eine möglichst hohe Strahlungsausbeute zu erzielen.

Trotz Abschirmung kann das Meßvolumen nicht exakt seitlich begrenzt werden, so daß durch Einstrahlung das Meßsignal verfälscht wird [26]. Zur Erfassung dieser Einstrahlung wurde eine Wechselkollimatoreinheit Abb. 6 angefertigt. Sie besteht aus einer Bleihülse zur Aufnahme des Detektors und einem Kollimatorbauteil, welches durch pneumatische Steuerung wechselweise in kollimierende oder abschirmende Position gebracht wird. Durch zyklische Wechsel während der Versuchsphase lassen sich auf diese Weise das Bruttospektrum und die unerwünschte Einstrahlung gleichzeitig aufnehmen. Eine Korrektur des Konzentrationsspektrums für die Bandsonde konnte entfallen, da infolge stärkerer Abschirmung und größeren Abstandes eine Einstrahlung aus der Apparatur nicht feststellbar war.

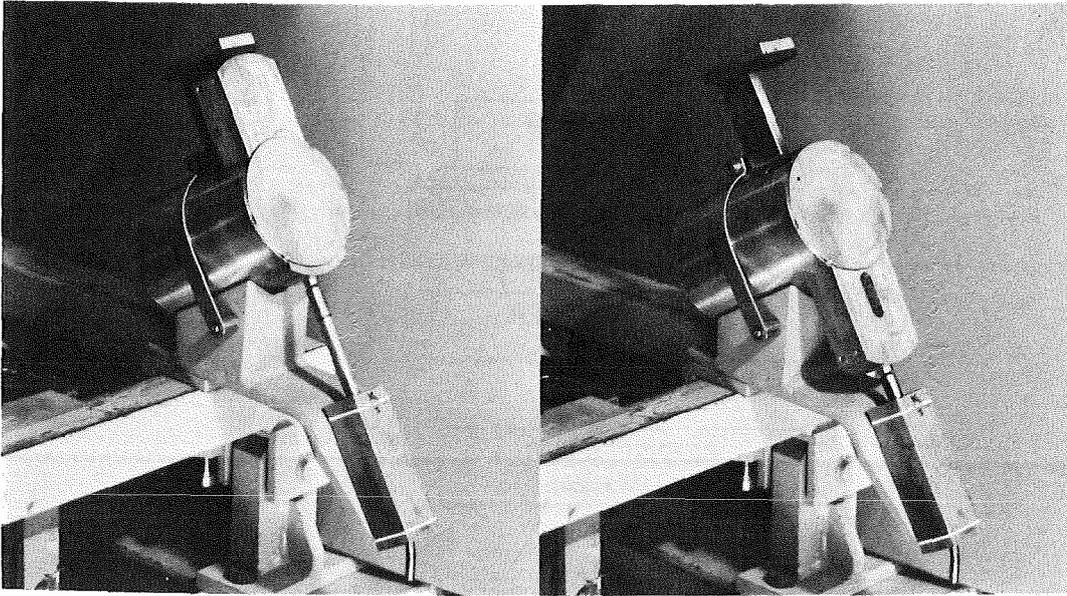


Abb. 6: Wechselkollimatoreinheit, links in kollimierender, rechts in abschirmender Position

Den schematischen Aufbau der Meßelektronik zeigt Abb. 7. Sie besteht aus einer Hochspannungsversorgung für die Detektoren sowie einer Verstärker-/Diskriminatoreinheit. In der sich anschließenden Pufferspeicher/Timer-Kombination werden die Meßsignale zwischengespeichert und nach jedem Meßzeitintervall in einer minimalen Übertragungszeit ($3 \cdot 10^{-4}$ s) im Kernspeicher eines modifizierten Vielkanalanalysators abgelegt. Von dort aus können die Daten wahlweise auf Magnetband gespeichert, direkt in einen Prozeßrechner übertragen oder auf einem Drucker ausgegeben werden. Durch den in der Pufferspeichereinheit enthaltenen Zeitgeber erfolgt die Fortschaltung der zwischen 10^{-3} und 10^4 s wählbaren Meßzeitintervalle; ebenfalls wird von hier der Zeitimpuls an die pneumatische Steuerung der Wechselkollimatoren abgegeben und durch den Startimpuls die Bunkerklappe der Injiziervorrichtung geöffnet.

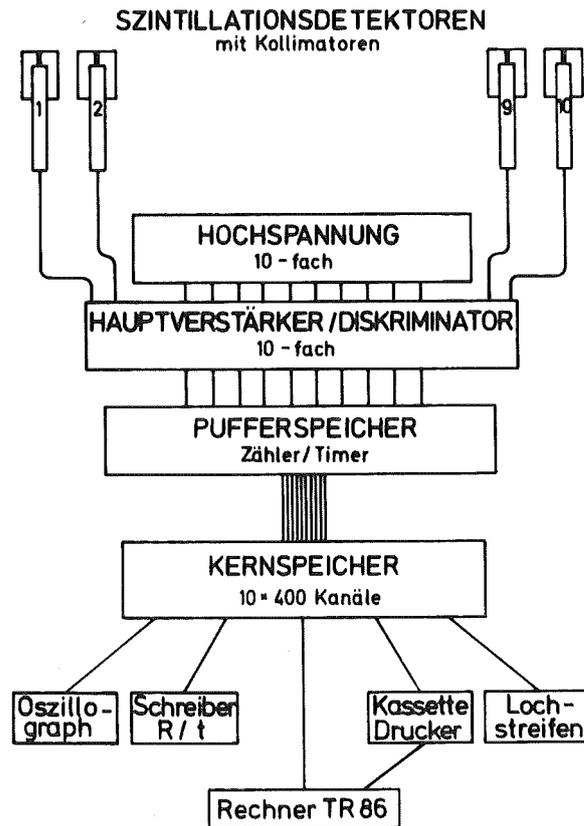


Abb. 7: Schematischer Aufbau der Meßelektronik

1.3 Kugelfüllung

Durch den Einsatz leichter Kugeln sollte verhindert werden, daß die Partikeln im Drehrohr zerbrechen; es handelte sich dabei um 5 mm-Hartglasperlen sowie Steatitkugeln mit 6,8 und 10 mm Durchmesser, siehe Tab. 1.

Durchmesser d_K	5	6	8	10	mm
Dichte ρ_K	2,9	2,7	2,7	2,7	g/cm^3
Schüttdichte ρ_{SK}	1,56	1,47	1,48	1,50	g/cm^3
Porosität ϵ_K	0,41	0,45	0,44	0,43	-
mittlere Kugel- masse m_K	0,19	0,31	0,72	1,39	g

Tab. 1: Daten der Kugeln

Die Schüttdichte ρ_{SK} wurde in einem zylindrischen Gefäß mit 20 cm Durchmesser bestimmt, so daß der Wandeinfluß vernachlässigbar war. Der Variationskoeffizient aus je zwanzig Einzelmessungen lag unter 2 %. Die Porosität ϵ läßt sich aus der Beziehung

$$\epsilon = 1 - \rho_S / \rho \quad (20)$$

bei Kenntnis von Feststoff- und Schüttdichte ρ bzw. ρ_S berechnen. Sie wurde parallel dazu durch Auslitern der Kugelfüllung bestimmt; beide Werte stimmten gut überein.

2. Versuchsmaterial

Die Auswahl des Versuchsgutes für die Transportuntersuchungen erfolgte unter Beachtung zweier wesentlicher Gesichtspunkte hinsichtlich der Stoffeigenschaften:

- Das Material sollte eine ausreichende Härte aufweisen, um eine Zerkleinerung oder starken Abrieb beim Durchlauf durch die Apparatur zu vermeiden.
- Die stoffgetreue Markierung durch Radioisotope setzt voraus, daß die Stoffmatrix geeignete aktivierbare Komponenten enthält. Um eine massenproportionale Markierung zu erhalten, müssen diese homogen innerhalb der Stoffmatrix verteilt sein.

Aufgrund dieser Voraussetzungen wurde unter den üblichen Versuchsmaterialien der Quarzsand H 30 (gewaschen und getrocknet) der Quarzwerke Köln GmbH ausgewählt, dessen günstige Eigenschaften für derartige Untersuchungen bereits bekannt sind [26]. Dieser Sand mit der Dichte $\rho_G = 2,65 \text{ g/cm}^3$ setzt sich entsprechend der chemischen Analyse der Lieferfirma folgendermaßen zusammen:

SiO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₃	TiO ₂	CaO	MgO
99,65 %	0,11 %	0,03 ÷ 0,04 %	0,03 %	0,04 %	0,01 %
Alkalien 0,06 % ; Glühverlust 0,04 %					

Zur Untersuchung der Korngrößenabhängigkeit des Schüttguttransports wurden aus der Grundgesamtheit eine breite Fraktion 150/1000 μm und drei enge Fraktionen 250/315 μm , 400/500 μm , 630/800 μm mit einer Klassenstufung $\sqrt[3]{2}$ herausgesiebt. Abb. 8 zeigt ihre Massenverteilungsfunktion $Q_3(x)$, die mit Hilfe eines Granometers [56] bestimmt wurde. Als Dispersitätsgröße x tritt dabei der Durchmesser einer Kugel mit gleicher Sinkgeschwindigkeit auf.

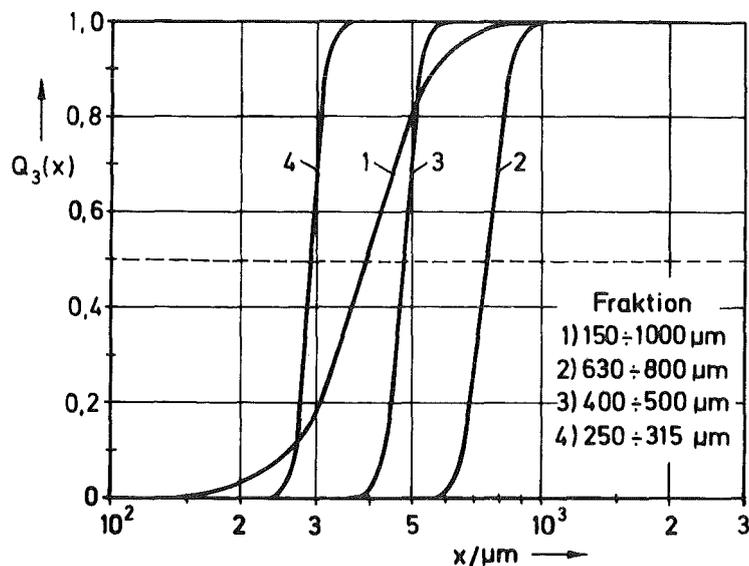


Abb. 8: Massenverteilungsfunktion $Q_3(x)$ der Siebkornklassen

Der Medianwert x_{50} der Verteilungsfunktionen, die Schüttdichte ρ_{SG} , die Porosität ϵ_G und mittlere Partikelmasse m_T der Kornklassen können Tab. 2 entnommen werden.

Die Schüttdichte wurde in einem Meßzylinder mit 14 cm Durchmesser bestimmt, wobei der aus zehn Einzelmessungen berechnete Variationskoeffizient bei allen Fraktionen unter 3 % lag. Die Berechnung der Porosität erfolgte entsprechend (20).

Fraktion	250/315	400/500	630/800	150/1000	μm
Medianwert x_{50}	290	485	755	392	μm
Schüttdichte ρ_{SG}	1,55	1,58	1,59	1,57	g/cm^3
Porosität ϵ_G	0,42	0,40	0,40	0,41	-
mittlere Partikelmasse m_T	0,03	0,16	0,6	0,08	mg

Tab. 2: Daten der Siebfraktionen

3. Radioisotopen-Meßtechnik

Eine ausführliche Diskussion über die Prinzipien der Radioisotopen-Meßtechnik und ihrer Anwendung zur Bestimmung von Transportvorgängen wurde bereits in Kap. A gegeben.

Um ein Versuchsmaterial als Radiotracer für den Nachweis der Bewegungsvorgänge im Drehrohr benutzen zu können, muß es mehrere Forderungen bezüglich seiner aktivierbaren Komponenten erfüllen. Zur Messung eignen sich nur Radionuklide mit harter γ -Strahlung, die durch die stählernen Behälterwände noch ein verwertbares Signal liefern. Die Konzentration ihrer stabilen Isotope muß groß genug sein, um auch bei kleinen Tracermengen, wie sie bei Laborapparaturen ohne Störung des stationären Zustandes einsetzbar sind, eine ausreichende Aktivität zu gewährleisten. Weiterhin soll es sich um leicht aktivierbare Elemente handeln, wobei die Halbwertszeit genügend groß gegenüber der Versuchsdauer sein soll. Zu beachten ist außerdem, daß langlebige Radioisotope nur in geringen Mengen erzeugt werden, um für die Weiterbehandlung des Materials keine Probleme entstehen zu lassen.

3.1 Aktivierungsanalyse

Die Frage nach der Eignung eines Modellstoffs kann mit Hilfe der Aktivierungsanalyse geklärt werden. Mit ihr lassen sich sämtliche aktivierbaren Komponenten oberhalb der Nachweisgrenze (10^{-10} - 10^{-14} g) durch Analyse der Strahlung der Radionuklide hinsichtlich Art und Energie bestimmen. Die Identifikation der einzelnen aktiven Isotope kann durch Vergleich mit bekannten Energiespektren [57] erfolgen.

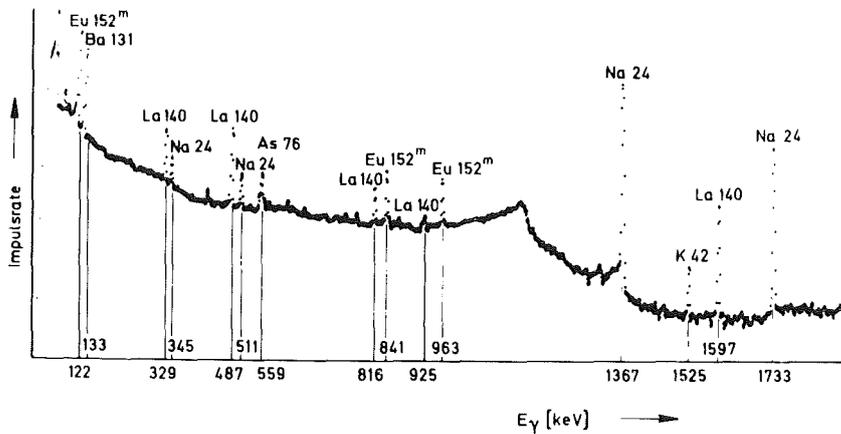


Abb. 9: γ -Spektrum des Quarzsandes

Abb. 9 zeigt als Ergebnis einer Aktivierungsanalyse das γ -Spektrum des in einem Kernreaktor ¹⁾ bestrahlten Quarzsandes H 30. Es wurde nach eintägiger Abklingzeit mit einem Ge/Li - Halbleiterdetektor in Verbindung mit einem 4000-Kanal-Analysator aufgenommen. Die Bestrahlungszeit betrug 20 min bei einem thermischen Neutronenfluß von $7,8 \cdot 10^{13} / \text{cm}^2 \cdot \text{s}$. Die Intensität der Strahlung ist im logarithmischen Maßstab über der Energie der γ -Quanten E_γ aufgetragen. Das Spektrum läßt eine Reihe diskreter Energielinien erkennen. Anhand dieser Energielagen wurden folgende Elemente identifiziert: As,

1) Forschungsreaktor FR2 des Kernforschungszentrums Karlsruhe

Ba, Eu, K, La, Na. Die Hauptkomponente des Quarzsandes, das Silizium in Form des aktivierten Si-31 kann 24 h nach Bestrahlungsende aufgrund seiner kurzen Halbwertszeit (2,6 h) nicht mehr nachgewiesen werden.

Die beiden Energielinien größter Intensität bei 1367 keV und 1733 keV des Radionuklids Na-24 deuten darauf hin, daß die Aktivität dieses instabilen Isotops im Gemisch der γ -Strahlung dominiert. Dieser Sachverhalt wird durch eine Halbwertszeitanalyse der abklingenden γ -Aktivität des Quarzsandes bestätigt (Abb. 10). Die Abklingkurve a der Aktivität wurde dabei mit einem Ratemeter bei einem Meßzeitintervall von 1 min gemessen. Aus der Steigung dieser Kurve läßt sich eine momentane Halbwertszeit des Radionuklidgemisches ermitteln. Sie ist eine Zeitfunktion, da sich aufgrund unterschiedlicher Zerfallsgeschwindigkeiten der beteiligten Komponenten die Zusammensetzung des Gemisches ständig ändert. Man erkennt, daß

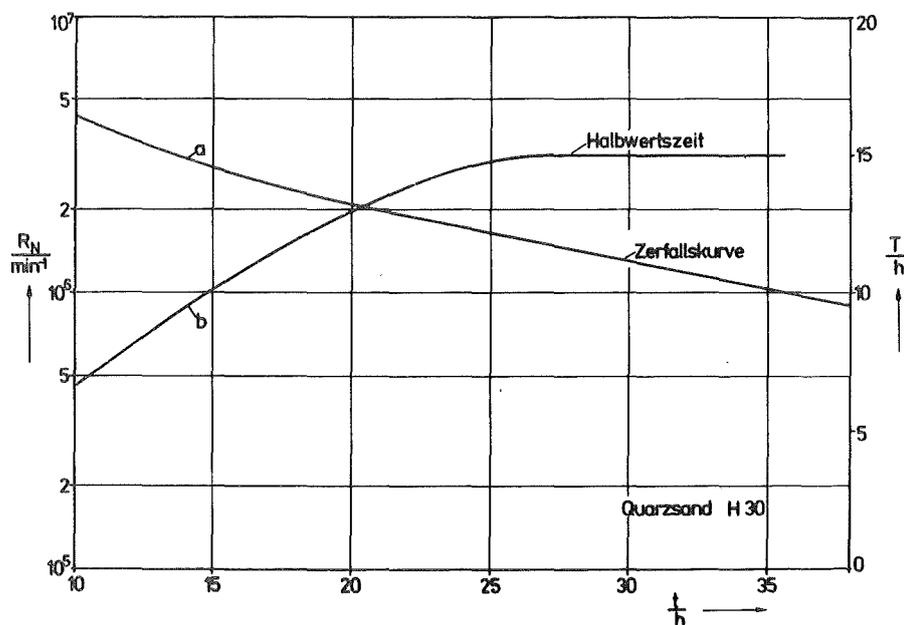


Abb. 10: Zeitlicher Verlauf der Abklingkurve und der Halbwertszeit des Radioisotopengemisches

zwischen 26 und 35 h nach Bestrahlungsende sich eine näherungsweise stabile Halbwertszeit von ca. 15 h einstellt, die dem Isotop Na-24 entspricht. Durch eine geeignete Festlegung des Zeitpunkts der Versuchsdurchführung ist es daher möglich, meß- und auswertetechnische Aspekte (Aktivitätsberechnung, Halbwertszeitkorrektur der Meßkurven etc.) vereinfachend auf der Basis des Radioisotops Na-24 zu behandeln.

Na-24 eignet sich als radioaktiver Indikator für die Drehrohrexperimente. Er besitzt die geforderte harte γ -Strahlung und eine günstige Halbwertszeit, die um eine Größenordnung über der Versuchsdauer liegt. Bereits nach 12 \div 14 Tagen entsprechend 20 Halbwertszeiten ist die Aktivität im Versuchsgut soweit abgeklungen, daß es praktisch wie inaktives Material behandelt werden kann.

Neben der bloßen Identifikation ermöglicht die γ -Spektroskopie auch eine quantitative Bestimmung der Elemente. Die Masse eines Nuklids, die proportional der Fläche unter dem dazugehörigen Photopeak ist, läßt sich mit Hilfe gleichzeitig bestrahlter Standards - geometrisch ähnliche Proben des reinen Elements - durch Vergleich der induzierten Aktivitäten ermitteln. Der zur Abschätzung der Probenaktivität erforderliche Natriumgehalt wurde auf diese Weise mehrfach bestimmt. Hierbei ergab sich aus vier Analysen der Fraktion 400/500 μm bei einer Probengröße von ca. 0,1 g eine mittlere Na-Konzentration von 24 ppm mit einem Variationskoeffizienten unter 10 %. Eine Änderung des Spurstoffgehaltes in den anderen Kornklassen war nur in geringem Umfang festzustellen.

3.2 Fehler infolge der Zerfallsstatistik

Der Zerfall von Radionukliden geschieht stochastisch. Infolgedessen schwankt die in einem Zeitintervall Δt gemessene Impulszahl statistisch, wobei die Häufigkeit der registrierten Impulsmengen sich durch eine Poisson-Verteilung

beschreiben läßt. Diese Schwankungen verursachen Fehler bei der Messung des Zeitverlaufs der Indikatorstrahlung, aus dem wie in Kap. C.4.3 dargestellt, die statistischen Momente μ_n^* der Konzentrationsverteilung und daraus die Transportkoeffizienten berechnet werden.

Das Meßsignal setzt sich aus der Indikatorstrahlung und der Umgebungsstrahlung zusammen. Die Netto-Impulsrate $R_N(t)$ der Indikatorstrahlung erhält man als Differenz von Meßrate $R_M(t)$ und konstanter Untergrundrate R_U .

$$R_N(t) = R_M(t) - R_U \quad (21)$$

Der Fehler der Nettorate folgt daraus durch Überlagerung der Einzelfehler von Meß- und Untergrundrate. Bei der nachfolgenden Berechnung der Fehler der Kenngrößen Mittelwert, Standardabweichung und Variationskoeffizient der Indikatorkonzentrationsverteilungen aufgrund der Zerfallsstatistik bleibt der durch die Untergrundstrahlung verursachte Fehler unbeachtet. Dies ist zulässig, wenn durch entsprechend lange Meßzeit die Untergrundstrahlung genügend genau bestimmt wird. Beziehungen für die Fehler der gewöhnlichen Momente unter Berücksichtigung der Statistik des Untergrundes werden von Geyer [58] angegeben.

Bei einer digitalen Meßwerterfassung werden die Impulse über die Länge eines Meßzeitintervalls akkumuliert. Die mit der Untergrundstrahlung korrigierte Impulsmenge I_i im Zeitkanal "i" ergibt sich durch Integration der zeitlichen Netto-Impulsdichte über die Meßzeit $\Delta t = t_i - t_{i-1}$

$$I_i = \int_{t_{i-1}}^{t_i} R_N(t) dt = \int_{t_{i-1}}^{t_i} dI(t) \quad (22)$$

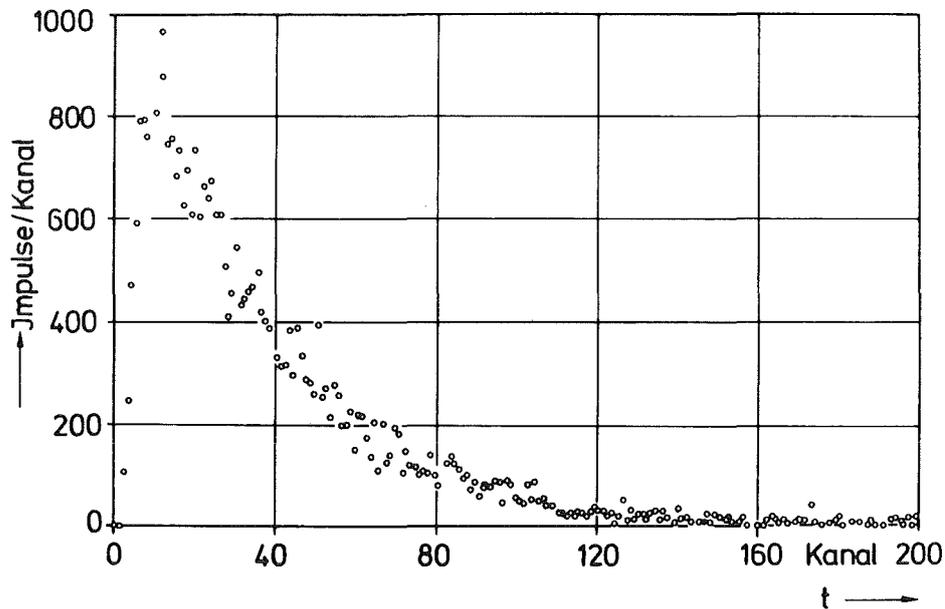


Abb. 11: Mit der Untergrundstrahlung korrigierte Impulsmengen-Zeitfunktion

Das n-te statistische Moment einer diskreten Impulsmengen-Zeitfunktion (Abb. 11) mit äquidistanten Meßpunkten lautet:

$$\mu_n^* = \frac{\sum_{i=1}^m (t_i - \Delta t/2)^n I_i}{\sum_{i=1}^m I_i} \quad (23)$$

Die Anwendung des Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetzes auf (23) unter Berücksichtigung der Poisson-verteilten Impulsmengen liefert den mittleren quadratischen Fehler des n-ten Momentes μ_n^* der Konzentrationsverteilung

$$s^2 \{ \mu_n^* \} = I_{\text{ges}}^{-1} (E(t^{2n}) - E^2(t^n)) \quad (24)$$

mit der gesamt registrierten Impulsmenge I_{ges} und dem Erwartungswert

$$E(t^n) \approx (\Delta t)^n \sum_{i=1}^m i^n \cdot I_i / \sum_{i=1}^m I_i \quad (25)$$

Eine ausführliche Ableitung der Fehlergrößen ist im Anhang zu finden. Im folgenden werden die relativen Fehler der Momente betrachtet:

$$S \{ \mu_n^* \} / \mu_n^* = I_{\text{ges}}^{-0,5} (\mu_{2n}^* / \mu_n^{*2} - 1)^{0,5} \quad (26)$$

Speziell für die interessierenden ersten und zweiten Momente folgt:

$$S \{ \mu_1^* \} / \mu_1^* = I_{\text{ges}}^{-0,5} (\mu_2^* / \mu_1^{*2} - 1)^{0,5} \quad (27)$$

$$S \{ \mu_2^* \} / \mu_2^* = I_{\text{ges}}^{-0,5} (\mu_4^* / \mu_2^{*2} - 1)^{0,5} \quad (28)$$

Für den relativen Fehler der Standardabweichung erhält man

$$S \{ \sigma^* \} / \sigma^* = 0,5 I_{\text{ges}}^{-0,5} (\mu_4^* / \sigma^{*4} - ((\mu_1^* / \sigma^*)^2 - 1)^2)^{0,5} \quad (29)$$

Der Fehler des Variationskoeffizienten lautet:

$$S \{ \sigma^* / \mu_1^* \} / (\sigma^* / \mu_1^*) = 0,5 I_{\text{ges}}^{-0,5} (\mu_4^* / \sigma^{*4} + ((\mu_1^* / \sigma^*)^2 + 1)^2 \cdot (4(\sigma^* / \mu_1^*)^2 - 1))^{0,5} \quad (30)$$

Es zeigt sich, daß sämtliche relativen Fehlergrößen umgekehrt proportional der Wurzel aus der Summe aller registrierten Impulse sind. Die Erhöhung der eingesetzten Aktivität bewirkt daher eine Verringerung der infolge der Zerfallsstati-

stik entstehenden Fehler der Verteilungskennwerte. Gl. (27) läßt erkennen, daß schon der Fehler des ersten Moments durch die Form der Verteilung mitbestimmt wird, er steigt proportional zum Variationskoeffizienten an. Die Fehler von Standardabweichung und Variationskoeffizient hängen bereits vom vierten Moment des Spektrums ab.

Die Form der Konzentrationsverteilung ist beim Dispersionsmodell durch die Bodenstein-Zahl festgelegt. Um einen Hinweis über die Größe der Fehler der Momente zu erhalten, wurden diese mit Hilfe des Dispersionsmodells berechnet (vgl. Kap. B). Damit ergibt sich ein Zusammenhang zwischen den Fehlergrößen und der Bo-Zahl, der in den Abb.12, 13 für den relativen Fehler des Mittelwertes und der Standardabweichung des Verweilzeitspektrums dargestellt ist.

Der relative Fehler der mittleren Verweilzeit $S\{\mu_1\}/\mu_1$ (Abb. 12) läßt eine geringere Fehlerbehaftung mit wachsenden Bo-Zahlen erkennen. Beim Übergang zum idealen Mischer für $Bo < 0,1$ bleibt der Fehler konstant. Ein geändertes Bild ergibt sich für den Fehler der Standardabweichung $S\{\sigma\}/\sigma$, Abb. 13. Während der Wert für $Bo < 1$ ebenfalls nahezu konstant bleibt, erhöht er sich beträchtlich bei steigender Bo-Zahl. Bei einer Gesamtimpulszahl von 10^3 und $Bo = 10^2$ beträgt er bereits 100 %.

Bei den später beschriebenen Verweilzeitexperimenten wurde mit einer mittleren Impulsmenge $I_{ges} = 10^5$ gearbeitet, wodurch bei Bo-Zahlen von 2 bis 20 ($L/D_M = 1$) mit relativen Fehlern $< 5\%$ zu rechnen war.

3.3 Effektivität der Meßanordnung

Für die Genauigkeit einer Radiotracermessung ist die Gesamtimpulsmenge von ausschlaggebender Bedeutung. Diese ist ihrerseits von der Effektivität η der Meßanordnung abhängig, die

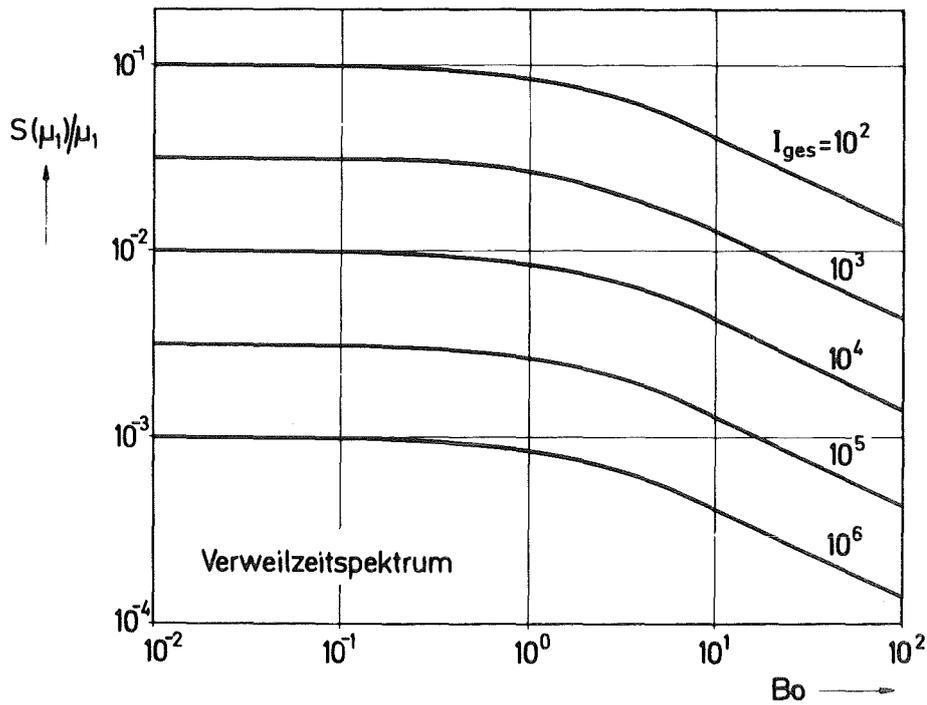


Abb.12: Abhängigkeit des relativen Fehlers des Mittelwerts $S\{\mu_1\}/\mu_1$ von der Bo-Zahl. Parameter: Gesamtimpulsmenge

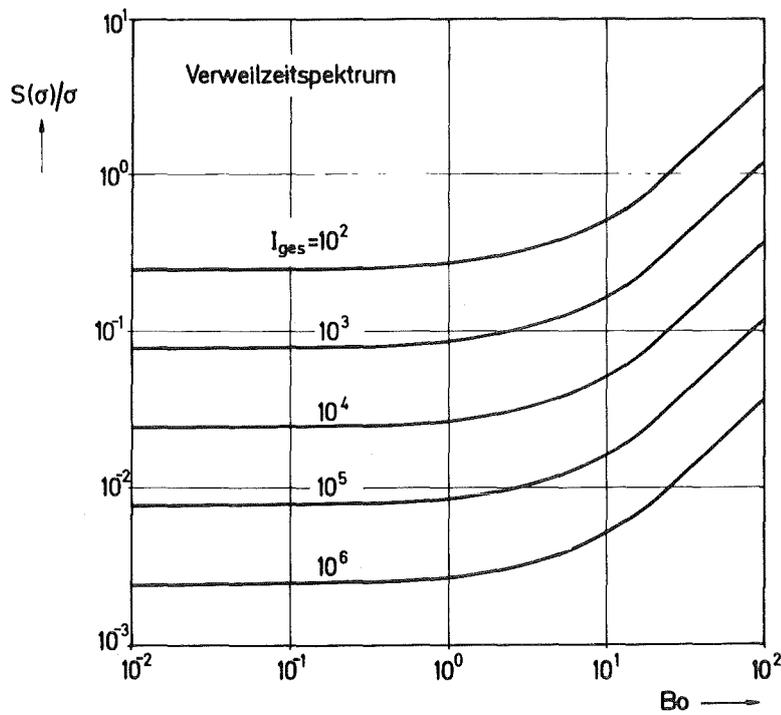


Abb.13: Abhängigkeit des relativen Fehlers der Standardabweichung $S\{\sigma\}/\sigma$ von der Bo-Zahl. Parameter: Gesamtimpulsmenge

sich aus dem Verhältnis von gemessener zeitlicher Impulsdichte zur Aktivität A der Strahlungsquelle berechnet:

$$\eta = R_N/A \approx I/\Delta t \cdot A \quad (31)$$

Die Effektivität wird von folgenden Größen bestimmt: Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors, Geometriefaktor (Raumwinkel), Absorptionsfaktor, Streufaktor sowie zeitliches Auflösungsvermögen der Meßelektronik. Der Wirkungsgrad einer Meßanordnung hängt von Art und Energie der Strahlung ab und läßt sich nur für ein spezielles Radioisotop definieren.

Für komplizierte Geometrien muß die Effektivität experimentell ermittelt werden. Beim Drehrohr ergeben sich zwei prinzipielle Meßanordnungen, entlang des Zylinders und über dem Förderband. Simuliert man eine Bandmessung derart, daß man eine markierte Schüttgutprobe bekannter Aktivität im geometrischen Erfassungsbereich des kollimierten Detektors gleichmäßig auf der Bandoberfläche verteilt, so läßt sich die Effektivität dieser Meßanordnung aus dem Meßsignal unmittelbar durch (31) berechnen.

Der Wirkungsgrad der Meßpositionen entlang des Drehrohrs läßt sich nur unter vereinfachenden Voraussetzungen abschätzen. Ursache dafür ist die inhomogene Gutverteilung senkrecht zur Rohrachse. Sie erschwert die Bestimmung der Aktivität im Erfassungsbereich des Detektors, der durch Zylinderwand, die vom Kollimatoröffnungswinkel aufgespannten Ebenen sowie von der äußeren Kontur der bewegten Füllung begrenzt wird. Letztere kann aus photographischen Aufnahmen durch eine transparente Stirnwand hindurch entnommen werden (vgl. Kap. D.3). Geht man davon aus, daß eine Probe radioaktiver Teilchen bekannter Aktivität A homogen in der Füllung verteilt ist und berücksichtigt vereinfachend lediglich den in Abb. 14 durch die parallelen Ebenen im Abstand von Δz_E seitlich begrenzten Bereich des Meßvolumens,

so ergibt sich die erfaßte Teilaktivität zu $A \cdot \Delta z_E / L$ (L = Rohrlänge). Diese Vereinfachung ist bei kleinem Kollimatoröffnungswinkel zulässig, da dann der unberücksichtigte Volumenanteil klein bleibt. Überdies zeigen Eichmessungen mit einer punktförmigen Quelle, daß die Intensität der Strahlung aus dieser Zone aufgrund geänderter Geometrie- und Absorptionsbedingungen stark vermindert wird.

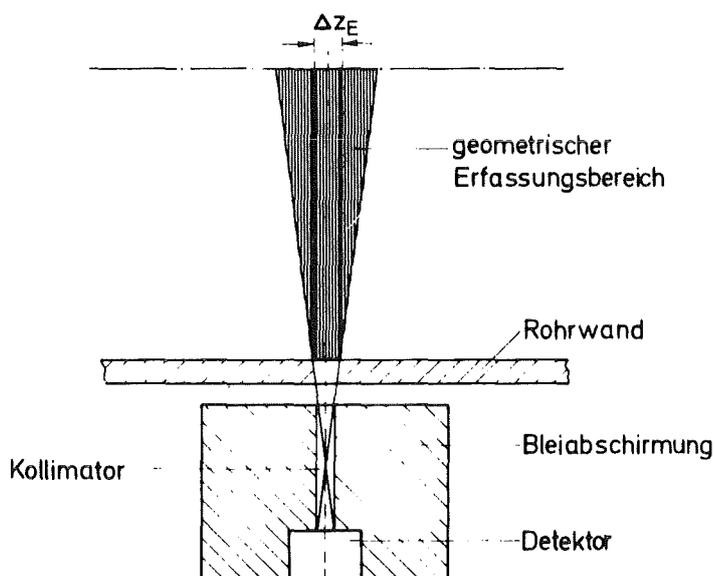


Abb.14: Skizze zur Abschätzung der Aktivität im Meßvolumen

Abb. 15 zeigt am Beispiel einer Quarzsandfüllung der Fraktion 400/500 μm den Wirkungsgrad η als Funktion von Drehzahlverhältnis n_T/n_C und Füllungsgrad \mathcal{V} für einen Schlitzkollimator (Breite 0,5; Höhe 5; Länge 6 cm). Die Berechnung der eingesetzten Probenaktivität erfolgte aus den in Kap. C.3.4 angegebenen Beziehungen bei einer Probemenge von 10 g und einer Bestrahlungsdauer von 20 min, wobei die gleichzeitig mittels eines Co-60-Monitors gemessene Neutronenflußdichte mitberücksichtigt wurde. Die Meßdauer betrug 5 min, um stochastische Konzentrationsschwankungen auszugleichen.

Die in den Detektor einfallende Streustrahlung wurde durch Diskriminierung unterdrückt.

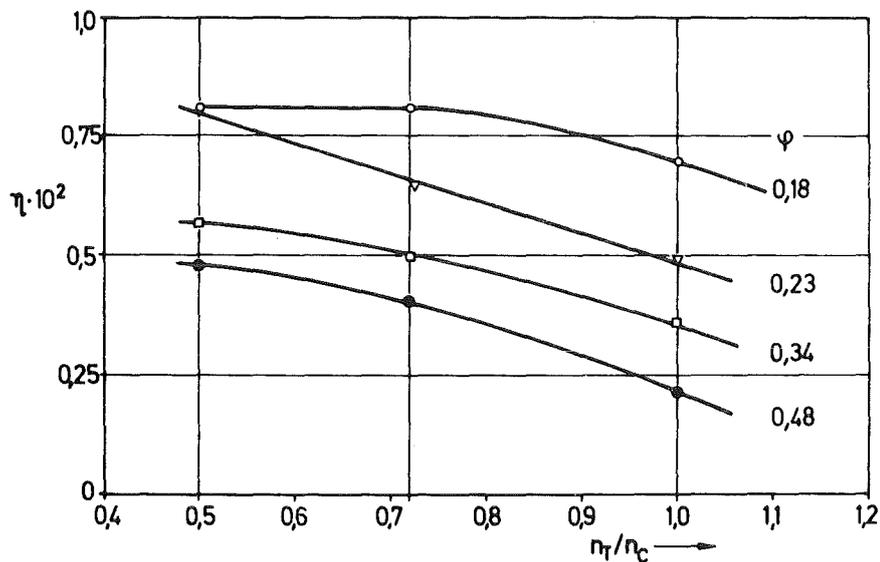


Abb. 15: Effektivität η der Meßanordnung als Funktion von Drehzahlverhältnis n_T/n_C und Füllungsgrad φ

Die Werte für η bewegen sich zwischen $2 \cdot 10^{-3}$ und $8 \cdot 10^{-3}$, im Vergleich dazu ergibt sich für den Bandmeßplatz ein Wirkungsgrad von $1,5 \cdot 10^{-2}$. Zu verzeichnen ist eine deutliche Abnahme der Zählratenausbeute mit steigender Füllung und Drehzahl. Größere Füllmengen bewirken eine erhöhte Absorption, während durch Drehzahlsteigerung der Massenanteil in der weiter vom Detektor entfernten Fallzone zunimmt.

3.4 Probenaktivierung

Die durch einen homogenen Fluß thermischer Neutronen in einer Probe induzierte Aktivität A_0 eines Radioisotops läßt sich unter der Voraussetzung $t_B < 0,15 T$ folgendermaßen angeben [59]:

$$A_0 = A_S \lambda_N^i m_N t_B \quad (32)$$

Dabei bedeutet A_S die spezifische Sättigungsaktivität, λ'_N die Zerfallskonstante des entstehenden Radioisotops, m_N die Masse des Ausgangsnuklids und t_B die Bestrahlungsdauer. Werte für das von der Nuklidart abhängige Produkt $A_S \cdot \lambda'_N$ können für bekannte Kernreaktionen aus Tabellenwerken [59] entnommen werden.

Die erzeugte Aktivität ist nach (32) der Masse des Elements und der Bestrahlungsdauer proportional. Eine geforderte Probenaktivität läßt sich durch verschiedene Kombinationen von Elementmasse und Bestrahlungszeit entsprechend $m_N \cdot t_B = \text{const}$ erreichen.

Wählt man als Zeitdifferenz zwischen Bestrahlungsende und Beginn eines Verweilzeitexperiments etwa einen Tag, so läßt sich gemäß der Halbwertszeitanalyse des Quarzsandes die Aktivitätsberechnung auf der Grundlage der Na-Verunreinigung durchführen. Die Aktivitätsausbeute A'_O des Versuchsgutes für Na-24 ergibt sich aus (32) unter Berücksichtigung der mittleren Massenkonzentration von Natrium $c_{Na} = m_{Na}/m_P$ (m_P = Probe-masse):

$$A'_O = A_O/m_P \cdot t_B = (A_S \cdot \lambda'_N \cdot c)_{Na} \quad (33)$$

Gl. (33) liefert mit $A_S \cdot \lambda'_N = 24,2 \cdot 10^{-3}$ Ci/g·min bei einem Fluß von $7,8 \cdot 10^{13}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$ und $c_{Na} = 24 \cdot 10^{-6}$ einen Zahlenwert von $A'_O = 0,58$ $\mu\text{Ci/g} \cdot \text{min}$. Dieser Wert gilt unmittelbar bei Bestrahlungsende. Er muß für den Zeitpunkt des Versuchsbeginns nach der Abklingzeit t_A entsprechend dem Zerfallsgesetz korrigiert werden:

$$A' = A'_O e^{-\lambda'_N \cdot t_A} \quad (34)$$

Der Bezugszeitpunkt für die Durchführung der Tracerexperimente wird auf eine Abklingzeit von $t_A = 26$ h nach Bestrahlungsende gelegt, für den man einen Zahlenwert von $A' = 0,33$ $A'_O = 0,174$ $\mu\text{Ci/g} \cdot \text{min}$ erhält. Dieser Wert dient als Ausgangsgröße für Aktivitätsberechnungen.

Die Genauigkeit gemessener Verweilzeitspektren wird nach Gl. (24) durch die registrierte Impulsmenge I_{ges} bestimmt. Diese ist proportional der verwendeten Aktivität (31). Um zu gewährleisten, daß die Verteilungskenngrößen einen maximal zulässigen Fehler nicht überschreiten, muß eine gewisse Mindestaktivität eingesetzt werden. Diese minimale Aktivität läßt sich nur näherungsweise ermitteln, da der Fehler der statistischen Momente von zeitlicher Lage und Form des Spektrums abhängig ist. Da im allgemeinen keine Information über den zeitlichen Verlauf eines Verweilzeitspektrums vorliegt, müssen diesbezüglich Annahmen getroffen werden. Zur Abschätzung der Einsatzaktivität wird hierzu vom idealen Mischer ausgegangen, dessen Verweilzeitspektrum sich explizit angeben läßt (1):

$$q(t) = \tau^{-1} e^{-t/\tau}$$

Wird als Genauigkeitskriterium der Fehler des Variationskoeffizienten herangezogen, so benötigt man lt. (30) Mittelwert, Standardabweichung und viertes Moment der Verweilzeitverteilung. Unter Berücksichtigung, daß für den idealen Mischer $\mu_1 = \sigma = \tau$ und $\mu_4 = 24\tau^4$ ist, folgt daraus für den relativen Fehler des Variationskoeffizienten:

$$S \{ \sigma/\mu_1 \} / (\sigma/\mu_1) = S \{ \sigma/\mu_1 \} = (9/I_{\text{ges}})^{0,5} \quad (35)$$

Aus dieser Beziehung ergibt sich bei Vorgabe einer maximalen Fehlergröße f die erforderliche Gesamtimpulsmenge $I_{\text{ges}} \geq 9/f^2$. Die Verknüpfung zwischen der Gesamtimpulsmenge und der eingesetzten Aktivität A lautet unter Beachtung der Tatsache, daß sich der Tracer mit gleichbleibendem Konzentrationsprofil durch das Erfassungsvolumen der Breite Δz_E des Förderbanddetektors bewegt:

$$I_{\text{ges}} = \eta \cdot A \cdot \Delta z_E / v_B \quad (36)$$

Hierbei beschreibt v_B die Geschwindigkeit des Förderbandes. Gl. (36) in Verbindung mit (35) liefert eine Gleichung zur Abschätzung der erforderlichen Aktivität:

$$A = 9 \cdot v_B / \eta \cdot f^2 \cdot \Delta z_E \quad (37)$$

Mit $\eta = 1,5 \cdot 10^{-2}$ und $\Delta z_E = 10$ cm erhält man für einen relativen Fehler $f = 0,01$ folgende Zahlenwertgleichung:

$$A/\mu\text{Ci} = 0,27 v_B / \text{cm} \cdot \text{min}^{-1} \quad (38)$$

Die Bandgeschwindigkeit ergibt sich aus dem Durchsatz \dot{M} bei maximaler Bandbelegung entsprechend $v_B = \dot{M} / \rho_{SG} \cdot b \cdot h_G$ mit der maximalen Guthöhe $h_G = 10$ mm und der Bandbreite $b = 115$ mm. Aus (38) folgt für eine mittlere Bandgeschwindigkeit von 50 cm/min eine Mindestaktivität von 13 μCi . Die mittlere eingesetzte Probenaktivität betrug etwa 20 μCi . Sie wurde bei einem durchschnittlichen Probenumfang von 5 g mit einer Bestrahlungsdauer von 20 min unter Berücksichtigung der Aktivitätsausbeute $A' = 0,174 \mu\text{Ci/g} \cdot \text{min}$ erzielt.

Mit Hilfe von (37) ist es ebenfalls möglich, eine grobe Aktivitätsabschätzung für die Rohrdetektoren vorzunehmen, wenn der dynamische Wirkungsgrad η berücksichtigt und anstelle der Bandgeschwindigkeit die aus den Durchsatzkennlinien (vgl. Anhang) bekannte mittlere Gutgeschwindigkeit eingesetzt wird.

4. Versuchsmethode

4.1 Einflußgrößen, Versuchsplan

Das Verweilzeitverhalten von Schüttgütern in kontinuierlich durchströmten Drehrohranlagen (Mischer, Kugelmühle etc.) wird durch eine Vielzahl von Parametern bestimmt. Man unterscheidet dabei Einflußgrößen der Maschinenseite und der

Füllung. Als wichtigste Parameter der ersten Gruppe sind zu nennen:

Rohrabmessungen (Länge, Durchmesser)

Beschaffenheit der Rohrrinnenwand

Gestaltung der Austragswand (Zahl, Größe, Form und Anordnung der Austrittsöffnungen)

Rohrdrehzahl

Die Füllung setzt sich im allgemeinen Fall aus Mahl- oder Misch-elementen sowie einem Materialanteil zusammen. Für beide Komponenten ergeben sich als wichtigste Einflußgrößen:

Stoffart, Größe und Form, Menge

Im ersten Versuchsabschnitt wird der Materialtransport im Drehrohr im Hinblick auf Apparaturen wie Trommeltrockner und -mischer, Drehrohröfen usw. in Abhängigkeit folgender Einflußgrößen untersucht: Rohrdrehzahl und -länge, geometrische Eigenschaften der Austragswand, Gutfüllmenge und Partikelgröße. Der zweite Teil beschäftigt sich mit dem Guttransport in Kugelmühlen. In dieser Versuchsreihe erweitert sich das Parameterfeld um Kugelgröße und Kugelfüllmenge.

Im folgenden werden die untersuchten Einstellungen angegeben, wobei abweichende Werte bei den Kugelmühlenversuchen in Klammern angegeben sind:

Rohrdrehzahl:

Die Bestimmung des Transports erfolgt bei folgenden Drehzahlverhältnissen:

$$n_T/n_C : 0,3; 0,5; 0,72; 1,0 \quad (0,3; 0,5; 0,72; 0,85)$$

Als Bezugsgröße der Rohrdrehzahl n_T dient die kritische Drehzahl n_C , definiert durch $R_M \cdot \omega_C^2 = g$ mit $R_M =$ Rohrrinnenradius.

Es gilt folgende Zahlenwertgleichung

$$n_C / \text{min} = 42,3 (D_M / \text{m})^{-0,5}$$

Die kritische Drehzahl des Modelldrehrohrs beträgt $94,5 \text{ min}^{-1}$

Rohrlänge:

Untersuchte Rohrlänge L bzw. dimensionslose Rohrlänge L/D_M :

L : 200, 400, 600, 800, 1000 mm (200, 400 mm)

L/D_M : 1 2 3 4 5

Geometrie der Austragswand:

Zwei Eigenschaften der Austragswand werden untersucht: Durchmesser d_B der kreisförmigen Öffnungen und das Öffnungsverhältnis q_f , welches den Anteil des freien Strömungsquerschnittes zur gesamten Stirnfläche angibt:

$$q_f = N d_B^2 / D_M^2 \quad \text{mit } N = \text{Zahl der Öffnungen} \quad (39)$$

d_B : 3; 5; 7,8 mm (3; 5 mm)

q_f : 1,06; 2,1; 4,2; 8,4 % (1,06; 2,1; 4,2 %)

Kugelfüllmenge:

Die Menge der eingesetzten Kugeln M_K wird üblicherweise in Form des Kugelfüllungsrades \mathcal{V}_K angegeben, der sich als Verhältnis von Schüttvolumen der Mahlkörper zum Innenvolumen der Mühle V_M ergibt.

$$\mathcal{V}_K = M_K / \rho_{SK} \cdot V_M = (V_K / V_M) (1 / 1 - \epsilon_K) \quad (40)$$

Untersuchte Einstellungen:

$$\mathcal{P}_K : 0,15; 0,25; 0,35; 0,45 \quad \text{mit } \epsilon_K = 0,455$$

$$V_K/V_M : 0,082; 0,136; 0,191; 0,245$$

Die Drehrohrexperimente ohne Kugelfüllungen lassen sich als Spezialfall $\mathcal{P}_K = 0$ einordnen.

Gutfüllmenge:

Hier muß unterschieden werden: Für die Betriebsweise ohne Kugeln wird die Gutfüllmenge M_G durch einen Gutfüllungsgrad \mathcal{P} analog zu (40) ausgedrückt.

$$\mathcal{P} = M_G / \rho_{SG} \cdot V_M = V_G / V_M (1 - \epsilon_G) \quad (41)$$

Bei der Kugelmühle wird die Gutfüllmenge durch den Mahlgutfüllungsgrad angegeben, der sich aus dem Quotienten von Schüttvolumen der Mahlgutmenge zum Hohlraumvolumen in der Mahlkörperfüllung berechnet.

$$\mathcal{P}_G = (M_G/M_K) (\rho_{SK}/\rho_{SG} \epsilon_K) = (V_G/V_K) ((1 - \epsilon_K)/(1 - \epsilon_G) \epsilon_K) \quad (42)$$

Untersuchte Einstellungen:

$$\mathcal{P} : 0,18; 0,23; 0,28; 0,34; 0,40; 0,48$$

$$V_G/V_M : 0,107; 0,137; 0,167; 0,203; 0,238; 0,286$$

$$\mathcal{P}_G : 0,83; 1,02; 1,31; 1,58; 1,83;$$

$$V_G/V_K : 0,42; 0,51; 0,66; 0,79; 0,92;$$

$$V_G/V_M : 0,08; 0,097; 0,125; 0,151; 0,175;$$

Der Berechnung der Werte für \mathcal{P} bzw. \mathcal{P}_G ist eine Schüttgutporosität $\varepsilon_G = 0,40$ zugrundegelegt. Der Mahlgutfüllungsgrad bezieht sich auf einen Kugelfüllungsgrad von $\mathcal{P}_K = 0,35$ ($V_K/V_M = 0,191$).

Die Experimente zur Abhängigkeit des Mahlguttransports vom Kugelfüllungsgrad erfolgen bei $\mathcal{P}_G = 1$ ($V_G/V_K = 0,191$) und $V_G/V_M = 0,097$.

Die verwendeten Kugelgrößen und Kornklassen wurden bereits in Kap. C.1 bzw. C.2 besprochen.

4.2 Versuchsdurchführung

Die Bestrahlung des Quarzsandes wurde im Rohrpostkanal des Forschungsreaktors FR 2 des Kernforschungszentrums Karlsruhe ca. einen Tag vor Versuchsbeginn durchgeführt, um durch die erforderliche Abklingzeit die Gemischaktivität weitgehendst auf die des Nuklids Na-24 zu reduzieren. Die Probenbemessung erfolgte unter dem Gesichtspunkt, einerseits nicht infolge zu großer Menge den stationären Zustand zu gefährden, andererseits aber durch eine möglichst große Partikelzahl eine ausreichende statistische Sicherheit zu erhalten. Die mittlere eingesetzte Probemenge von 5 g ergibt unter Annahme kugelförmiger Partikeln eine Anzahl von ca. $1,5 \cdot 10^5$, $3 \cdot 10^4$ und $8 \cdot 10^3$ für die Fraktionen 250/315 μm , 400/500 μm bzw. 630/800 μm .

Voraussetzung für die Durchführung der Tracerexperimente ist ein stationärer Betriebszustand, bei dem sich die Gutfüllmenge zeitlich nicht mehr ändert. Er ist dann erreicht, wenn Eintrags- und Austragsmassenstrom übereinstimmen. Die Einstellung der vorgegebenen Füllmenge erfolgt über die Regelung des Durchsatzes. Der erforderliche Durchsatz kann dazu den in Vorversuchen aufgenommenen Durchsatzkennlinien (vgl. Kap. D und Anhang) entnommen werden.

Vor Beginn jedes Experiments wurden die Meßketten mittels einer Co-60-Quelle einer Energieeichung unterzogen. Die anschließend bei 600 keV gesetzte Diskriminatorschwelle diente dazu, die niederenergetische Streustrahlung zu unterdrücken.

Für die Aufzeichnung der Konzentrationsspektren stehen im Vielkanalanalysator maximal 400 Zeitkanäle pro Detektor zur Verfügung. Bei der Wahl des Meßzeitintervalls müssen zwei Aspekte berücksichtigt werden: Im Hinblick auf zeitliche Auflösung ist eine möglichst große Anzahl von Meßpunkten wünschenswert, jedoch darf die maximale Kanalzahl nicht überschritten werden. Praktischen Erfahrungen zufolge kann die Gesamtversuchsdauer bei derartigen Apparaturen als Vierfaches der mittleren Verweilzeit τ abgeschätzt werden. Damit ergibt sich die Länge des Meßzeitintervalls aus dem Quotienten $\tau/100$. Die bei den vorliegenden Untersuchungen eingestellten Meßzeiten lagen zwischen 5 und 40 s.

Nach Bestimmung der Umgebungsstrahlung wurde die radioaktive Probe aus dem Abschirmbehälter entnommen, umgefüllt und in den Injizierbunker eingebracht. Der Start des Tracerversuchs erfolgte durch Einschalten der Steuerelektronik und gleichzeitigem Öffnen der Bunkerklappe. Die Injizierdauer der impulsartig zugegebenen radioaktiven Probe betrug ca. 0,3 s, wobei die gegenüber der Masse der Gutfüllung ($1,3 \div 5$ kg) vernachlässigbar kleine Probemenge zu keiner merklichen Störung des stabilen Systems führte.

Der von der Meßelektronik aufgezeichnete Verlauf der Impulsmengen-Zeitfunktion konnte an einem im Vielkanalanalysator eingebauten Monitor verfolgt werden. Damit war es möglich, evtl. Störungen im Versuchsablauf festzustellen und das Versuchsende zu bestimmen. Anschließend an das Experiment wurde die Apparatur entleert und die Füllmenge bestimmt.

4.3 Versuchsauswertung

Aus der durch Abzug der Untergrundstrahlung korrigierten Impulsmengen-Zeitfunktion folgt unmittelbar die Konzentrationsverteilung in diskreter Form, wenn die Impulsmengen I_i auf das Meßzeitintervall Δt bezogen und mit der Gesamtimpulsmenge I_{ges} normiert werden:

$$k(t_i) = I_i / \Delta t \cdot I_{ges} \approx k(t) \quad (43)$$

Gl. (43) gilt, wenn die Anzahl der Meßpunkte ausreicht, um die Form der Verteilungskurve genügend genau wiederzugeben. Die mittlere Meßpunktzahl lag bei 200; in einer Untersuchung zum Einfluß der Zahl der Stützstellen |60| wird gezeigt, daß die Spektren bereits durch 30 Meßpunkte genügend genau darstellbar sind.

Vor der Momentenauswertung der gemessenen Verteilungen muß eine Korrektur vorgenommen werden, welche die Aktivitätsabnahme infolge Zerfalls berücksichtigt. Für den Meßkanal "i" ergibt sich der auf die Bezugszeit zu Beginn des Versuchs korrigierte Inhalt I_i

$$I_i = I'_i \cdot e^{\lambda_N \cdot \bar{t}_i} \quad \text{mit } \bar{t}_i = t_i - \Delta t/2 \quad (44)$$

wenn I'_i die gemessene Impulsmenge darstellt.

Aus der diskreten Konzentrationsverteilung lassen sich die statistischen Momente μ_n^* berechnen (23):

$$\mu_n^* = \int_0^{\infty} t^n \cdot k(t) dt \approx \sum_{i=1}^m \bar{t}_i^n \cdot I_i / I_{ges}$$

Zur Beurteilung von konvektivem und dispersivem Transport sind Mittelwert μ_1^* und Standardabweichung σ^* der Verteilung erforderlich:

$$\mu_1^* = \frac{\sum_{i=1}^m \bar{t}_i \cdot I_i}{\sum_{i=1}^m I_i} \quad (45)$$

$$\sigma^* = (\mu_2^* - \mu_1^{*2})^{0,5} \quad (46)$$

Die Berechnung der Verteilungskennwerte μ_1^* und σ^* wurde auf einem Prozeßrechner (TR 86) durchgeführt. Als zusätzliche Information lieferte der Rechner noch die Zeitpunkte des Aktivitätsanstiegs und maximaler Konzentration sowie die Gesamtimpulsmenge.

Im Vergleich zu anderen Auswerteverfahren werden mit der Momentenmethode oft ungenaue Ergebnisse erzielt, da das infolge geringer Tracerkonzentration mit Ungenauigkeiten behaftete Verteilungsende stark gewichtet wird und das Versuchsende in vielen Fällen nicht exakt festzulegen ist. Diese Unsicherheit bei der Momentenberechnung läßt sich durch geeignete Maßnahmen beseitigen. Die Anwendung einer Glättungsoperation ermöglicht es, die Konzentrationsschwankungen am Spektrenende zu reduzieren. Das Verteilungsende ist dadurch gekennzeichnet, daß die mit dem korrekten Untergrundanteil korrigierten Impulsmengen ab diesem Zeitpunkt statistisch um die Nulllinie schwanken. Durch Variation der Auswertegrenze läßt sich damit genau feststellen, ab welchem Meßpunkt sich die statistischen Momente nicht mehr ändern, d. h. bei Verschiebung der Auswertegrenze zu höheren Zeiten gleichen sich die zusätzlichen Momente der positiven und infolge des Untergrundabzugs entstehenden negativen Kanalinhalte aus. Verändern sich die Werte der Momente dagegen ständig, so deutet dies auf einen falschen Untergrundabzug hin.

Die Berechnung der Transportkoeffizienten v und D aus den Konzentrationsspektren erfordert zunächst die Kenntnis des Modellparameters B_0 . Bildet man aus (11) und (12) den Variationskoeffizienten $\sigma^*(\lambda) / \mu_1^*(\lambda)$

$$\sigma^*(\lambda) / \mu_1^*(\lambda) = \{3 + 2e^{-Bo} - 4e^{-Bo(1-\lambda)} - e^{-2Bo(1-\lambda)} + 2Bo(\lambda - 2(1-\lambda)) \cdot e^{-Bo(1-\lambda)}\}^{0,5} \cdot (Bo \cdot \lambda + 1 - e^{-Bo(1-\lambda)})^{-1} \quad (47)$$

so stellt diese Beziehung eine Bestimmungsgleichung für die Bo-Zahl dar. Den Wert auf der linken Seite liefert das Experiment, die dazugehörige Bo-Zahl muß daraus iterativ ermittelt werden. Mit Hilfe der Bo-Zahl und dem gemessenen Mittelwert $\mu_1^*(\lambda)$ läßt sich aus (11) die Transportgeschwindigkeit v berechnen. Die Bestimmung der mittleren Geschwindigkeit aus dem Verweilzeitspektrum ist unmittelbar mittels (17) möglich. Die Berechnung des Dispersionskoeffizienten D erfolgt aus der Definitionsgleichung der Bo-Zahl:

$$D = v \cdot L / Bo \quad (48)$$

D. Durchsatzkennlinie

Zwischen Durchsatz und der im Reaktionsraum befindlichen Füllmenge besteht bei stationärem Betrieb ein Zusammenhang, der als Durchsatzkennlinie dargestellt wird. Der Verlauf der Durchsatzkennlinie wird von den Betriebsbedingungen und den Materialeigenschaften sowie maßgeblich von der Beschaffenheit der Austragswand bestimmt; bei Kugelmühlen sind daneben noch Masse und Art der Mahlkörperfüllung von Einfluß.

Abb. 16 zeigt eine typische Durchsatzkennlinie des Modell-drehrohrs ohne Kugelfüllung, aufgenommen für die Fraktion 400/500 μm bei einer relativen Rohrdrehzahl $n_T/n_C = 0,72$. Die durch Auswiegen der Füllung bestimmte Gutmasse M_G ist in zwei weiteren Abszissenmaßstäben durch den Füllungsgrad φ sowie das Volumenverhältnis V_G/V_M dargestellt, mit deren Hilfe Füllmengen in Anlagen unterschiedlicher Größe vergleichbar sind.

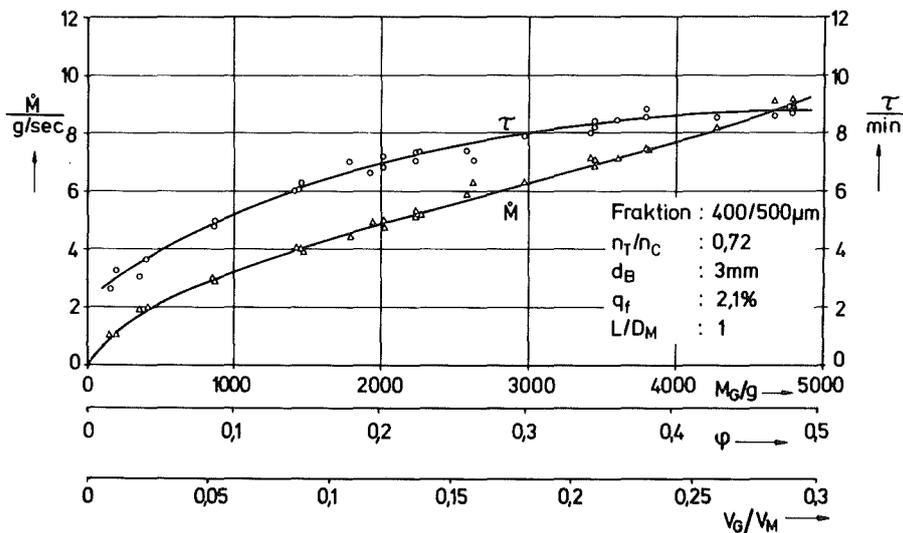


Abb. 16: Durchsatzkennlinie

Neben der Füllmengenregelung ermöglicht die Durchsatzkennlinie eine Beurteilung des konvektiven Transports. Aus Füllmenge M_G und zugehörigem Durchsatz \dot{M} läßt sich eine nominelle Verweilzeit τ

$$\tau = M_G / \dot{M} = L/v \quad (49)$$

berechnen, die der mittleren Aufenthaltszeit der Partikeln in der Apparatur entspricht. Diese ist ebenfalls in Abb.16 eingetragen. Sie erhöht sich mit wachsender Füllmenge bzw. steigendem Durchsatz.

Erhält man unterschiedliche Werte für τ und den Mittelwert μ_1 einer gleichzeitig gemessenen Verweilzeitverteilung, so deutet dies auf Totraumzonen oder andere Störeffekte hin, die z. B. durch Abrieb der markierten Partikeln hervorgerufen werden können. Wenn Totraumzonen existieren, dann wird $\tau > \mu_1$; die Masse M_T in dieser Zone läßt sich abschätzen:

$$M_T = (\tau - \mu_1) \dot{M}$$

Bei den hier durchgeführten Drehrohr- und Kugelmühlenversuchen waren nominelle und mittlere Verweilzeit stets identisch.

1. Modellvorstellungen zur Durchsatzkennlinie

Durchsatzkennlinien werden experimentell aufgenommen, indem man Gutfüllmenge und Durchsatz bestimmt. Nachfolgend wird ein Modell zur Berechnung des Durchsatzes entwickelt, das von folgenden Vorstellungen ausgeht:

- (1) Der Ausfluß des Materials erfolgt nur im Bereich der Aufstiegszone der Gutfüllung, wie Abb. 17 demonstriert. Größe, Lage und Form der Aufstiegszone sind von Gutfüllmenge im Bereich der Austragswand, Rohrdrehzahl, Rei-

bungsverhältnissen, evtl. vorhandenen Hubleisten und bei Kugelmühlen zusätzlich von Menge, Größe und Form der Mahlkörper abhängig.

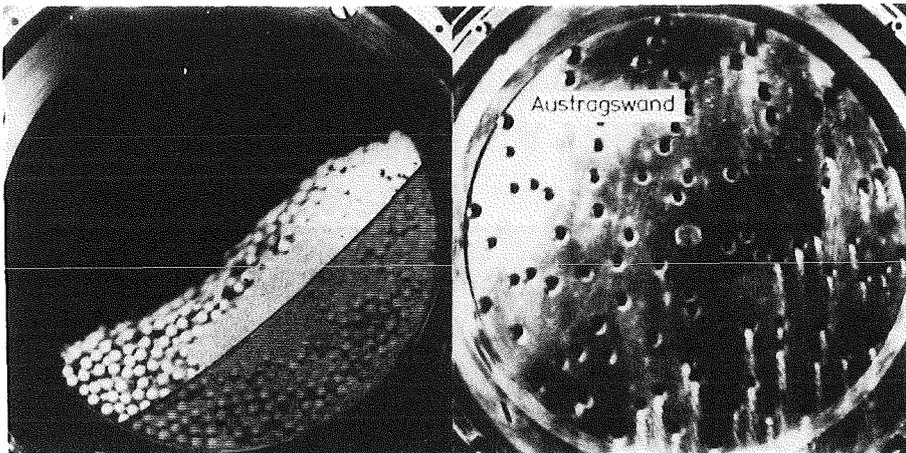


Abb. 17: Materialausfluß aus der Aufstiegszone

- (2) Die Gesetzmäßigkeiten des Materialausflusses durch eine Öffnung lassen sich auf die Vorgänge der Austragswand übertragen. Kenntnisse über den Materialfluß in Richtung der Beschleunigung liegen vor, siehe Kap. 2. Der Mengestrom hängt u.a. vom Verhältnis Partikelgröße / Öffnungsweite und der inneren Reibung, jedoch nicht von der Füllhöhe ab, solange diese größer als die kleinste Öffnungsabmessung bleibt. So genügt es, nur einen schmalen Bereich in axialer Richtung in die Betrachtungen einzubeziehen. Beim hier vorliegenden Problem erfolgt der Fluß senkrecht zu den Beschleunigungskräften. Die Gesetzmäßigkeiten sind auf diese Situation zu übertragen bzw. experimentell zu ermitteln. Bei Kugelmühlen muß weiterhin berücksichtigt werden, daß die Mahlkörper den Einzugsbereich der Öffnungen einschränken.

- (3) Der Materialfluß durch die Öffnungen der Austragswand wird durch die lokale Beschleunigung bestimmt, die eine Funktion des Ortes und der Drehzahl ist. Die Öffnungen durchlaufen die Aufstiegszone längs einer Kreisbahn, entlang derer sich die Resultierende aus Zentrifugal- und Erdbeschleunigung erheblich ändert. Es muß deshalb das Beschleunigungsfeld in der Aufstiegszone berechnet und die flächenmäßige Verteilung der Öffnungen berücksichtigt werden. Die Modellrechnungen vereinfachen sich, wenn das Öffnungsverhältnis unabhängig vom Radius ist. Es zeigt sich, daß es dann auch für eine näherungsweise Berechnung genügt, anstelle des Beschleunigungsfeldes die Beschleunigung am Ort des Schwerpunkts der Aufstiegszone einzusetzen.

Aus dem berechneten Durchsatz läßt sich die Durchsatzkennlinie bestimmen, wenn angenommen werden darf, daß sich die Gutfüllung gleichmäßig entlang der Rohrachse verteilt und Kenntnisse über die Abhängigkeit der radialen Gutverteilung von den Betriebsbedingungen vorhanden sind.

2. Materialfluß durch Öffnungen

Bisher liegen nur wenige theoretische Ansätze für das Ausfließen körniger Materialien aus Öffnungen vor [61,62], die meisten Autoren verwenden empirische Beziehungen [63÷66]. Diese Untersuchungen zur Entleerung von Schüttgutbunkern befassen sich ausschließlich mit dem Fluß durch Bodenöffnungen, wobei dieser in Richtung der Schwerkraft und senkrecht zur Öffnungsfläche erfolgt. Hingegen entspricht der Fluß durch Austragswände bei Drehrohren und Kugelmühlen dem Ausfließen aus Öffnungen in vertikalen Seitenwänden eines Bunkers.

Brown [61] hat eine theoretische Überlegung publiziert, deren Ergebnis trotz der eingeführten Vereinfachungen recht gut mit

experimentellen Befunden übereinstimmt, solange das Material nicht kohäsiv ist bzw. die Gasströmung vernachlässigt werden kann. Ihm gelingt, den dimensionslosen Massenstrom c als Funktion des dynamischen Böschungswinkels α_d darzustellen.

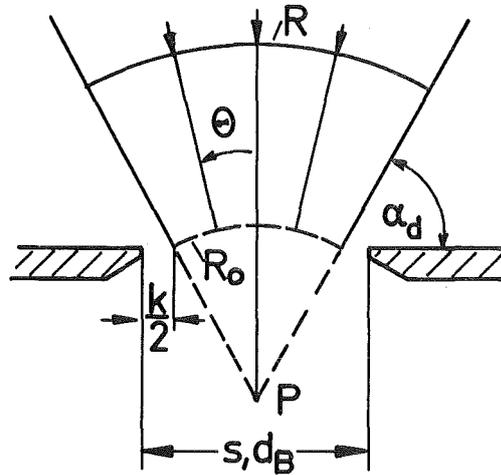


Abb. 18: Skizze zur Theorie von Brown [61]

Für eine Kreis- bzw. Schlitzöffnung gilt:

$$c_K = 4\dot{M} / \pi \cdot \rho_{SG} \cdot g^{0,5} \cdot d_{B,eff}^{2,5} \quad (50)$$

$$c_S = \dot{M} / \rho_{SG} \cdot g^{0,5} \cdot L_S \cdot s_{eff}^{1,5} \quad (51)$$

Mit \dot{M} = Massenstrom, ρ_{SG} der Schüttdichte des Gutes, g der Erdbeschleunigung und $d_{B,eff} = (d_B - k)$ dem effektiven Durchmesser bzw. $s_{eff} = (s - k)$ der effektiven Schlitzbreite und L_S der Schlitzlänge. Durchmesser bzw. Schlitzbreite wird um k reduziert, um die endliche Größe der Partikeln zu berücksichtigen.

$$c_K = 2(1 - \sin^{1,5} \alpha_d) / 3 \cdot \cos^{2,5} \alpha_d \quad (52)$$

$$c_S = \int_0^{90^\circ - \alpha_d} \cos^{0,5} \theta d\theta / 2^{0,5} \cdot \cos^{1,5} \alpha_d \quad (53)$$

Diese Beziehungen resultieren aus folgenden Überlegungen und experimentellen Beobachtungen: Die Partikeln bewegen sich entlang Geraden, die sich in einem Pol P unterhalb der Öffnung schneiden, s. Abb. 18. Der Schnittpunkt wird durch den Böschungswinkel α_d bestimmt, wobei anstelle der Öffnungsweite eine um k reduzierte eingeführt wird. Diese Korrektur hatten bereits Wieghardt [67] und viel früher Hagen [68] vorgeschlagen. Brown betrachtet den Materialstrom innerhalb eines differentiellen Kegelvolumens mit dem Öffnungswinkel $d\theta$ und nimmt an, daß Massenstrom und Porosität konstant bleiben. Die Summe von potentieller und kinetischer Energie verringert sich entlang des Weges infolge von Reibungsvorgängen, bis die Partikelwechselwirkung aufhört und die Partikelbewegung in den freien Fall übergeht. Mit diesen Annahmen eliminiert er die unbekannte Geschwindigkeitsverteilung über θ . Weiterhin wird angenommen, daß die Partikelwechselwirkung im Abstand R_0 vom Pol endet, d. h. der freie Fall dort beginnt. Brown gibt noch eine vereinfachte Gleichung an, bei deren Ableitung nicht die Geschwindigkeitsverteilung über θ , sondern eine mittlere Geschwindigkeit eingesetzt wurde.

$$c_K = (1 - \sin \alpha_d)^{0,5} / 2^{0,5} \cdot \cos^{1,5} \alpha_d \quad (54)$$

$$c_S = (\pi/2 - \alpha_d)^{0,5} / 2^{0,5} \cdot \cos \alpha_d \quad (55)$$

Holland und Mitarbeiter [62] betrachten das Kräftegleichgewicht an einem Volumenelement und zeigen, daß sich die Theorie von Brown aus den Differentialgleichungen bei Vernachlässigung der Massenkräfte des Fluids, des Feststoff- und Fluiddruckgradienten sowie der Porositätsänderung für geradlinige Bahnkurven ableiten läßt. Weitere Rechnungen unter Berücksichtigung eines Gasdruckgradienten ergeben, daß mit abnehmendem Teilchendurchmesser die Strömungskräfte den Auslaufmassenstrom vermindern. Experimentellen Befunden [64] zufolge wird dieser Effekt bei Partikelgrößen $< 300 \mu\text{m}$ merklich.

Mehrere experimentelle Arbeiten beschäftigen sich mit der Bestimmung von Porositäts- und Geschwindigkeitsprofilen sowie den Partikelbahnen beim Materialausfluß. Aus Durchstrahlungsmessungen erhalten Zuilichem u. a. [66] eine vom Öffnungsrand zum Zentrum ansteigende Dichte, wobei die maximale Dichte in der Mitte mit der Größe der Öffnung zunimmt. Die Autoren weisen darauf hin, daß durch Berücksichtigung dieses Dichteprofiles bei der Berechnung des Auslaufmassenstroms eine Korrektur der Öffnungsweite überflüssig wird. Ihren Meßergebnissen ist weiterhin zu entnehmen, daß sich die Dichte des bewegten Schüttguts bei Annäherung an die Öffnung nur leicht verringert, dann aber in Höhe der Öffnung merklich abnimmt. Dieser Ort der Dichteänderung dürfte mit dem von Brown gefundenen Ort minimaler Partikelenergie übereinstimmen. Bosley u. a. [69] bestimmen radiometrisch lokale Porositäten in Öffnungsnähe und kinematographisch die Geschwindigkeitsverteilung in der Öffnung. Gemessenes und nach Brown [61] berechnetes Geschwindigkeitsprofil weisen Unterschiede auf, was auf merkliche Porositätsänderungen und nicht radiale Partikelbahnen in unmittelbarer Öffnungsnähe zurückzuführen ist. In einer anderen Untersuchung ermittelt Brown [70] das Anzahldichteprofil ausfließender kleiner Kugeln in einer Öffnung. Er findet eine Verteilung, die sich mit der Wurzel des Abstandes vom effektiven Öffnungsrand ändert.

2.1 Dimensionsanalytische Betrachtung

Eine Dimensionsanalyse des Problems muß folgende Einflußgrößen berücksichtigen:

Massenstrom \dot{M}_K (Kreisöffnung) bzw. \dot{M}_S (Schlitzöffnung); Öffnungsdurchmesser d_B bzw. Schlitzbreite s und Schlitzlänge L_S ; Bunkerdurchmesser D_B ; Korngröße x ; Schüttdichte ρ_{SG} ; Kornformfaktor, z. B. Sphärizität ψ ; innerer Reibungskoeffizient μ_G ; Wandreibungskoeffizient μ_W ; Höhe der Füllung h ; Erdbeschleunigung g .

Daraus sind sieben dimensionslose Kenngrößen bei einer Kreisöffnung bzw. acht bei einer Schlitzöffnung zu bilden. Dies führt zu folgenden Beziehungen:

$$\phi_K (\dot{M}_K / \rho_{SG} \cdot g^{0,5} \cdot d_B^{2,5}, D_B/d_B, x/d_B, h/d_B, \psi, \mu_G, \mu_W) = 0 \quad (56)$$

$$\phi_S (\dot{M}_S / \rho_{SG} \cdot g^{0,5} \cdot L_S \cdot s^{1,5}, D_B/s, x/s, h/s, s/L_S, \psi, \mu_G, \mu_W) = 0 \quad (57)$$

Für das vorliegende Problem interessiert der Einfluß der Quotienten (x/d_B) bzw. (x/s) und (h/d_B) bzw. (h/s) für ein vorgegebenes Gut. Um diese Abhängigkeiten aus den Meßwerten zu bestimmen, soll angenommen werden, daß sich die allgemeine Funktion als ein Produkt von Funktionen darstellen läßt:

$$\dot{M}_K / \rho_{SG} \cdot g^{0,5} \cdot d_B^{2,5} = \frac{\pi}{4} \cdot c_K \cdot \phi_1(x/d_B) \cdot \phi_2(h/d_B) \quad (58)$$

$$\dot{M}_S / \rho_{SG} \cdot g^{0,5} \cdot L_S \cdot s^{1,5} = c_S \cdot \phi_1(x/s) \cdot \phi_2(h/s) \quad (59)$$

Als erstes Ergebnis liefert die Dimensionsanalyse, daß der Massenstrom nicht proportional d_B^2 bzw. s , sondern proportional $d_B^{2,5}$ bzw. $s^{1,5}$ ist.

Mit der Einführung einer Öffnungskorrektur in (50) bzw. (51) ist der Einfluß des Verhältnisses Partikelgröße / Öffnungsweite bereits berücksichtigt. Die Funktionen $\phi_1(x/d_B)$ bzw. $\phi_1(x/s)$ lassen sich daraus unmittelbar gewinnen, wenn man die Korrektur k folgendermaßen ersetzt:

$$k_K = k'_K \cdot x/d_B \quad (\text{Kreis}) \quad \text{bzw.} \quad k_S = k'_S \cdot x/s \quad (\text{Schlitz}) \quad (60)$$

Es ergeben sich folgende Funktionen:

$$\phi_1(x/d_B) = (1 - k'_K \cdot x/d_B)^{2,5} \quad (61)$$

$$\phi_1(x/s) = (1 - k'_S \cdot x/s)^{1,5} \quad (62)$$

2.2 Experimentelles

Die Ausflußexperimente wurden an einem transparenten Modellbunker (Plexiglas) durchgeführt, dessen Boden und Frontplatte austauschbar sind. Ein Schema des Burkerts mit Maßangaben sowie das Schnittbild einer Öffnung können Abb. 19 entnommen werden. Es wurde der Ausfluß aus kreis- und schlitzförmigen Öffnungen in Boden und Seitenwand untersucht, wobei bei der Seitenöffnung der Öffnungswinkel variiert wurde. Einen Überblick über das Versuchsprogramm gibt Tab. 3.

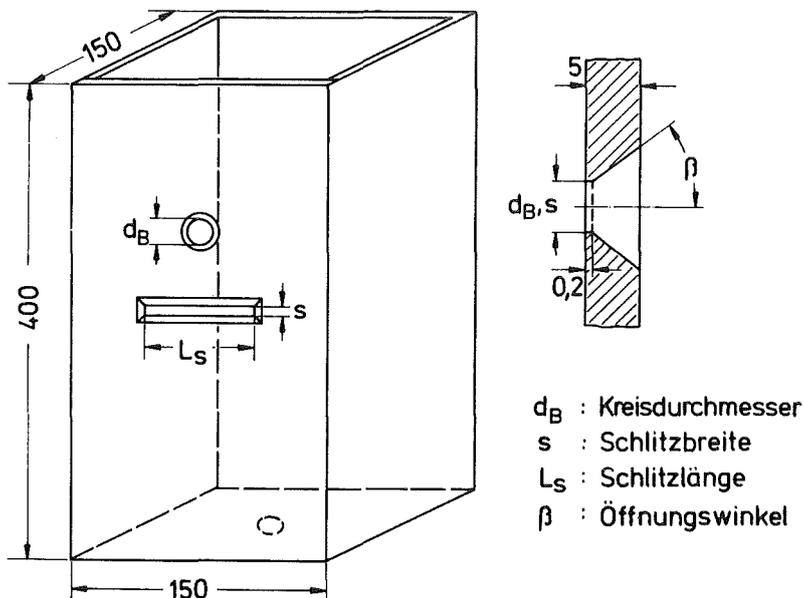


Abb. 19: Schema des Versuchsbunkers

	Kreis	Schlitz
Bodenöffnung	250/315 µm 400/500 µm 630/800 µm	400/500 µm
Seitenöffnung	250/315 µm 400/500 µm 630/800 µm	400/500 µm
Öffnungswinkel	400/500 µm	400/500 µm

Tab. 3: Versuchsprogramm für die Auslaufmessungen

Untersuchter Bereich:

Kreisöffnung:

$$d_B = 0,3 \div 1,2 \text{ cm}; \quad x_{50}/d_B = 0,04 \div 0,16 \quad (400/500 \text{ µm})$$

Schlitzöffnung:

$$s = 0,5 \div 1,0 \text{ cm}; \quad x_{50}/s = 0,05 \div 0,1 \quad (400/500 \text{ µm})$$

$$L_S = 0,6 \div 0,8 \text{ cm}$$

Öffnungswinkel:

$$\beta = 0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 72,5^\circ$$

Die Messung des Massenstroms erfolgte nach einer Anlaufphase von 30 s durch 1-minütige, mindestens fünfmalig wiederholte Probenahme; der Variationskoeffizient liegt bei allen Meßpunkten unter 1,5 %.

2.3 Bodenöffnung (vertikaler Ausfluß)

Abb. 20 zeigt Meßergebnisse aus Auslaufversuchen für Kreis- und Schlitzöffnungen mit $h \gg d_B$ bzw. s , wobei entsprechend den Beziehungen (58) und (59) der Massenstrom in der Form $\dot{M}_K / \rho_{SG} g^{0,5}$ bzw. $\dot{M}_K / \rho_{SG} g^{0,5} L_S$ über $d_B^{2,5}$ bzw. $s^{1,5}$ aufgetragen ist. Die Kurven weichen mit kleiner werdender Öffnung zunehmend von einem linearen Verlauf ab, was auf den wachsenden Einfluß des Verhältnisses Partikelgröße / Öffnungsweite zurückzuführen ist. Aus den Kurvenverläufen der unterschiedlichen Fraktionen läßt sich erwartungsgemäß eine Massenstromverringering bei größeren Partikeln ablesen.

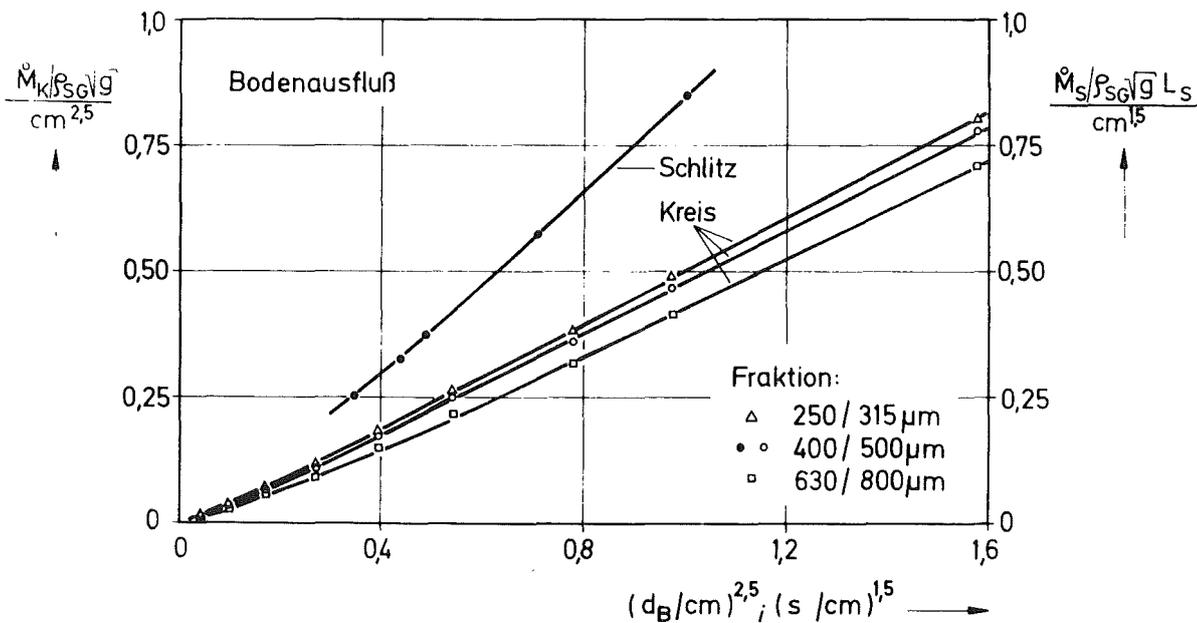


Abb. 20: Meßergebnisse der Auslaufversuche

Wird nun bei der Auftragung das Verhältnis Partikelgröße / Öffnungsweite dadurch berücksichtigt, daß man anstelle der tatsächlichen die effektive Öffnungsweite einsetzt, so ergibt sich der in Abb. 21 dargestellte lineare Zusammenhang.

Die Abweichungen der Meßpunkte von den Ausgleichsgeraden sind durchweg gering.

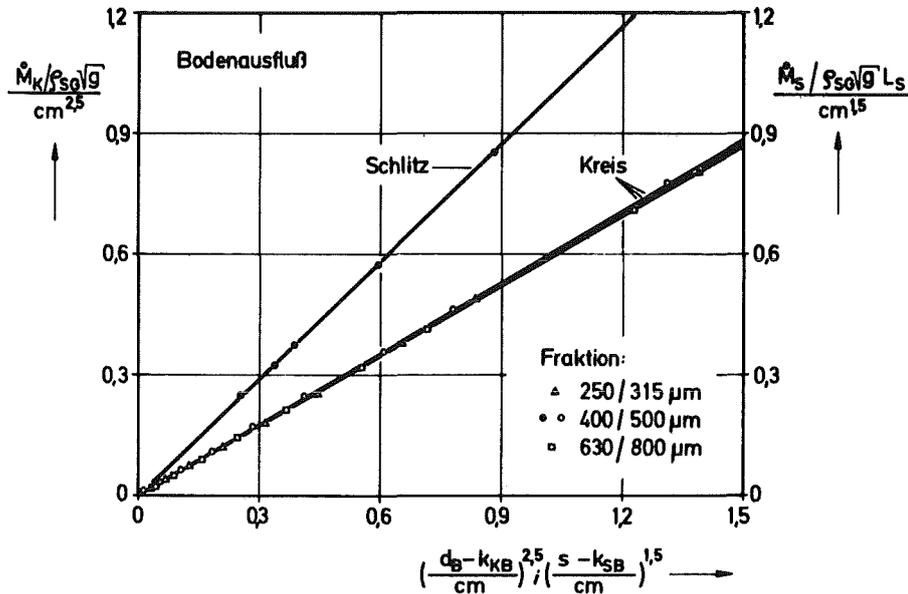


Abb. 21: Zusammenhang zwischen Auslaufmassenstrom und effektiver Öffnungsweite

Die entsprechend Abb. 21 durch Anpassung an die Meßwerte gewonnenen Konstanten sind in Tab. 4 eingetragen. Zur Kennzeichnung der Öffnungsart werden die Konstanten mit einem weiteren Index versehen ("B" = Bodenöffnung). Aus Tab. 4 geht hervor, daß der dimensionslose Massenstrom bei der Schlitzöffnung gegenüber der Kreisöffnung um etwa 30 % höher liegt. Für die Korrekturgrößen k_{KB} und k_{SB} ergeben sich jedoch gleiche Werte, was auf eine Unabhängigkeit des Randeinflusses von der Öffnungsform hindeutet. Der dimensionslose Massenstrom c_{KB} erweist sich als unabhängig von der Kornklasse. Die Korrektur k_{KB} des Öffnungsdurchmessers ist kornklassenabhängig, wobei eine Abnahme der aus (60) mit Hilfe des Medianwerts x_{50} berechneten Korrekturgröße k'_{KB} zu größeren Fraktionen festzustellen ist. Dieser Effekt deutet auf einen Einfluß von Haft- oder Strömungskräften hin, die in der Dimensionsanalyse nicht beachtet wurden.

Fraktion	Kreisöffnung			Schlitzöffnung		
	c_{KB}	k_{KB}/cm	k'_{KB}	c_{SB}	k_{SB}/cm	k'_{SB}
250/315 μm	0,734	0,06	2,26	-	-	-
400/500 μm	0,753	0,086	1,77	0,967	0,089	1,83
630/800 μm	0,731	0,115	1,57	-	-	-
nach Brown	0,752	-	-	1,05	-	-

Tab. 4: Anpassungsgrößen für den Bodenauslauf

Die nach (61) und (62) berechneten Funktionen $\phi_1(x/d_B)$ bzw. $\phi_1(x/s)$ sind mit den Meßwerten in Abb. 22 aufgetragen. Man sieht, daß der durch die diskreten Eigenschaften des Partikelstroms hervorgerufene Randeinfluß auch bei kleinen Werten x/d_B bzw. x/s noch wirksam ist. Als Beispiel hierzu betrachte man den Fluß der Fraktion 400/500 μm durch eine Kreisöffnung. Der Auslaufmassenstrom erreicht 96 % seines maximalen Wertes bei $x/d_B = 0,01$. Daraus folgt, daß die Vernachlässigung der Öffnungskorrektur bei der Berechnung des Massenstroms erst dann möglich ist, wenn der Öffnungsdurchmesser mehr als etwa das 100-fache der Partikelgröße beträgt.

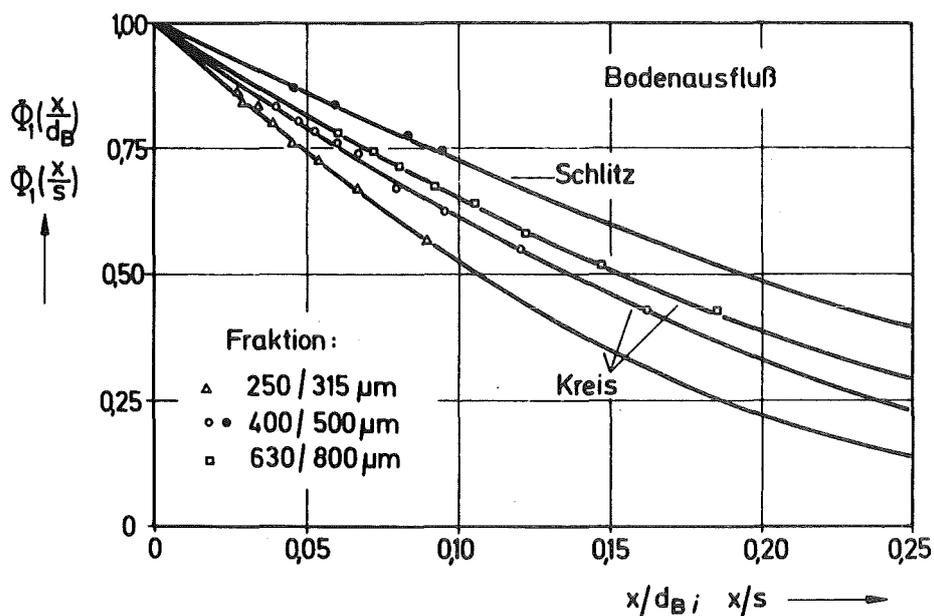


Abb. 22: Funktion $\phi_1(x/d_B)$ bzw. $\phi_1(x/s)$

Der berechnete Massenstrom wird null, wenn das Verhältnis von Öffnungsweite / Partikelgröße gleich der dimensionslosen Korrektur k' ist. Praktisch jedoch ist dies infolge Brückenbildung bereits bei erheblich größeren Öffnungen der Fall. Den vorliegenden Beobachtungen zufolge tritt ein Blockieren der Öffnung bei etwa dem 3-fachen des k' -Wertes auf.

Mit Hilfe der Beziehungen (54) und (55) ist es möglich, den dimensionslosen Massenstrom durch Schlitz- und Kreisöffnungen vorauszuberechnen, wenn der dynamische Böschungswinkel α_d bekannt ist. Er läßt sich auf photographischem Wege bestimmen, wie Abb. 23 zeigt.

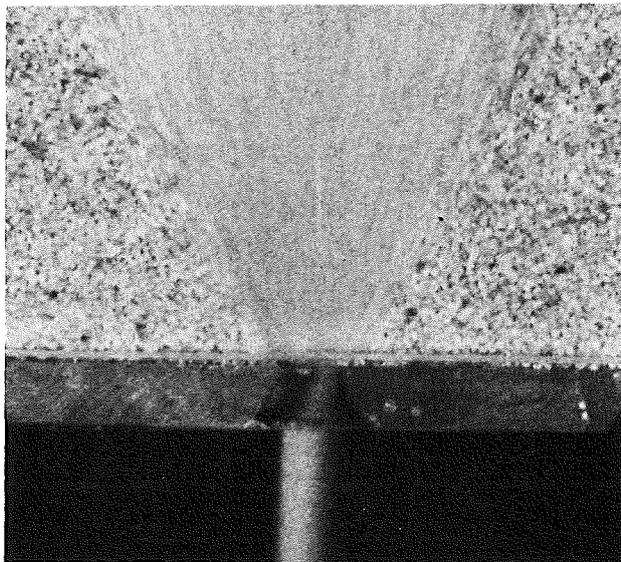


Abb. 23: Bestimmung des dynamischen Böschungswinkels

Für beide Öffnungsgeometrien wurden im Rahmen der Meßgenauigkeit ein von Öffnungsweite und Kornklasse unabhängiger Winkel von etwa 62° gefunden. Demgegenüber beträgt der in einer Jenike-Scherzelle bestimmte statische Böschungswinkel α_s unabhängig von der Kornklasse ca. 33° bis 34° . Die nach (54) und (55) berechneten Konstanten c_{KB} bzw. c_{SB} sind in Tab. 4 eingetragen. Man erkennt eine gute Übereinstimmung zwischen experimentell bestimmten und vorausberechneten Werten.

Ein allgemeiner Vergleich der Massenströme aus kreis- und schlitzförmigen Öffnungen ist schwierig. Während die Kreisöffnung durch den Durchmesser eindeutig festgelegt ist, wird die Schlitzöffnung durch dessen Länge und Breite bestimmt. Daher ist es zweckmäßig, die flächenbezogenen Massenströme zu benutzen. Als Bezugsfläche kann die gesamte oder die effektive Öffnungsfläche benutzt werden. Mit der ersteren lautet das Verhältnis der spezifischen Massenströme von Kreis \dot{m}_K und Schlitz \dot{m}_S :

$$\dot{m}_K/\dot{m}_S = (c_{KB}/c_{SB})(d_B/s)^{0,5}(1-k'_{KB} \cdot x/d_B)^{2,5}/(1-k'_{SB} \cdot x/s)^{1,5} \quad (63)$$

Abb. 24 enthält einen Teilverlauf dieser Funktion für die Fraktion 400/500 μm , der sich auf den Bereich beschränkt, der hier untersucht wurde und für den die Gesetzmäßigkeiten $\dot{M}_K \sim d_{B,\text{eff}}^{2,5}$ und $\dot{M}_S \sim s_{\text{eff}}^{1,5}$ experimentell bestätigt sind. Man sieht, daß der flächenbezogene Massenfluß durch die Kreisöffnung erst für $d_B/s > 2$ denjenigen beim Schlitz übersteigt, was auf den größeren Randeinfluß beim Kreis zurückzuführen ist. Der progressive Anstieg aller Kurven zeigt, daß im gesamten dargestellten Bereich das Massenstromverhältnis maßgeblich vom Randeinfluß bei Kreis und Schlitz bestimmt wird. Ist dieser vernachlässigbar, d.h. für $x/d_B, x/s \ll 1$ ändert sich der Funktionswert proportional $(d_B/s)^{0,5}$.

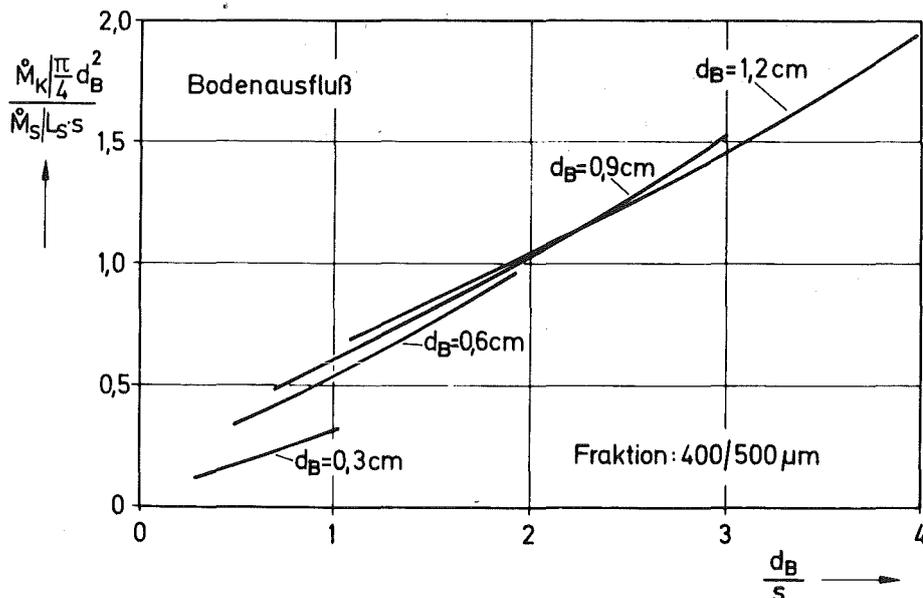


Abb. 24: Verhältnis der spezifischen Massenströme aus Kreis- und Schlitzöffnungen als Funktion des Verhältnisses Durchmesser/Schlitzbreite

Für das Verhältnis der auf die effektive Fläche bezogenen Massenströme erhält man:

$$\dot{m}_{K,eff}/\dot{m}_{S,eff} = (c_{KB}/c_{SB}) \left((d_B/s) (1 - k'_{KB} \cdot x/d_B) / (1 - k'_{SB} \cdot x/s) \right)^{0,5} \quad (64)$$

Speziell für $s = d_B$ vereinfacht sich (64) mit $k_{KB} \approx k_{SB}$

$$\dot{m}_{K,eff}/\dot{m}_{S,eff} = c_{KB}/c_{SB}$$

Über den Zusammenhang zwischen Schüttguthöhe und Auslaufmassenstrom innerhalb des öfFnungsnahen Bereichs existieren keine quantitativen Angaben. Zur Bestimmung dieser Abhängigkeit wurden Ausflußversuche aus verschiedenen Guthöhen durchgeführt. Der ausfließende Partikelstrom wurde jeweils von einem mit konstanter Drehzahl ($n = 6, 12, 30, 60$ Upm) rotierenden, 16-schaligen Drehteller (Abb. 25) aufgenommen.

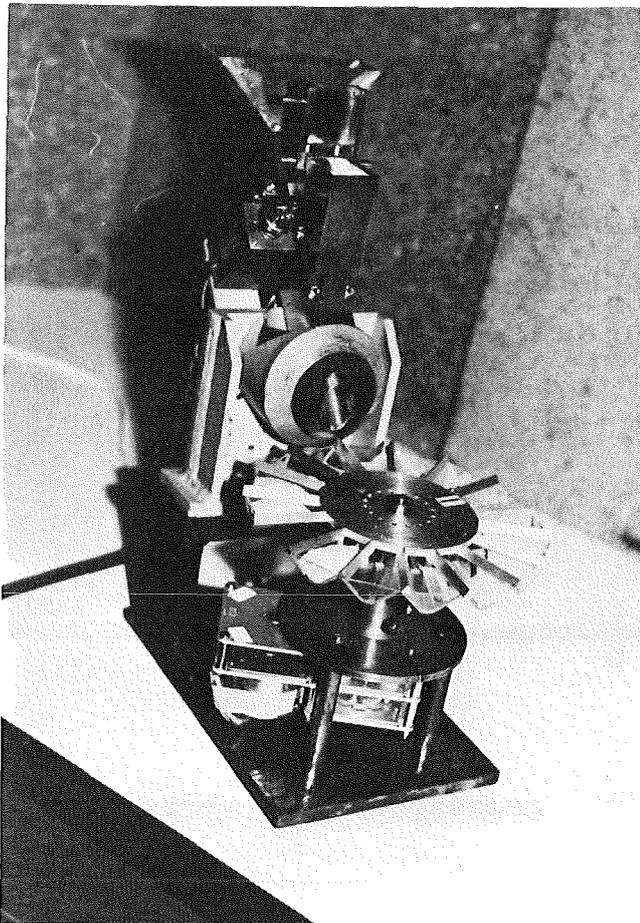


Abb.25: Drehteller

Abb. 26 zeigt am Beispiel einer Kreisöffnung mit $d_B = 1,18$ cm für eine Anfangshöhe $h = 1,19$ cm eine in den Probebehältern gemessene Massenverteilung M_i in Histogrammform, wobei die Drehzahl 30 Upm betrug. Die ausgezogene Kurve stellt die mit der gesamt ausgeflossenen Masse normierte Summenverteilung $\Sigma M_i / M_{ges}$ dar. Der Zeitpunkt des Massenanstiegs läßt sich durch Extrapolation des Kurvenanfangs finden. Durch Parallelverschiebung auf der Zeitachse in den Ursprung lassen sich die Summenkurven gleichartiger Auslaufversuche ineinander überführen, vgl. gestrichelte Kurve. Der zur Ausgangshöhe gehörige Massenstrom kann aus der Steigung der ausreichend mit Meßpunkten belegten Kurve im Nullpunkt ermittelt werden. Die auf diese Weise gefundene Höhenabhängigkeit $\phi_2(h/d_B)$ ist für die Fraktion 400/500 μm in Abb. 27 dargestellt. Man erkennt eine lineare Zunahme des Massenstroms mit der Guthöhe bis zum Verhältnis $h/d_B = 1,2$, ab welchem er konstant bleibt. Für $h/d_B < 1,2$ kann der dimensionslose Massenstrom durch die Kreisöffnung folgendermaßen angegeben werden:

$$\phi_2(h/d_B) = 0,83 h/d_B \quad (65)$$

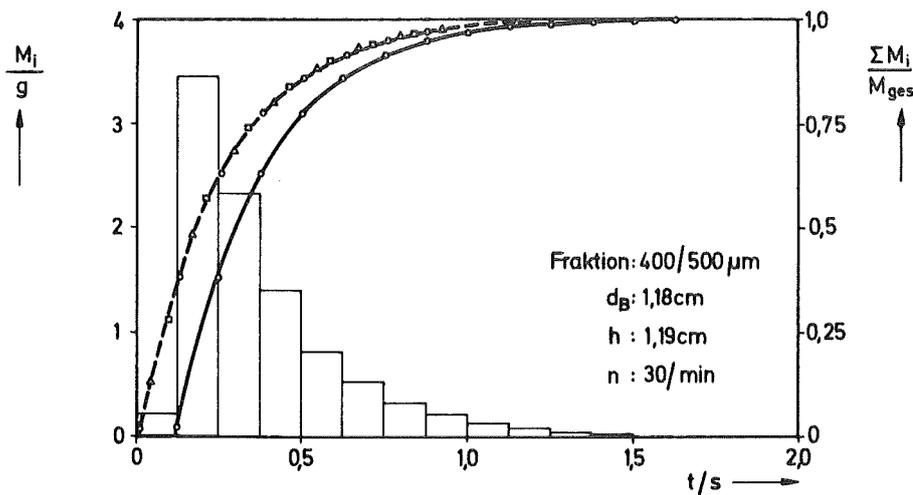


Abb. 26: Mit Hilfe des Drehtellers gemessene Massenverteilung

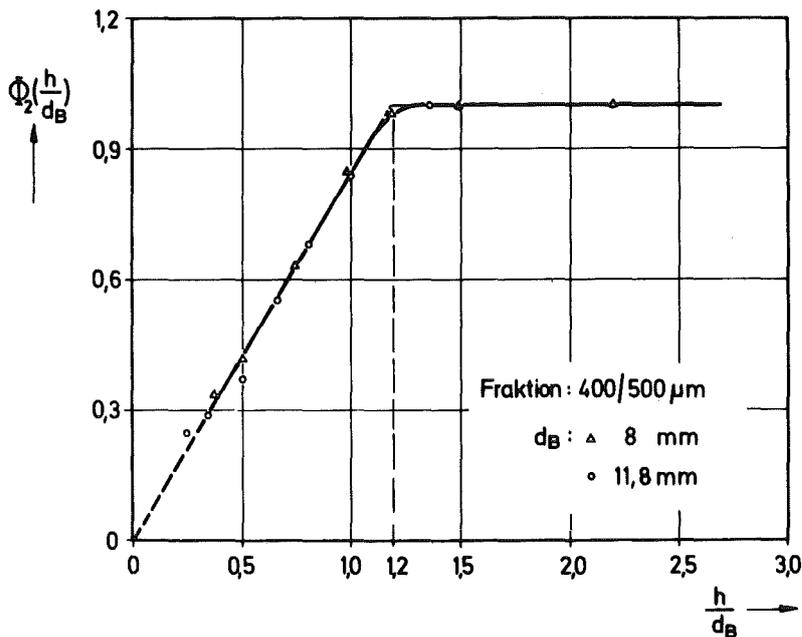


Abb. 27: Funktion $\phi_2(h/d_B)$

2.4 Seitenöffnung (horizontaler Ausfluß)

Der Materialausfluß aus Boden- und Seitenöffnungen eines Bunkers läßt sich durch die gleiche Gesetzmäßigkeit beschreiben. Dies geht aus Abb. 28 hervor, in welcher Ergebnisse von Massenstrommessungen aus kreis- und schlitzförmigen Öffnungen (Öffnungswinkel $\beta = 30^\circ$) der Seitenwand des Modellbunkers eingetragen sind. Es ergibt sich ebenfalls der bereits beim Bodenauslauf (Abb. 21) gefundene lineare Zusammenhang zwischen dem Auslaufmassenstrom und den Potenzen der effektiven Öffnungsweiten $(d_B - k_{KS})^{2,5}$ bzw. $(s - k_{SS})^{1,5}$.

Tab. 5 enthält die durch Anpassung an die Meßwerte gewonnenen Konstanten. Zur näheren Kennzeichnung sind diese ebenfalls mit einem zweiten Index versehen ("S" = Seitenöffnung). Der dimensionslose Massenstrom beim Seitenausfluß c_{KS} bzw. c_{SS} verringert sich auf 30 % (Kreis) bis 35 % (Schlitz) des Wertes beim Bodenausfluß. Gleichzeitig erhöhen sich die die Öffnungsweite reduzierenden Korrekturgrößen beträchtlich, jedoch

ergeben sich im Gegensatz zum Bodenausfluß Unterschiede zwischen beiden Öffnungsgeometrien, wobei die Öffnungsfläche beim Schlitz wesentlich stärker vermindert wird.

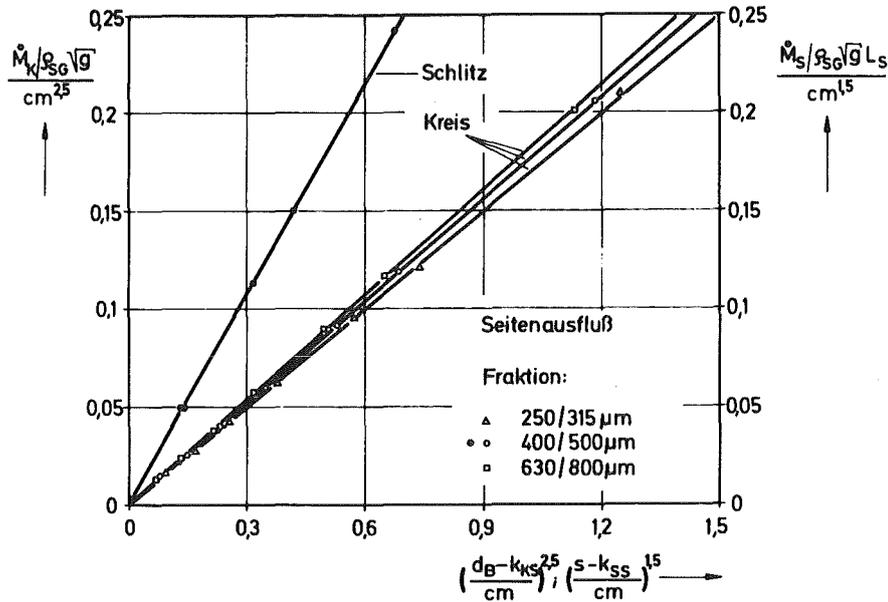


Abb. 28: Zusammenhang zwischen Auslaufmassenstrom und effektiver Öffnungsweite ($\beta = 30^\circ$)

Eine Berechnung der dimensionslosen Korrekturgrößen aus den Werten für k_{KS} bzw. k_{SS} und damit der Funktionen $\phi_1(x/d_B)$ bzw. $\phi_1(x/s)$ ist nicht möglich, da wie später gezeigt wird, diese Konstanten auch vom Öffnungswinkel und der Wanddicke bestimmt werden.

Fraktion	Kreisöffnung		Schlitzöffnung	
	c_{KS}	k_{KS}/cm	c_{SS}	k_{SS}/cm
250/315 µm	0,205	0,105	-	-
400/500 µm	0,220	0,131	0,352	0,235
630/800 µm	0,229	0,150	-	-

Tab.5: Anpassungsgrößen für den Seitenausfluß ($\beta = 30^\circ$)

Den Vergleich zwischen Schlitz- und Kreisöffnung beim Seitenausfluß ($\beta = 30^\circ$) zeigt Abb. 29, in welcher das Verhältnis der auf die gesamte Öffnungsfläche bezogenen Massenströme über dem Quotienten d_B/s für den untersuchten Bereich aufgetragen ist. Parameter ist wieder der Durchmesser der Kreisöffnung. Während für $d_B < s$ die Kurven nahezu identisch verlaufen, erhöht sich für $d_B > s$ das Massenstromverhältnis mit abnehmender Bohrungsweite. Ein Vergleich mit dem Bodenausfluß (Abb. 24) läßt erkennen, daß sich das Verhältnis der spezifischen Massenströme beim Seitenausfluß zugunsten der Kreisöffnung verschiebt.

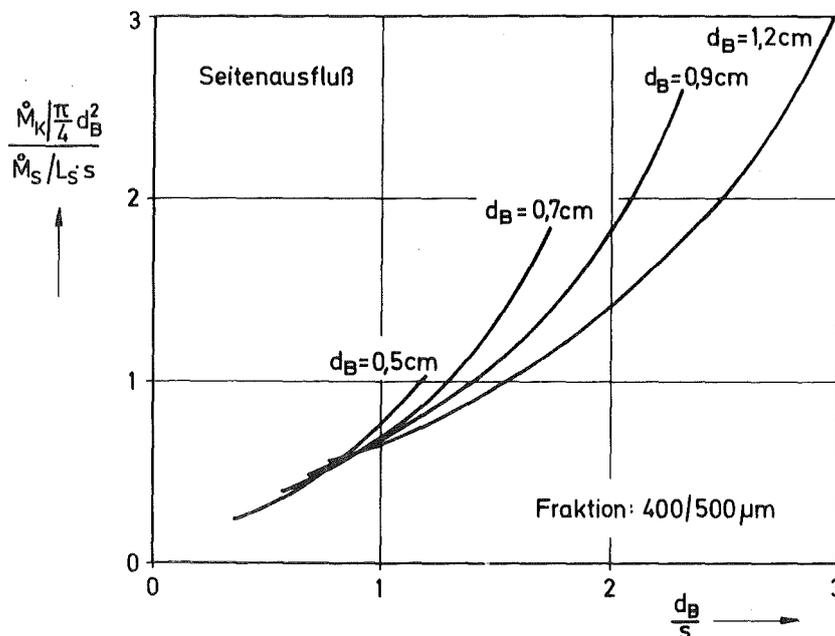


Abb. 29: Verhältnis der spezifischen Massenströme aus Kreis- und Schlitzöffnungen als Funktion des Verhältnisses Durchmesser/Schlitzbreite

Der Massenstrom aus Seitenöffnungen ist entscheidend vom Öffnungswinkel β abhängig. Dies geht aus Abb. 30 hervor, in welcher der auf den maximal gemessenen Wert bezogene Massenstrom über dem Öffnungswinkel aufgetragen ist. Man sieht, daß für Winkel unterhalb etwa 30° sich der Fluß erheblich ver-

ringert. Beim Schlitz verläuft die Abnahme etwa linear, wo- gegen sich beim Kreis ein komplizierterer Zusammenhang er- gibt. Am Beispiel der Schlitzöffnung ist weiterhin zu sehen, daß die Öffnungsweite die Winkelabhängigkeit mitbestimmt. Während bei einer Schlitzweite von $s = 0,5$ cm der Massenstrom für $\beta = 0^\circ$ null ist, erreicht er bei $s = 0,7$ cm bereits 20 % des maximalen Massenstroms. Dies deutet auf einen Einfluß der Wandstärke hin.

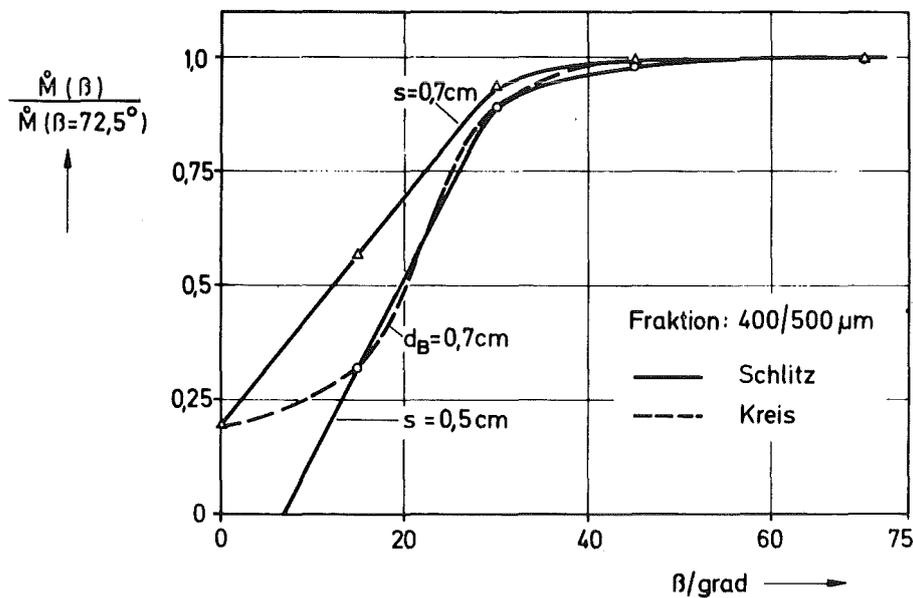


Abb. 30: Einfluß des Öffnungswinkels auf den Auslaufmassenstrom

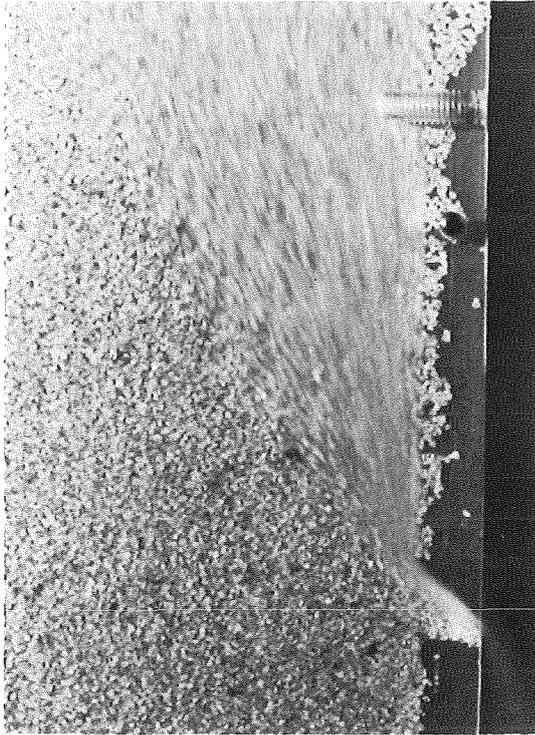
Die für verschiedene Öffnungswinkel bei der Schlitzöffnung bestimmten Werte des dimensionslosen Massenstroms c_{SS} sowie der Korrekturgröße k_{SS} sind in Tab. 6 eingetragen. Man findet, daß der dimensionslose Massenstrom für $\beta > 15^\circ$ nicht vom Öffnungswinkel abhängt. Demgegenüber erhöht sich der Wert der Konstanten k_{SS} für Winkel $< 30^\circ$ beträchtlich. Ein Vergleich mit dem Bodenausfluß zeigt, daß die Schlitzkorrektur k_{SS} je nach Öffnungswinkel 2,5- bis 7-mal größer als bei einer Bodenöffnung ist.

Winkel	c_{SS} exp.	c_{SS} rechn.	k_{SS}/cm exp.	k_{SS}/cm rechn.
$\beta = 0^\circ$	0,290	0,320	0,560	0,514
15°	0,350	0,320	0,365	0,380
30°	0,352	0,320	0,235	0,226
45°	0,352	0,320	0,215	0,214
$72,5^\circ$	0,349	0,320	0,211	0,214

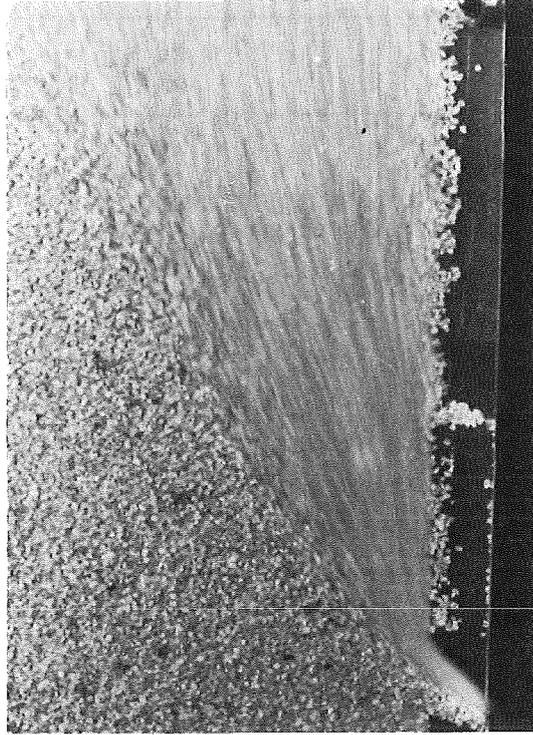
Tab. 6: Dimensionsloser Massenstrom und Öffnungskorrektur beim Schlitz für verschiedene Öffnungswinkel (Fraktion 400/500 μm)

Trotz gleicher Gesetzmäßigkeiten ist es schwierig, Boden- und Seitenausfluß aufeinander zu übertragen. Beim Seitenausfluß, der unter geänderten Randbedingungen abläuft, liegt im Gegensatz zum Bodenausfluß ein unsymmetrisches Problem vor. Im folgenden wird am einfacheren Fall der Schlitzöffnung versucht, unter stark vereinfachenden Annahmen auf der Grundlage geometrischer Beziehungen Boden- und Seitenausfluß ineinander umzurechnen. Man betrachte dazu photographische Aufnahmen des Ausflusvorgangs bei verschiedenen Öffnungswinkeln (Abb. 31). Folgende Feststellungen lassen sich treffen: Bei allen Öffnungswinkeln stellt sich in geringer Entfernung oberhalb der Öffnung der schon beim Bodenauslauf beobachtete dynamische Böschungswinkel α_d ein. Unmittelbar vor der Öffnung wird die Böschungslinie zwischen ruhendem und bewegtem Gut umgelenkt. Bei kleinen Öffnungswinkeln ist ein Teil der Öffnung mit unbewegtem Gut erfüllt.

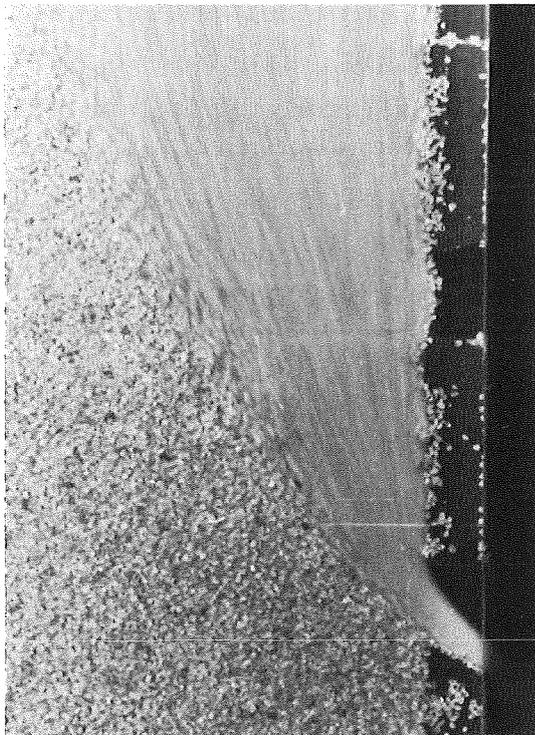
Die Verknüpfung betrachtet den Fluß aus der Seitenöffnung wie den Fluß durch eine Bodenöffnung, die gegenüber der Horizontalen um den Winkel $(90^\circ - \alpha_d)/2$ geneigt ist. Dabei wird die Wand als Böschungslinie betrachtet, obwohl die Reibungsver-



a) $\beta = 0^\circ$



b) $\beta = 15^\circ$



c) $\beta = 30^\circ$



d) $\beta = 72,5^\circ$

Abb. 31: Seitenausfluß bei unterschiedlichen Öffnungswinkeln

hältnisse unterschiedlich sind. Es gilt nun, die effektive Schlitzbreite $s_{\text{eff}} = s - k_{\text{SS}}$ anhand geometrischer Überlegungen zu berechnen. Weiterhin muß berücksichtigt werden, daß nur die Schwerkraftkomponente unter dem Winkel $(90^\circ - \alpha_d)/2$ wirksam ist. Zur Berechnung von s_{eff} wird unterschieden, ob der Öffnungswinkel β größer als der dynamische Böschungswinkel α_d oder kleiner als der statische Böschungswinkel α_s ist. Im ersteren Fall wird angenommen, daß die Böschungslinie bis zum unteren Rand der Öffnung verläuft. Im anderen Fall baut sich in der Öffnung eine kleine Materialhalde auf, auf deren Böschung das Material ausläuft; die Halde sei durch den statischen Böschungswinkel α_s begrenzt. Beide Situationen sind in Abb. 32 dargestellt. Für Öffnungswinkel $\alpha_s < \beta < \alpha_d$ ist eine geometrische Herleitung schwierig. Aufgrund des in Tab. 6 ersichtlichen geringen Unterschiedes der experimentellen Anpassungsgrößen für $\beta = 72,5^\circ$ und 45° wird angenommen, daß die nachfolgend für $\beta > \alpha_d$ abgeleiteten Beziehungen auch zur näherungsweise Berechnung des Massenstroms für den Fall $\alpha_s < \beta < \alpha_d$ benutzt werden können.

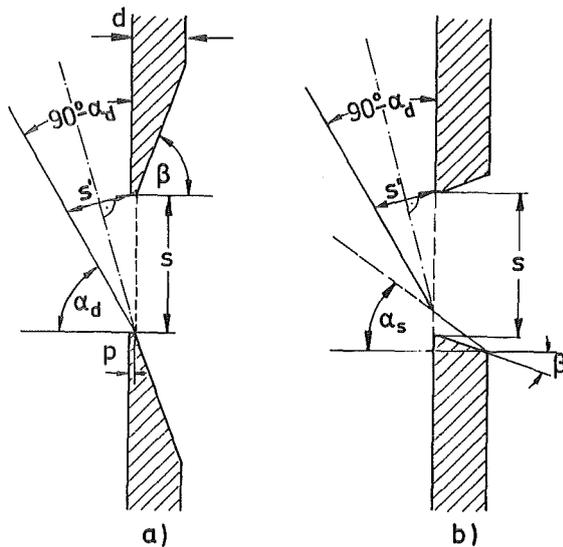


Abb. 32: Schematische Darstellung des Seitenausflusses:

a) $\beta > \alpha_d$; b) $\beta < \alpha_s$

Zur Bestimmung der Schlitzbreite s'_{eff} muß zunächst s' berechnet und davon die Korrektur k_{SB} abgezogen werden.

$$s'_{\text{eff}} = s' - k_{\text{SB}} \quad (66)$$

Nach der Skizze gelten folgende Beziehungen:

für $\beta > \alpha_d$

$$s' = 2(s - p \cdot \text{tg } \alpha_d) \cdot \sin\{(90^\circ - \alpha_d)/2\} \quad (67)$$

für $\beta < \alpha_s$

$$s' = 2(s - d(\text{tg } \alpha_s - \text{tg } \beta) - p \cdot \text{tg } \beta) \cdot \sin\{(90^\circ - \alpha_d)/2\} \quad (68)$$

Für den Materialfluß kann nunmehr ausgehend von

$$\dot{M}_S = c_{\text{SB}} \rho_{\text{SG}} L_S (s' - k_{\text{SB}})^{1,5} (g \cdot \cos\{(90^\circ - \alpha_d)/2\})^{0,5} \quad (69)$$

für $\beta > \alpha_d$ geschrieben werden:

$$\begin{aligned} \dot{M}_S = c_{\text{SB}} \rho_{\text{SG}} L_S & (2(s - p \cdot \text{tg } \alpha_d) \cdot \sin\{(90^\circ - \alpha_d)/2\} - k_{\text{SB}})^{1,5} \\ & \cdot (g \cdot \cos\{(90^\circ - \alpha_d)/2\})^{0,5} \end{aligned} \quad (70)$$

Für die weitere Rechnung wird der Faktor $2\sin\{(90^\circ - \alpha_d)/2\}$ ausgeklammert.

$$\begin{aligned} \dot{M}_S = c_{\text{SB}} \rho_{\text{SG}} L_S & (2\sin\{(90^\circ - \alpha_d)/2\})^{1,5} (s - p \cdot \text{tg } \alpha_d \\ & - k_{\text{SB}} / (2\sin\{(90^\circ - \alpha_d)/2\}))^{1,5} \cdot (g \cdot \cos\{(90^\circ - \alpha_d)/2\})^{0,5} \end{aligned} \quad (71)$$

Der Vergleich mit dem Ansatz für den Fluß durch den Seitenschlitz

$$\dot{M}_S = c_{\text{SS}} \rho_{\text{SG}} L_S (s - k_{\text{SS}})^{1,5} g^{0,5} \quad (72)$$

führt zu folgenden Beziehungen für c_{SS} und k_{SS}

$$c_{\text{SS}} = c_{\text{SB}} (2\sin\{(90^\circ - \alpha_d)/2\})^{1,5} (\cos\{(90^\circ - \alpha_d)/2\})^{0,5} \quad (73)$$

$$k_{SS} = p \cdot \operatorname{tg} \alpha_d + k_{SB} / (2 \sin\{(90^\circ - \alpha_d)/2\}) \quad (74)$$

Auf gleiche Weise lassen sich die Konstanten für den Fall $\beta < \alpha_s$ gewinnen. Dabei gilt für c_{SS} ebenfalls (73). Für k_{SS} erhält man

$$k_{SS} = d(\operatorname{tg} \alpha_s - \operatorname{tg} \beta) + p \cdot \operatorname{tg} \beta + k_{SB} / (2 \sin\{(90^\circ - \alpha_d)/2\}) \quad (75)$$

bzw. wenn wie bei der vorliegenden Versuchseinrichtung $p \ll d$ ist

$$k_{SS} = d(\operatorname{tg} \alpha_s - \operatorname{tg} \beta) + k_{SB} / (2 \sin\{90^\circ - \alpha_d\}/2) \quad (75a)$$

Daraus folgt, daß der Massenfluß aus Seitenöffnungen für $\beta < \alpha_s$ von der Wandstärke, der Partikelgröße, den Böschungswinkeln α_d und α_s sowie vom Öffnungswinkel β abhängt. Eine Bestimmung der Funktion $\phi_1(x/s)$ entsprechend dem Bodenausfluß aus (62) ist damit nicht möglich.

Die Konstanten c_{SS} und k_{SS} wurden für die Fraktion 400/500 μm ($c_{SB} = 0,753$; $k_{SB} = 0,089 \text{ cm}$) nach (73) und (74) bzw. (75a) für verschiedene Öffnungswinkel β unter Benutzung der folgenden Zahlenwerte berechnet: Wandstärke $d = 0,5 \text{ cm}$; Stegbreite $p = 0,02 \text{ cm}$; Böschungswinkel $\alpha_s = 34^\circ$ und $\alpha_d = 62^\circ$. Die Ergebnisse sind in Tab. 6 eingetragen. Es zeigt sich in allen Fällen eine in Anbetracht der getroffenen Vereinfachungen gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten für c_{SS} und k_{SS} , die ihrerseits durch Anpassung der Meßdaten an die Beziehung $\dot{M}_S \sim (s - k_{SS})^{1,5}$ bestimmt worden waren. Die Berechnung der Konstanten für $\beta = 45^\circ$ erfolgte über die Beziehungen (73) und (74).

Das Verhältnis der Massenströme aus Seiten- und Bodenöffnungen ergibt für die Kreisöffnung

$$\dot{M}_{\text{Seite}} / \dot{M}_{\text{Boden}} = (c_{KS} / c_{KB}) \left((1 - k_{KS} / d_B) / (1 - k_{KB} / d_B) \right)^{2,5} \quad (76)$$

und für die Schlitzöffnung

$$\dot{M}_{\text{Seite}} / \dot{M}_{\text{Boden}} = (c_{SS} / c_{SB}) \left((1 - k_{SS} / s) / (1 - k_{SB} / s) \right)^{1,5} \quad (77)$$

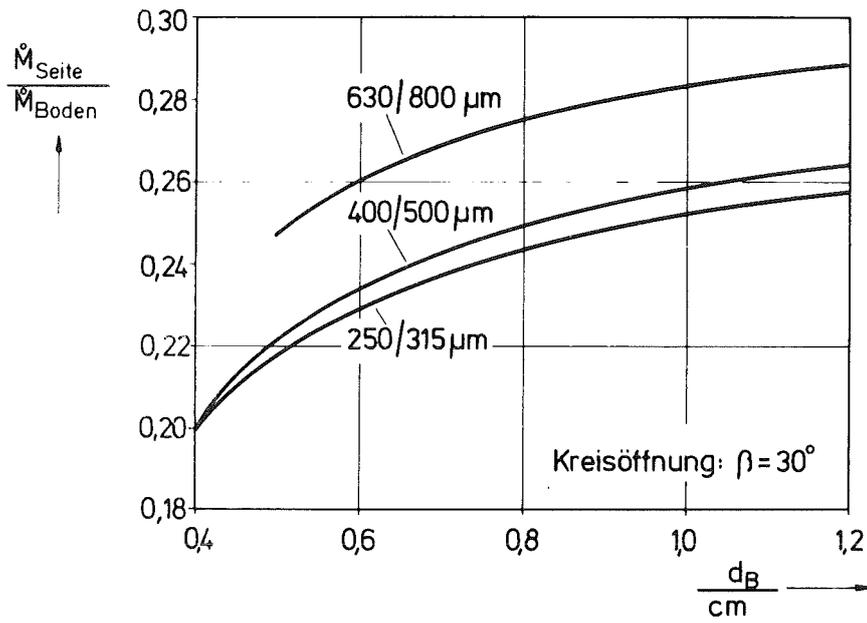


Abb. 33: Verhältnis der Massenströme von Seiten- und Boden- ausfluß als Funktion des Öffnungsdurchmessers

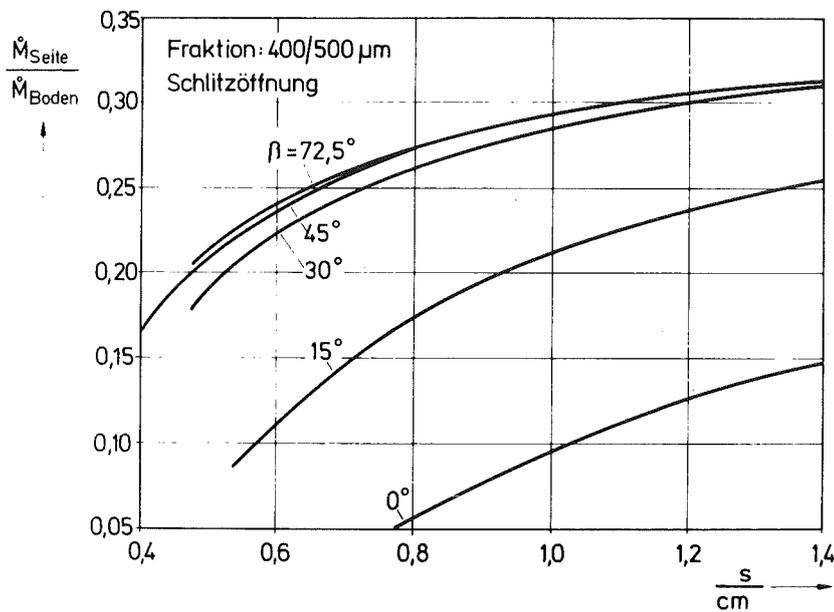


Abb. 34: Verhältnis der Massenströme von Seiten- und Boden- ausfluß als Funktion der Schlitzbreite

Beide Funktionen sind in Abb. 33 bzw. Abb. 34 für den untersuchten Bereich dargestellt. Man erkennt sowohl für die Kreis- als auch für die Schlitzöffnung infolge der unterschiedlichen Öffnungskorrektur bei Seiten- und Bodenöffnung mit wachsender Öffnungsweite eine Zunahme des Massenstromverhältnisses, welches außerdem von Kornklasse (Abb. 33) und Öffnungswinkel (Abb. 34) abhängig ist.

Die nachfolgend beschriebenen Experimente zur Bestimmung der Abhängigkeit des Auslaufmassenstroms von der vertikalen Höhe h sowie vom Abstand h' (Abb. 35) wurden im Hinblick auf die hier verwendete Lochaustragswand nur bei Kreisöffnungen mit $\beta = 30^\circ$ durchgeführt.

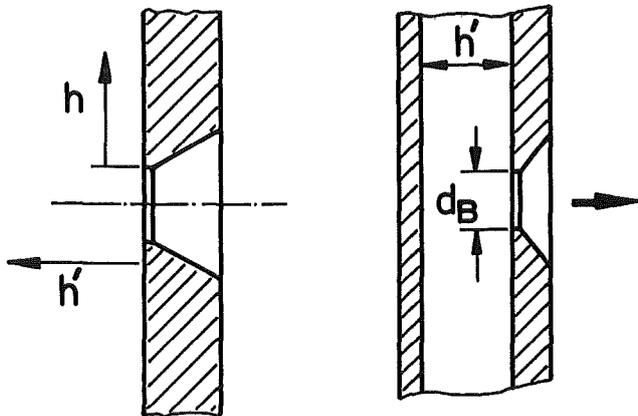


Abb.: 35: Skizze zur Bestimmung der Massenstromabhängigkeit von der Höhe h und vom Abstand h'

Die indirekte Messung des Massenstroms über die Massenabnahme im Bunker mit Hilfe einer kontinuierlich aufzeichnenden Wägeeinrichtung ergab, daß dieser bis zum Erreichen der oberen Öffnungsberandung konstant bleibt. Damit erhält man, wenn für den oberen Öffnungsrand $h = 0$ gilt:

$$\phi_2(h/d_B) = 1 \quad (78)$$

Von besonderem Interesse hinsichtlich der Situation an der Austragswand von Kugelmühlen ist die Abhängigkeit des Massenflusses vom senkrechten Abstand h' zur Öffnungsfläche, da die Kugeln den Bereich, aus dem Material nachströmt, begrenzen. Zur Bestimmung dieses Zusammenhangs wurden Ausflußexperimente bei unterschiedlichen Öffnungsdurchmessern und Abständen durchgeführt, wobei letzterer durch das Einbringen einer zur Frontwand des Bunkers parallelen Platte eingestellt wurde (Abb. 35).

Die auf diese Weise für die Fraktion 400/500 μm ermittelte Funktion ist in Abb. 36 dargestellt. Läßt man das an der Stelle $(h'-x_{50})/d_B \approx 0,3$ auftretende, auf die hier wirksam werdende geringere Reibung zwischen eingebrachter Platte und Gut zurückzuführende Maximum unberücksichtigt, so stellt man fest, daß sich die Abhängigkeit des Auslaufmassenstroms nur auf eine eng begrenzte Zone bis $h'_0 = 0,2d_B + x_{50}$ beschränkt. Wird dieser Abstand unterschritten, geht der Massenstrom sehr schnell gegen null. Die gefundene Abhängigkeit läßt sich bei Vernachlässigung des Maximums näherungsweise durch folgende Funktion angeben:

$$\phi((h'-x_{50})/d_B) = 5(h'-x_{50})/d_B \quad h' \leq h'_0 \quad (79)$$

$$\phi((h'-x_{50})/d_B) = 1 \quad h' \geq h'_0$$

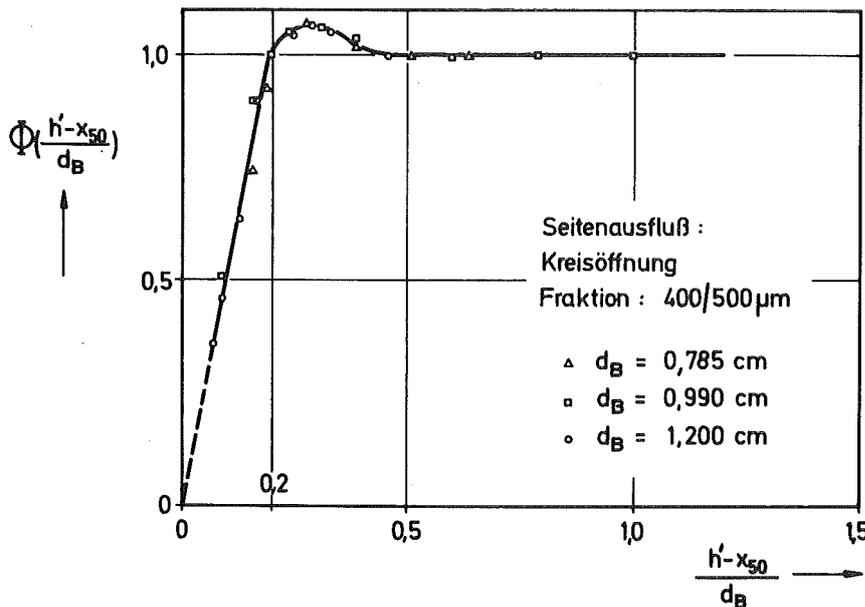


Abb. 36: Funktion $\phi((h'-x_{50})/d_B)$

2.5 Horizontaler Ausfluß durch Kugelschüttungen

Die Situation an der Austragswand von Kugelmühlen ist vergleichbar mit dem Ausfluß aus seitlichen Öffnungen des Bunkers, wenn dieser mit Kugeln gefüllt ist. Als nächstes ist

daher zu untersuchen, ob sich der seitliche Ausfluß durch Öffnungen aus den im vorangegangenen Kapitel gewonnenen Beziehungen für den Fall ableiten läßt, daß die Wand mit Kugeln bedeckt ist.

Ausflußversuche aus einer mit mehreren Kreisöffnungen versehenen Seitenwand des mit Kugeln gefüllten Bunkers (Abb. 37) ergaben, daß der Materialausfluß durch die lokale Anordnung der Kugeln in unmittelbarer Nähe der Öffnung bestimmt wird. Der bei den einzelnen Öffnungen registrierte Massenstrom weist Werte zwischen null und nahezu demjenigen ohne Kugeln auf. Eine mehrfache Wiederholung des Experiments bei geänderter Zufallsanordnung der Kugeln läßt indes erkennen, daß der über alle Öffnungen gemittelte Massenstrom sich nur innerhalb enger Grenzen ändert.

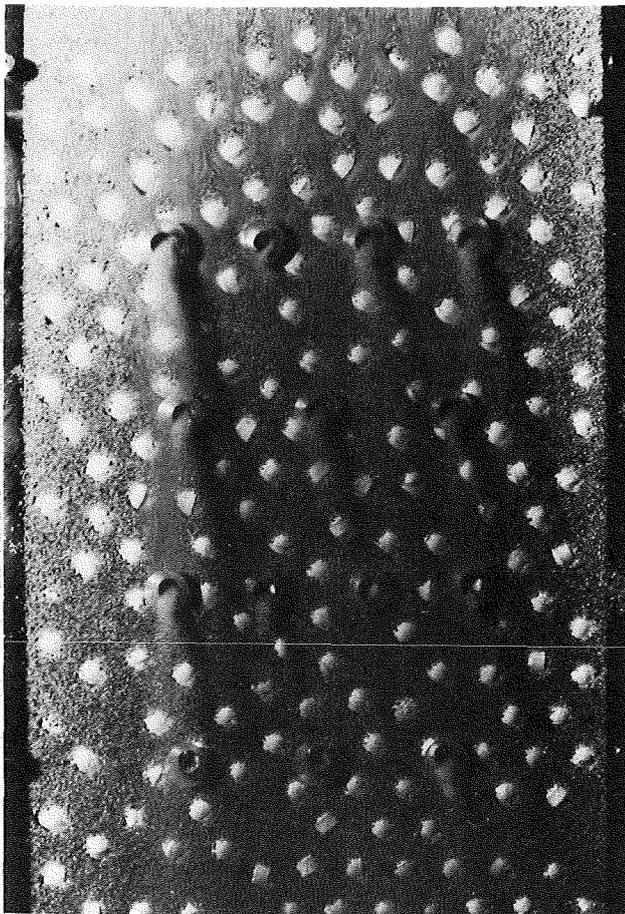


Abb. 37: Ausfluß aus
Öffnungen des mit Ku-
geln gefüllten Bunkers

Aufgrund des zu komplizierten Einzelfalles ist es nicht möglich, den Massenfluß durch eine individuelle Öffnung zu berechnen. Es muß daher das Ziel sein, eine pauschale Beschreibungswiese zu finden. Ausgegangen wird von der Tatsache, daß die Kugeln einen Teil der Wand bedecken und den Einzugsbereich der Öffnungen beeinträchtigen. Beide Effekte werden durch die Porosität der Kugelfüllung an der Wand sowie durch die Kugelgröße bestimmt.

In der Literatur wird mehrfach gezeigt [71], [72], daß in der Nähe einer ebenen Behälterwand bei der Porosität von Kugelfüllungen infolge einer mehr regulären Anordnung ein sogenanntes Einschwingverhalten auftritt (Abb. 38). Dieses Verhalten ist abhängig von Material und Oberflächenbeschaffenheit der Kugeln und dadurch gekennzeichnet, daß sich abwechselnd Porositätsminima und -maxima ausbilden. Das absolute Minimum befindet sich dabei in der Entfernung $h' = d_K/2$ von der Wand.

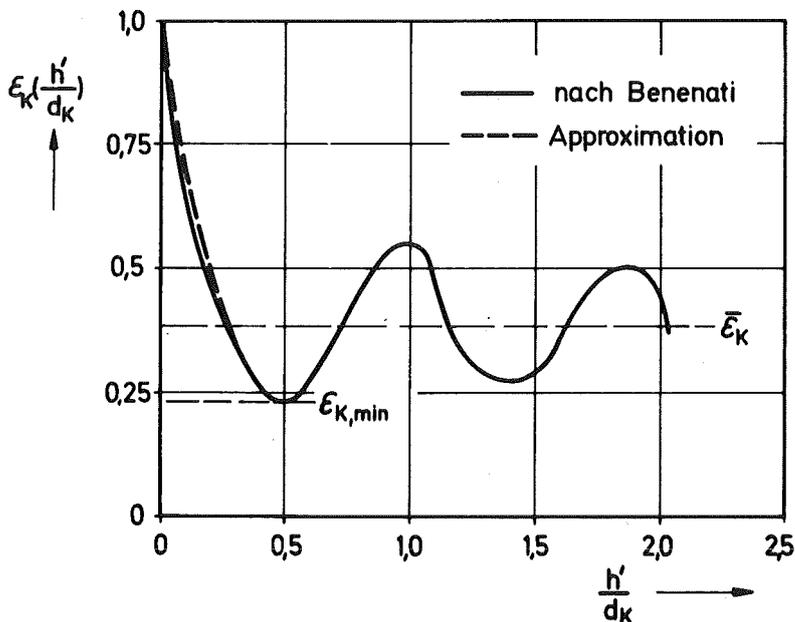


Abb. 38: Porositätsverlauf in Wandnähe

Eine mathematische Beschreibung des Porositätsverlaufs ist nicht bekannt. Berücksichtigt man, daß sich die Abhängigkeit des Massenstroms vom Wandabstand nur über einen schmalen Bereich erstreckt und die Austrittsöffnungen der Austragswände von Kugelmühlen erheblich kleiner als der Kugeldurchmesser sind, so ist für den vorliegenden Anwendungsfall nur der Porositätsverlauf bis zum ersten Minimum von Interesse. Dieses Teilstück läßt sich durch eine Parabel approximieren, deren Koeffizienten sich durch folgende Bedingungen gewinnen lassen:

$$(1) \quad \epsilon_K(h'=0) = 1$$

$$(2) \quad \epsilon_K(h'=0,5 d_K) = \epsilon_{K,\min}$$

$$(3) \quad d\epsilon_K(h'=0,5 d_K)/dh' = 0$$

Als Ergebnis erhält man eine Parabel der Form:

$$\epsilon_K(h'/d_K) = 4(1-\epsilon_{K,\min})((h'/d_K)^2 - h'/d_K) + 1 \quad (80)$$

Der Porositätsverlauf ist durch die Größe $\epsilon_{K,\min}$ festgelegt. Sie kann ihrerseits durch die sich in genügend großem Wandabstand einstellende mittlere Schüttungsporosität $\bar{\epsilon}_K$ ausgedrückt werden und beträgt etwa 60 ÷ 80 % ihres Wertes. Die in Abb. 38 für $\epsilon_{K,\min} = 0,23$ eingetragene, nach (80) berechnete Approximationsparabel zeigt eine befriedigende Übereinstimmung mit der gemessenen Funktion.

Die Kenntnis des Porositätsverlaufs erlaubt nun zunächst, den durch die Kugeln bedeckten Anteil der Wandfläche (Abb. 37) und daraus den der Öffnungsfläche zu ermitteln. Dieser Anteil ergibt sich aus der Tatsache, daß die Partikeln aufgrund ihrer endlichen Größe nicht den gesamten Bereich zwischen Wand und Kugeln ausfüllen können zu $1 - \epsilon(x_{50}/d_K)$. Weiterhin muß noch erfaßt werden, daß der verbleibende freie Strömungsquerschnitt aufgrund der Abhängigkeit des Massenstroms vom Abstand zur Öffnung sich aus Flächenanteilen unterschiedlicher

Ergiebigkeit zusammensetzt. Für einen differentiellen Flächenanteil $d\epsilon_K$ im Abstand h' bis $h' + dh'$ ergibt sich in Verbindung mit (79) der Anteil

$$d\epsilon_K(h'/d_K) \cdot \phi((h'-x_{50})/d_K) = 20 (1-\epsilon_{K,\min}) (2h'/d_K^2 - 1/d_K) \cdot ((h'-x_{50})/d_K) dh' \quad (81)$$

Durch Integration von (81) über den Bereich der Abhängigkeit des Massenstroms von x_{50} bis h'_0 erhält man unter Berücksichtigung des Flächenanteils $\epsilon_K(h'_0/d_K)$, der maximalen Massenstrom liefert:

$$\begin{aligned} \xi = & \epsilon_K(h'_0/d_K) + 20(1-\epsilon_{K,\min}) (h'_0/d_B) ((h'_0/d_K)(x_{50}/d_K) \\ & - 0,67(h'_0/d_K)^2 - 0,33(x_{50}/d_K)^2(x_{50}/h'_0) + 0,5(x_{50}/d_K) \\ & \cdot (x_{50}/h'_0) + 0,5(h'_0/d_K) - (x_{50}/d_K)) \end{aligned} \quad (82)$$

Mit (82) lautet der mittlere Massenstrom aus einer Kreisöffnung des mit Kugeln gefüllten Bunkers:

$$\dot{M}_K = c_{KS} \rho_{SG} \sqrt{g} \frac{\pi}{4} (d_B - k_{KS})^{2,5} \cdot \epsilon(x_{50}/d_K) \cdot \xi \quad (83)$$

Diese aus geometrischen Überlegungen abgeleitete Beziehung läßt die Reibung Gut/Kugeln unberücksichtigt und setzt voraus, daß die Kugeln den Ausströmungsvorgang nicht verändern. Folgendes ist bei ihrer Anwendung zu beachten: Der vom Schüttgut erfüllte Teil der Kugelpackung besteht aus einem System von Hohlräumen, deren Größe von der Porosität und der Kugelgröße bestimmt werden. Gl. (83) ist in dieser Form anwendbar, solange die mittlere Größe der Porenkanäle in Wandnähe größer als der Öffnungsdurchmesser ist. Trifft dies nicht zu, was bei kleinen Verhältnissen von Kugelgröße / Bohrungsweite eintreten kann, so wird der Ausfluß von der Größe der Porenkanäle bestimmt. In (83) muß dann anstelle des Kreisdurchmessers ein für die Größe der Porenkanäle charakteristischer Wert eingesetzt werden. Zweckmäßigerweise verwendet man hierzu den

zur Kennzeichnung von durchströmten Schüttungen benutzten mittleren hydraulischen Durchmesser, der durch folgende Gleichung definiert ist:

$$d_h = \epsilon_K \cdot d_K / 6(1 - \epsilon_K) \quad (84)$$

Im Hinblick auf die in Wandnähe veränderliche Kugelporosität ist es sinnvoll, den über den gesamten Einzugsbereich gemittelten Wert einzusetzen:

$$\epsilon_K' = (h_o' - x_{50})^{-1} \cdot \int_{h_o'}^{x_{50}} \epsilon_K(h'/d_K) dh' \quad (85)$$

Weiterhin ist bei Benutzung von (83) zu berücksichtigen, daß in Fällen, in denen das Verhältnis Kugel/Partikelgröße kleine Werte erreicht, sich die Schüttdichte in den engen Zwickelvolumina der Kugelschüttung verringert. Dies geht aus Abb.39 hervor, in der die Abhängigkeit der in Zylindern unterschiedlicher Weite d_Z gemessenen Schüttdichte vom Verhältnis d_Z/x_{50} dargestellt ist.

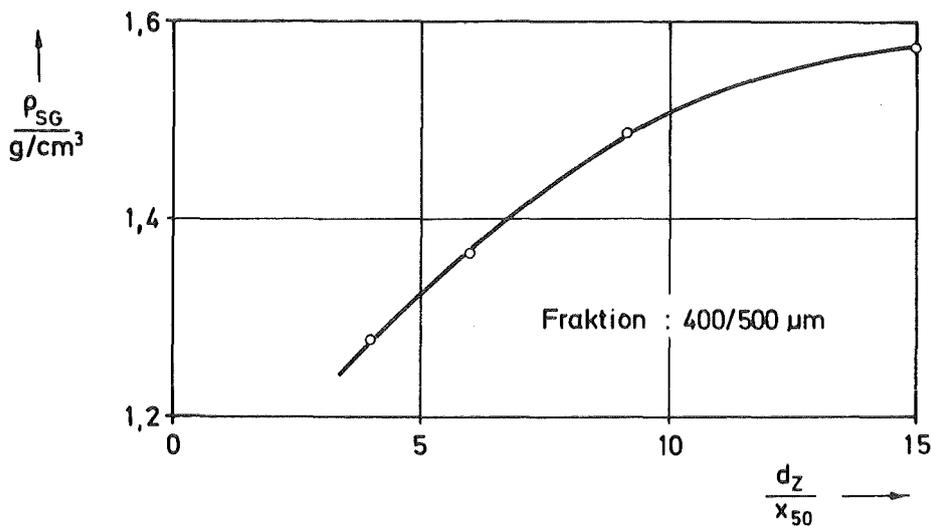


Abb. 39: Abhängigkeit der Schüttdichte vom Verhältnis Zylinderdurchmesser / Partikelgröße

Abb. 40 zeigt den Vergleich zwischen gemessener und berechneter Massenstromreduzierung für verschiedene Kugelgrößen. Man erkennt, daß kleinere Kugeln den Massenstrom zunehmend verringern. Während bei einer Kugelgröße von 1,2 cm der mittlere Massenstrom durch eine Öffnung auf 80 % reduziert wird, beträgt er bei einer Kugelgröße von 0,6 cm nur etwa 15 % des Wertes ohne Kugeln. Die nach (83) mit $\epsilon_{K,\min} = 0,33$ berechneten Werte stimmen mit Ausnahme bei der kleinsten Kugelgröße gut überein. Der zunächst zu groß berechnete Wert läßt sich korrigieren, wenn in der Rechnung anstelle des Bohrungsdurchmessers der Porenkanaldurchmesser (84) eingesetzt wird; vereinfachend wurde dabei die Porosität $\epsilon_K(x_{50}/d_K)$ verwendet.

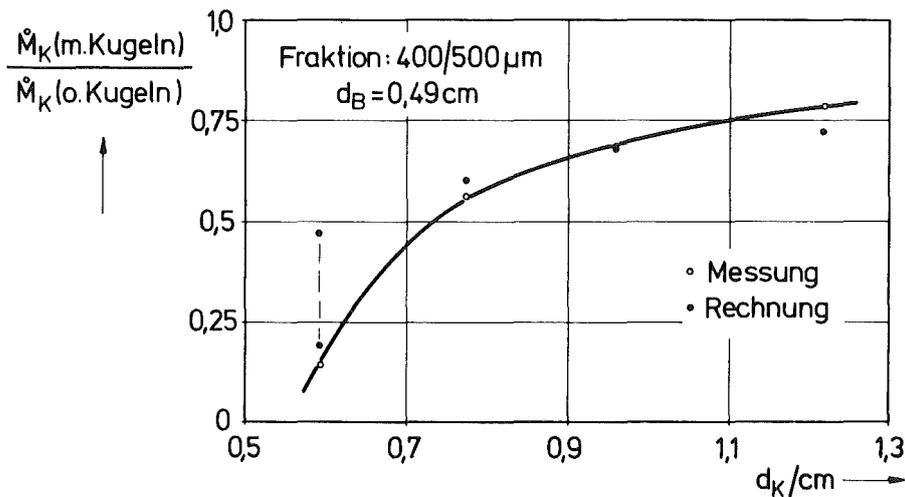


Abb. 40: Verhältnis des Massenstroms durch Kugelschüttungen zum Massenstrom ohne Kugeln als Funktion der Kugelgröße

3. Aufstiegszone

Die bewegte Füllung im Drehrohr bzw. in der Kugelmühle läßt sich in zwei Anteile aufspalten, in eine Aufstiegs- und eine Fallzone. Die Aufstiegszone besteht aus dem Teil der Füllung, der infolge von Schwer- und Fliehkräften an der Wand anliegt und in dem sich die Partikeln auf Kreisbahnen aufwärts bewegen. Die Fallzone kennzeichnet den Teil der Füllung, der sich nach Ablösen von der Wand unter der Wirkung der Schwerkraft nach unten bewegt, auf der aufsteigenden Füllung aufschlägt und sich in diese einordnet (Abb. 41).

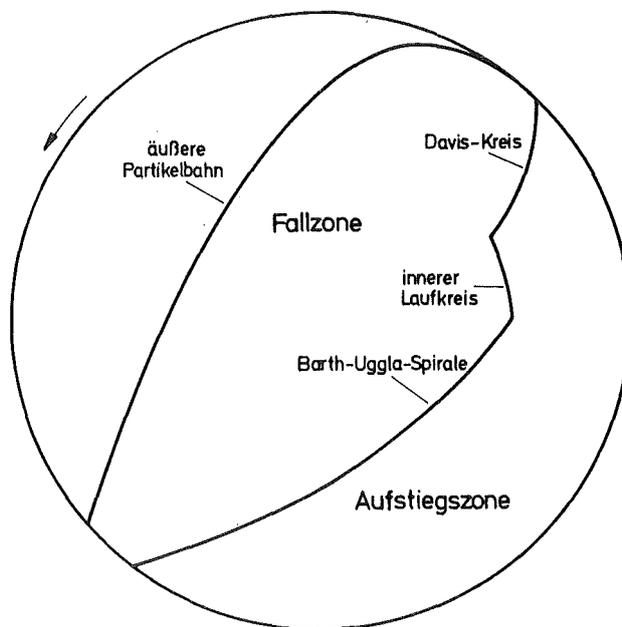


Abb. 41: Aufspaltung der Füllung in Aufstiegs- und Fallzone

Entscheidend für den Durchsatz ist der von den Betriebsbedingungen abhängige Massenanteil des Materials in der Aufstiegszone. Zur Berechnung des Massenflusses durch die Ausstragswand ist daher die Kenntnis der Größe, aber auch der Form und Lage der Aufstiegszone erforderlich.

Theorien zur Berechnung der Füllungsverteilung stammen von Fischer und Davis [73,74] v. Steiger [75] sowie Barth [76] bzw. Ugglä [77]. Fischer und Davis gehen bei ihren Betrachtungen davon aus, daß sich die Kugeln auf Kreisbahnen nach oben bewegen, bis sie sich unter der Wirkung der Schwerkraft von dieser ablösen. Nach Durchlaufen einer parabelförmigen Flugbahn werden die Kugeln nach dem Auftreffen auf der gleichen Kreisbahn, von der sie sich abgelöst haben, wieder angehoben. Betrachtet man eine mit der Winkelgeschwindigkeit ω_F auf einem Radius r_0 rotierende Kugel (Abb. 42), so löst sich diese aus der Kreisbahn, wenn die Radialkomponente der Reaktionskraft verschwindet. Werden nur Gewichts- und Zentrifugalkräfte berücksichtigt, ergibt sich der Ablösewinkel α_0 aus:

$$\cos \alpha_0 = r_0 \omega_F^2 / g \quad (86)$$

Der sogenannte Davis-Kreis ist die Ortskurve aller Punkte, in welchem die Kugeln oder Partikeln die Kreisbahn verlassen. Sein Mittelpunkt liegt im Abstand g/ω_F^2 senkrecht über der Rohrmitte, der Radius des Davis-Kreises lautet:

$$r_D = g/2\omega_F^2 \quad (87)$$

V. Steiger setzt bei seinen Betrachtungen ebenfalls voraus, daß sich die Kugeln auf dem Davis-Kreis ablösen. Im anschließenden aufsteigenden Teil der Bahnkurve berücksichtigt er die Tatsache, daß die Kugeln in Kontakt bleiben und ein Impulsaustausch stattfindet. Daraus ergeben sich weiter ausladende Bahnkurven. Eine ausführliche Darstellung findet man bei Frühwein [54].

Barth und Ugglä berechnen die Kontur der Schüttgutoberfläche. Sie gehen dabei vom Kräftegleichgewicht an einem Massenelement in der Oberfläche aus, wobei sie neben Gewichts- und Zentrifugalkraft zusätzlich noch eine Reibungskraft F_R berücksichtigen, vgl. Abb. 42. Als Lösung der Gleichgewichts-

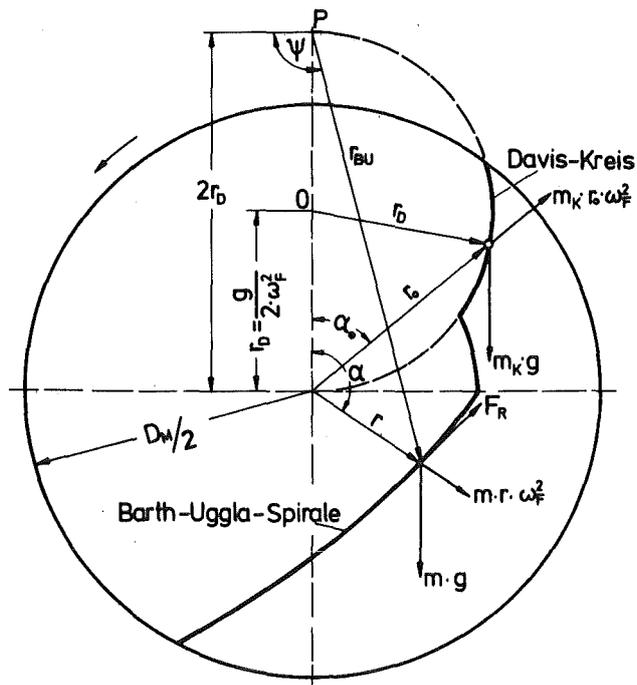


Abb. 42:

Skizze zur Bestimmung
der Kontur der Auf-
stiegszone

bedingung erhalten sie eine logarithmische Spirale (88), die ihren Pol im Abstand des zweifachen Daviskreisradius oberhalb der Rohrachse besitzt.

$$r_{BU} = C_{BU} \cdot e^{\mu\psi} \quad (88)$$

Die in (88) auftretende Konstante C_{BU} ist von Drehzahl, Füllungsgrad und Reibungskoeffizient μ abhängig.

Frühwein verknüpft in seinem Modell zur Füllungsverteilung die Theorie von Fischer-Davis und Barth-Uggla miteinander. Es wird angenommen, daß die obere Begrenzung der Aufstiegszone durch den Davis-Kreis erfolgt und der untere Teil der Schüttung durch die Barth-Uggla-Spirale begrenzt wird. Diese beiden Kurven schneiden sich jedoch nicht immer. Als weitere Begrenzungslinie dient der sog. innere Laufkreis, ein zum Rohrmittelpunkt konzentrischer Kreis, der durch den Schnittpunkt der Spirale mit der horizontalen Achse verläuft (Abb. 42). Für den Fall, daß die Barth-Uggla-Spirale die horizontale Achse erst außerhalb des Rohres schneidet, nimmt Frühwein an, daß sich die gesamte Füllungsmasse unter ihr verteilt und praktisch keine Fallzone existiert.

Drehrohr

Die Anwendung des Modells von Frühwein verlangt die Kenntnis der Winkelgeschwindigkeit ω_F der aufsteigenden Füllung, die i.a. nicht gleich jener des Rohres ist, da insbesondere bei glatten Wänden Schlupf auftritt. Hierzu müßte der Schlupf gemessen werden, was prinzipiell möglich ist [78]. Größe, Lage und Form der Aufstiegszone lassen sich auch direkt aus photographischen Aufnahmen der bewegten Füllung bestimmen, vgl. Abb. 44 ff. Zur Festlegung des Davis-Kreises als obere Begrenzung benötigt man wiederum die Kreisfrequenz der Füllung ω_F . Ihre Bestimmung erfolgt durch Anpassung an die v. Steiger-Theorie. Die Ergebnisse sind in Abb. 43 in Form des Schlupfes dargestellt.

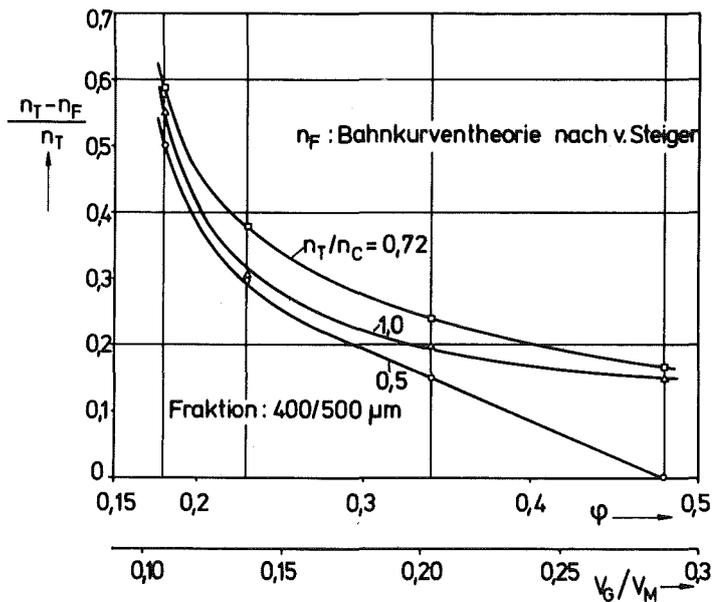


Abb. 43: Schlupf als Funktion von Gutfüllung und Drehzahl

Die Kontur der aufsteigenden Füllung wurde nach Augenschein festgelegt oder aus der Arbeit von Frühwein entnommen.

Abb. 44 ÷ 47 zeigt Beispiele der visuell abgeschätzten Aufstiegszone, in den Abb. 48 ÷ 51 sind die von Frühwein berechneten Konturen eingezeichnet, die mit den tatsächlichen gut übereinstimmen.

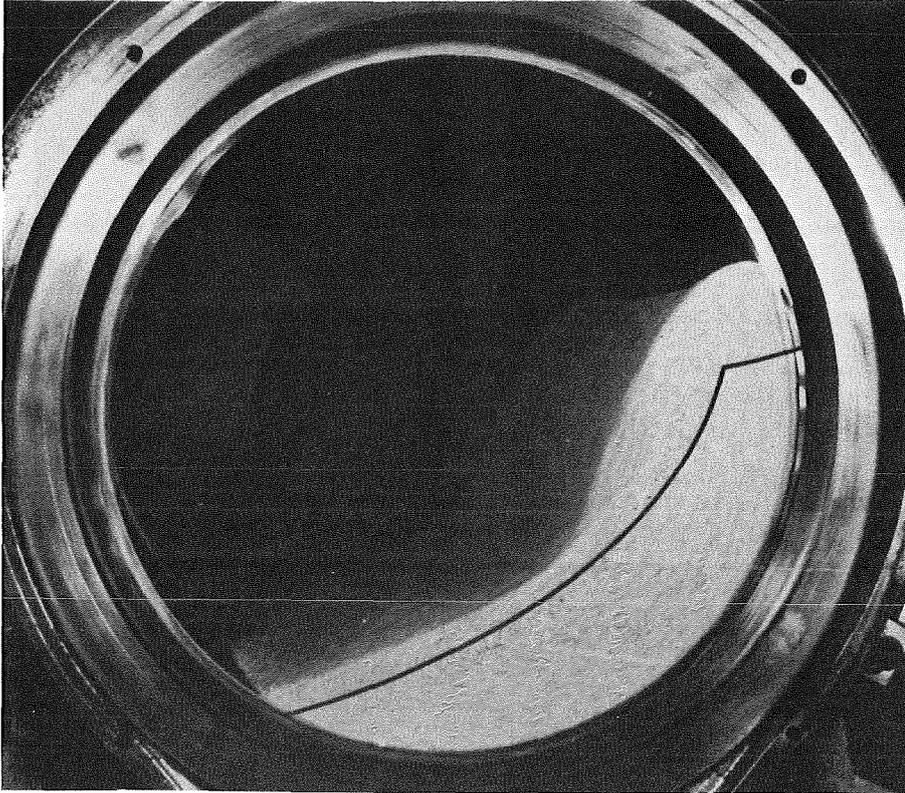


Abb. 44: Abgeschätzte Kontur der Aufstiegszone (400/500 μm ;
 $V_G/V_M = 0,137$; $n_T/n_C = 0,5$)

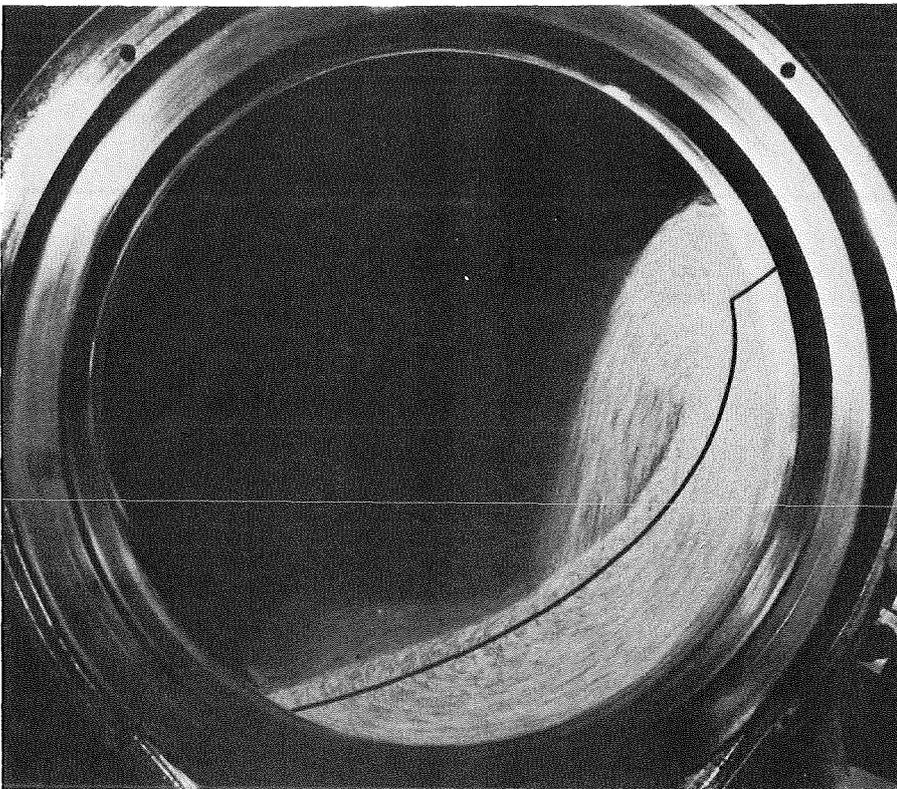


Abb. 45: wie Abb. 44, jedoch $n_T/n_C = 0,72$

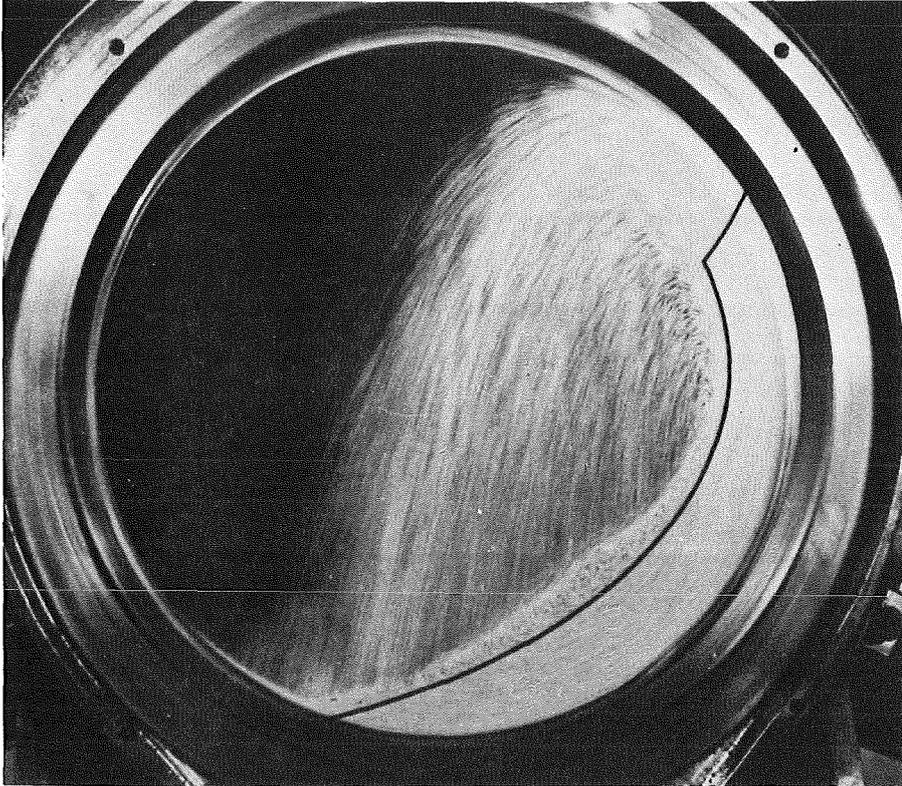


Abb. 46: wie Abb. 44, jedoch $n_T/n_C = 1,0$

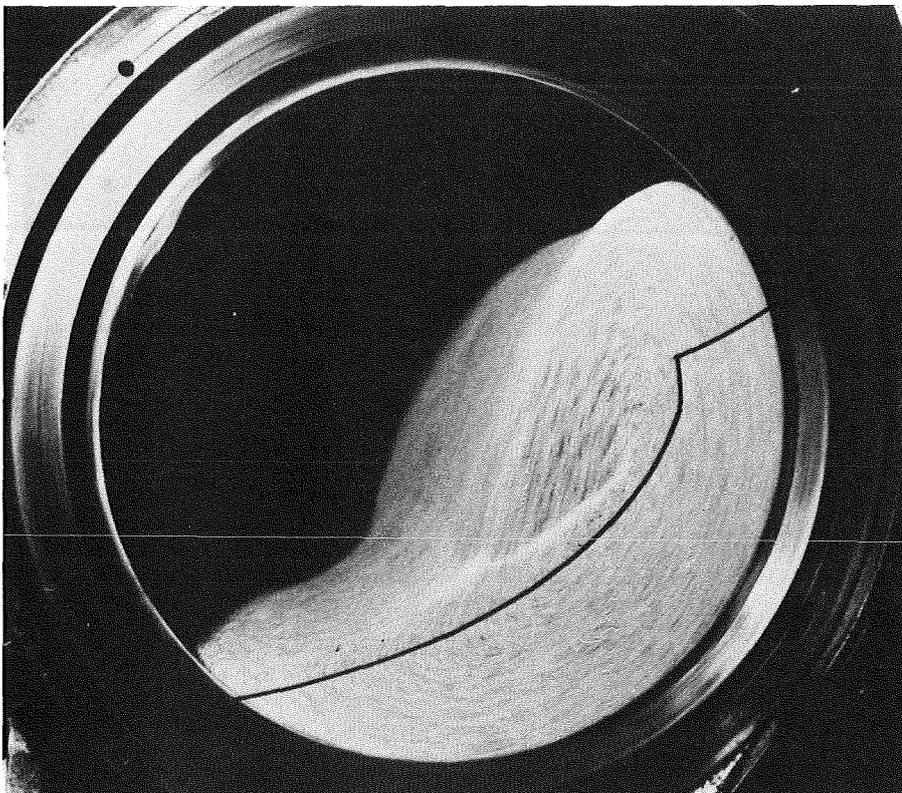


Abb. 47: wie Abb.44, jedoch $V_G/V_M = 0,203$; $n_T/n_C = 0,72$

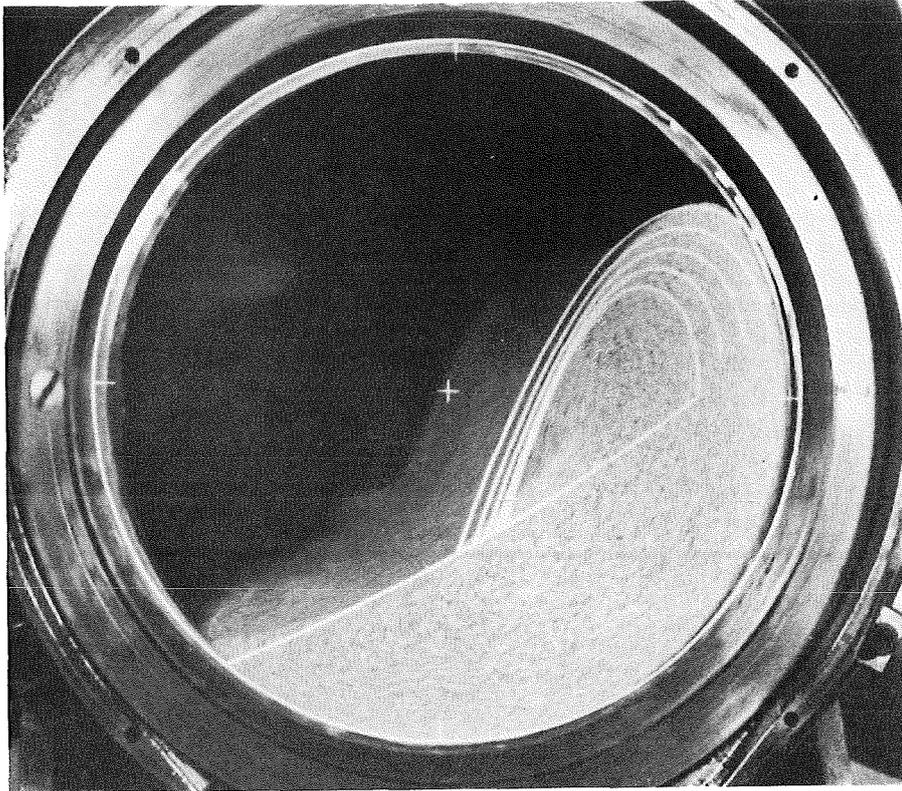


Abb. 48: Berechnete Kontur der Aufstiegszone nach Frühwein
($V_G/V_M = 0,203$; $n_T/n_C = 0,5$)

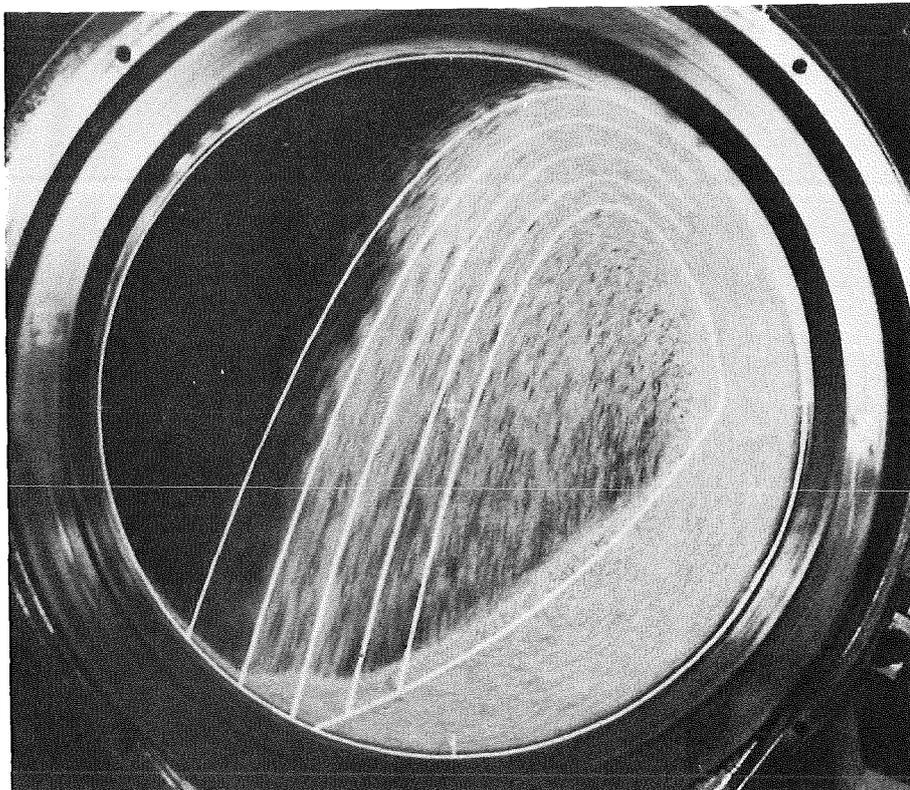


Abb. 49: wie Abb. 48, jedoch $n_T/n_C = 1,0$

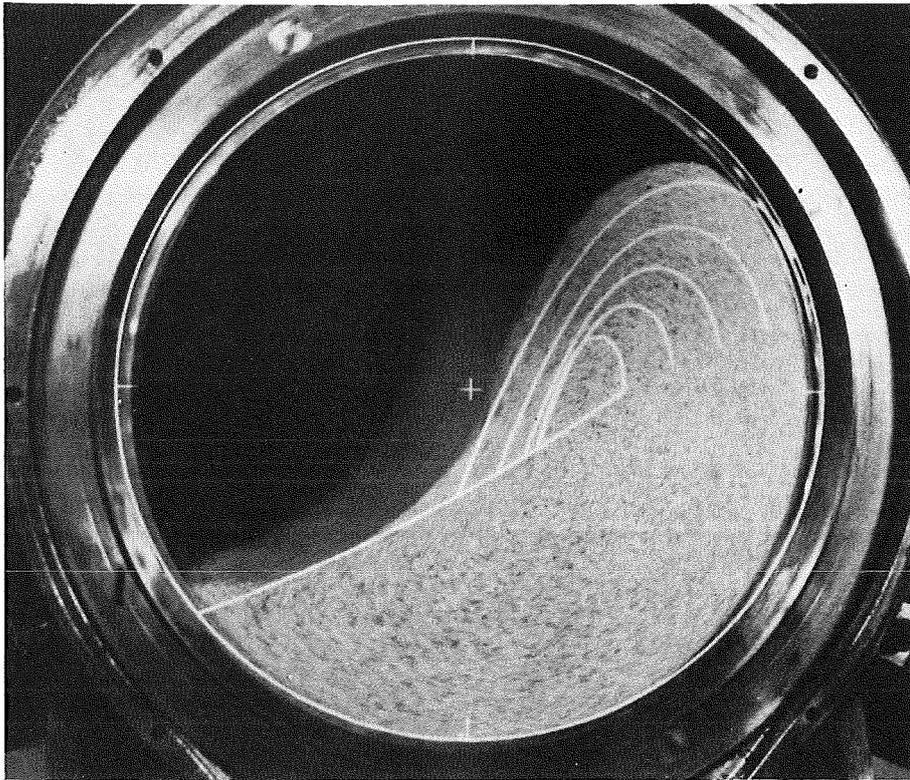


Abb. 50: wie Abb. 48, jedoch $V_G/V_M = 0,286$; $n_T/n_C = 0,5$

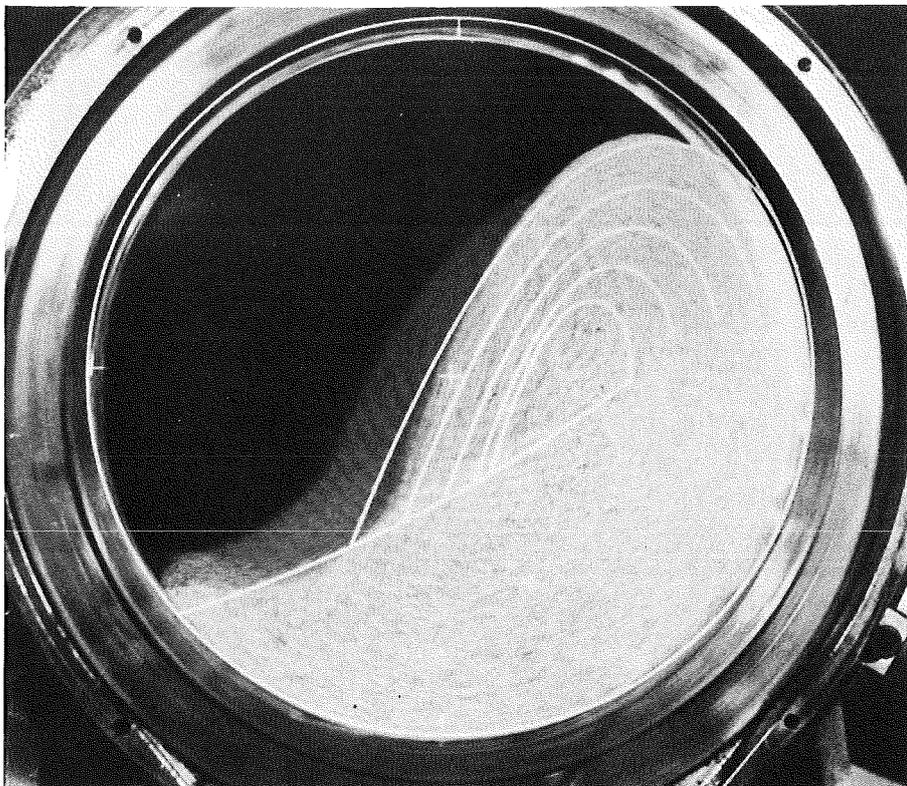


Abb. 51: wie Abb. 48, jedoch $V_G/V_M = 0,286$; $n_T/n_C = 0,72$

Tab. 7 enthält die auf den Rohrquerschnitt bezogene Fläche der Aufstiegszone $A_A^* = 4A_A/\pi D_M^2$. Man erkennt, daß zunehmender Füllungsgrad und abnehmende Drehzahl die Aufstiegszone vergrößern. Eine Abhängigkeit von der Partikelgröße wurde nicht gefunden.

V_G/V_M	n_T/n_C	A_A^*	$a_m^{*0,5}$	$a_s^{*0,5}$
0,107	0,5	0,161	1,02	
0,107	0,72	0,137	1,04	
0,107	1,0	0,122	1,09	
0,137	0,5	0,198	1,04	1,03
0,137	0,72	0,175	1,06	
0,137	1,0	0,149	1,14	1,13
0,203	0,5	0,260	1,06	1,04
0,203	0,72	0,255	1,07	1,08
0,203	1,0	0,200	1,17	1,15
0,286	0,5	0,346	1,07	1,05
0,286	0,72	0,329	1,09	
0,286	1,0	0,260	1,2	

Tab. 7: Drehrohr: Aufstiegszone, mittlere Wurzel aus der Beschleunigung und Wurzel aus der Beschleunigung im Schwerpunkt (normierte Werte)

Kugelmühle

Zur Bestimmung des Materialausflusses muß die Aufstiegszone des Mahlgutes und nicht die der Kugeln bekannt sein. Beide unterscheiden sich, weil Kugeln und Mahlgut unterschiedlich

über den Querschnitt verteilt sind, wobei einerseits die Aufspaltung zwischen Aufstiegs- und Fallzone verschieden ist und andererseits sich das Mahlgut nicht homogen in der Aufstiegszone verteilt. Weiterhin ist zu bedenken, daß Kugel- und Gutfüllungsgrad Nennwerte darstellen. Infolge des Mahlgutes expandiert die Kugelschüttung, so daß φ_K und ϵ_K zunehmen und sich somit der effektive Gutfüllungsgrad reduziert. Dieser Effekt hängt vom Verhältnis Kugeldurchmesser / Partikelgröße ab. Abb. 52 zeigt entsprechende Ergebnisse für 6 mm-Kugeln und der Mahlgutfraktion 400/500 μm . Hierzu wurde die Mühlenfüllung nach kurzzeitigem Betrieb im Stillstand ausgemessen. Beispielsweise erhöht sich ϵ_K vom Anfangswert 0,45 auf 0,53 bei einer Gutmenge, die einem nominellen Gutfüllungsgrad von 1 entspricht. Der Füllungsgrad für die Mischung von Kugeln und Mahlgut wächst gleichzeitig von 0,35 auf 0,42.

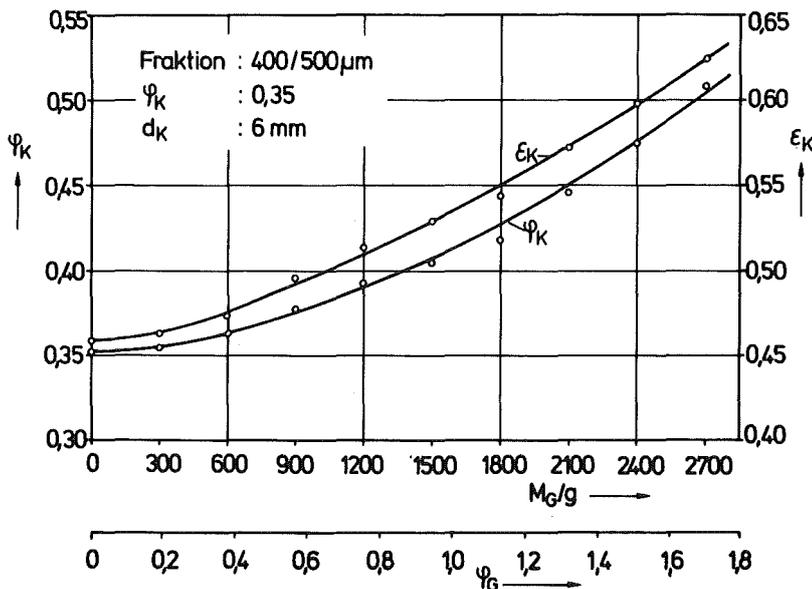


Abb. 52: Einfluß der Mahlgutfüllung auf Porosität und Kugelfüllungsgrad

Für die Verteilung des Mahlgutes in der Aufstiegszone gelten folgende Tendenzen:

- (1) Bei kleineren Drehzahlen sammelt sich das Mahlgut im

inneren Bereich an, mit zunehmender Drehzahl verteilt es sich mehr nach außen und die innere Zone verarmt.

- (2) Mit zunehmender Gutfüllung expandiert die Kugelfüllung, so daß bei hohen Drehzahlen die Kugelaufstiegszone auch bei einem Gutfüllungsgrad von 1 nicht voll erfüllt ist.

Die Bestimmung der Mahlgutaufstiegszone bei Kugelmühlen erfolgte durch Festlegung des Davis-Kreises wie oben beschrieben und aus den Photographien nach Augenschein. Abb. 53÷ 61 zeigen hierzu Beispiele.

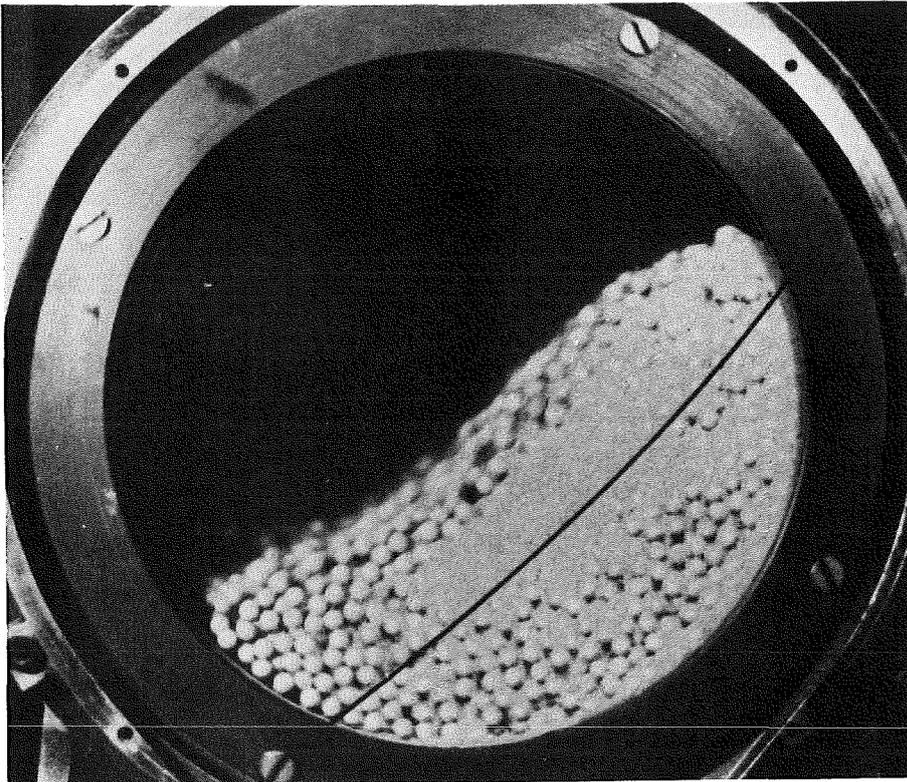


Abb. 53: Kontur der Mahlgutaufstiegszone ($400/500 \mu\text{m}$; $d_K = 6 \text{ mm}$
 $V_K/V_M = 0,191$; $V_G/V_K = 0,52$; $n_T/n_C = 0,3$)

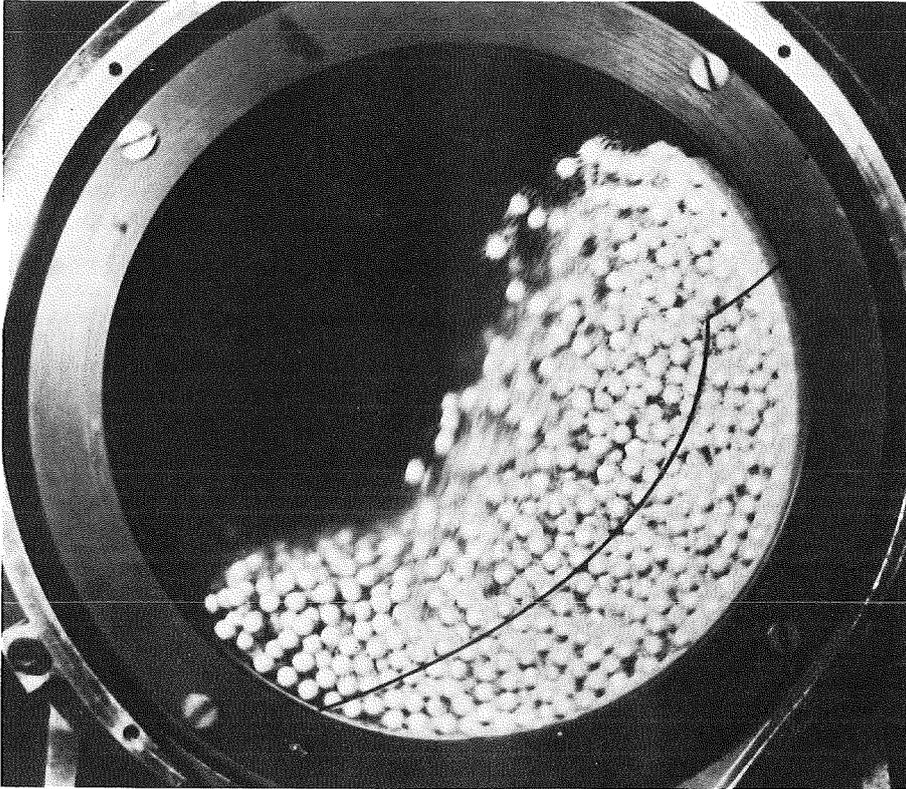


Abb. 54: wie Abb. 53, jedoch $n_T/n_C = 0,72$

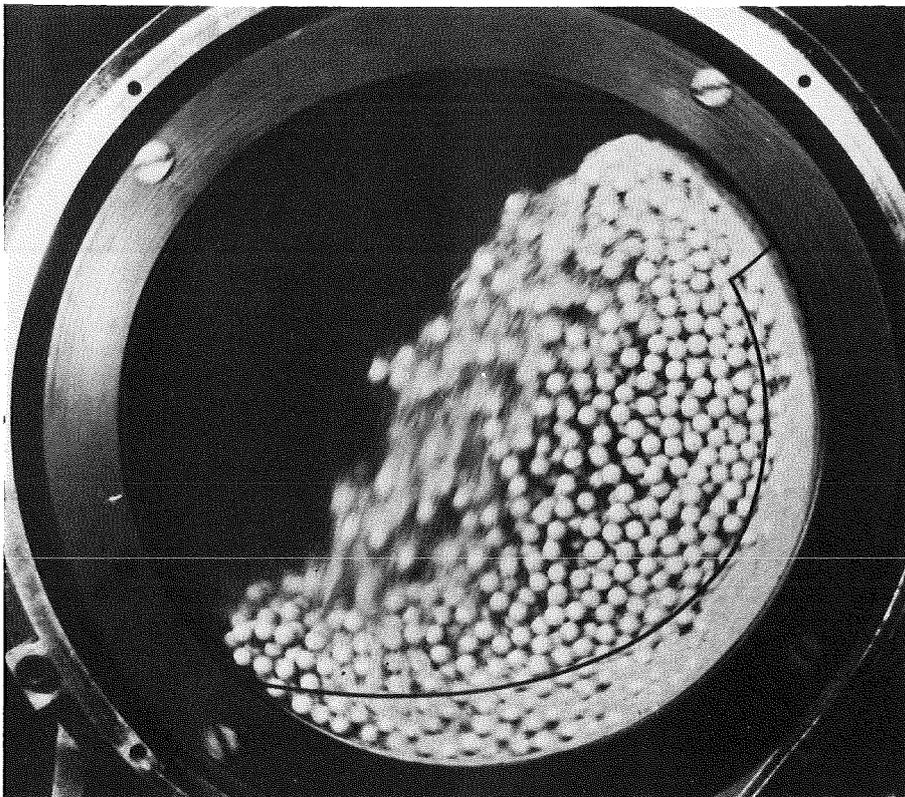


Abb. 55: wie Abb. 53, jedoch $n_T/n_C = 0,85$

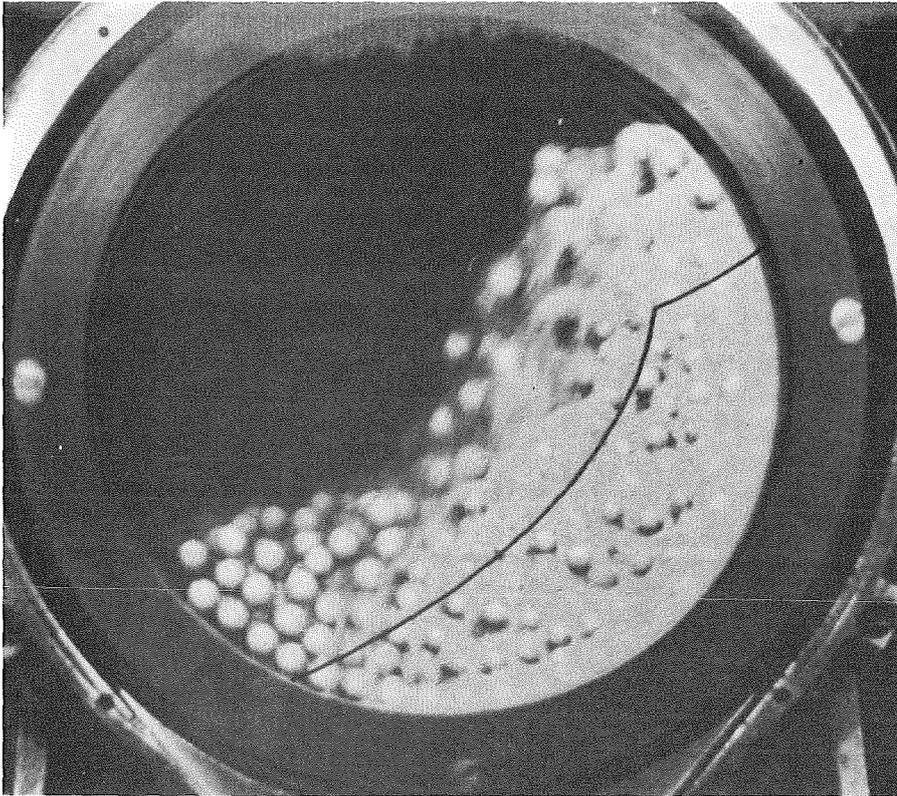


Abb. 56: wie Abb. 53, jedoch $d_K = 10$ mm

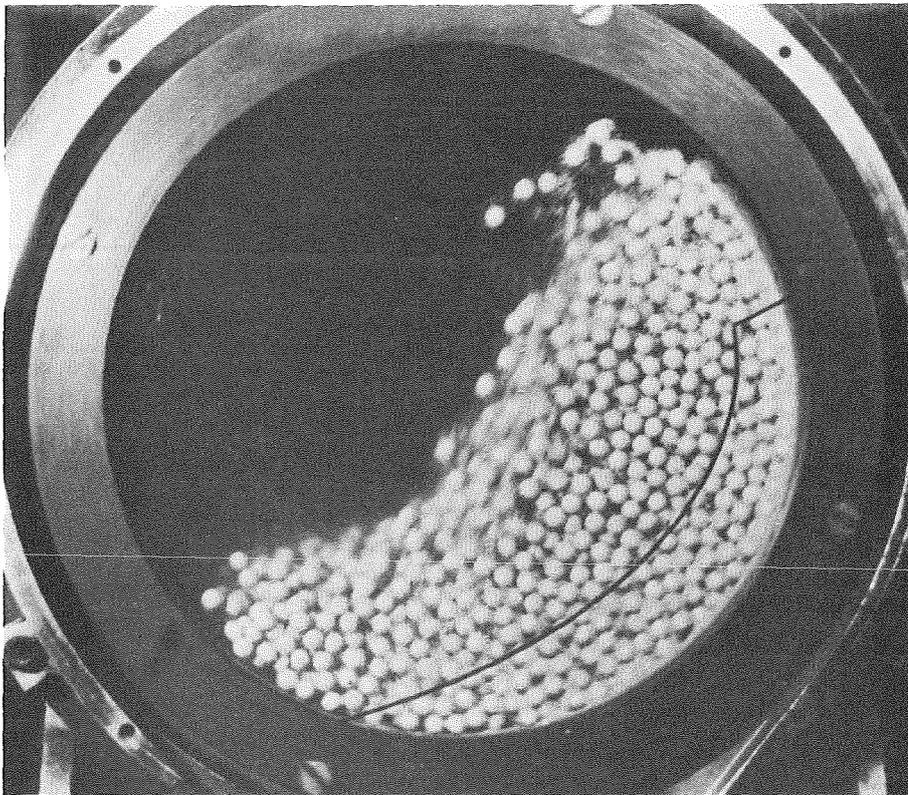


Abb. 57: wie Abb. 53, jedoch $V_G/V_K = 0,41$

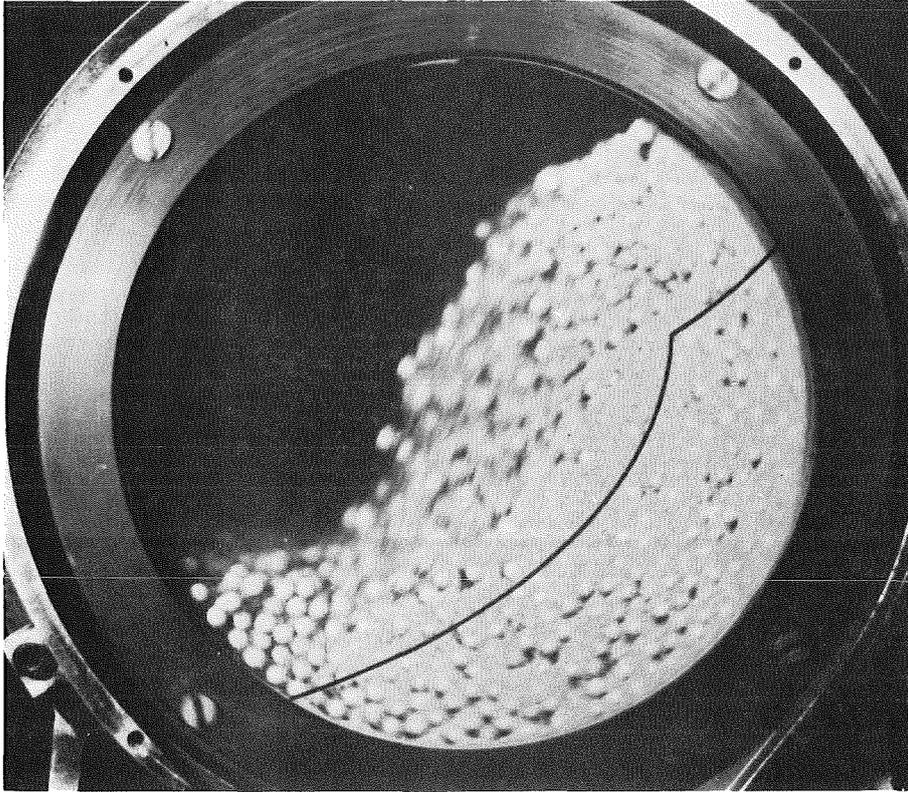


Abb. 58: wie Abb. 53, jedoch $V_G/V_K = 0,79$

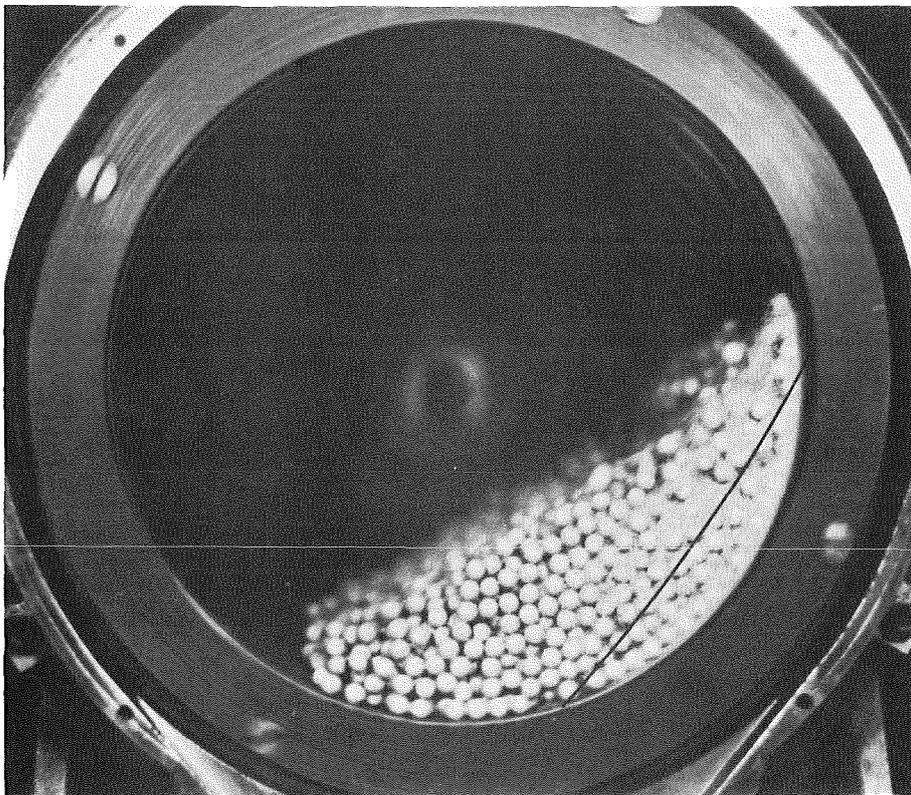


Abb. 59: wie Abb. 53, jedoch $V_K/V_M = 0,082$

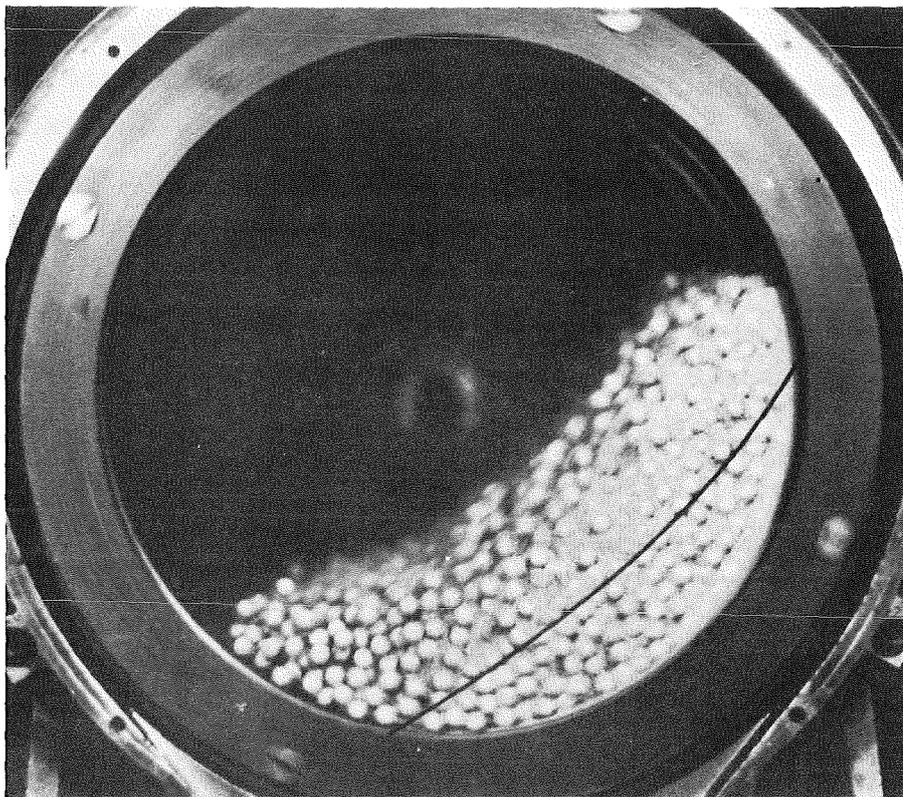


Abb. 60: wie Abb. 53, jedoch $V_K/V_M = 0,136$

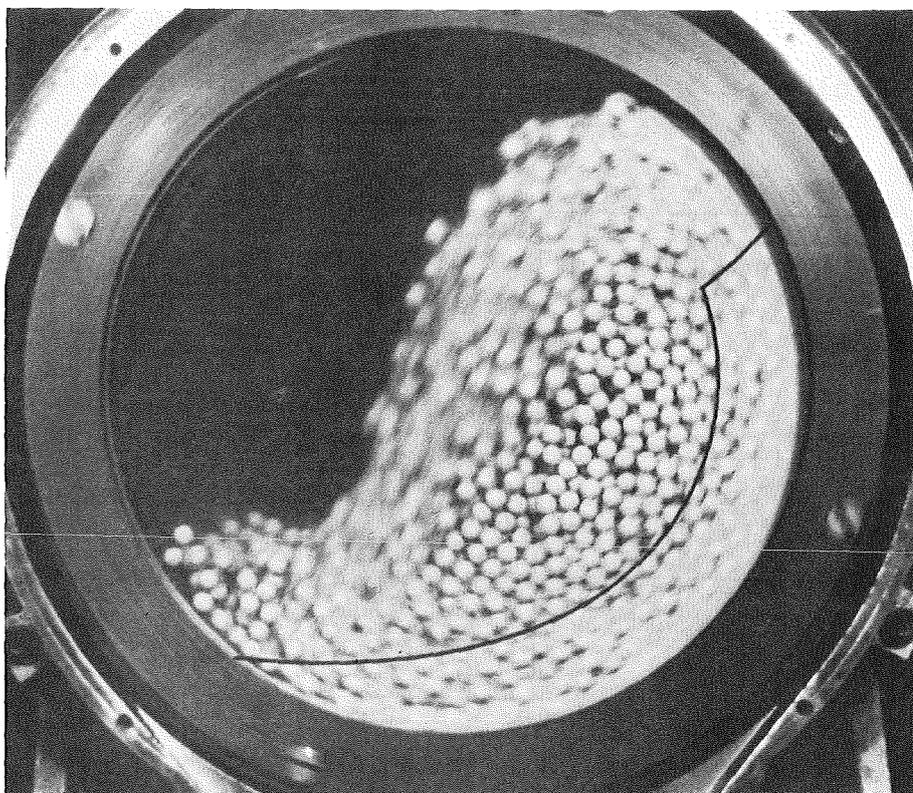


Abb. 61: wie Abb.53, jedoch $V_K/V_M = 0,245$

Tab. 8 enthält die auf den Rohrquerschnitt bezogene Aufstiegszone des Mahlgutes A_A^* . Die Aufstiegszone vergrößert sich demnach mit Gutfüllungsgrad und Kugelgröße und vermindert sich mit steigender Drehzahl. In Abb. 62 und Abb. 63 ist der Schlupf in Abhängigkeit von den Betriebsbedingungen dargestellt.

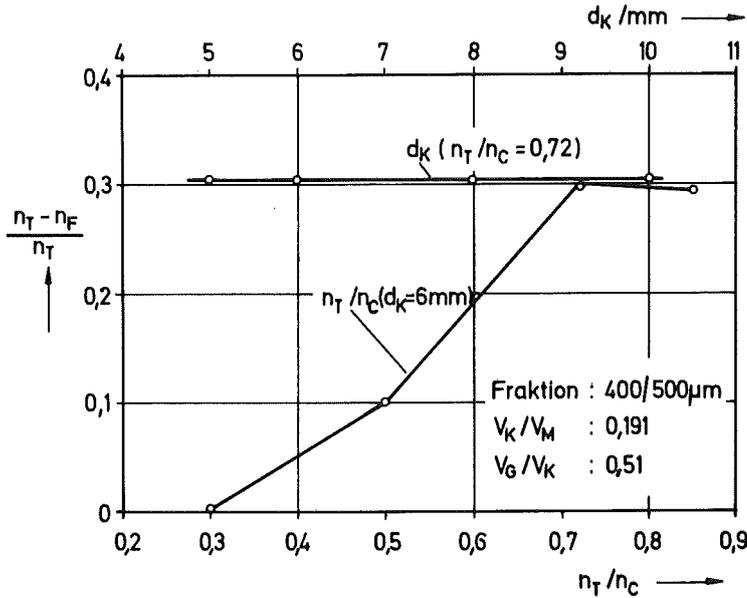


Abb. 62: Schlupf als Funktion von Drehzahl und Kugelgröße

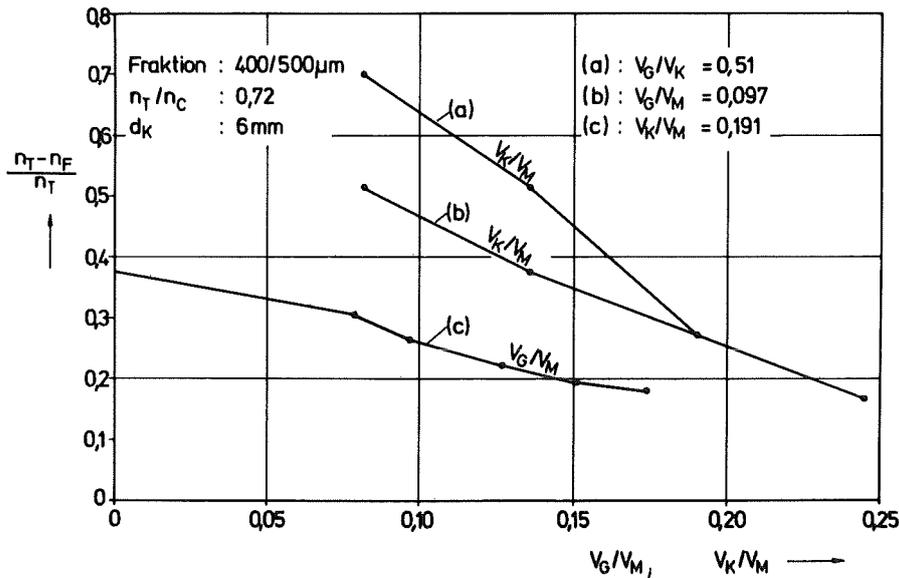


Abb. 63: Schlupf als Funktion von Kugel- und Gutfüllung

V_K/V_M	V_G/V_K	n_T/n_C	d_K cm	A_A^*	$a_m^{*0,5}$	q_f %	$\dot{M}_{\text{rechn.}}$ g/s	$\dot{M}_{\text{exp.}}$ g/s
0,082	0,52	0,72	6	0,064	1,01	2,1	0,6	0,4
0,082	1,19	0,72	6	0,144	1,04	2,1	3,8	4,3
0,136	0,52	0,72	6	0,108	1,04	2,1	1,0	1,0
0,136	0,71	0,72	6	0,172	1,05	2,1	2,5	2,2
0,245	0,52	0,72	6	0,229	1,14	2,1	2,3	2,8
0,245	0,39	0,72	6	0,197	1,13	2,1	1,8	1,8
0,191	0,41	0,72	6	0,144	1,07	2,1	1,3	1,4
0,191	0,52	0,72	6	0,181	1,07	2,1	1,7	1,9
0,191	0,66	0,72	6	0,238	1,07	2,1	2,9	3,0
0,191	0,79	0,72	6	0,264	1,08	2,1	3,9	4,3
0,191	0,91	0,72	6	0,277	1,08	2,1	4,3	5,0
0,191	0,52	0,3	6	0,234	1,03	2,1	2,2	3,3
0,191	0,52	0,5	6	0,208	1,04	2,1	2,0	2,2
0,191	0,52	0,85	6	0,17	1,12	2,1	1,8	2,1
0,191	0,52	0,72	5	0,169	1,07	2,1	0,4	0,9
0,191	0,52	0,72	8	0,203	1,07	2,1	3,5	3,8
0,191	0,52	0,72	10	0,222	1,07	2,1	4,4	5,5
0,191	0,52	0,72	6	0,181	1,07	1,06	0,8	0,9
0,191	0,52	0,72	6	0,181	1,07	4,2	3,4	2,9

Tab. 8: Fläche der Mahlgutaufstiegszone und Mittelwert der Wurzel aus der Beschleunigung (normierte Werte). Berechneter und gemessener Durchsatz

4. Beschleunigung

Die resultierende Beschleunigung in einem Punkt P (r, α) der mit der Winkelgeschwindigkeit ω_F sich aufwärts bewegenden Füllung setzt sich aus der Zentrifugalbeschleunigung $r\omega_F^2$ und der Erdbeschleunigung g zusammen:

$$a^2 = g^2 + r^2\omega_F^4 - 2 \cdot r \cdot \omega_F^2 \cdot g \cdot \cos \alpha \quad (89)$$

Berücksichtigt man, daß für die kritische Winkelgeschwindigkeit gilt

$$R_M \cdot \omega_C^2 = g \quad (R_M = \text{Rohrinnenradius})$$

und setzt man weiterhin

$$(\omega_F/\omega_C)^2 = R_M \omega_F^2/g = (n_F/n_C)^2$$

so läßt sich das durch (89) gegebene Beschleunigungsfeld dimensionslos darstellen:

$$(a/g)^2 = 1 + (r/R_M)^2 (n_F/n_C)^4 - 2(r/R_M)(n_F/n_C)^2 \cos \alpha \quad (90)$$

Zur Vereinfachung sei $r/R_M = \rho^*$ und $a/g = a^*$ gesetzt. Dann folgt:

$$a^{*2} = 1 + \rho^{*2} (n_F/n_C)^4 - 2\rho^* (n_F/n_C)^2 \cos \alpha \quad (91)$$

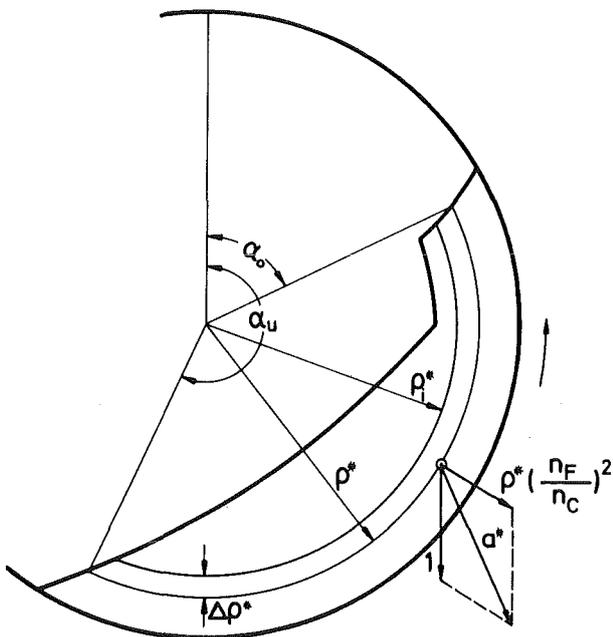


Abb. 64:

Skizze zur Berechnung der Beschleunigung

Die Öffnungen durchlaufen die Aufstiegszone auf Kreisbahnen. Dabei ändert sich entsprechend (91) die den Materialfluß verursachende lokale Beschleunigung ständig nach Größe und Richtung. Passiert eine Öffnung auf dem Kreis mit Radius ρ^* die durch die Winkel α_o und α_u begrenzte Aufstiegszone (Abb. 64), so berechnet sich der mittlere Massenstrom aus dem Mittelwert der Wurzel der örtlichen Beschleunigung innerhalb des überstrichenen Winkelbereichs

$$a_m^{*0,5}(\rho^*) = (\alpha_o - \alpha_u)^{-1} \int_{\alpha_u}^{\alpha_o} a^{*0,5}(\rho^*, \alpha) d\alpha \quad (92)$$

Die Winkel α_u und α_o sind vom Radius abhängig und mit diesem über die Begrenzungslinien der Aufstiegszone verknüpft. Den über die gesamte Aufstiegszone gebildeten Mittelwert $a_m^{*0,5}$ erhält man unter Berücksichtigung eines vom Radius abhängigen Öffnungsverhältnisses $q_f(\rho^*)$ durch Integration über ρ^*

$$a_m^{*0,5} = (A_A^* \pi q_f)^{-1} \int_{\rho_o^*}^{\rho^*} \int_{\alpha_u(\rho^*)}^{\alpha_o(\rho^*)} a^{*0,5}(\rho^*, \alpha) q_f(\rho^*) \rho^* d\alpha d\rho^* \quad (93)$$

Hierbei ist q_f das mittlere Öffnungsverhältnis, A_A^* die normierte Querschnittsfläche der Aufstiegszone. Gl. (93) vereinfacht sich für konstantes Öffnungsverhältnis $q_f \neq f(\rho^*)$ und wenn Austragswände betrachtet werden, deren Öffnungen in Richtung des Radius genügend klein sind, so daß eine Änderung der Beschleunigung vernachlässigt werden kann. Sind außerdem die Öffnungen auf Kreisen gleichen Abstandes $\Delta\rho^*$ angeordnet, so läßt sich schreiben:

$$a_m^{*0,5} = \Delta\rho^* (A_A^* \pi)^{-1} \sum_{i=1}^m \int_{\alpha_u}^{\alpha_o} a^{*0,5}(\rho_i^*, \alpha) \rho_i^* d\alpha \quad (94)$$

Die Gl. (92), (93) und (94) lassen sich nur numerisch lösen, auch wenn die expliziten Funktionen für die Berandungslinien

der Aufstiegszone bekannt sind. Im vorliegenden Fall wurde der Mittelwert der Wurzel aus der Beschleunigung mit (94) gewonnen. Die berechneten Werte sind in Tab. 7 und Tab. 8 eingetragen. Zum Vergleich ist in Tab. 7 für einige Beispiele die Wurzel aus der Beschleunigung $a_s^{*0,5}$ im Schwerpunkt der Aufstiegszone angegeben. Man sieht daraus, daß die Beschleunigung im Schwerpunkt für eine näherungsweise Berechnung des Durchsatzes herangezogen werden kann.

5. Vergleich von Rechnung und Experiment

Drehrohr

Die Kenntnis der Größe der Aufstiegszone und der über dieser gemittelten Wurzel der Beschleunigung ermöglicht nun in Verbindung mit dem Ausflußgesetz aus Seitenöffnungen eines Bunkers (72) den Durchsatz durch Drehrohre zu berechnen, wenn anstelle der Wurzel der Erdbeschleunigung $g^{0,5}$ der Mittelwert $g^{0,5} a_m^{*0,5}$ eingesetzt und mit der Anzahl der durchflossenen Öffnungen multipliziert wird. Die Zahl der von der Aufstiegszone bedeckten Öffnungen ergibt sich für die verwendeten Austragswände in Abhängigkeit vom Öffnungsverhältnis q_f und Bohrungsdurchmesser d_B zu

$$N' = 4A_A \cdot q_f / \pi d_B^2 \quad (95)$$

Damit lautet die Gleichung zur Berechnung des Durchflusses durch die Austragswand:

$$\dot{M} = c_{KS} (d_B - k_{KS})^{2,5} \rho_{SG} g^{0,5} a_m^{*0,5} A_A q_f / d_B^2 \quad (96)$$

Die Auswertung von (96) mit den beim Bunkerausfluß gefundenen Konstanten führt in allen Fällen zu erheblich kleineren Werten gegenüber den Meßergebnissen. Dies deutet darauf hin, daß beim Drehrohrauslauf sich der Wert eines oder beider Anpassungsgrößen ändert.

Setzt man versuchsweise anstelle der Öffnungskorrektur k_{KS} den Medianwert x_{50} ein, so ergibt sich für die Fraktion 400/500 μm eine gute Übereinstimmung. Dagegen erhält man für die beiden anderen Kornklassen systematische Abweichungen, wobei die Rechnung für 250/315 μm zu niedrige und für 630/800 μm zu hohe Werte liefert.

Eine Bestimmung des dimensionslosen Massenstromes c_D aus den Ergebnissen der Drehrohrexperimente zeigt, daß der über alle Betriebseinstellungen gemittelte Wert einer Fraktion sich gegenüber dem Wert des Bunkerausflusses c_{KS} folgendermaßen ändert: Bei der Fraktion 250/315 μm erhöht er sich von 0,205 auf 0,263, bei 400/500 μm von 0,22 auf 0,229, bei 630/800 μm ist eine Verminderung von 0,229 auf 0,191 festzustellen. Der aus den c_D -Werten aller Einstellungen berechnete Variationskoeffizient von 6,1 % bei 250/315 μm , 8,4 % bei 400/500 μm sowie 7,9 % bei 630/800 μm läßt erkennen, daß für jede Kornklasse eine befriedigende Anpassung mit einem c_D -Wert möglich ist. Dies zeigen auch Tab. 9 und Abb. 65, die den Vergleich zwischen gemessenem und mit der Größe c_D berechnetem Massenstrom enthalten.

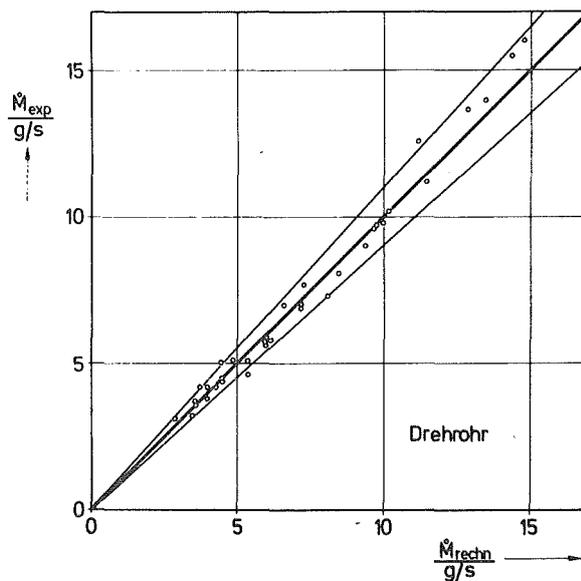


Abb. 65: Vergleich zwischen gemessenem und mit Hilfe des c_D -Wertes berechnetem Massenstrom

				250/315 μm			400/500 μm			630/800 μm		
V_G/V_M	n_T/n_C	q_f %	d_B cm	$\dot{M}_{\text{rechn.}}$ g/s	$\dot{M}_{\text{exp.}}$ g/s	c_D	$\dot{M}_{\text{rechn.}}$ g/s	$\dot{M}_{\text{exp.}}$ g/s	c_D	$\dot{M}_{\text{rechn.}}$ g/s	$\dot{M}_{\text{exp.}}$ g/s	c_D
0,107	0,5	2,1	0,3				4,3	4,2	0,222			
0,107	0,72	2,1	0,3				3,8	4,2	0,255			
0,107	1,0	2,1	0,3				3,5	3,7	0,233			
0,137	0,5	2,1	0,3	7,4	6,9	0,244	5,4	5,1	0,213	3,4	3,3	0,183
0,137	0,72	2,1	0,3	6,6	7,0	0,278	4,9	5,1	0,240	3,2	3,4	0,21
0,137	1,0	2,1	0,3	6,0	5,7	0,247	4,5	4,5	0,230	2,8	3,1	0,209
0,203	0,5	2,1	0,3	10,0	9,8	0,262	7,3	7,7	0,243	4,6	5,1	0,212
0,203	0,72	2,1	0,3	9,7	9,6	0,265	7,2	7,0	0,224	4,5	4,4	0,186
0,203	1,0	2,1	0,3	8,5	8,1	0,247	6,1	5,6	0,204	3,9	3,7	0,178
0,286	0,5	2,1	0,3	13,5	14,5	0,288	9,8	9,7	0,288	6,2	5,9	0,183
0,286	0,72	2,1	0,3	12,9	13,7	0,280	9,4	9,0	0,218	6,0	5,8	0,185
0,286	1,0	2,1	0,3	11,5	11,2	0,256	8,2	7,2	0,195	5,3	4,8	0,172
0,203	0,72	2,1	0,5				11,2	12,6	0,260			
0,203	0,72	1,06	0,3				3,6	3,6	0,229			
0,203	0,72	4,2	0,3				14,3	15,5	0,248			

Tab. 9: Vergleich zwischen gemessenem und berechnetem Durchsatz (Drehrohr)

Die effektive Öffnungsweite ist demnach im Falle der sich bewegenden Austragswand größer als beim Bunkerausfluß. Aller Wahrscheinlichkeit nach ist dies eine Folge des Schlupfes zwischen Gut und Wand, der den Randeinfluß reduziert und die Brückenbildung behindert. Die Abweichungen zwischen c_D und c_{KS} , die korngößenabhängig + 28 bis - 17 % betragen, dürften ebenfalls auf die Relativbewegung zwischen Gut und Wand zurückzuführen sein, durch die sich Fließverhalten und Porosität ändern. Eine weiterführende Diskussion erscheint beim Stand der Ergebnisse nicht sinnvoll.

Aus Tab. 9 geht hervor, daß sich der Durchsatz mit folgenden Parametern erhöht: Bohrungsweite, Öffnungsverhältnis und Füllmenge. Eine Verringerung des Durchsatzes bewirkt dagegen die Zunahme von Drehzahl und Partikelgröße.

Kugelmühle

Aus (96) läßt sich unmittelbar die Gleichung zur Berechnung des Durchsatzes für Kugelmühlen ableiten, wenn c_{KS} durch c_D und k_{KS} durch x_{50} ersetzt wird und die durch die Kugeln bedingte Massenstromreduzierung (vgl. Kap. D.2.4) berücksichtigt wird.

$$\dot{M} = c_D (d_B - x_{50})^{2,5} \rho_{SG} \cdot a_m^{*0,5} \cdot g^{0,5} \cdot A_A \cdot q_f \cdot \epsilon_K (x_{50}/d_K) \cdot \xi / d_B^2 \quad (97)$$

Gl. (97) gilt, solange der von Kugelgröße und Porosität abhängige mittlere Porenquerschnitt in Wandnähe größer als die Öffnungsfläche ist, was bei Kugelmühlen i.a. zutrifft. Andernfalls ist der Bohrungsdurchmesser d_B durch den gemittelten hydraulischen Porendurchmesser (84) zu ersetzen.

Um die Gültigkeit des Modells experimentell überprüfen zu können, muß gewährleistet sein, daß sich die Korngrößenverteilung der eingesetzten Fraktion während des Durchlaufs nicht wesentlich ändert. Hierzu wurde die Zerkleinerungswirkung der leichten Steatit- bzw. Glaskugeln in Batchversuchen bei verschieden langer Beanspruchungsdauer bestimmt. Abb.66 zeigt das Ergebnis für eine Fraktion 500/710 μm bei mittleren

Betriebsbedingungen. Man sieht, daß selbst bei einer Mahldauer von 60 min und 10 mm-Kugeln der Anteil der zerkleinerten Partikeln unter 10 % liegt. Einer Analyse zufolge entsteht der Massenverlust in der Ausgangsfraction hauptsächlich durch Abrieb. Berücksichtigt man nun noch die tatsächliche, wesentlich kürzere Aufenthaltszeit des Mahlgutes in der Mühle, die sich zwischen 28 min bei 5 mm-Kugeln und 4 min bei 10 mm-Kugeln bewegt (vgl. Kap. E), so verringert sich der Anteil der zerkleinerten Partikeln in allen Fällen auf Werte unter 3 % und wird damit vernachlässigbar.

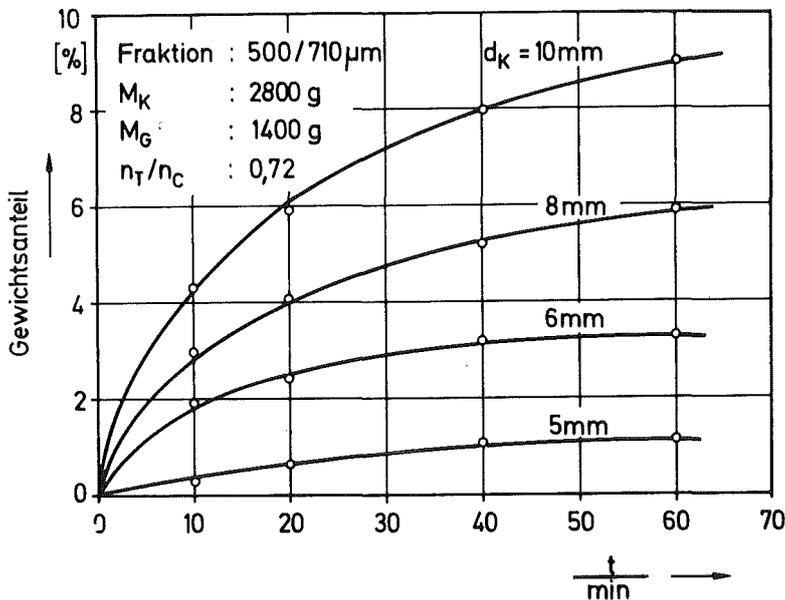


Abb. 66: Zerkleinerungswirkung der Kugelfüllungen

Die Berechnung des Durchsatzes wurde für die Fraktion 400/500 μm durchgeführt, wobei sowohl die vom Füllungsgrad abhängige Kugelporosität (Abb. 52) als auch die sich bei kleinen Porenkanälen ändernde Schüttdichte des Gutes mitberücksichtigt wurde (Abb. 39). Hierzu wurde vereinfachend $d_h \approx d_z$ angenommen. Für kleine Kugelgrößen und niedrige Füllungsgrade muß in (83) d_B durch d_h ersetzt werden. Die Modellrechnungen erfolgten ausgehend von einem Wert $\epsilon_{K,\min} = 0,4$ bei $\psi_G = 1$, was einem Verhältnis $\epsilon_{K,\min} / \bar{\epsilon}_K = 0,76$ entspricht. Dieses Verhältnis wurde für alle Einstellungen beibehalten.

Die berechneten Werte sind in Tab. 8 und Abb. 67 mit den Versuchsdaten verglichen. Man erkennt eine gute Übereinstimmung, die Abweichungen betragen in den meisten Fällen weniger als 10 %. Der größte Unterschied tritt bei maximaler Kugelgröße und niedrigster Drehzahl auf, beide berechneten Werte sind zu gering. Dies ist offensichtlich darauf zurückzuführen, daß durch die hohe Gutkonzentration in der Aufstiegszone die Füllung stärker expandiert als in der Rechnung angenommen.

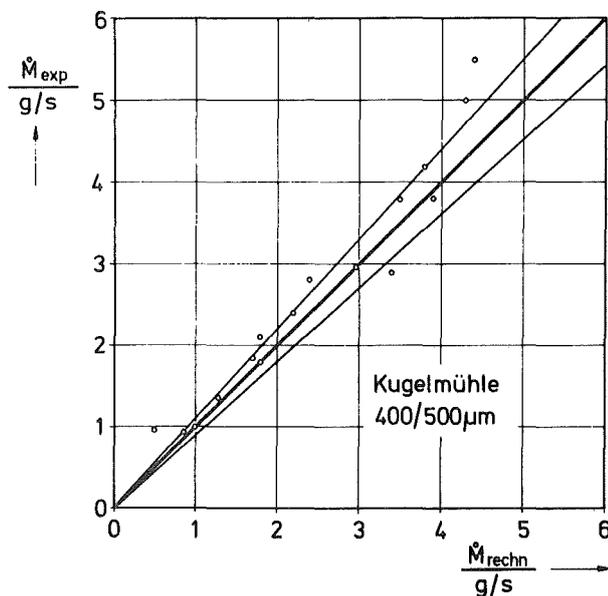


Abb. 67: Vergleich zwischen gemessenem und berechnetem Durchsatz

Folgende Tendenzen sind erkennbar: Der Durchsatz erhöht sich mit der Gutfüllung, der Kugelgröße, dem Öffnungsverhältnis und mit abnehmender Drehzahl. Letzteres ist einsichtig, weil sich mit abnehmender Drehzahl der Gutanteil in der Aufstiegszone vergrößert. Eine Berechnung für andere Kornklassen war nicht möglich, da keine photographischen Aufnahmen zur Bestimmung der Aufstiegszone zur Verfügung standen und außerdem die in Abb. 36, 39 und 52 dargestellten Abhängigkeiten nur für

die Fraktion 400/500 μm ermittelt wurden. Berechnet man den Durchsatz ausgehend von den Daten dieser Fraktion versuchsweise für die beiden anderen, so erhält man eine Abnahme mit der Partikelgröße, jedoch in stärkerem Maße als es den experimentellen Werten entspricht.

6. Hinweise für die Anwendung

Die Anwendung des vorgestellten Modells zur Berechnung des Durchsatzes durch Kugelmühlen erfordert die Kenntnis der Ausflußgesetzmäßigkeit sowie der Aufstiegszone. Während erstere näherungsweise aus Bunkerversuchen gewonnen werden kann, bereitet die Bestimmung des Mahlgut-Aufstiegsbereichs erhebliche Schwierigkeiten. Zwar besteht die Möglichkeit, diesen mit Hilfe des Modells von Frühwein abzuschätzen, jedoch ist dieses Verfahren für praktische Zwecke zu aufwendig.

Im folgenden wird eine Methode vorgeschlagen, mit der eine einfache und schnelle Abschätzung des Durchsatzes erfolgen kann. Dabei wird vorausgesetzt, daß sich das Mahlgut gleichmäßig entlang der Mühlenachse und homogen in der Kugelschüttung verteilt, wobei eine Expansion der Füllung vernachlässigbar sein soll.

Die Größe der Aufstiegszone der Kugelfüllung A_{AK} läßt sich durch folgende Beziehung angeben:

$$A_{AK} = \psi_K \frac{\pi}{4} D_M^2 M_{AK}/M_K \quad (98)$$

Das Verhältnis von aufsteigender zu gesamter Masse M_{AK}/M_K ist abhängig von den Betriebsbedingungen. Den Modellrechnungen von Frühwein ist zu entnehmen, daß für den praktisch interessierenden Bereich des Kugelfüllungsgrades $\psi_K = 0,3$ bis $0,4$ und dem Füllungs-drehzahlverhältnis $n_F/n_C = 0,6$ bis $0,8$ sich der Quotient M_{AK}/M_K lediglich zwischen $0,54$ und $0,58$ ändert. Es kann daher in guter Näherung unabhängig von den Betriebsbedingungen mit einem mittleren Wert von $0,56$

gerechnet werden. Aus (98) folgt, wenn das Verhältnis von aufsteigender zur gesamten Masse für Mahlgut und Kugeln als gleich angenommen wird für die Aufstiegszone der Gutfüllung

$$A_A = 0,56 \frac{\pi}{4} \cdot D_M^2 \cdot \varphi_K \cdot \varphi_G \quad (99)$$

Damit liegt bei gegebenem Kugel- und Gutfüllungsgrad die Größe der Aufstiegszone fest. Zur Bestimmung des Beschleunigungsfeldes muß nun noch Form und Lage der Aufstiegszone bekannt sein. Dazu wird vereinfachenderweise angenommen, daß sich der aufsteigende Teil der Füllung durch eine ebene Oberfläche begrenzen läßt, vgl. Abb. 68. Die Winkellage der Aufstiegszone ist durch den obersten Punkt festgelegt, der sich als Schnittpunkt des Davis-Kreises mit der Rohrwand als äußerer Ablösepunkt ergibt. Die Erhöhung der Füllmenge äußert sich darin, daß sich der untere Schnittpunkt mit der Rohrachse aufwärts wandert (Abb. 68 a). Eine Steigerung der Drehzahl bewirkt die Verschiebung des äußeren Ablösepunktes nach oben, wodurch die Oberfläche der Aufstiegszone stärker geneigt wird (Abb. 68 b).

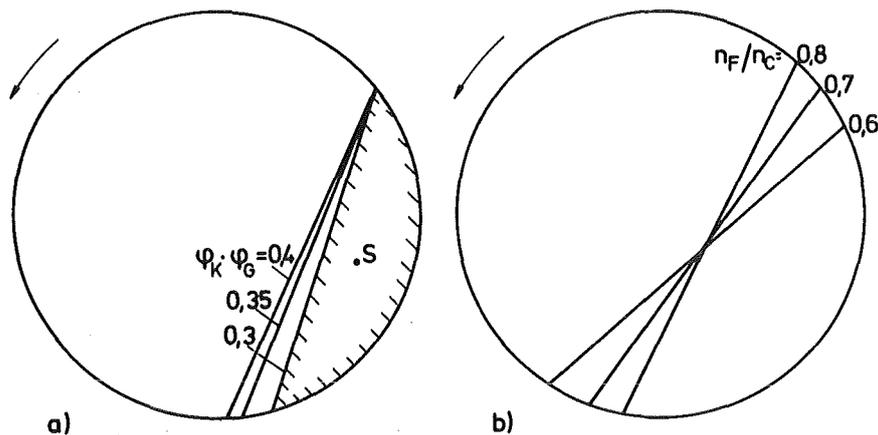


Abb. 68: Skizze zur Abschätzung von Größe und Lage der Aufstiegszone

Als weitere Vereinfachung läßt sich anstelle der über den Aufstiegsbereich gemittelten Wurzel der Beschleunigung die Wurzel aus der Beschleunigung im leicht zu bestimmenden Schwerpunkt des Kreisabschnittes einsetzen; die geringe Abweichung zwischen beiden Werten wurde bereits anhand Tab. 7 diskutiert.

Bei Austragswänden mit tangential angeordneten Schlitzten, wie sie bei Kugelmühlen häufig anzutreffen sind, muß berücksichtigt werden, daß die wirksame Schlitzbreite in Richtung der resultierenden Beschleunigung sich lokal ändert. Zur exakten Berechnung des Durchsatzes ist es notwendig, den von örtlicher Beschleunigung und wirksamer Schlitzbreite abhängigen Massenstrom über das gesamte Aufstiegsgebiet zu mitteln. Um eine grobe Abschätzung des Durchsatzes zu erhalten, kann neben der Wurzel der Beschleunigung auch die wirksame Schlitzweite im Schwerpunkt eingesetzt werden.

Die Eignung dieser einfachen Methode zur Durchsatzabschätzung soll an einem Beispiel aus der Literatur [47] überprüft werden. Es handelt sich dabei um eine Zementmühle mit einer Länge $L = 6$ m und einem Innendurchmesser $D_M = 1,18$ m mit folgenden Betriebsbedingungen: Drehzahlverhältnis $n_T/n_C = 0,73$; Mahlkörperfüllungsgrad $\varphi_K = 0,38$; Mahlgutfüllungsgrad $\varphi_G = 0,9$; mittlerer Cylpebsdurchmesser $d_K = 16$ mm. Die angegebenen Daten der Schlitzaustragswand sind: Schlitzbreite $s = 4$ mm; Öffnungsverhältnis $q_f = 0,029$. Von den Guteigenschaften ist nur die Schüttdichte $\rho_{SG} = 1,05$ g/cm³ bekannt.

Aus dem Mühlendurchmesser, der Drehzahl und den Füllungsgraden φ_K und φ_G kann die Größe der Aufstiegszone, die Beschleunigung im Schwerpunkt und die wirksame Schlitzbreite im Schwerpunkt ermittelt werden. Man erhält folgende Werte: $A_A = 0,21$ m²; $a_s^{*0,5} = 1,2$ und $s^* = 0,57$ cm

Angaben über das Ausflußverhalten des Materials liegen nicht vor, daher müssen Werte zur Rechnung angenommen werden. Die

Korrekturgröße k_{SS} hängt sowohl von der Partikelgröße als auch von Wanddicke und Öffnungswinkel ab, vgl. (75a). Angaben über diese Größen fehlen; man kann jedoch davon ausgehen, daß die mittlere Partikelgröße unter $100 \mu\text{m}$ liegt, ebenso ist der Öffnungswinkel bei Mühlenaustragswänden i.a. null. Zur Rechnung wird ein Schätzwert $k_{SS} = 0,25 \text{ cm}$ verwendet. Für den dimensionslosen Massenstrom c_{SS} wird der bei den vorliegenden Messungen gefundene Wert $0,29$ benutzt.

Der Durchsatz wird aus folgender Gleichung bestimmt:

$$\dot{M} = c_{SS} (s^* - k_{SS})^{1,5} \rho_{SG} a_S^{*0,5} g^{0,5} A_A q_f \epsilon_K (x_{50}/d_K) \cdot \xi / s^* \quad (100)$$

Aus den obigen Daten berechnet sich ein Massenstrom von $0,75 \text{ t/h}$, wenn für das Produkt $\epsilon_K (x_{50}/d_K) \cdot \xi$ der für Kugeln und Kreisöffnungen berechnete Wert von $0,93$ eingesetzt wird. Der Vergleich mit dem gemessenen Durchsatz von 1 t/h zeigt ein befriedigendes Ergebnis der Abschätzung. Eine genauere Analyse ist aufgrund der unbekanntenen Ausflusseigenschaften wenig sinnvoll.

Die Auslegung von Kugelmühlen geschieht in erster Linie unter dem Gesichtspunkt der notwendigen Zerkleinerungsenergie. Damit sind i.a. die Betriebsbedingungen Drehzahl, Kugel- und Gutfüllungsgrad sowie meist auch die Kugelgröße festgelegt. Eine maximale Durchsatzleistung läßt sich in diesem Falle nur durch entsprechende Ausbildung der Austragswand erhalten. Dies bedeutet, das Öffnungsverhältnis und die Öffnungsgröße auf einen Höchstwert zu steigern, was jedoch nur begrenzt möglich ist. Eine weitere Maßnahme, die von praktischem Interesse ist, liegt darin, die Öffnungen anzusenken. Wie die Auslaufversuche zeigen, genügen bereits geringe Öffnungswinkel, um den Massenstrom erheblich ansteigen zu lassen.

E. Verweilzeitexperimente

Im folgenden werden die Ergebnisse der Radiotracerexperimente dargestellt und besprochen. Zur Charakterisierung der Verweilzeitverteilungen dienen erstes Moment, Standardabweichung sowie der Variationskoeffizient. Weiterhin werden die aus den statistischen Kenngrößen der Spektren mit Hilfe des Dispersionsmodells gewonnenen Transportkoeffizienten angegeben. Die Auswertung erfolgte dabei unter der Voraussetzung, daß mittlere Geschwindigkeit und Dispersionskoeffizient unabhängig von der Rohrlänge sind. Wie jedoch später gezeigt wird, ist diese Annahme nur eingeschränkt gültig.

Eine Diskussion der Einflußgrößen und ihrer Darstellungsweise wurde bereits in Kap. C gegeben, desgleichen finden sich dort Angaben über das Versuchsprogramm.

1. Drehrohr

Die Untersuchungen zur Abhängigkeit des Schüttguttransports von Füllungsgrad, Drehzahl und Partikelgröße wurden am kurzen Rohr ($L/D_M = 1$) durchgeführt. Die dabei eingesetzte Austragswand ist mit Kreisöffnungen von $d_B = 3$ mm versehen, das Öffnungsverhältnis q_f beträgt 2,1 %.

Die Ergebnisse der Drehrohrexperimente mit engen Aufgabekornklassen sind in Tab.10 eingetragen. Sie enthält den Mittelwert μ_1 , den Variationskoeffizienten σ/μ_1 sowie die Modellkenngrößen v , D und B_0 . Daneben ist der Medianwert t_{50} eingetragen, der den Zeitpunkt kennzeichnet, zu welchem die Hälfte des markierten Materials die Apparatur verlassen hat.

In den Abb. 69÷71 wird am Beispiel der Fraktion 400/500 μ m für 3 Drehzahlverhältnisse ($n_T/n_C = 0,5; 0,72; 1,0$) der Einfluß der Füllmenge auf die Partikelbewegung aufgezeigt. Ergebnisse aus Tracerexperimenten mit anderen Kornklassen ergeben einen gleichartigen Zusammenhang zwischen Verweilzeitverhalten und Füllmenge.

	n_T/n_C	V_G/V_M	μ_1 min	σ/μ_1	t_{50} min	v cm/min	D cm ² /min	Bo
250/315 μm	0,5	0,137	6,0	0,400	5,7	3,3	5,9	11,4
		0,203	5,9	0,434	5,6	3,4	7,1	9,4
		0,203	6,0	0,359	5,8	3,4	4,6	14,5
		0,286	5,4	0,355	5,2	3,7	5,1	14,8
	0,72	0,137	5,7	0,581	5,2	3,5	15,1	4,7
		0,137	5,6	0,521	5,2	3,6	11,6	6,2
		0,203	6,1	0,683	5,0	3,3	23,0	2,9
		0,203	6,5	0,694	5,6	3,1	22,4	2,7
		0,286	6,3	0,649	5,3	3,2	18,7	3,4
		0,286	5,6	0,595	4,9	3,5	16,2	4,4
	1,0	0,137	7,3	0,745	6,0	2,7	26,1	2,1
		0,203	7,4	0,719	6,4	2,7	22,9	2,4
0,203		7,8	0,742	6,6	2,6	24,3	2,1	
0,286		7,8	0,761	6,5	2,6	26,8	1,9	
400/500 μm	0,3	0,203	10,8	0,289	10,5	1,9	1,6	22,8
	0,5	0,107	7,0	0,447	6,6	2,9	6,4	8,9
		0,137	7,5	0,435	7,1	2,7	5,7	9,4
		0,203	8,3	0,429	7,8	2,4	4,9	9,8
		0,203	8,4	0,441	7,7	2,4	5,2	9,1
		0,286	8,8	0,482	8,8	2,3	6,1	7,5
	0,72	0,107	7,4	0,472	6,9	2,7	6,9	7,8
		0,137	6,7	0,514	6,2	3,0	9,3	6,4
		0,137	7,2	0,514	6,7	2,8	8,7	6,4
		0,167	7,6	0,609	6,7	2,6	12,9	4,1
		0,203	8,0	0,645	6,8	2,5	14,5	3,5
		0,203	7,2	0,641	6,2	2,8	15,9	3,5
		0,203	8,1	0,650	6,9	2,5	14,7	3,4
		0,238	8,7	0,673	7,5	2,3	15,2	3,0
		0,286	8,9	0,628	7,6	2,3	12,0	3,8
0,286		7,7	0,630	6,5	2,6	14,2	3,7	
0,286	8,1	0,637	6,7	2,5	13,7	3,6		

Tab. 10: Ergebnisse der Verweilzeitexperimente mit engen Aufgabekornklassen

	n_T/n_C	V_G/V_M	μ_1 min	σ/μ_1	t_{50} min	v cm/min	D cm ² /min	Bo
400/500 μm	1,0	0,107	7,7	0,717	6,5	2,6	21,7	2,4
		0,137	8,5	0,784	7,0	2,4	27,7	1,7
		0,137	8,3	0,781	7,1	2,4	28,1	1,7
		0,180	9,7	0,801	7,8	2,1	27,3	1,5
		0,203	10,3	0,772	8,4	2,0	21,8	1,8
		0,203	8,9	0,758	7,2	2,3	23,1	2,0
		0,234	9,3	0,790	7,5	2,2	26,8	1,6
		0,286	9,4	0,818	7,4	2,1	31,9	1,3
		0,286	10,2	0,845	7,8	2,0	35,5	1,1
		0,286	10,8	0,833	8,6	1,9	30,8	1,2
630/800 μm	0,5	0,137	12,4	0,519	11,1	1,6	5,2	6,2
		0,137	12,0	0,531	10,8	1,7	5,7	5,9
		0,203	12,5	0,481	11,4	1,6	4,3	7,5
		0,203	12,9	0,573	11,5	1,6	6,4	4,8
		0,286	13,3	0,530	11,6	1,5	5,1	5,9
		0,286	14,1	0,520	12,7	1,4	4,6	6,2
	0,72	0,137	10,2	0,537	9,2	2,0	6,9	5,7
		0,137	9,3	0,521	8,6	2,1	7,0	6,2
		0,203	11,4	0,621	9,5	1,8	9,1	3,9
		0,203	10,7	0,569	9,5	1,9	7,6	4,9
		0,286	12,2	0,603	10,6	1,6	7,8	4,2
		0,286	12,6	0,597	10,9	1,6	7,4	4,3
	1,0	0,137	12,3	0,838	9,0	1,6	28,1	1,2
		0,203	15,9	0,843	11,8	1,3	22,6	1,1
		0,203	14,0	0,840	10,8	1,4	24,8	1,2
		0,286	16,1	0,892	11,8	1,2	34,2	0,8

Tab. 10 (Fortsetzung)

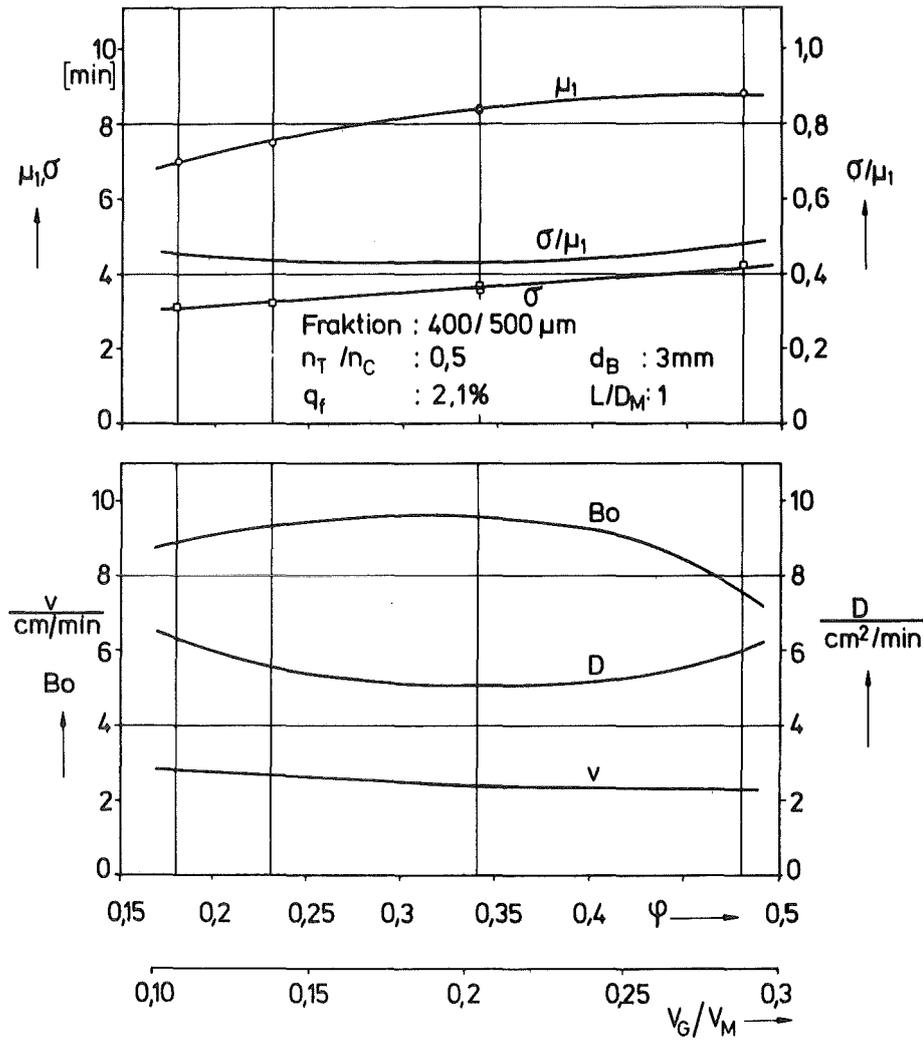


Abb. 69: Einfluß der Gutfüllung auf Verweilzeitspektrum und Transportkoeffizienten bei $n_T/n_C = 0,5$

In Abb. 69 sind für eine niedrige Drehzahl ($n_T/n_C = 0,5$) die statistischen Kenngrößen der gemessenen Impulsantwortfunktionen (oberes Teilbild) und die aus den Ausgleichskurven berechneten Werte der Transportkoeffizienten (unteres Teilbild) als Funktion des Füllungsgrades φ sowie des Volumenverhältnisses V_G/V_M dargestellt. Die Erhöhung der Gutfüllung von $V_G/V_M = 0,107$ auf $V_G/V_M = 0,286$ bewirkt eine Zunahme der mittleren Verweilzeit μ_1 von 7 min auf ca. 9 min. Die Standardabweichung σ wächst im gleichen Verhältnis, wie aus dem nahezu gleichbleibenden Wert des Variationskoeffizienten σ/μ_1 erkennbar ist.

Bei Betrachtung des unteren Teilbildes sieht man, daß bei dieser niedrigen Drehzahl nur ein schwacher Einfluß der Füllmenge auf die stochastischen Koeffizienten besteht. Entsprechend dem Verlauf der mittleren Verweilzeit verringert sich die mittlere Transportgeschwindigkeit v mit größer werdendem Rohrinhalt von 2,8 cm/min auf 2,3 cm/min. Die bei dieser Einstellung nur in geringem Umfang wirksame Axialvermischung zeigt einen nahezu gleichbleibenden Wert von $D = 5,5 \text{ cm}^2/\text{min}$.

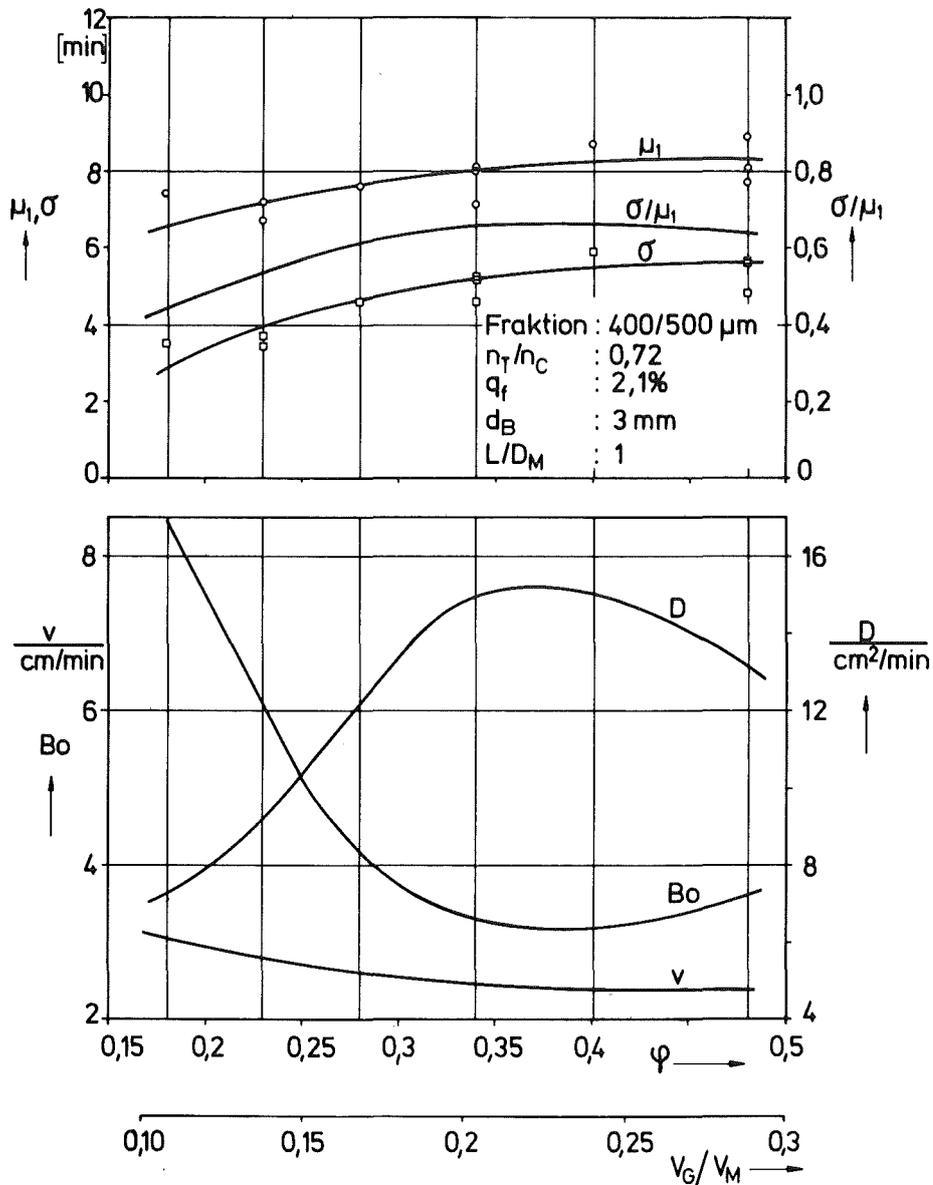


Abb. 70: Einfluß der Gutfüllung auf Verweilzeitspektrum und Transportkoeffizienten bei $n_T/n_C = 0,72$

Den Zusammenhang zwischen Gutfüllmenge und Verweilzeitspektrum sowie den Transportkoeffizienten bei einem höheren, im Kugelmühlenbetrieb üblichen Drehzahlverhältnis von $n_T/n_C = 0,72$ zeigt Abb. 70. Ähnlich den Ergebnissen für $n_T/n_C = 0,5$ vergrößern sich Mittelwert und Standardabweichung des Verweilzeitspektrums mit wachsender Rohrfüllung, während der Variationskoeffizient mit abnehmender Füllmenge kleiner wird.

Aus dem Anstieg der mittleren Verweilzeit folgt eine Verzögerung der mittleren Partikelgeschwindigkeit. Ihr Wert verringert sich von 3,2 cm/min bei der kleinsten Füllung $V_G/V_M = 0,107$ auf 2,4 cm/min bei $V_G/V_M = 0,283$. Im Gegensatz zur niedrigen Drehzahl (Abb. 69) bestimmt der Füllungsgrad hier in starkem Maße die Intensität der Axialvermischung. Der Verlauf des Dispersionskoeffizienten, der Werte zwischen $7 \text{ cm}^2/\text{min}$ und $15 \text{ cm}^2/\text{min}$ annimmt, zeigt bei $V_G/V_M \approx 0,22$ ein Maximum. Höhere und insbesondere niedrigere Drehrohrfüllungen werden weniger stark vermischt.

Abb. 71 zeigt Ergebnisse einer weiteren Versuchsreihe, bei welcher die Abhängigkeit des Schüttguttransports von der Drehrohrbeladung für die kritische Drehzahl untersucht wurde. Auch hier ist wieder die bereits bei den anderen Einstellungen beobachtete Zunahme von Mittelwert und Standardabweichung der Verteilung mit wachsender Gutfüllung festzustellen. Allerdings bemerkt man anstelle der monotonen Zunahme, daß die mittlere Verweilzeit zwischen $V_G/V_M \approx 0,18$ und $V_G/V_M \approx 0,23$ von einer Änderung der Gutfüllung unbeeinflusst bleibt.

Im unteren Teilbild, das die stochastischen Koeffizienten enthält, ist zu sehen, daß der Dispersionskoeffizient stark mit dem Füllungsgrad variiert. Sein Wert bewegt sich zwischen $23 \text{ cm}^2/\text{min}$ bei der geringsten Füllung und $33 \text{ cm}^2/\text{min}$ bei größter Füllmenge. Auffällig ist, daß das Schüttgut bei $V_G/V_M \approx 0,14$ besonders intensiv vermischt wird, was aus einem Maximum des Dispersionskoeffizienten von ca. $28 \text{ cm}^2/\text{min}$ hervorgeht. Lediglich für sehr hohe Füllungsgrade ($V_G/V_M > 0,42$) zeigt sich eine stärkere Axialvermischung. Die mittlere Ge-

schwindigkeit v verringert sich bei dieser Drehzeleinstellung von 2,6 cm/min auf 1,9 cm/min im untersuchten Bereich.

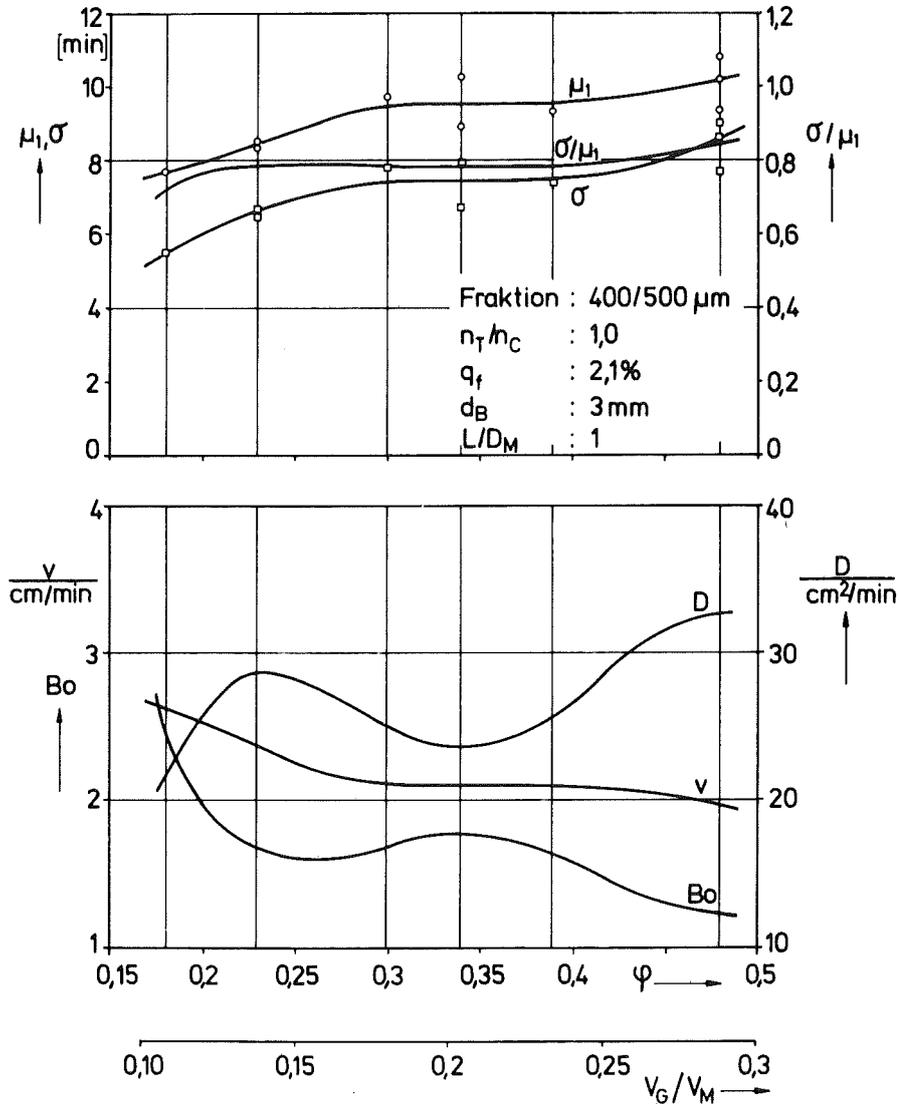


Abb. 71: Einfluß der Gutfüllung auf Verweilzeitspektrum und Transportkoeffizienten $n_T/n_C = 1,0$

Abb. 72 zeigt die Abhängigkeit der stochastischen Koeffizienten v , D und Bo von der relativen Rohrdrehzahl n_T/n_C für drei ausgewählte Füllungsgrade $V_G/V_M = 0,137, 0,203, 0,286$. Die eingezeichneten Funktionen sind mit Hilfe der den Ausgleichskurven von Abb. 69 ÷ 71 entnommenen Werte gewonnen. Für $V_G/V_M = 0,203$ ist der Drehzahlbereich um ein Verweilzeitexperiment mit $n_T/n_C = 0,3$ erweitert.

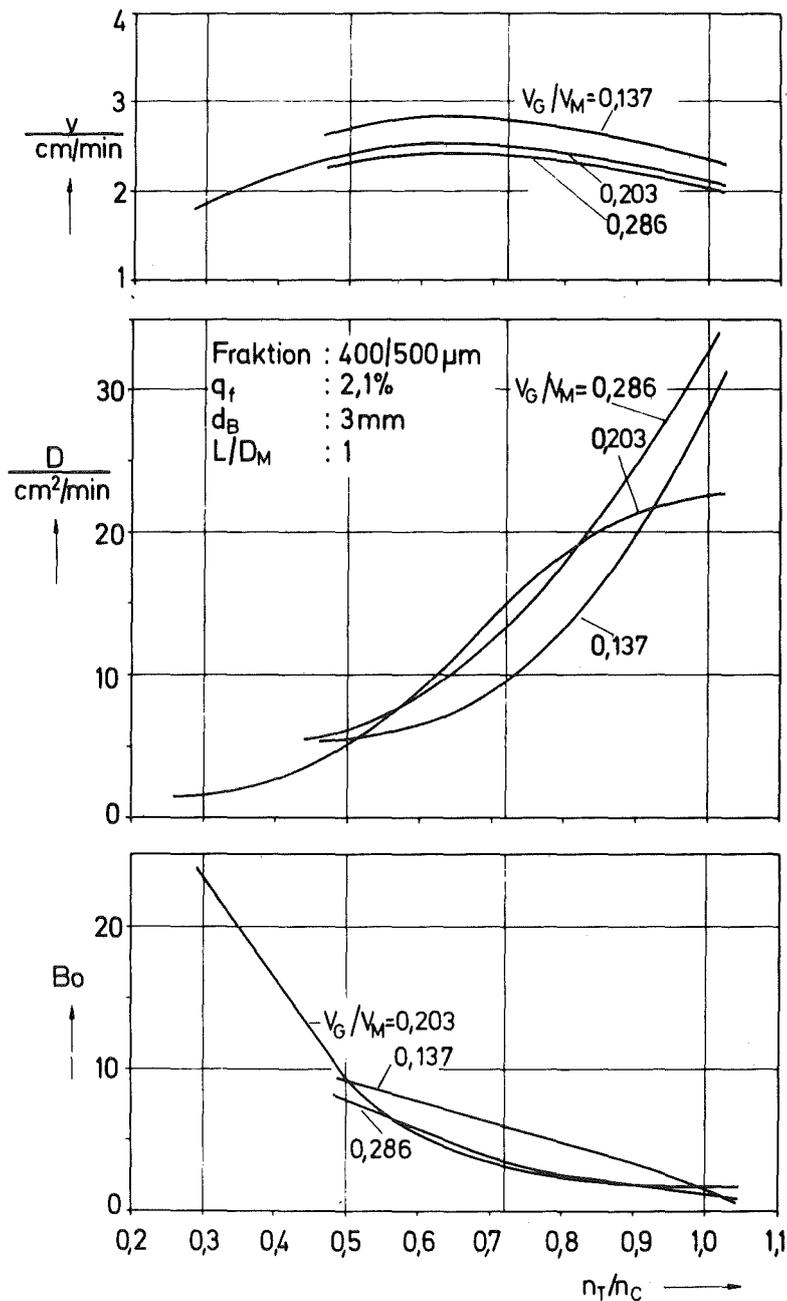


Abb. 72: Einfluß der relativen Rohrdrehzahl auf die Transportkoeffizienten

Das oberste Teilbild enthält den Verlauf der mittleren Geschwindigkeit v , der bei allen Füllungsgraden ähnlich ist. Kennzeichnend ist ein Geschwindigkeitsmaximum zwischen $n_T/n_C = 0,6$ und $0,7$, sowohl höhere als auch niedrigere Drehzahlen vermindern die Durchlaufgeschwindigkeit. Allerdings

ist der Drehzahleinfluß nicht ausgeprägt, für die Füllung $V_G/V_M = 0,203$ verzeichnet man beispielsweise im Bereich der relativen Drehzahl zwischen 0,3 und 1,0 Änderungen der Geschwindigkeit zwischen 1,8 und 2,5 cm/min.

Bei Zunahme der Drehzahl wird der Rohrinhalt stärker vermischt. Dies läßt sich aus dem Verlauf des Dispersionskoeffizienten (mittleres Teilbild) entnehmen, der für alle Füllungsgrade erheblich mit dem Drehzahlverhältnis ansteigt. Der Wert für D variiert dabei um eine Größenordnung zwischen etwa $2 \text{ cm}^2/\text{min}$ und $33 \text{ cm}^2/\text{min}$. Weiterhin ist zu sehen, daß die Abhängigkeit von der Drehzahl durch die Füllmenge mitbestimmt wird.

Im unteren Teilbild ist die Bodenstein-Zahl als Funktion von Drehzahl und Füllungsgrad dargestellt. Man erkennt, daß für große Rohrdrehzahlen und hohe Füllmengen sich kleine Werte für Bo ergeben, was den wachsenden Anteil der Dispersion am Transport zum Ausdruck bringt. Umgekehrt gewinnt die Konvektion vor allem bei kleinen Drehzahlen an Bedeutung, für $V_G/V_M = 0,203$ erhöht sich die Bo -Zahl von ca. 2 bei $n_T/n_C = 0,8$ auf 23 bei einem Drehzahlverhältnis von 0,3.

Eine Abhängigkeit der Transportkoeffizienten von der Drehzahl ist nicht gleichbedeutend mit einer Änderung des Bewegungsmechanismus. Der Einfluß der Drehzahl auf die Platzwechselwahrscheinlichkeit der Partikeln läßt sich anhand der mittleren axialen Verschiebung Δs und des mittleren Abweichungsquadrats der Axialverschiebung $\Delta^2 s$ beurteilen, die sich aus dem Quotienten von mittlerer Geschwindigkeit bzw. Dispersionskoeffizient und mittlerer Füllungsdrehzahl entsprechend $\Delta s = v/n$ bzw. $\Delta^2 s = D/n$ berechnen. Bei einer Drehzahlunabhängigkeit des Bewegungsmechanismus bleiben beide Verschiebungsgrößen konstant, was bedeutet, daß sich mittlere Geschwindigkeit und Dispersionskoeffizient proportional mit der Drehzahl erhöhen und die Bo -Zahl ihren Wert beibehält. Die zur Bestimmung der Verschiebungsgrößen Δs bzw. $\Delta^2 s$ notwendigen

mittleren Füllungs-drehzahlen sind bei den vorliegenden Untersuchungen unbekannt. Die Abschätzung des Drehzahleinflusses geschieht mit Hilfe der Drehzahl der aufsteigenden Füllung n_F unter Berücksichtigung der Tatsache, daß das Verhältnis von mittlerer Füllungs-drehzahl zur Drehzahl n_F über weite Bereiche unabhängig von Drehzahl und Füllung konstant ist [79]. Die aus den Werten der Transportkoeffizienten und der Drehzahl der aufsteigenden Füllung berechneten Verschiebungsgrößen sind in den Abb. 73,74 als Funktion des Drehzahlverhältnisses n_F/n_C dargestellt. Man sieht, daß die Drehzahl einen zusätzlichen Einfluß auf die gerichtete und die ungerichtete Komponente des Transports ausübt. Eine Verringerung der Drehzahl erhöht die Konvektion, während Verteilungsvorgänge an Wirksamkeit verlieren.

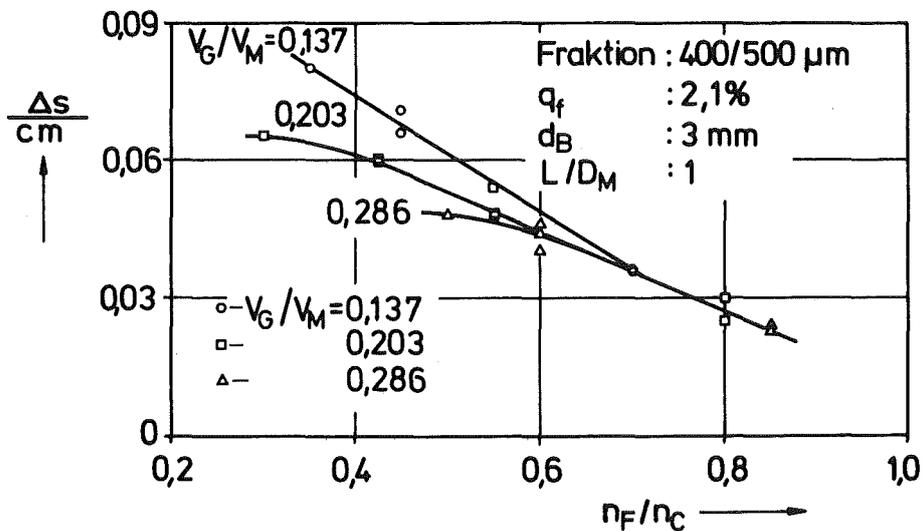


Abb.73 Mittlere axiale Verschiebung als Funktion der Füllungs-drehzahl

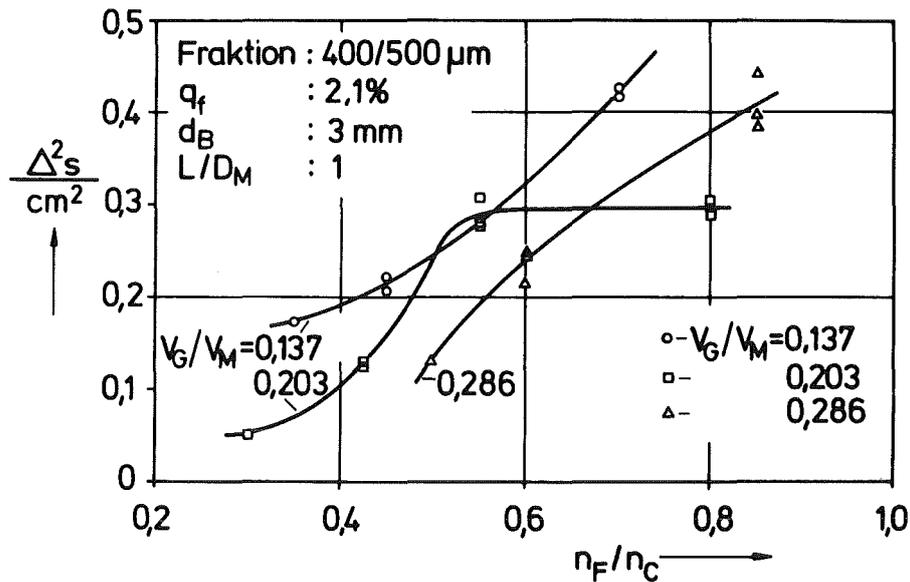


Abb. 74: Mittleres Abweichungsquadrat der Axialverschiebung als Funktion der Füllungs-drehzahl

Die folgenden Abb. 75 ÷ 81 beschäftigen sich mit dem Einfluß der Partikelgröße auf den Transport enger Aufgabefractionen. Bei den verwendeten Kornklassen handelt es sich um die Siebfractionen 250/315 μm , 400/500 μm und 630/800 μm . Die statistischen Merkmale der Verweilzeitverteilungen bzw. die Transportkoeffizienten sind dabei jeweils über dem Medianwert x_{50} der mittels eines Sedimentationsverfahrens bestimmten Partikelgrößenverteilung aufgetragen.

Abb. 75 zeigt Ergebnisse aus Experimenten mittlerer Betriebs-einstellungen mit $n_T/n_C = 0,72$ und $V_G/V_M = 0,203$. Aus dem Verlauf der Verteilungskenngrößen μ_1 und σ folgt, daß die Verweilzeitverteilung größerer Fractionen sich zu höheren Aufenthaltszeiten verschiebt und breiter wird. Die mittlere Verweilzeit μ_1 erhöht sich von 6 min bei der feinsten auf 11 min bei der größten Kornklasse, σ wächst weniger stark von 4 min auf 11 min.

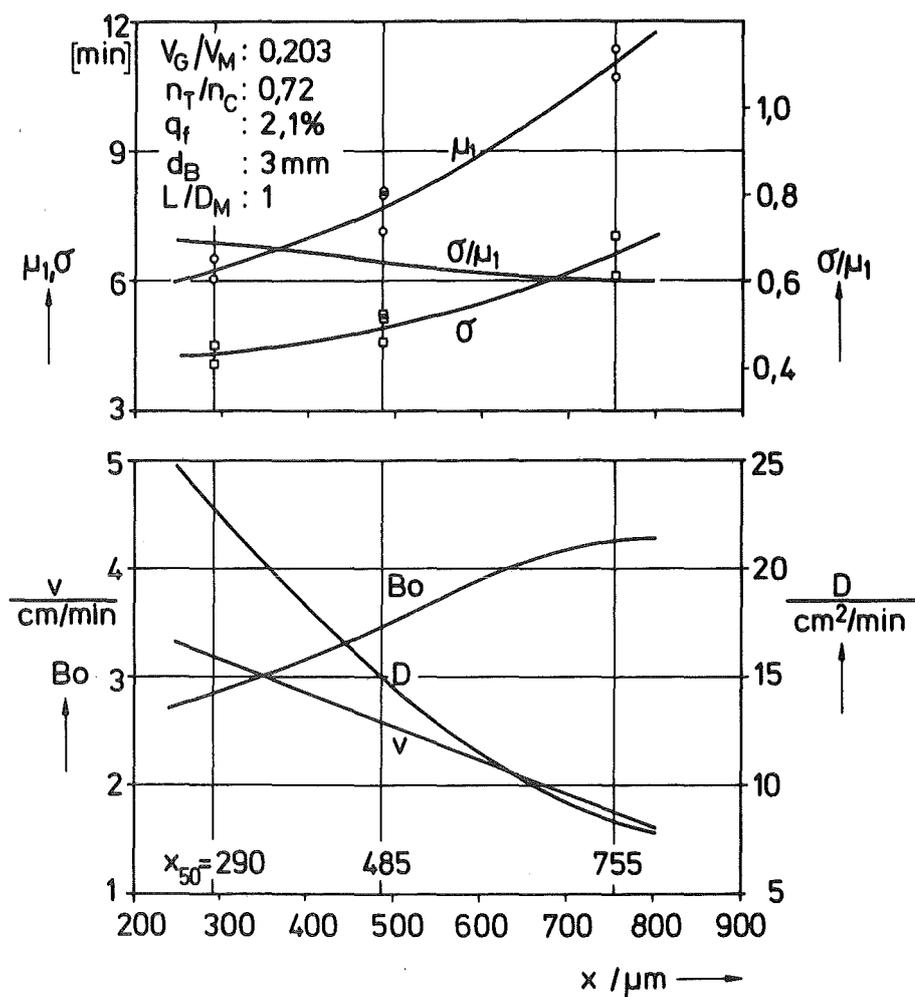


Abb. 75: Einfluß der Partikelgröße auf Verweilzeitspektrum und Transportkoeffizienten bei engen Aufgabekornklassen

Daraus ergibt sich eine erhebliche Reduzierung sowohl des konvektiven Transports als auch der Axialvermischung mit steigender Partikelgröße. Die mittlere Geschwindigkeit sinkt linear von 3,2 cm/min bei $x = 250/315 \mu\text{m}$ auf 1,7 cm/min bei $x = 630/800 \mu\text{m}$ ab. Ein noch stärkerer Rückgang kennzeichnet den Verlauf des Dispersionskoeffizienten, dessen Wert sich von 23 cm²/min auf 8 cm²/min verringert.

Die Frage nach der Korngrößenabhängigkeit der Transportkoeffizienten bei geänderten Betriebsbedingungen beantworten die Abb. 76 ÷ 78, in welchen die aus den Verweilzeitverteilungen berechneten Werte von v und D für unterschiedliche Füllmengen und Drehzahlen eingetragen sind. Abb. 78 enthält überdies aus

Durchsatzkennlinien ermittelte Geschwindigkeitswerte, die mit den Verweilzeitmessungen gut übereinstimmen.

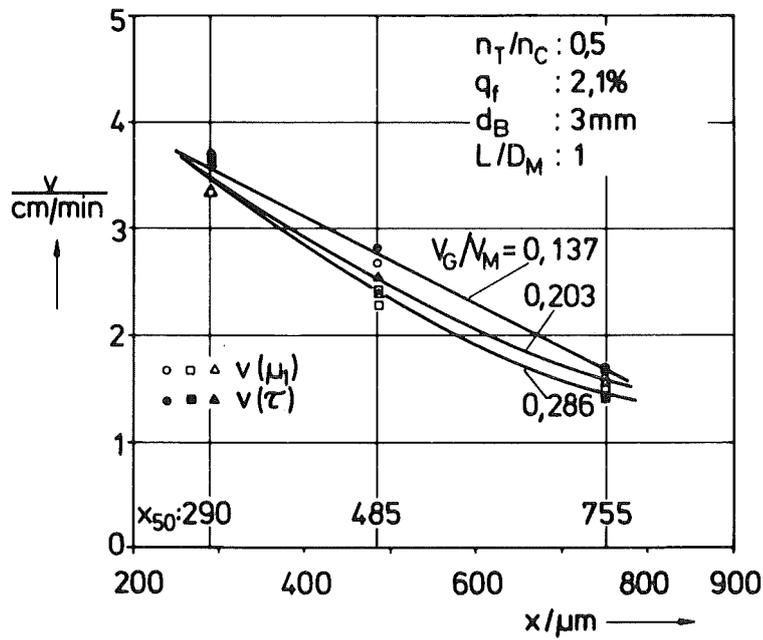


Abb.76: Einfluß der Partikelgröße auf die mittlere Geschwindigkeit bei unterschiedlicher Gutfüllung und $n_T/n_C = 0,5$

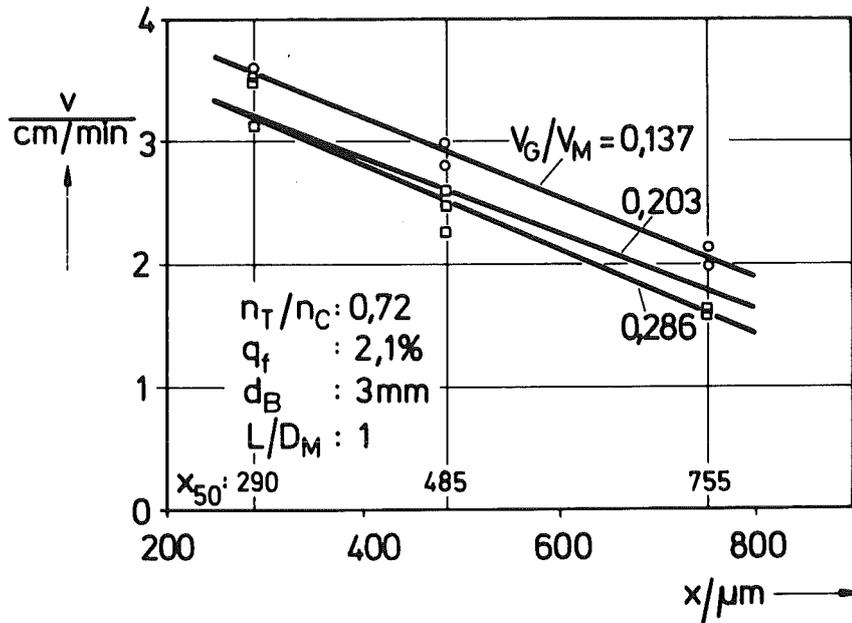


Abb.77: Einfluß der Partikelgröße auf die mittlere Geschwindigkeit bei unterschiedlicher Gutfüllung und $n_T/n_C = 0,72$

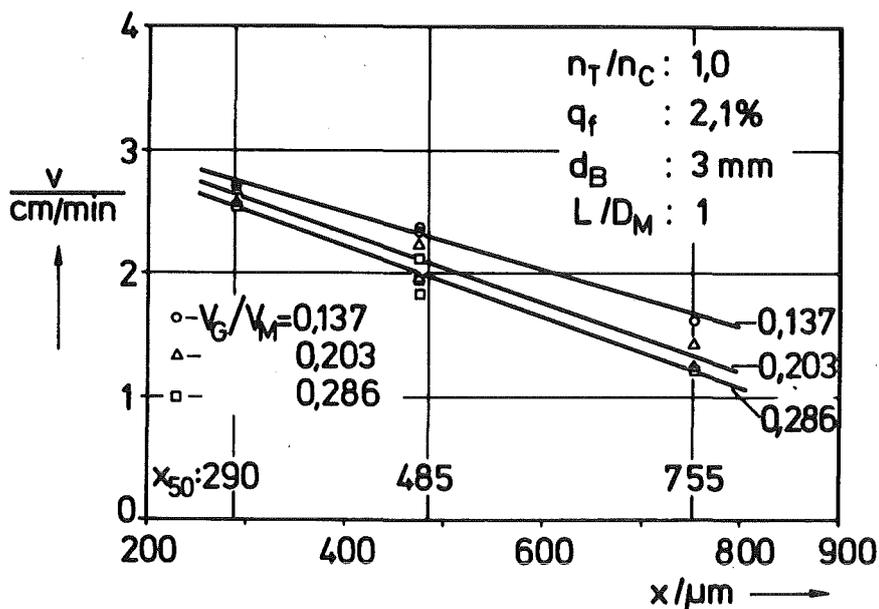


Abb.78: Einfluß der Partikelgröße auf die mittlere Geschwindigkeit bei unterschiedlicher Gutfüllung und $n_T/n_C = 1,0$

Wie aus Abb. 76 ÷ 78 zu ersehen ist, bleibt sowohl bei Variation der Drehzahl als auch des Füllungsgrades die charakteristische Abnahme der mittleren Transportgeschwindigkeit mit wachsender Partikelgröße erhalten. Der Grad der Abhängigkeit ist von Drehzahl und Füllmenge nahezu unbeeinflusst. Die bereits am Beispiel der Fraktion 400/500 μm diskutierten Tendenzen bei Veränderung der Füllmenge und Rohrdrehzahl gelten auch für die beiden anderen Fraktionen.

Im Gegensatz zur Axialgeschwindigkeit erweist sich der Einfluß der Partikelgröße auf die Dispersion als stark von Drehzahl und Füllungsgrad abhängig. Abb. 79, in welcher der bei $n_T/n_C = 0,5$ gefundene Dispersionskoeffizient als Funktion der Partikelgröße eingetragen ist, läßt keinen signifikanten Zusammenhang zwischen D und x erkennen. Ebenso stellt man fest, daß bei dieser Drehzahl die Vermischung auch bei unterschiedlichen Füllungsgraden konstant bleibt.

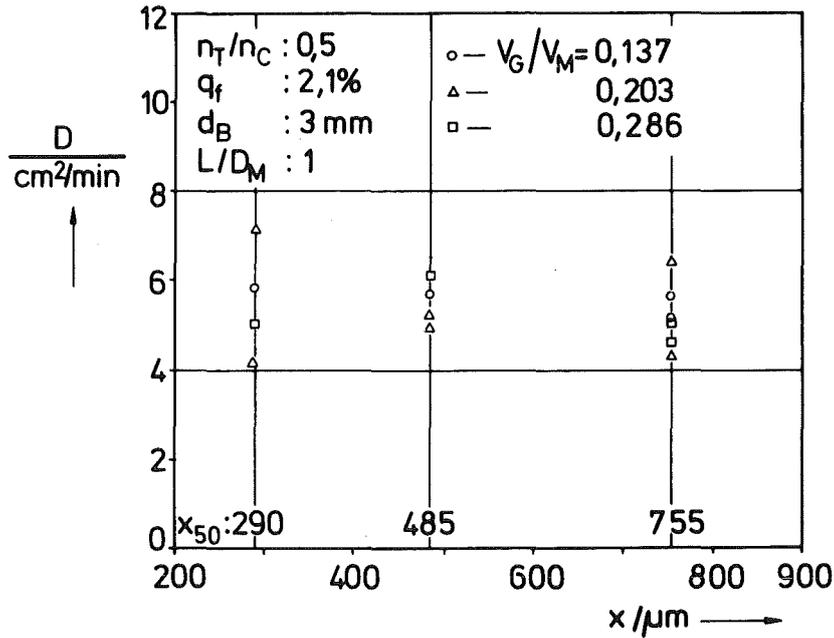


Abb. 79: Einfluß der Partikelgröße auf den Dispersionskoeffizienten bei unterschiedlicher Gutfüllung und $n_T/n_C = 0,5$

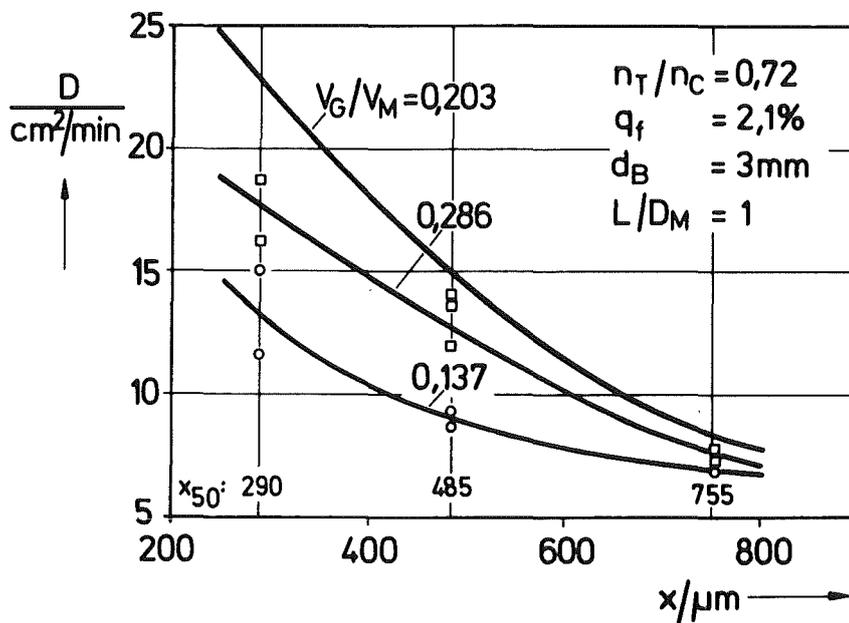


Abb. 80: Einfluß der Partikelgröße auf den Dispersionskoeffizienten bei unterschiedlicher Gutfüllung und $n_T/n_C = 0,72$

Eine andere Situation stellt sich bei einem Drehzahlverhältnis von $n_T/n_C = 0,72$ ein, vgl. Abb. 80. Hier ist für alle eingetragenen Füllungsgrade ein beträchtlicher Anstieg der Axialdispersion mit kleiner werdender Partikelgröße zu verzeichnen. Beispielsweise erhöht sich der Wert des Dispersionskoeffizienten beim Volumenverhältnis $V_G/V_M = 0,286$ von $8 \text{ cm}^2/\text{min}$ bei $x_{50} = 755 \text{ }\mu\text{m}$ auf $17,5 \text{ cm}^2/\text{min}$ bei $x_{50} = 290 \text{ }\mu\text{m}$. Die intensive Vermischung feinerer Fraktionen ist verbunden mit einem wachsenden Einfluß der Füllmenge, wobei in allen Fällen der schon in Abb. 70 beobachtete maximale Dispersionskoeffizient bei $V_G/V_M = 0,203$ auftritt.

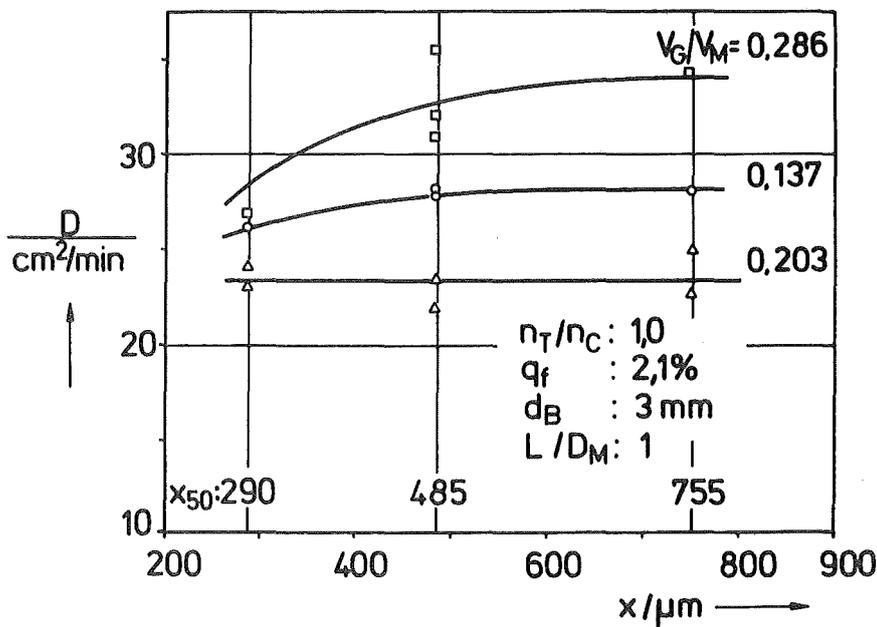


Abb. 81: Einfluß der Partikelgröße auf den Dispersionskoeffizienten bei unterschiedlicher Gutfüllung und $n_T/n_C = 1,0$

Der Betrieb mit der kritischen Rohrdrehzahl bewirkt gemäß Abb. 81 bei niedrigen und mittleren Füllmengen eine nahezu gleichbleibende Axialvermischung bei allen Fraktionen, lediglich für $V_G/V_M = 0,286$ findet man eine Zunahme des Dispersionskoeffizienten mit der Partikelgröße von $28 \text{ cm}^2/\text{min}$ auf

35 cm²/min. Bei allen Kornklassen liegt ein gleichartiger Einfluß der Gutfüllung vor, wobei von den untersuchten Füllmengen das Volumenverhältnis $V_G/V_M = 0,203$ die geringste und das Volumenverhältnis $V_G/V_M = 0,286$ die stärkste Axialdispersion aufweist. Bei der feinsten Fraktion ist eine geringere Abhängigkeit des Dispersionskoeffizienten von der Füllmenge als bei den beiden anderen festzustellen.

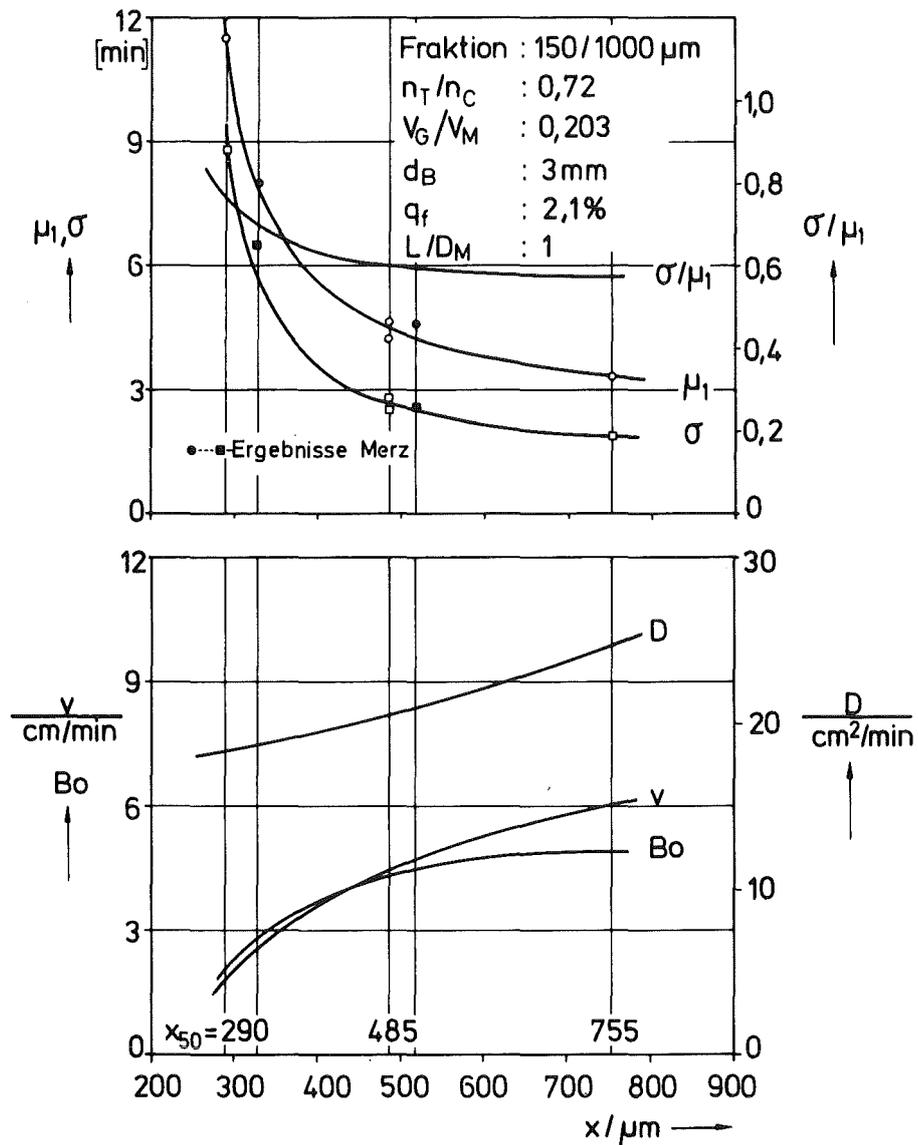


Abb. 82: Einfluß der Partikelgröße auf Verweilzeitspektrum und Transportkoeffizienten bei breiter Aufgabekornklasse (150/1000 µm)

Abb. 82 bzw. Tab. 11 enthält Ergebnisse aus Experimenten mittlerer Betriebseinstellung, ($V_G/V_M = 0,203$; $n_T/n_C = 0,72$), bei welchen die genannten engen Kornklassen als Bestandteil einer breiten Aufgabefraktion 150/1000 μm markiert wurden. Unter diesen Bedingungen zeigt sich ein geänderter Einfluß der Partikelgröße auf das Bewegungsverhalten der Körner. Der Vergleich mit Abb. 75 ergibt eine gegenläufige Tendenz sowohl der Verteilungsgrößen μ_1 und σ als auch der Transportkoeffizienten v und D . Der Zunahme der mittleren Verweilzeit in Abb. 75 steht hier eine beträchtliche Verringerung von μ_1 von 11,5 min bei der Fraktion 250/315 μm auf 3,3 min bei 630/800 μm gegenüber. Merz [26] erhält unter vergleichbaren Versuchsbedingungen einen ähnlichen Befund.

Dementsprechend wächst die mittlere Geschwindigkeit von 1,7 cm/min auf 6 cm/min. Gleichfalls nimmt der Dispersionskoeffizient von 18,5 cm^2/min auf 23,5 cm^2/min mit der Partikelgröße zu. Daraus folgen erhebliche Unterschiede der stochastischen Koeffizienten aus beiden Versuchsreihen.

Fraktion μm	μ_1 min	σ/μ_1	t_{50} min	v cm/min	D cm^2/min	Bo
250/315	11,5	0,762	9,5	1,7	18,2	1,9
400/500	4,6	0,599	4,2	4,3	20,2	4,3
400/500	4,2	0,591	3,9	4,7	21,2	4,5
630/800	3,3	0,570	3,1	6,0	24,5	4,9

Tab. 11: Ergebnisse der Verweilzeitexperimente mit der Aufgabekornklasse 150/1000 μm

Im folgenden wird versucht, eine geschlossene Deutung der experimentellen Befunde zu geben, die sich einerseits auf die Modellvorstellungen zur Durchsatzberechnung stützt, daß die Konvektion in der Aufstiegszone geschieht und andererseits davon ausgeht, daß die Axialvermischung überwiegend in der Fallzone sowie im

Auftreff- und Einordnungsgebiet erzeugt wird. Für beide Transportarten Konvektion und Dispersion ist daher entscheidend, wie die Betriebsbedingungen die Verteilung der Füllung über den Querschnitt beeinflussen. Weiterhin ist für die Axialvermischung die Bewegungsintensität in der Fall- und Einordnungszone bestimmend. Hierzu vergleiche man die in Kap. D.3 aufgeführten Aufnahmen der bewegten Drehrohrfüllung.

Anhand der in Tab. 7 eingetragenen Werte für die Größe des Aufstiegsbereichs findet man, daß sich der Massenanteil in dieser Zone mit steigender Rohrdrehzahl verringert. Die gleiche Tendenz ist im wesentlichen auch bei Zunahme der Füllmenge festzustellen, was auf die gleichzeitig ansteigende Füllungs-drehzahl zurückzuführen sein dürfte. Letzteres erklärt die sowohl bei unterschiedlichen Rohrdrehzahlen (Abb. 69 ÷ 71) als auch bei verschiedenen Aufgabefraktionen (Abb. 76 ÷ 78) gefundene Abnahme der mittleren Geschwindigkeit bei steigender Gutfüllung. Die Erhöhung des Massenanteils in der Fall- und Einordnungszone hat zur Folge, daß der Durchsatz, der proportional mit der Masse im Aufstiegsgebiet zunimmt, weniger stark als der Gesamtinhalt wächst; dadurch geht die Geschwindigkeit entsprechend $v = L \cdot \dot{M} / M_G$ zurück.

Die Abnahme der Durchlaufgeschwindigkeit zu höheren Rohrdrehzahlen hin (Abb. 72) läßt sich ähnlich begründen. Die Drehzahlerhöhung bei gleichbleibendem Gutinhalt bewirkt, daß die kleiner werdende Aufstiegszone weniger Öffnungen belegt. Zwar verstärkt sich der Durchfluß durch die Austrittsöffnungen infolge zunehmender Beschleunigungskräfte, jedoch ist diese Änderung, die der Wurzel der Beschleunigung proportional ist, geringer als die Reduzierung der Aufstiegszone. Folglich verringern sich Durchsatz und Geschwindigkeit. Jedoch ist auch ein Rückgang der Geschwindigkeit zu niedrigen Drehzahlen festzustellen, obgleich sich der Massenanteil in der Phase der Abwärtsbewegung vermindert. Die Ursache liegt einerseits in der geringer werdenden Beschleunigung und andererseits in

einem sich zwischen aufsteigender und abwälzender Füllung ausbildenden Bereich, in dem die Partikeln nur einem minimalen Platzwechsel unterliegen. Diese Zone, die wenig zum Durchsatz beiträgt, vergrößert sich mit abnehmender Drehzahl.

Bei den hier verwendeten engen Aufgabefraktionen zeigt sich kein nennenswerter Einfluß der Partikelgröße auf den Schlupf sowie die Größe der Aufstiegszone. Die Durchlaufgeschwindigkeit wird daher bei festliegenden Betriebsbedingungen vom Fließverhalten des Materials und der Partikelgröße bestimmt. Mit wachsender Partikelgröße reduziert sich die effektive Querschnittsfläche der Austrittsöffnungen und verringert den Durchsatz. Nach diesem Schema lassen sich alle gleichartigen Zusammenhänge in den Abb. 76 ÷ 78 befriedigend erklären.

Die Dispersion wird von den in Fall- und Einordnungszone vorherrschenden Mischmechanismen sowie vom daran beteiligten Massenanteil bestimmt. Beim Transport im Drehrohr wirken im allgemeinen mehrere von den Betriebsbedingungen abhängige Mechanismen verschiedener Art zusammen. Eine Vermischung der Partikeln erfolgt z. B. beim Herabrieseln entlang der geneigten Schüttgutoberfläche, infolge stochastischer Stoßvorgänge während der Fallbewegung sowie durch Reflexionen beim Auftreten auf die Schüttgutoberfläche oder auf die Rohrwand. Weitere Mischeffekte entstehen auch durch die Ausbildung einer Schleppe am Ende der Schüttung, in der die Partikeln einer ungeordneten Bewegungsweise unterliegen, ebenso fördert die im Rohr zirkulierende Gasströmung besonders bei kleinen Partikeln Mischvorgänge.

Der starke Anstieg des Dispersionskoeffizienten mit der Rohrdrehzahl (Abb. 72) ist auf den zunehmenden Massenanteil im Bereich der Axialvermischung und weiterhin auf wirksamere Mischmechanismen zurückzuführen. Bei sehr niedrigen Drehzahlen ($n_T/n_C = 0,3$) wird die Füllung nur umgewälzt, eine eigentliche Fallzone existiert nicht. Die daraus resultierende Vermischung, die bevorzugt durch Partikelstöße während des

sich über die gesamte Schüttungsoberfläche erstreckenden Abroll- und Einordnungsvorgangs geschieht, ist infolge der geringen axialen Beweglichkeit sehr niedrig. Beim Übergang zu mittleren Drehzahlen ($n_T/n_C = 0,5$) beginnt sich eine Zone freien Partikelfalls zu bilden (Abb. 48), die bei der Einstellung $n_T/n_C = 0,72$ bereits deutlich ausgeprägt ist (Abb. 47). Damit gewinnt die in der Flugphase sowie beim Auftreffen auf der Schüttung erzeugte, intensivere Axialdispersion an Bedeutung. Eine weitere Drehzahlsteigerung bewirkt, daß sich eine ausgedehnte Fallzone einstellt (Abb. 49). Die beobachtete hohe Axialvermischung bei $n_T/n_C = 1,0$ vollzieht sich nun fast ausschließlich in diesem Bereich sowie beim Auftreffvorgang und ist die Folge der hohen Bewegungsintensität der Partikeln.

Der Einfluß der Gutfüllung auf die Dispersion ist je nach Rohrdrehzahl unterschiedlich. Die beim Drehzahlverhältnis $n_T/n_C = 0,5$ gefundene geringe Abhängigkeit der Dispersion (Abb. 69) ist mit der gleichartigen, vermischungsaarmen Bewegungsweise unterschiedlicher Füllmengen erklärbar und zu erwarten. Ausgehend von der Vorstellung, daß das Material zunehmend in der Fall- und Auftreffzone vermischt wird, ist bei höheren Rohrdrehzahlen mit steigender Drehrohrfüllmenge infolge des abnehmenden Schlupfes und des sich in diesem Bereich vergrößernden Materialanteils mit einer Zunahme des Dispersionskoeffizienten zu rechnen, vorausgesetzt, daß keine wesentliche Änderung der Mischungsmechanismen eintritt. Dieser Anstieg der Axialvermischung ist auch tatsächlich über weite Füllungsbereiche zu beobachten (Abb. 70,71). Abweichungen von dieser Tendenz ergeben sich beim Drehzahlverhältnis $n_T/n_C = 0,72$ für Füllmengen $V_G/V_M > 0,23$, wo sich die Dispersion verringert sowie bei $n_T/n_C = 1,0$ derart, daß sich $V_G/V_M \approx 0,14$ ein Maximum für D ausbildet. Beide Effekte lassen sich erklären. Der Rückgang des Dispersionskoeffizienten beim Drehzahlverhältnis $0,72$ läßt sich aus dem Vergleich der Abb. 47 und 51 begründen: Die Erhöhung der Gutfüllmenge von $V_G/V_M = 0,203$ auf $V_G/V_M = 0,286$ hat eine sichtbare Zunahme der Partikeldichte in der Fallzone zur Folge, wodurch die

axiale Beweglichkeit der Partikeln reduziert wird. Ursache für das bei der kritischen Drehzahl bei $V_G/V_M = 0,14$ auftretende Maximum der Axialvermischung ist eine am Ende der Schüttung auftretende rotierende Gutwalze (Abb. 83), die bei dieser Einstellung ihre maximale Ausdehnung erreicht. Sie entsteht dadurch, daß ein Teil des auf dem unteren Schüttungsbereich aufschlagenden Materials nicht eingezogen wird und sich zur Wand weiterbewegt. Mit steigender Gutfüllung bildet sich diese Schleppe zurück und verschwindet bei $V_G/V_M \approx 0,20$. Bei weiterer Füllungsgraderhöhung treffen die äußeren Partikelbahnen auf die Rohrwand, wobei die entstehenden Reflexionen die Vermischung intensivieren.

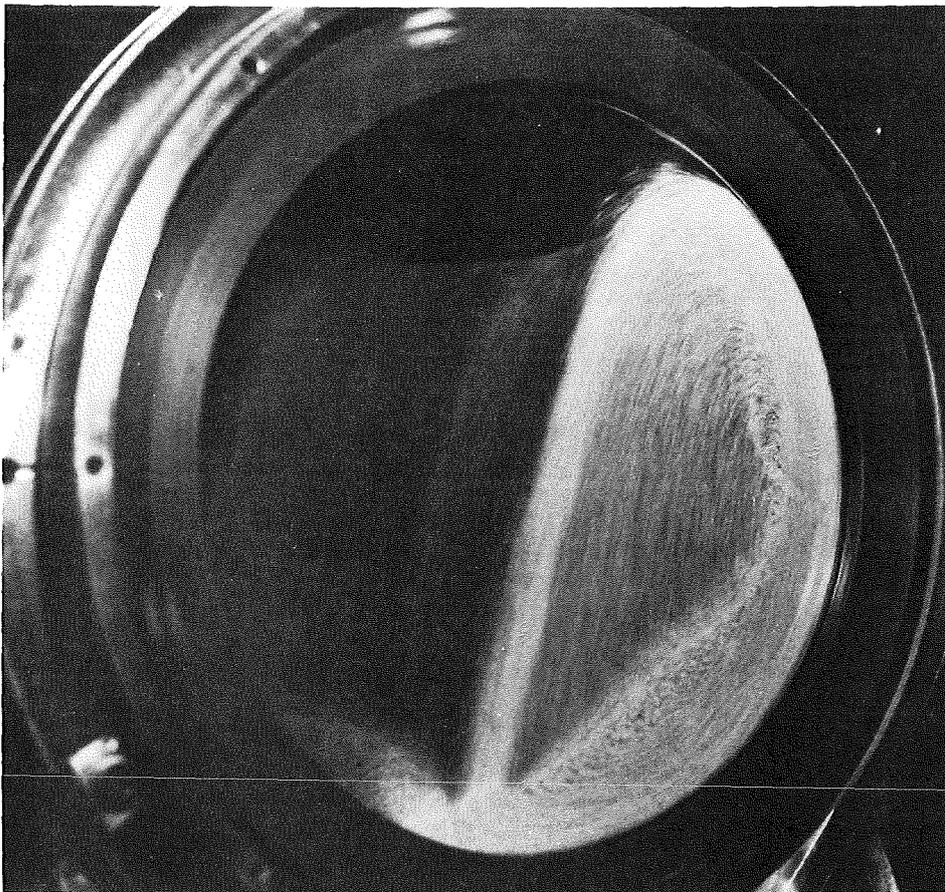


Abb. 83: Aufnahme der Schleppe

Die sowohl bei niedrigem Drehzahlverhältnis $n_T/n_C = 0,5$ (Abb. 79) als auch weitgehend bei hohem Drehzahlverhältnis $n_T/n_C = 1,0$ (Abb. 81) gefundene Korngrößenunabhängigkeit des Dispersionskoeffizienten folgt den Vorstellungen zur Axialvermischung und ist damit erklärbar, daß die Partikelgröße die radiale Bewegungsweise der Füllung und hier insbesondere die Aufspaltung des Materials zwischen Aufstiegs- und Fall- bzw. Einordnungszone praktisch nicht beeinflusst. Lediglich bei der kritischen Rohrdrehzahl zeigt sich eine Änderung des Bewegungsbildes derart, daß sich bei kleineren Partikeln eine stärkere Konzentrierung des Materials in den äußeren Bereichen der Fallzone ergibt (Abb. 84). Dieser gleichmäßigere Materialumlauf dürfte auch die Ursache für die in Abb. 81 bei hohen Gutfüllmengen feststellbare Partikelgrößenabhängigkeit des Dispersionskoeffizienten sein.



Abb. 84: Radiale Füllungsbewegung der Fraktion 250/315 μm
bei $n_T/n_C = 1,0$

Eine Deutung des beim Drehzahlverhältnis $n_T/n_C = 0,72$ beobachteten erheblichen Einflusses der Partikelgröße auf die Axialvermischung bereitet Schwierigkeiten und ist aus den Aufnahmen heraus nicht möglich. Die Feststellung, daß die radiale Bewegung der Partikeln nicht von deren Größe abhängt, läßt darauf schließen, daß der beobachtete Effekt eine Folge des Axialtransports ist. Eine Erklärung liefert möglicherweise die Tatsache, daß der in die Apparatur eintretende Gutstrahl die radiale Bewegungsweise der Füllung stört, was sich in einer höheren Vermischung im Bereich des Zulaufs äußert (vgl. Kap. F). Es ist denkbar, daß speziell bei dieser Drehzahleinstellung die Störung der radialen Füllungsbewegung stark von der Höhe des eintretenden Massenstroms bestimmt wird und sich daher mit dessen Zunahme bei feineren Aufgabekornklassen verstärkt.

Die stärkere Beeinträchtigung der Füllungsbewegung mit wachsendem Durchsatz wäre eine Begründung dafür, weshalb grobe Partikeln, wenn sie sich in der breiten Aufgabefraktion $150/1000 \mu\text{m}$ bewegen, erheblich höhere Werte des Dispersionskoeffizienten aufweisen als in der entsprechenden engen Aufgabefraktion. Die Korngrößenabhängigkeit des Transports innerhalb der breiten Fraktion (Abb. 82) ist ihrerseits eine Folge von radialen Entmischungserscheinungen aufgrund unterschiedlicher Massenkräfte. Beobachtungen mit angefärbten Partikeln ergaben eine Anreicherung größerer Partikeln in äußeren Bewegungsbahnen der Füllung. Dies führt zu weiteren Wurfbahnen und schnellerem Einordnen in die Aufstiegszone, wodurch Konvektion und Dispersion sich erhöhen.

2. Kugelmühle

Die Untersuchungen zum Verweilzeitverhalten enger Quarzsandfraktionen in der Kugelmühle erfolgten bei einer kurzen Rohrlänge mit $L/D_M = 1$, um den Partikelbetrieb gering zu halten. Es wurde dabei von einem zentralen Bezugsexperiment mit fol-

Tab. 12: Ergebnisse der Verweilzeitexperimente (Kugelmühle)

V_K/V_M	V_G/V_K	n_T/n_C	d_K mm	μ_1 min	σ/μ_1	t_{50} min	v cm/min	D cm ² /min	Bo	
0,082	0,51	0,72	6	27,2	0,814	20,9	0,7	10,6	1,4	400/500 μm
0,082	1,19	0,72	6	6,2	0,573	5,7	3,2	13,2	4,9	
0,136	0,51	0,72	6	21,1	0,788	16,5	1,0	11,5	1,6	
0,136	0,71	0,72	6	11,2	0,650	9,7	1,8	10,5	3,4	
0,191	0,41	0,72	6	17,0	0,819	13,2	1,2	17,7	1,3	
0,191	0,41	0,72	6	17,5	0,811	13,8	1,1	16,4	1,4	
0,191	0,51	0,72	6	13,8	0,756	11,2	1,5	14,9	2,0	
0,191	0,51	0,72	6	14,5	0,756	11,6	1,4	14,1	2,0	
0,191	0,51	0,72	6	14,7	0,747	12,0	1,4	13,1	2,1	
0,191	0,51	0,72	6	14,5	0,761	11,6	1,4	14,6	1,9	
0,191	0,66	0,72	6	12,2	0,699	10,3	1,6	12,3	2,7	
0,191	0,66	0,72	6	11,8	0,686	9,9	1,7	11,9	2,9	
0,191	0,79	0,72	6	11,1	0,625	9,7	1,8	9,5	3,8	
0,191	0,91	0,72	6	10,6	0,581	9,3	1,9	8,1	4,7	
0,245	0,39	0,72	6	14,8	0,791	11,7	1,4	17,1	1,6	
0,245	0,51	0,72	6	13,6	0,782	10,9	1,5	17,3	1,7	
0,191	0,51	0,72	5	28,4	0,820	21,7	0,7	10,6	1,3	
0,191	0,51	0,72	8	8,0	0,700	6,8	2,5	19,2	2,6	
0,191	0,51	0,72	10	4,9	0,671	4,4	4,1	26,8	3,1	
0,191	0,51	0,3	6	8,8	0,514	8,1	2,3	7,2	6,3	
0,191	0,51	0,5	6	11,8	0,661	9,8	1,7	10,7	3,2	
0,191	0,51	0,85	6	13,0	0,772	10,3	1,5	16,9	1,8	
0,191	0,42	0,72	6	17,3	0,827	13,3	1,2	18,2	1,3	250/315 μm
0,191	0,51	0,72	6	13,6	0,753	10,9	1,5	14,6	1,3	
0,191	0,51	0,72	6	13,5	0,739	11,0	1,5	13,8	1,4	
0,191	0,66	0,72	6	12,1	0,689	10,0	1,7	11,9	2,8	
0,191	0,66	0,72	6	11,9	0,688	9,9	1,7	12,1	2,8	
0,191	0,51	0,72	8	6,2	0,643	5,4	3,2	18,6	3,5	
0,191	0,42	0,72	6	21,0	0,839	15,7	1,0	16,6	1,2	630/800 μm
0,191	0,51	0,72	6	18,1	0,799	14,1	1,1	14,5	1,5	
0,191	0,51	0,72	6	18,1	0,792	14,3	1,1	14,0	1,6	
0,191	0,66	0,72	6	15,7	0,738	12,6	1,3	11,9	2,1	
0,191	0,51	0,72	8	10,4	0,774	8,4	1,9	18,6	2,1	

genden Betriebseinstellungen ausgegangen:

$$V_K/V_M = 0,191 (\varphi_K = 0,35); V_G/V_K = 0,51 (\varphi_G = 1); d_K = 6 \text{ mm};$$

$$n_T/n_C = 0,72; x = 400/500 \text{ } \mu\text{m} \quad (51)$$

Als Austragswand diente bei allen Versuchen eine Lochwand mit 3 mm-Öffnungen und einem Öffnungsverhältnis von 2,1 %. Die Ergebnisse der nachfolgend beschriebenen Experimente können Tab. 12 entnommen werden.

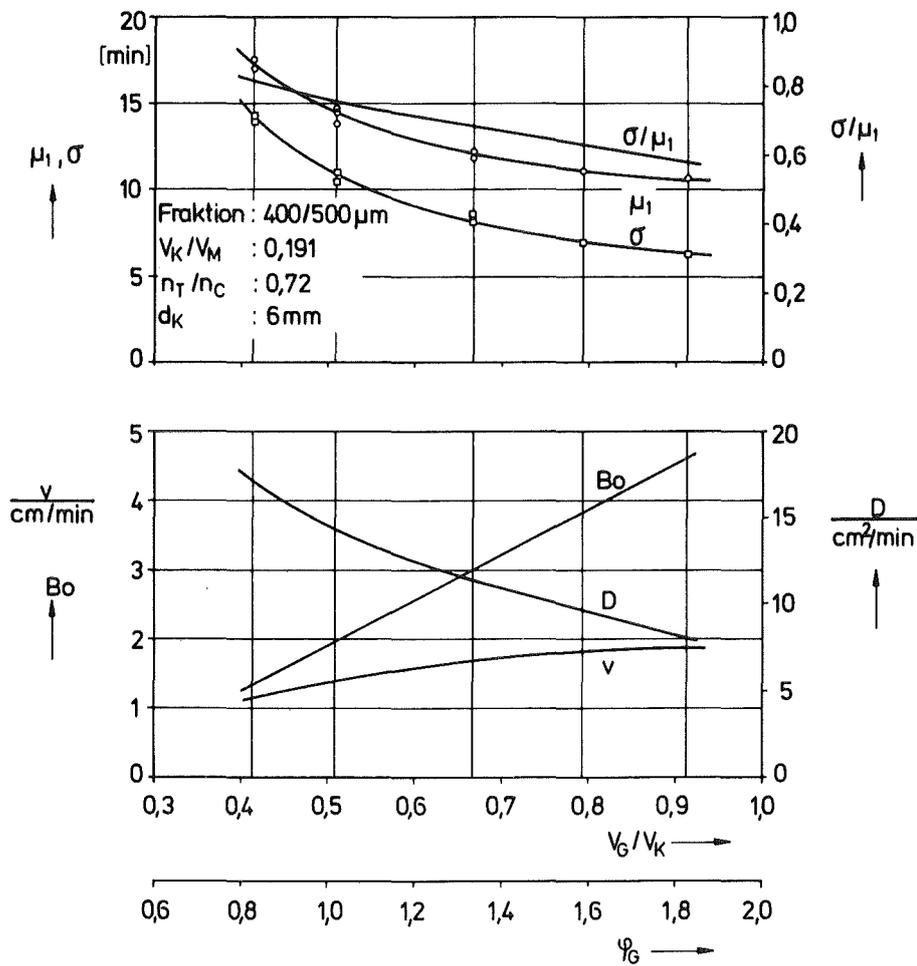


Abb. 85: Einfluß der Gutfüllung auf Verweilzeitspektrum und Transportkoeffizienten

Abb. 85 zeigt den Einfluß der Gutfüllung auf den Mahlguttransport. Die Kenngrößen des Verweilzeitspektrums sowie die Transportkoeffizienten sind als Funktion des Volumenverhältnisses V_G/V_K bzw. des Mahlgutfüllungsgrades \mathcal{Y}_G aufgetragen. Man sieht, daß mit zunehmender Gutfüllung sich die mittlere Verweilzeit μ_1 der Partikeln reduziert, sie nimmt von 17,5 min bei $V_G/V_K = 0,41$ auf 10,5 min bei $V_G/V_K = 0,91$ ab. Gleichzeitig wird die Verteilung schmaler, was aus dem Rückgang der Standardabweichung σ von 14 min auf 6 min hervorgeht. Für den Variationskoeffizienten ist ebenfalls eine Abnahme mit der Füllmenge zu verzeichnen.

Die Erhöhung der Gutfüllung beeinflußt die stochastischen Koeffizienten v , D in unterschiedlicher Weise. Die Geschwindigkeit wächst im untersuchten Bereich von 1 cm/min auf 2 cm/min, dagegen verringert sich der den Grad der Vermischung kennzeichnende Dispersionskoeffizient D von $18 \text{ cm}^2/\text{min}$ auf $8 \text{ cm}^2/\text{min}$. Auch beim Betrieb mit anderen Aufgabekornklassen, Kugelgrößen und Drehzahlen ergibt sich die Tendenz, daß das Material mit zunehmender Füllmenge schneller transportiert wird, sich aber weniger intensiv vermischt. Diese Tatsache findet man auch als Ergebnis der Untersuchungen verschiedener anderer Autoren sowohl an Labor- als auch an Betriebsmühlen [44,47,48].

Die Abhängigkeit des Partikeltransports von der Kugelfüllmenge wurde einerseits bei gleichbleibender Gutfüllmenge und andererseits bei konstantem Mahlgutfüllungsgrad untersucht.

Abb. 86 enthält die aus den Verweilzeitverteilungen berechneten statistischen Momente sowie die Kenngrößen des Dispersionsmodells als Funktion des Volumenverhältnisses V_K/V_M bzw. des Kugelfüllungsgrades \mathcal{Y}_K für eine Gutfüllung $V_G/V_M = 0,096$; diese entspricht einem Mahlgutfüllungsgrad $\mathcal{Y}_G = 1$ bei $\mathcal{Y}_K = 0,35$. Zusätzlich sind Meßergebnisse aus Experimenten ohne Kugelfüllung, d. h. $V_K/V_M = 0$ zum Vergleich eingetragen. Mittelwert μ_1 , Standardabweichung und Variationskoeffizient σ/μ_1 vergrößern sich mit zunehmender Kugelfüllung

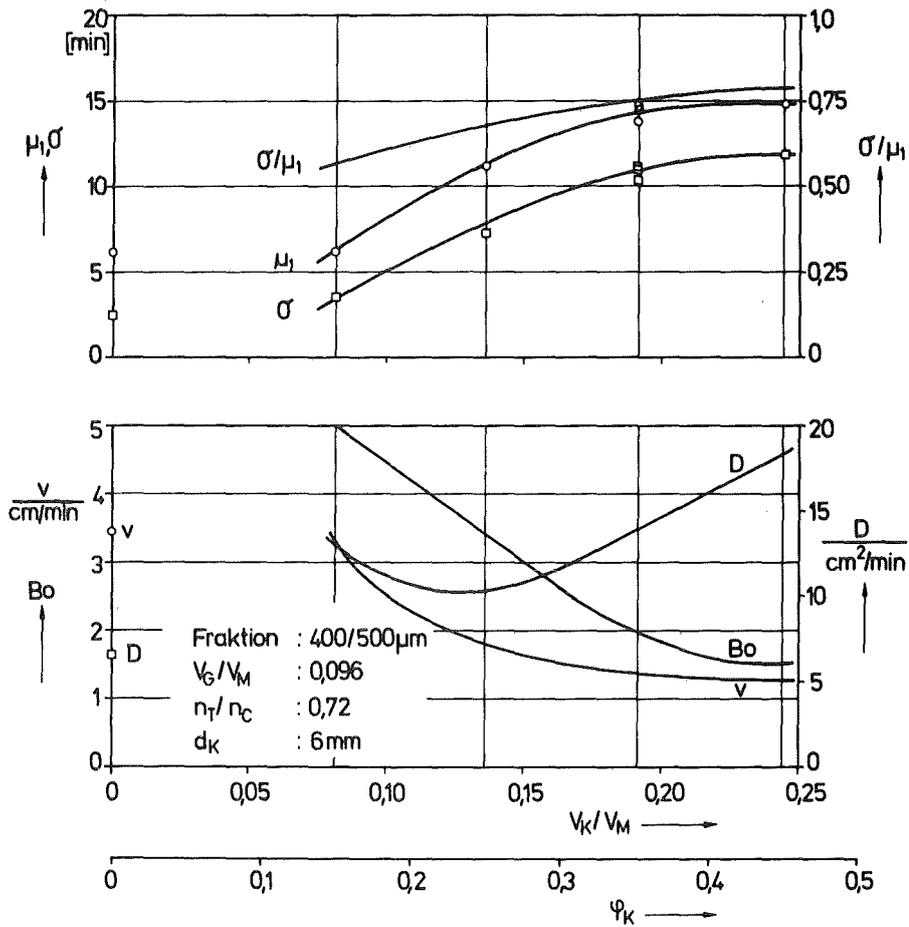


Abb. 86: Einfluß der Kugelfüllung auf Verweilzeitspektrum und Transportkoeffizienten bei konstanter Gutfüllung

bzw. abnehmender Mahlgutkonzentration. Die mittlere Verweilzeit verzeichnet zwischen $\varphi_K = 0,15$ und $0,45$ einen erheblichen Zuwachs von ca. 9 min. Beim Übergang von der kleinsten Kugelfüllung zum Betrieb ohne Kugeln bleibt der Wert der mittleren Verweilzeit von 6 min unverändert, während sich die Standardabweichung um 1 min verringert.

Bedingt durch den starken Anstieg der Aufenthaltszeit sinkt die mittlere Geschwindigkeit von $3,4 \text{ cm/min}$ bei der kleinsten auf $1,3 \text{ cm/min}$ bei der größten Kugelfüllung ab. Der Verlauf des Dispersionskoeffizienten ist gekennzeichnet durch eine geringe Axialvermischung mit $D = 10 \text{ cm}^2/\text{min}$ bei einem Volumenverhältnis $V_K/V_M \approx 0,12$. Eine Steigerung der Kugelfüllung

auf $V_K/V_M = 0,245$ bzw. $\varphi_K = 0,45$ hat eine Zunahme der Dispersion auf $D = 18 \text{ cm}^2/\text{min}$ zur Folge; dies entspricht der stärker werdenden Axialvermischung bei abnehmender Mahlgutkonzentration, vgl. Abb. 85. Andererseits bewirkt die Verringerung der Kugelfüllung ebenfalls ein Anwachsen des Dispersionskoeffizienten auf $13 \text{ cm}^2/\text{min}$ bei $V_K/V_M = 0,082$. Im Vergleich dazu ergibt sich für $V_K/V_M = 0$ ein niedrigerer Wert von $D = 7 \text{ cm}^2/\text{min}$. Es ist daher zu erwarten, daß sich zwischen diesen beiden Betriebsbedingungen ein Maximum des Dispersionskoeffizienten ausbildet. Dies deckt sich mit den Befunden anderer Autoren [40], [41], die finden, daß durch Zugabe von Kugeln das Gut stärker durchmischt wird und bereits bei niedrigen Kugelfüllungsgraden $\varphi_K < 0,1$ Maximalwerte erreicht werden.

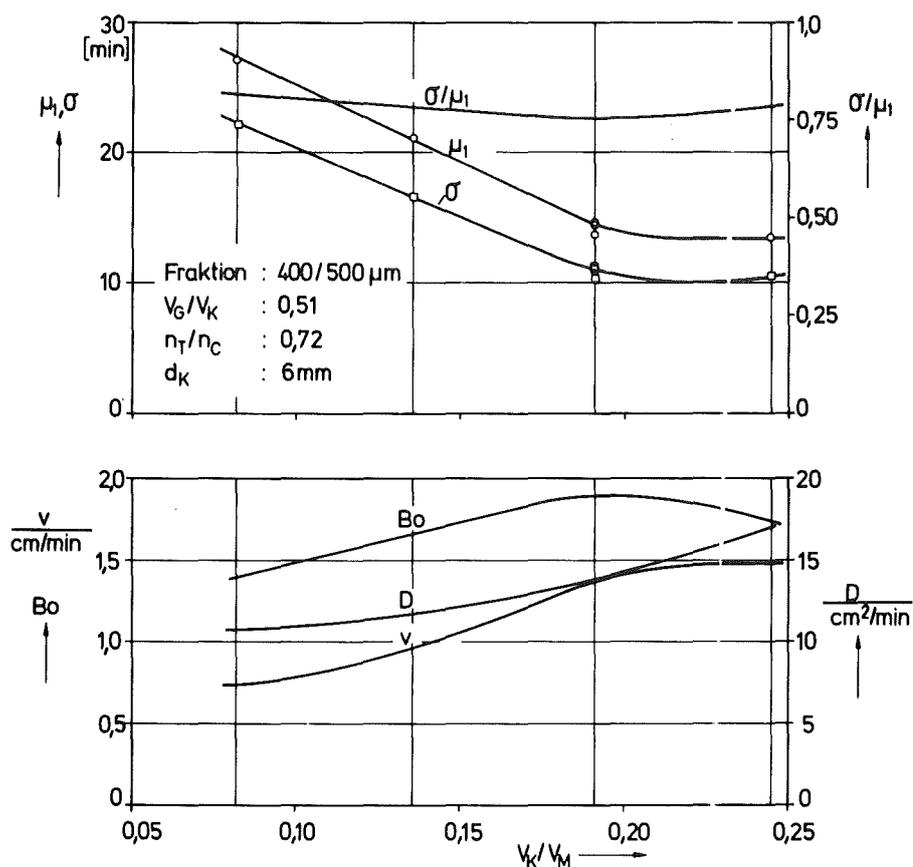


Abb. 87: Einfluß der Kugelfüllung auf Verweilzeitspektrum und Transportkoeffizienten bei konstantem Mahlgutfüllungsgrad

In Abb. 87 ist der Einfluß der Kugelfüllmenge auf die Gutbewegung bei einem konstanten Volumenverhältnis $V_G/V_K = 0,51$ dargestellt. Dies entspricht einem Mahlgutfüllungsgrad $\varphi_G = 1$, der beim Kugelmühlenbetrieb als optimale Einstellung angesehen wird. Aus dem Verlauf der Kenngrößen μ_1 und σ folgt, daß bei den größten Kugelfüllungen $V_K/V_M = 0,191$ und $0,245$ das Mahlgut nahezu das gleiche Verweilzeitverhalten zeigt. Verringert man das Kugelvolumen auf 8,2 % des Mühlenvolumens, so hat dies eine beträchtliche Verzögerung der Gutbewegung zur Folge; die mittlere Aufenthaltszeit wächst von 13 min auf mehr als den doppelten Wert von ca. 28 min an. Die Standardabweichung ändert sich in analoger Weise, womit sich ein nahezu gleichbleibender Variationskoeffizient ergibt.

Zunehmende Kugelfüllungen bei gleichbleibendem Mahlgutfüllungsgrad fördern sowohl konvektiven Transport als auch die Axialvermischung. Dies läßt sich aus dem Verlauf der stochastischen Koeffizienten v und D ableiten, die sich beide mit steigendem Kugelfüllungsgrad vergrößern. Die mittlere Partikelgeschwindigkeit erhöht sich beim Übergang von $V_K/V_M = 0,082$ auf $V_K/V_M = 0,245$ von ca. 0,75 cm/min auf 1,5 cm/min, der Dispersionskoeffizient von $10,5 \text{ cm}^2/\text{min}$ auf $17 \text{ cm}^2/\text{min}$. Die Bo-Zahl weist Werte zwischen 1,4 und 1,9 auf.

Abb. 88 zeigt den Zusammenhang zwischen Drehzahl und den Kenngrößen des Verweilzeitspektrums bzw. den Transportkoeffizienten. Die mittlere Verweilzeit μ_1 wächst von 9 min beim Drehzahlverhältnis $n_T/n_C = 0,3$ auf einen maximalen Wert von 14,5 min bei $n_T/n_C = 0,72$. Bei weiterer Drehzahlsteigerung auf 85 % des kritischen Wertes reduziert sich die Aufenthaltszeit wieder leicht auf 13 min. Ähnlich verläuft die Funktion $\sigma = f(n_T/n_C)$. Der Variationskoeffizient σ/μ_1 vergrößert sich dagegen ständig mit der Drehzahl von 0,6 auf 0,8.

Daraus folgt eine unterschiedliche Abhängigkeit der Transportkoeffizienten von der Füllungs-drehzahl. Während sich die mittlere Geschwindigkeit um etwa 40 % von 2,3 cm/min bei $n_T/n_C = 0,3$ auf einen nahezu konstanten Wert von 1,4 cm/min

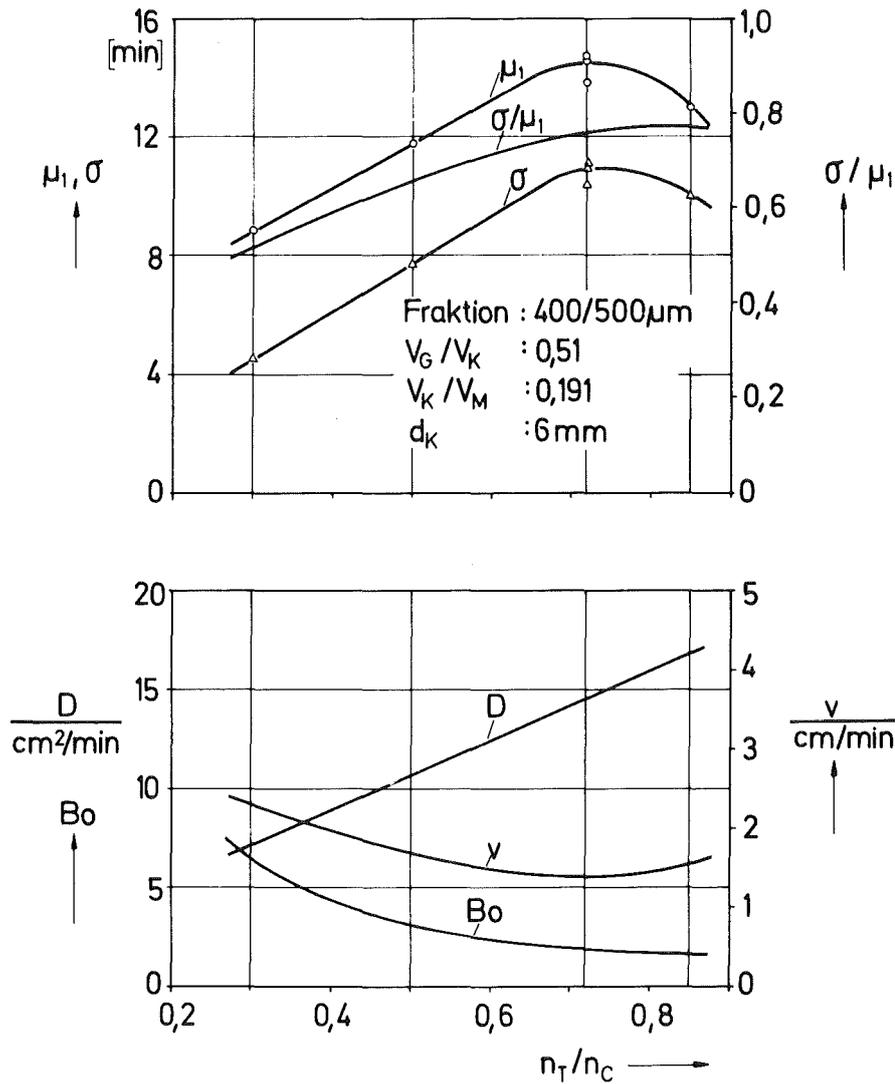


Abb. 88: Einfluß der relativen Rohrdrehzahl auf Verweilzeit-spektrum und Transportkoeffizienten

für $n_T/n_C > 0,6$ verringert, ergibt sich bezüglich der Axialvermischung ein Einfluß derart, daß der Dispersionskoeffizient im untersuchten Drehzahlbereich von 7,5 cm²/min auf 17,5 cm²/min anwächst. Die aufgrund intensiver werdender Axialdispersion stark zurückgehende Bo-Zahl kennzeichnet ein sich dem des idealen Mischers annäherndes Bewegungsverhalten.

Zur Beurteilung des Drehzahleinflusses werden die bereits im Zusammenhang mit den Drehrohrexperimenten diskutierten Verschiebungsgrößen Δs bzw. $\Delta^2 s$ betrachtet. Sie sind in Abb. 89

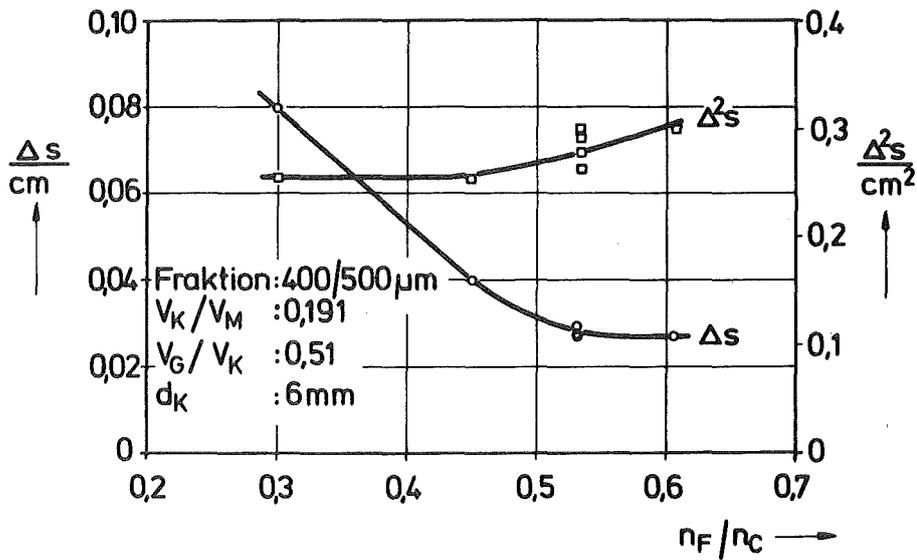


Abb. 89: Mittlere axiale Verschiebung und mittleres Abweichungsquadrat der Axialverschiebung als Funktion der relativen Füllungs-drehzahl

als Funktion des Drehzahlverhältnisses n_F/n_C dargestellt, wobei die als Meßpunkte eingetragenen Werte den Einzelexperimenten entstammen. Man erkennt folgende Tendenzen: Die konvektive Bewegung, charakterisiert durch die mittlere axiale Verschiebung pro Umdrehung Δs , wird bei abnehmender Drehzahl gefördert und wird für $n_F/n_C > 0,5$ von ihr unabhängig. Der Verschiebungsweg Δs liegt dabei in der Größenordnung der Partikelabmessung. Der Verlauf der pro Umdrehung erzeugten axialen Dispersion $\Delta^2 s$ läßt erkennen, daß die Mischvorgänge von der Drehzahl nahezu unbeeinträchtigt bleiben.

Die Kugelgröße ist von ausschlaggebender Bedeutung für die Verweilzeitverteilung des Mahlgutes. Diese Feststellung läßt sich aufgrund der in Abb. 90 dargestellten Zusammenhänge zwischen Verweilzeit- bzw. Transportkenngrößen und dem Kugeldurchmesser d_K treffen. Durch den Einsatz kleinerer Kugeln verschiebt sich das Spektrum zu höheren Verweilzeiten und verbreitert sich. Beide Effekte sind beträchtlich. Die Ver-

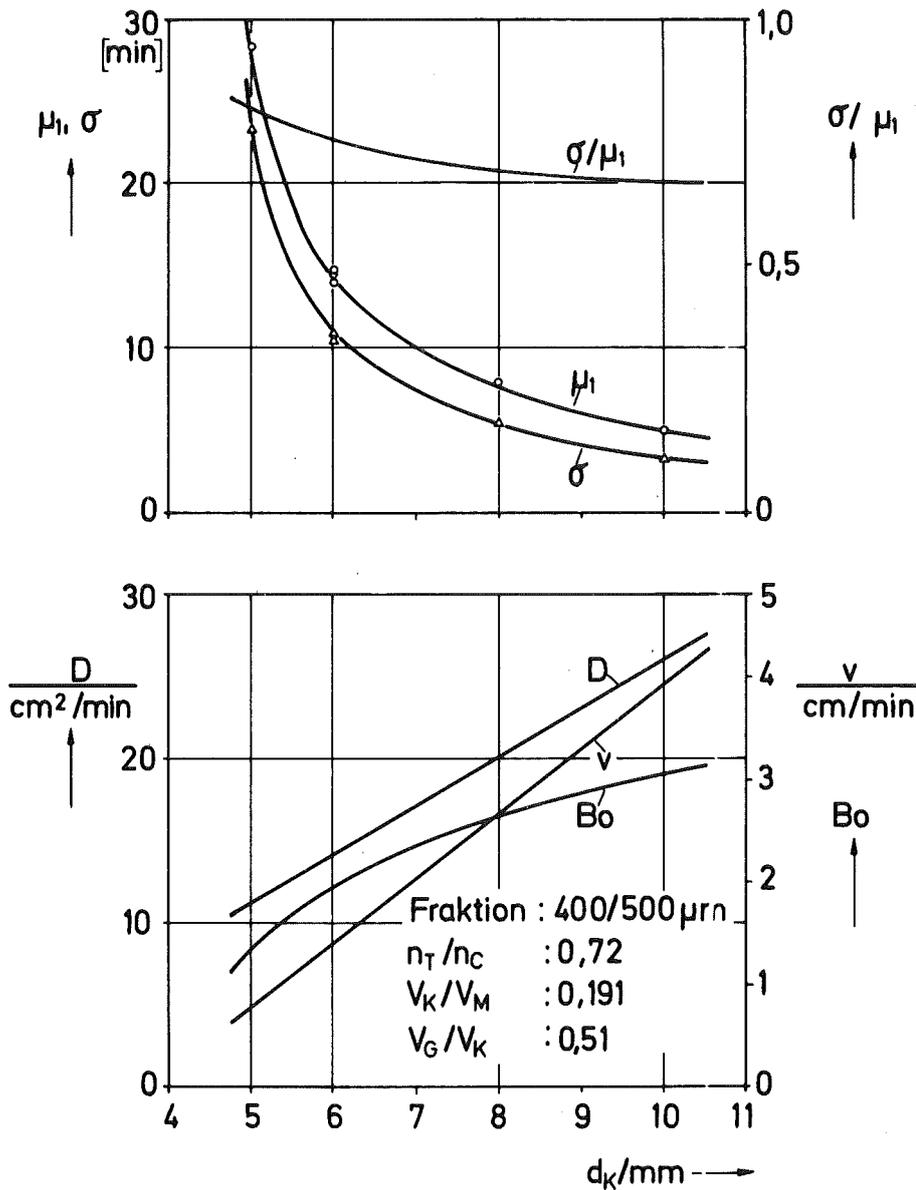


Abb. 90: Einfluß der Kugelgröße auf Verweilzeitspektrum und Transportkoeffizienten

ringerung der Kugelgröße um die Hälfte von 10 mm auf 5 mm bewirkt einen Anstieg der mittleren Verweilzeit auf nahezu den sechsfachen Wert von 5 min auf 29 min. Ein ähnlich starkes Anwachsen kennzeichnet den Verlauf der Standardabweichung σ .

Für beide Transportkoeffizienten v und D folgt daraus eine Zunahme mit der Kugelgröße, d. h. größere Kugeln fördern sowohl den konvektiven Transport als auch die Axialvermischung.

Die mittlere Geschwindigkeit v wächst von 0,7 cm/min bei der kleinsten Kugelgröße $d_K = 5$ mm auf 4 cm/min bei $d_K = 10$ mm. Einen weniger ausgeprägten, doch ebenfalls deutlichen Anstieg von $11 \text{ cm}^2/\text{min}$ auf $26 \text{ cm}^2/\text{min}$ weist der Dispersionskoeffizient D auf. Die Zunahme der Bodensteinzahl trotz zunehmender Dispersion ist auf den stärkeren Zuwachs der Geschwindigkeit zurückzuführen.

Die Abhängigkeit des Materialtransports von der Partikelgröße wurde bei unterschiedlicher Mahlgutfüllung und Kugelgröße studiert, wobei die Siebfraktionen $250/315 \mu\text{m}$, $400/500 \mu\text{m}$ und $630/800 \mu\text{m}$ als Mahlgut eingesetzt wurden. Die Auftragung der Meßergebnisse erfolgt wiederum über dem Medianwert x_{50} der Korngrößenverteilung.

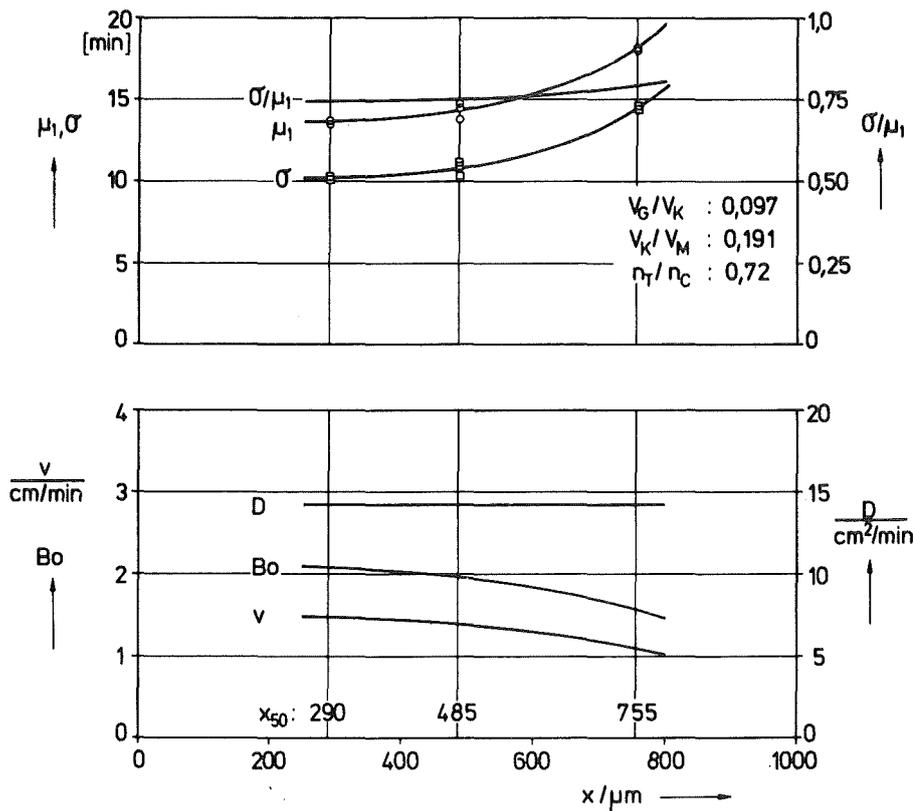


Abb. 91: Einfluß der Partikelgröße auf Verweilzeitspektrum und Transportkoeffizienten bei der zentralen Versuchseinstellung

Abb. 91 enthält die Resultate für die zentralen Versuchsbedingungen. Es ist zu sehen, daß mit zunehmender Partikelgröße Mittelwert und Standardabweichung der Verweilzeitverteilung progressiv ansteigen. Der geringen Zunahme der mittleren Verweilzeit von ca. 13,5 auf 14,5 min bei der Fraktion 400/500 μm gegenüber 250/315 μm folgt für die größte Fraktion ein merklicher Anstieg auf 18 min. Die Standardabweichung verhält sich ähnlich.

Die Kurvenverläufe der Modellparameter lassen erkennen, daß die Korngröße nur einen begrenzten Einfluß auf den Mahlguttransport ausübt. Obgleich sich die mittleren Partikelabmessungen im untersuchten Bereich um den Faktor 2,5 vergrößern, sinkt die mittlere Geschwindigkeit lediglich von 1,5 cm/min bei $x_{50} = 290 \mu\text{m}$ auf 1,1 cm/min bei $x_{50} = 755 \mu\text{m}$ ab. Die Intensität der Axialvermischung bleibt bei diesen Betriebsbedingungen von der Änderung der Partikelgröße unberührt, man erhält für alle Kornklassen einen mittleren Wert von $D \approx 14 \text{ cm}^2/\text{min}$.

Auch bei geänderten Einstellungen bleibt dieser für die zentralen Versuchsbedingungen gefundene Zusammenhang zwischen Partikelgröße und den stochastischen Koeffizienten erhalten. Dieser Sachverhalt geht aus Abb. 92 hervor, in der die Modellkenngrößen v , D und B_0 für unterschiedliche Volumenverhältnisse $V_G/V_K = 0,42, 0,51, 0,66$ bei einem Kugelfüllungsgrad $V_K/V_M = 0,191$ als Funktion der Korngröße aufgetragen sind. Im oberen Teildiagramm ist bei allen Gutfüllmengen die diskutierte Abnahme der mittleren Geschwindigkeit in Richtung größerer Teilchen zu beobachten. Weiterhin findet man, daß bei allen Fraktionen die Erhöhung der Gutfüllung eine Steigerung der Geschwindigkeit bewirkt.

Beim Übergang von der Gutfüllung $V_G/V_K = 0,51$ auf 0,66 sinkt der Wert des Dispersionskoeffizienten für alle Kornklassen in gleichem Maße von $14 \text{ cm}^2/\text{min}$ auf ca. $12 \text{ cm}^2/\text{min}$. Jedoch zeigt sich bei Reduzierung der Füllmenge auf ein Volumenver-

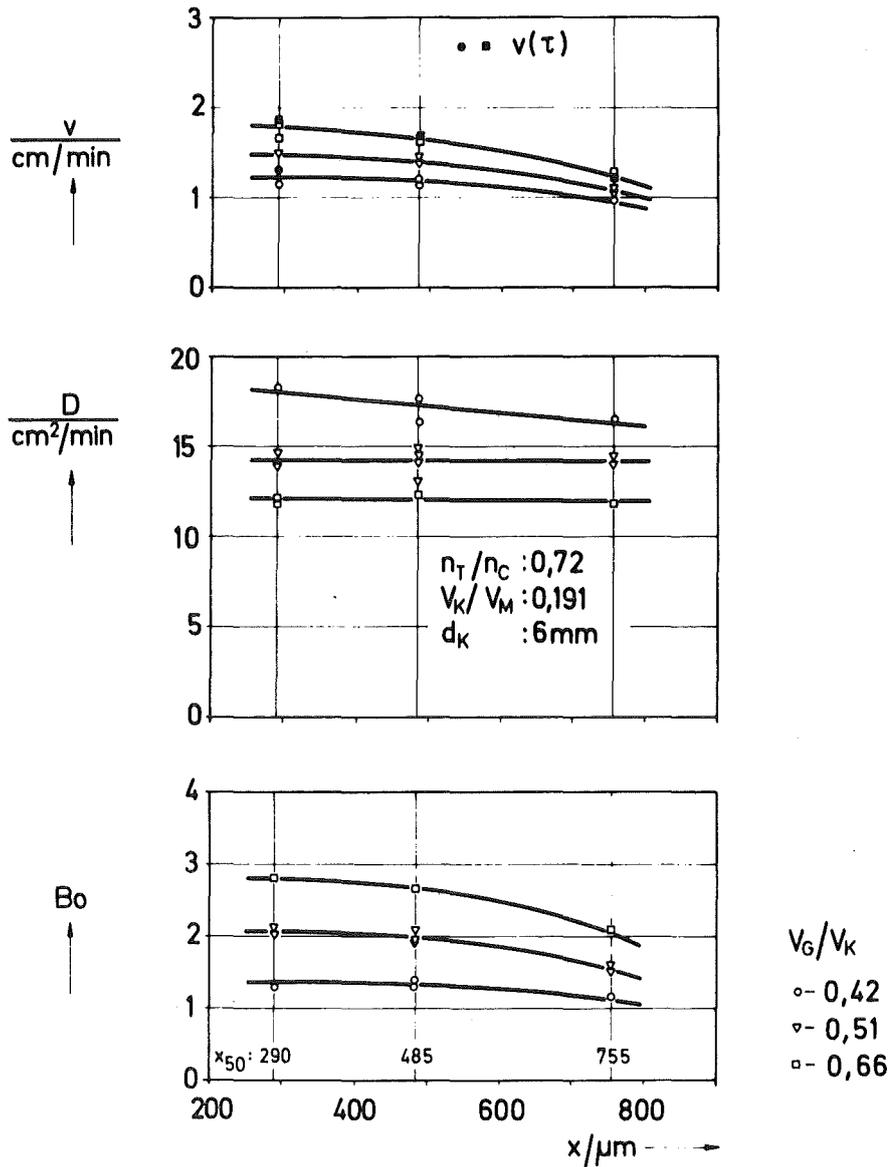


Abb. 92: Abhängigkeit der Transportkoeffizienten von der Partikelgröße bei unterschiedlicher Füllmenge

hältnis $V_G/V_K = 0,41$ eine geringe Korngrößenabhängigkeit derart, daß kleinere Partikeln stärker vermisch werden. Der Dispersionskoeffizient erhöht sich dabei von $16 \text{ cm}^2/\text{min}$ auf $18 \text{ cm}^2/\text{min}$ mit abnehmender Partikelgröße. Der Verlauf der Bo-Zahl im unteren Teilbild wird bei konstanten Dispersionskoeffizienten durch die Abhängigkeit der mittleren Geschwindigkeit von Partikelgröße und Füllmenge bestimmt.

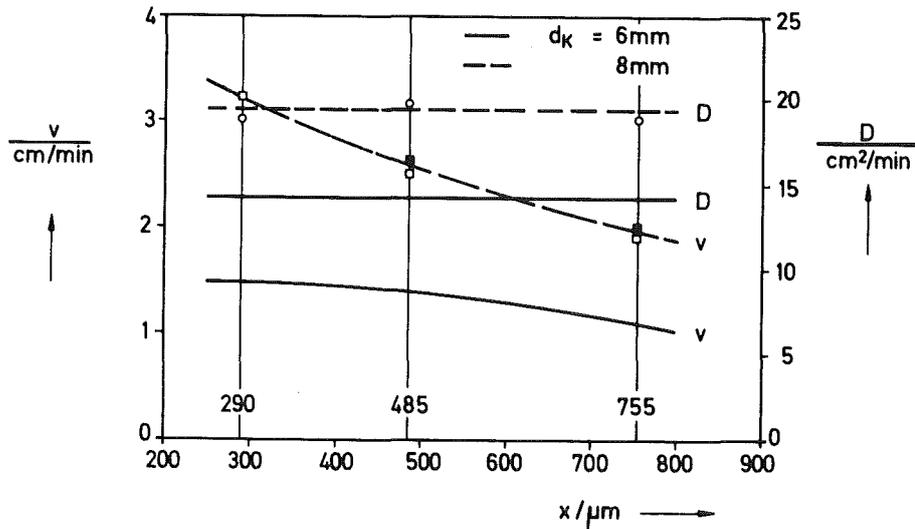


Abb. 93: Abhängigkeit der Transportkoeffizienten von der Partikelgröße bei unterschiedlicher Kugelgröße

Ein ähnliches Bild der Transportkoeffizienten ergibt sich beim Betrieb mit Kugeln anderer Größe, vgl. Abb. 93. Gegenüber den Ergebnissen mit 6 mm-Kugeln erhöht sich der Dispersionskoeffizient für alle Fraktionen gleichermaßen von $14,2 \text{ cm}^2/\text{min}$ auf ca. $20 \text{ cm}^2/\text{min}$. Die Korngrößenabhängigkeit der mittleren Geschwindigkeit verstärkt sich bei 8 mm-Kugeln. Dies bedeutet für feinere Partikeln einen höheren Geschwindigkeitszuwachs gegenüber dem Betrieb mit 6 mm-Kugeln.

Die nachfolgende Diskussion der Ergebnisse aus den Kugelmühlenexperimenten stützt sich auf die bereits im Zusammenhang mit den Drehrohrversuchen dargelegte Vorstellung, daß beide Transportarten überwiegend in unterschiedlichen Raumbereichen auftreten: Die Konvektion geschieht in der Aufstiegszone, die Dispersion in der Fall- und Einordnungszone. Die Betriebsbedingungen bestimmen die Aufspaltung der Gutfüllung zwischen beiden Bereichen, weiterhin die Verteilung des Mahlgutes im Aufstiegsgebiet, die im allgemeinen nicht homogen ist sowie die Bewegungsintensität in der Fall- und Einordnungszone.

Hierzu sei auf die in Kap. D.3 aufgeführten Aufnahmen der Kugel/Gut-Füllungen verwiesen.

Die Durchlaufgeschwindigkeit ist außer vom Massenanteil in der Aufstiegszone hauptsächlich von der Porosität der Kugelfüllung an der Austragswand abhängig, während der Beschleunigung in der aufsteigenden Schüttung im allgemeinen nur eine untergeordnete Bedeutung zukommt. Die Vermischung des Materials erfolgt überwiegend durch Stöße mit Kugeln, andere Mechanismen sind vernachlässigbar.

Mit zunehmender Gutfüllung expandiert die Kugelfüllung, wodurch die Gutverteilung zugunsten des Anteils in der Aufstiegszone verschoben wird. Beides bewirkt eine Vergrößerung der mittleren Geschwindigkeit (Abb. 85). Die Abnahme der Dispersion mit wachsender Füllmenge ist eine Folge dessen, daß der an der Axialvermischung beteiligte Gutanteil zurückgeht und die axiale Beweglichkeit in der abgeworfenen Füllung bei höherer Beladung abnimmt.

Die Variation des Kugelfüllungsgrades bei gleichbleibender Füllmenge ist gleichbedeutend mit einer Veränderung des Mahlgutfüllungsgrades, entsprechende Tendenzen zeigen die Transportkoeffizienten (Abb. 86). Bei Verringerung der Kugelfüllung und damit Erhöhung der Mahlgutkonzentration nimmt der Massenanteil in der Aufstiegszone zu. Daraus folgt ein Anstieg der mittleren Geschwindigkeit bei gleichzeitiger Reduzierung der Axialvermischung. Der Rückgang der Dispersion dürfte allerdings auch zu einem Teil auf die geringere Bewegungsintensität in der Fallzone infolge der ebenfalls abnehmenden Füllungs-drehzahl zurückzuführen sein. Die bei sehr kleinen Kugelfüllungen feststellbare Zunahme der Dispersion läßt sich mit der großen axialen Beweglichkeit der vergleichsweise wenigen Kugeln in der Fallzone erklären. Aus der Zunahme der mittleren Geschwindigkeit mit wachsender Kugelfüllung bei konstantem Mahlgutfüllungsgrad (Abb. 87) folgt, daß sich bei Erhöhung des Kugel/Gut-Gemisches die radiale Mahlgutverteilung

zugunsten des Anteils in der Aufstiegszone verschiebt. Dieser Effekt ist unerwartet, zumal die Füllungs-drehzahl ansteigt. Als Ursache für die trotz Abnahme des in der Abwärtsphase befindlichen Materialanteils sich verstärkende Axialvermischung ist die anwachsende Drehzahl der Füllung verantwortlich, die eine Vergrößerung der Fallzone und Intensivierung der Kugelstöße bewirkt.

Die Drehzahl beeinflusst in starkem Maße die Massenanteile in Aufstiegs- und Fall- bzw. Einordnungszone, sowie die Verteilung des Mahlgutes über den Aufstiegsbereich. Bei niedrigen Drehzahlen konzentriert sich das Material im mittleren Bereich der Füllung, was zu einer Auflockerung der Kugeln und zu einer Verbesserung des Durchflusses führt. Mit zunehmender Drehzahl verteilt sich das Mahlgut zunächst gleichmäßig über den Querschnitt und konzentriert sich schließlich bei hohen Drehzahlen in den Randzonen. Damit ist ein Anstieg des Gutanteils in der Fallzone verbunden, was zur Folge hat, daß einerseits der Durchsatz und bei gleichbleibender Gutfüllung die Geschwindigkeit geringer wird und andererseits sich die Axialvermischung erhöht. Letztere wird außerdem durch die zunehmende Bewegungsintensität in der Fallzone noch verstärkt.

Größere Kugeln fördern sowohl Konvektion als auch Dispersion. Entsprechend den Erkenntnissen des Modells zur Durchsatzberechnung vergrößert sich die Geschwindigkeit mit wachsenden Verhältnissen Kugelgröße / Partikelgröße und Kugelgröße / Bohrungsweite. Mit zunehmenden Kugelabmessungen vergrößert sich die Porosität der Kugelfüllung an der Austragswand. Daraus ergibt sich einmal ein geringerer Teil der Öffnungen, der von den Kugeln blockiert wird, gleichzeitig wird der Einzugsbereich der Öffnungen weniger stark eingeschränkt. Weiterhin ist zu beobachten, daß die Größe der Aufstiegszone mit der Kugelgröße zunimmt. Diese Effekte führen zusammen zu einem raschen Anstieg der Durchlaufgeschwindigkeit mit größer werdenden Kugeln. Die Zunahme der Dispersion ist durch die ungeordnetere Bewegung größerer Kugeln und damit des Mahlguts

im Abwurfgebiet bedingt. Der dabei von den Kugeln durch Stöße auf das Mahlgut übertragene Impuls nimmt mit deren Masse zu. Ein starker Anstieg der Dispersion mit wachsendem Verhältnis Kugel- / Partikelmasse folgt ebenfalls aus den Modellrechnungen von Frühwein [54], der bei der Simulation ebenfalls davon ausgeht, daß sich die Axialvermischung beim Fall- und Auftreffvorgang vollzieht.

Der Einfluß der Partikelgröße auf die Transportgeschwindigkeit zeigt die erwartete Tendenz (Abb. 91 ÷ 93). Die bei allen Versuchseinstellungen beobachtete Reduzierung der Geschwindigkeit bei gröberen Fraktionen ist einerseits auf die Abnahme des Quotienten aus Kugeldurchmesser und Partikelgröße (d_K/x) zurückzuführen, woraus sich eine Erhöhung des von den Kugeln bedeckten Anteils an der gesamten Öffnungsfläche ergibt. Zum anderen verringert sich ebenfalls der Quotient aus Öffnungsdurchmesser und Partikelgröße (d_B/x), was eine Reduzierung der effektiven Öffnungsweite bedeutet. Der Grad der Abhängigkeit des Durchflusses von der Partikelgröße wird von den Reibungsverhältnissen mitbestimmt. Die Dispersion wird von der Korngröße nicht, dagegen von der Kugelgröße stark beeinflußt. Daraus folgt, daß die Vermischung nicht nur vom Quotienten (d_K/x), sondern von der Partikelgröße selbst abhängt. Man findet für $d_K/x = \text{const}$ einen Anstieg des Dispersionskoeffizienten mit der Partikelgröße, der auf einen zunehmenden Massenanteil in der Fallzone hinweist.

Die Gegenüberstellung der Ergebnisse von Drehrohr und Kugelmühle zeigt, daß die Abhängigkeit der mittleren Geschwindigkeit von der Partikelgröße bei der Kugelmühle geringer ist und der beim Drehrohr beobachtete teilweise starke Einfluß auf die Axialdispersion praktisch vollständig fehlt. Der Vergleich der Materialgeschwindigkeiten in beiden Apparaturen wird weitgehend von der Kugelgröße bestimmt. Die von Abouzeid [43] festgestellte Verringerung der mittleren Partikelgeschwindigkeit durch Einsatz von Kugelfüllungen ist zu

erwarten und bestätigt sich auch hier für kleine Kugelgrößen. Interessant ist demgegenüber jedoch die Beobachtung, daß bei vergleichbaren Betriebseinstellungen die Geschwindigkeit in der Kugelmühle die im Drehrohr auch erheblich übersteigen kann: Man findet für die Fraktion 400/500 μm bei $\mathcal{P} = 0,34$ und $n_T/n_G = 0,72$ einen Wert von $v \approx 2,5$ cm/min, dagegen ergibt sich bei gleicher Drehzahl mit $\mathcal{P}_K = 0,35$ und $\mathcal{P}_G = 1$ bei 10 mm-Kugeln eine Geschwindigkeit von ca. 4 cm/min. Dieser zunächst überraschende Befund ist einfach zu erklären: Der Durchsatz in der Kugelmühle, der durch die Porosität der Kugelfüllung an der Wand bestimmt wird, verringert sich bei großen Kugeln nur wenig gegenüber dem Drehrohrbetrieb. Demgegenüber reduziert sich jedoch die Materialmenge in der Mühle, die von der mittleren Porosität der Kugelfüllung abhängig ist, erheblich gegenüber der Drehrohrfüllung, wodurch entsprechend $v = L \cdot \dot{M} / M_G$ die Geschwindigkeit ansteigt.

F. Anmerkungen zum Dispersionsmodell

Bei der Anwendung des Dispersionsmodells zur Beschreibung des Materialtransports in Drehrohren und Kugelmühlen wird im allgemeinen davon ausgegangen, daß die Ortsunabhängigkeit der stochastischen Koeffizienten näherungsweise erfüllt ist. Es ist jedoch einsichtig, daß infolge geänderter Mitnahmebedingungen an den begrenzenden Stirnwänden sowie aufgrund deren reflektierender Eigenschaften die Platzwechselwahrscheinlichkeit der Partikeln in Wandnähe beeinflußt wird. Weiterhin ist die unter den Randbedingungen des rückvermischungsfreien Ein- und Austritts des Schüttgutes vom Modell vorhergesagte gleichmäßige Massenverteilung innerhalb des Reaktionsraumes im allgemeinen nicht zu beobachten. Daher kann eine exakte Gültigkeit des Modells nicht erwartet werden.

Aufschluß über die Ortsabhängigkeit von Konvektion und Dispersion geben vergleichbare Verweilzeitexperimente bei unterschiedlicher Apparatelänge. Bei erfüllten Modellvoraussetzungen, d. h. konstanten stochastischen Koeffizienten besteht Proportionalität zwischen Rohrlänge und der Bo-Zahl. Derartige Untersuchungen zur Längenabhängigkeit wurden am Drehrohr bei mittleren Betriebseinstellungen ($n_T/n_C = 0,72$; $\varphi = 0,34$ bzw. $V_G/V_M = 0,203$) bei Apparatelängen von 200 ÷ 1000 mm mit der Siebfraktion 400/500 μm durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Tab. 13 enthalten und in Abb. 94 wiederum in Form der stochastischen Kenngrößen sowie der Transportkoeffizienten als Funktion der dimensionslosen Rohrlänge L/D_M aufgetragen. Daraus ist ein proportionaler Anstieg der mittleren Verweilzeit mit der Drehrohrlänge abzulesen. Der Wert für μ_1 erhöht sich von ca. 8 min bei $L/D_M = 1$ auf nahezu 42 min bei $L/D_M = 5$. Demgegenüber zeigt die Standardabweichung σ , die lediglich von 5 min auf etwa 8 min zunimmt, eine vergleichsweise geringe Abhängigkeit. Dieser unterschiedliche Zuwachs führt zu einer beträchtlichen Reduzierung des Variationskoeffizienten σ/μ_1 bei längeren Anordnungen.

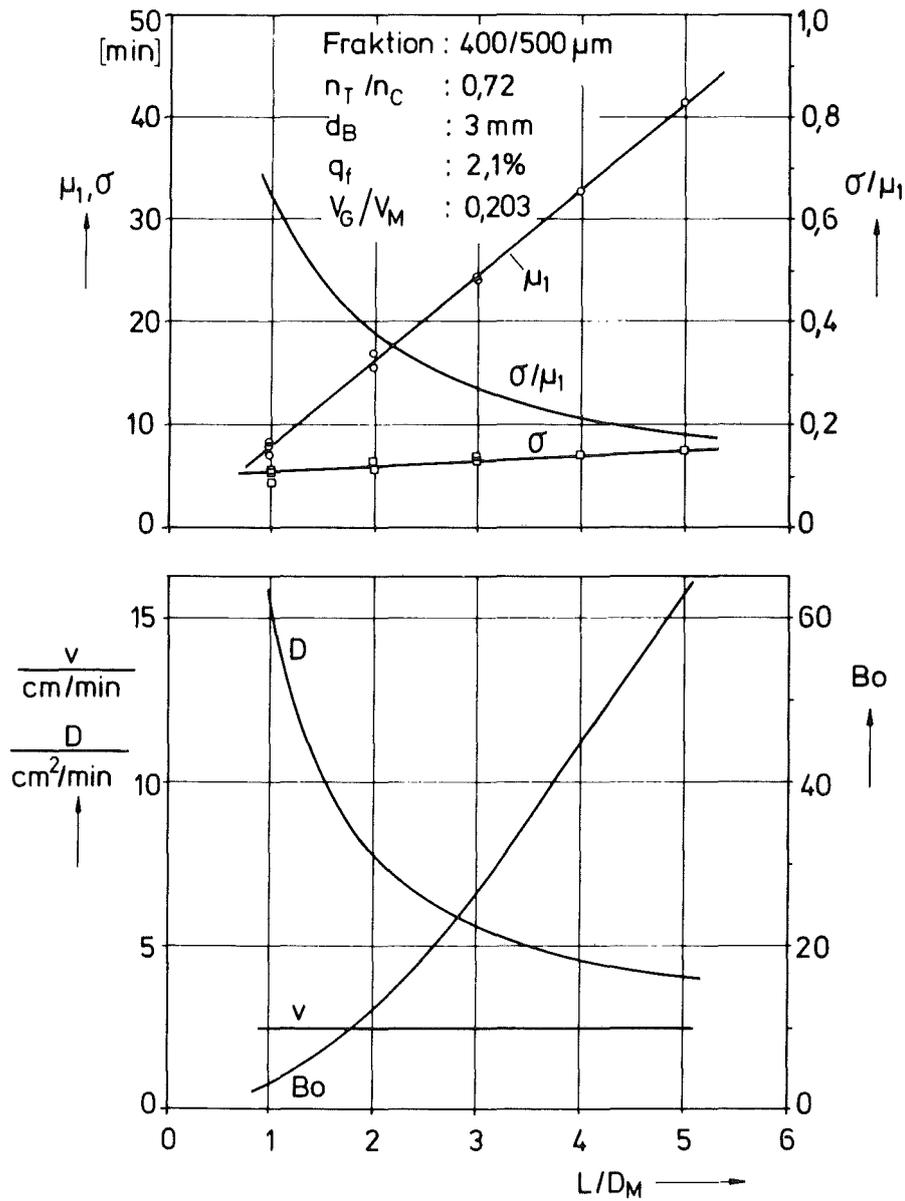


Abb. 94: Einfluß der Drehrohrlänge auf Verweilzeitspektrum und Transportkoeffizienten

Aus der linearen Beziehung zwischen mittlerer Verweilzeit und Rohrlänge folgt eine gleichbleibende mittlere Geschwindigkeit v . Dagegen findet man eine starke Abhängigkeit des Dispersionskoeffizienten, für den bei Verkürzung des Rohres von $L/D_M = 5$ auf $L/D_M = 1$ ein Anstieg von $4 \text{ cm}^2/\text{min}$ auf $15 \text{ cm}^2/\text{min}$ zu verzeichnen ist. Damit geht die bei konstanten

Koeffizienten v und D bestehende Proportionalität zwischen dem Modellparameter B_0 und der Rohrlänge verloren. Aus der Unabhängigkeit der Partikelgeschwindigkeit von der Rohrlänge ist zu schließen, daß sich kein ausgeprägter Gutgradient entlang der Drehrohrachse ausbildet. Die bei kürzeren Anordnungen zunehmend wirkungsvollere Axialvermischung weist auf beträchtliche Stirnwandeffekte hin, die nicht mehr vernachlässigt werden können.

L/D_M	μ_1 min	σ/μ_1	t_{50} min	v cm/min	D cm ² /min	B_0
1	8,0	0,645	6,8	2,5	14,5	3,5
	7,2	0,641	6,2	2,8	14,9	3,5
	8,1	0,650	6,9	2,5	14,7	3,4
2	16,9	0,382	15,3	2,4	7,5	12,7
	15,6	0,370	14,9	2,6	7,6	13,4
3	24,4	0,280	23,1	2,5	6,0	24,4
	24,3	0,274	23,8	2,6	5,8	25,3
4	32,8	0,213	32,0	2,4	4,5	42,1
5	41,6	0,179	41,2	2,4	3,9	61,3

Tab. 13: Ergebnisse der Verweilzeitexperimente zur Längenabhängigkeit

Genauere Aussagen sind möglich, wenn die Apparatur nicht als "black box" behandelt wird, indem man nur das Verweilzeit-spektrum betrachtet, sondern auch Vorgänge im Innern der Anlage analysiert werden. Diese Möglichkeit bietet in besonderem Maße die hier verwendete Radiotracer-Meßtechnik, mit deren Hilfe lokal zeitliche Konzentrationsverläufe meßbar sind, ohne den Prozeß durch den Meßvorgang zu stören. Die Ergebnisse derartiger Messungen an verschiedenen Meßebenen sind in den

Abb. 95 ÷ 98 angegeben, wobei jeweils Mittelwert μ_1^* und Standardabweichung σ^* der Konzentrationsverteilung als Funktion der dimensionslosen Ortskoordinate λ angegeben sind. Für Anordnungen der Länge $L/D_M = 1, 2$ und 3 entspricht jeder eingezeichnete Meßpunkt dem Mittelwert aus zwei Einzelmessungen.

Um Aufschluß über die Übereinstimmung zwischen Modell und Messungen im Innern der Apparatur zu erhalten, wurden unter Zugrundelegung der aus dem Verweilzeitspektrum bestimmten Transportkoeffizienten die theoretischen Verläufe der Kenngrößen μ_1^* und σ^* des Konzentrationsspektrums entlang der Rohrachse berechnet und als durchgezogene Linie in den Abb. 95 ÷ 98 eingetragen. Daneben enthalten diese Abbildungen zum Vergleich ebenfalls den Verlauf von Mittelwert μ_1 und Standardabweichung σ der Verweilzeitverteilung innerhalb des Drehrohrs, die sich, wie bereits an anderer Stelle [1] diskutiert, vom Konzentrationsspektrum unterscheidet. Die Abweichung zwischen beiden Verteilungen wird bei kleinerer Rohrlänge, d. h. stärkerer Vermischung größer und wächst entlang der Rohrachse in Richtung des Guteintrags. Aus den Modellkurven ist außerdem abzulesen, daß innerhalb des Reaktionsraums der Variationskoeffizient sowohl des Konzentrations- als auch des Verweilzeitspektrums Werte größer als eins annehmen kann.

Der Vergleich zwischen den statistischen Kenngrößen der gemessenen Konzentrationsverteilungen und dem Verlauf der entsprechenden Modellfunktionen läßt Folgendes erkennen: Für den Mittelwert μ_1^* zeigt sich eine weitgehend gute Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung. Die Standardabweichung der Spektren dagegen weist im Bereich des Guteintrags einen zu hohen Wert gegenüber der Modellfunktion auf. Im weiteren Verlauf allerdings ist ein stärkerer Anstieg der berechneten gegenüber der aus Messungen gewonnenen Standardabweichung zu bemerken, was dazu führt, daß der Modellwert zum Auslauf hin allmählich unterschritten wird. Dieser Effekt wird aufgrund der höheren Meßstellenzahl entlang des Drehrohres erst bei längeren Anordnungen deutlich.

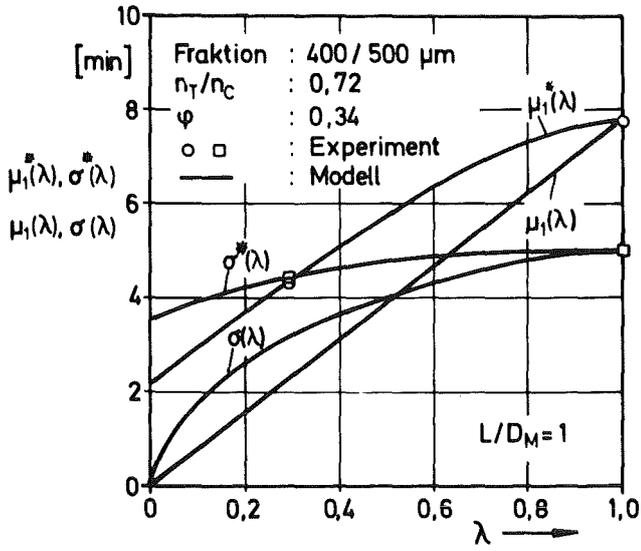


Abb. 95

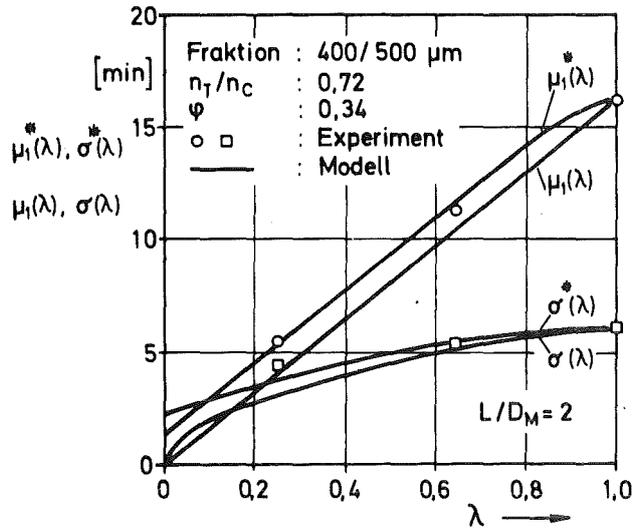


Abb. 96

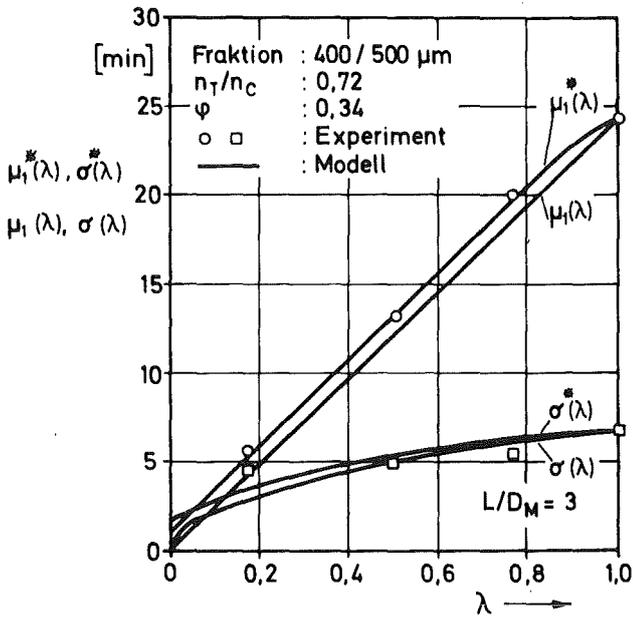


Abb. 97

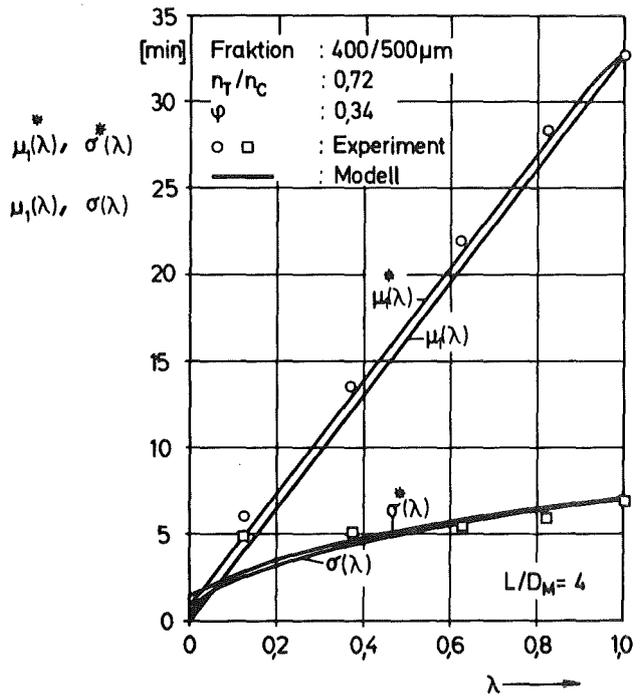


Abb. 98

Abb. 95÷98: Mittelwert und Standardabweichung der zeitlichen Konzentrationsverteilung und des Verweilzeitpektrums als Funktion der dimensionslosen Ortskoordinate bei $L/D_M = 1 \div 4$

Berechnet man aus den Kenngrößen der örtlichen Konzentrationsverteilungen entlang der Rohrachse jeweils den im Bilanzraum $(0, \lambda)$ als konstant angenommenen Dispersionskoeffizienten, so ergibt sich der in Abb. 99 für $L/D_M = 4$ dargestellte prinzipielle Verlauf. Die im Bereich des Eintrags feststellbare intensive Axialvermischung verringert sich mit zunehmender Bilanzraumlänge und steigt erwartungsgemäß im Bereich der Ausstragswand wieder leicht an. Ein ähnlich charakteristischer Verlauf für den längs der Mühlenachse berechneten Dispersionskoeffizienten ist ebenfalls bei Paulsen | 47 | für unterschiedliche Mühleneinstellungen zu finden.

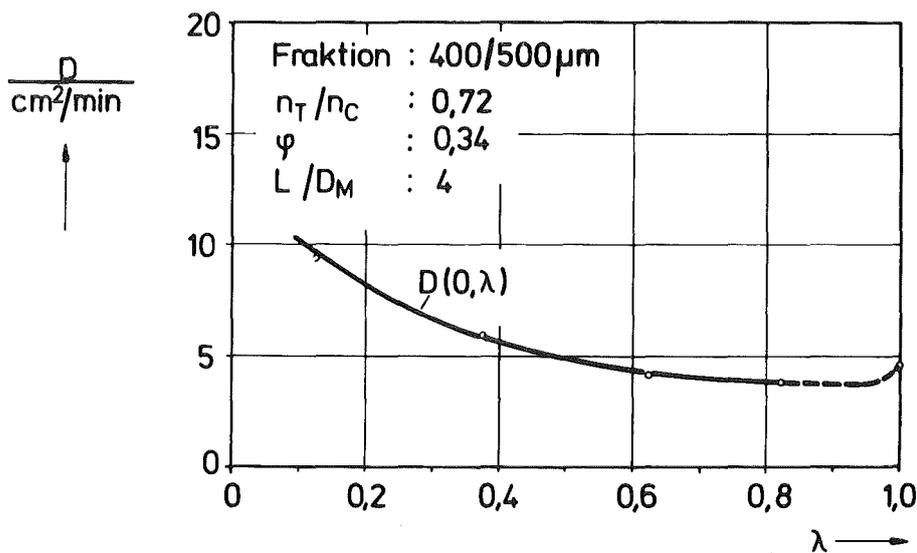


Abb. 99: Dispersionskoeffizient als Funktion des dimensionslosen Abstands vom Eintrag

Die in den obigen Abbildungen dargestellten Sachverhalte bestätigen die Vorstellung der in den Wandzonen gestörten Partikelbewegung und einer sich im mittleren Bereich der Apparatur befindlichen, von Wandeffekten unbeeinflussten Zone geringerer Axialvermischung, deren Ausdehnung mit der Apparatelänge zunimmt. Versuchsweise Auswertungen der Konzen-

trationsspektren zwischen benachbarten Meßpositionen aus Abb. 95 ÷ 98 zur Bestimmung des lokalen Dispersionskoeffizienten innerhalb des ungestörten Bereichs sowohl unter den hier benutzten Randbedingungen als auch für den Fall des unendlich ausgedehnten Strömungsrohres | 55 | ergaben praktisch übereinstimmende Werte, die sich zwischen $0,9 \text{ cm}^2/\text{min}$ und $2,2 \text{ cm}^2/\text{min}$ bewegen. Dies läßt sich als Hinweis darauf werten, daß innerhalb dieser Zone die Ortsunabhängigkeit des Dispersionskoeffizienten gegeben ist.

In der Nähe von Eintrags- und Austragswand ist eine unterschiedliche Beeinflussung der Partikelbewegung zu vermuten, da aufgrund der verschiedenartigen geometrischen Ausbildung beider Wände sowie infolge der Durchlässigkeit der Austragswand sich die Reflexionseigenschaften und die Mitnahmebedingungen ändern. Die im Bereich des Gutzulaufs beobachtete starke Axialvermischung dürfte allerdings größtenteils auf die Wirkung der Materialeinspeisung zurückzuführen sein. Der Eintrag des Quarzsandes erfolgt im Zentrum der Stirnseite unter einem Winkel von 45° gegenüber der Rohrachse, wobei der Gutstrahl mit erheblicher Geschwindigkeit auf die bewegte Füllung im Drehrohrinnern auftrifft. Durch den Aufprallvorgang wird der impulsförmig aufgegebene Markierstoff augenblicklich aufgespalten, wobei ein Teil sofort in die Schüttung eindringt, während andere Partikeln an dieser reflektiert oder gestreut werden. Weiterhin bewirkt der vom eintretenden Materialstrom auf die Schüttung übertragene Impuls eine Störung der geordneten Füllungsbewegung. Es ist anzunehmen, daß die Beeinträchtigung des Materialumlaufs von der radialen Bewegungsweise der Füllung abhängt. Während die lediglich umwälzende Füllung nur unwesentlich in ihrer Bewegung gestört werden dürfte, ist mit einer starken Veränderung der Füllungsbewegung zu rechnen, wenn beispielsweise der Gutstrahl mit den äußeren, partikelreichen Bahnen in der Fallzone kollidiert. In diesem Fall ist mit wachsendem Durchsatz eine zunehmende Störung der bewegten Füllung zu erwarten. Auf diesen Sachverhalt wurde bereits an anderer

Stelle (vgl. Kap. E) hingewiesen, um die dort bei mittlerem Drehzahlverhältnis $n_T/n_C = 0,72$ beobachtete starke Abhängigkeit des Dispersionskoeffizienten (Abb. 80), die aufgrund der photographischen Aufnahmen nicht erkennbar war, deuten zu können. Trifft es zu, daß die höhere Axialdispersion bei feineren Fraktionen überwiegend eine Folge des höheren Massenstroms und der damit stärker gestörten Bewegungsweise der Füllung ist, so muß sich bei größerer Rohrlänge die Partikelgrößenabhängigkeit abschwächen. Ein Vergleich zwischen dem bei $L/D_M = 1$ und $L/D_M = 3$ gefundenen Zusammenhang ist in Abb.100 angestellt. Man erkennt, daß beim längeren Rohr der Einfluß der Partikelgröße reduziert wird. Allerdings ist auch festzustellen, daß selbst bei größerer Rohrlänge Effekte im Anlaufbereich sich noch bemerkbar machen, die erst bei sehr großen Rohrlängen vernachlässigt werden können.

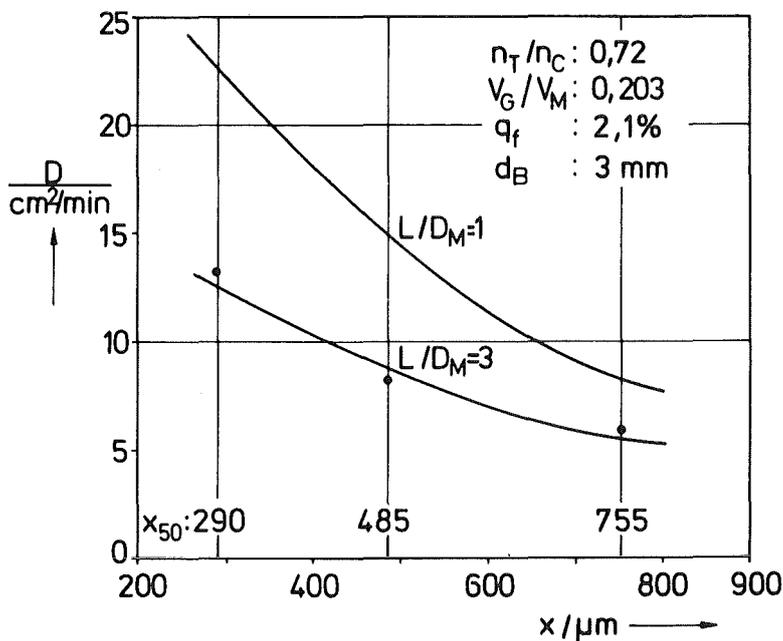


Abb.100: Einfluß der Drehrohrlänge auf die Partikelgrößenabhängigkeit bei $n_T/n_C = 0,72$ und $V_G/V_M = 0,203$

Beim Betrieb mit Kugelfüllungen ist zu erwarten, daß die Längenabhängigkeit des axialen Dispersionskoeffizienten weniger stark ausfällt. Insbesondere dürfte die Störung der Füllbewegung im Bereich des eintretenden Gutstromes durch die Anwesenheit der axial wenig beweglichen Kugeln erheblich gedämpft werden. Diese Vermutung wird durch Tracerexperimente mit $L/D_M = 2$ bestätigt. Untersuchungen bei größeren Rohrlängen sind wenig sinnvoll, da infolge der stark ansteigenden Aufenthaltszeiten der Anteil an zerkleinerten Partikeln im Austrag nicht mehr vernachlässigt werden kann. Bei mittleren Betriebs-einstellungen ($\varphi_k = 0,35$; $\varphi_G = 1$; $n_T/n_C = 0,72$) und 8 mm-Kugeln ist bei Verlängerung der Mühle von 200 mm auf 400 mm für die Fraktion 400/500 μm ein leichter Anstieg des Dispersionskoeffizienten von $20 \text{ cm}^2/\text{min}$ auf $23 \text{ cm}^2/\text{min}$ festzustellen. Gleichzeitig damit fällt die mittlere Geschwindigkeit von $2,4 \text{ cm}/\text{min}$ auf $1,7 \text{ cm}/\text{min}$ ab. Diese Geschwindigkeitsabnahme beim längeren Rohr ist auf eine sich längs der Rohrachse einstellende Inhomogenität der Mahlgutverteilung zurückzuführen, die eine Materialverarmung im Bereich der Austragswand zur Folge hat. Durch das Absinken des Gutpegels verringern sich Durchsatz und Geschwindigkeit. Dies läßt sich aus Messungen der stationären Mahlgutverteilung entlang der mit Mahlkugeln betriebenen Mühle |80| mit $L/D_M = 3$ ableiten, die zeigen, daß bei den vorliegenden Betriebseinstellungen sich das Material ungleichmäßig in der Mühle verteilt und in den Zonen nahe der Stirnwände verarmt. Dieser Effekt verschwindet bei großen Kugeln und hohen Füllmengen, er verstärkt sich bei abnehmender Kugelgröße und Gutfüllung merklich. Aus Abb. 101, in der die aus Durchsatzkennlinien gewonnene, auf die dimensionslose Rohrlänge bezogene mittlere Aufenthaltszeit über dem Volumenverhältnis V_G/V_M aufgetragen ist, geht hervor, daß der Geschwindigkeitsunterschied zwischen $L/D_M = 1$ und 2 sich mit kleiner werdender Füllmenge vergrößert.

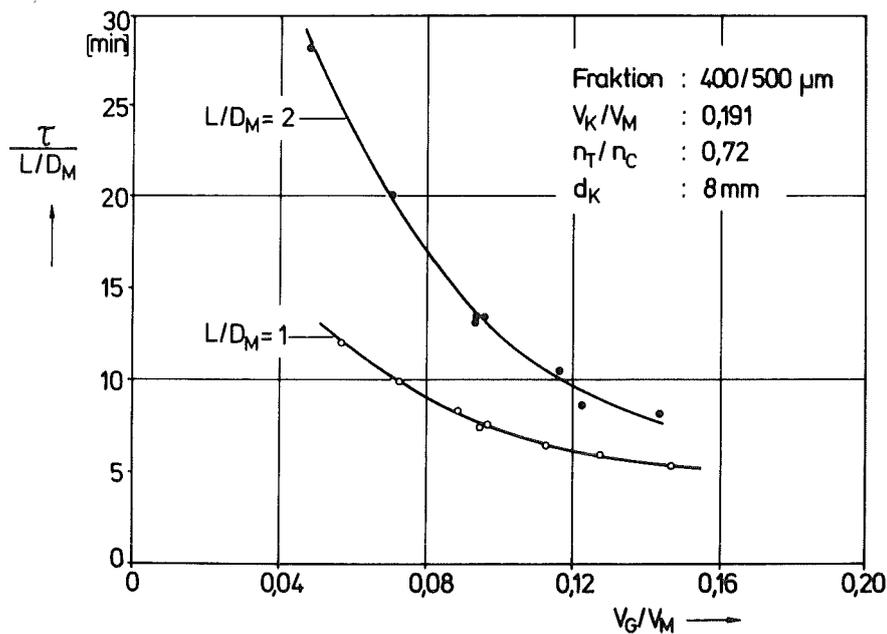


Abb.101: Mittlere Verweilzeit als Funktion der Gutfüllung bei unterschiedlicher Rohrlänge

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß das Dispersionsmodell mit konstanten Transportkoeffizienten bei den vorliegenden Untersuchungen die Transportvorgänge in Drehrohr und Kugelmühle nur näherungsweise wiedergibt. Ursachen sind Wandeinflüsse sowie Anlaufvorgänge insbesondere beim Drehrohr und eine ungleichmäßige axiale Mahlgutverteilung bei der Kugelmühle, die vom Modell nicht erfaßt werden und die bewirken, daß sich der Bewegungsmechanismus lokal ändert. Zur genaueren Beschreibung der realen Verhältnisse im Apparateinnern ist es erforderlich, örtliche Gegebenheiten durch ortsabhängige Transportkoeffizienten zu berücksichtigen. Die Radioatracermessungstechnik bietet hierzu in einzigartiger Weise die Möglichkeit, detaillierte Kenntnisse über den Schüttguttransport auch in engsten Zonen längs der Apparatur zu erhalten.

Zusammenfassung

Im ersten Teil der Arbeit wird ein Modell zur Berechnung des Durchsatzes durch Drehrohre und Kugelmühlen entwickelt, das von der Vorstellung ausgeht, daß der Materialaustritt aus der Apparatur im Bereich der Aufstiegszone erfolgt. Beim Passieren dieses Bereiches fließt das Material unter der Wirkung der lokal veränderlichen Beschleunigung durch die Öffnungen der Austragswand aus. Zur Durchsatzberechnung ist daher die Kenntnis der Aufstiegszone, des Beschleunigungsfeldes sowie der Gesetzmäßigkeiten für den Ausfluß durch die Öffnungen erforderlich.

Die von den Betriebsbedingungen abhängige Form und Größe der Aufstiegszone des Materials wird mittels Modellrechnungen aus der Literatur und aus photographischen Aufnahmen der bewegten Füllung erhalten, daraus läßt sich das Beschleunigungsfeld ermitteln.

Die Bestimmung der Gesetzmäßigkeiten des Materialausflusses erfolgt experimentell an Öffnungen in vertikalen Wänden eines Schüttgutbunkers, wobei die Ergebnisse mit dimensionsanalytischen Ansätzen verknüpft werden.

Im Fall der Kugelmühle ist zu beachten, daß die Mahlkörper den Einzugsbereich der Öffnungen einschränken und den Auslaufmassenstrom verringern. Hierzu wird aus der gemessenen Abhängigkeit des Materialausflusses von der Materialhöhe senkrecht zur Öffnungsfläche in Verbindung mit dem Porositätsverlauf der Kugelfüllungen in Wandnähe eine Beziehung abgeleitet, die eine Abschätzung der durch die Kugeln hervorgerufenen Reduzierung des Massenstroms erlaubt.

Die nach der Modellgleichung für ein breites Parameterfeld berechneten Durchsätze stimmen in ihrer Tendenz durchweg gut mit den Ergebnissen aus entsprechenden Drehrohr- und Kugelmühlenexperimenten überein, was die dem Modell zugrundegeleg-

ten Vorstellungen grundsätzlich bestätigt. Aus dem quantitativen Vergleich zwischen Meß- und Rechenwerten folgt, daß die am Versuchsbunker gewonnenen Ausflußgesetzmäßigkeiten bei der Übertragung auf die Öffnungen der bewegten Wand eine Korrektur erfordern. Diese Korrektur zeigt sich für ein betrachtetes Material als von den Betriebsbedingungen praktisch unabhängig.

An einem Beispiel aus der Literatur wird nachgewiesen, daß das Modell zur Abschätzung des Durchsatzes bei Betriebsmühlen verwendbar ist.

Der zweite Teil der Arbeit beschäftigt sich mit dem Transportverhalten enger Quarzsandfraktionen in einem Modelldrehrohr bzw. einer Modellkugelmühle. Zur Bestimmung der Partikelbewegung dient eine Radiotracer-Meßtechnik, die vollkommene Identität zwischen Tracer und Versuchsmaterial gewährleistet und berührungslose Konzentrationsmessungen entlang des Transportweges ermöglicht. Die Auswertung der Verweilzeitverteilungen geschieht nach dem Dispersionsmodell, wobei die Momentenmethode angewendet wird.

Das Transportverhalten wurde in Abhängigkeit folgender Einflußgrößen untersucht: Gutfüllmenge, Partikelgröße, Rohrdrehzahl und -länge beim Drehrohr und zusätzlich Kugelfüllmenge und Kugelgröße bei der Kugelmühle. Um bei dieser die Partikelgrößenabhängigkeit des Transports bestimmen zu können, wurden leichte, nicht zerkleinernde Kugelfüllungen eingesetzt. Die aus den Experimenten gefundenen Zusammenhänge zwischen den Transportkoeffizienten und den Versuchsparametern sind nachfolgend tendenzmäßig zusammengestellt.

Drehrohr

Füllmenge: Mit wachsender Füllmenge ist eine leichte Abnahme der mittleren Geschwindigkeit zu verzeichnen. Der Zusammenhang zwischen Füllmenge und Dispersionskoeffizienten wird

maßgeblich von der Drehzahl bestimmt. Während bei geringen Drehzahlen kein Einfluß vorliegt, bilden sich bei mittleren und höheren Drehzahlen charakteristische Abhängigkeiten aus.

Drehzahl: Die Geschwindigkeit zeigt schwach ausgeprägte Maximalwerte im mittleren Drehzahlbereich und verringert sich zu höheren und niedrigen Drehzahlen. Die Axialvermischung wird mit zunehmender Drehzahl wesentlich intensiver.

Partikelgröße: Die mittlere Geschwindigkeit verlangsamt sich bei Zunahme der Partikelgröße. Die Wirkung der Partikelgröße auf die Axialdispersion ist unterschiedlich. Bei niedrigen und hohen Drehzahlen liegt im wesentlichen kein Einfluß vor, dagegen beobachtet man bei mittlerer Drehzahl, daß Partikeln feinerer Aufabefraktionen sich stärker vermischen.

Die bei den engen Aufabefraktionen beobachtete Partikelabhängigkeit des Transports ändert sich, wenn diese Kornklassen sich als Bestandteil eines Kollektivs durch das Drehrohr bewegen. Entmischungserscheinungen führen zu einem Anstieg der mittleren Geschwindigkeit der Partikeln mit deren Größe.

Kugelmühle

Mahlgutfüllmenge: Die Steigerung der Mahlgutfüllmenge bewirkt eine Zunahme der Materialgeschwindigkeit und eine Verminderung der Intensität der Axialvermischung.

Kugelfüllmenge: Die Erhöhung der Kugelfüllung bei konstantem Mahlgutfüllungsgrad hat zur Folge, daß mittlere Geschwindigkeit und Dispersionskoeffizient größer werden. Demgegenüber verzögert sich die Materialbewegung, wenn die Kugelfüllung bei gleichbleibender Mahlgutmenge erhöht wird.

Mühlendrehzahl: Durch zunehmende Drehzahl wird die Mahlgutgeschwindigkeit gesenkt und werden gleichzeitig Vermischungsprozesse beträchtlich gefördert.

Kugelgröße: Der Kugeldurchmesser ist die dominierende Einflußgröße. Mit zunehmender Kugelgröße wird das Mahlgut intensiver vermischt und insbesondere erheblich schneller transportiert. Bei großen Kugeln kann die Materialgeschwindigkeit in der Kugelmühle diejenige im Drehrohr weit übersteigen.

Partikelgröße: Die Partikelgröße besitzt nur einen begrenzten Einfluß auf den Transport. Größere Partikeln durchlaufen die Mühle langsamer, wobei die Geschwindigkeitsabhängigkeit geringer als beim Drehrohr ausfällt. Die Axialdispersion zeigt praktisch keine Abhängigkeit von der Partikelgröße.

Die Ergebnisse zum Materialtransport lassen sich weitgehend zusammenhängend deuten, wenn von folgenden Vorstellungen ausgegangen wird: 1) Die durch die mittlere Geschwindigkeit gekennzeichnete Konvektion erfolgt vorwiegend in der Aufstiegszone. Sie wird hauptsächlich durch den darin enthaltenen Massenanteil, die Fließeigenschaften des Materials, das Verhältnis Partikelgröße/Öffnungsweite und im Falle der Kugelmühle durch die Kugelporosität an der Wand bestimmt. 2) Die Axialvermischung erfolgt überwiegend in der Fall- und Auftreffzone. Sie ist abhängig vom Massenanteil und der Bewegungsintensität in diesem Bereich. Die Verteilung des Materials über den Querschnitt und die Bewegungsintensität in der Fallzone werden entscheidend von den Betriebsbedingungen beeinflusst.

Drehrohrexperimente bei unterschiedlicher Rohrlänge ergeben eine von dieser unabhängigen Axialgeschwindigkeit und einen Anstieg des Dispersionskoeffizienten bei kürzer werdender Apparatur. Durch Konzentrationsmessungen entlang der Rohrachse konnte gezeigt werden, daß dieser Effekt auf eine intensive Vermischung im Bereich der Stirnwände zurückzuführen ist. Bei der Kugelmühle ist nur ein geringer Einfluß der Rohrlänge auf die Dispersion festzustellen, jedoch verringert sich die Materialgeschwindigkeit bei längerer Mühle.

Symbole

A	Aktivität
A_A	Querschnittsfläche der Gutaufstiegszone
A_A^*	normierte Querschnittsfläche der Gutaufstiegszone
A_{AK}	Querschnittsfläche der Kugelaufstiegszone
A_S	Sättigungsaktivität
A_O	Aktivität bei Bestrahlungsende
A'_O	Aktivitätsausbeute
a	lokale Beschleunigung in der Aufstiegszone
a^*	normierte lokale Beschleunigung
$a_m^{*0,5}$	Mittelwert der Wurzel aus der normierten Beschleunigung in der Aufstiegszone
a_S^*	normierte Beschleunigung im Schwerpunkt der Aufstiegszone
B_o	Bodenstein-Zahl
b	Breite des Förderbandes
C_{BU}	Parameter der Barth-Uggla-Spirale
c	Spurstoffkonzentration (Kap. C)
c	dimensionsloser Massenstrom (Kap. D)
c_D	dimensionsloser Massenstrom durch Austragswandöffnungen
c_K, c_{KB}, c_{KS}	dimensionsloser Massenstrom durch Kreisöffnungen ("B" = Bodenöffnung; "S" = Seitenöffnung)
c_S, c_{SB}, c_{SS}	dimensionsloser Massenstrom durch Schlitzöffnungen
D	Dispersionskoeffizient
D_B	Bunkerdurchmesser
D_M	Rohrinnendurchmesser

d	Wandstärke von Bunker bzw. Austragswand
$d_{B,eff}$	effektiver Durchmesser der Kreisöffnung
d_h	mittlerer hydraulischer Porenkanaldurchmesser
d_k	Kugelgröße
d_Z	Meßzylinderdurchmesser
E_γ	Energie der γ -Strahlung
$E(t^n)$	Erwartungswert
F_R	Reibungskraft
f	zulässiger Fehler
g	Erdbeschleunigung
h'	senkrechter Abstand zur Öffnung in der Bunker-seitenwand
h'_o	Grenze der Abhängigkeit des Auslaufmassenstroms vom Abstand h'
h_G	Höhe der Gutbeladung auf dem Förderband
I	Impulsmenge nach Untergrundkorrektur
I_i	Impulsmenge im Meßkanal "i"
I_{ges}	Gesamtimpulsmenge
i	Meßkanalnummer
$k(z,t)$	Konzentrationspektrum
k	Öffnungskorrektur
k'	dimensionslose Öffnungskorrektur
$k_K, k_{KB}, k_{KS},$ k'_K, k'_{KB}	Öffnungskorrektur bzw. dimensionslose Öffnungs-korrektur bei der Kreisöffnung ("B" = Boden-öffnung; "S" = Seitenöffnung)
$k_S, k_{SB}, k_{SS},$ k'_S, k'_{SB}	Öffnungskorrektur bzw. dimensionslose Öffnungs-korrektur bei der Schlitzöffnung
L	Rohrlänge
L_S	Schlitzlänge
M	Masse

M_{AK}	Masse der aufsteigenden Kugelfüllung
M_G	Gutfüllmenge
M_K	Kugelfüllmenge
M_T	Masse im Totraum
\dot{M}	Durchsatz
\dot{M}_K	Massenstrom durch Kreisöffnungen
\dot{M}_S	Massenstrom durch Schlitzöffnungen
m_K	mittlere Kugelmasse
m_N	Masse des Ausgangsnuklids
$m_n(z)$	n-tes Moment der Aufenthaltswahrscheinlichkeitsdichte
m_P	Probemasse
m_T	mittlere Partikelmasse
\dot{m}_K	spezifischer Massenstrom durch Kreisöffnungen
$\dot{m}_{K,eff}$	spezifischer Massenstrom durch Kreisöffnungen (effektive Öffnungsfläche)
\dot{m}_S	spezifischer Massenstrom durch Schlitzöffnungen
$\dot{m}_{S,eff}$	spezifischer Massenstrom durch Schlitzöffnungen (effektive Öffnungsfläche)
N	Gesamtzahl der Austragswandöffnungen
N'	Anzahl der durchflossenen Austragswandöffnungen
n	Drehzahl
n_C	kritische Rohrdrehzahl
n_F	Drehzahl der aufsteigenden Füllung
n_T	Rohrdrehzahl
n_i	Zahl der Austrittsöffnungen auf dem Teilkreisradius r_i
p	Steglänge

$Q_3(x)$	Massenverteilungsfunktion
$q(z,t)$	normierter Indikatormassenstrom, Verweilzeit- spektrum
q_f	Öffnungsverhältnis
R_M	Meßrate
R_N	Nettoimpulsrate
R_U	Untergrundrate
r	Radius
r_D	Radius des Davis-Kreises
r_i	Teilkreisradius
r_{BU}	Abstand vom Pol der Barth-Uggla-Spirale
r_o	Abwurf- bzw. Laufkreisradius
S	mittlerer quadratischer Fehler
s	Schlitzbreite
s_{eff}	effektive Schlitzbreite
s'	Hilfsgröße zur Übertragung von Boden- auf Seitenausfluß
s^*	wirksame Schlitzbreite
Δs	mittlere Axialverschiebung pro Umdrehung
$\Delta^2 s$	mittleres Abweichungsquadrat der Axialver- schiebung pro Umdrehung
T	Halbwertszeit
t	Zeit
t_A	Abklingzeit
t_B	Bestrahlungsdauer
t_i	Meßzeit am Ende des Meßkanals "i"
Δt	Meßzeitintervall
V_G	Volumen der Gutfüllung
V_K	Volumen der Kugelfüllung

V_M	Rohrinnenvolumen
v	Konvektionskoeffizient, mittlere Geschwindigkeit
v_B	Geschwindigkeit des Förderbandes
$w(z,t)$	Dichte der Aufenthaltswahrscheinlichkeit
x	Partikelgröße
x_{50}	Medianwert der Partikelgrößenverteilungsfunktion
z	Ortskoordinate
Δz_E	Breite des Meßvolumens
α	Winkelkoordinate
α_d	dynamischer Böschungswinkel
α_s	statischer Böschungswinkel
α_o	Ablösewinkel
α_u	Begrenzungswinkel der Aufstiegszone
β	Öffnungswinkel
$\delta(z)$	Dirac-Funktion
ϵ	Porosität
ϵ_G	Porosität der Gutschüttung
$\epsilon_K, \bar{\epsilon}_K$	Porosität der Kugelschüttung
$\epsilon_{K,min}$	minimale Porosität der Kugelschüttung in Wandnähe
ϵ_K^t	mittlere Porosität im Einzugsbereich der Öffnungen
η	Wirkungsgrad der Meßanordnung
θ	Winkelkoordinate
λ	normierte Ortskoordinate
λ_N^t	Zerfallskonstante
μ	Reibungskoeffizient
μ_G	Koeffizient der inneren Reibung

μ_W	Koeffizient der äußeren Reibung
$\mu_n(\lambda)$	n-tes Moment des Verweilzeitspektrums
$\mu_1(\lambda)$	Mittelwert des Verweilzeitspektrums, mittlere Verweilzeit
$\mu_n^*(\lambda)$	n-tes Moment des Konzentrationsspektrums
$\mu_1^*(\lambda)$	Mittelwert der Konzentrationsverteilung
ξ	Faktor der Beschreibung der Massenstrom- reduzierung durch Kugelfüllungen
ρ	Dichte
ρ_G	Dichte des Materials
ρ_K	Dichte der Kugeln
ρ_S	Schüttdichte
ρ_{SG}	Schüttdichte des Materials
ρ_{SK}	Schüttdichte der Kugeln
ρ^*	normierter Radius
ρ_i^*	normierter Teilkreisradius
$\sigma(\lambda)$	Standardabweichung des Verweilzeitspektrums
$\sigma^*(\lambda)$	Standardabweichung des Konzentrationsspektrums
τ	nominale Verweilzeit
$\phi_K, \phi_S, \phi_1, \phi_2$	Funktionen dimensionsloser Argumente
φ	Gutfüllungsgrad
φ_G	Mahlgutfüllungsgrad
φ_K	Kugelfüllungsgrad
Ψ	Winkel bezüglich des Pols der Barth-Uggla- Spirale
ψ	Sphärizität
ω_C	kritische Winkelgeschwindigkeit des Rohres
ω_F	Winkelgeschwindigkeit der aufsteigenden Füllung

Literatur

- 1 O. Molerus Über die Axialvermischung bei Transportprozessen in kontinuierlich betriebenen Apparaturen
Chem. Ing. Tech. 38 (1966) 2, S. 137/145

- 2 P.V. Danckwerts Continuous flow systems
Chem. Engng. Sci. 2 (1953) 1, S. 1/18

- 3 K. Schönert Mathematische Simulation von Zerkleinerungsprozessen in kontinuierlich betriebenen Mühlen
Habilitationsschrift Universität Karlsruhe 1971

- 4 K. Irmer Zur Auswertung von Verweilzeitspektren mit Hilfe eines Vielparameter-Modells
Isotopenpraxis 6 (1969) 3, S. 99/102

- 5 R.S.C Rogers Use of a Finite-stage Transport Concept for Analyzing Residence Time Distributions of Continuous Processes
R.P. Gardner
AIChE Journal 25 (1979) 2, S. 229/240

- 6 J. Mu The Mixing of Granular Solids in a Rotary Cylinder
D.D. Perlmutter
AIChE Journal 26 (1980) 6, S. 928/934

- 7 R. Nieswand Die numerische Entfaltung mit Anwendung von Spline-Funktionen als eine effektive Methode zur Auswertung von Traceruntersuchungen an Strömungssystemen mit mehreren Meßstellen
W. Pippel
Isotopenpraxis 16 (1980) 4, S. 105/108

- 8 J. Enß Die Wirkung kontinuierlich durchströmter Apparate auf zeitliche Dosierschwankungen am Einlauf
Chem. Ing. Tech. 48 (1976) 2, S. 169

- 9 H. Kipphan Bestimmung von Transportkenngrößen bei Mehrphasenströmungen mit Hilfe der Korrelationsmeßtechnik
Chem. Ing. Tech. 49 (1977) 9, S. 695/707

- 10 K. Ostergaard
M.L. Michelsen On the Use of the Imperfect Tracer Pulse Method for Determination of Hold-up and Axial Mixing
Canad. J. Chem. Engng. 47 (1969) 2, S. 107/112
- 11 W.C. Clements A note on determination of the parameters of the longitudinal dispersion model from experimental data
Chem. Engng. Sci. 24 (1969) S. 957/963
- 12 G. Bub
A. Löwe
K. Dialer Parameter-Ermittlung für Modelle der Selbstvermischung
Chem. Ing. Tech. 42 (1970) 8, S. 535/537
- 13 A.S. Anderssen
E.T. White The Analysis of Residence Time Distribution Measurements Using Laguerre Functions
Canad. J. Chem. Engng. 47 (1969) S. 288/295
- 14 W. Böxkes
H. Hofmann Vor- und Nachteil verschiedener Befragungstechniken zur Analyse des Mischverhaltens in chemischen Reaktoren
Chem. Ing. Tech. 44 (1972) 14, S. 882/889
- 15 M. Richter Eine verbesserte Methode zur Auswertung isotopentechnischer Verweilzeituntersuchungen an Chemieanlagen
Chem. Techn. 25 (1973) 6, S. 327/329
- 16 K. Müller Ein Verfahren zur Auswertung von Verweilzeitspektren in kontinuierlichen Reaktorsystemen nach dem Diffusionsmodell
Chem. Techn. 23 (1971) 2, S. 70/73
- 17 M. Richter Einsatz der Isotopentechnik zur Untersuchung von Stoffaustauschvorgängen und Problemen der Reaktionstechnik
Chem. Techn. 24 (1972) 5, 270/274
- 18 K. Winkler Neuere radioaktive Methoden für verfahrenstechnische Grundlagenuntersuchungen zu Stoffaustausch- und Strömungsvorgängen
Isotopenpraxis 13 (1977) 3, S. 86/90
- 19 A. Merz
H. Vogg Fortschritte verfahrenstechnischer Forschung durch die Radionuklidtechnik
Chem. Ing. Tech. 50 (1978) 1, S. 108/113

- 20 G. Schulze-Pillot Verfahrenstechnische Untersuchungen mit radioaktiven Indikatoren
Verfahrenstechnik 4 (1970) 5, S. 208/212
- 21 R. Otto
P. Hecht Anwendungen der Indikatoranalyse mit radioaktiven Tracern in der Verfahrenstechnik
Isotopenpraxis 16 (1980) 7, S. 224/228
- 22 E. Morch Labelling of Particulate Matter for Tracer Studies in Incinerators, Sedimentation Tanks and Mixers
Int. Journ. Appl. Rad. and Isotopes 28 (1977) S. 889/894
- 23 B.L. Campbell An Improved Technique for Labelling Sand with Au-198
Int. J. Appl. Radiation and Isotopes 14 (1963) S. 286/287
- 24 W.J. Beek
H.J. de Ridder
u.a. Residence time distributions in laminar flows and during the passage of granular solids through rotary kilns
Proceeding of a Symposium, Prague, 21÷25 November 1966, International Atomic Energy Agency, Vienna, 1967, S. 537/549
- 25 R. Schramm Ein Beitrag zur Modellierung des Förderverhaltens von Kugelrohrmühlen
Neue Bergbautechnik 4 (1974) 2, S. 228/233
- 26 A. Merz Untersuchungen zur Axialvermischung in einem kontinuierlich betriebenen Drehrohr mit Isotopenmarkierung
Dissertation Universität Karlsruhe 1973
- 27 K. Runge Eine einfache Methode zur radioaktiven Markierung von Kies
Isotopenpraxis 5 (1969) 2, S. 60/61
- 28 W. Zablotny
M. Lelental
R. Winnicki Die Dynamik der festen Phase im Drehrohrofen
Isotopenpraxis 5 (1969) 12, S. 432/436
- 29 J. Schmitz
A. Merz
H. Kaspers Verfahrenstechnische Untersuchungen an einem Rhenania-Phosphat-Drehofen mit radioaktiven Indikatoren
Chemie-Techn. 9 (1980) 5, S. 229/236

- 30 B.J. Shevtsov
N.N. Kubyshev
u.a. Determination of the rate of movement
of the charge in rotary kilns by means
of radioactive isotopes
Int. Chem. Engng. 11 (1971) 2, S. 252/254
- 31 R.M. Moreira
J.O. Castro
P.E. Aun Grinding operation: Determination of
parameters for size weight distribution
prediction using radioactive tracers
III. Interamerican Conference on Materials
Technology, Rio de Janeiro 1972, S. 277/284
- 32 R.P. Gardner Evaluation of a Radioisotope Tracer Method
for Determination of Simulation Parameters
in Open-Circuit Continuous Ball Mills
Transactions AIME 258 (1975) S. 46/54
- 33 M. Gallyas
M. Hilger u.a. Untersuchungen zur Materialströmung in
Zement-Kreislaufmahlanlagen mit Radio-
isotopen
Zement-Kalk-Gips 33 (1980) 5, S. 240/243
- 34 J. Koga
K. Yamaguchi
I. Inoue Mixing of solid particles of different
density in a horizontal batch mixer.
Measurement of axial diffusion coefficients
Powd. Technol. 26 (1980) 2, S. 127/130
- 35 R. Rutgers Longitudinal mixing of granular material
flowing through a rotating cylinder
Chem. Engng. Sci. 20 (1965) S. 1079/1087,
S. 1089/1100
- 36 A.-Z. Abouzeid
T.S. Mika u.a. Influence of Operating Variables on the
Residence Time Distribution for Material
Transport in a Continuous Rotary Drum
Powd. Technol. 10 (1974) S. 273/288
- 37 V.K. Karra
D.W. Fuerstenau Material Transport in a Continuous Rotary
Drum. Effect of Discharge Plate Geometry
Powd. Technol. 16 (1977) 1, S. 23/28
- 38 G.W. Wes
A. Drinkenburg
S. Stemerding Solids Mixing and Residence Time Distribut-
ion in a Horizontal Rotary Drum Reactor
Powd. Technol. 13 (1976) 2, S. 177/184
- 39 M. Hehl
H. Kröger u.a. Longitudinal Mixing in a Horizontal
Rotary Drum Reactor
Powd. Technol. 20 (1978) S. 29/37

- 40 P.K. Chaudhuri The Effect of Mixing Aids on the
D.W. Fuerstenau Kinetics of Mixing in a Rotary Drum
Powd. Technol. 4 (1970/71) S. 145/150
- 41 K. Shoji Axial Mixing of Particles in Batch Ball
R.H. Hogg Mills
L.G. Austin Powd. Techn. 7 (1973) S. 331/336
- 42 A.-Z. Abouzeid The transport behaviour of particulate
S.H. Swaroop solids flowing through tumbling mills
D.W. Fuerstenau European Symposium Particle Technology,
Amsterdam 1980 Preprints S. 477/492
- 43 A.-Z. Abouzeid Effect of Mixing Aids on the Transport
D.W. Fuerstenau Behaviour of Particulate Solids
Powd. Techn. 23 (1979) S. 261/271
- 44 R. Keienburg Einfluß von Durchsatz, Mahlkörperfüllung
H.M. v. Seebach und Austragswand auf den Mahlgutfüllungs-
F. Strauß grad und die Mahlgutverweilzeitverteilung
 in Rohrmühlen
 3. Europ. Symposium "Zerkleinern" Cannes
 1971 Dechema-Monographie (1972) 2,
 S. 629/647
- 45 L.G. Austin Residence time distribution in mills
P.T. Luckie Cement and Concrete Research 1 (1970)
B.G. Ateya S. 241/256
- 46 Y. Mori Residence Time Distribution and Mixing
G. Jimbo Characteristics of Powders in Open-
M. Yamazaki Circuit Ball Mill
Chem. Engng. Japan 2 (1964) 2, S. 173/178
- 47 H. Paulsen Leistungsaufnahme und Axialdispersion des
 Mahlgutes in der Ein-Kammer-Kugelmühle
 Dissertation Universität Karlsruhe 1969
- 48 D.F. Kelsall Continuous Grinding in a Small Wet Ball Mill
K.J. Reid Powd. Technol. 1 (1967/68) S. 291/300
C.J. Restarrick 2 (1968/69) S. 162/168
 3 (1969/70) S. 170/178
 7 (1973) S. 293/301
- 49 R.P. Gardner The On-Stream Determination of Large Scale
K. Verghese Mill Residence Time Distributions with
R.S. Rogers Short-lived Radioactive Tracers
Mining Engineering, April (1980) S. 422/431

- 50 W.C. Saeman Passage of Solids through Rotary Kilns
Chem. Engng. Progress 47 (1951) 10,
S. 508/514
- 51 L. Vahl Transport of solids through horizontal
W.G. Kingma rotary cylinders
Chem. Eng. Sci. 1 (1952) 6, S. 253/258
- 52 R. Hogg Axial Transport of Dry Powders in
K. Shoji Horizontal Rotating Cylinders
L.G. Austin Powd. Technol. 9 (1974) S. 99/106
- 53 R. Hogg Flow of Particles through Small
K. Shoji Continuous Dry Ball Mills
L.G. Austin Transactions AIME 258 (1975) S. 194/198
- 54 P. Frühwein Kinematik und Axialvermischung in Kugel-
mühlen
Dissertation Universität Karlsruhe 1979
- 55 E.Th. v.d. Laan Notes on the diffusion type model for
the longitudinal mixing in flow
Chem. Eng. Sci. (1958) S. 187/191
- 56 J. Brezina Granulometer - A Sediment Analyzer
directly writing Grain Size Distribution
Curves
Journal of Sedimentary Petrology 39
(1969) 4, S. 1627/1631
- 57 H. Vogt Halbleiter-Gammaspektren zur Neutronen-
aktivierungsanalyse
Buchreihe der Atomkernenergie Band 6
(1971) Verlag Karl Thiemig, München
- 58 H. Geyer Zur Genauigkeit radiometrischer Verweil-
zeitmessungen
Isotopenpraxis 11 (1975) 6, S. 201/207
- 59 F. Baumgärtner Tabelle zur Neutronenaktivierung
Buchreihe der Atomkernenergie Band 4
(1966) Verlag Karl Thiemig, München

- 60 W. Pippel
K. Müller
K. Runge
Zur Auswertung von Verweilzeitspektren
mit Hilfe des Digitalrechners ZRA-1
Chem. Technik 20 (1968) 10, S. 614/616
Chem. Technik 20 (1968) 11, S. 667/668
Chem. Technik 22 (1970) 2, S. 86/88
- 61 R.L. Brown
Minimum Energy Theorem for Flow of Dry
Granules through Apertures
Nature, London 191 (1960) S. 458/461
- 62 J. Holland
J.E.P. Miles
u.a.
Fluid Drag Effects in the Discharge of
Granules from Hoppers
Trans. Inst. Chem. Engrs. 47 (1969)
S. 154/159
- 63 F.C. Franklin
L.N. Johanson
Flow of granular material through a
circular orifice
Chem. Engng. Sci. 4 (1955) S. 119/129
- 64 F.E. Keneman
Über freifließende Schüttgüter
Jzv.Akad.Nauk SSSR, Otd. Tekhn. Nauk,
Mekhan i Mashinostr. (1960)2, S. 70/77
- 65 W.A. Beverloo
H.A. Leninger
J. van de Velde
The flow of granular solids through
orifices
Chem. Engng. Sci. 15 (1961) S. 260/269
- 66 D.J. v. Zuilichem
N.D. v. Egmond
Density Behavior of Flowing Granular
Material
Powd. Techn. 10 (1974) S. 161/169
- 67 K. Wieghardt
Über einige Versuche an Strömungen in
Sand
Ing.-Archiv 20 (1952) S. 109/115
- 68 E. Hagen
Ber. Preuss. Akad. d. Wiss. (1852)
S. 35/42
- 69 J. Bosley
C. Schofield
C.A. Shook
An experimental study of granule
discharge from model hoppers
Trans. Inst. Chem. Engrs. 47 (1969)
S. 147/153
- 70 R.L. Brown
J.C. Richards
Profile of flow of granules through
apertures
Trans. Inst. Chem. Engrs. 38 (1960)
S. 243/256

- 71 R.F. Benenati
C.B. Brosilow
Void fraction distribution in beds of
spheres
A.I.Ch.E Journal 8 (1962) 3, S. 359/361
- 72 J. Schuster
D. Vortmeyer
Ein einfaches Verfahren zur näherungswei-
sen Bestimmung der Porosität in Schüttungen
als Funktion des Wandabstandes
Chem. Ing. Tech. 52 (1980) 10, S.848/849
- 73 H. Fischer
Der Arbeitsvorgang in Kugelmühlen, ins-
besondere in Rohrmühlen
Z. VDI 48 (1904) 13, S. 437/441
- 74 E.W. Davis
Fine Crushing in Ball Mills
Trans. AIME 61 (1919) S. 250/296
- 75 R. v. Steiger
Die Bewegung der Mahlkörper in Rohrmühlen
Zement 18 (1929) 36, S. 1106/1108
- 76 W. Barth
Der Arbeitsverbrauch von Rohrmühlen
Techn. Mech. und Thermodyn. 1 (1930)
S. 321/328
- 77 W.R. Ugglia
Quelques phénomènes d'ordre statique et
dynamique concernant les broyeur à boulets
Revue Matér. Constr. Trav. publ.,
Edit. C (1930) S. 447/453
- 78 R. Manz
Bewegungsverhalten der Mahlkörperfüllung
an der Wand von Kugelmühlen
Diss. Universität Karlsruhe 1972
- 79 D. Freiermuth
K. Kirchner
Verteilung der Kugelenergie in Kugelmühlen
in Abhängigkeit von den Mahlparametern
Chem. Ing. Tech. 53 (1981) 5, S. 384/385
- 80 G. Roth
K. Schönert
in Vorbereitung

Anhang

- I. Berechnung des vierten Moments $m_4(z)$ der Aufenthaltswahrscheinlichkeitsdichte $w(z,t)$
- II. Herleitung der Fehler der Verteilungskenngrößen infolge der Zerfallsstatistik
- III. Durchsatzkennlinien

I. Berechnung des vierten Moments $m_n(z)$ der Aufenthaltswahrscheinlichkeitsdichte $w(z,t)$

Das n-te statistische Moment $m_n(z)$ der Aufenthaltswahrscheinlichkeitsdichte $w(z,t)$ ist folgendermaßen definiert:

$$m_n(z) = \int_0^{\infty} t^n \cdot w(z,t) dt \quad (I.1)$$

Durch Einführung dieser Beziehung in die Differentialgleichung (4) ergibt sich durch Vertauschen der Reihenfolge von Differentiation und Integration und anschließender partieller Integration nach der Zeit t unter Berücksichtigung der Anfangsbedingung (5) eine gewöhnliche Differentialgleichung, aus der sich die statistischen Momente für $n \geq 1$ rekursiv berechnen lassen [1]:

$$-n \cdot m_{n-1}'(z) = -v \cdot m_n'(z) + D \cdot m_n''(z) \quad (I.2)$$

Hierbei bedeutet der Akzent die Ableitung nach z . Auf entsprechende Weise erhält man mit (I.1) für die Randbedingungen (7) und (8):

$$z = 0: \quad -D \cdot m_n'(0) + v \cdot m_n(0) = 0 \quad (I.3)$$

$$z = L: \quad m_n'(L) = 0 \quad (I.4)$$

Durch Integration der Differentialgleichung nach z folgt unter Beachtung der Randbedingung (I.3) die Differentialgleichung erster Ordnung

$$D \cdot m_n'(z) - v \cdot m_n(z) = -n \int_0^z m_{n-1}(\zeta) d\zeta \quad (I.5)$$

Die allgemeine Lösung dieser Differentialgleichung lautet:

$$m_n(z) = e^{v \cdot z / D} \{ A_n - n \cdot D^{-1} \int_0^z \left(\int_0^{\eta} m_{n-1}(\zeta) d\zeta \right) e^{-v \cdot \eta / D} d\eta \} \quad (I.6)$$

Die Größe A_n ist eine Konstante zur Anpassung an die Randbedingung bei $z = L$.

Man erkennt aus (I.6), daß zur Berechnung der Größe $m_n(z)$ die Kenntnis des Momentes $m_{n-1}(z)$ notwendig ist. Um das vierte Moment der Aufenthaltswahrscheinlichkeitsdichte $m_4(z)$ berechnen zu können, muß zunächst also die Größe $m_3(z)$ bestimmt werden. Die Berechnung des dritten Moments aus (I.6) erfolgt ausgehend vom zweiten Moment $m_2(z)$, für welches gilt |1|:

$$m_2(z) = 2D^2 \cdot v^{-5} (2 + e^{-vL/D}) + 4D \cdot z/v^4 + z^2/v^3 - 2D \cdot v^{-4} (2L + 3D/v-z) e^{-(v/D)(L-z)} \quad (I.7)$$

Mit bekanntem $m_2(z)$ erhält man aus (I.6) durch elementare Rechnungen, auf deren Ausführung aus Platzgründen verzichtet werden soll:

$$m_3(z) = 6D \cdot v^{-5} \{ e^{-(v/D)(L-z)} (2L \cdot z + 4D \cdot z/v - z^2/2 - 2L^2 - 8L \cdot D/v - 9D^2/v^2 - D^2 \cdot v^{-2} e^{-vL/D}) + e^{-vL/D} (2L \cdot D/v + 5D^2/v^2 + D \cdot z/v) + 5Dz/v + 5D^2/v^2 + 3z^2/2 + z^3 \cdot v \cdot D^{-1}/6 \} \quad (I.8)$$

In analoger Weise ist nun mit Kenntnis von $m_3(z)$ das Moment $m_4(z)$ einfach aus (I.6) zu berechnen. Die Endlösung lautet:

$$m_4(z) = 24D \cdot v^{-6} \{ e^{-(v/D)(L-z)} (-\frac{4}{3} L^3 - 10L^2 \cdot D/v - 28L \cdot D^2/v^2 - 28D^3/v^3 + 2L^2 \cdot z + 10L \cdot D \cdot z/v + 14D^2 \cdot z/v^2 + z^3/6 - \frac{5}{2} D \cdot z^2/v - L \cdot z^2) - e^{-(v/D)(L-z)} e^{-vL/D} (4L \cdot D^2/v^2 + 7D^3/v^3 - D^2 \cdot z/v^2) + e^{-vL/D} (2L^2 \cdot D/v + 12L \cdot D^2/v^2 + 20D^3/v^3 + 2L \cdot D \cdot z/v + 6D^2 \cdot z/v^2 + \frac{1}{2} D \cdot z^2 \cdot v^{-1} + D^3 \cdot v^{-3} e^{-vL/D}) + 14D^2 \cdot z/v^2 + 14D^3/v^3 + 2z^3/3 + \frac{9}{2} D \cdot z^2 \cdot v^{-1} + \frac{1}{24} v \cdot z^4 \cdot D^{-1} \} \quad (I.9)$$

II. Herleitung der Fehler der Verteilungskenngrößen infolge der Zerfallsstatistik

Zur Ableitung der Fehlergrößen wird für das statistische Moment n-ter Ordnung einer Konzentrationsverteilung folgende Vereinfachung eingeführt

$$\mu_n^* = \sum_{i=1}^m (t_i - \Delta t/2)^n I_i / \sum_{i=1}^m I_i \approx \Delta t^n \sum_{i=1}^m i^n I_i / I_{\text{ges}} \quad (\text{II.1})$$

mit $(t_i - \Delta t/2)^n \approx t_i^n$ und $t_i = i \cdot \Delta t$ sowie $I_{\text{ges}} = \sum_{i=1}^m I_i$

Die Anwendung des Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetzes auf (II.1) ergibt bei Vernachlässigung des Zeitfehlers das Fehlerquadrat $S^2\{\mu_n^*\}$

$$\begin{aligned} S^2\{\mu_n^*\} &= (\partial\mu_n^*/\partial I_1)^2 \cdot S^2(I_1) + \dots + (\partial\mu_n^*/\partial I_m)^2 \cdot S^2(I_m) \\ &= \sum_{k=1}^m (\partial\mu_n^*/\partial I_k)^2 \cdot S^2(I_k) \end{aligned} \quad (\text{II.2})$$

wobei $S(I_k)$ der mittlere Fehler der Impulsmenge im Meßzeitintervall "k" bedeutet. Die partielle Ableitung in (II.2) erfolgt über die Quotientenregel:

$$\begin{aligned} \partial\mu_n^*/\partial I_k &= (\Delta t)^n \cdot \partial \left(\sum_{i=1}^m i^n \cdot I_i / I_{\text{ges}} \right) / \partial I_k \quad (\text{II.3}) \\ &= (\Delta t)^n \{ I_{\text{ges}} \partial \left(\sum_{i=1}^m i^n I_i \right) / \partial I_k - \left(\sum_{i=1}^m i^n I_i \right) \partial I_{\text{ges}} / \partial I_k \} / I_{\text{ges}}^2 \end{aligned}$$

Hierbei ist zu beachten, daß für die Ableitungen der Summen gilt:

$$\partial \left(\sum_{i=1}^m i^n \cdot I_i \right) / \partial I_k = k^n \quad \text{und} \quad \partial I_{\text{ges}} / \partial I_k = 1 \quad (\text{II.4})$$

Damit läßt sich für Gl. (II.3) schreiben:

$$\partial\mu_n^*/\partial I_k = (\Delta t)^n (k^n I_{\text{ges}} - \sum_{i=1}^m i^n I_i) / I_{\text{ges}}^2 \quad (\text{II.5})$$

Der mittlere quadratische Fehler $S(I_k)$ ergibt sich aus der Poisson-Verteilung, wenn I_k als Schätzwert für den wahren Mittelwert angenommen werden darf zu

$$S(I_k) = \sqrt{I_k} \quad (\text{II.6})$$

Setzt man (II.5) und (II.6) in (II.2) ein, so läßt sich das mittlere Fehlerquadrat des n-ten Momentes angeben

$$S^2\{\mu_n^*\} = (\Delta t)^{2n} \sum_{k=1}^m ((k^n \cdot I_{\text{ges}} - \sum_{i=1}^m i^n \cdot I_i) / I_{\text{ges}}^2)^2 \cdot I_k \quad (\text{II.7})$$

Aus (II.7) folgt unter Berücksichtigung der Beziehung

$$E(i^n) = E(k^n) = \sum_{k=1}^m k^n I_k / I_{\text{ges}} \quad (\text{II.8})$$

das Fehlerquadrat:

$$S^2\{\mu_n^*\} = \Delta t^{2n} \cdot I_{\text{ges}}^{-1} (E(k^{2n}) - E^2(k^n)) = I_{\text{ges}}^{-1} (E(t^{2n}) - E^2(t^n)) \quad (\text{II.9})$$

Der relative Fehler des n-ten Momentes lautet also

$$S\{\mu_n^*\} / \mu_n = I_{\text{ges}}^{-0,5} (\mu_{2n}^* / \mu_n^2 - 1)^{0,5} \quad (\text{II.10})$$

Für $n = 1$ erhält man den relativen Fehler des Mittelwertes

$$S\{\mu_1^*\} / \mu_1^* = I_{\text{ges}}^{-0,5} (\mu_2^* / \mu_1^2 - 1)^{0,5} = I_{\text{ges}}^{-0,5} (\sigma^* / \mu_1^*) \quad (\text{II.11})$$

Zur Berechnung des Fehlers der Standardabweichung ist der Fehler des zweiten Momentes erforderlich. Mit $n = 2$ folgt aus (II.10)

$$S\{\mu_2^*\} / \mu_2^* = I_{\text{ges}}^{-0,5} (\mu_4^* / \mu_2^2 - 1)^{0,5} \quad (\text{II.12})$$

Die Standardabweichung ist über die Beziehung

$$\sigma^{*2} = (\mu_2^* - \mu_1^{*2})^{0,5} \quad (\text{II.13})$$

mit erstem und zweitem Moment verknüpft. Der Fehler ergibt sich aus dem Fortpflanzungsgesetz:

$$S^2\{\sigma^*\} = (\partial\sigma^*/\partial\mu_2^*)^2 \cdot S^2(\mu_2^*) + (\partial\sigma^*/\partial\mu_1^*)^2 \cdot S^2(\mu_1^*) \quad (\text{II.14})$$

Mit den partiellen Ableitungen

$$\partial\sigma^*/\partial\mu_2^* = 0,5(\mu_2^* - \mu_1^{*2})^{-0,5} \quad \text{und} \quad \partial\sigma^*/\mu_1^* = -\mu_1^*(\mu_2^* - \mu_1^{*2})^{-0,5}$$

läßt sich der relative Fehler der Standardabweichung folgendermaßen angeben:

$$S\{\sigma^*\}/\sigma^* = 0,5 I_{\text{ges}}^{-0,5} (\mu_4^*/\sigma^{*4} - ((\mu_1^*/\sigma^*)^2 - 1)^2)^{0,5} \quad (\text{II.15})$$

Weiterhin von Interesse ist der Fehler des Variationskoeffizienten σ^*/μ_1^* , der als Ausgangsgröße zur Bestimmung der Modellparameter dient. Er läßt sich aus dem Fehlerfortpflanzungsgesetz entsprechend berechnen.

$$S^2\{\sigma^*/\mu_1^*\} = (\partial(\sigma^*/\mu_1^*)/\partial\mu_1^*)^2 \cdot S^2(\mu_1^*) + (\partial(\sigma^*/\mu_1^*)/\partial\sigma^*)^2 \cdot S^2(\sigma^*) \quad (\text{II.16})$$

Daraus erhält man mit Hilfe der partiellen Ableitungen

$$\partial(\sigma^*/\mu_1^*)/\partial\mu_1^* = - (1/\sigma^* - \sigma^*/\mu_1^{*2}); \quad \partial(\sigma^*/\mu_1^*)/\partial\mu_2^* = 1/(\mu_1^*\sigma^*)$$

in Verbindung mit (II.11) sowie (II.12) folgende Beziehung

$$S\{\sigma^*/\mu_1^*\}/(\sigma^*/\mu_1^*) = 0,5 I_{\text{ges}}^{-0,5} (\mu_4^*/\sigma^{*4} + ((\mu_1^*/\sigma^*)^2 + 1)^2 \cdot (4(\sigma^*/\mu_1^*)^2 - 1))^{0,5} \quad (\text{II.17})$$

III. Durchsatzkennlinien

Nachfolgend sind die experimentell aufgenommenen Durchsatzkennlinien aufgeführt, die bei den Verweilzeitexperimenten zur Einstellung der Gutfüllmenge durch entsprechende Regelung des Durchsatzes dienten. Die in Kap. D zum Vergleich mit den Ergebnissen der Modellrechnungen herangezogenen experimentellen Werte sind den Durchsatzkennlinien entnommen.

Drehrohr

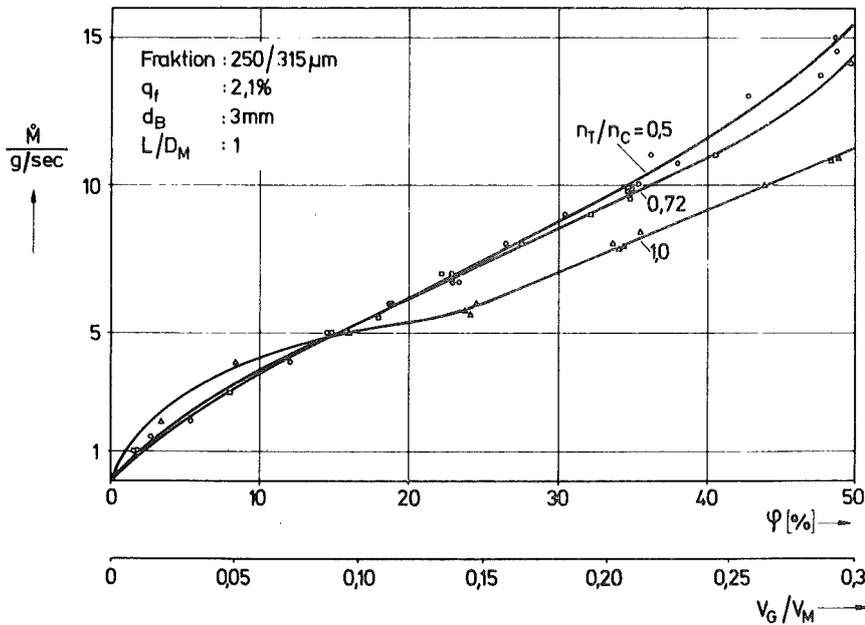


Abb. III/1: Durchsatzkennlinie der Fraktion 250/315 μm
Parameter: Drehzahlverhältnis

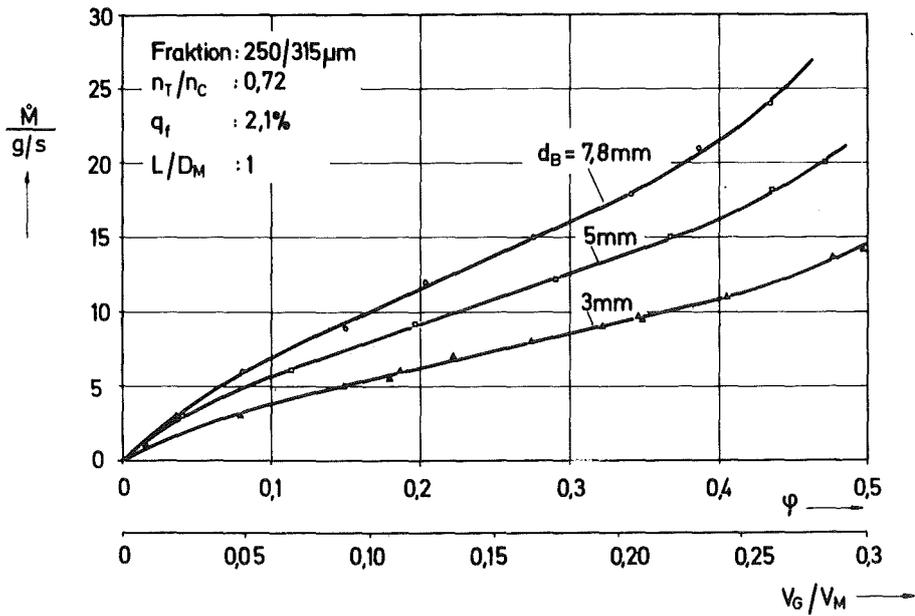


Abb. III/2: Durchsatzkennlinie der Fraktion 250/315 μm
 Parameter: Durchmesser der Austrittsöffnungen

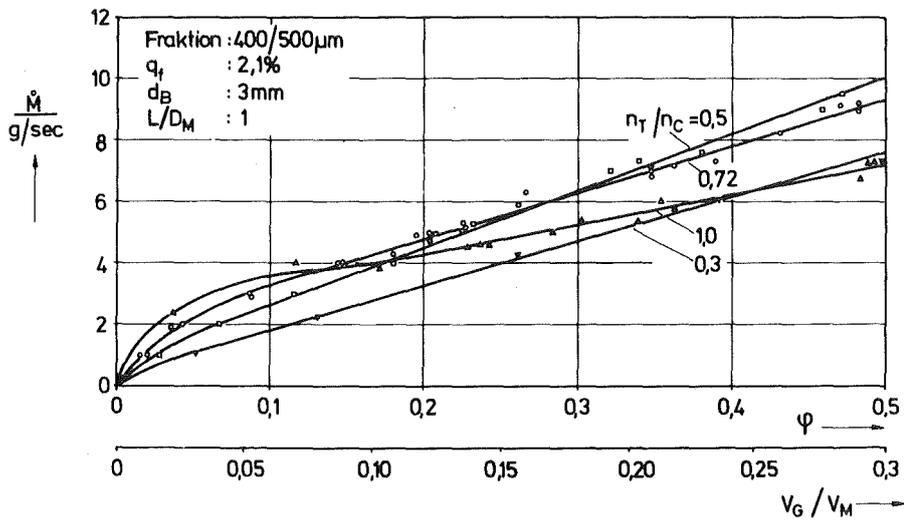


Abb. III/3: Durchsatzkennlinie der Fraktion 400/500 μm
 Parameter: Drehzahlverhältnis

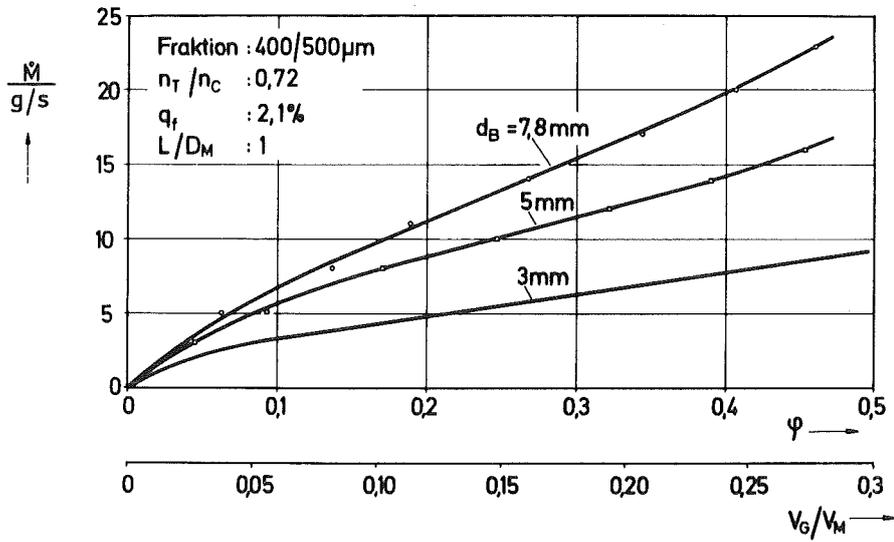


Abb. III/4: Durchsatzkennlinie der Fraktion 400/500 μm
 Parameter: Durchmesser der Austrittsöffnungen

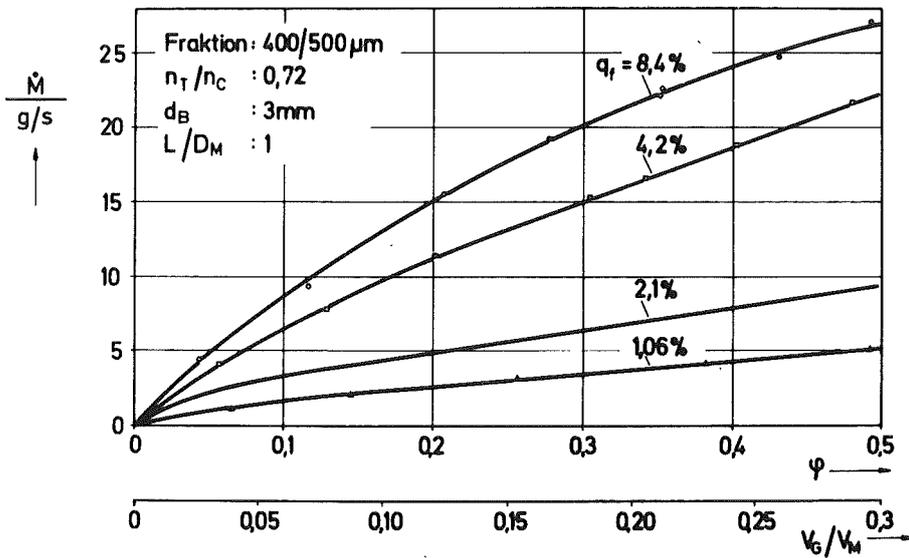


Abb. III/5: Durchsatzkennlinie der Fraktion 400/500 μm
 Parameter: Öffnungsverhältnis

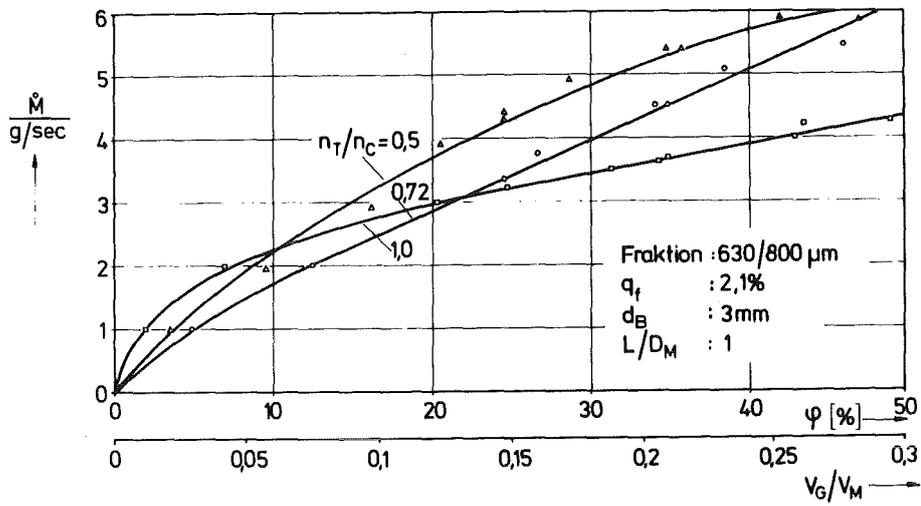


Abb. III/6: Durchsatzkennlinie der Fraktion 630/800 μm
Parameter: Drehzahlverhältnis

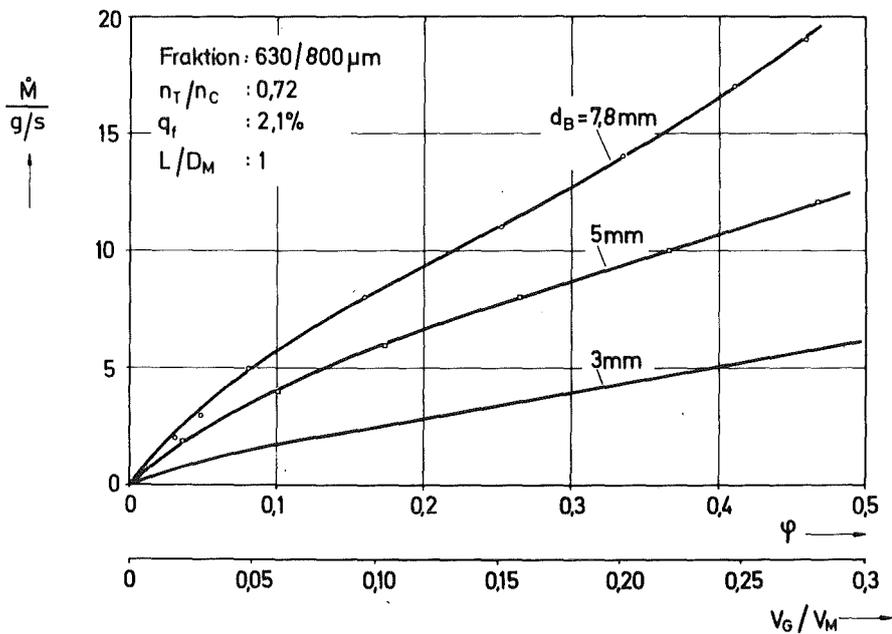


Abb. III/7: Durchsatzkennlinie der Fraktion 630/800 μm
Parameter: Durchmesser der Austrittsöffnungen

Kugelmühle

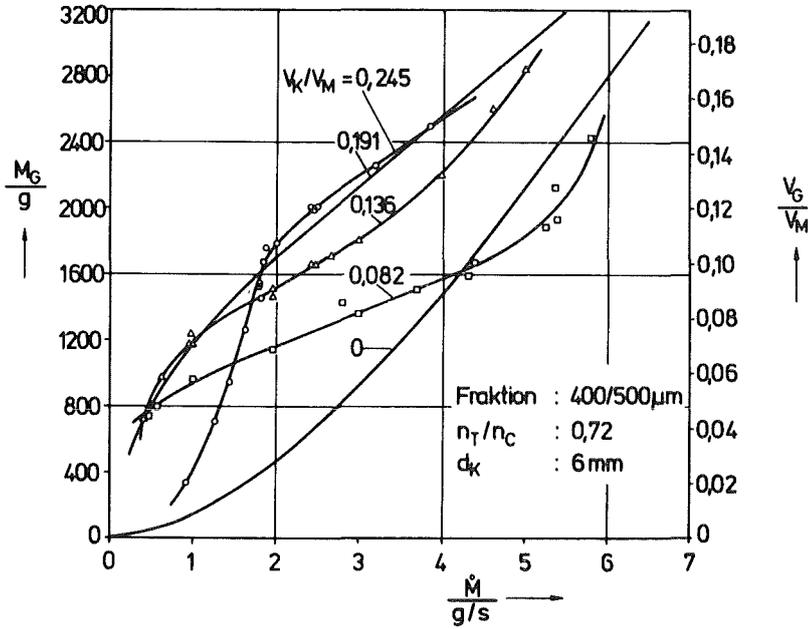


Abb. III/8: Durchsatzkennlinie
Parameter: Kugelfüllmenge

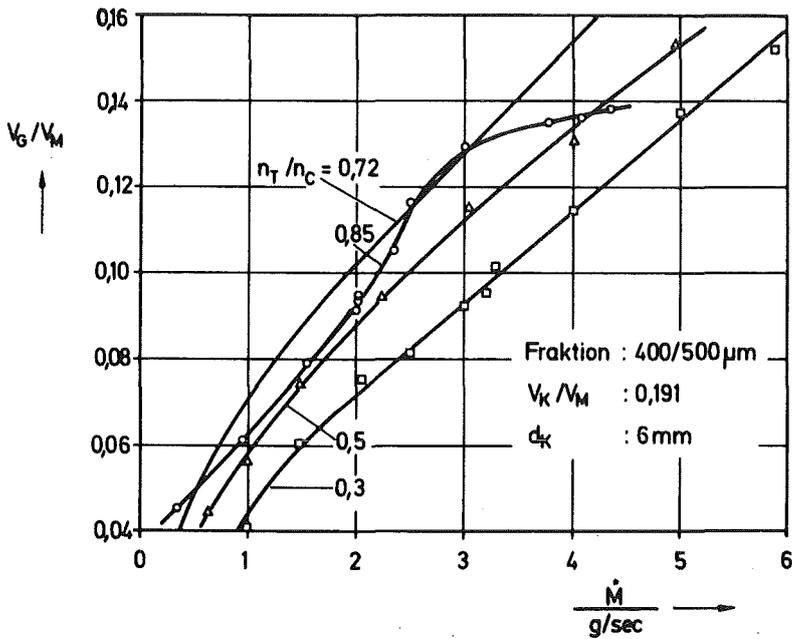


Abb. III/9: Durchsatzkennlinie
Parameter: Drehzahlverhältnis

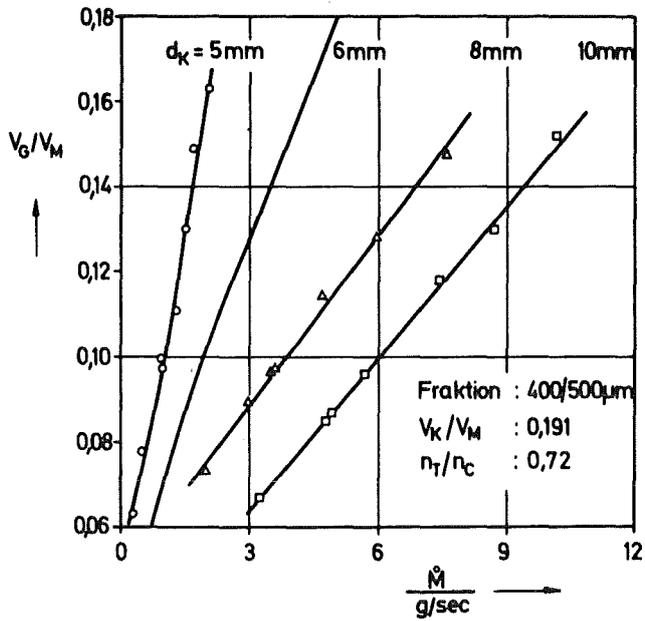


Abb. III/10: Durchsatzkennlinie
Parameter: Kugelgröße

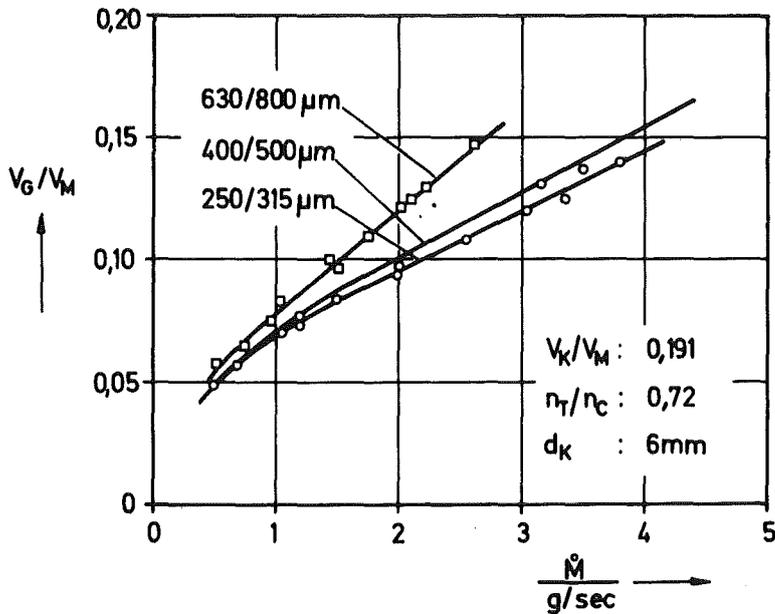


Abb. III/11: Durchsatzkennlinie
Parameter: Partikelgröße

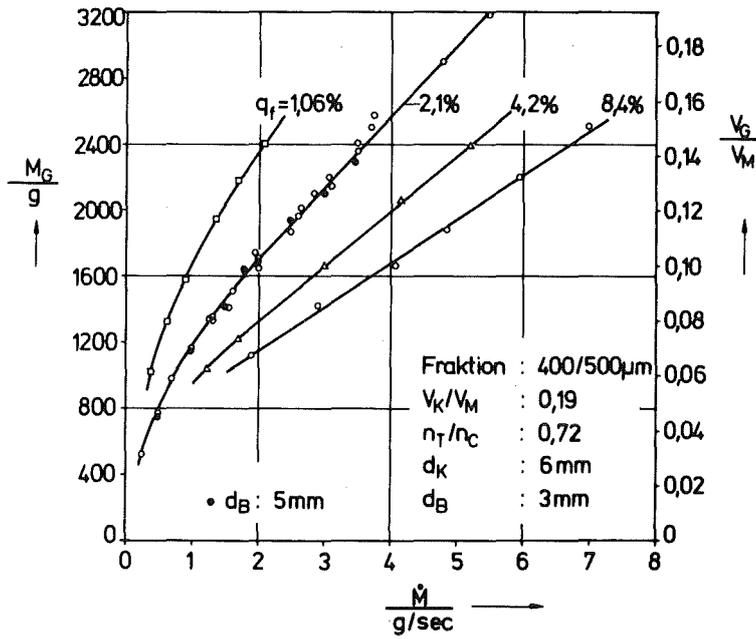


Abb. III/12: Durchsatzkennlinie
Parameter: Öffnungsverhältnis