

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

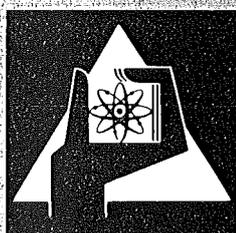
Dezember 1976

KFK 2411

Abteilung Reaktorbetrieb und Technik
Projekt Nukleare Sicherheit

**Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur
Gasströmung in LWR-Brennstäben bei
Kühlmittelverluststörfällen**

E. Karb, G. Harbauer, W. Legner, L. Sepold, K. Wagner



**GESELLSCHAFT
FÜR
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2411

Abteilung Reaktorbetrieb und Technik
Ingenieurtechnik

Projekt Nukleare Sicherheit

Theoretische und experimentelle Untersuchungen
zur Gasströmung in LWR-Brennstäben bei
Kühlmittelverluststörfällen

von

E.Karb, G.Harbauer, W.Legner, L.Sepold, K.Wagner

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

Zusammenfassung

Es ist denkbar, daß bei Kühlmittelverluststörfällen in Leichtwasserreaktoren ein Teil der Brennstäbe aufgrund des inneren Überdrucks und der vorübergehend erhöhten Wandtemperaturen Deformationen in Form lokal begrenzter Aufblähungen erleidet. Zur analytischen Behandlung dieser Art des Brennstabversagens muß der ortsabhängige Druckverlauf im Brennstab und damit der Gasstrom zwischen Spaltgasplena und aufblähender Stelle quantifiziert werden.

Im vorliegenden Bericht werden Rechenmodelle zur Bestimmung des Gasmassenstroms zusammengestellt und die Ergebnisse eigener Strömungsversuche angegeben, anhand derer die Rechenmodelle überprüft werden.

Es muß grundsätzlich unterschieden werden, ob der Brennstoff in Form zylindrischer Tabletten vorliegt oder ob die Tabletten durch Rißbildung in Bruchstücke zerfallen sind. Im ersten Fall können die üblichen Formeln für Spaltströmung benutzt werden, für den zweiten Fall wird gezeigt, daß sich der Massenstrom mit Modellen für Schüttungen von Partikeln recht gut abschätzen läßt. In beiden Fällen ist die Kenntnis oder Annahme von Geometrieparametern erforderlich, die den Gasstrom exponentiell beeinflussen.

Theoretical and Experimental Investigations on Gas Flow in
LWR Fuel Rods During Loss-of-Coolant Accidents

Abstract

In the course of a loss-of-coolant accident in a light-water reactor, a number of fuel rods may suffer cladding deformation in the form of local swelling caused by the internal overpressure and the temporarily elevated cladding temperatures. For the analytical treatment of this fuel failure mechanism, the space dependant history of the internal fuel rod pressure must be determined, which means that the gas flow between the fission gas plena and the swelling section must be quantified.

In this report models to calculate the gas flow in a fuel rod are compiled and the results of own gas flow experiments are given; these results were used for verification of the theoretical models. Two basic cases must be distinguished:

(a) the fuel has the form of cylindrical pellets, and (b) the pellets have disintegrated into fragments by cracking. In the first case the common relations for fluid flow in gaps may be used. For the second case it is shown that a reasonably good assessment of the gas mass flow can be made with models developed for packed particle beds. In both cases knowledge or proper assumption of geometric parameters, which influence the gas flow exponentially, is required.

Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
Zusammenfassung	I
Abstract	II
1. Problemstellung	1
2. Grundlagen	3
3. Strömung im Spalt	5
3.1 Theoretische Überlegungen	5
3.1.1 Laminare Strömung	6
3.1.2 Turbulente Strömung	8
3.1.3 Übergangsbereich	10
3.2 Anwendung auf den Brennstab	12
3.3 Experimentelle Untersuchungen	15
3.3.1 Versuchsaufbau und -durchführung	15
3.3.2 Versuchsergebnisse	17
4. Strömung durch Schüttungen	20
4.0 Vorbemerkungen	20
4.1 Theoretische Überlegungen	20
4.1.1 Parameter	20
4.1.2 Bezeichnungen, Grundlagen	21
4.1.3 Berechnungsmodelle	24
4.1.4 Durchführung und Ergebnisse der Berechnungen	30
4.2 Experimentelle Untersuchungen	32
4.2.1 Durchführung	32
4.2.2 Versuchsergebnisse	33
4.3 Anwendung auf den Brennstab	34
5. Schlußbemerkung	36
Literatur	37
Zusammenstellung häufig verwendeter Bezeichnungen	39
Tabellen	41
Abbildungen	59
Anhang	A 1

1. Problemstellung

Im Genehmigungsverfahren von Leichtwasserreaktoren müssen u.a. auch angenommene Kühlmittelverluststörfälle, ausgelöst durch Bruch einer Hauptkühlmittelleitung, behandelt werden. Bei ungünstiger Kombination von Ort und Größe des Leitungsbruchs sinkt neben dem Druck auch der Mengenstrom des Kühlmittels durch den Reaktorkern und damit die Wärmeabfuhr aus den Brennstäben rasch ab. Dies kann aufgrund der gespeicherten, der Nachzerfalls- und der restlichen Spaltungs-Wärme zu einer starken Aufheizung der Brennstabhüllen führen, obwohl der Reaktor sofort selbsttätig abgeschaltet wird.

Durch die Aufheizung sinkt die Festigkeit der Stabhüllen, so daß es infolge des inneren Überdrucks durch Füll- und Spaltgase zum Aufblähen der Stäbe kommen kann, bevor die einsetzende Notkühlung den Temperaturanstieg beendet. Da die durch die Aufblähung verursachte Verengung der Kühlkanäle die Wirkung der Notkühlung behindern könnte, ist dieser Versagensmechanismus Gegenstand eingehender Untersuchungen.

Wie in Versuchen mit elektrisch beheizten Stabsimulatoren gezeigt wurde /1/, bleibt der Blähvorgang auf einen axial kleinen Stabbereich beschränkt, es bildet sich eine Beule. Beim Beginn des Beulvorgangs sinkt durch die Volumenzunahme der anfänglich axial ausgeglichene Gasdruck an der Beulstelle lokal ab, dadurch strömt Gas aus den übrigen Stabzonen nach, vor allem aus den Gasplena an den Stabenden. Die Größe dieser Gasströme bestimmt den zeitlichen Verlauf des Innendruckes an der Beulstelle und damit den Fortgang des Beulvorganges.

Zur rechnerischen Behandlung des Aufblähens muß daher der (zeitlich veränderliche) Gasstrom im Stab zwischen Plena und Beule in Abhängigkeit von den gegebenen Randbedingungen bestimmt werden.

Der vorliegende Bericht beschreibt theoretische Überlegungen und Experimente zur Bestimmung der Gasströmung in einem Brennstab, die im Rahmen des Projekts Nukleare Sicherheit der GfK bei der Bearbeitung des Forschungsvorhabens 4237 durchgeführt wurden. Unmittelbarer Anlaß war hier die Dimensionierung des Plenums der Versuchsstäbe mit dem Ziel, trotz der gegenüber einem LWR-Brennstab auf etwa $1/7$ verkürzten Länge der aktiven Zone einen möglichst realistischen Beulverlauf zu erzielen.

2. Grundlagen

Zu bestimmen ist der Gasmassenstrom \dot{m} durch ein mit Brennstoff gefülltes Hüllrohr bei gegebenen Randbedingungen. Zur Klärung des strömungstechnischen Problems genügt es, den Fall eines stationären Massenstroms bei konstanten Drücken P_0 vor und P_1 hinter dem Rohr zu behandeln (Abb. 2.1).

Aus der Grundgleichung

$$w dw + v dp + dR + g dz = 0 \quad (2.1)$$

läßt sich bei Vernachlässigung des Beschleunigungsgliedes und des Lagenenergie-Terms für den Massenstrom folgende Beziehung ableiten (siehe Anhang):

$$\dot{m}^2 = \frac{P_0^2 - P_1^2}{R \int_0^l \frac{\lambda(x) \cdot T(x)}{d_h(x) \cdot F^2(x)} dx} \quad (2.2)$$

dabei bezeichnen

w	Geschwindigkeit in x-Richtung (Rohrachse)	
v	spez. Volumen	
w dw	Beschleunigungsarbeit	} bezogen auf die Masse
v dp	Expansionsarbeit	
dR	Reibungsarbeit	
g dz	Lagenenergie	
\dot{m}	Massenstrom	
R	Gaskonstante	
$\lambda(x)$	Widerstandsbeiwert	
T(x)	Temperatur des Gases	
$d_h(x)$	hydraulischer Durchmesser des Strömungsquerschnitts	
F(x)	Größe des Strömungsquerschnitts	
l	Länge des betrachteten Rohrstücks	

Für die weiteren Betrachtungen in diesem Bericht werden die Größen F , d_h , T und λ als unabhängig von der axialen Ortskoordinate x angesehen. Dies kann ohne Einschränkung der Allgemeingültigkeit geschehen, wenn die jeweiligen Betrachtungen nur auf ein kurzes Rohrstück $\Delta x = 1$ angewendet werden.

Die praktische Berechnung für die gesamte Rohrlänge L bei axial veränderlichen Größen erfordert dann entsprechende Integrationsverfahren.

Gleichung 2.2 vereinfacht sich unter diesen Voraussetzungen zu

$$\dot{m}^2 = \frac{d_h \cdot F^2}{l \cdot \lambda \cdot R \cdot T} (P_0^2 - P_1^2) \quad (2.3)$$

Diese Beziehung kann auf die üblichen Druckverlustformeln zurückgeführt werden, wie im Anhang gezeigt wird.

Mit den Beziehungen (2.2) bzw. (2.3) ist die Bestimmung des Massenstroms reduziert auf die Bestimmung des dimensionslosen Widerstandsbeiwertes λ aus den gegebenen Randbedingungen des Brennstabes.

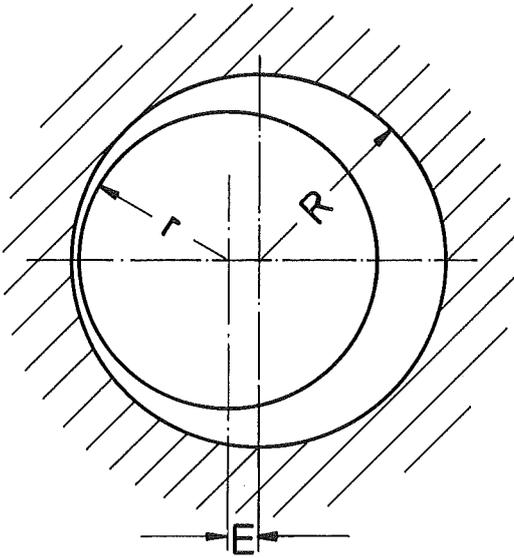
Es sind grundsätzlich zwei Fälle zu unterscheiden:

- A) Der Brennstoff liegt im Hüllrohr in Form von zylindrischen Tabletten (Pellets) vor. Es ist dann die Strömung in einem SPALT zu behandeln: Abschnitt 3.
- B) Die Brennstoffpellets sind durch längeren Betrieb im Reaktor zu Bruchstücken zerfallen. Die Strömungsform ist dann weniger genau definiert; es wird hier der Versuch gemacht, sie mit den Beziehungen für SCHÜTTUNGEN von Partikeln zu behandeln: Abschnitt 4

3. Strömung im Spalt

3.1 Theoretische Überlegungen

Der Strömungsquerschnitt im Brennstab wird gebildet durch den Ringspalt zwischen dem Innendurchmesser D der Hülle und dem Außendurchmesser d der Pellets, wobei Pellet- und Hüllenmittelpunkt um die Exzentrizität E gegeneinander verschoben sein können (siehe Skizze).



Hüllen-Innendurchmesser $D = 2 R$

Pellet-Außendurchmesser $d = 2 r$

Exzentrizität E

Der Literatur (z.B. /2/, /3/, /4a/) ist zu entnehmen, daß λ je nach Strömungsform von unterschiedlichen Parametern abhängt.

Diese Parameter sind:

- Re die Reynolds-Zahl
- $\frac{k}{d_h}$ die relative Rauigkeit der benetzten Oberflächen
- E die Exzentrizität des Ringspalts
- D, d die Abmessungen des Spalts

Dabei gilt:

$$d_h = \frac{4 F}{U} = \frac{4 \frac{\pi}{4} (D^2 - d^2)}{\pi (D + d)} = D - d \quad (3.1)$$

$$Re = \frac{w \cdot d_h}{\nu} = \frac{\dot{m} \cdot d_h}{\rho \cdot F \cdot \nu} = \frac{4 \dot{m}}{\pi (D + d) \cdot \eta} \quad (3.2)$$

U = benetzter Umfang

ν = kinematische Zähigkeit

η = dynamische Zähigkeit

$\eta = \nu \cdot \rho$

Es sind drei Gebiete zu unterscheiden:

- laminare Strömung ¹⁾
- Übergangsbereich
- turbulente Strömung

3.1.1 Laminare Strömung

Im Gebiet laminarer Strömung¹⁾ gilt

$$\lambda = \lambda \left(Re, \frac{E}{R-r}, \frac{R}{r} \right),$$

die Rauigkeit hat keinen Einfluß auf den Strömungswiderstand.

Nach /3/, /4a/ u.a. kann für den Widerstandsbeiwert gesetzt werden:

$$\lambda = \mathcal{F} \cdot \frac{64}{Re} \quad (3.3)$$

mit $\mathcal{F} = \mathcal{F} \left(\frac{E}{R-r}, \frac{R}{r} \right)$ gemäß Abb. 3.1

¹⁾ zur Begrenzung des laminaren Gebiets siehe Abschnitt (3.1.3)

In unserem Fall ist $R/r \approx 1$, \mathcal{Y} liegt demnach zwischen

$$\mathcal{Y} = 1,5 \text{ bei } \frac{E}{R-r} = 0 \quad (\text{zentrischer Spalt})$$

$$\text{und } \mathcal{Y} = 0,6 \text{ bei } \frac{E}{R-r} = 1 \quad (\text{maximale Exzentrizität})$$

Im ersten Fall ergibt sich

$$\lambda = \frac{96}{Re}, \quad (3.4)$$

eine Beziehung, die - wie Reimann /5/ zeigt - für den ebenen Spalt abgeleitet werden kann. Die Funktion (3.3) ist in Abb. 3.2 für die Werte $\mathcal{Y} = 1,5/1/0,6$ eingetragen (Geraden (1a), (1b), (1c)).

Setzt man (3.3) in (2.3) ein, so folgt:

$$\dot{m}^2 = \frac{d_h \cdot F^2 \cdot Re \cdot (P_0^2 - P_1^2)}{1 \cdot \mathcal{Y} \cdot 64 \cdot R \cdot T},$$

mit (3.1) und (3.2) ergibt sich

$$\dot{m}^2 = \frac{(D-d) \pi^2 (D^2 - d^2)^2 \cdot 4 \dot{m} \cdot (P_0^2 - P_1^2)}{1 \cdot 16 \cdot \mathcal{Y} \cdot 64 \pi (D+d) \eta R T}$$

und mit $D^2 - d^2 = (D-d)(D+d)$ schließlich

$$\dot{m} = \frac{\pi (D-d)^3 (D+d)}{256} \cdot \frac{1}{\mathcal{Y}} \cdot \frac{1}{\eta R T} \cdot (P_0^2 - P_1^2) \quad (3.5)$$

Für den gesuchten Massenstrom können aus vorstehender Beziehung u.a. folgende Eigenschaften abgelesen werden:

- \dot{m} ist von der 3. Potenz des hydraulischen Durchmessers $(D-d)$ abhängig und reagiert damit gerade in dem hier betrachteten Fall mit $D/d \approx 1$ sehr empfindlich auf Änderungen der Geometrie. So wird in /5/ gezeigt, daß die elastische Aufweitung der Hülle durch den Innendruck nicht immer vernachlässigt werden kann.

- Der Massenstrom ist bei zentrischer Lage der Pellets ($\mathcal{Y} = 1,5$) kleiner als bei exzentrischer ($\mathcal{Y} < 1,5 / \mathcal{Y}_{\min} = 0,6$). Über die Größe der Exzentrizität der Pellets zum Hüllrohr gibt es im allgemeinen keine Information. Allerdings werden bei vertikal angeordneten Brennstäben die Pellets nicht alle gleich liegen, sondern eher statistisch verteilt sein, so daß ein mittlerer \mathcal{Y} -Wert zu erwarten ist.
- Wegen der Abhängigkeit von $(P_0^2 - P_1^2)$ nimmt der Massenstrom bei gleicher Druckdifferenz zwischen Rohrein- und -austritt mit wachsendem Druckniveau zu:

$$\dot{m} \sim P_0^2 - P_1^2 = (P_0 - P_1) (P_0 + P_1)$$

$$\Delta P = P_0 - P_1 = \text{const.}$$

$$\dot{m} \sim 2\Delta P P_0 - (\Delta P)^2$$

3.1.2 Turbulente Strömung

Bei glatten Oberflächen ist im Gebiet turbulenter Strömung der Widerstandsbeiwert λ nur von Re abhängig:

$$\lambda = \lambda(\text{Re}) \quad (\text{glatte Oberfläche})$$

Geometrieinflüsse sind, wie Abb. 3.3 zeigt, sehr gering

Nach Prandtl (siehe /3/) gilt die Beziehung:

$$\boxed{\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \lg \frac{\text{Re} \sqrt{\lambda}}{2,51}} \quad 1) \quad (3.6)$$

1) \lg = dekadischer Logarithmus

Näherungen für (3.6) sind die expliziten Beziehungen

$$\lambda = \frac{0,3164}{4 \sqrt{\text{Re}}} \quad (3000 \leq \text{Re} \leq 10^5) \quad (3.7)$$

nach Blasius

oder

$$\lambda = \frac{0,309}{(\lg \text{Re}/7)^2} \quad (5000 \leq \text{Re} \leq 10^8) \quad (3.8)$$

nach Colebrook

Beziehung (3.6) ist in Abb. 3.2 als Kurve Nr. ② eingetragen.

Bei rauen Oberflächen ist der Widerstandsbeiwert im Gebiet voll ausgebildeter Turbulenz von der Reynolds-Zahl unabhängig und nur durch die relative Rauigkeit $\frac{k}{d_h}$ bestimmt:

$$\lambda = \lambda\left(\frac{k}{d_h}\right) \quad (\text{raue Oberfläche})$$

Nach /3/ gilt die Formel

$$\lambda = \frac{0,25}{(\lg 3,715 \frac{d_h}{k})^2}$$

 (3.9)

wenn $\text{Re} \geq \text{Re}_r$, wobei

$$\text{Re}_r = 400 \frac{d_h}{k} \lg \left(3,715 \frac{d_h}{k}\right) \quad (3.10)$$

was gleichbedeutend ist mit der Beziehung

$$\text{Re}_r = \frac{200}{\sqrt{\lambda}} \cdot \frac{d_h}{k} \quad (3.10a)$$

In Abb. 3.2 sind die Grenzkurve $\text{Re} = \text{Re}_r$ ④ und einige Geraden ③ nach Gleichung (3.9) für verschiedene Werte der relativen Rauigkeit $\frac{k}{d_h}$ eingetragen.

Da λ hier nicht mehr von Re abhängt, bezeichnet man das Gebiet rechts der Grenzkurve $Re = Re_r$ als das Gebiet des quadratischen Widerstandsgesetzes:

Der Druckverlust bei Strömungen mit vernachlässigbaren Dichteänderungen ist hier dem Quadrat der Strömungsgeschwindigkeit proportional, wie aus Gleichung (A 9) im Anhang abgeleitet werden kann.

3.1.3 Übergangsgebiet

Im Übergangsgebiet zwischen der Grenzkurve $Re = Re_r$ einerseits und den Beziehungen für glatte Oberflächen bzw. laminare Strömung andererseits hängt der Widerstandsbeiwert erwartungsgemäß sowohl von Re als auch von der Rauigkeit der Oberflächen ab:

$$\lambda = \lambda \left(Re, \frac{k}{d_h} \right) \quad (\text{Übergangsgebiet})$$

Für technische (d.h. ungleichförmige) Rauigkeit gilt nach Colebrook (siehe /3/) im Übergangsgebiet die Beziehung

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \left(\frac{2,51}{Re \sqrt{\lambda}} + \frac{k}{d_h \cdot 3,715} \right) \quad (3.11)$$

In Abb. 3.2 sind einige Kurven vorstehender Funktion für verschiedene Rauigkeitswerte d_h/k eingezeichnet: ⑤. Sie münden auf der Grenzkurve ④ gemäß (3.10) in die entsprechenden Geraden ③ für ausgebildete Turbulenz nach Gleichung (3.9).

Die obige Übergangsfunktion ist nach /3/ zu benutzen, wenn

$$Re_g < Re < Re_r$$

mit

$$Re_g \approx \frac{d_h}{k} \cdot \lg 0,2 \frac{d_h}{k} \quad (3.12)$$

$$Re_r \text{ gemäß (3.10)}$$

Für große relative Rauigkeiten ($\frac{k}{d_h} > \frac{1}{200}$) gelten die Kurven der Übergangsfunktion demnach bis zum Schnittpunkt mit den Geraden ① für laminare Strömung, wobei die übliche Grenze zwischen laminarem und turbulentem Gebiet, $Re_{krit} = 2300$, hier unterschritten werden kann. Es ist also bei entsprechend großer Rauigkeit auch unterhalb von Re_{krit} mit λ -Werten gemäß der Übergangsfunktion (3.11) zu rechnen.

Je nach Exzentrizität (\mathcal{Y} -Wert gemäß Abb. 3.1) findet der Übergang von der laminaren Beziehung (3.3)

$$\lambda = \mathcal{Y} \cdot \frac{64}{Re}$$

auf die Funktion (3.11) bei technisch rauhen Oberflächen formal bei verschiedenen Re -Zahlen statt.

Im Sonderfall gleichförmiger Rauigkeit (sog. "Sandrauhigkeit" nach Nikuradse /3/) ergibt sich ein anderer Verlauf der Übergangsfunktion, Abb. 3.4:

Steigert man - aus dem laminaren Gebiet kommend - die Re -Zahl, dann folgt bei gleichförmiger Rauigkeit der Widerstandsbeiwert λ länger der Geraden $\lambda = \mathcal{Y} \cdot \frac{64}{Re}$, um dann nach einem ausgeprägten Minimum bei $Re \approx Re_{krit}$ sehr schnell auf höhere Werte gemäß Gleichung (3.6) zu springen. Beginnend bei $Re = Re_{max}$ erfolgt dann ein Übergang auf Funktion (3.9), der bei $Re = Re_r$ (gemäß 3.10) abgeschlossen ist. Der Übergang kann allerdings nicht nach Gleichung (3.11) berechnet werden.

Nach /3/ gilt für Re_{max} :

$$Re_{max} = 28,2 \frac{d_h}{k} \lg \left(5,6 \frac{d_h}{k} \right) \quad (3.13)$$

Bei quantitativer Auswertung von Abb. 3.4 beachte man die von der heute allgemein üblichen Darstellung abweichenden Rauigkeitsparameter nach Nikuradse: R = Rohrradius, K_s = Durchmesser von auf die Rohrrinnenwand geklebten Sandkörnern.

3.2 Anwendung auf den Brennstab

Während die strömungstechnischen Zusammenhänge an den oben gezeigten Funktionen $\lambda = \lambda(\text{Re})$ am besten zu überblicken sind, besonders bei log/log-Darstellung, kommt es bei der praktischen Anwendung auf die Bestimmung des Massenstroms \dot{m} an.

Hierzu gelten folgende Überlegungen allgemein:

$$\begin{aligned} \text{Aus (2.3)} \quad \dot{m}^2 &= \frac{1}{\lambda} \frac{d_h \cdot F^2}{l R T} (P_0^2 - P_1^2) = \frac{1}{\lambda} \cdot A \\ \dot{m} &= \sqrt{\frac{A}{\lambda}} \end{aligned} \quad (2.3a)$$

$$\begin{aligned} \text{und (3.2)} \quad \text{Re} &= \dot{m} \frac{d_h}{F \cdot \eta} = \dot{m} \cdot C \\ \text{Re}^2 &= \dot{m}^2 \cdot C^2 \end{aligned} \quad (3.2a)$$

läßt sich die für alle Strömungsregime geltende Beziehung

$$\lambda = \frac{1}{\text{Re}^2} \cdot A \cdot C^2 \quad (3.14)$$

aufstellen. Sie lautet ausgeschrieben

$$\lambda = \frac{1}{\text{Re}^2} \cdot \frac{d_h^3}{\eta^2 l R T} \cdot (P_0^2 - P_1^2) \quad (3.14a)$$

und stellt im $\log\lambda/\log \text{Re}$ -Diagramm eine Gerade mit der Steigung $-\frac{1}{2}$ dar.

Der Schnittpunkt dieser Geraden mit der für das jeweilige Strömungsregime geltenden Beziehung $\lambda_i = \lambda_i(\text{Re}_i)$ liefert ein festes Wertepaar λ_s, Re_s aus dem nach (2.3) oder (3.2) der Massenstrom \dot{m} bestimmt werden kann.

So ergibt sich beispielsweise aus (3.6) für glatte Oberflächen und turbulente Strömung:

$$(3.6): \quad \frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \lg \frac{\text{Re} \sqrt{\lambda}}{2,51}$$

mit (3.14)

$$\lambda = \frac{1}{\text{Re}^2} \cdot A \cdot C^2 + \sqrt{\lambda} \cdot \text{Re} = C \cdot \sqrt{A}$$

die Funktion

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_s}} = \frac{\text{Re}_s}{C \cdot \sqrt{A}} = 2 \lg \frac{C \cdot \sqrt{A}}{2,51}$$

und daraus der Massenstrom

$$\dot{m} = \frac{\sqrt{A}}{\sqrt{\lambda_s}} = \sqrt{A} \cdot \lg \left(\frac{C \cdot \sqrt{A}}{2,51} \right)^2 \quad (3.15)$$

oder ausgeschrieben

$$\dot{m} = F \cdot \sqrt{\frac{d_h}{1 R T} (P_0^2 - P_1^2)} \cdot \lg \frac{d_h^3 (P_0^2 - P_1^2)}{2,51^2 \eta^2 R T} \quad (3.15a)$$

Aus (3.9) für raue Oberflächen bei voller Turbulenz folgt mit (3.14)

$$\lambda = \frac{0,25}{\left(\lg 3,715 \frac{d_h}{k} \right)^2} = \frac{1}{\text{Re}^2} \cdot A \cdot C^2$$

$$\text{Re} = 2 C \cdot \sqrt{A} \cdot \lg \left(3,715 \frac{d_h}{k} \right)$$

$$\dot{m} = \frac{\text{Re}}{C} = 2 \sqrt{A} \cdot \lg \left(3,715 \frac{d_h}{k} \right) \quad (3.16)$$

oder

$$\dot{m} = 2 F \sqrt{\frac{d_h}{1 R T} (P_0^2 - P_1^2)} \cdot \lg \left(3,715 \frac{d_h}{k} \right) \quad (3.16a)$$

Auch die Kurven für die Übergangszone nach (3.11) lassen sich mit (3.14) schneiden:

$$(3.14) \quad \text{Re} \cdot \sqrt{\lambda} = C \cdot \sqrt{A}$$

$$\text{in (3.11)} \quad \frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \lg \left(\frac{2,51}{\text{Re} \sqrt{\lambda}} + \frac{k}{d_h \cdot 3,715} \right)$$

liefert

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = \frac{\dot{m}}{\sqrt{A}} = -2 \lg \left(\frac{2,51}{C \cdot \sqrt{A}} + \frac{k}{d_h \cdot 3,715} \right)$$

$$\dot{m} = \sqrt{A} \left[-2 \lg \left(\frac{2,51}{C \cdot \sqrt{A}} + \frac{k}{d_h \cdot 3,715} \right) \right] \quad (3.17)$$

oder ausgeschrieben

$$\dot{m} = F \sqrt{\frac{d_h (P_0^2 - P_1^2)}{l R T}} \left[-2 \lg \left(\frac{2,51 \eta}{d_h \sqrt{\frac{d_h (P_0^2 - P_1^2)}{l R T}}} + \frac{k}{d_h \cdot 3,715} \right) \right]$$

(3.17a)

Der Vollständigkeit halber sei an dieser Stelle nochmals die bereits in Abschnitt 3.1.1 nach dem gleichen Verfahren abgeleitete Beziehung (3.5) für den Spalt bei laminarer Strömung, in etwas allgemeinerer Form, aufgeführt:

$$\dot{m} = \frac{d_h^2 \cdot F}{64 l} \cdot \frac{1}{\mathcal{J}} \cdot \frac{P_0^2 - P_1^2}{\eta R T} \quad (3.5a)$$

Sind F , d_h oder T axial nicht konstant, aber als Funktionen von X gegeben, dann muß, wie bereits früher erwähnt, abschnittsweise gerechnet und danach entsprechend integriert werden, wenn nicht unter Verwendung von (2.2) eine geschlossene Beziehung für die gesamte Rohrlänge L angebar ist.

3.3 Experimentelle Untersuchungen

Zur Anwendung der im Vorangegangenen beschriebenen Formeln auf den Ringspalt zwischen Brennstoff-Pellet und Brennstabhülle muß für das laminare Gebiet \mathcal{Y} , für das Übergangs- und das turbulente Gebiet $\frac{k}{d_h}$ zahlenmäßig bekannt sein.

\mathcal{Y} wird gemäß Abb. 3.1 außer vom Pelletaußen- und Hülleninnendurchmesser auch von der Exzentrizität E bestimmt; diese ist bei senkrechter Lage des Brennstabs von Pellet zu Pellet verschieden. Daher muß, wie oben schon erwähnt, ein mittlerer \mathcal{Y} -Wert für den gesamten Brennstabschnitt l bestimmt werden.

Die Rauigkeit k einer Oberfläche kann zwar gemessen werden, die Strömung im Brennstab wird jedoch durch drei verschiedene Rauigkeiten beeinflusst, deren Zusammenwirken nicht bekannt ist:

- Die Rauigkeit der Innenwand der Hülle,
- die Rauigkeit der Pelletoberfläche,
- die durch den Versatz der Pellets zueinander entstehenden Stufen im Strömungsweg.

Es wurden daher Versuche durchgeführt mit dem Ziel, neben einer allgemeinen Überprüfung der Anwendbarkeit obiger Formeln auf die Verhältnisse im Brennstab Anhaltswerte für \mathcal{Y} und k zu erhalten.

3.3.1 Versuchsaufbau und -durchführung

Der Versuchsaufbau ist schematisch in Abb. 3.5 dargestellt, die Teststrecke etwas detaillierter in Abb. 3.6.

Das Meßgas wurde aus Gasflaschen über die üblichen Reduzierventile zur Teststrecke geleitet, nach dieser über ein Regelventil und eine Beruhigungsstrecke zum Schwebekörperdurchflußmesser (F), aus dem es - mit einer Ausnahme - in die Atmosphäre

abgegeben wurde. Diese Ausnahme bildeten die Messungen mit Uranoxid-Pellets, bei denen dem Durchflußmesser ein Filter nachgeschaltet wurde, um möglicherweise anfallenden Abrieb aufzufangen.

Der Differenzdruck über die Teststrecke wurde auf Manometern (PO/P1), bei kleinen Werten mit einer Bartonzelle (Δp) gemessen. Die Pelletsäule war an beiden Seiten der Teststrecke über die Anschlüsse zur Druckmessung hinaus verlängert, um Einflüsse der Anlaufstrecken zu eliminieren und um Fehlmessungen durch größere Querschnittsänderungen zu vermeiden. Die Messung des Atmosphärendrucks (P_{atm}) war erforderlich zur genauen Berechnung des Massenstroms aus den gemessenen Volumenströmen.

Es wurden nur stationäre Messungen durchgeführt, und zwar in folgenden Gruppen:

Tabelle 3 - 1

Nr.	Brennstoff-Simulator	Meßgas
AP 1	Al ₂ O ₃ -Pellets	He
AP 2	Al ₂ O ₃ -Pellets	Ar
AS 1	Al ₂ O ₃ -Stangen	He
AS 2	Al ₂ O ₃ -Stangen	Ar
UP 1	UO ₂ -Pellets	He
UP 2	UO ₂ -Pellets	Ar

Die Gruppen AP 1 bis AS 2 wurden in mehrere Versuchsreihen unterteilt. Zwischen den einzelnen Reihen wurde der Brennstoff-Simulator umgeladen oder wenigstens die Teststrecke bewegt, um die momentane Anordnung der Simulatoren zu ändern.

Die wesentlichen Daten der Anordnungen und die bei der Auswertung benutzten Gasdaten sind in Tab. 3 - 2 zusammengestellt. (Diese und andere Tabellen sind am Ende des Berichts angeordnet.)

3.3.2 Versuchsergebnisse

Die Ergebnisse aller Versuche nach Tab. 3 - 1 sind in Tab. 3 - 3 und in den Abb. 3.7 bis 3.9 dargestellt:

Abb. 3.7 zeigt in der üblichen $\log\lambda/\log Re$ -Darstellung die Ergebnisse der Versuchsgruppen UP 1 und UP 2 mit UO₂-Pellets: Im laminaren Gebiet folgen die Meßwerte deutlich der theoretischen Beziehung $\lambda = \frac{64}{Re} \cdot \mathcal{Y}$ mit \mathcal{Y} -Werten zwischen 1 und 1,5. Bei Re-Zahlen zwischen 600 und 1000 beginnt eine Übergangsfunktion entsprechend (3.11), die auf eine technisch raue Oberfläche mit relativer Rauigkeit von $\frac{k}{d_h} = \frac{1}{200}$ bis $\frac{1}{100}$ schließen läßt. Mit $d_h = 0,164$ mm (drucklos) folgt daraus für die mittlere absolute Rauigkeit des Systems Hüllrohrwand/Pelletoberfläche/Pelletversatz:

$$k \approx 0,8 \text{ bis } 1,6 \text{ } \mu\text{m}$$

Die Rauigkeit der Hüllrohrwand beträgt nach Messungen des Herstellers $R_t \approx 1,2 - 1,7 \text{ } \mu\text{m}$, die der UO₂-Pellets nach eigenen Messungen $5 - 7 \text{ } \mu\text{m}$ (gemessen mit Lichtschnittmikroskop, siehe Abb. 3.10). Demnach scheint die mittlere Rauigkeit des Strömungskanals durch die (glattere) Hüllrohrwand bestimmt zu sein.

Abb. 3.8 zeigt die Ergebnisse der Versuchsgruppen AP 1 und AP 2 mit Al₂O₃-Pellets. Dabei sind die verschiedenen Meßreihen durch unterschiedliche Symbole dargestellt. Im laminaren Gebiet ergibt sich

$$\mathcal{Y} = 1 \text{ bis } 1,5$$

(mit einigen wenigen Werten bis $\mathcal{Y}_{\min} = 0,8$).

Die turbulente Abweichung von diesem Verlauf beginnt bei etwa $Re = 600$ und hat die Form gemäß (3.11) für technisch raue Oberflächen. Bis zu $Re \approx 5 \cdot 10^3$ liegt die aus den Meßwerten gemäß (3.11) ablesbare relative Rauigkeit zwischen

$$\frac{k}{d_h} = \frac{1}{10} \text{ und } \frac{1}{40} .$$

Bei höheren Re-Zahlen liegen nur noch zwei Meßreihen vor:

Reihe 13.2 mit $\frac{k}{d_h} = \frac{1}{15}$
und Reihe 9.1 mit $\frac{k}{d_h} = \frac{1}{40}$

Bei einem hydraulischen Durchmesser von $d_h = 0,198$ mm (drucklos) ergibt dies für die mittlere absolute Rauigkeit:

$k \approx 13 \mu\text{m}$ (Reihe 13.2)
 $k \approx 5 \mu\text{m}$ (Reihe 9.1)

Die Rauigkeit des Hüllrohrs war, wie oben angegeben $1,2 - 1,7 \mu\text{m}$, die Rauigkeit der Al_2O_3 -Pellets wurde mit dem Lichtschnittmikroskop zu $k \approx 10 - 25 \mu\text{m}$ bestimmt (Abb. 3.10). Im Gegensatz zu den Versuchen mit UO_2 -Pellets liegt die gemessene Rauigkeit des Systems hier zwischen den Rauigkeitswerten des Hüllrohrs und der Pellets, wie man es eigentlich erwartet. Dabei mag bei Reihe 13.2 ein etwas größerer Pelletversatz als bei 9.1 vorgelegen haben.

Die Ergebnisse der Messungen AS 1 und AS 2 mit Al_2O_3 -Stäben sind in Abb. 3.9 dargestellt:

Im laminaren Bereich ergeben sich hier \mathcal{F} -Werte von

$$\mathcal{F} = 0,8 \text{ bis } 1$$

Dies läßt auf eine größere Exzentrizität als bei Pellets schließen.

Bei $Re \approx 600 - 1000$ beginnt dann eine Übergangsfunktion für technisch raue Oberflächen nach (3.11) mit

$$\frac{k}{d_h} \approx \frac{1}{50} \text{ bis } \frac{1}{100}, \text{ woraus mit } d_h = 0,184 \text{ mm (drucklos)}$$

die mittlere Rauigkeit zu $k \approx 2 - 4 \mu\text{m}$ folgt.

Die gemessenen Rauigkeiten der Komponenten lagen hier etwa wie bei den Versuchen mit Al_2O_3 -Pellets:

Al_2O_3 -Stäbe: $k \approx 10 - 25 \mu\text{m}$
Hüllrohr: $k \approx 1,2 - 1,7 \mu\text{m}$

Die Stabversuche zeigen also eine kleinere Rauigkeit des Systems als die Versuche mit Al_2O_3 -Pellets, was wegen des fehlenden Pelletversatzes erwartet wird.

Bei den Versuchen der Reihen 4.1 und 4.2 ist ein Übergang von laminarer zu turbulenter Strömung angedeutet, der auf gleichmäßige Sandrauhigkeit schließen läßt, was man sich bei Al_2O_3 -Stangen durchaus vorstellen kann.

Die Ergebnisse dieser Messungen lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- Sie passen ohne Widerspruch in die theoretischen Modelle
- Die mittlere Exzentrizität des Pelletstapels lag zwischen

$$E = 0 \quad \text{und} \quad E = 0,5 \frac{D - d}{2}$$

entsprechend

$$\mathcal{J} = 1,5 \quad \text{und} \quad \mathcal{J} = 1$$

- Der Übergang vom laminaren zum turbulenten Gebiet begann bei $Re \approx 600$ bis 1000
- Die mittlere Rauigkeit des Systems lag bei Verwendung von Al_2O_3 -Pellets etwa in der Mitte zwischen der Rauigkeit der Hüllrohr- und der Pelletoberfläche. Bei Versuchen mit Al_2O_3 -Stangen, bei denen der Pelletversatz fehlte, ergaben sich erwartungsgemäß niedrigere Werte. Bei Versuchen mit UO_2 -Pellets, deren Oberflächenrauigkeit geringer als die der Al_2O_3 -Pellets war, ging die Rauigkeit des Systems überproportional zurück.
- Beim Einsatz von Pellets ist mit technischer, d.h. ungleichförmiger Rauigkeit zu rechnen.

4. Strömung durch Schüttungen

4.0 Vorbemerkungen

Sinter- und Schwellvorgänge sowie Temperaturänderungen beim Lastwechsel führen bei Reaktorbetrieb zur Bildung von Rissen in den Brennstoff-Pellets /6/. Dadurch geht die Kreisringgeometrie des Strömungsquerschnitts im Brennstab verloren, die in den vorangegangenen Abschnitten dargestellten Methoden zur Berechnung des Strömungswiderstands können nicht mehr ohne weiteres angewendet werden.

Da die Anordnung von Pelletbruchstücken in der zylindrischen Stabhülle in gewisser Weise an Schüttungen von Teilchen erinnert, wie sie in der Verfahrenstechnik häufig verwendet werden (Filter, chem. Reaktoren), wird versucht, mit hierfür aufgestellten empirischen Beziehungen den Strömungswiderstand im Brennstab abzuschätzen.

4.1 Theoretische Überlegungen

4.1.1 Parameter

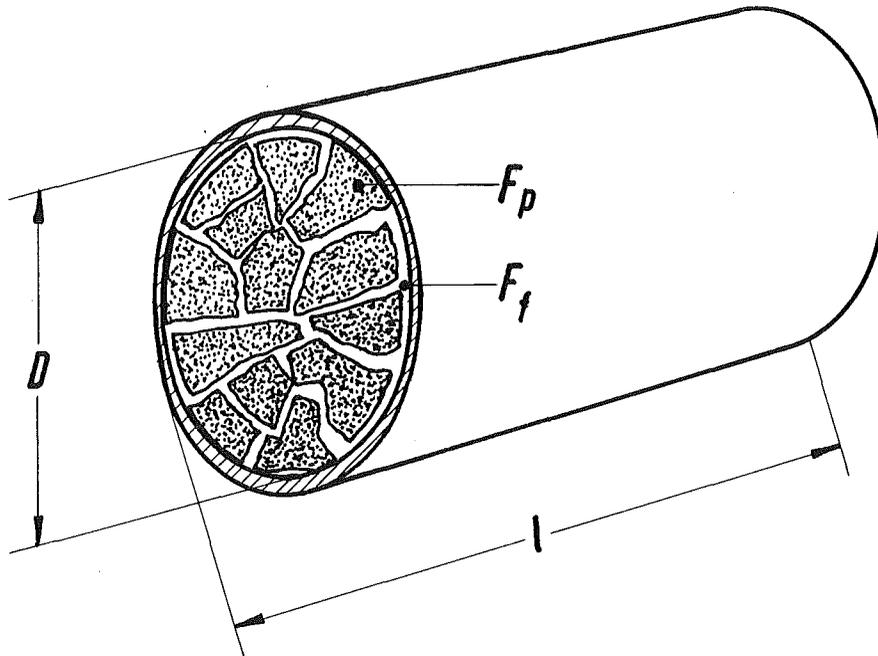
Der Strömungswiderstand von Schüttungen hängt außer von den Abmessungen des Strömungskanal (D, l) und den Daten des Fluids (R, η, T, ρ) auch von den Eigenschaften des Schüttgutes, wie etwa der Porosität und der Struktur der Packung, der Form, Größe und Größenverteilung der Körner ab. In der Literatur findet man keine mathematische Beziehung, die alle diese Parameter verknüpft, sondern eine größere Zahl verschiedener Berechnungsmodelle, die dem Benutzer jeweils nur einige dieser Parameter zu variieren gestatten, während die anderen unberücksichtigt bleiben oder als konstant vorausgesetzt werden.

Es werden in den folgenden Abschnitten vier solcher Modelle gezeigt und untereinander sowie mit dem Ringspalt verglichen. Da die Modelle z.T. implizierte Beziehungen enthalten, wird der

Vergleich numerisch, anhand von vier Standardfällen durchgeführt.
Zwei dieser vier Fälle wurden experimentell überprüft.

4.1.2 Bezeichnungen, Grundlagen

Zusätzlich zu den bei der Beschreibung der Spaltströmung benutzten Größen werden hier folgende eingeführt (siehe Skizze):



$$\begin{aligned}
 F_o &= \frac{D^2 \pi}{4} && \text{Packungsquerschnitt} \\
 V_p & && \text{Volumen} \\
 O_p & && \text{Oberfläche} \\
 V_f & && \text{vom Fluid erfülltes Volumen}
 \end{aligned}
 \left. \begin{array}{l} \\ \\ \\ \end{array} \right\} \text{ aller Partikel}$$

$$V_p + V_f = V_{\text{ges}} = F_o \cdot l \tag{4.1}$$

$$F_f = \frac{V_f}{l} \quad \text{freier, fluiddurchflossener Querschnitt}$$

$$\epsilon \quad \text{Porosität} \quad \epsilon = \frac{V_f}{V_{\text{ges}}} = \frac{F_f}{F_o} \tag{4.2}$$

$$s = \frac{O_p}{V_p} \quad \text{Spez. Partikeloberfläche } s = \frac{6}{d} \text{ bei Kugeln mit Durchmesser } d$$

A_k Fluidbenetzte Oberfläche

$$A_k = O_p + \pi \cdot D \cdot l = S \cdot V_p + \pi \cdot D \cdot l \quad (4.3)$$

d_k Äquivalenter Kugeldurchmesser der Teilchen

$$d_k = \sqrt[3]{\frac{6}{\pi}} \cdot \sqrt[3]{\frac{Mz}{z \cdot \rho}} = 1,24 \sqrt[3]{\frac{V_z}{z}} \quad (4.4)$$

M_z/V_z = Masse/Volumen von z Teilchen

ρ = Dichte der Teilchen

$W_o = \frac{\dot{m}}{\rho \cdot F_o}$ scheinbare, auf vollen Rohrquerschnitt bezogene Geschwindigkeit

$W_f = \frac{\dot{m}}{\rho \cdot F_f} = \frac{\dot{m}}{\rho \cdot \epsilon \cdot F_o} = \frac{W_o}{\epsilon}$ mittlere Geschwindigkeit im Raum zwischen den Teilchen

Die in der Literatur angegebenen Beziehungen für Schüttungen benutzen zum Teil Widerstandsbeiwerte und Re-Zahlen, deren Definition von den bisher benutzten abweicht.

Um die Beziehungen untereinander und mit den in Abschnitt 3 für die Spaltströmung aufgeführten vergleichen zu können, wird für jeden Fall zunächst der Massenstrom \dot{m} bestimmt und daraus ein Vergleichswertepaar λ_v und Re_v gebildet, das auf die Strömung eines fiktiven, zentrischen Kreisringspalts mit gleichem Strömungsquerschnitt bezogen ist:

Durch Umformung ergibt sich

$$\text{aus (2.3)} \quad \lambda_v = \frac{d_h \cdot F_f^2}{1} \cdot \frac{1}{R \cdot T} \cdot \frac{(P_o^2 - P_1^2)}{\dot{m}^2} \quad (4.5)$$

$$\text{aus (3.2)} \quad Re_v = \frac{4 \dot{m}}{\pi (D + d) \cdot \eta} \quad (4.6)$$

Faßt man die freie Strömungsfläche $F_f = \epsilon \cdot F_o$ als Ringspalt zwischen den Durchmessern D und d auf, so folgt für d

$$\frac{d^2 \pi}{4} = F_o - \epsilon \cdot F_o = \frac{\pi D^2}{4} (1 - \epsilon)$$

$$d = D \sqrt{1 - \epsilon}$$

Daraus folgt der hydraulische Durchmesser zu

$$d_h = D - d = \frac{4F_f}{U} = D \frac{\epsilon}{1 + \sqrt{1 - \epsilon}} = D(1 - \sqrt{1 - \epsilon}) \quad (4.7)$$

Die Vergleichswerte ergeben sich damit schließlich in der Form

$$\lambda_v = \frac{D^5 \pi^2 \epsilon^2 (1 - \sqrt{1 - \epsilon})}{16 l} \cdot \frac{1}{R T} \frac{P_0^2 - P_1^2}{\dot{m}^2} \quad (4.8)$$

$$Re_v = \frac{4 \dot{m}}{\pi D (1 + \sqrt{1 - \epsilon}) \eta} \quad (4.9)$$

Die numerische Berechnung erfolgt für vier Standardfälle:

Geometrie des Hüllrohres wie in Abschnitt 3:

$$D = 9,304 \cdot 10^{-3} \text{ m} \quad l = 0,5 \text{ m} \quad F_0 = 6,793 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2$$

Fall 1:

Hier wurde ein übliches Filtermaterial (AC 6120) aus SiO_2 benutzt, dessen Partikel Kugelform haben:

$$\begin{aligned} \epsilon &= 0,4 & F_f &= \epsilon \cdot F_0 = 2,72 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \\ d_k &= 1,25 \cdot 10^{-3} \text{ m} & & \text{(Mittelwert)} \\ S &= \frac{6}{d_k} = 4,8 \cdot 10^3 \text{ m}^{-1} \\ O_p &= 9,67 \cdot 10^{-2} \text{ m}^2 \\ A_k &= O_p + \pi D l = 9,67 \cdot 10^{-2} + 1,46 \cdot 10^{-2} \\ & & & = 0,111 \text{ m}^2 \end{aligned}$$

Fall 2 - 4:

Mit den Standardfällen 2 bis 4 sollen die durch den Reaktorbetrieb gebrochenen Brennstoffpellets nachgebildet werden. Für die Rechnungen wurden symmetrische Reißbilder angenommen. Sie entstanden durch gedachte Zerteilung zylinderförmiger Pellets

gemäß Abb. 4.15, wobei das Ausgangsvolumen beibehalten wurde. Dadurch bleibt auch der Strömungsquerschnitt, F_f , erhalten, während die Partikeloberfläche, O_p , und die benetzte Oberfläche, A_k , mit dem Grad der Zerteilung zunehmen und der äquivalente Kugeldurchmesser, d_k , abnimmt. Die aus den theoretischen Reißbildern abgeleiteten geometrischen Kennwerte sind in Tabelle 4 - 1 zusammen mit den Daten für Fall 1 dargestellt.

Zur experimentellen Überprüfung wurde Fall 2 auch praktisch realisiert:

Al_2O_3 -Pellets wurden in einem Rohrstück mit Hüllrohrinnendurchmesser durch Schlag mit einem Kreuzmeißel zerteilt, wobei im Mittel drei Bruchstücke entstanden. Diese wurden dann ohne wesentliche Änderung ihrer relativen Lage in das Rohrstück der Meßstrecke geschoben.

Der Ausgangsdurchmesser der Pellets betrug $d = 8,993$ mm; dieser Wert wurde der Berechnung der Kenndaten in Tabelle 4 - 1 zugrundegelegt.

4.1.3 Berechnungsmodelle

Modell A

Für die Berechnung des Strömungswiderstands von Kontaktkörpersäulen gibt Stelzer /7/ folgende Beziehungen an:

$$A\ 1: \quad \lambda_1 = \frac{2000}{Re_1} ; \quad \text{für } Re_1 \leq 10 \quad (4.10)$$

$$\text{wobei } Re_1 = \frac{W_o \cdot d_k}{\nu}, \quad W_o = \frac{\dot{m}}{\rho \cdot F_o}$$

$$\text{und } \Delta p = \lambda \frac{1}{d_k} \cdot \frac{\rho}{2} W_o^2 \quad (4.11a)$$

Vergrößert man den Druckverlust Δp um den Faktor $\frac{P_o}{P_m}$ zur Berücksichtigung des Expansionsverlusts gemäß Gleichung A 11, so folgt

$$(P_o - P_1) = \frac{2000}{\frac{\dot{m}}{\rho_o \cdot F_o} \cdot \frac{d_k}{\nu}} \cdot \frac{1}{d_k} \frac{\rho_o}{2} \frac{\dot{m}^2}{\rho_o^2 \cdot F_o^2} \cdot \frac{P_o}{\frac{P_o + P_1}{2}} \quad (4.11b)$$

und nach Umformung läßt sich der Massenstrom explizit angeben zu

$$\dot{m}_{A1} = \frac{\pi D^2}{4} \frac{d_k^2 (P_0^2 - P_1^2)}{2000 l \eta R T} \quad (4.12)$$

$$\text{für } Re_1 = \frac{\dot{m} d_k}{F_o \cdot \eta} \leq 10$$

$$\text{d.h. } \dot{m} \leq 10 \frac{\pi D^2}{4} \cdot \frac{\eta}{d_k}$$

A 2: Für $Re_1 > 10$ gilt auch nach /7/ und /9/

$$\lambda_2 = 7,63 \cdot Re_2^{-0,18} \quad (4.13)$$

wobei

$$\Delta p = \lambda_2 \cdot \frac{l}{D_f} \cdot \frac{\rho}{2} W_f^2 \cdot \frac{P_o}{P_m} \quad (4.14)$$

(Expansion berücksichtigt)

und

$$Re_2 = \frac{W_f \cdot D_f}{\nu} \quad \text{mit } W_f = \frac{\dot{m}}{\rho \cdot F_f}$$

$$\text{und } D_f = \frac{4 V_f}{A_k} = \frac{4 F_f \cdot l}{A_k}$$

also

$$Re_2 = \frac{\dot{m} 4 F_f \cdot l}{\rho \cdot F_f A_k \cdot \nu} = \frac{4 \dot{m} l}{A_k \cdot \eta} \quad (4.15)$$

(4.15) in (4.13) liefert

$$\lambda_2 = 7,63 \cdot \left(\frac{4 \dot{m} \cdot l}{A_k \cdot \eta} \right)^{-0,18} \quad (4.16)$$

(4.16) in (4.14) ergibt

$$P_0^2 - P_1^2 = 7,63 \frac{A_k^{1,18} \cdot \eta^{0,18} \cdot R \cdot T}{4^{1,18} \cdot l^{0,18} \cdot F_f^3} \cdot \dot{m}^{1,82} \quad (4.17a)$$

und nach Umformung explizit für den Massenstrom

$$\dot{m}_{A2} = \left[\frac{1}{A_k^{1,18}} \left(\frac{1}{\eta}\right)^{0,18} \cdot \frac{F_f^3}{R \cdot T} \cdot \frac{4 \cdot 1,18}{7,63} (P_0^2 - P_1^2) \right]^{\frac{1}{1,82}}$$

$$\dot{m}_{A2} = \left[\left(\frac{1}{\eta}\right)^{0,18} \cdot \frac{F_f^3}{R \cdot T} \cdot 0,673 \right]^{0,5495} \frac{(P_0^2 - P_1^2)^{0,5495}}{A_k^{0,6484}} \quad (4.17b)$$

$$\text{für } \dot{m} > 10 \frac{\pi D^4}{4} \cdot \frac{\eta}{d_k}$$

Modell B

Für Schüttungen von Teilchen gibt Eck /3/ folgende Beziehung an

$$\Delta p = k \cdot \lambda_3 \cdot \frac{1}{\varepsilon^4} \cdot \frac{1}{d_k} \cdot \frac{\rho}{2} W_0^2 \quad (4.18)$$

dabei ist

$$W_0 = \frac{\dot{m}}{\rho \cdot F_0}$$

und k ist eine von der Form der Teilchen abhängige, dimensionslose Konstante

k = 1 für Kugelform

k > 1 für andere Formen

Erweitert man mit dem Expansionsglied $\frac{P_0}{P_m}$, so folgt aus (4.18)

$$P_0 - P_1 = k \cdot \lambda_3 \frac{1}{\varepsilon^4} \frac{1}{d_k} \cdot \frac{\rho_0}{2} \frac{\dot{m}^2}{\rho_0^2 \cdot F_0^2} \cdot \frac{P_0}{\frac{P_0 + P_1}{2}}$$

$$P_0^2 - P_1^2 = k \cdot \lambda_3 \frac{1}{\varepsilon^4} \frac{1}{d_k} \frac{\dot{m}^2}{F_0^2} \cdot R \cdot T$$

und nach Umstellung schließlich

$$\dot{m}_B = F_O \cdot \epsilon^2 \frac{1}{\sqrt{k \cdot \lambda_3}} \sqrt{\frac{d_k}{l} \frac{(P_O^2 - P_1^2)}{R \cdot T}} \quad (4.19)$$

Für den Widerstandsbeiwert folgt hieraus und mit

$$Re_3 = \frac{W_O \cdot d_k}{\nu} = \frac{\dot{m} \cdot d_k}{\eta \cdot F_O}$$

die Beziehung

$$\lambda_3 = \frac{1}{Re_3^2} \cdot \frac{d_k^3}{l} \cdot \frac{\epsilon^4}{k} \frac{P_O^2 - P_1^2}{\eta^2 R T} \quad (4.20)$$

$\lambda_3 = f(Re_3)$ ist nach Eck /3/ in Abb. 4.1 für kugelförmige Teilchen ($k = 1$) als Kurvenzug angegeben.

Anhaltswerte für k sind in Tabelle 4 - 2 angegeben.

Modell_C

In seiner Dissertation entwickelt Gupte /8/ für den Widerstandsbeiwert in Schüttungen eine Funktion der Form

$$\lambda_4 = 2 \cdot \frac{K}{Re_4} \cdot \epsilon^n \cdot \psi \quad (4.21)$$

für die Druckverlustrelation

$$\Delta p = \frac{l}{d_k} \cdot \lambda_4 \cdot \frac{\rho}{2} W_O^2 \quad (4.22)$$

Dabei gilt:

$$W_O = \frac{\dot{m}}{\rho \cdot F_O} \quad (4.23)$$

$$Re_4 = \frac{d_k \cdot W_O}{\nu} = \frac{d_k \cdot \dot{m}}{\eta F_O} \quad (4.24)$$

ψ ist eine Verteilungsfunktion für die Teilchen der Packung, die umso näher bei 1 liegt, je gleichförmiger die Teilchen sind.

Gupte hat für Kugelpackungen die Koeffizienten der Gleichung (4.21) experimentell bestimmt zu

$$n = -5,5 \text{ und } K = 5,6$$

im Bereich

$$Re_4 \leq 1,$$

wobei seine Meßergebnisse auch bei $Re_4 = 10$ noch gut mit obiger Beziehung übereinstimmen und erst bei $Re_4 = 10^2$ um den Faktor 3 höher liegen.

Mit der üblichen Vergrößerung des Druckverlustes um den Expansionsfaktor P_0/P_m folgt aus (4.21) bis (4.24):

$$P_0 - P_1 = \frac{1}{d_k^2} \cdot \frac{5,6 \cdot \eta \cdot F_0}{d_k \cdot \dot{m}} \psi \cdot \epsilon^{-5,5} \cdot \frac{\rho_0}{2} \cdot \frac{\dot{m}^2}{\rho_0^2 \cdot F_0^2} \cdot \frac{P_0}{\frac{P_0 + P_1}{2}}$$

$$P_0^2 - P_1^2 = \frac{1}{d_k^2} \cdot 2 \cdot 5,6 \cdot \frac{\eta \cdot R \cdot T \cdot \psi}{F_0} \cdot \epsilon^{-5,5} \cdot \dot{m}$$

und schließlich

$$\dot{m}_c = F_0 \cdot \frac{d_k^2}{1} \cdot \frac{\epsilon^{5,5} \cdot \psi}{2 \cdot 5,6 \cdot \eta R T} (P_0^2 - P_1^2) \quad (4.25)$$

$$\text{für } Re_4 = \frac{d_k \cdot \dot{m}}{\eta \cdot F_0} \leq 10$$

$$\dot{m} \leq 10 \cdot \frac{\eta \cdot F_0}{d_k}$$

Modell D

Ähnlich wie bei Modell B gibt Grassmann /10/ den Zusammenhang zwischen dem Widerstandsbeiwert und der Reynoldszahl als Diagramm an: Abb. 4.2.

Dabei ist der aus der Eulerzahl entwickelte Widerstandsbeiwert λ_5 definiert gemäß

$$\Delta p = \lambda_5 \cdot \frac{1 - \epsilon}{\epsilon^3} \cdot s \cdot l \cdot \rho \cdot W_0^2 \quad (4.26)$$

und die Reynoldszahl Re_5 als

$$Re_5 = \frac{W_0}{\nu (1 - \epsilon) \cdot s} = \frac{\dot{m}}{\eta \cdot F_0 (1 - \epsilon) \cdot s} \quad (4.27)$$

Vergrößerung des Druckverlusts um den Faktor P_0/P_m und einsetzen von $W_0 = \frac{\dot{m}}{\rho \cdot F_0}$ in (4.26) ergibt

$$P_0 - P_1 = \lambda_5 \frac{1 - \epsilon}{\epsilon^3} \cdot s \cdot l \cdot \rho \cdot \frac{\dot{m}^2}{\rho^2 \cdot F_0^2} \cdot \frac{P_0}{\frac{P_0 + P_1}{2}}$$

daraus folgt nach Umstellung

$$\dot{m}_D = F_0 \cdot \epsilon \cdot \sqrt{\frac{\epsilon}{1 - \epsilon}} \cdot \sqrt{\frac{1}{\lambda_5}} \cdot \sqrt{\frac{P_0^2 - P_1^2}{2 \cdot s \cdot l \cdot R \cdot T}} \quad (4.28)$$

mit (4.27) folgt hieraus für $\lambda = f(Re)$:

$$\lambda_5 = \frac{1}{Re_5^2} \cdot \frac{\epsilon^3}{(1 - \epsilon)^3} \cdot \frac{P_0^2 - P_1^2}{s^3 \cdot l \cdot \eta^2 \cdot 2 \cdot R \cdot T} \quad (4.29)$$

4.1.4 Durchführung und Ergebnisse der Berechnungen

Für die in 4.1.2 angegebenen Standardfälle wurde mit den oben beschriebenen Modellen jeweils zunächst der Massenstrom \dot{m} bestimmt. Bei den Modellen A1, A2 und C war dies explizit möglich. Bei den Modellen B und D, für die $\lambda_i = f(\text{Re}_i)$ nur als Kurve gegeben ist, wurde folgendes Verfahren angewendet:

Die zum Modell gegebene Funktion

$$\lambda_i = \frac{A}{\text{Re}_i^2} \quad (\text{Gleichung 4.20 bei Modell B und 4.29 bei D})$$

wurde durch Einsetzen der Randbedingungen für jeden Rechenpunkt bestimmt und (im $\log\lambda/\log \text{Re}$ -Diagramm als Gerade) graphisch mit der Kurve $\lambda_i = f(\text{Re}_i)$ zum Schnitt gebracht. Aus dem Wertepaar λ_s/Re_s der Schnittpunktkoordinaten wurde rechnerisch \dot{m} bestimmt.

Mit den Gleichungen (4.5) und (4.6) bzw. (4.9) und (4.10) wurden daraus die auf den Ringspalt bezogenen Vergleichswerte λ_v und Re_v gebildet.

Dabei lagen alle Standardfälle bei Modell A1 außerhalb des Geltungsbereichs, ebenso Fall 1 bei Modell C.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 4 - 3 zusammengestellt. Der Vergleich der einzelnen Rechenmodelle kann anhand der Abb. 4.3 bis 4.6 gezogen werden, in denen der Massenstrom, \dot{m} , über der Druckgröße $(P_0^2 - P_1^2)$ aufgetragen ist:

Für Standardfall 1 (kugelförmige Teilchen) sind die Unterschiede der einzelnen Berechnungsmodelle vernachlässigbar. Die in Abb. 4.3 eingezeichnete Gerade ($\lambda = \frac{64}{\text{Re}}$) zeigt zum Vergleich den nach dieser Beziehung berechneten Massenstrom für einen Ringspalt mit dem gleichen freien Strömungsquerschnitt F_f .

Für die Fälle 2 - 4 (Pelletbruchstücke) liefern die Modelle A, B und D Massenströme der gleichen Größenordnung (Abb. 4.4, 4.5, 4.6), während Modell C deutlich kleinere Werte ergibt. (Erklärung siehe 4.2)

Zum Vergleich der Standardfälle untereinander sind in Abb. 4.7 die nach Modell A berechneten Massenströme für die Fälle 1 - 4 zusammengestellt. Erwartungsgemäß liegt Fall 1 mit seiner wesentlich größeren Porosität deutlich über den Fällen 2 - 4.

In Abb. 4.8 sind die für alle Standardfälle und nach allen Modellen berechneten Vergleichsfunktionen $\lambda_v = f(\text{Re}_v)$ eingetragen zusammen mit den in Abschnitt 3 erklärten Funktionen für den glatten Kreisringpalt: Die Erhöhung des Strömungswiderstands bei Schüttungen ist deutlich ersichtlich, ebenso die starke Überschätzung des Widerstands bei der Anwendung von Modell C auf die Geometrie der Pelletbruchstücke.

Zum weiteren Verständnis der Gesetzmäßigkeiten bei Schüttungen sind in Abb. 4.9 nochmals die mit Modell A für die Standardfälle 2 - 4 berechneten λ -Werte eingetragen. Dazu wurde die Kurve "P" eingezeichnet: Sie ergab sich aus der Berechnung für ein intaktes, also nicht zerbrochenes Pellet nach Modell A und erscheint als logische Fortsetzung der Kurven für die Fälle 2 bis 4. Im Vergleich zu den bei gleichen Randbedingungen für den Spalt gerechneten (Δ -Symbole) liegen die Widerstandswerte bei Kurve "P" nach Modell A jedoch viel zu hoch. Die gleiche Information ist in Abb. 4.10 in der Form $\dot{m} = f(P_0^2 - P_1^2)$ dargestellt. Man ersieht daraus, daß Modell A (wie auch die andern Modelle für Schüttungen) erst unterhalb einer bestimmten Teilchengröße verwendbar ist, die hier offensichtlich kleiner als ein ganzes Pellet ist (siehe hierzu das in Abschnitt 4.2 über die sog. Randgängigkeit Gesagte). Man kann weiter ersehen, daß die Messung des Massenstroms und des Druckabfalls über eine Teststrecke nur dann einen quantitativen Rückschluß auf die Geometrie im Stabinnern erlauben, wenn die Art dieser Geometrie

(grob: Spalt oder Schüttung) bekannt ist. Dieser Schluß wird noch deutlicher an Abb. 4.11; sie zeigt den einmal nach Modell A bzw. D und einmal für den Spalt berechneten Massenstrom als Funktion des freien Strömungsquerschnitts, F_f , bzw. des hydraulischen Durchmessers, D_h , bei ansonsten gleichen Randbedingungen: Man sieht deutlich, daß von einem gemessenen \dot{m} -Wert auf verschiedene F_f - bzw. D_h -Werte geschlossen werden kann, je nach Annahme über die Art der Brennstoffgeometrie.

4.2 Experimentelle Untersuchungen

4.2.1 Durchführung

Zur praktischen Überprüfung der zusammengestellten Rechenmodelle wurden Versuche mit Schüttungen durchgeführt.

Der Aufbau der benutzten Versuchseinrichtung war identisch mit der in 3.3.1 beschriebenen, statt der UO_2 - bzw. Al_2O_3 -Tabletten wurde jedoch das jeweilige "Schüttgut" eingesetzt.

Untersucht wurden die Standardfälle 1 und 2 wie in Abschnitt 4.1.2 beschrieben:

Standardfall 1: Filtermaterial AC 6120 aus SiO_2 in Form von Kugeln.

Standardfall 2: Bruchstücke von mechanisch zerteilten Al_2O_3 -Tabletten.

Auch hier wurden Versuche sowohl mit Helium als auch mit Argon als Meßgas durchgeführt.

4.2.2 Versuchsergebnisse

Die Ergebnisse der Messungen mit Helium und Argon als Strömungsmedium sind in Tabelle 4 - 4 aufgeführt. In den Abb. 4.12 bis 4.14 sind den für Helium berechneten Werten die entsprechenden Messungen gegenübergestellt. In Abb. 4.14 sind ergänzend auch die Ergebnisse der Messungen mit Argon eingetragen.

Bei Standardfall 1 (kugelförmige Teilchen) stimmen Meß- und Rechenwerte vollkommen überein (Abb. 4.12).

Die Messungen mit Pelletbruchstücken gemäß Standardfall 2 ergaben um den Faktor 1,5 bis 3 höhere Massenströme als die Rechnungen nach den Modellen A, B, D (Abb. 4.13). Dieser für solche Abschätzungen verhältnismäßig kleine Unterschied läßt sich qualitativ mit der sog. Randgängigkeit bei Schüttungen erklären: Aufgrund anderer Geometrie- u. Reibungsverhältnisse in den Kanälen zwischen Rohrwand und Schüttung ist der Strömungswiderstand am Rand der Schüttung geringer als in den Innenzonen. Der am Rand höhere Massenstrom ist in den angegebenen Rechenmodellen nicht berücksichtigt. Er kann bei üblichen Anwendungsfällen vernachlässigt werden, wenn der Behälterdurchmesser groß im Vergleich zum Teilchendurchmesser ist. In der Literatur wird gefordert:

$$\frac{D}{d_k} \geq 10$$

Dieser Wert ist bei Standardfall 2 mit $D/d_k = 1,22$ nicht erfüllt, während er bei Standardfall 1 mit 7,5 fast erreicht wird.

Wie bereits früher erwähnt, erfolgten die Berechnungen nach Modell B mit dem Wert 1 für die Formkonstante k. Gemäß Tabelle 4 - 2 wäre für die Standardfälle 2 - 4 etwa mit $k = 3$ zu rechnen. Die Massenströme würden damit um den Faktor $\sqrt{3} \approx 1,7$ kleiner, die Abweichungen zur Messung um den gleichen Faktor größer.

Die Abweichungen zwischen den Meßwerten bei Standardfall 2 und den nach Modell C gerechneten Massenströmen (Faktor 10) lassen den Schluß zu, daß dieses Modell mit seinem Potenzansatz für die Porosität ($\epsilon^{5,5}$) bei sehr kleinen ϵ -Werten zu einer Überschätzung des Strömungswiderstands führt. Gupte /8/ hat sein Modell auch nur im Bereich $\epsilon > 0,36$ verifiziert, während in den Standardfällen 2 bis 4 die Porosität zu $\epsilon = 0,065$ anzusetzen ist.

Meß- und Rechenergebnisse für den Standardfall 2 werden in Abb. 4.14 nochmals in anderer Darstellungsweise verglichen. Die Rechenwerte gelten auch hier nur für He. Man sieht die relativ gute Übereinstimmung der Modelle A und D mit den Meßwerten und die Abweichungen der Modelle B und C.

4.3 Anwendung auf den Brennstab

Nach dem obigen Vergleich zwischen Messung und Rechnung sind für die Abschätzung der Strömung im Brennstab nach Ausbildung der üblichen Risse durch die Tabletten die Modelle A und D am besten geeignet. Dabei kann nach A in der hier gegebenen Form der Massenstrom explizit berechnet werden, bei D sind wegen der nur graphischen Angabe von $\lambda = f(\text{Re})$ einige Rechenschritte mehr erforderlich.

Für die praktische Anwendung liegt die Schwierigkeit in beiden Fällen bei der Bestimmung bzw. Annahme des freien Strömungsquerschnitts, F_f , sowie der Größe und Form der Pelletbruchstücke, von denen sich die in den Modellen benutzten Kenngrößen ϵ (Porosität), S (spez. Partikeloberfläche) bzw. A_k (benetzte Oberfläche) ableiten lassen.

Diese bei Schüttungen zusätzlich zu berücksichtigenden Oberflächenparameter S bzw. A_k und auch der Strömungsquerschnitt F_f beeinflussen den Massenstrom bei den hier empfohlenen Modellen A und D allerdings in geringerem Grad, als dies der

hydraulische Durchmesser bei laminarer Spaltströmung tut. Während bei letzterer der Massenstrom von der dritten Potenz des hydraulischen Durchmessers, d_h , (bzw. F_f oder ϵ) abhängt, gehen alle Geometrie-kennwerte bei Schüttungen nach A bzw. D mit Potenzen kleiner 2 ein. Dies gilt bei A immer (siehe Gleichung 4.17b) bei D erst oberhalb bestimmter \dot{m} -Werte (siehe Abb. 4.11). Der Strömungswiderstand von Schüttungen entspricht in seiner Abhängigkeit vom Massenstrom (von Re) also mehr dem von Ring-spalten bei turbulenter Strömung und technisch rauher Oberfläche als dem bei laminarer Strömung.

5. Schlußbemerkung

Die im vorliegenden Bericht beschriebenen Untersuchungen zeigen, daß der Massenstrom in einem Brennstab rechnerisch recht gut erfaßt werden kann. Wichtigste Voraussetzung zur quantitativen Bestimmung des Massenstroms ist die Kenntnis über die geometrische Form, in der der Brennstoff vorliegt: Ganze Pellets sind rechnerisch grundsätzlich anders zu behandeln als Pelletbruchstücke, wie sie durch die Rißbildung beim Reaktorbetrieb entstehen.

In diesem Zusammenhang sei noch einmal daran erinnert, daß die meisten Ableitungen in diesem Bericht axiale Konstanz der Abmessungen, der Temperatur und des Widerstandsbeiwerts über den betrachteten Stababschnitt voraussetzen. Diese Bedingung ist bei einem Kühlmittelverlustunfall im allgemeinen nicht über größere Stablängen erfüllt. Gerade wegen der gezeigten exponentiellen Abhängigkeit des Massenstroms von einigen charakteristischen Abmessungen müssen daher entsprechende Integrationsverfahren angewendet werden.

Literatur

- /1/ Institut für Reaktorsicherheit der Technischen Überwachungs-Vereine e.V.: Bericht SB 5, Statusbericht Notkühlung, Kapitel 5, Dezember 1973

- /2/ Dubbel's Taschenbuch für den Maschinenbau, Bd. I, Seite 288, 11. Auflage 1956

- /3/ Eck B.: Technische Strömungslehre, 7. Auflage 1966, Springer-Verlag

- /4/ VDI-Wärmeatlas, 2. Auflage 1974
 - a) Abschnitt Lb
 - b) Abschnitt Le

- /5/ Reimann M.: Analytische Untersuchungen von Gasströmungen in Ringspalten beim Aufblähvorgang von Zirkaloy-Hüllrohren, KFK-Bericht 2280, Mai 1976

- /6/ Stehle et.al.: Dimensionsstabilität von LWR-Brennstäben. Vortrag, gehalten auf der Reaktortagung des DATF, Berlin, April 1974

- /7/ Stelzer F.: Wärmeübertragung und Strömung, Thiemig-Taschenbuch, Band 18, 1971

- /8/ Gupte A.: Experimentelle Untersuchung der Einflüsse von Porosität und Korngrößenverteilung im Widerstandsgesetz der Porenströmung. Dissertation an der Universität Karlsruhe, 1970

- /9/ Seidel, H.-P.: Wärmetransport, Stofftransport und Druckverlust in Füllkörperrohren. Dissertation an der TU Dresden, 1965

/10/ Grassmann P.: Physikalische Grundlagen der Verfahrenstechnik, 2. Auflage 1970, Verlag Sauerländer

Zusammenstellung häufig benutzter Bezeichnungen

A_k	m^2	Fluidbenetzte Oberflächen bei Schüttungen
D	m	Innendurchmesser des Hüllrohrs
d	m	Außendurchmesser der Brennstofftabletten
d_h	m	hydraulischer Durchmesser
d_k	m	äquivalenter Kugeldurchmesser von Teilchen einer Schüttung
E	m	Exzentrizität
F	m^2	Strömungsquerschnitt
		$F_o = \frac{\pi D^2}{4}$ Packungsquerschnitt einer Schüttung
		$F_f = \frac{V_f}{l}$ freier, fluiddurchflossener Querschnitt
k	m	Rauhigkeit einer Oberfläche
l	m	Länge des betrachteten Strömungsabschnitts
\dot{m}	$\frac{kg}{s}$	Massenstrom des Fluids
O_p	m^2	gesamte Oberfläche der Teilchen einer Schüttung
P	$\left\{ \begin{array}{l} kg/m \cdot s^2 \\ bar \end{array} \right.$	Druck des Fluids (Absolutwerte)
R	$\frac{m^2}{s^2 K}$	Spezielle Gaskonstante
Re	-	Reynolds'sche Kennzahl
		$Re = \frac{w \cdot d_h}{\nu} = \frac{\dot{m}}{F} \cdot \frac{d_h}{\eta}$
T	K	Temperatur des Fluids
v	$\frac{m^3}{kg}$	spez. Volumen des Fluids
V_f	m^3	vom Fluid erfülltes Volumen bei Schüttungen
V_p	m^3	gesamtes Volumen der Teilchen einer Schüttung
W	$\frac{m}{s}$	Strömungsgeschwindigkeit

ε	-	Porosität einer Schüttung
		$\varepsilon = \frac{V_f}{V_f + V_p}$
η	$\frac{\text{kg}}{\text{m s}}$	dynamische Zähigkeit des Fluids
λ	-	Widerstandskoeffizient
ν	$\frac{\text{m}^2}{\text{s}}$	kinematische Zähigkeit des Fluids
ρ	$\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$	Dichte des Fluids

Gasströmung im Brennstab		PNS 4237	
		RBT/IT 1976	
<u>Tabelle 3 - 2 Abmessungen und Basisdaten</u>			
Hüllrohr	Innendurchmesser [*]	9,304 ^{+0,002} -0,005	mm
	Länge zwischen Druckmeß-Anschlüssen	500	mm
	Werkstoff	Zry-4	
Pellets Al ₂ O ₃	Außendurchmesser [*]	9,106 ^{+0,007} -0,006	mm
	Länge	11	mm
UO ₂	Außendurchmesser	9,14	mm
	Länge	10,9	mm
Stangen Al ₂ O ₃	Außendurchmesser [*]	9,12 ^{+0,01} -0,02	mm
	Länge	124 bis 197	mm
Meßgase:	Dichte ρ ₀ (kg/m ³)	He 0,1761	Ar 1,7604
	Gas-Konstante R (m ² /s ² K)	2,0772 · 10 ³	2,082 · 10 ²
	Dyn. Zähigkeit η ₀ (kg/m s)	1,864 · 10 ⁻⁵	2,103 · 10 ⁻⁵
	Sutherland Konst. C _s (K)	78,2	142
	$\eta_T = \eta_0 \sqrt{\frac{T}{T_0}} \frac{1 + \frac{C_s}{T_0}}{1 + \frac{C_s}{T}}$		
	Index 0 → bei 273 K, 1 bar		

^{*} Die angegebenen "Toleranzen" stellen die Abweichungen der gemessenen Maximal- bzw. Minimalwerte vom arithmetischen Mittel dar.

Gasströmung im Brennstab						PNS 4237
						RBT/IT 1976
Tabelle 3 - 3: Ergebnisse der Messungen mit zylindrischen Pellets und Stäben						
I) <u>Al₂O₃-Pellets, Meßgas_He</u> (AP1)						
Versuch Nr.	P ₀ (bar abs)	P ₁	P ₀ ² - P ₁ ² (10 ¹⁰ kg ² /m ² s ⁴)	ṁ (10 ⁻⁴ kg/s)	Re	λ
11.1.1	35,32	29,42	382	4,971	1747	0,0843
2	30,42	25,52	274	4,531	1593	0,0724
3	20,61	15,71	178	3,709	1304	0,0695
4	10,81	5,91	82	2,271	798	0,0844
10.2.1	35,32	30,44	321	4,593	1620	0,0834
2	30,42	25,49	276	4,229	1491	0,0840
3	25,52	20,62	226	3,791	1338	0,0854
4	20,61	15,71	178	3,39	1195	0,0835
5	15,71	10,81	130	2,778	979	0,0903
6	10,81	5,91	82	1,91	673	0,120
9.2.1	58,96	57,88	126	4,413	1543	0,036
2	59,84	54,94	562	6,521	2272	0,0731
3	59,84	50,33	1048	8,868	3085	0,0732
4	59,84	45,52	1509	10,652	3707	0,073
5	59,84	40,23	1962	11,657	4095	0,0802
6	59,84	10,81	3464	16,164	5635	0,072
7	59,84	15,71	3334	15,982	5571	0,0710
8	59,84	20,61	3156	15,218	5311	0,0744
9	59,84	25,52	2930	14,958	5229	0,0717
10	59,84	30,42	2655	14,414	5050	0,0704
11	59,84	35,32	2333	13,428	4715	0,0716
12	59,84	40,22	1963	12,259	4311	0,0726
13	59,84	45,13	1544	10,888	3834	0,0727
14	59,74	50,03	1066	9,179	3237	0,071
15	59,84	54,94	562	6,725	2376	0,0713
16	59,84	57,38	288	4,912	1737	0,0676

Tabelle 3 - 3 (Fortsetzung)

Versuch Nr.	P_0	P_1	$P_0^2 - P_1^2$	\dot{m}	Re	λ
6.1.1	10,81	5,9	82	2,037	717	0,105
2	10,81	7,84	55,3	1,5	528	0,131
3	10,81	8,85	38,5	1,121	395	0,164
4	6,88	4,95	22,9	0,667	235	0,273
5	6,88	3,01	38,3	1,07	377	0,178
6	4,92	3,94	8,7	0,263	92,6	0,667
7	4,92	2,96	15,5	0,432	152	0,439
8	4,92	2,47	18,1	0,513	181	0,365
9	4,92	1,98	20,3	0,594	209	0,305
12. 1	22,57	20,61	84,6	2,62	920	0,066
2	25,52	24,54	49,1	1,57	551	0,108
3	25,71	24,53	59,3	1,639	576	0,119
4	23,36	21,2	96,2	2,258	793	0,102
5	23,16	21	95,4	2,403	844	0,0889
6	39,64	37,48	166	3,105	1090	0,0946
7	42,09	39,93	177	3,563	1250	0,0766
8	39,64	37,68	151	3,269	1147	0,0776
9	23,16	21,1	91,2	2,397	841	0,0853
10	25,71	24,73	49,4	1,563	549	0,1092
11	23,16	22,03	51,1	1,674	587	0,098
12	25,52	24,54	49,1	1,31	458	0,1542

Tabelle 3 - 3 (Fortsetzung)						
Versuch Nr.	P_0	P_1	$P_0^2 - P_1^2$	\dot{m}	Re	λ
8.1.1	50,03	45,13	467	5,385	1887	0,0887
2	40,23	35,3	372	4,742	1656	0,0901
3	30,42	25,5	273	3,865	1353	0,0985
4	20,61	15,7	178	3,090	1083	0,0996
5	10,81	5,9	82	1,912	671	0,1188
7.1.1	50,03	49,05	97,1	2,063	724	0,126
2	40,23	39,25	77,9	1,838	646	0,127
3	30,52	29,56	57,4	1,278	449	0,191
4	20,52	19,52	40,2	1,009	355	0,213
5	10,81	9,76	21,7	0,636	224	0,286
6	50,03	48,07	192	3,492	1224	0,0872
7	40,13	38,17	154	3,1	1087	0,0874
8	30,42	28,48	114	2,4	843	0,108
9	20,61	18,65	76,9	1,793	630	0,129
10	10,9	8,94	38,9	1,115	392	0,166
13.1.01	9,83	7,77	36,3	0,821	290	0,2886
02	39,25	33,56	414	4,677	1650	0,1042
03	9,83	7,77	36,3	0,821	290	0,2883
04	39,25	33,56	414	4,807	1688	0,0980
13.1.1	4,93	3,94	8,8	0,182	64	1,402
2	4,93	2,96	15,5	0,321	113	0,7976
3	4,93	2,03	20,2	0,438	154	0,5561
4	9,83	7,87	34,7	0,730	257	0,3460
5	9,83	6,89	49,2	1,058	372	0,2333
6	9,83	5,91	61,7	1,314	462	0,1898
7	9,83	4,93	72,3	1,387	488	0,1996
8	19,64	16,69	107	2,115	743	0,1284
9	19,68	13,75	198	3,170	1112	0,1055
10	19,64	9,73	291	4,009	1406	0,0966
11	29,44	21,60	400	4,664	1637	0,0993
12	29,44	20,52	446	4,875	1713	0,1013

Tabelle 3 - 3 (Fortsetzung)						
Versuch Nr.	P_0	P_1	$P_0^2 - P_1^2$	\dot{m}	Re	λ
13.1.21	29,44	14,73	650	5,854	2050	0,1017
22	39,24	29,24	685	5,979	2088	0,1036
23	39,24	24,44	943	7,151	2493	0,0992
24	39,73	19,63	1193	7,952	2769	0,1012
25	39,24	9,73	1445	8,712	3034	0,1018
26	49,06	19,73	2018	9,966	3509	0,1115
27	49,06	9,73	2312	11,602	4080	0,0939
28	58,86	24,64	2857	12,95	4562	0,0944
29	58,86	9,73	3370	14,43	5095	0,0896
II) <u>Al₂O₃-Pellets, Meßgas Ar (AP 2)</u>						
7.2.1	50,03	49,07	95,1	8,467	2607	0,0737
2	40,23	39,27	76,3	7,756	2080	0,092
3	30,42	29,42	59,8	6,699	2062	0,0726
4	20,61	19,63	39,4	5,677	1748	0,0659
5	10,81	9,85	19,8	2,995	922	0,1178
6	50,03	48,09	190	12,231	3768	0,0707
7	40,23	38,29	152	10,95	3376	0,0699
8	30,42	28,43	117	9,785	2019	0,0667
9	20,71	18,75	77,3	7,559	2332	0,0731
10	10,81	8,85	38,5	6,849	2113	0,0439
8.2.1	50,03	45,13	466	15,806	4859	0,1033
2	40,23	35,35	369	14,565	4484	0,0954
3	30,42	25,52	274	13,097	4029	0,0867
4	20,61	15,71	178	10,634	3269	0,0844
5	10,81	5,91	81,9	6,95	2137	0,0901
9.1.1	59,84	9,34	3494	57,68	18240	0,0597
2	59,84	10,81	3464	60,59	19480	0,0547
3	59,84	15,71	3334	58,6	18970	0,0568
4	59,84	20,61	3156	57,77	18770	0,0557
5	59,84	25,52	2930	56,29	18360	0,0548
6	59,84	30,52	2649	53,59	17480	0,0547

Tabelle 3 - 3 (Fortsetzung)						
Versuch Nr.	P_0	P_1	$P_0^2 - P_1^2$	\dot{m}	Re	λ
9.1.7	59,74	30,42	2643	53,13	17450	0,0560
8	59,84	35,32	2333	49,6	16250	0,0567
9	59,84	40,23	1962	44,93	14660	0,0580
10	59,84	45,13	1544	39,43	12820	0,0591
11	59,84	45,13	1544	40,40	13050	0,0559
12	59,84	50,03	1078	33,97	10970	0,0553
13	59,84	54,94	562	23,87	7679	0,0583
14	59,84	57,39	287	16,56	5292	0,0614
15	59,84	40,23	1962	45,24	14550	0,0562
16	59,84	35,32	2333	50,16	16270	0,0548
17	59,84	30,42	2655	53,23	17400	0,0558
18	59,84	25,52	2930	56,3	18520	0,0553
19	59,84	20,61	3156	57,57	18980	0,0570
20	59,84	15,71	3334	60,35	19950	0,0550
21	59,84	10,81	3464	60,6	20130	0,0569
10.1.1	35,32	30,42	322	14,39	4446	0,0853
2	30,42	25,52	274	13,95	4325	0,0771
3	25,52	20,59	227	12,79	3971	0,0758
4	20,61	15,71	178	11,39	3539	0,0745
5	15,71	10,83	129	10,1	3138	0,0686
6	10,81	5,88	82,3	8,0	2484	0,0691
11.2.1	40,23	35,42	364	13,5	4206	0,1112
2	35,32	30,32	328	16,39	5121	0,0679
3	30,42	25,52	274	14,67	4587	0,0705
4	25,52	20,62	226	13,66	4277	0,0668
5	20,71	15,68	183	12,0	3755	0,0697
6	15,71	11,81	107	9,947	3112	0,0592
7	10,81	5,91	81,9	7,892	2464	0,0712
13.2.1	4,93	4,04	7,98	1,273	393	0,2615
2	5,02	2,96	16,4	2,547	786	0,1345
3	4,93	1,98	20,4	3,010	923	0,1194
4	9,83	7,81	34,7	4,121	1272	0,1091
6	9,83	5,91	61,7	5,209	1607	0,1212

Tabelle 3 - 3 (Fortsetzung)

Versuch Nr.	P_0	P_1	$P_0^2 - P_1^2$	\dot{m}	Re	λ
13.2.7	9,83	4,93	72,3	6,135	1893	0,1024
8	19,64	16,60	110	7,891	2441	0,0956
9	19,64	12,75	197	10,89	3367	0,0895
10	19,64	9,83	289	13,32	4115	0,0877
13.2.21	9,83	7,87	34,7	4,29	1331	0,1012
22	9,83	6,89	49,2	5,01	1553	0,1050
23	9,83	5,91	61,7	5,56	1723	0,1069
24	9,83	4,93	72,3	5,79	1794	0,1155
25	19,64	16,69	107	7,62	2369	0,1004
26	19,64	13,75	197	10,58	3292	0,0955
27	19,64	10,12	283	12,32	3830	0,1012
28	29,44	21,69	396	15,75	4993	0,0896
29	30,03	19,73	513	18,07	5707	0,0877
30	29,44	14,83	647	20,46	6425	0,0855
31	39,45	29,54	684	21,50	6958	0,0859
32	39,35	24,54	946	26,21	8489	0,0799
33	39,35	19,73	1159	29,08	9412	0,0793
34	39,25	9,73	1446	32,41	10440	0,0789
35	49,06	19,73	2018	37,53	12370	0,0852
36	48,96	9,93	2298	43,12	14190	0,0732
37	59,10	24,64	2886	47,59	15910	0,0776
38	58,56	9,83	3333	54,25	18190	0,0690

III) UO₂-Tabletten, Meßgas He (UP 1)

16.1.1	4,92	3,94	8,7	0,095	33,6	2,94
2	4,92	2,86	16,0	0,20	70,6	1,221
3	4,92	1,98	20,3	0,26	91,8	0,9141
4	9,82	7,57	39,1	0,59	208	0,3445
5	9,82	6,78	50,5	0,78	275	0,2541
6	9,82	5,8	62,8	0,98	346	0,2002
7	9,82	4,82	73,2	1,07	378	0,1957
8	19,68	16,69	109	1,68	593	0,1195
9	19,63	13,75	196	2,67	942	0,0853

Tabelle 3 - 3 (Fortsetzung)						
Versuch Nr.	P_0	P_1	$P_0^2 - P_1^2$	\dot{m}	Re	λ
16.1.10	19,63	9,82	289	3,51	1237	0,0725
11	29,63	21,69	408	4,012	1413	0,0790
12	29,49	19,73	480	5,033	1772	0,0591
16.1.22	29,53	20,12	467	4,99	1758	0,0586
23	29,44	14,73	650	5,83	2053	0,0595
25	39,24	24,34	947	7,55	2655	0,0522
26	39,34	19,68	1160	8,55	3006	0,0497
27	39,34	9,53	1457	9,64	3389	0,0489
28	49,05	19,73	2017	11,76	4116	0,0457
29	48,95	9,87	2299	12,50	4371	0,0459
30	58,95	25,02	2894	14,15	4964	0,0452
31	58,86	10,41	3356	15,41	5382	0,0444
24	39,14	29,53	660	6,00	2111	0,0578
IV) <u>UO₂-Tabletten, Meßgas Ar (UP 2)</u>						
16.2.1	4,92	3,89	9,1	1,17	361	0,2015
2	4,92	2,91	15,7	1,84	568	0,1412
3	4,92	1,98	20,3	2,12	654	0,1370
4	9,82	7,81	35,4	3,53	1089	0,0869
5	9,82	6,88	49,1	4,68	1444	0,0685
6	9,92	5,95	63	5,65	1744	0,0602
7	9,82	4,87	72,7	6,27	1934	0,0564
8	19,68	16,59	112	8,43	2601	0,0488
9	19,73	13,45	208	12,04	3717	0,0444
10	19,63	9,77	290	14,34	4493	0,0442
11	29,44	20,61	442	17,44	5396	0,0455
16.2.21	19,83	16,88	108	8,00	2567	0,0548
22	19,63	14,04	188	11,38	3645	0,0469
23	19,73	10,12	287	14,21	4545	0,0457
24	29,44	21,69	396	17,51	5640	0,0425
25	29,49	19,29	498	19,93	6443	0,0413
26	29,33	14,73	643	23,18	7506	0,0395
27	39,34	29,34	687	22,89	7049	0,0413

Tabelle 3 - 3 (Fortsetzung)

Versuch Nr.	P_0	P_1	$P_0^2 - P_1^2$	\dot{m}	Re	λ
16.2.28	39,24	24,53	938	27,33	8607	0,0405
29	39,34	19,68	1160	30,21	9435	0,0405
30	39,34	9,82	1451	35,37	11470	0,0385
31	49,05	19,63	2021	42,92	13910	0,0368
32	49,15	9,82	2319	45,02	14590	0,0383
33	58,86	24,43	2868	49,57	15960	0,0385
34	58,96	11,20	3351	57,15	18450	0,0344
V) <u>Al₂O₃-Stäbe, Meßgas He (AS 1)</u>						
3.2.1	59,55	57,61	227	4,048	1423	0,0628
2	49,64	47,7	189	3,657	1284	0,0631
3	40,42	38,65	140	2,756	968	0,0815
4	30,42	28,55	110	2,47	868	0,0791
5	20,71	18,85	73,6	1,709	601	0,1092
6	10,81	8,93	37,1	0,895	315	0,1986
7	5,90	4,12	17,8	0,469	165	0,3457
8	59,45	58,37	127	3,0	1053	0,0640
9	50,03	49,04	98	2,172	763	0,0930
10	40,23	39,3	74	1,706	599	0,1125
11	30,42	29,41	60,4	1,409	495	0,1334
12	20,61	19,64	39	0,909	320	0,2050
13	11,0	10,09	19,2	0,488	172	0,3458
14	6,39	5,46	11	0,277	97,5	0,6135
4.1.1	20,61	4,04	408	6,253	2285	0,0411
2	30,42	5,71	893	9,26	3245	0,0450
3	59,15	10,41	3390	15,98	5551	0,0579
4	59,74	15,61	3325	16,63	5789	0,0527
5	59,55	20,42	3129	15,84	5523	0,0549
6	59,74	25,22	2933	15,84	5535	0,0517
7	59,74	30,52	2637	15,188	5314	0,0508
8	59,74	35,52	2307	13,61	4768	0,0556
9	59,74	40,23	1950	12,69	4460	0,0544

Tabelle 3 - 3 (Fortsetzung)						
Versuch Nr.	P_0	P_1	$P_0^2 - P_1^2$	\dot{m}	Re	λ
4.1.10	59,64	44,83	1547	11,75	4135	0,0505
11	59,64	49,54	1103	10,53	3708	0,0450
12	59,64	55,13	518	7,79	2745	0,0388
13	59,84	57,34	293	5,91	2082	0,0381
15	59,84	57,98	219	5,34	1882	0,0349
5.2.1	10,81	5,9	81,9	2,032	713	0,0848
2	10,81	7,84	55,3	1,447	508	0,1129
3	10,81	8,85	38,5	1,023	359	0,1573
4	6,88	4,92	23,1	0,658	231	0,2278
5	6,88	2,96	38,6	0,987	347	0,1688
6	4,92	3,95	8,6	0,199	70	0,9240
7	4,92	2,96	15,5	0,413	145	0,3847
8	4,92	2,47	18,1	0,469	165	0,3497
9	4,92	1,98	20,3	0,511	179	0,3300
VI) <u>Al₂O₃-Stäbe, Meßgas Ar (AS 2)</u>						
3.1.1	49,54	47,58	190	12,06	3720	0,0588
2	40,23	38,32	150	10,42	3215	0,0615
3	30,42	28,60	107	8,64	2667	0,0634
4	20,52	18,56	76,6	7,22	2227	0,0639
5	10,81	8,90	37,6	5,16	1591	0,0609
6	5,9	3,94	19,3	3,48	1071	0,0680
7	59,84	57,93	225	13,04	4014	0,0600
8	59,64	58,66	116	9,32	2872	0,0606
9	50,33	49,37	95,7	8,19	2527	0,0642
10	40,23	39,25	77,9	7,48	2310	0,0619
11	30,42	29,43	59,3	6,41	1978	0,0635
12	20,76	19,78	39,7	5,35	1651	0,0604
13	10,90	9,92	20,4	3,60	1109	0,0678
14	6,20	5,22	11,2	2,39	735	0,0839
4.2.1	30,42	11,0	804	27,28	8610	0,0484
2	40,23	10,81	1502	38,85	12620	0,0465

Tabelle 3 - 3 (Fortsetzung)						
Versuch Nr.	P_0	P_1	$P_0^2 - P_1^2$	\dot{m}	Re	λ
4.2.3	30,42	10,81	809	28,93	9157	0,0434
4	40,42	10,81	1517	39,93	12910	0,0442
5	59,25	10,81	3394	60,87	20160	0,0444
6	59,84	15,71	3334	60,22	19870	0,0444
7	59,84	20,61	3156	57,92	19030	0,0453
8	59,55	25,52	2895	55,51	18190	0,0452
9	59,84	30,42	2655	52,42	17070	0,0462
10	59,74	35,32	2321	49,76	16120	0,0446
11	59,74	40,03	1966	45,9	14810	0,0444
12	59,84	45,33	1526	40,02	12860	0,0452
13	59,84	50,03	1078	33,73	10790	0,0448
14	59,84	54,94	562	25,59	8130	0,0404
15	59,84	56,90	343	18,86	5970	0,0452
16	59,74	57,88	219	17,96	5660	0,0316
17	59,84	58,86	116	16,13	5069	0,0208
5.1.11	10,79	5,95	81	7,58	2328	0,0603
12	10,78	7,86	54,4	6,18	1898	0,0608
13	10,81	8,85	38,5	5,24	1610	0,0599
14	6,88	4,92	23,1	3,89	1195	0,0649
15	6,88	2,96	38,6	4,78	1466	0,0719
16	5,02	4,04	8,9	1,67	511	0,1359
17	4,92	2,96	15,4	3,03	930	0,0715
18	4,92	2,47	18,1	3,40	1044	0,0664
19	4,92	1,98	20,3	3,66	1123	0,0644
5.1.21	10,9	8,94	38,9	5,28	1618	0,0595
22	8,85	6,88	31	4,86	1490	0,0557
23	6,98	4,92	24,5	4,00	1225	0,0650
24	4,92	2,96	15,4	3,13	958	0,0670
25	4,92	1,98	20,3	3,70	1135	0,0627

Gasströmung im Brennstab					PNS 4237
					RBT/IT 1976
<u>Tabelle 4 - 1: Schüttungen</u> Standardfälle zur numerischen Berechnung					
Fall Nr.	Art der Teilchen in der Schüttung	ϵ	d_k (m)	S (m^{-1})	A_k (m^2)
1	Kugeln (Filtermaterial AC 6120)	0,4	$1,25 \cdot 10^{-3}$	$4,8 \cdot 10^3$	0,111
2	Pelletbruchstücke	0,065	$7,63 \cdot 10^{-3}$	$1,05 \cdot 10^3$	0,048
3.	Pelletbruchstücke	0,065	$2,47 \cdot 10^{-3}$	$3,05 \cdot 10^3$	0,112
4	Pelletbruchstücke	0,065	$1,72 \cdot 10^{-3}$	$4,37 \cdot 10^3$	0,153

Alle Fälle werden jeweils für drei Wertepaare von Anfangs- und Enddruck (P_0/P_1) an der Teststrecke berechnet:

	P_0 (bar)	P_1 (bar)	$P_0^2 - P_1^2$ ($\frac{kg^2}{m^2 s^4}$)
a	5	4	$9 \cdot 10^{10}$
b	20	17	$1,11 \cdot 10^{12}$
c	50	20	$2,1 \cdot 10^{13}$

Gasströmung im Brennstab	PNS 4237 RBT/IT 1976
<u>Tabelle 4 - 2:</u> Schüttungen Formfaktor k für nicht kugelförmige Teilchen. (nach /3/)	
Art des Gutes	k
Erbsen	1,05
Bohnen	1,4
Weizen, rein	1,8
Kohle	2,0
Weizen, ungereinigt (Mähdrescher Getreide)	3,0
Mais, mit viel Bruchkorn	3,2
Zuckerrüben	3,5
Hafer, rein	3,8

für $25 < Re_3 < 250$

und $0,69 < d_k \text{ (mm)} < 13,8$

Standardfall Modell		1			2			3			4		
		a	b	c	a	b	c	a	b	c	a	b	c
A2	\dot{m}	1,86-4	7,39-4	3,72-3	1,6-5	6,37-5	3,21-4	9,25-6	3,68-5	1,85-4	7,55-6	3,0-5	1,55-4
	λ_v	12,97	10,12	7,55	6,72	5,22	3,93	20,1	15,71	11,73	-	23,52	17,6
	Re_v	734	2920	14700	57	227	1142	33	131	659	-	107	538
B	\dot{m}	1,96-4	7,96-4	3,82-3	1,03-5	4,35-5	1,95-4	2,29-6	1,72-5	1,07-4	1,16-6	1,13-5	8,33-5
	λ_v	11,62	8,72	7,16	16,38	11,22	10,58	327,6	71,4	34,7	1285	167	57,8
	Re_v	773	3140	15100	36,6	155	694	8,16	61,3	383	4,12	40,1	297
C	\dot{m}	außerhalb des Geltungsbereichs			1,54-6	(8,6-6)	(4,96-5)	1,62-7	2,0-6	(2,2-5)	7,8-8	9,6-7	(1,04-5)
	λ_v				720	(286)	(163)	6,6+4	5,3+3	(8,7+2)	2,8+5	2,3+4	(3,7+3)
	Re_v				5,5	(30,6)	(176)	0,58	7,13	(76,6)	0,277	3,43	(36,6)
D	\dot{m}	1,83-4	7,99-4	4,01-3	1,5-5	7,3-5	4,01-4	3,25-6	2,65-5	1,82-4	1,68-6	1,57-5	1,36-4
	λ_v	13,3	8,66	6,49	7,68	4	2,49	163	30,3	12,2	609	85,9	21,8
	Re_v	722	3150	15800	53,4	260	1430	11,6	94,3	647	5,99	55,9	483

() Klammerwerte Extrapolation | \dot{m} (kg/s)

1,86-4 vereinfachte Exponentialdarstellung: $\hat{=} 1,86 \cdot 10^{-4}$

Gasströmung im Brennstab

PNS 4237

RBT/IT 1976

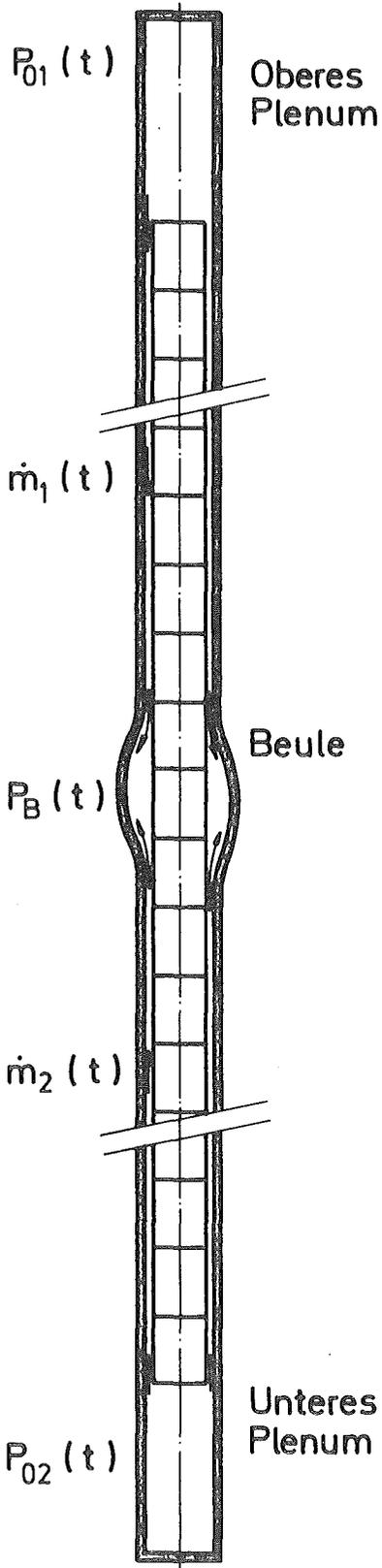
Tabelle 4 - 3: Ergebnisse der Berechnungen für Schüttungen

Gasströmung im Brennstab					PNS 4237 RBT/IT 1976	
Tabelle 4 - 4: Ergebnisse der Messungen an Schüttungen von Teilchen						
I) <u>SiO₂-Kugeln, Meßgas He</u> (Standardfall 1)						
Versuch Nr.	P ₀ (bar abs)	P ₁ (bar abs)	P ₀ ² - P ₁ ² (10 ¹⁰ kg ² /m ² s ⁴)	\dot{m} (10 ⁻⁴ kg/s)	Re _v	λ_v
15.1.1	4,93	3,95	8,7	1,765	695	14,16
2	4,93	2,97	15,5	2,390	939	13,72
3	4,93	2,09	19,9	2,829	1111	12,58
4	9,84	7,86	35,1	3,45	1355	14,89
5	9,84	6,90	49,2	4,255	1668	13,70
6	9,84	6,40	55,9	4,508	1766	13,84
15.1.21	4,93	3,95	8,7	1,68	672	16,02
22	4,93	2,97	15,5	2,28	911	15,46
23	4,93	1,99	20,3	2,63	1050	15,24
24	9,84	7,93	33,9	3,97	1587	11,18
25	9,84	6,99	48	4,72	1883	11,14
26	9,84	5,82	63	5,46	2177	10,92
27	9,84	4,93	72,5	5,74	2289	11,39
28	19,74	16,70	111	7,70	3091	9,77
29	19,64	13,42	206	10,38	4156	9,94
30	19,64	9,35	298	13,15	5249	8,94
15.1.31	19,64	16,6	110	7,66	3044	9,67
32	19,64	13,76	196	11,63	4612	7,46
33	19,60	9,93	286	12,73	5049	9,05
34	29,45	21,6	401	15,44	6130	8,65
35	29,50	19,54	488	16,71	6719	9,18
36	29,64	14,64	664	20,36	8123	8,31
37	39,45	29,45	689	20,12	7863	8,56

Tabelle 4 - 4 (Fortsetzung)						
Versuch Nr.	P_0	P_1	$P_0^2 - P_1^2$	\dot{m}	Re_v	λ_v
15.1.38	39,45	24,94	934	27,37	10690	6,27
39	39,35	19,54	1167	27,39	10750	7,87
40	39,35	11,89	1407	31,16	12290	7,39
41	49,26	28,76	1599	33,53	13340	7,36
42	58,87	44,25	1508	32,65	13030	7,36
II) <u>SiO₂-Kugeln, Meßgas Ar</u>						
15.2.1	4,94	4,05	8	6,41	2219	9,92
2	5,03	2,97	16,5	8,68	3004	11,14
3	4,94	1,99	20,4	9,64	3343	11,12
4	9,94	7,88	36,7	13,52	4663	10,19
5	9,84	9,60	49,2	16,55	5707	9,11
6	9,84	6,01	60,7	18,43	6375	9,1
15.2.21	9,74	7,88	32,8	11,95	4123	11,65
22	9,84	6,90	49,2	15,42	5324	10,52
23	9,84	6,01	60,7	17,8	6153	9,75
24	9,74	5,03	69,6	19,26	6671	9,56
25	19,74	17,19	94,2	23,74	8244	8,56
26	19,69	13,67	198	34,64	12090	8,52
27	19,64	9,74	291	43,60	15400	7,99
28	29,45	21,12	421	57,63	20760	6,79
29	29,50	19,55	488	60,95	21930	7,03
30	29,50	14,74	653	69,07	24790	7,3
31	39,26	29,06	698	72,50	26220	7,16
32	39,26	24,55	939	86,63	31460	6,77
34	39,16	11,80	1394	109,4	40220	6,4
III) <u>Al₂O₃-Pelletbruchstücke, Meßgas He (Standardfall 2)</u>						
14.2.1	4,92	3,94	8,7	0,276	97,6	2,30
2	4,92	2,69	15,4	0,276	97,6	4,1
3	4,92	3,04	15,0	0,341	121	2,6
4	9,87	8,06	32,5	0,450	159	3,25

Tabelle 4-4 (Fortsetzung)						
Versuch Nr.	P_0	P_1	$P_0^2 - P_1^2$	\dot{m}	Re_v	λ_v
14.2.5	9,83	6,88	49,3	0,588	208	2,89
6	9,83	5,90	61,8	0,756	267	2,19
7	9,83	4,82	73,4	0,814	288	2,24
8	19,63	16,59	110	1,148	406	1,7
9	19,63	13,75	196	1,636	574	1,5
10	19,63	9,68	292	2,021	715	1,45
11	29,44	20,56	444	2,397	848	1,59
12	29,44	19,73	477	2,651	938	1,39
13	29,34	14,63	647	3,155	1116	1,33
14	39,34	29,44	681	3,269	1157	1,32
15	39,24	24,53	938	3,926	1403	1,23
16	39,34	19,68	1160	4,439	1572	1,22
17	39,24	9,92	1441	4,957	1756	1,21
14.2.21	29,44	14,68	651	3,411	1210	1,15
22	39,25	29,15	691	3,551	1260	1,14
23	39,25	24,64	933	4,192	1487	1,10
24	39,30	19,49	1165	4,834	1715	1,03
25	39,25	9,73	1446	5,386	1910	1,03
26	49,05	19,53	2024	6,391	2268	1,03
27	49,05	9,73	2311	6,767	2403	1,05
28	58,96	24,83	2860	8,089	2890	0,922
29	59,05	9,73	3392	8,618	3065	0,955
IV) <u>Al₂O₃-Pelletbruchstücke, Meßgas Ar</u>						
14.1.1	5,07	3,94	10,2	0,633	196	5,13
2	5,02	2,91	16,7	1,093	338	2,82
3	4,92	1,98	20,3	1,243	384	2,65
4	9,93	7,96	35,2	1,911	590	1,95
5	10,02	6,89	52,9	2,441	754	1,8
6	9,93	5,86	64,3	2,763	853	1,7
7	9,83	4,92	72,4	2,993	924	1,63
8	19,63	16,8	103	3,921	1212	1,37
9	19,73	13,85	198	5,651	1748	1,26

Tabelle 4 - 4 (Fortsetzung)						
Versuch Nr.	P_0	P_1	$P_0^2 - P_1^2$	\dot{m}	Re_V	λ_V
14.1.10	19,63	9,83	289	6,505	2010	1,39
11	29,44	21,59	401	8,455	2623	1,15
12	29,50	19,58	487	9,490	2940	1,11
13	29,44	14,83	647	11,09	3434	1,08
14	39,35	29,34	688	11,28	3508	1,12
15	39,20	24,83	920	14,01	4369	0,976
16	39,35	19,63	1163	15,89	4974	0,961
17	39,35	9,63	1456	17,93	5641	0,949
14.1.21	29,44	14,93	644	11,81	3759	0,978
22	39,25	29,10	694	12,45	3965	0,956
23	39,25	24,44	943	14,93	4761	0,904
24	39,25	19,54	1159	17,10	5459	0,847
25	39,25	9,73	1446	19,48	6228	0,814
26	49,06	19,34	2033	23,08	7386	0,821
27	49,06	9,73	2312	24,73	7912	0,812
28	58,8	24,7	2846	27,89	8797	0,778
29	58,86	9,73	3370	30,53	9735	0,776



Modell des Brennstabs

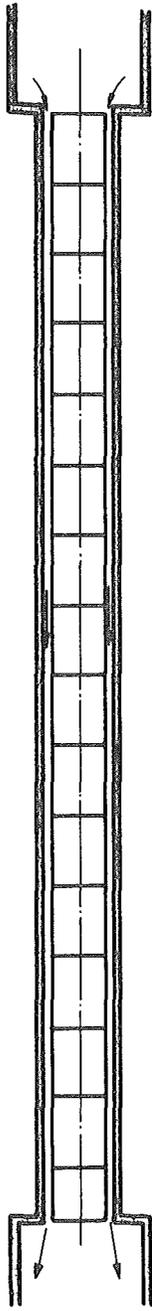
$P_0 = \text{const}$

$\dot{m} = \text{const}$

$P_1 = \text{const}$

Modell für Strömungsuntersuchungen

$P \hat{=}$ Druck
 $\dot{m} \hat{=}$ Massenstrom
 $t \hat{=}$ Zeit



GfK-RBT/IT

Gasströmung im Brennstab:

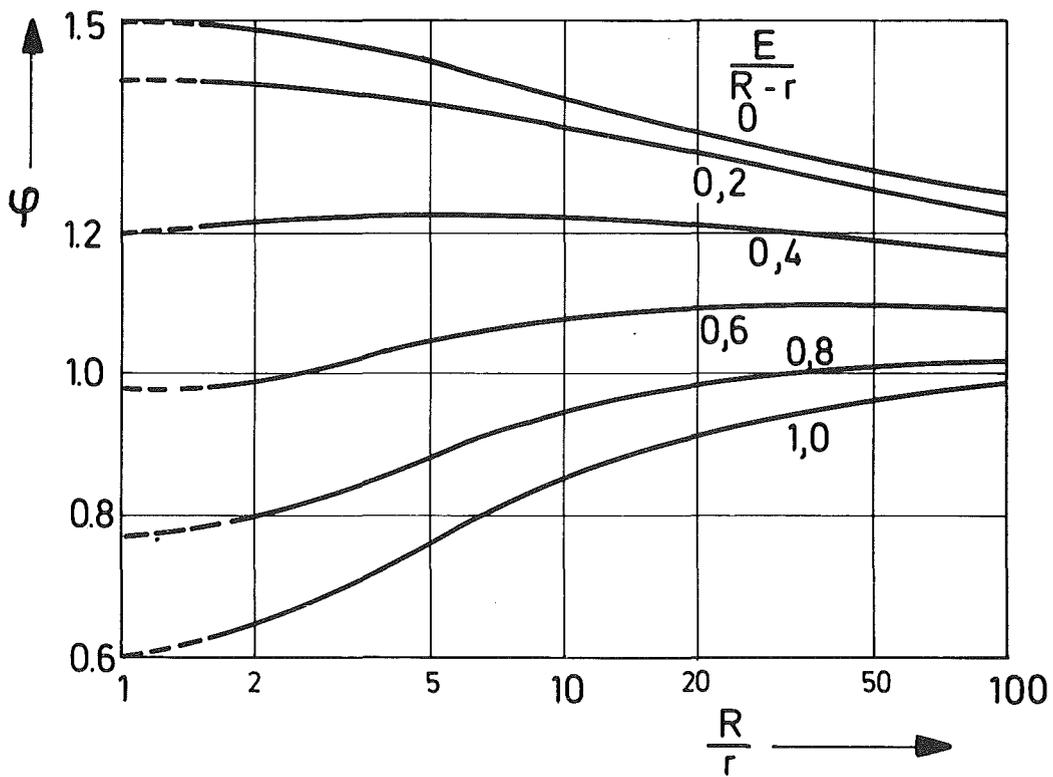
Abb. 2.1

4237-19

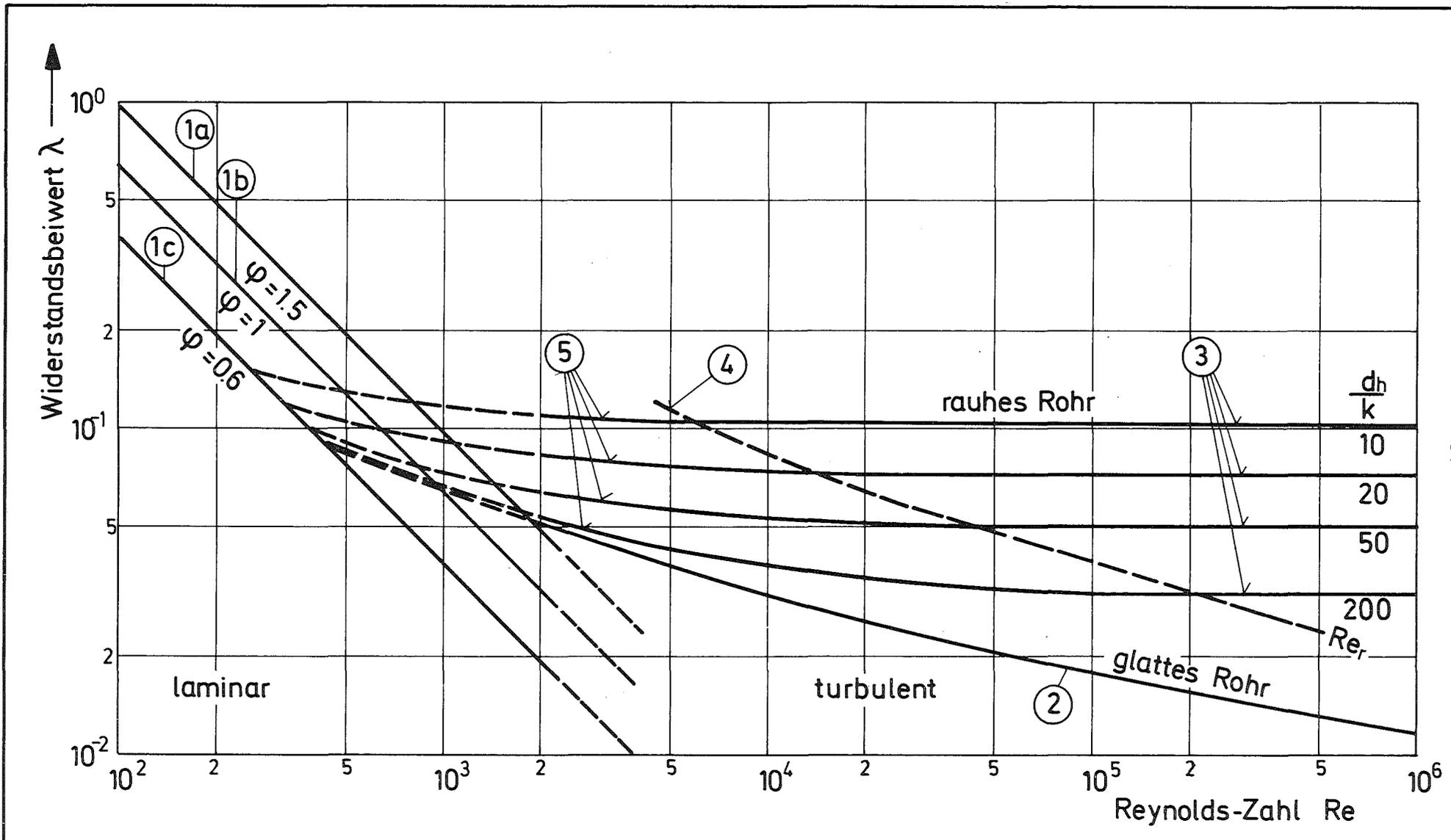
Modell-Vergleich

PNS

1976

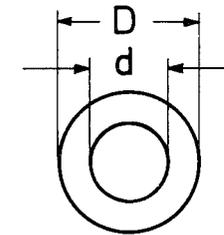
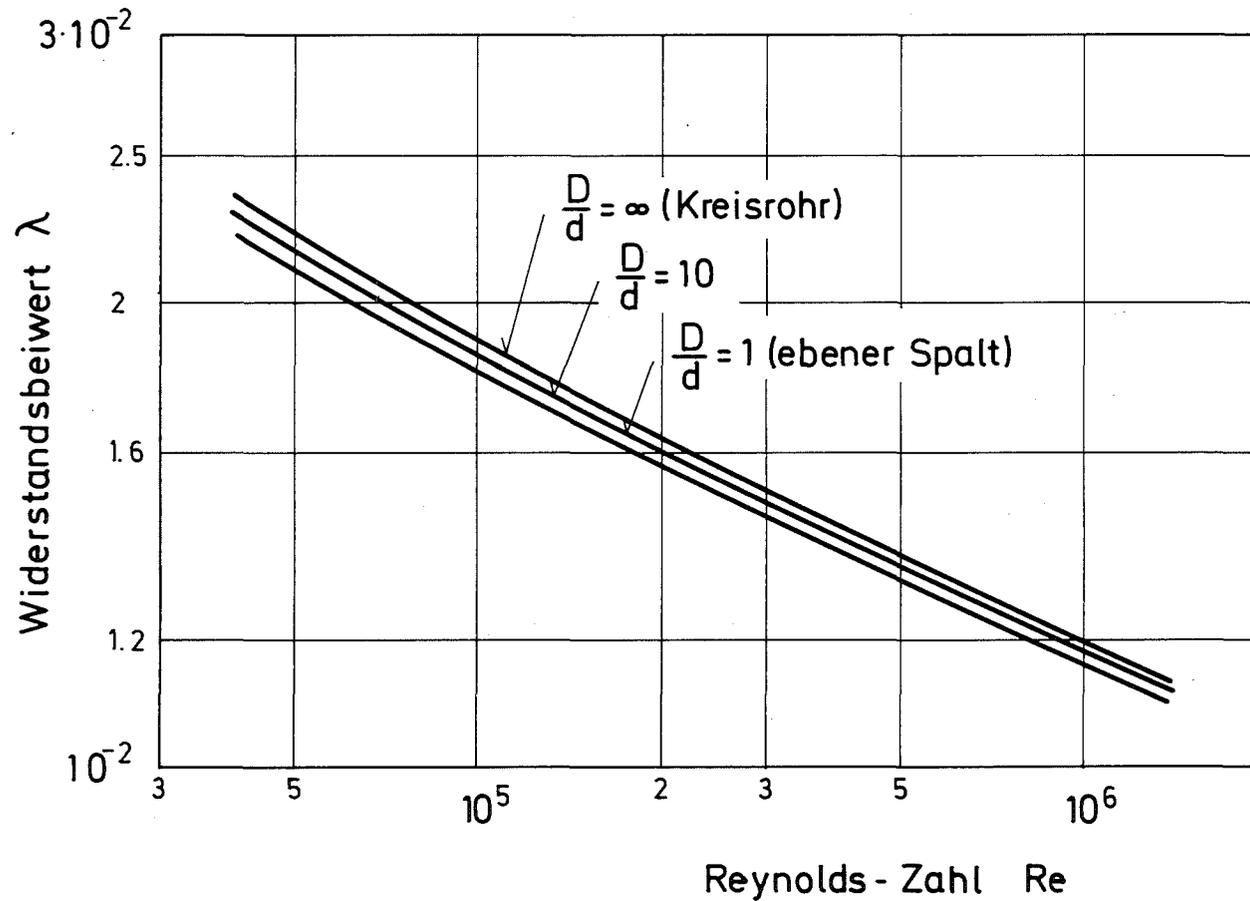


GfK-RBT/IT	Gasströmung im Spalt:	Abb. 3.1	
4237-20	Beiwert $\varphi = f(E; \frac{R}{r})$ nach VDI-Wärmeatlas	PNS	1976



61

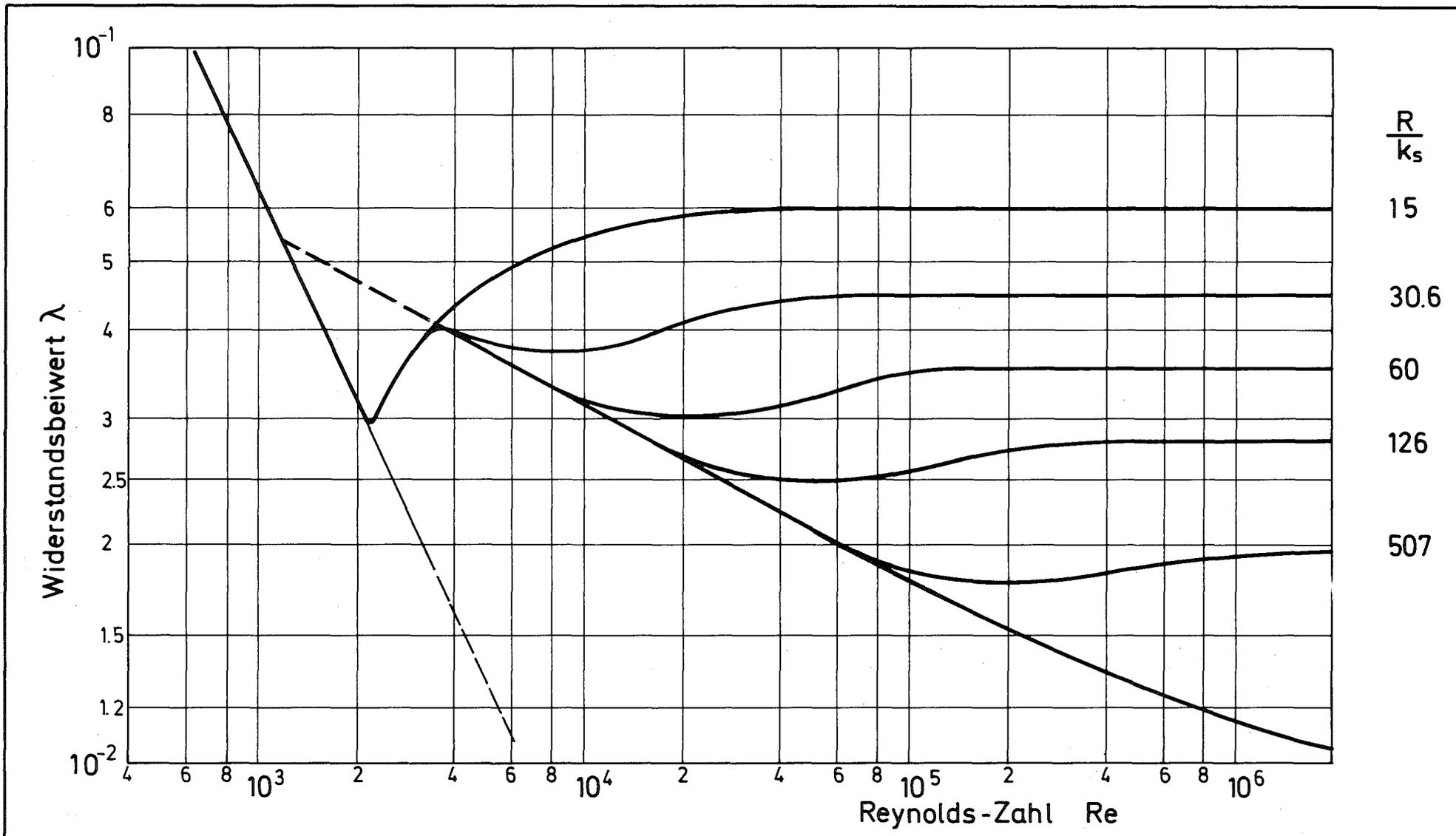
GfK-RBT/IT	Gasströmung im Brennstab: Widerstandsbeiwert λ als Funktion von Re bei verschiedenen Strömungsregimen	Abb. 3.2	
4237-21		PNS	1976



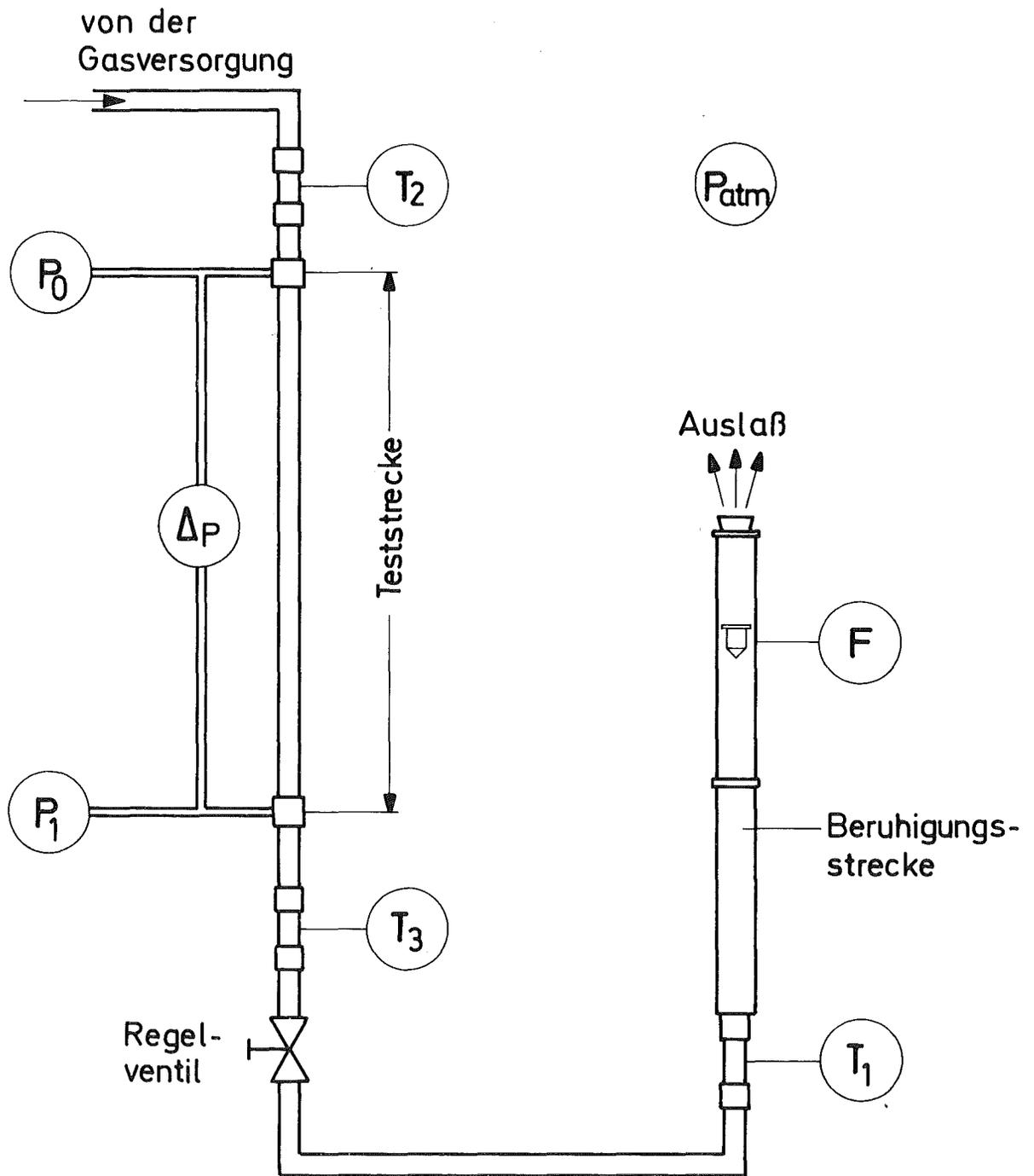
GfK-RBT/ IT
4237-22

Gasströmung im Brennstab:
Einfluß der Geometrie auf den Widerstandsbeiwert konzentrischer Kreisringrohre mit glatter Oberfläche bei turbulenter Strömung (nach/4/)

Abb. 3.3
PNS 1976

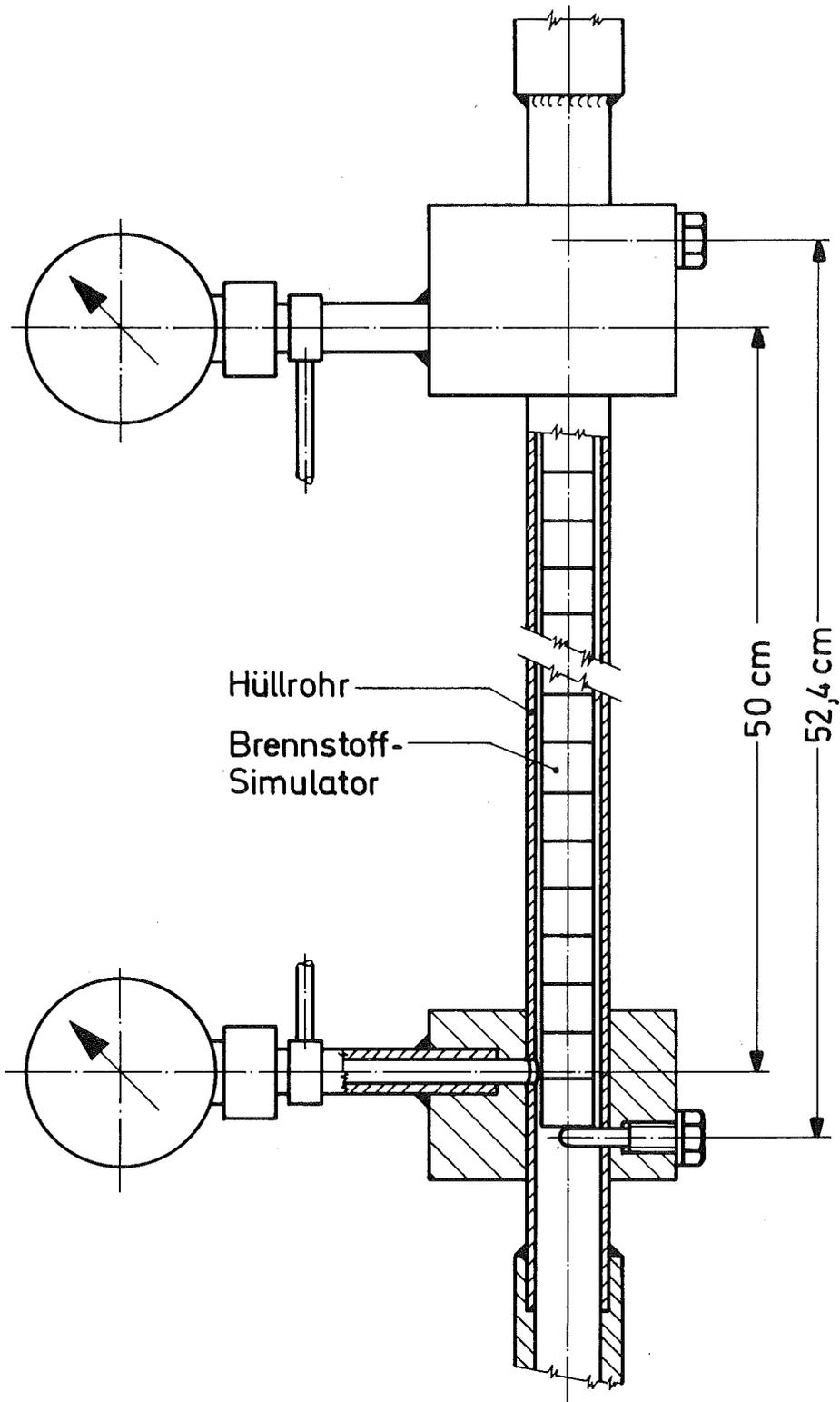


GfK-RBT/IT 4237-23	Gasströmung im Brennstab: Widerstandsbeiwert bei gleichförmig rauhen Oberflächen (Übergang laminar-turbulent)	Abb.3.4	
		PNS	1976



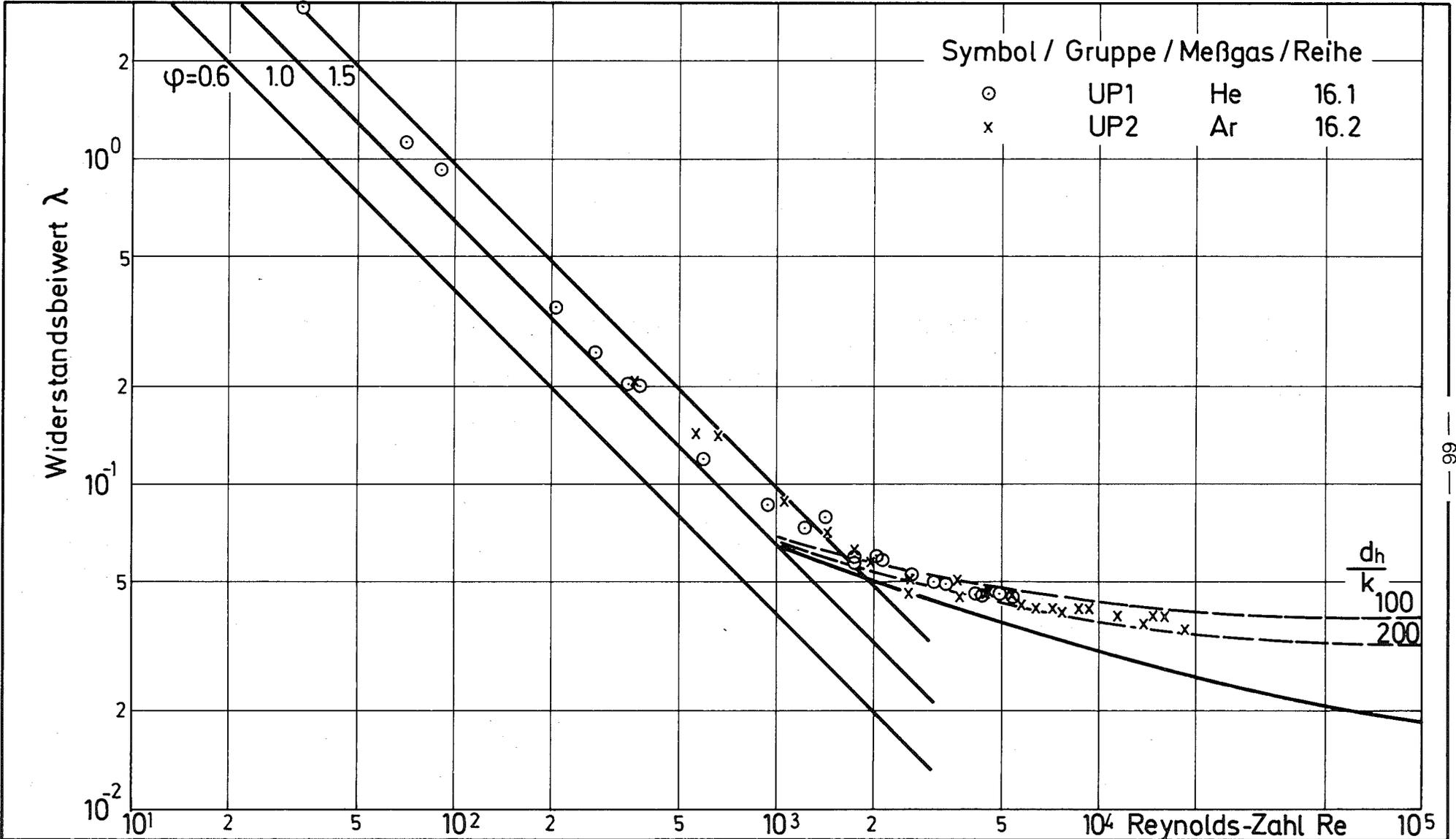
P102-1-5-7

GfK-RBT/IT	Gasströmung im Brennstab: Schema des Versuchsaufbaus	Abb 3.5	
4237-24		PNS	1976

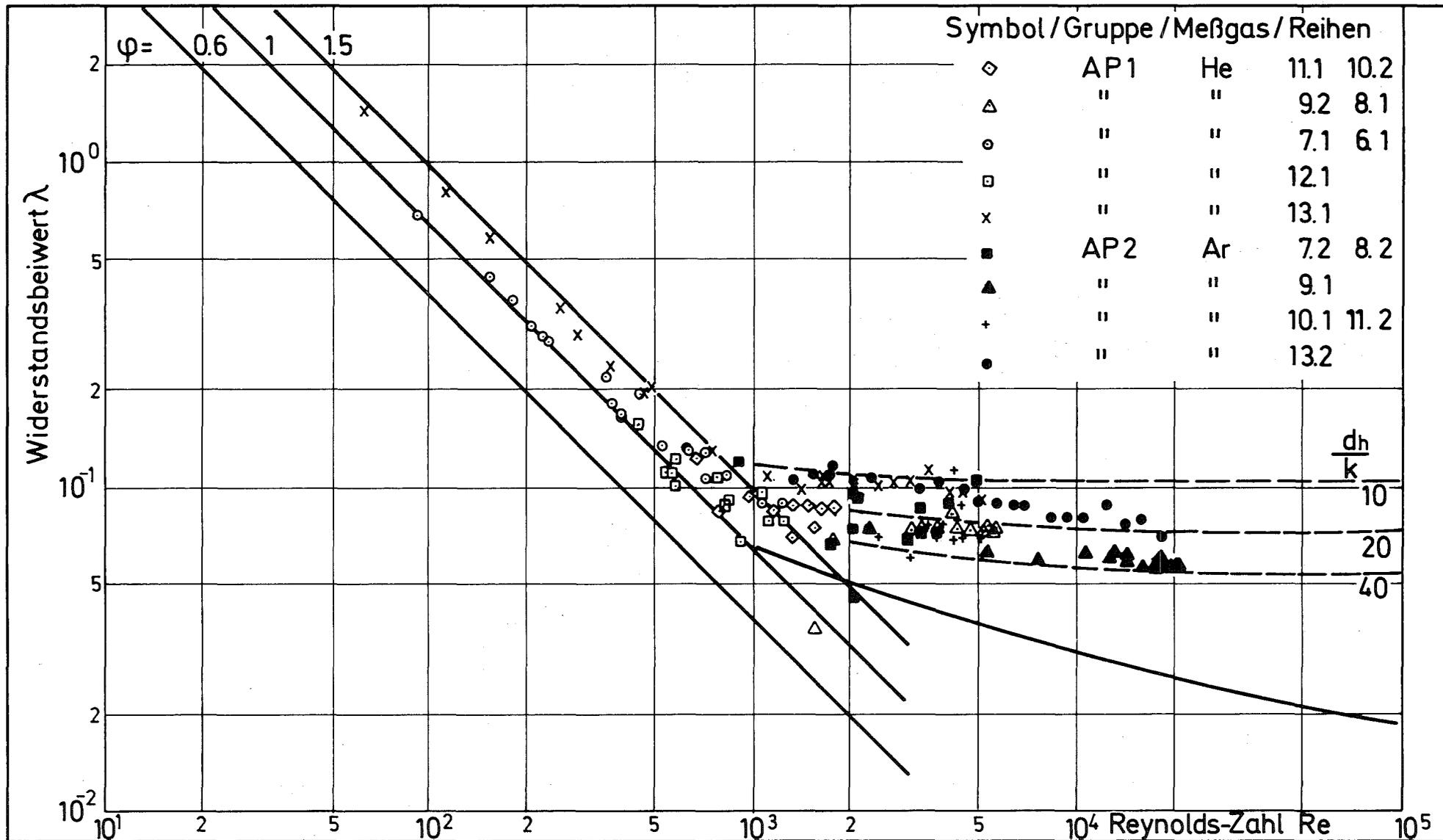


P 102-1-5-8

GfK-RBT/IT	Gasströmung im Brennstab:	Abb. 3.6	
4237-25	Details der Teststrecke	PNS	1976



GfK-RBT/IT	Gasströmung im Brennstab: Ergebnisse der Messungen mit UO ₂ - Pellets	Abb. 3.7	
4237-26		PNS	1976



GfK-RBT/IT

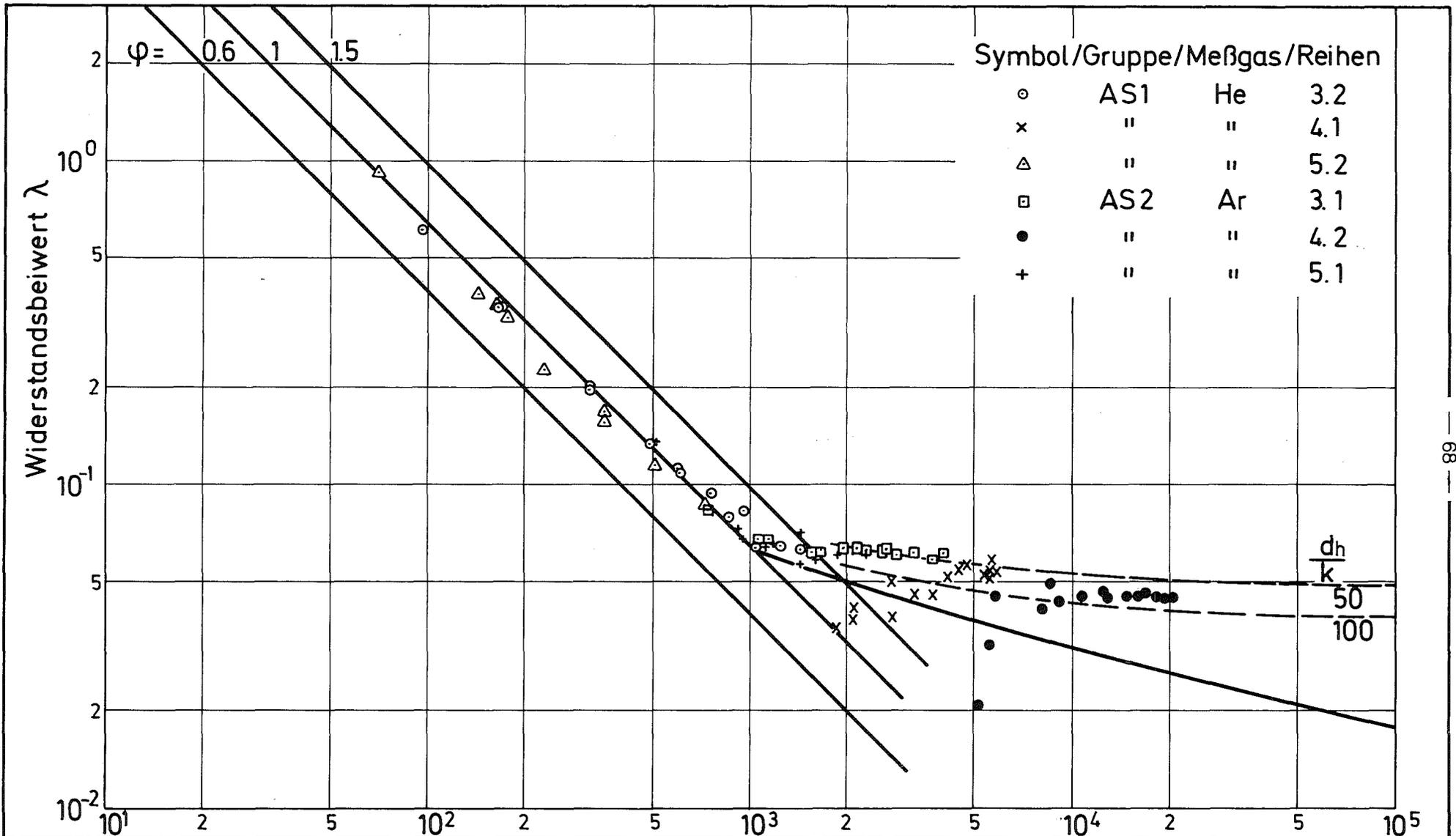
Gasströmung im Brennstab:

Abb. 3.8

4237-27

Ergebnisse der Messungen mit Al_2O_3 -Pellets

PNS 1976



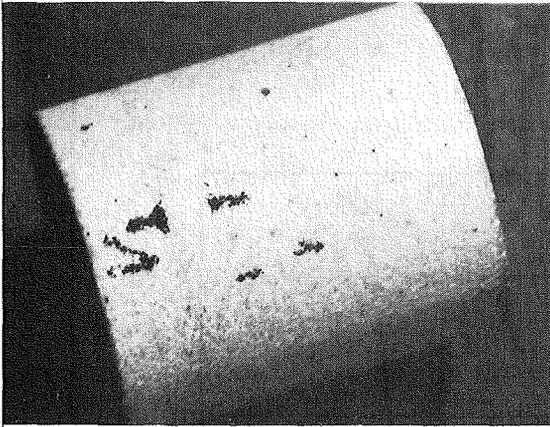
GfK-RBT/IT
4237-28

Gasströmung im Brennstab:
Ergebnisse der Messungen mit Al_2O_3 -Stäben

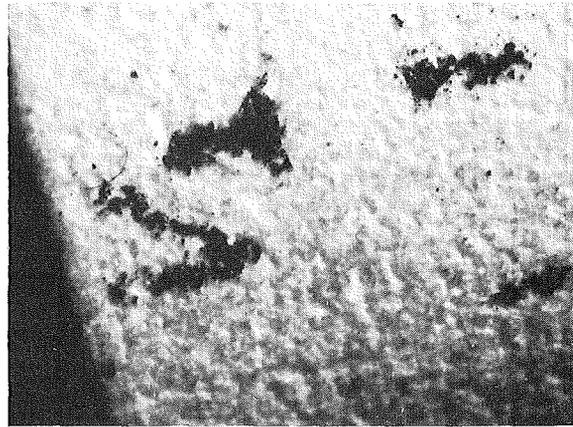
Abb. 3.9
PNS 1976

Al_2O_3 -Pellet

Vergrößerung V: 5x

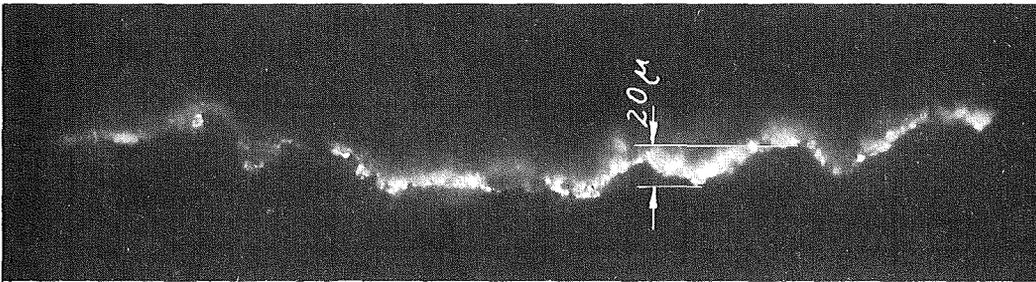


V: 16x



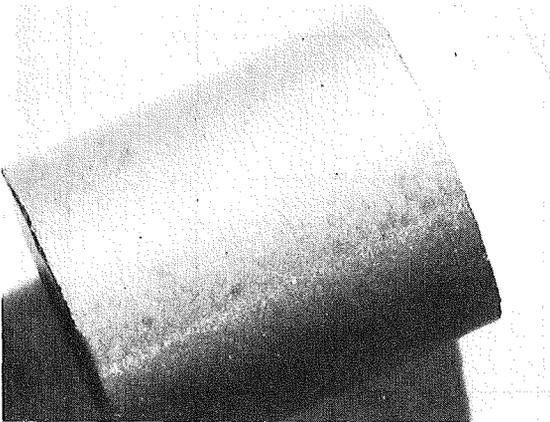
V: 400x

Aufnahme mit Lichtschnittmikroskop

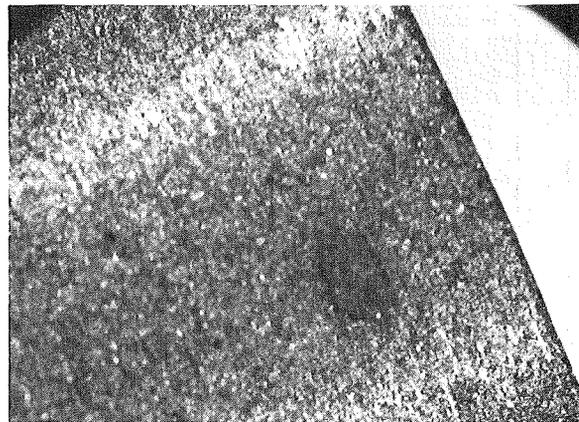


UO_2 -Pellet

V: 5x

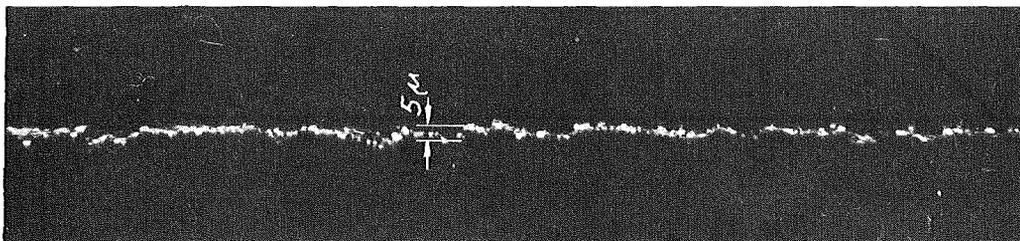


V: 16x

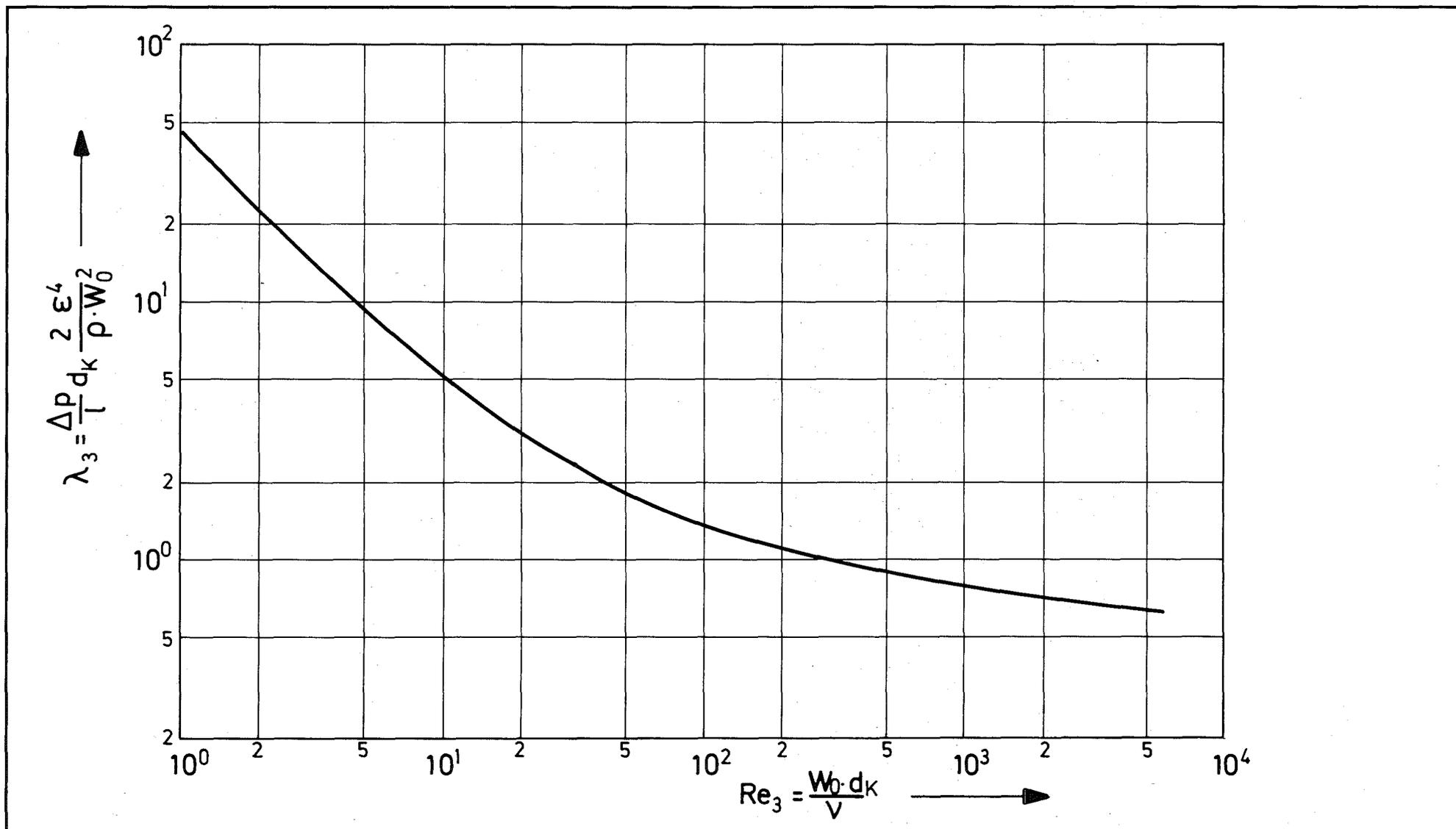


V: 400x

Aufnahme mit Lichtschnittmikroskop



GFK-RBT/IT	Gasströmung im Brennstab: Zur Rauigkeitsmessung	Abb. 3.10	
4237-29		PNS	1976



GfK-RBT/IT

4237-30

Gasströmung im Brennstab:

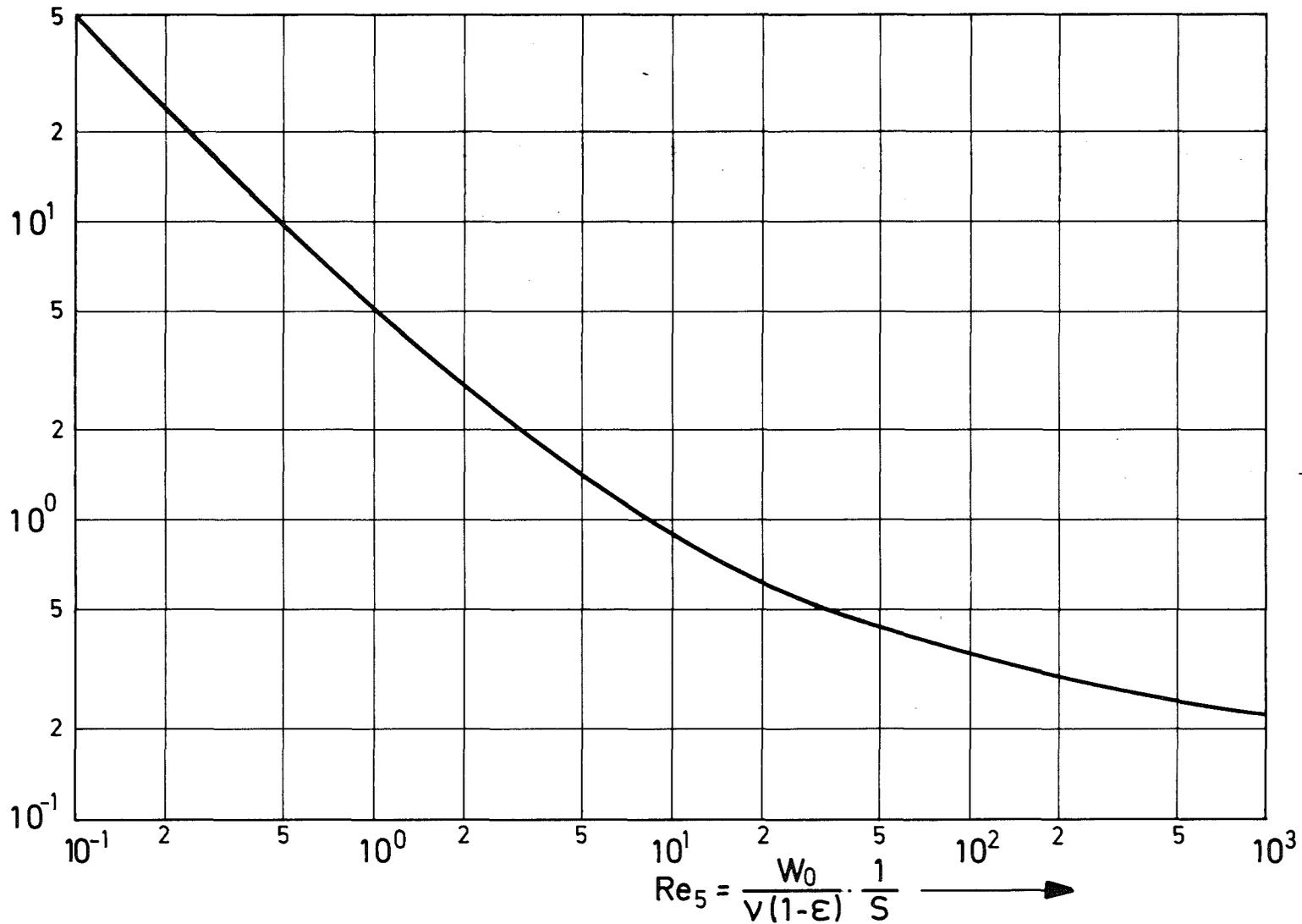
Widerstandsbeiwert λ bei Kugelschüttungen (nach /3/)

Abb.4.1

PNS

1976

$$\lambda_5 = \frac{\Delta p}{S \cdot l} \cdot \frac{\epsilon^3}{1 - \epsilon} \cdot \frac{1}{\rho \cdot W_0^2}$$



GfK-RBT/IT

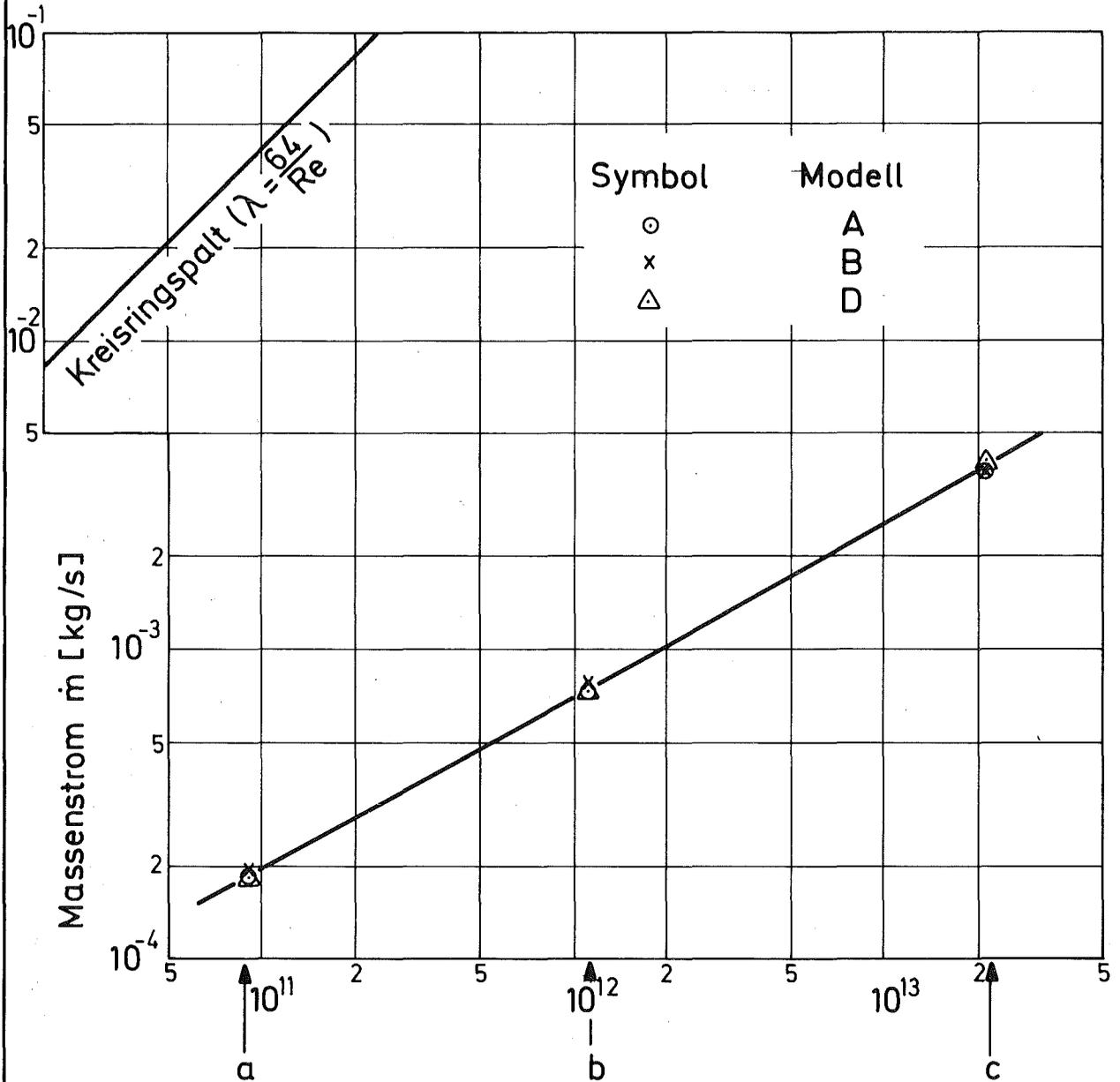
Gasströmung im Brennstab:

Abb.4.2

4237-31

Widerstandsbeiwert λ bei Schüttungen (nach /10/)

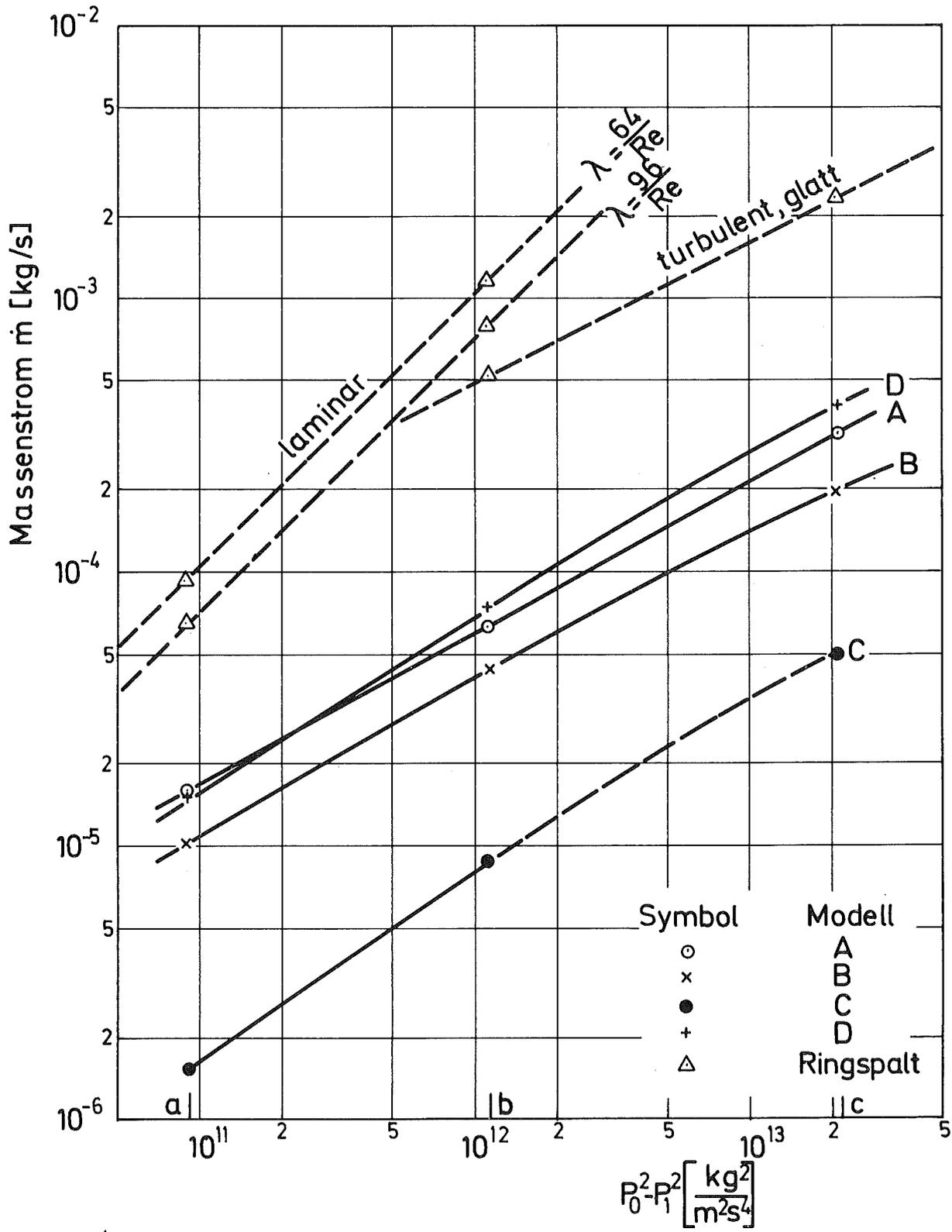
PNS 1976



Standardfall1- SiO₂ - Kugeln
 Berechnung für Helium

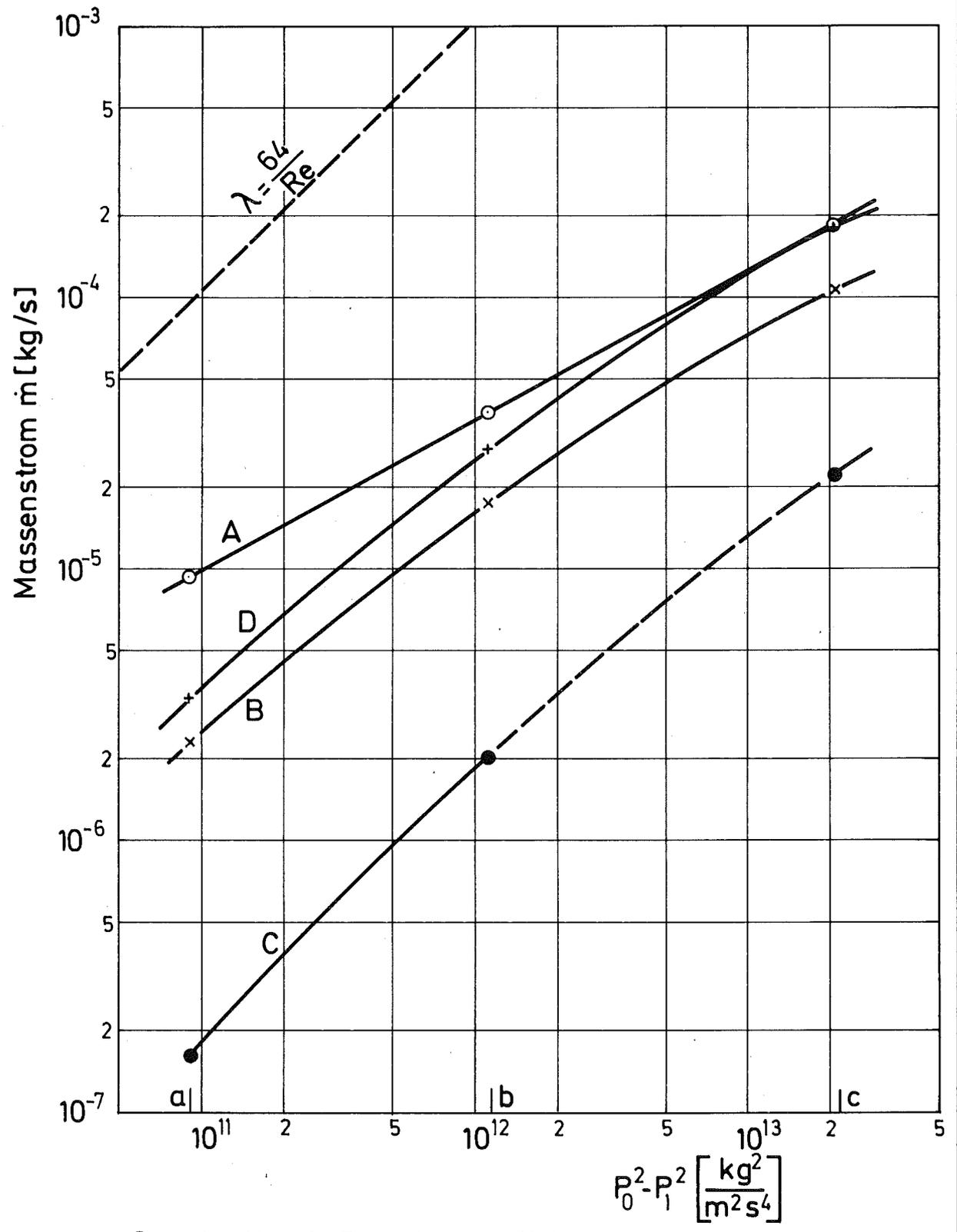
$$P_0^2 - P_1^2 \left[\frac{\text{kg}^2}{\text{m}^2 \text{S}^4} \right]$$

GfK-RBT/IT	Gasströmung im Brennstab Ergebnisse der Rechnungen für Schüttungen Fall 1	Abb.4.3	
4237-32		PNS	1976



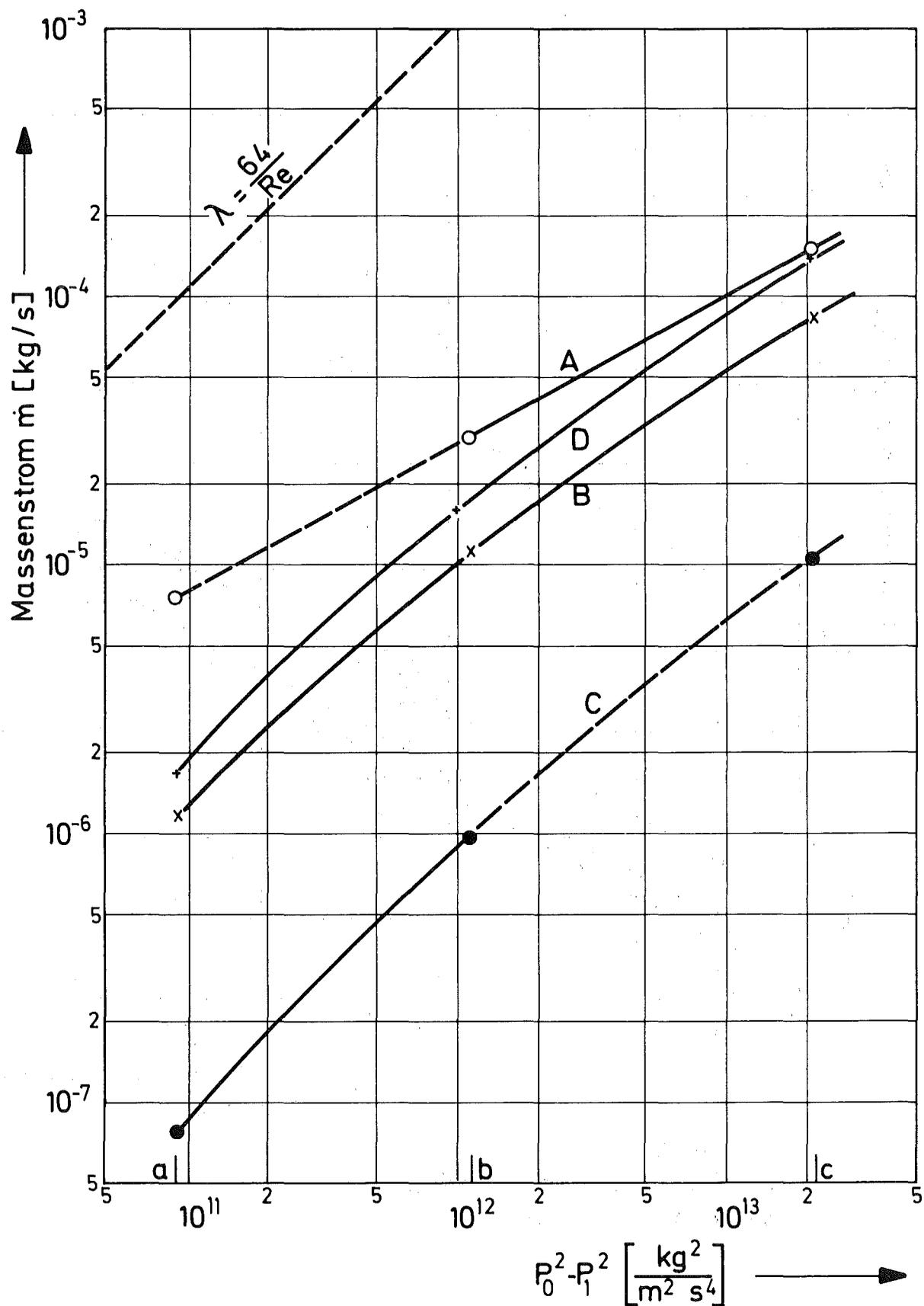
Standardfall 2 - Pelletbruchstücke
Berechnung für Helium

GfK-RBT/IT 4237-33	Gasströmung im Brennstab: Ergebnisse der Rechnungen für Schüttungen Fall 2	Abb. 4.4	
		PNS	1976



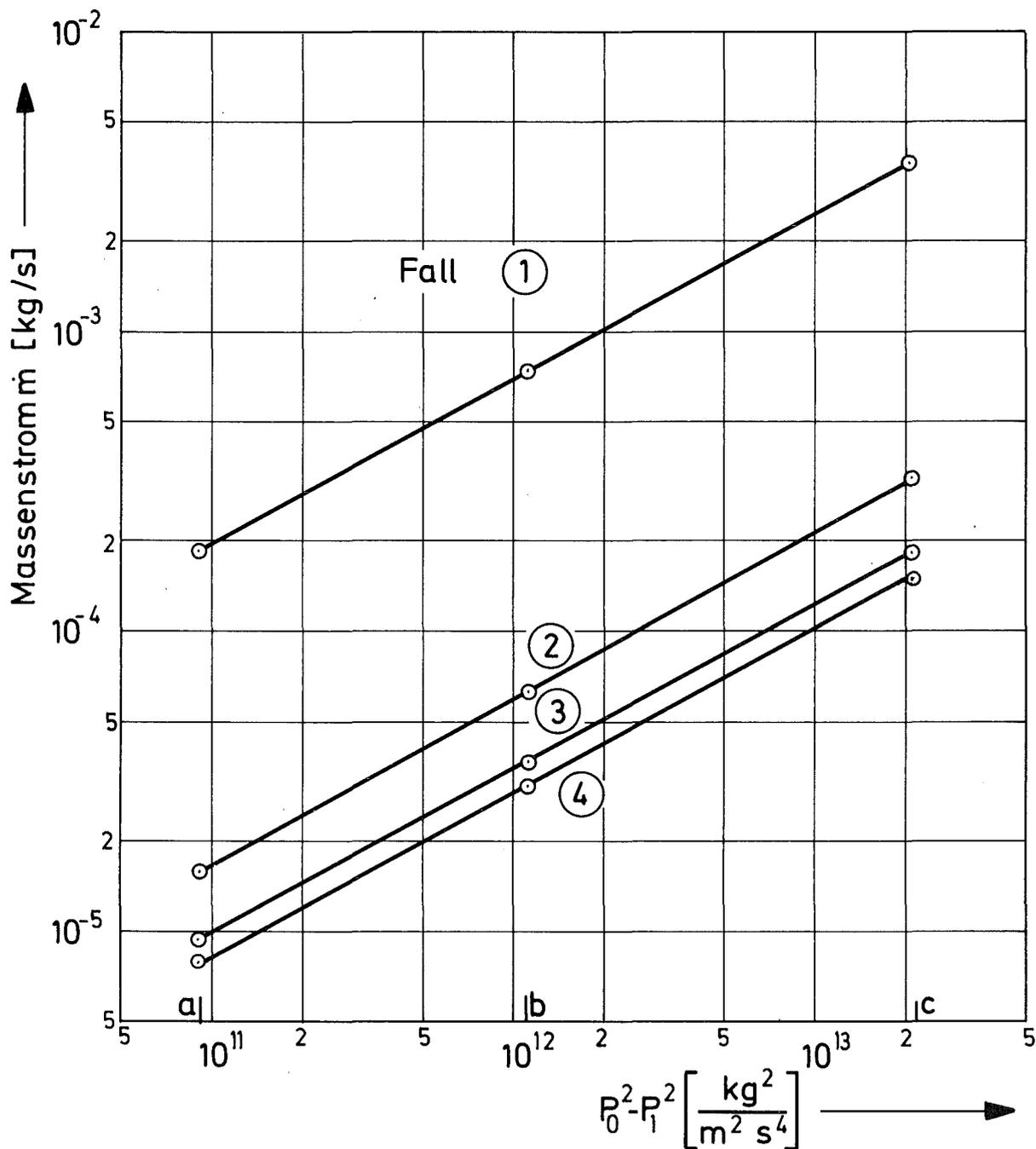
Standardfall 3 -Pelletbruchstücke
Berechnung für Helium

GfK-RBT/IT	Gasströmung im Brennstab: Ergebnisse der Rechnungen für Schüttungen Fall 3	Abb. 4.5
4237-34		PNS 1976



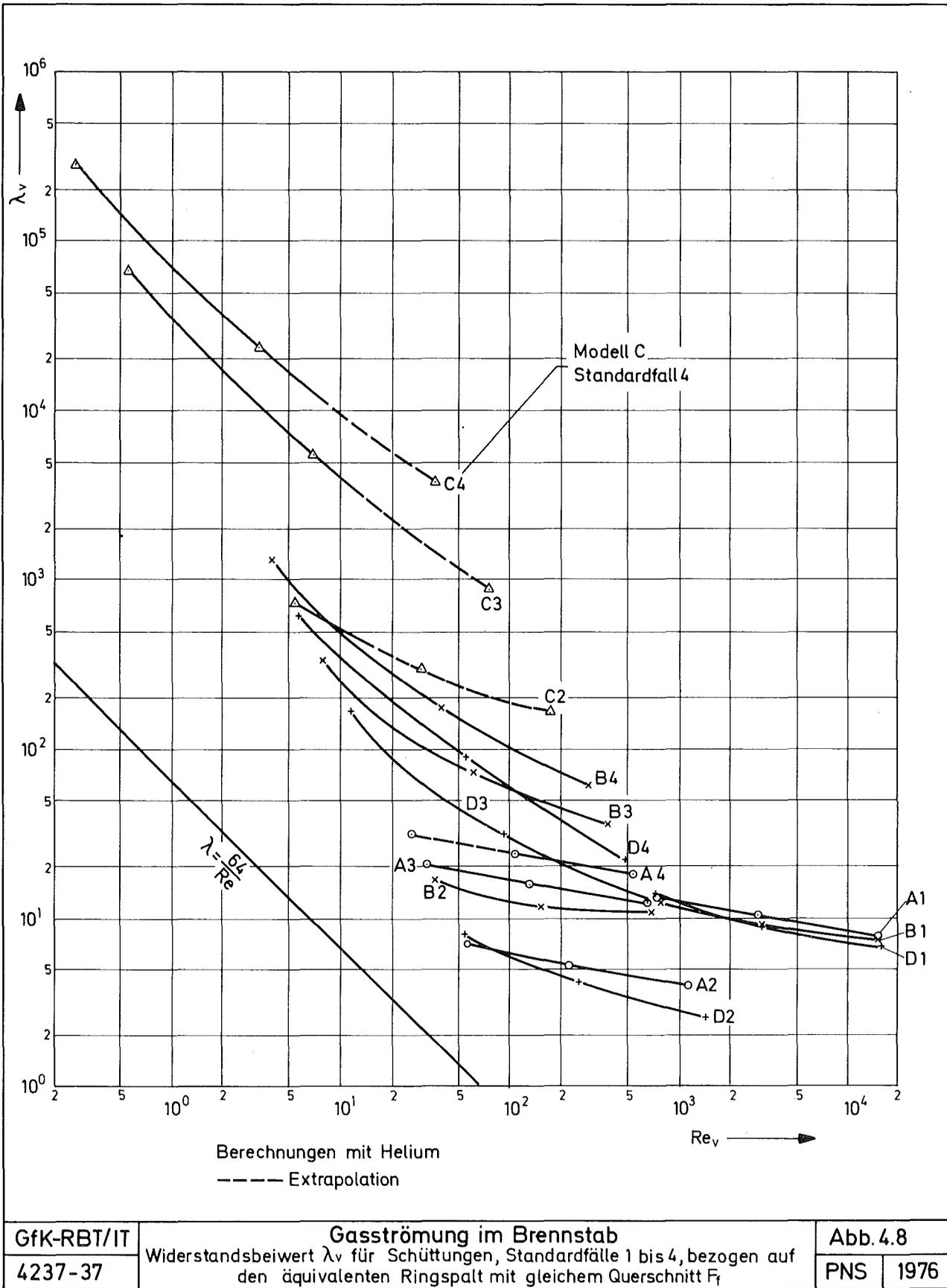
Standardfall 4 - Pelletbruchstücke
Berechnung für Helium

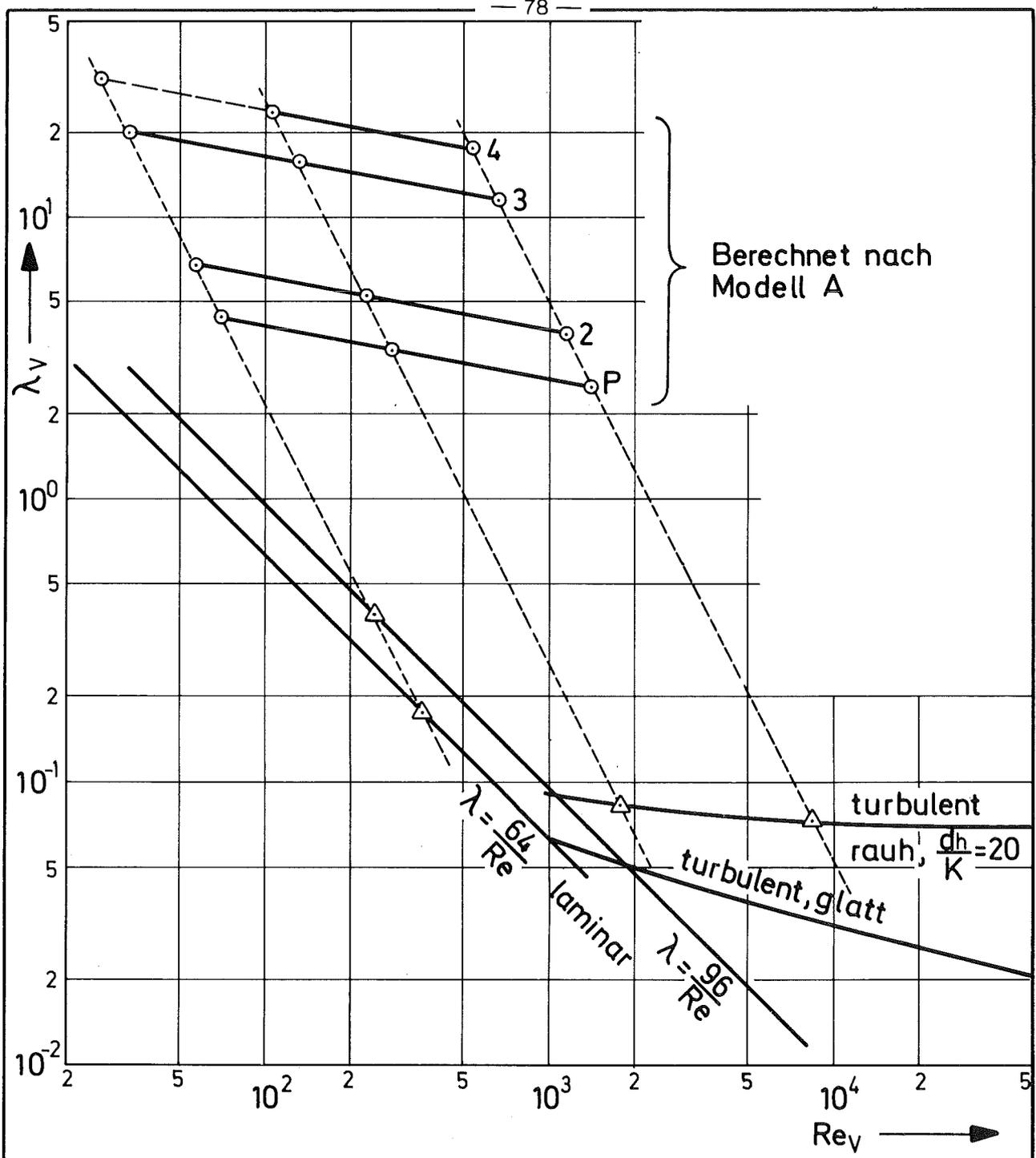
GfK-RBT/IT 4237-35	Gasströmung im Brennstab: Ergebnisse der Rechnungen für Schüttungen Fall 4	Abb.4.6
		PNS 1976



Modell A
 Vergleich der Standardfälle 1-4
 Berechnung für Helium

GfK-RBT/IT	Gasströmung im Brennstab:	Abb.4.7	
4237-36	Ergebnisse der Rechnungen für Schüt- tungen. Modell A, Fälle 1 bis 4	PNS	1976

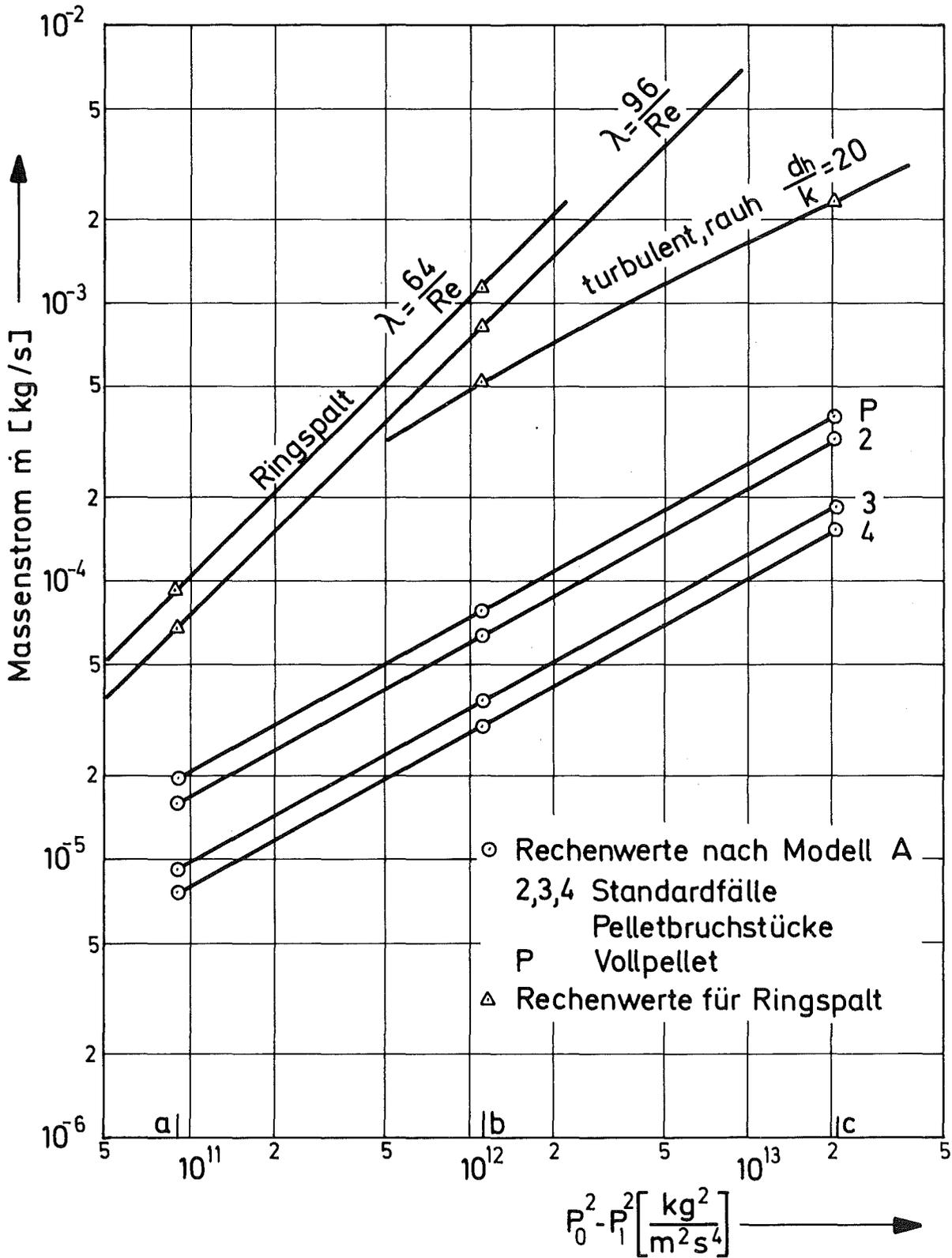




○ Rechenwerte nach Modell A,
 2,3,4 Standardfälle, Pelletbruchstücke
 P Volles Pellet

△ Rechenwerte für Ringspalt

GfK-RBT/IT	Gasströmung im Brennstab: Vergleich berechneter Widerstandsbeiwerte Schüttungen-Spalt	Abb. 4.9	
4237-38		PNS	1976

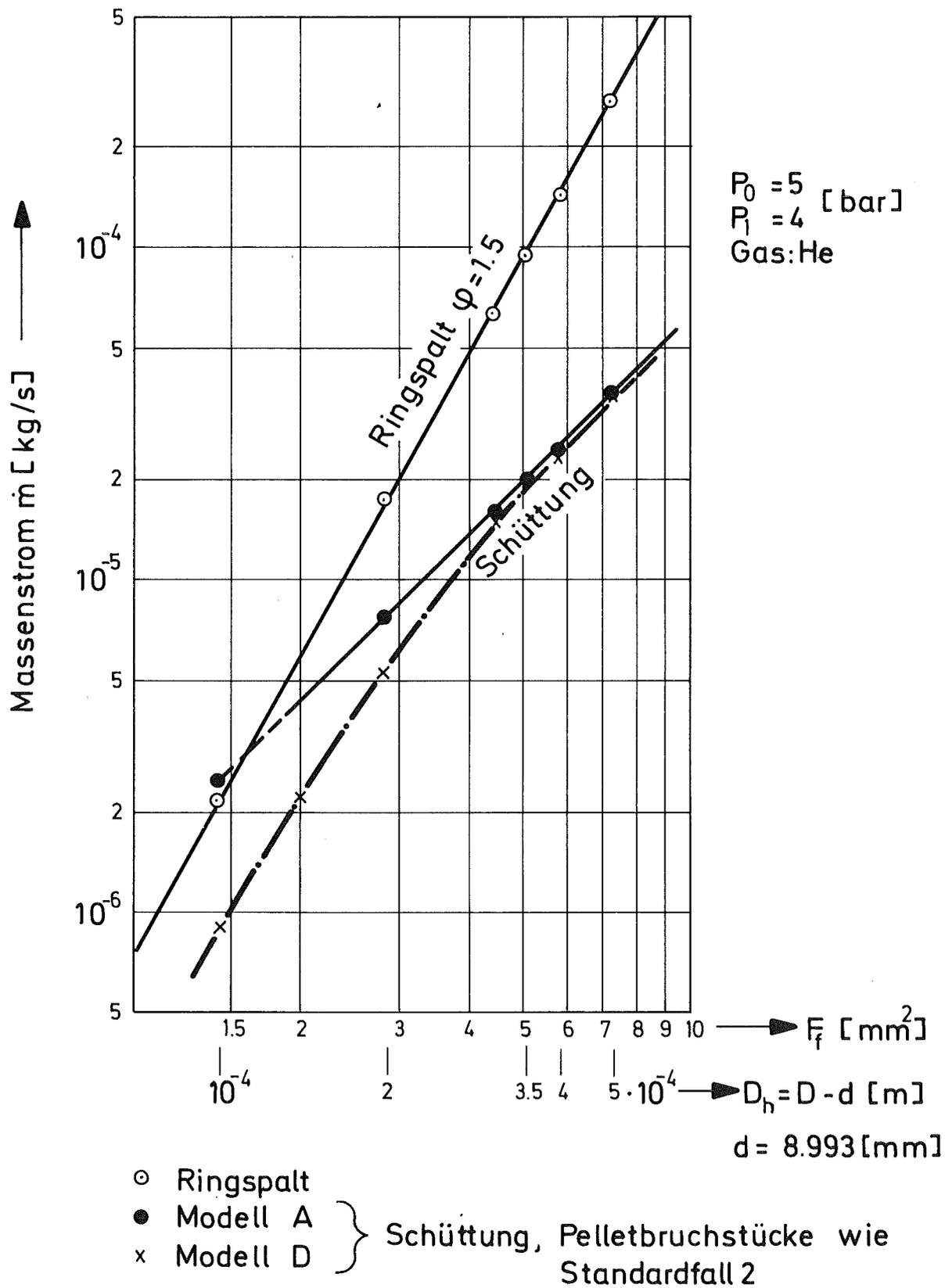


GfK-RBT/IT
4237-39

Gasströmung im Brennstab:
Vergleich berechneter Massenströme
Schüttungen-Spalt

Abb. 4.10

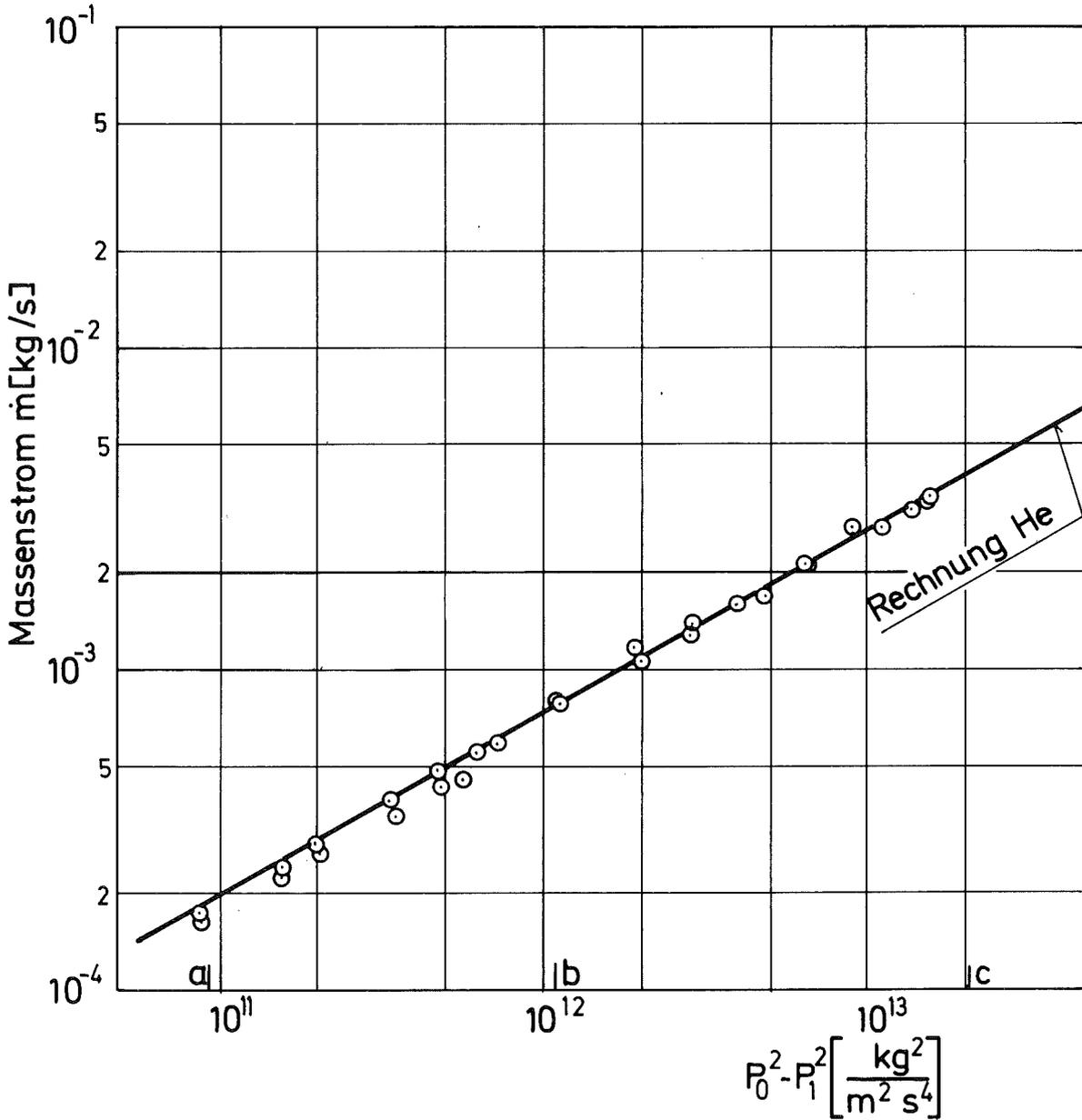
PNS | 1976



GfK-RBT/IT
4237-40

Gasströmung im Brennstab:
Abhängigkeit des Massenstroms
vom freien Querschnitt F_f

Abb. 4.11
PNS 1976

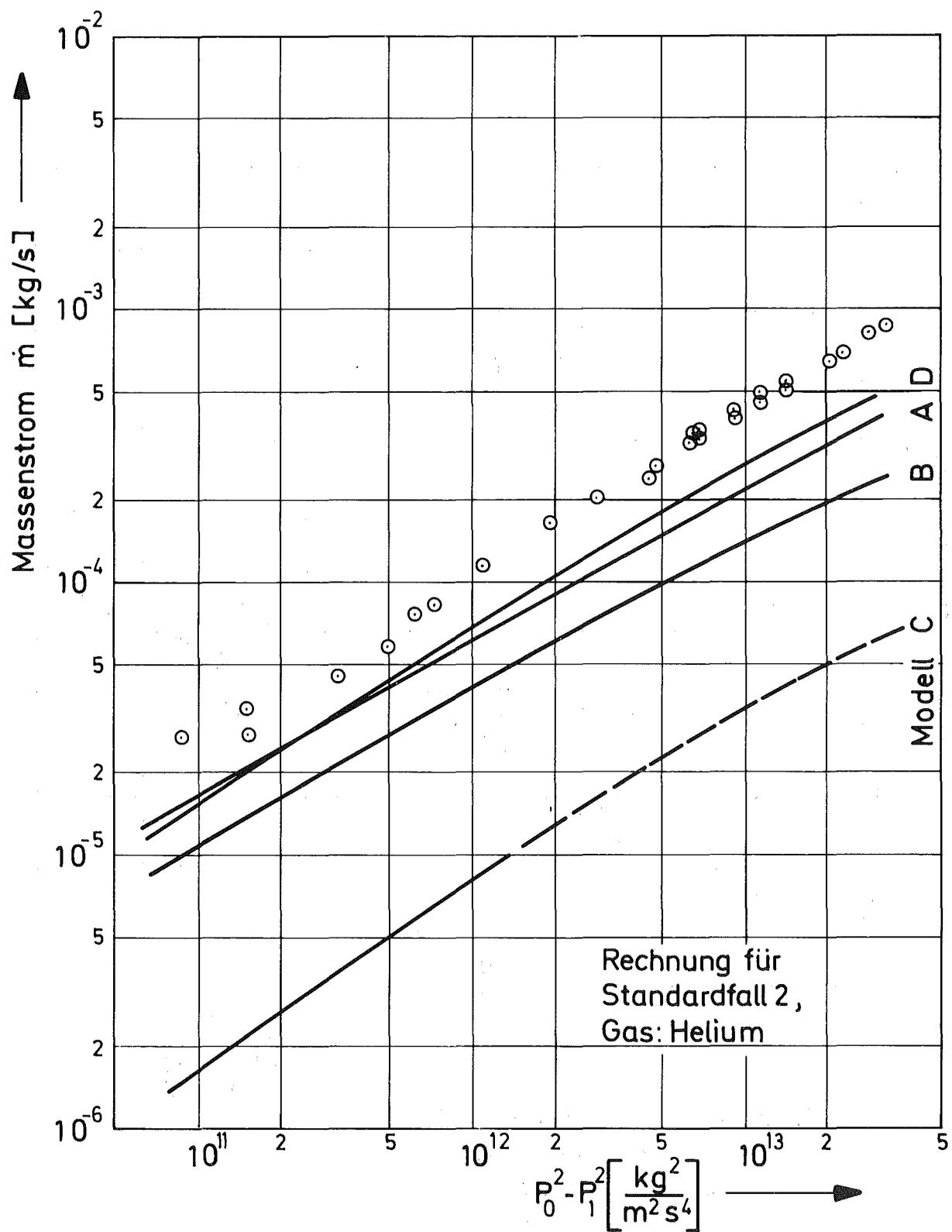


Rechnung: Standardfall 1, Gas: He
 Modelle A,B,D
 Messung: SiO₂-Kugeln
 o Meßgas He

GfK-RBT/IT
 4237-41

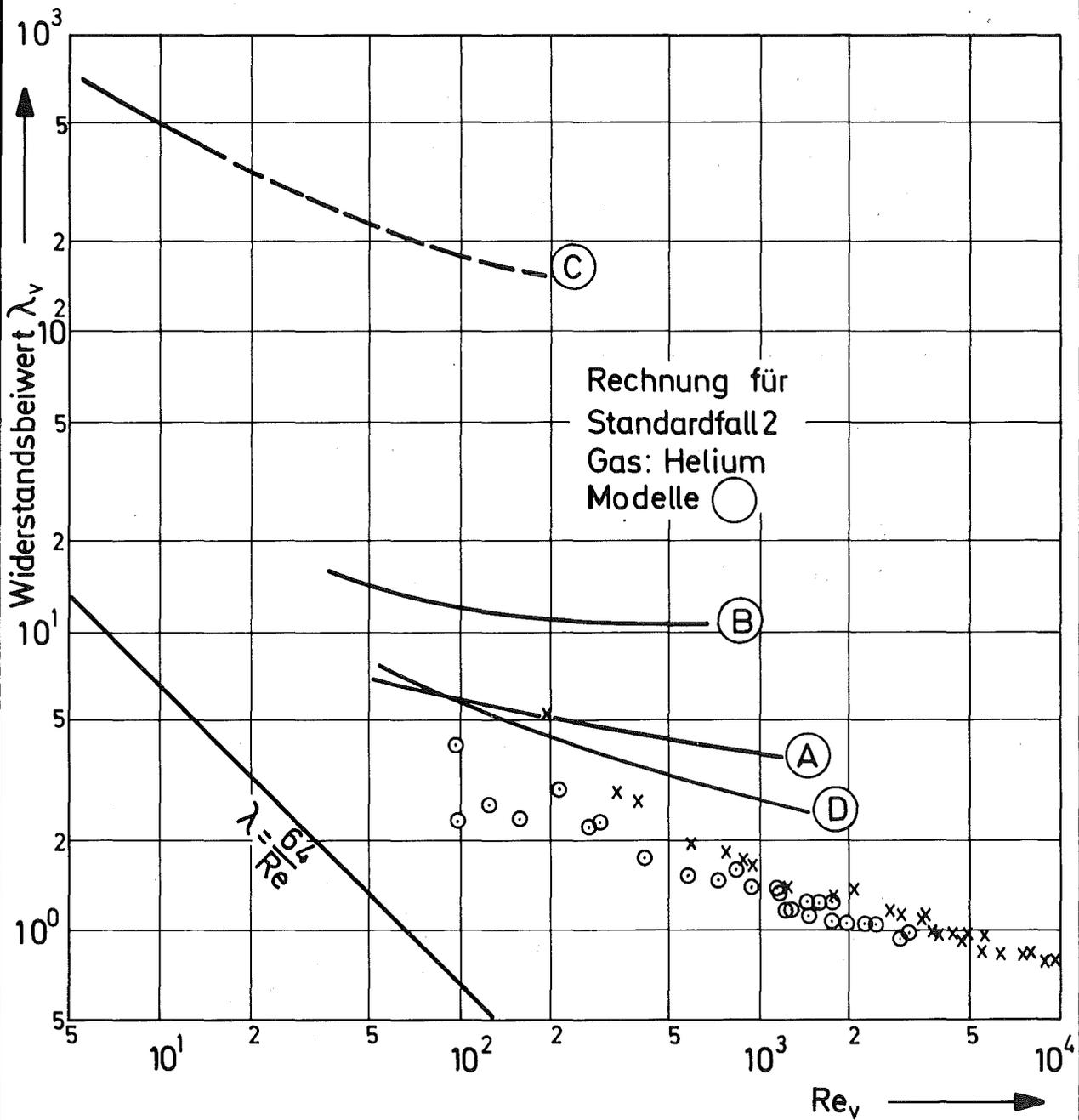
Gasströmung im Brennstab:
 Kugelschüttung Vergleich Mes-
 sung-Rechnung

Abb.4.12
 PNS 1976



Meßergebnisse:
 ○ Helium

GfK-RBT/IT	Gasströmung im Brennstab:	Abb.4.13	
4237-42	Schüttung von Pelletbruchstücken	PNS	1976
	Vergleich Messung-Rechnung		



GfK-RBT/IT

4237-43

Gasströmung im Brennstab:
Schüttung von Pelletbruchstücken
Vergleich Messung-Rechnung

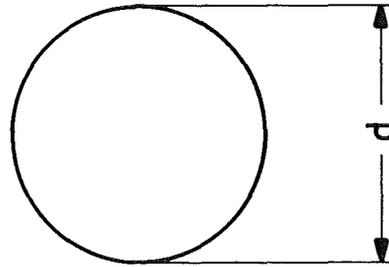
Abb. 4.14

PNS

1976

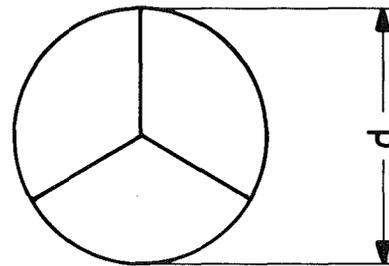
Vollpellet

Höhe: $h = 11\text{mm}$
Durchmesser: $d = 8,993\text{mm}$



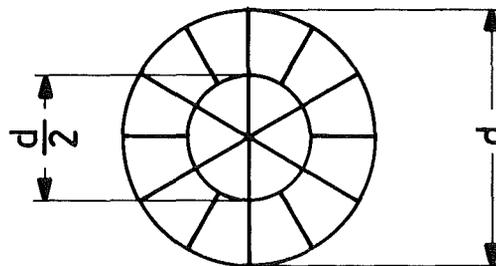
Fall 2

$h = 11\text{mm}$



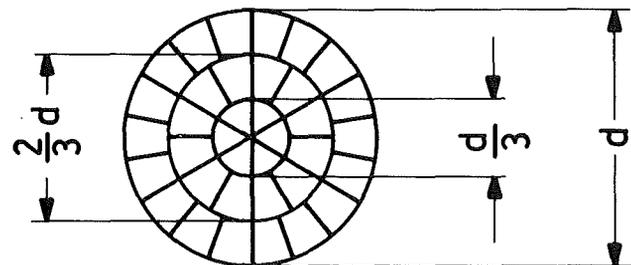
Fall 3

$h = \frac{d}{4}$



Fall 4

$h = \frac{d}{6}$



GfK-RBT/IT

4237-44

Gasströmung im Spalt:
Standardfälle 2 bis 4, Modell zur
Teilung der Pellets

Abb. 4.15

PNS

1976

ANHANGAbleitung der Massenstrom-Gleichung (2.2)

Die allgemeine Energiegleichung für stationäre, kompressible Strömung lautet nach /3/:

$$wdw + vdp + dR + gdz = 0 \quad (A 1)$$

dabei bezeichnen

w	Geschwindigkeit	}	des Fluids
v	spez. Volumen		
p	Druck		
wdw	Beschleunigungsarbeit	}	bezogen auf die Masse
vdp	Expansionsarbeit		
dR	Reibungsarbeit		
gdz	Lagenenergie		

Es läßt sich numerisch leicht zeigen, daß bei erzwungener Strömung von Gasen der Term der Lagenenergie meist vernachlässigbar ist.

Ebenso läßt sich für die bei einem Brennstab denkbaren Randbedingungen zeigen, daß der Beschleunigungsterm wdw klein gegenüber der Expansions- und der Reibungsarbeit ist. Gleichung (A 1) wird damit vereinfacht zu

$$vdp + dR = 0 \quad (A 2)$$

Für die Reibungsarbeit gilt bei kompressiblen wie auch bei inkompressiblen Medien nach /3/:

$$dR = \lambda \cdot \frac{w^2}{2d_h} dx \quad (A 3)$$

wobei

λ Widerstandsbeiwert
 d_h hydraulischer Durchmesser
 dx Längenelement in Strömungsrichtung

Mit dem allgemeinen Gasgesetz kann geschrieben werden

$$v = \frac{R \cdot T}{P}$$

R Gaskonstante
 T Temperatur

} des Gases

(A 2) wird damit zu:

$$\frac{R \cdot T}{P} dp + \lambda \frac{w^2}{2d_h} dx = 0 \quad (\text{A 4})$$

Mit $w = \frac{\dot{m} \cdot v}{F}$

$$= \frac{\dot{m}}{F} \cdot \frac{R \cdot T}{P}$$

wobei

F Strömungsquerschnitt
 \dot{m} Massenstrom

folgt daraus nach kürzen mit $\frac{R \cdot T}{P^2}$ schließlich

$$P dp + \lambda \frac{1}{2d_h} \cdot \frac{\dot{m}^2}{F^2} \cdot R T dx = 0 \quad (\text{A 5})$$

Im allgemeinsten Fall sind dabei alle Größen außer der Gaskonstanten R und dem Massenstrom \dot{m} (stationäre Strömung) als in x -Richtung veränderlich anzunehmen. Die Integration von $x = 0$ ($P = P_0$) bis $x = l$ ($P = P_1$) liefert daher

$$\frac{P_1^2 - P_0^2}{2} + \frac{\dot{m}^2 R}{2} \int_0^l \frac{\lambda(x) T(x)}{d_h(x) \cdot F^2(x)} dx = 0$$

umgeformt

$$P_0^2 - P_1^2 = \dot{m}^2 R \int_0^l \frac{\lambda(x) T(x)}{d_h(x) \cdot F^2(x)} dx \quad (\text{A 6.a})$$

oder

$$\dot{m}^2 = \frac{(P_0^2 - P_1^2)}{R} \cdot \int_0^l \frac{1}{\frac{\lambda(x) T(x)}{d_h(x) \cdot F^2(x)}} dx \quad (\text{A 6.b})$$

Dies ist die in Abschnitt 2 aufgeführte Beziehung für den Massenstrom. Sie kann, wie die folgende Umformung zeigt, auf die üblichen Druckverlustformeln (z.B. /2/, /3/, /4a/) zurückgeführt werden:

Widerstandsbeiwert, Temperatur und geometrische Abmessungen werden bei solchen Formeln als konstant über die Strömungslänge, l , angenommen; damit kann (A 6) integriert werden von $x = 0$ bis $x = l$:

$$P_0^2 - P_1^2 = \dot{m}^2 \cdot R \cdot \frac{\lambda \cdot T}{d_h \cdot F^2} \cdot l \quad (\text{A 7})$$

Mit $w_i = \frac{\dot{m}}{\rho_i \cdot F}$ und $R \cdot T = \frac{P_i}{\rho_i}$

wobei

w_i Geschwindigkeit an der Stelle i

ρ_i Dichte an der Stelle i

P_i Druck an der Stelle i

folgt:

$$(P_0 - P_1) (P_0 + P_1) = \lambda \frac{l}{d_h} \cdot \rho_i^2 \cdot w_i^2 \cdot \frac{P_i}{\rho_i}$$

$$\text{oder } P_0 - P_1 = \Delta p = \lambda \frac{l}{d_h} \cdot \frac{\rho_i}{2} w_i^2 \cdot \frac{P_i}{\frac{P_0 + P_1}{2}} \quad (\text{A 8})$$

Diese Beziehung, die meist in der Form

$$\Delta p = \lambda \frac{1}{d_h} \cdot \frac{\rho_o w_o^2}{2} \cdot \frac{P_o}{P_m} \quad (\text{A } 9)$$

aufgeführt wird, ergibt sich aus der üblichen Druckverlustformel für inkompressible Medien

$$\Delta p = \lambda \frac{1}{d_h} \frac{\rho}{2} w^2 \quad (\text{A } 10)$$

durch Vergrößerung des Druckverlusts um den Expansionsfaktor $\frac{P_o}{P_m}$:

$$\Delta p_{\text{kompressibel}} = \Delta p_{\text{inkompr.}} \cdot \frac{P_o}{P_m} \quad (\text{A } 11)$$