



KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH GmbH

Institut für Reaktorbauelemente

**Experimentelle Untersuchungen
zur Thermohydraulik in Kugelschüttungen
im Vergleich mit dem Rechenprogramm
Thermix-2D**

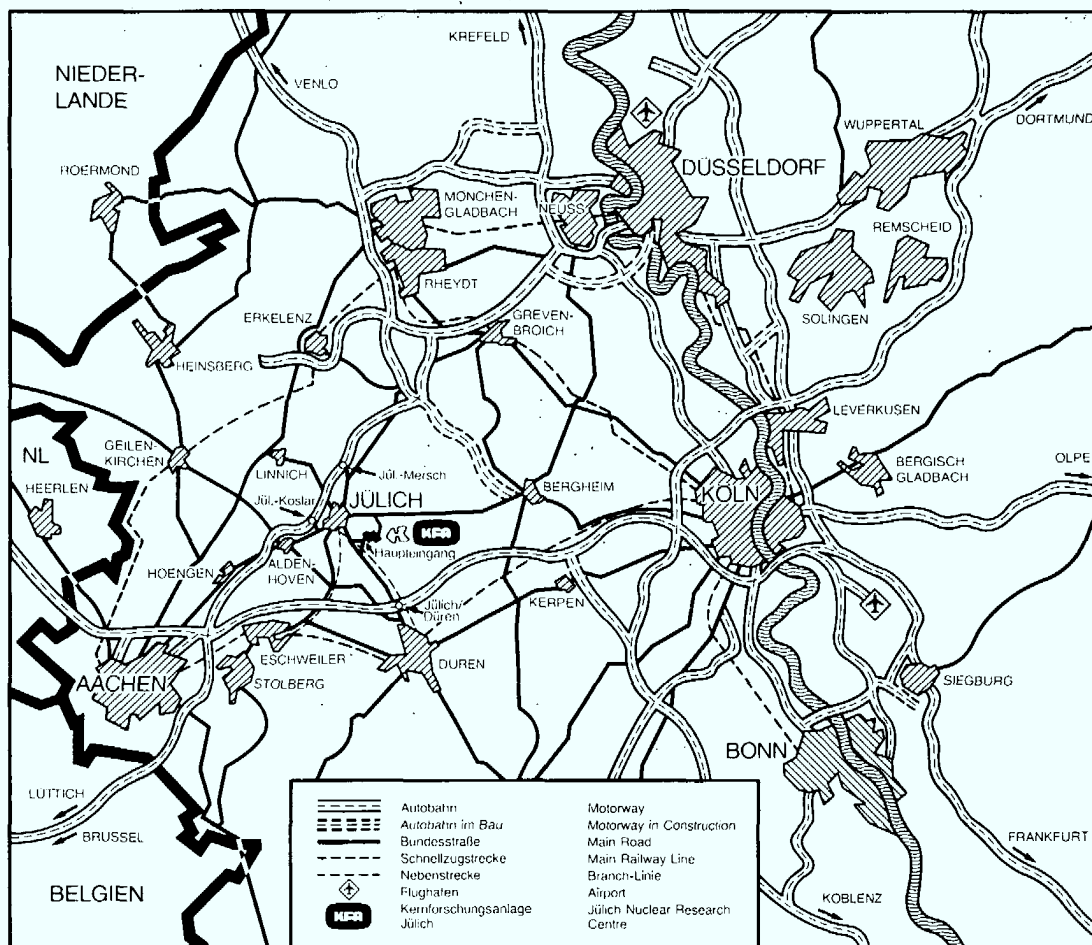
**Die Untersuchung des dispersiven
Wärmetransportes am Beispiel einer
Kaltgassträhne**

von
M. Schürenkrämer, H. Barthels

Jül - 1839

April 1983

ISSN 0366-0885



Als Manuskript gedruckt

Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 1839
 Institut für Reaktorbauelemente Jül - 1839

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH
 Postfach 1913 · D-5170 Jülich (Bundesrepublik Deutschland)
 Telefon: 02461/610 · Telex: 833556 kf d

Experimentelle Untersuchungen zur Thermohydraulik in Kugelschüttungen im Vergleich mit dem Rechenprogramm Thermix-2D

Die Untersuchung des dispersiven Wärmetransportes am Beispiel einer Kaltgassträhne

von
M. Schürenkrämer, H. Barthels

AN EXPERIMENTAL INVESTIGATION FOR THE THERMOHYDRAULIC OF
PACKED BEDS IN THE COMPARISON WITH THE COMPUTER CODE
THERMIX-2D:

THE INVESTIGATION OF THE DISPERSIVE HEAT TRANSFER
EXAMINED BY A COLD GASSTREAM

by

M. Schürenkrämer

H. Barthels

Abstract:

The computer code THERMIX-2D is tested with regard to the formalism for the effective heat conductivity by experimental data. Especially the part of dispersion is investigated. In addition to the heated main stream a cooler gasstream is injected into the center of the packed bed. The thermal compensation is measured and calculated.

EXPERIMENTELLE UNTERSUCHUNGEN ZUR THERMOHYDRAULIK IN
KUGELSCHÜTTUNGEN IM VERGLEICH MIT DEM RECHENPROGRAMM
THERMIX-2D:

DIE UNTERSUCHUNG DES DISPERSIVEN WÄRMETRANSPORTES
AM BEISPIEL EINER KALTGASSTRÄHNE

von

M. Schürenkrämer

H. Barthels

Zusammenfassung:

Das Rechenprogramm THERMIX-2D wird hinsichtlich des Ansatzes für die effektive Wärmeleitfähigkeit mit überwiegend dispersivem Anteil im Vergleich mit experimentellen Daten überprüft.

Innerhalb einer Kugelschüttung wird einem stationären Heißgasstrom ein lokal eingeleiteter Kaltgasstrom (Strähne) überlagert und die thermischen Ausgleichsvorgänge werden gemessen und gerechnet.

INHALTSVERZEICHNIS

1. Einleitung
2. Versuchsanordnung und Auslegungsdaten
3. Versuchsdurchführung und Meßergebnisse
4. Vergleichsrechnungen mit dem Thermohydraulik Programm THERMIX-2D
 - 4.1 Der Ansatz der effektiven Wärmeleitfähigkeit
 - 4.2 Rechenergebnisse
 - 4.3 Diskussion der wichtigsten Einflußgrößen
5. Vergleich der Meßergebnisse mit einem analytischen Verfahren
6. Zusammenfassung
7. Abkürzungen und Indizes
8. Literaturverzeichnis

1. Einleitung

Als Grundlage der Auslegung, der sicherheitstechnischen Begutachtung und zur Erfassung der Störfallkonsequenzen eines Hochtemperatur-Reaktors sind die Temperatur- und Strömungsfelder unter der Einwirkung von Wärmetransportvorgängen zu ermitteln.

Hieraus können die Belastungen für die Brennelemente und für die betroffenen Corestrukturkomponenten abgeleitet werden.

Mit dem im Institut für Reaktorentwicklung der KFA entwickelten thermo- und fluiddynamischen Rechenprogramm THERMIX wurde die Möglichkeit geschaffen, die räumliche Temperatur- und Massenstromverteilung im Corebereich unter Natur- und Zwangskonvektionsbedingungen zu berechnen.

Zur Überprüfung der dem Programm zugrunde liegenden Rechenmodelle wurde im Institut für Reaktorbauelemente der KFA eine Versuchsanlage erstellt.

Innerhalb des gesamten Versuchsprogramms zielt die vorliegende Untersuchung darauf hin, den Wärmetransport bei der Vermischung einer Kalt- bzw. Heißgassträhne innerhalb einer Schüttung modellmäßig zu erfassen und experimentell zu überprüfen. Der direkte Vergleich zwischen den berechneten und den experimentell bestimmten Temperaturfeldern erlaubt die notwendigen Rückschlüsse auf die Vertrauenswürdigkeit des Rechenmodells.

Es sollen also hier Vorgänge simuliert werden, die in thermohydraulisch ähnlicher Form bei Ausfall von Loops oder NWA auftreten und die dann im Otto-Core, bedingt durch den azimuthal ungleichen Massenstrom, zu heißen Strähnen im oberen Core-Bereich führen. Dabei ist die Frage zu beantworten, inwieweit durch Vermischung der temperaturmäßig unterschiedlichen Massenströme ein Ausgleich im unteren Corebereich erreicht wird.

2. Versuchsanordnung und Auslegungsdaten

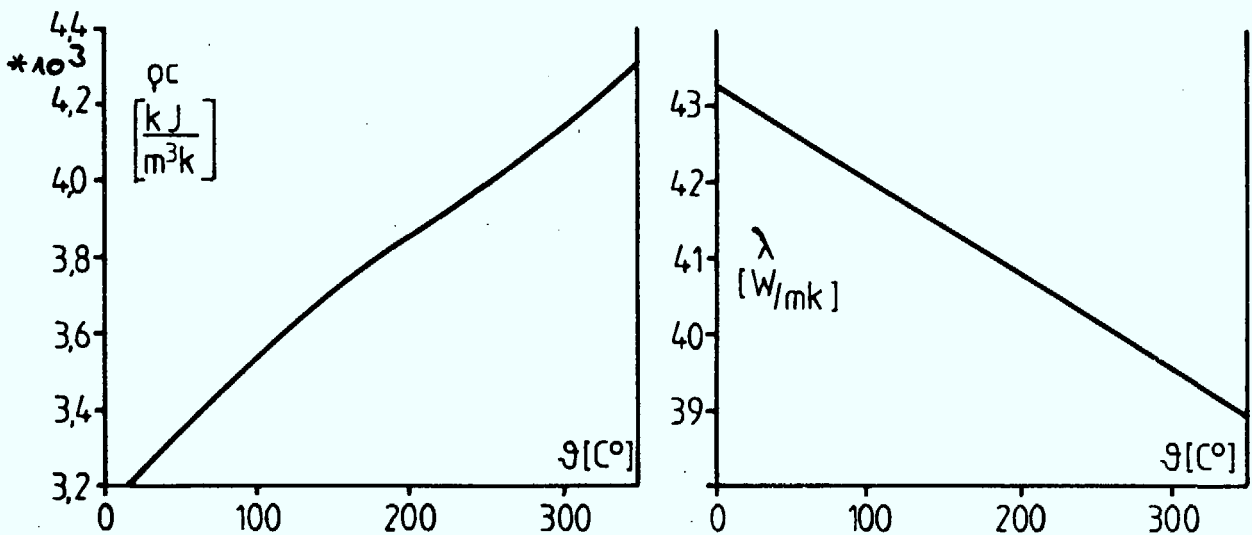
Bild 1 zeigt das Schema der genannten Versuchsanordnung mit Versuchsstrecke, regelbarem Elektroerhitzer, Gebläse, Rohrleitungsführung mit Armaturen und Mengenmeßstrecken. Die Versuche wurden unter atmosphärischen Bedingungen mit großer Temperatur- und Durchsatzkonstanz betrieben. Die eigentliche Ver-

suchsstrecke bestand aus einem zylindrischen Behälter ($700 \text{ } \phi \times 1200$) mit einer Stahlkugel-Schüttung ($19 \text{ } \phi$) von 2200 kg, in die ein sogenanntes Injektionsrohr zentral hineinragte. Das Injektionsrohr war am Ende mit einem Korb (Bild 3) versehen, der durch einen von außen zu betätigen Verstellmechanismus die Möglichkeit bot, den Gasstrom wahlweise nach unten, radial oder in beide Richtungen austreten zu lassen und somit als punktförmige Massenstromquelle zu betrachten war. Die untere Stirnfläche des Korbes befand sich 300 mm unterhalb der Schüttungsoberfläche. Der durch das Injektionsrohr in die Schüttung eingeleitete Kaltgasstrom wurde vor dem Erhitzer abgezweigt und über eine Mengenmeßstrecke gemessen. Der heiße Hauptstrom wurde vor dem Gebläse in einer zweiten Strecke bestimmt (Bild 1). Zur Vermeidung von Wärmeverlusten in der Versuchsstrecke war der Behälter innen mit einer 3 mm Caowoolfilz-Matte und außen mit 120 mm Caowool isoliert. Die zulässige Höchsttemperatur in der Versuchsanordnung betrug $300 \text{ } ^\circ\text{C}$.

2.1 Auslegungsdaten

2.1.1 Verwendete Materialien, Stoffdaten

Die Schüttung bestand aus Wälzlagerstahlkugeln 100 Cr 6 mit den temperaturabhängigen Stoffdaten:



Als Gas wurde atmosphärische Luft mit den thermodynamischen Stoffdaten nach /4/ verwendet. Die Behälterisolierung bestand aus Caowool-Matten ($\varrho = 48 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$, $c_p = 0,963 \text{ J/kg K}$, $\lambda = 0,16 \text{ W/mK}$).

2.1.2 Geometrische Abmessungen

Behälterdurchmesser	D	=	700	mm
(nach Abzug der Innenisolierung)			694	mm)
Schütthöhe	H	=	1200	mm
Kugeldurchmesser	d	=	19,05	mm
Lückengrad	φ	=	0,382	

Die Schlitzte im Boden des Korbes (Bild 3) befanden sich auf einem Kreisring zwischen den Radien $r_i = 15$ mm und $r_a = 32$ mm mit einer Gesamtöffnungsfläche von $A = 8,02$ cm².

Bild 4 gewährt einen Blick in die offene Versuchsstrecke.

2.1.3 Positionierung der Meßfühler

Zur möglichst genauen räumlichen Erfassung des Temperaturfeldes unterhalb des Korbes wurden von den insgesamt 50 Thermoelementen in der Schüttung 30 unterhalb der unteren Korbkante installiert. Benutzt wurden Thermoelemente mit der Paarung Ni/CrNi in der Coax-Ausführung mit Stahlmantel 1 mm ϕ , die durch eine Bohrung im Zentrum der Meßkugel saßen (siehe Bild 4). Die Meßkugeln wiederum lagen in mehreren Ebenen verteilt auf den Radien $r = 0, 50, 100, 150, 225$ und 300 mm. Unterhalb des Korbes befanden sich 5 gegeneinander azimuthal versetzte Meßreihen in den Tiefen Z , gemessen ab Unterkante Korb (siehe Abb. 2). Die Position (r, z, φ) der Meßkugeln wurde mit einer Genauigkeit von ± 1 mm bestimmt. Die Thermoelement-Drähte unterhalb des Korbes wurden axial nach unten durch die Schüttung geführt, die Thermoelemente oberhalb des Korbes nach oben und dann seitlich durch die Behälterwand (siehe Bild 4). Die Messung und Erfassung der Thermospannungen erfolgte über eine elektronische Datenerfassungsanlage mit einer Abfragegeschwindigkeit von 12 Messungen pro Sekunde.

Ein relativer Vergleich der Anzeigegenauigkeit der Thermoelemente konnte durch Vergleich aller Meßstellen bei Temperaturkonstanz der Schüttung im unteren (25 °C) und oberen (300 °C) Temperaturbereich herbeigeführt werden. Dabei waren die Abweichungen bei allen Versuchen stets kleiner 1 °C.

3. Versuchsdurchführung und Meßergebnisse

Vor Beginn der eigentlichen Messung wurde die Schüttung mit einem Luftstrom konstanter Temperatur (hier ca. 270 °C), solange beaufschlagt, bis die gesamte Schüttung diese Temperatur angenommen hatte. Dann wurde zusätzlich durch das Injektionsrohr kalte Luft eingeblasen bis sich schließlich nach 3 bis 4 Stunden ein stationärer Zustand einstellte.

Ab diesem Zeitpunkt begann die eigentliche Messung. Unterhalb des Korbes wurden in den Meßebenen 1 bis 5 die durch Vermischung von Kalt- und Heißgasstrom resultierenden Temperaturprofile aufgezeichnet. Die Massendurchsätze von Heiß- und Kaltgasstrom wurden dabei sorgfältig gemessen.

Insgesamt wurden 11 Versuche mit unterschiedlichem Verhältnis der Kaltgas- zur Heißgasgeschwindigkeit (1 bis 4) gefahren. Die Kaltgasaustrittstemperatur am Korb stellte sich je nach Durchsatz zwischen 140 und 204 °C ein.

Eine vollständige Zusammenstellung der Versuchsdaten findet man in Tabelle 1. Die Geschwindigkeiten sind auf den leergedachten Behälter bezogen.

Versuch Nr.	Heißgas			Kaltgas			$g = \frac{w_K}{w_H}$
	m_H kg/s	ϑ_H °C	w_H m/s	$m_K \cdot 10^{-3}$ kg/s	ϑ_K °C	w_K m/s	
1	0,8378	268,08	3,49	7,847	193,02	5,01	1,43
2	0,8354	268,31	3,48	6,060	203,72	3,95	1,14
3	0,8576	269,70	3,58	25,41	135,88	14,22	3,97
4	0,8597	270,80	3,60	18,98	150,88	11,01	3,06
5	0,8637	271,34	3,62	12,48	170,61	7,58	2,09
6	0,7694	269,97	3,22	23,02	135,73	12,88	4,00
7	0,7624	271,41	3,20	16,62	153,74	9,71	3,03
8	0,7649	272,13	3,21	11,15	173,71	6,82	2,12
9	0,6165	268,47	2,57	18,93	140,72	10,72	4,17
10	0,6157	269,35	2,57	14,03	156,42	8,25	3,21
11	0,6177	270,09	2,58	9,402	176,06	5,78	2,24

Tabelle 1: Versuchsdaten

Die Versuche Nr. 1 und 2 dienten dem Vergleich mit den aus der Literatur bekannten Ergebnissen /5/, /6/, /7/ und /11/, wo es darauf ankam, unter Einhaltung der Bedingung gleicher Geschwindigkeiten für Kalt- und Heißgasstrom, mit einem analytischen Lösungsansatz für das Temperaturprofil die effektive Wärmeleitfähigkeit zu ermitteln.

Der Anteil des dispersiven Wärmeaustausches quer zur Strömungsrichtung wächst mit dem Massenstrom, während der strömungsunabhängige Anteil (Strahlung und Leitung) von der Wärmeleitfähigkeit, der Strahlungsemission und der Temperatur abhängt. Aufgrund der relativ großen Reynolds-Zahl $1170 < Re < 1600$ bei den hier durchgeführten Experimenten und dem relativ niedrigen Temperaturniveau bei kleinen Emissionszahlen ($\epsilon < 0,2$) der Stählkugeln spielte die Ruhewärmeleitfähigkeit, bezogen auf die effektive Gesamtwärmeleitfähigkeit, nur eine untergeordnete Rolle. Im Rechenprogramm wurden grundsätzlich alle Einflüsse berücksichtigt, auch, da es sich hier um ein gut wärmeleitendes Kugelmateriale handelt, der Einfluß der Wärmeleitung über die Kontaktstellen.

Im Detail wurden die Untersuchungen hier exemplarisch anhand der Versuche 2, 5 und 9 ausgewertet. Maßgebend für die Auswahl war die Temperaturdifferenz sowie das Geschwindigkeitsverhältnis am Eintritt in die Schüttung.

Zur Verdeutlichung des Einflusses unterschiedlicher Kaltgastemperaturen einerseits und Kaltgasmassenströme andererseits, werden die lokalen Über-temperaturen $\vartheta_{ij}(r, z) = \vartheta(r, z) - \vartheta_H$ -, bezogen auf die Eintritts-temperaturdifferenz - dimensionslos aufgetragen:

$$\Theta(r, z) = \frac{\vartheta(r, z) - \vartheta_H}{\vartheta_K - \vartheta_H} \quad (1)$$

Wie Bild 5 erkennen läßt, führt der höhere Kaltgasmassenstrom zu einer merklichen Profilverbreiterung. Der Temperatúrausgleich ist für den Versuch 2 in der Meßebene ($Z_3 = 30 \text{ cm}$) bis auf 20% nahezu erreicht, während im Versuch 9 - mit einem etwa 3-fach höheren Kaltgasmassenstrom gegenüber Versuch 2 - noch etwa 70% der Anfangstemperaturdifferenz vorliegt. Aus allen Experimentdaten konnte geschlossen werden, daß Randeffekte im Wandbereich keinen Einfluß auf den Dispersionsvorgang haben.

Für die axial gemessenen Temperaturen ergeben sich die Kurven in Bild 7. Man sieht, daß mit wachsendem Verhältnis der Massenströme $\dot{m}_K/\dot{m}_H$ die Temperaturen unmittelbar unterhalb des Korbes asymptotisch dem Grenzwert $\Theta \rightarrow 1$ für $\dot{m}_K/\dot{m}_H \gg 1$ annähern.

4. Vergleichsrechnungen mit dem Thermohydraulik Programm THERMIX-2D

Dem zweidimensionalen Rechenprogramm THERMIX-2D, - die ausführliche Beschreibung ist den Arbeiten von /1/, /2/, /3/ zu entnehmen, - liegt zur Lösung der thermohydraulischen Größen innerhalb der Kugelschüttung ein homogenes Zweiphasenmodell zugrunde. Hierbei werden die Feststofftemperaturen im Programmmodul THERMIX und das Strömungsfeld sowie die Fluidtemperaturen im Programmmodul KONVEK berechnet. Im stationären Fall liegen dem Rechenprogramm folgende Gleichungen zugrunde:

Energiegleichung des Feststoffes:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda_e \frac{\partial \vartheta}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_e \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \right) + \Delta h = 0$$

Energiegleichung des Fluids:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda_e \frac{\partial \vartheta}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\lambda_e \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r c_f m_{fr} \vartheta \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(c_f m_{fz} \vartheta \right) - \Delta h = 0$$

Zustandsgleichung:

$$\rho_f = \rho_f(p, T)$$

Bewegungsgleichung:

$$-\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\psi}{d} \cdot \frac{1-\psi}{\varphi^3} \cdot \frac{m_f}{2g_f} m_{fr} = 0$$

$$-\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\psi}{d} \cdot \frac{1-\psi}{\varphi^3} \cdot \frac{m_f}{2g_f} m_{fz} + \rho_f g = 0$$

Kontinuitätsgleichung:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r m_{fr}) + \frac{\partial m_{fz}}{\partial z} = 0$$

Trägheitskräfte können im Bereich der Schüttung vernachlässigt werden /12/.

Die Diskretisierung der Differentialgleichungen führt zu einem Gitter, das mit "Kompositionen" belegt wird, für die gleiche Eigenschaften wie z.B. ρ gelten. Bild 8 zeigt eine solche Kompositionsbelegung für diese Versuchsreihe.

4.1 Der Ansatz der effektiven Wärmeleitfähigkeit

Im Programm werden temperatur- und druckabhängige Stoffwerte berücksichtigt. Eine besondere Rolle dabei spielt die effektive Wärmeleitfähigkeit für die Kugelschüttung, die sich nach /4/ zu

$$\frac{\lambda_{eff}}{\lambda_f} = \frac{\lambda_e^0}{\lambda_f} + \frac{\lambda_e}{\lambda_f} \quad (2)$$

$$\lambda_e = \lambda_f \frac{Pe}{K}$$

berechnet.

In Gleichung (2) gibt der erste Term λ_e^0 / λ_f den Anteil der Wärmeleitfähigkeit für die undurchströmte Schüttung wieder und wird nach einem Ansatz von Robold /8/ in THERMIX errechnet. Der zweite Term Pe/K stellt den Anteil der Wärmeleitfähigkeit infolge Flechtströmung dar und wird als Dispersion bzw. dispersive Wärmeleitfähigkeit bezeichnet. Der für die Dispersion korrelierte K-Wert ist nach /9/ anisotrop wirksam. So macht der K-Wert in Strömungsrichtung lediglich 1/5 bis 1/6 des Wertes quer zur Strömungsrichtung aus. Da jedoch die in Strömungsrichtung wirkende effektive Wärmeleitung gegenüber der konvektiv transportierten Wärme nur von untergeordneter Bedeutung ist, wird auf eine Unterscheidung verzichtet. Nach /4/ wird $K = 8$ und durch die Behinderung der Flechtströmung in Wandnähe

$$K = 8 \left(2 - \left(1 - 2 \frac{d}{D} \right)^2 \right) \quad (3)$$

gesetzt. Die Berechnung des dispersiven Anteils Pe/K , wobei die Pecletzahl

$$Pe = \frac{g w c d}{\lambda_f} \quad (4)$$

das Verhältnis der konvektiv transportierten Wärme zur Gas-Wärmeleitung darstellt, erfolgt im Programmteil KONVEK.

4.2 Rechenergebnisse

Die Vergleichsrechnung der entsprechend Kapitel 3 spezifizierten Versuchsdaten dokumentieren sich in den Bildern 9a-c. Aufgetragen sind hier für die Versuche 2, 5 und 9 die radialen Temperaturprofile im Vergleich zu den gemessenen Werten für die verschiedenen Ebenen. Infolge des Schüttungsgewichtes von ca. 2,2 to, der Wärmedehnung und insbesondere der nachgebenden Behälterinnenisolierung können sich die Meßkugeln um ihre Lagekoordinaten verschoben haben. Änderungen können bis zu 4 mm betragen. Für die 34er Kugel, unmittelbar unter dem Korb, liegt wegen des Einbaus des Injektionsrohres eine größere Unsicherheit vor. Die Bilder 9a-c lassen auf eine horizontale Verschiebung um etwa einen halben Kugeldurchmesser schließen.

4.3 Diskussion der wichtigsten Einflußgrößen

Die Untersuchung der nachfolgenden Parameter wurde vornehmlich anhand des Versuches 5 durchgeführt. Vorab sei schon angemerkt, daß die gerechneten Temperaturprofile recht invariant gegenüber leicht modifizierten Eingabe-größen sind. Im einzelnen:

4.3.1 Feinheit des Rechengitters

Grundlage für die Rechnungen war eine 13 x 27 (r x Z)-Gitter, das seitlich und unterhalb des Korbes dichter gelegt worden war, wie auch Bild 8 zeigt. Zum Nachweis für diese genügend feine Gittereinteilung wurde eine Rechnung mit maximaler Feineinteilung (20 x 50) gemacht. Die Temperaturdifferenzen betrugen weniger als 1 °C.

4.3.2 Lückengrad der Schüttung um das Injektionsrohr

Die für die instationären Versuche notwendige Berücksichtigung der Einlauf-effekte spielt bei diesen Versuchen nur eine untergeordnete Rolle. Ausge-

hend von Bild 12 wurde der Lückengrad bei der Vergleichsrechnung gemäß Bild 10b + c variiert.

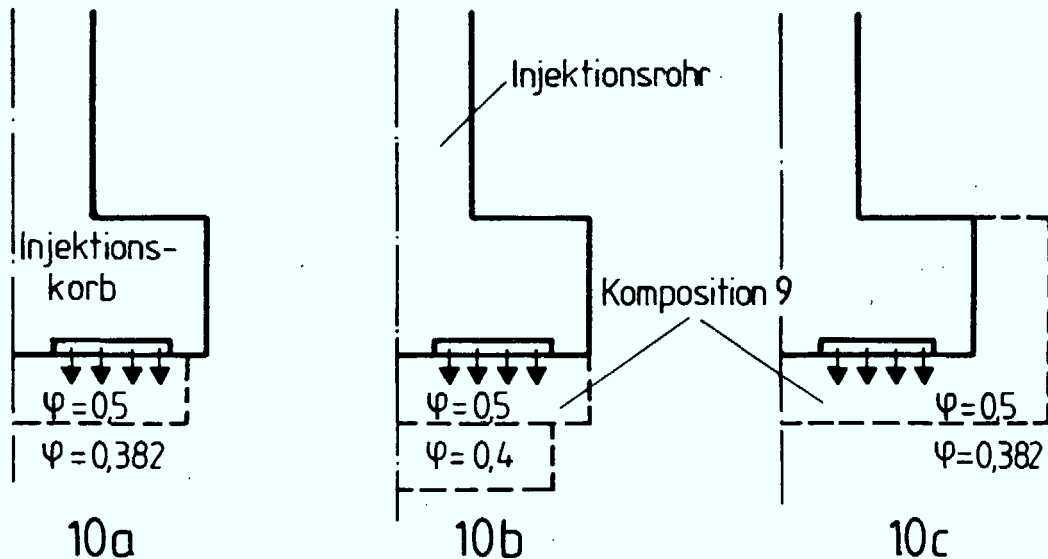


Bild 10: Variation des Lückengrades im korbnahe Bereich

Gegenüber 10a ergaben sich nur Temperaturänderungen von $\Delta T < 3^\circ\text{C}$ in Achsenmitte und $\Delta T < 1^\circ\text{C}$ im Bereich der stärksten radialen Gradienten zwischen $r = 3\text{ cm}$ und 5 cm , vgl. Bild 9b. Die Variation des mittleren Lückengrades der Schüttung zeigte keinen nennenswerten Einfluß auf die Temperaturprofile.

4.3.3 Abbildung der Korbgeometrie

Das im Experiment eingesetzte Injektionsrohr wurde mit Ausnahme der auf der Stirnseite des Korbes befindlichen Schlitz für den Kaltgasaustritt genau abgebildet. Diese azimuthal angeordneten Schlitz werden durch eine gleichmäßig verteilte Quellregion simuliert. Alternativ hierzu wurde die Rechnung mit Einspeisung des Kaltgasmassenstroms durch ein frei auslaufendes Rohr mit einem äquivalenten Quelldurchmesser (Bild 11) durchgeführt, um so den Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren zu gestatten, worauf in Kapitel 4.2 noch näher eingegangen wird.

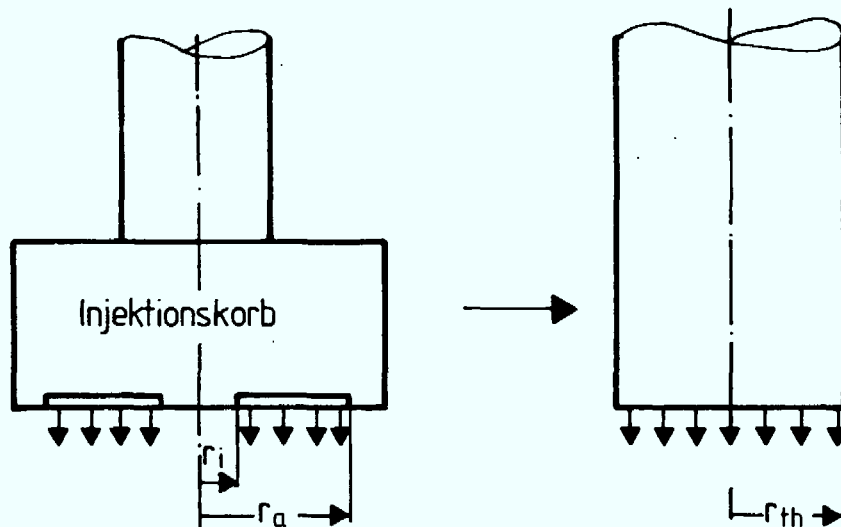


Bild 11: Simulation des Korbes durch ein Rohr

Zur Herleitung des theoretischen Rohrdurchmessers geht man davon aus, daß bei der Ausströmung aus dem Rohr keine Querstromkomponenten vorliegen, die Stromlinien also makroskopisch gesehen parallel und senkrecht verlaufen. Dies entspricht der Bedingung

$$\left. \frac{\partial p}{\partial r} \right|_{r=r_{th}} = 0 \quad (5)$$

bzw.

$$\left(\frac{\partial p}{\partial z} \right)_H = \left(\frac{\partial p}{\partial z} \right)_K \quad (5a)$$

Unter Verwendung des Ansatzes für den Druckgradienten

$$\Delta p \sim \psi \frac{\rho}{2} w^2 \quad (6)$$

und der Annahme

$$\psi_{z,H} = \psi_{z,K} \quad (7)$$

gewinnt man nach einigen Umformungen den theoretischen Rohrradius

$$r_{th} = \frac{R}{\sqrt{1 + \frac{f_a}{g} \left(1 - \frac{T_H - T_K}{T_K} \right)^{1/2}}} \quad (8)$$

mit	R	=	Behälterradius
	T_K	=	$\vartheta_K + 273$
	T_H	=	$\vartheta_H + 273$
	g	=	Geschwindigkeitsverhältnis von Kalt- und Heißgas bei Eintritt in die Schüttung (vgl. Tab. 1)
	fa	=	das Verhältnis der von beiden Gasströmen eingenommen Flächen A_K und A_H (fa = $A_H/A_K = 177,782$)
	A_K	=	$\dot{m}_K / (\vartheta_K \cdot w_K)$
	A_H	=	$\dot{m}_H / (\vartheta_H \cdot w_H) - A_K$

Für die Versuche 1 bis 11 sind in Bild 6 die theoretischen Rohrradien r_{th} aufgeführt. Aufgetragen ist Gl. 8 für verschiedene Temperaturdifferenzen $\Delta T = T_H - T_K$.

Aus der Rechnung und der guten Übereinstimmung von gemessenen und gerechneten Temperaturprofile geht hervor, daß der über den Korb eingespeiste Massenstrom rasch den zugehörigen Querschnitt gleicher Massenstromdichten annimmt. Wie der Rechnung zu entnehmen ist, geschieht dies nach einer Eindringtiefe von 5 d. Trägheitskräfte beim Austritt aus dem Korb sind demnach nicht von Bedeutung. Eine Untersuchung von Radestock und Jeschar /12/ zeigt, daß selbst bei großen Re-Zahlen die Trägheitskräfte in Schüttungen vernachlässigbar sind.

4.3.4 Leckage

Es ist nicht auszuschließen, daß als Folge von Undichtigkeiten am Verstellmechanismus des Korbes auch Kaltgas durch die seitlich angeordneten Schlitze in die Schüttung gelangt. Eine quantitative Aussage ist nur sehr schwer vorzunehmen. Deshalb wurden versuchsweise 10% für die Leckage angesetzt. Lediglich für die erste Ebene unterhalb des Korbes stellte sich dabei ein etwas ausgeprägteres, dafür aber weniger hohes Rechteckprofil ein. In den tieferen Ebenen war ein verändertes Temperaturprofil nicht mehr festzustellen.

4.3.5 Massenströme

Die zur Berechnung der Massenströme erforderlichen Druckmessungen an der Meßblende erfolgten mit einer Genauigkeit von etwa 2%, d.h. der Massenstrom ist auf 1,5% exakt bestimmt. Wie aus entsprechenden Rechnungen hervorgeht, ist der Einfluß gering und macht z.B. bei der 41er Kugel, die im Bereich des relativ starken Temperaturgradienten liegt, nicht mehr als 1 °C aus.

4.3.6 Eintrittstemperatur

Zur Abschätzung möglicherweise fehlerhaft gemessener Heißgaseintrittstemperaturen (Tab. 1) wurden diese bei der Rechnung um ± 5 °C variiert. Damit verändert sich bei dem Niveau von $\vartheta_H = 270$ °C der Betrag der eingespeisten Enthalpie nur um maximal 3%. Dies führt nur zu unwesentlichen Temperaturprofiländerungen von $\vartheta < 3$ °C.

4.3.7 Wärmeleitfähigkeit

Da die Massenströme stets größer als $0,6 \frac{\text{kg}}{\text{s}}$ (bzw. $Pe > 800$) sind, ist der Anteil der Ruhewärmeleitfähigkeit λ_e^0 an der effektiven Wärmeleitfähigkeit λ_{eff} , vgl. Gl. (2) gering ($< 10\%$), so daß als dominierende Bestimmungsgröße die Dispersion im Vordergrund steht. Für den dispersiven Wärmetransport ist der experimentell ermittelte K-Wert von besonderer Bedeutung (vgl. Gl. 2). Entsprechend Gl. (3) ergibt er sich zu $K = 8,854$, soll aber nach [7] nicht mit dem Vorfaktor 8 sondern 9 behaftet sein, so daß $K = 9,96$ wird.

Wie sich diese Unsicherheit des K-Wertes auf das Temperaturprofil auswirkt, zeigt Bild 13. Für den Versuch 5 wurde in der Meßebene Z2 das Profil mit dem K-Wert nach Gl. (3) und mit einem Extremwert $K = 12$ gerechnet. Der mit dem größeren K-Wert verbundene geringere Queraustausch dokumentiert sich in einer deutlichen Temperaturdifferenz von 11 °C in der Achsenmitte und die radial abnimmt. Die recht geringe Temperaturdifferenz rechts vom Schnittpunkt beider Profile erklärt sich durch die Flächenanteile. Das Integral unter beiden Kurven ist gleich!

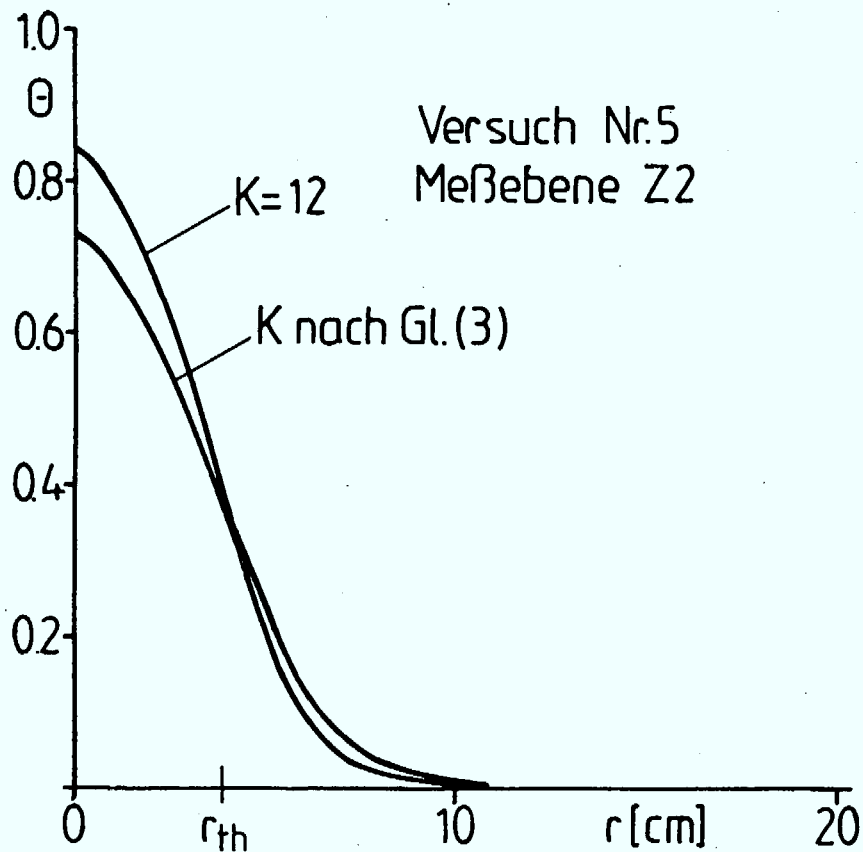


Bild 13:

Alle durchgeführten Variations-Rechnungen - entsprechend den oben genannten Punkten - weisen nur geringe Temperaturabweichungen auf. So kann aufgrund der guten Übereinstimmung von Messung und Rechnung und der relativ hohen Invarianz des Temperaturfeldes gegenüber veränderten Randbedingungen geschlossen werden, daß das Rechenmodell bezüglich des Ansatzes für die effektive Wärmeleitfähigkeit als verifiziert angesehen werden muß.

5. Vergleich der Meßergebnisse mit einem analytischen Verfahren

Neben der Simulation der Versuchsverhältnisse mit dem Programm THERMIX-2D wurde zur weiteren Analyse der Meßdaten ein analytisches Lösungsverfahren zur Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit herangezogen, das zunächst

vorgestellt werden soll.

Eine recht einfache Methode zur Ermittlung von λ_{eff} und damit der Temperaturprofile schlägt Glaser /5/ vor. Ausgehend von der 2-dimensionalen stationären Energiegleichung (Schüttung und Fluid werden als eine homogene Phase betrachtet) erhält er unter Vernachlässigung der axialen, dispersiven Wärmeleitung und des konvektiven Wärmetransportes in radialer Richtung:

$$\lambda_{\text{eff}} \left(\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \vartheta}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial z} (c_f m_{fz} \vartheta) \quad (9)$$

und durch Umformung in eine homogene Differentialgleichung mittels Produktansatzes folgende explizite Funktion:

$$\Theta(\xi, \eta) = \frac{B}{\xi} \cdot e^{-\frac{Pe^*}{4\xi} \eta^2} \quad (10)$$

mit $\xi = \frac{z + \Delta z}{r_{th}}$, $\eta = r/r_{th}$ und

$$Pe^* = \frac{\rho_f c_f w r_{th}}{\lambda_e} \quad (10b)$$

Hierbei sind r_{th} der theoretische Radius des Injektionskorbes, λ_e die Wärmeleitfähigkeit, die den turbulenten bzw. dispersiven Austausch berücksichtigt und Δz eine noch zu bestimmende Verschiebungsgröße. Die Pecletzahl Pe^* nach Glaser wird also nicht wie sonst üblich auf die Gaswärmeleitfähigkeit, sondern auf die zu bestimmende Wärmeleitfähigkeit λ_e der durchströmten Schüttung bezogen.

Die Integrationskonstante B wird aus der Bedingung zur Erhaltung der eingebrachten Energie (Enthalpie) unter der Annahme einer unendlich ausgedehnten Schüttung mit $Pe^*/4$ ermittelt. Der Temperaturverlauf wird dann durch

$$\Theta(\xi, \eta) = \frac{Pe^*}{4\xi} \cdot e^{-\frac{Pe^*}{4\xi} \eta^2} \quad (11)$$

wiedergegeben.

Die beiden Größen Pe und Δz werden bestimmt, indem die axialen Temperaturen für $r = 0$ durch die Kurve

$$\Theta(\xi, r=0) = \frac{Pe^*}{4\xi} = \frac{Pe^*}{4} \cdot \frac{r_{th}}{\Delta z + z} \quad (12)$$

approximiert werden. Trägt man, wie Bild 14 am Beispiel des Versuchs 5 zeigt, die Maximaltemperaturen $\Theta(\xi, r=0)$ jeder Meßebene in einem doppelt-logarithmischen Netz über der dimensionslosen Lauflänge ξ auf, so erhält man nach Gl. 12 eine unter 45° nach rechts fallende Gerade. Bei diesem Approximationsverfahren ergibt sich die Verschiebungsgröße Δz zu 23,1 cm. Bei $\lg(\Delta z + z)/r_{th} = 0$, d.h. für $\xi = 1$, liefert der Schnittpunkt mit der Ordinaten die Größe $Pe^*/4 = 5,91$ und damit $Pe^* = 23,65$, aus der dann die turbulente Wärmeleitfähigkeit λ_e nach Gl. 10b mit dem nach Gl. 8 ermittelten theoretischen Rohrradius r_{th} bestimmt werden kann. Wesentlich ist, daß sich die Meßpunkte durch eine unter 45° verlaufende Gerade ausgleichen lassen.

Bild 15 vermittelt einen Vergleich der nach Gl. 11 und der mit THERMIX berechneten Temperaturprofile für den Versuch 5.

Allerdings kann der von Glaser gegebene Dichtekorrekturterm T_K/T_H , den er in der Form

$$\Theta = \frac{Pe^*}{4\xi} e^{-\left(\frac{Pe^*}{4\xi} \eta^2 \frac{T_H}{T_K}\right)} \quad (13)$$

zur Spreizung des Temperaturprofils berücksichtigt, nicht bestätigt werden, wie Rechnungen mit konstanter und temperaturabhängiger Dichte zeigen!

Für die Achsenmitte ergeben sich die in Bild 16 aufgetragenen Kurven, die beide durchweg gut die Meßdaten treffen. Bei der THERMIX-Rechnung läßt sich das asymptotische Verhalten der Temperaturen, das schon in Kapitel 3 angesprochen wurde, ab Unterkante Korb gegen die Eintrittstemperaturen erkennen. Mit dem Glaser-Formalismus ist dies jedoch wegen der Voraussetzung gleicher Geschwindigkeiten, die dann nicht mehr erfüllt ist, nicht erreichbar. Dennoch ist die Güte dieses praktischen Verfahrens überzeugend.

Aus den gemessenen Temperaturprofilen läßt sich letztlich noch der bereits erwähnte K-Wert (siehe Gl. 2 und 3) unter Anwendung der Gl. (10b) und (12) unter zur Hilfenahme des Verfahrens nach Bild 14 ermitteln.

Nach Gl. (2) und (4) ist

$$K = \frac{Pe \lambda_f}{\lambda_{eff} - \lambda_e} = \frac{S_f c_f w d}{\lambda_{eff} - \lambda_e} = \frac{S_f c_f w r_{th}}{\lambda_e} \cdot \frac{d}{r_{th}}$$

mit Gl. (10b) wird

$$K = Pe^* \frac{d}{r_{th}} \quad (14)$$

Die für die Versuche 1 bis 11 ermittelten K-Werte sind in Tabelle 2 zusammengestellt, wobei der über alle Versuche gemittelte Wert $K = 11,1$ beträgt. Entsprechend den Werten in Abschnitt 4.3.7 liegt der hier ermittelte K-Wert um 10 bis 20% höher, stimmt aber annähernd mit den Messungen von Seidel /11/ überein.

Versuch	g	r_{th} [cm]	ΔZ [cm]	Pe^*	Pe	$K = Pe \frac{d}{r_{th}}$
1	1,43	3,22	13,70	17,05	1489	10,06
2	1,14	2,85	10,03	14,12	1482	9,41
3	3,97	5,49	49,32	36,93	1555	12,78
4	3,06	4,80	35,86	30,51	1547	12,07
5	2,09	3,94	23,09	23,65	1543	11,40
6	4,00	5,52	48,50	36,07	1395	10,88
7	3,03	4,83	34,16	29,17	1372	11,47
8	2,12	3,96	22,52	22,86	1367	10,96
9	4,17	5,61	47,55	34,78	1119	11,78
10	3,21	4,89	34,21	28,42	1109	11,04
11	2,24	4,05	22,31	22,10	1104	10,36

Tabelle 2: Ermittelte K-Werte

6. Zusammenfassung

Gegenstand dieser Arbeit war die Überprüfung des THERMIX-2D Rechenmodells bezüglich des Ansatzes für die effektive Wärmeleitfähigkeit mit dispersivem Anteil, der gerade bei der Vermischung von Kalt- und Heißgasströmen neben der Konvektion den Wärmetransport bestimmt. Die Experimente wurden derart durchgeführt, daß als dominierender Wärmetransportmechanismus die Dispersion als die wesentliche Bestimmungsgröße separiert werden konnte.

Die Vergleichsrechnungen zeigten eine gute Übereinstimmung mit den Meßergebnissen. Die Untersuchung der wichtigsten Einflußgrößen und die Abschätzung möglicher Rechenvarianten ergab einen hohen Zuverlässigkeitsgrad des Programms bezüglich der hier simulierten Temperaturnausgleichvorgänge. Demzufolge ist davon auszugehen, daß die programmtechnische Darstellung der effektiven Wärmeleitfähigkeit und damit der dispersiven Austauschvorgänge in der richtigen Weise erfolgt.

Mittels eines hergeleiteten äquivalenten Quelldurchmessers, der die komplizierte Korbgeometrie ersetzt, wird der Vergleich mit Daten und Überlegungen anderer Autoren möglich. Hierbei zeigt sich, daß auch mit Gleichung (11) der Temperaturverlauf bei der Mischung von Gasströmen unterschiedlicher Temperatur in Kugelschüttungen näherungsweise berechnet werden kann. Durch ein modifiziertes Verfahren läßt sich mit dieser Gleichung und mit den gemessenen Axialtemperaturen die radiale dispersive Wärmeleitfähigkeit und damit der aus der Literatur bekannte Proportionalitätsfaktor K relativ einfach bestimmen.

7. Abkürzungen und Indizes

c	spezifische Wärmekapazität
D	Behälterdurchmesser
d	Kugeldurchmesser
g	Geschwindigkeitsverhältnis w_K/w_H
Δh	innere konvektive Wärmequelle
K	empirische Größe für Dispersion Gl. (2), (14)
$\dot{m}$	Massenstrom
m	spezif. Massenstrom
p	Druck
Pe	Peclet-Zahl (Gl. (4))
Pe^*	modifizierte Peclet-Zahl Gl. (10b)
r	radiale Koordinate (Zylindergeometrie)
r_{th}	theor. Radius des Injektionsrohres nach Gl. (8)
T	absolute Temperatur $^{\circ}K$
w	Gasgeschwindigkeit in der Schüttung
Z	axiale Koordinate
ΔZ	Verschiebungsgröße Gl. (12)
η	dimensionslose radiale Koordinate Gl. (10)
ϑ	Temperatur $^{\circ}C$
Θ	dimensionslose Temperatur Gl. (1)
λ_{eff}	effektive Wärmeleitfähigkeit Gl. (2)
λ_e^0	Wärmeleitfähigkeit der undurchströmten Schüttung
λ_e	dispersive Wärmeleitfähigkeit der durchströmten Schüttung
λ_f	molekulare Wärmeleitfähigkeit des Fluids
ρ_f	Fluidichte
φ	Lückengrad
γ	Druckverlustkoeffizient
ξ	dimensionslose axiale Koordinate Gl. (10)

Indizes:

f	Fluid
H	heiß
K	kalt
r	radial
Z	axial

8. Literaturverzeichnis

- /1/ R. Moormann, K. Petersen
REACT/THERMIX
Ein Computercode zur Berechnung der störfallbedingten
Graphitkorrosion in Kugelhaufenreaktoren
Jül-1782, April 1982

- /2/ K. Petersen
Zur Sicherheitskonzeption des Hochtemperaturreaktors mit
natürlicher Wärmeableitung aus dem Kern im Störfall
Diss. TH Aachen 1983

- /3/ J. Banaschek
Berechnungsmethoden und Analysen zum dynamischen Verhalten
von Kraftwerksanlagen mit Hochtemperaturreaktoren
Diss. TH Aachen 1983

- /4/ VDI-Wärmeatlas
3. Auflage 1977, Gg 7

- /5/ H. Glaser
Mischung warmer und kalter Gasströme in Schüttungen
Chem.-Ing.-Techn. 37. Jahrg. 1965/Nr. 11

- /6/ R. Pruschek
Transportvorgänge in der turbulenten Strömung durch Füllkörperrohre
Diss. TH Stuttgart 1962

- /8/ K. Robold
Wärmetransport im Innern und in der Randzone von Kugelschüttungen.
Jül-1796, Juli 1982

- /9/ S. Jagi, D. Kunii
Studies on effective thermal conductivities in packed beds.
A.I.Ch.E Journal Vol. 3, No. 3, Sept. 1957

/10/ P. Zehner, E.U. Schlünder

Die effektive Wärmeleitfähigkeit durchströmter Kugelschüttungen
bei mäßigen und hohen Temperaturen.

Chem. Ing. Techn. 45. Jahrg. 1973 Nr. 5, S. 272

/11/ H.P. Seidel

Untersuchungen zum Wärmetransport in Füllkörpersäulen

Chem. Ing. Techn. 37. Jahrg. 1965/Nr. 11

/12/ J. Radestock, R. Jeschar

Theoretische Untersuchungen der inkompressiblen und kompressiblen
Strömung durch Reaktor-Schüttungen

VDI-Berichte Nr. 168, 1971

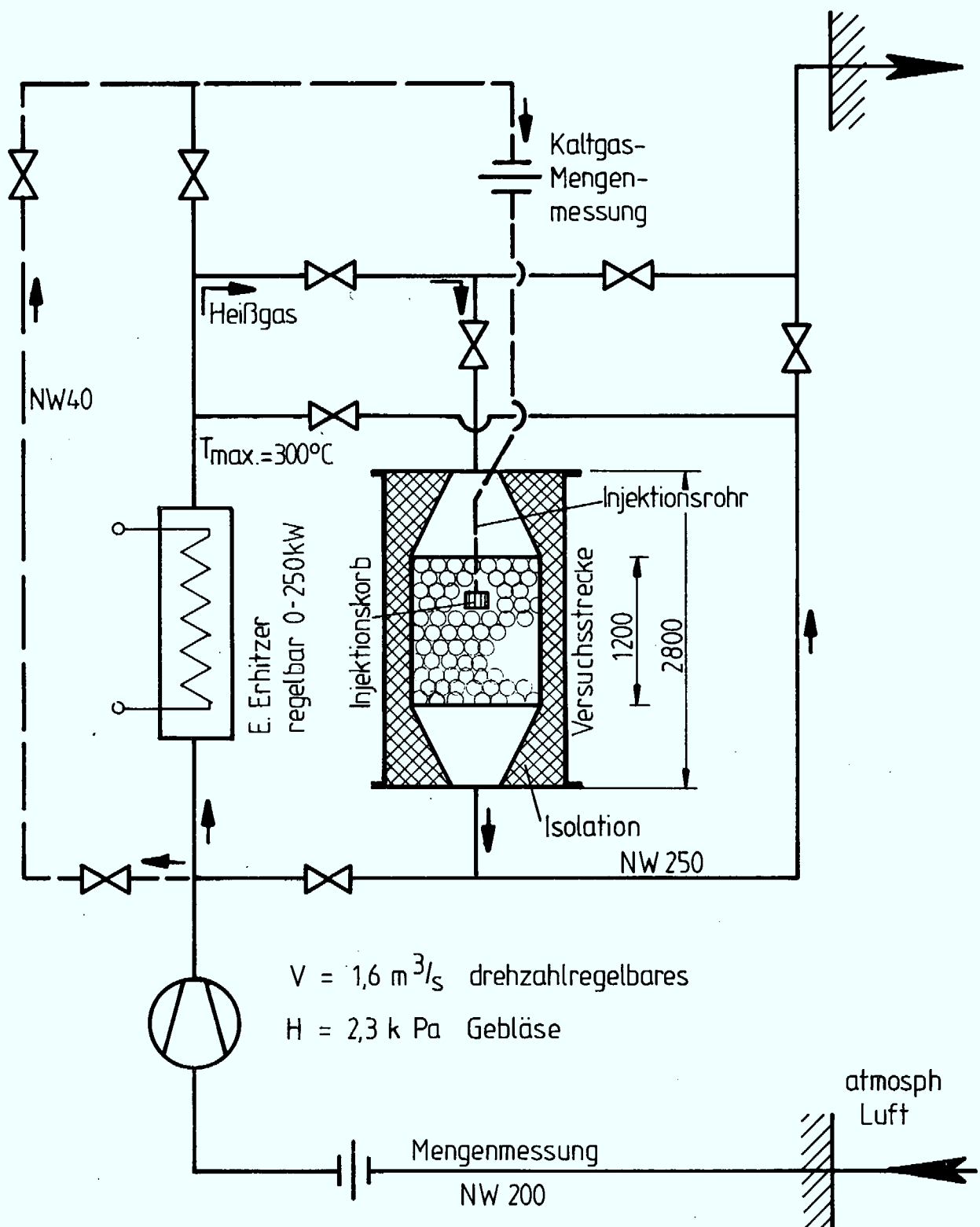


Bild 1: Atmosphärischer Prüfstand zur Untersuchung des Wärmetransports im Core-Bereich

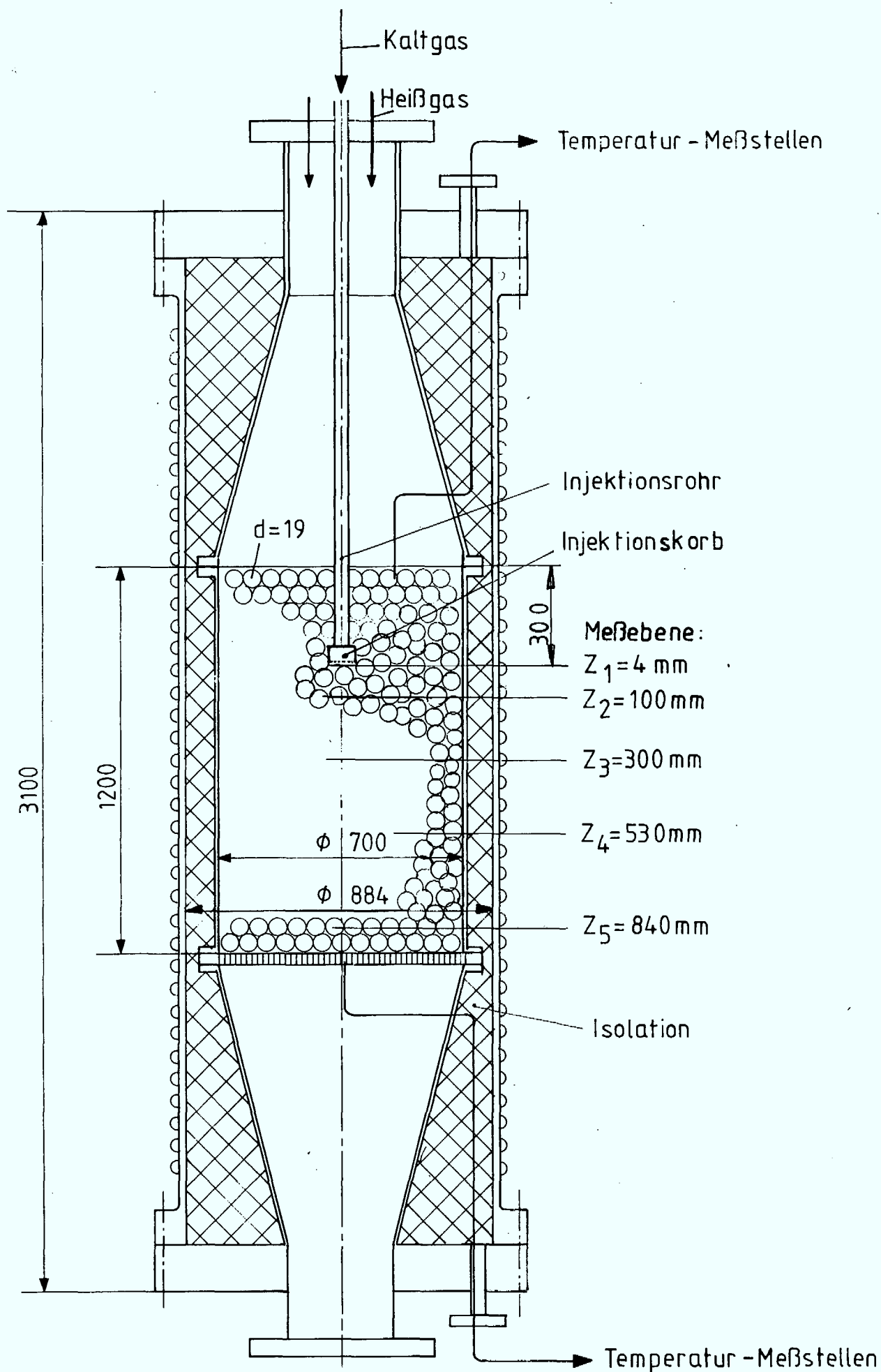


Bild 2

Versuchsstrecke

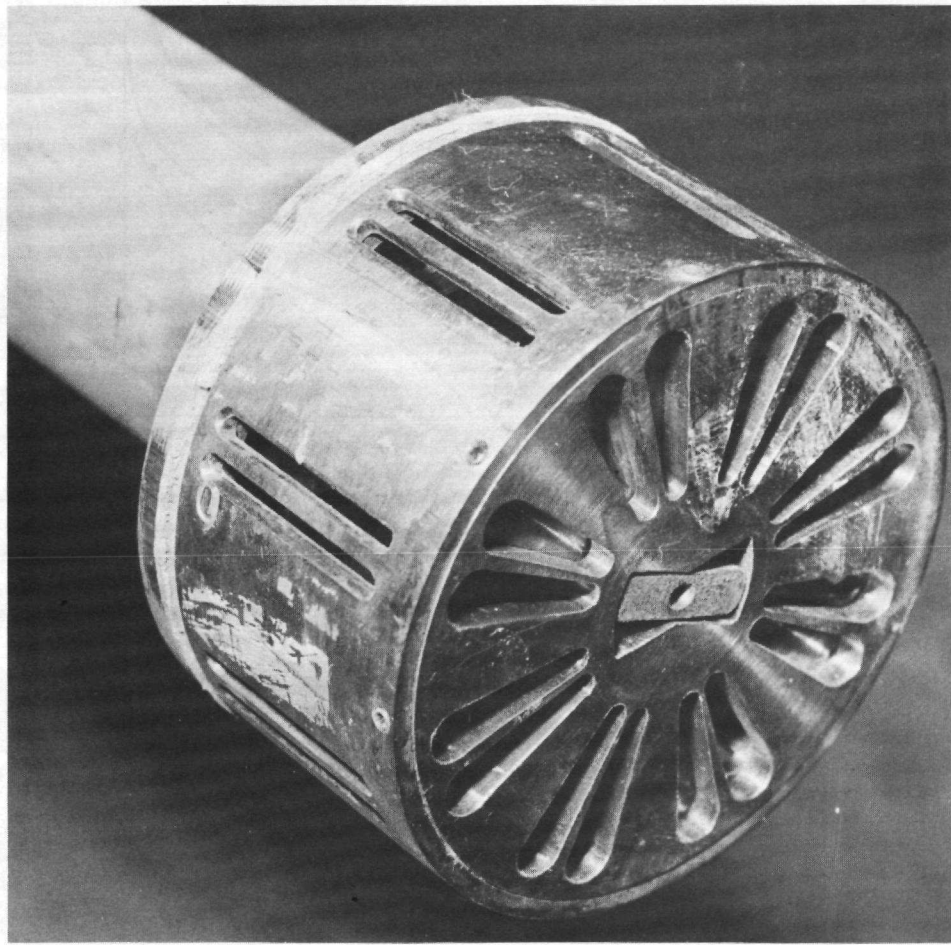


Bild 3: Injektionskorb

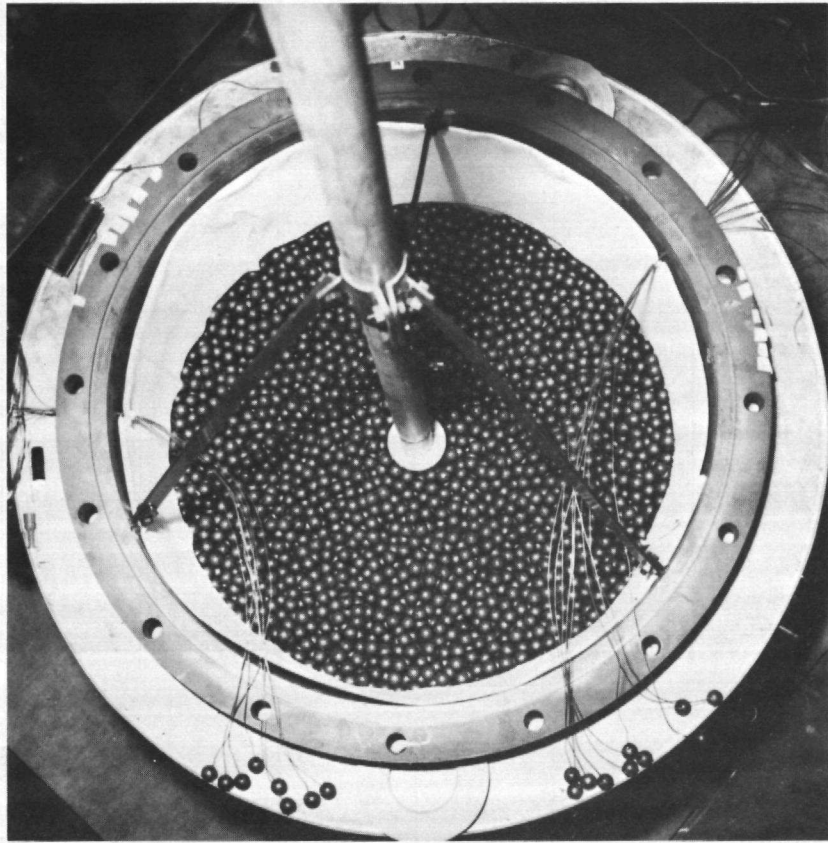


Bild 4: Blick in die offene Versuchsstrecke

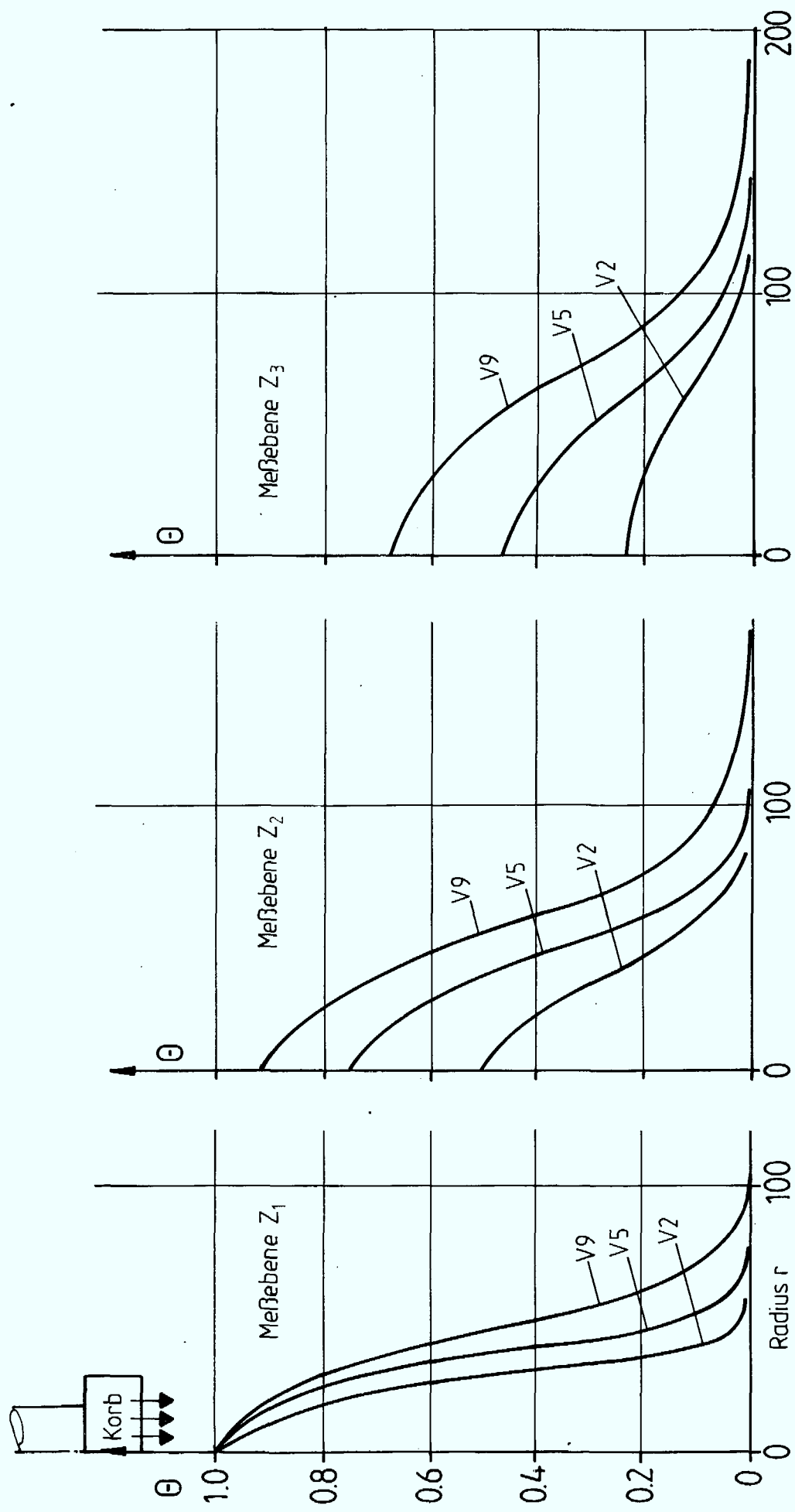


Bild 5: Ausgleichskurven der gemessenen Temperaturprofile für die Versuche 2,5 und 9.

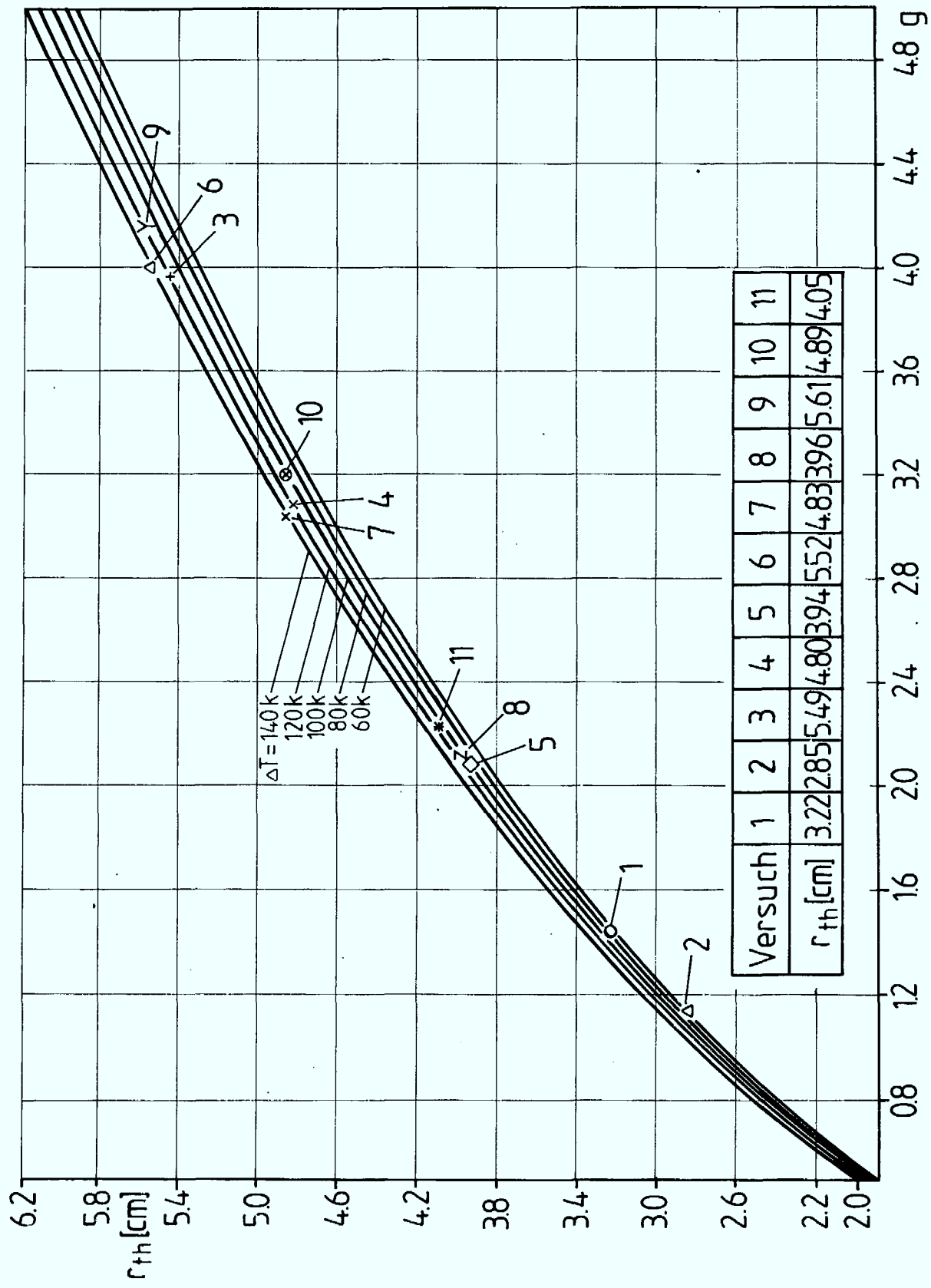


Bild 6 : Geschwindigkeitsverhältnis g von Kalt- und Heißgasstrom

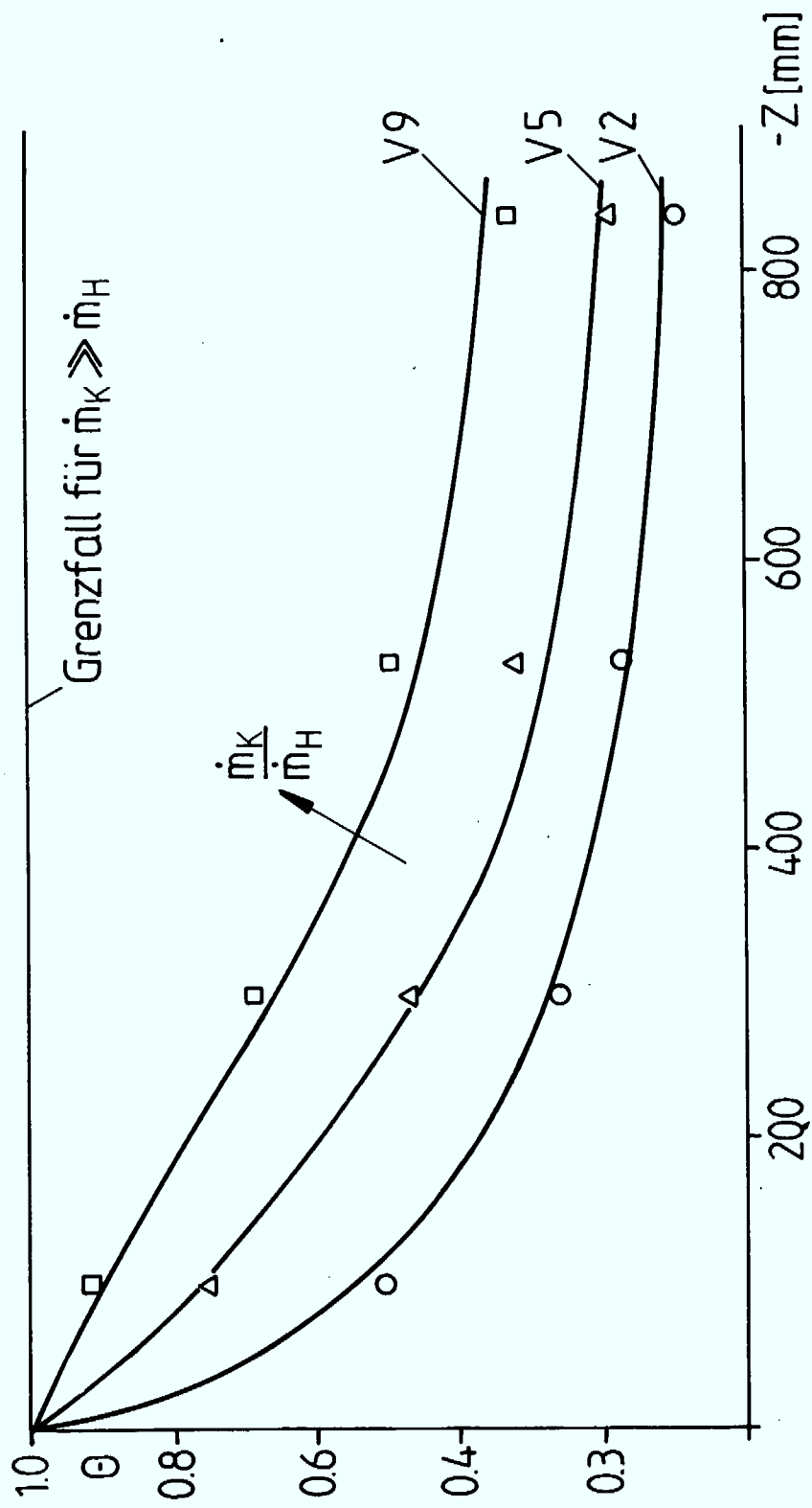


Bild 7: Vergleich gemessener u. gerechneter Temperaturverläufe
im Zentrum ($r=0$) der Schüttung

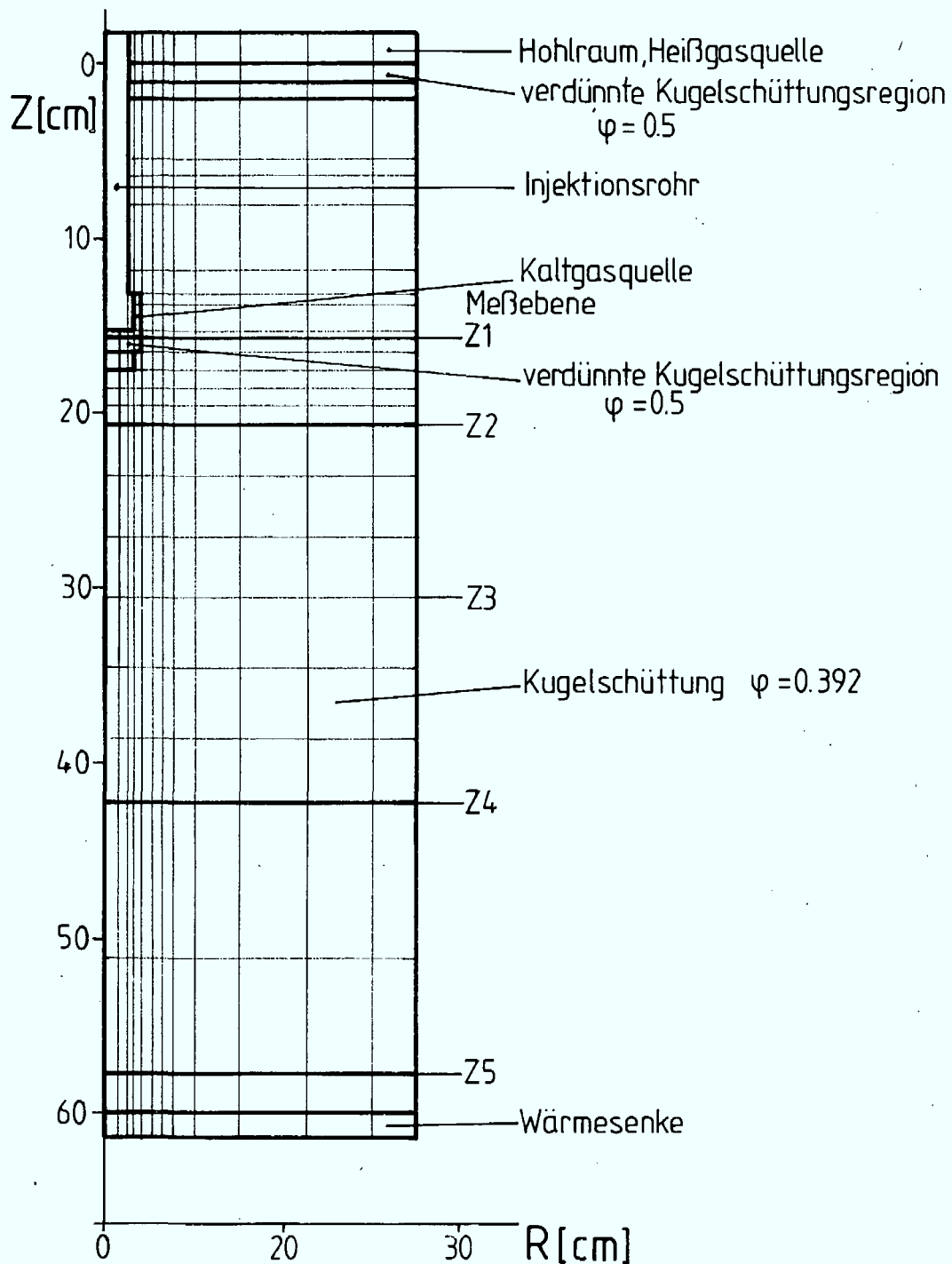


Bild 8: Rechengitter Zwei-Phasen-System (Injektionsrohr)
Versuch (1 bar, Luft)

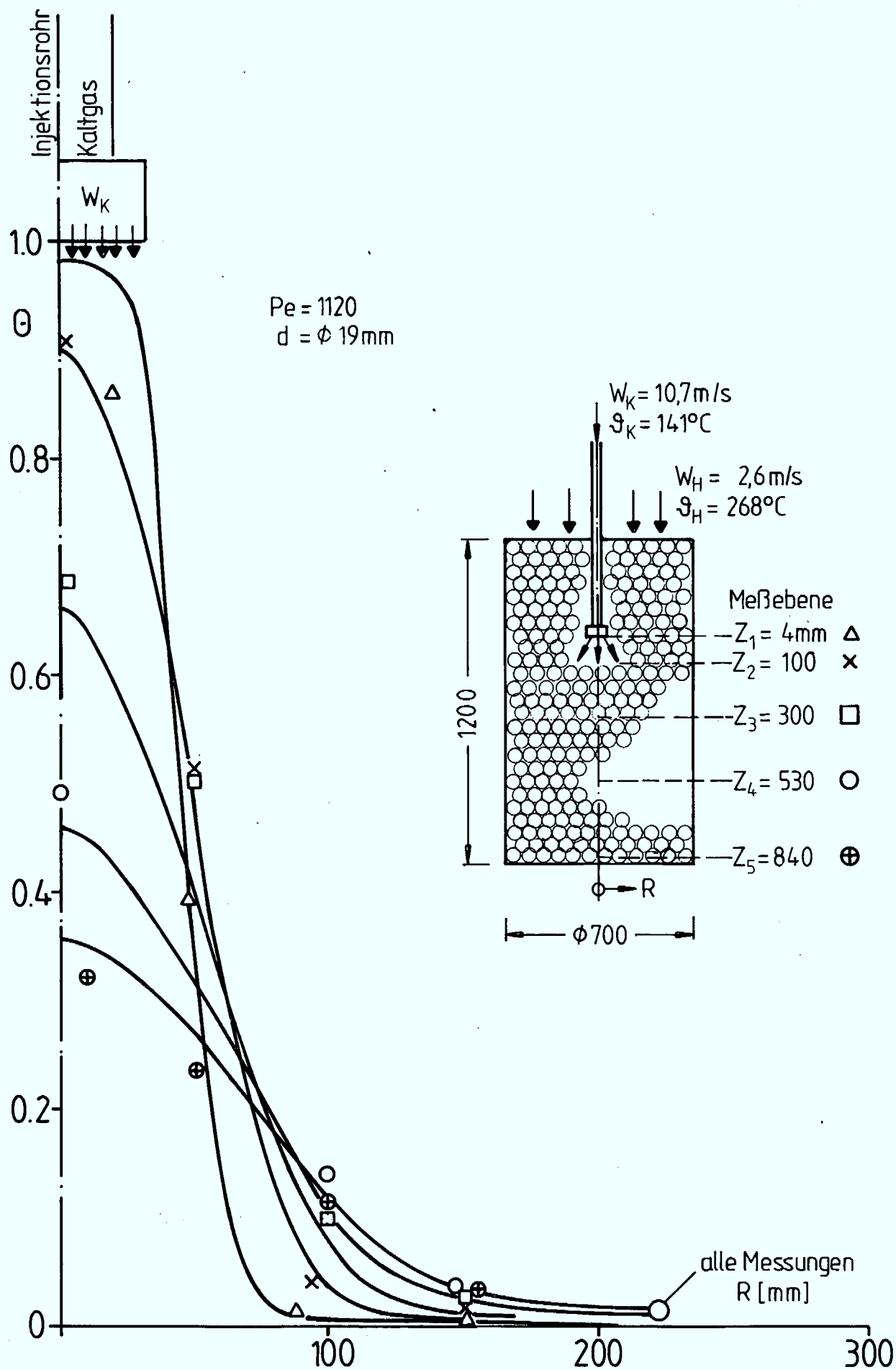


Bild 9a: Vergleich der gerechneten und der gemessenen
 Temperaturprofile für Versuch 9

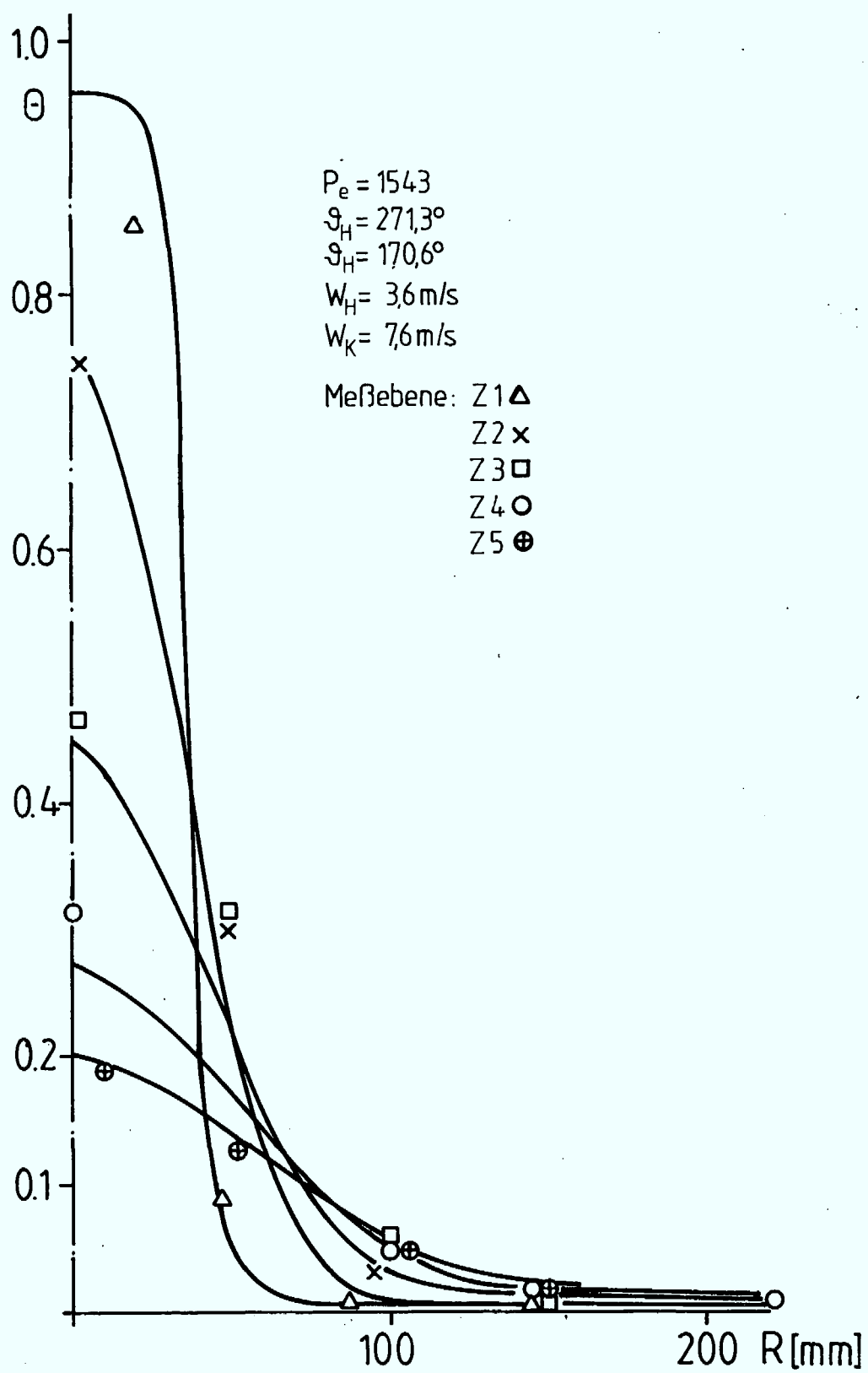


Bild 9b: Vergleich der gerechneten und der gemessenen Temperaturprofile für Versuch 5

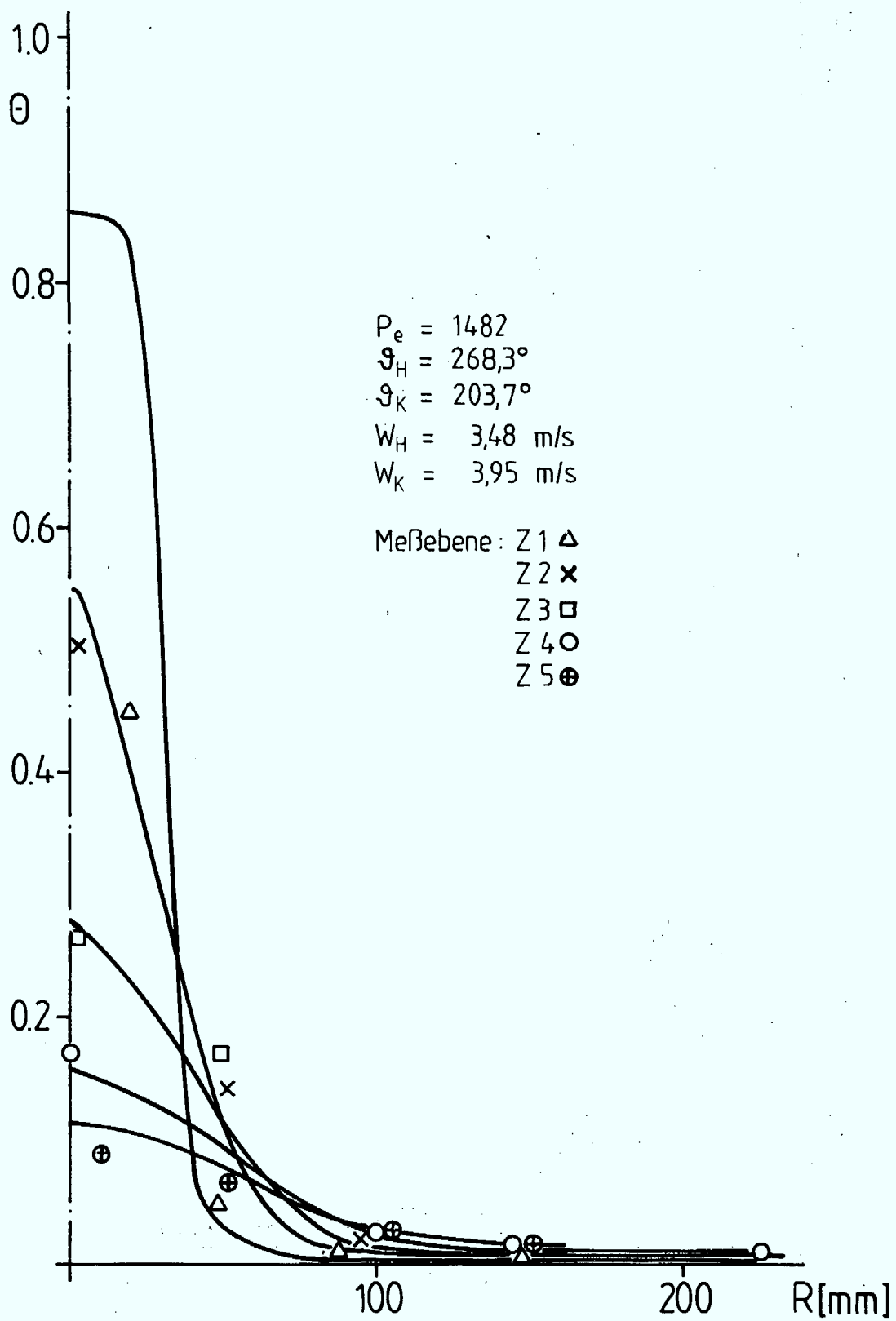


Bild 9c: Vergleich der gerechneten und der gemessenen Temperaturprofile für Versuch 2

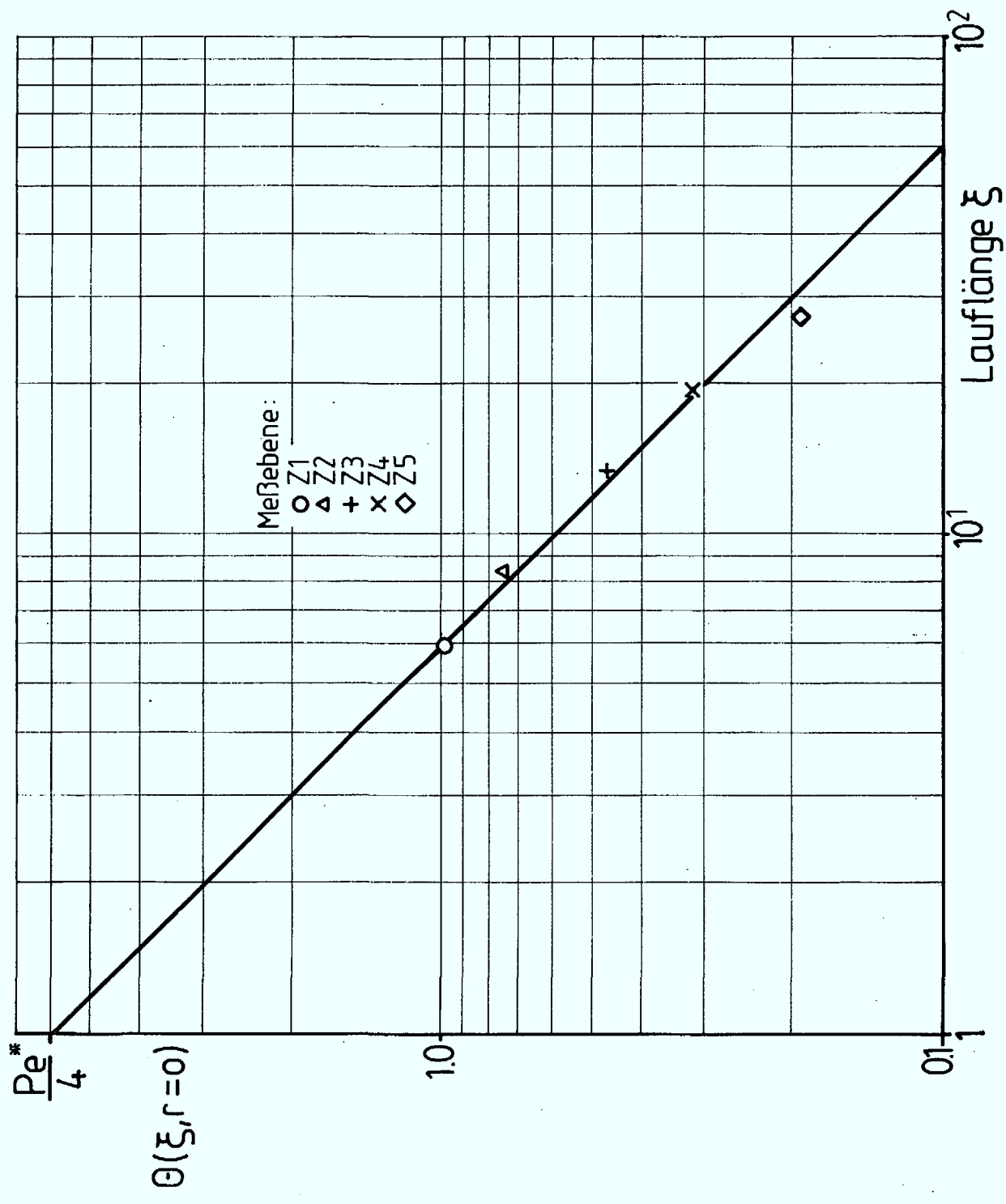


Bild 14: Approximierte Axialtemperaturen Θ für Versuch 5

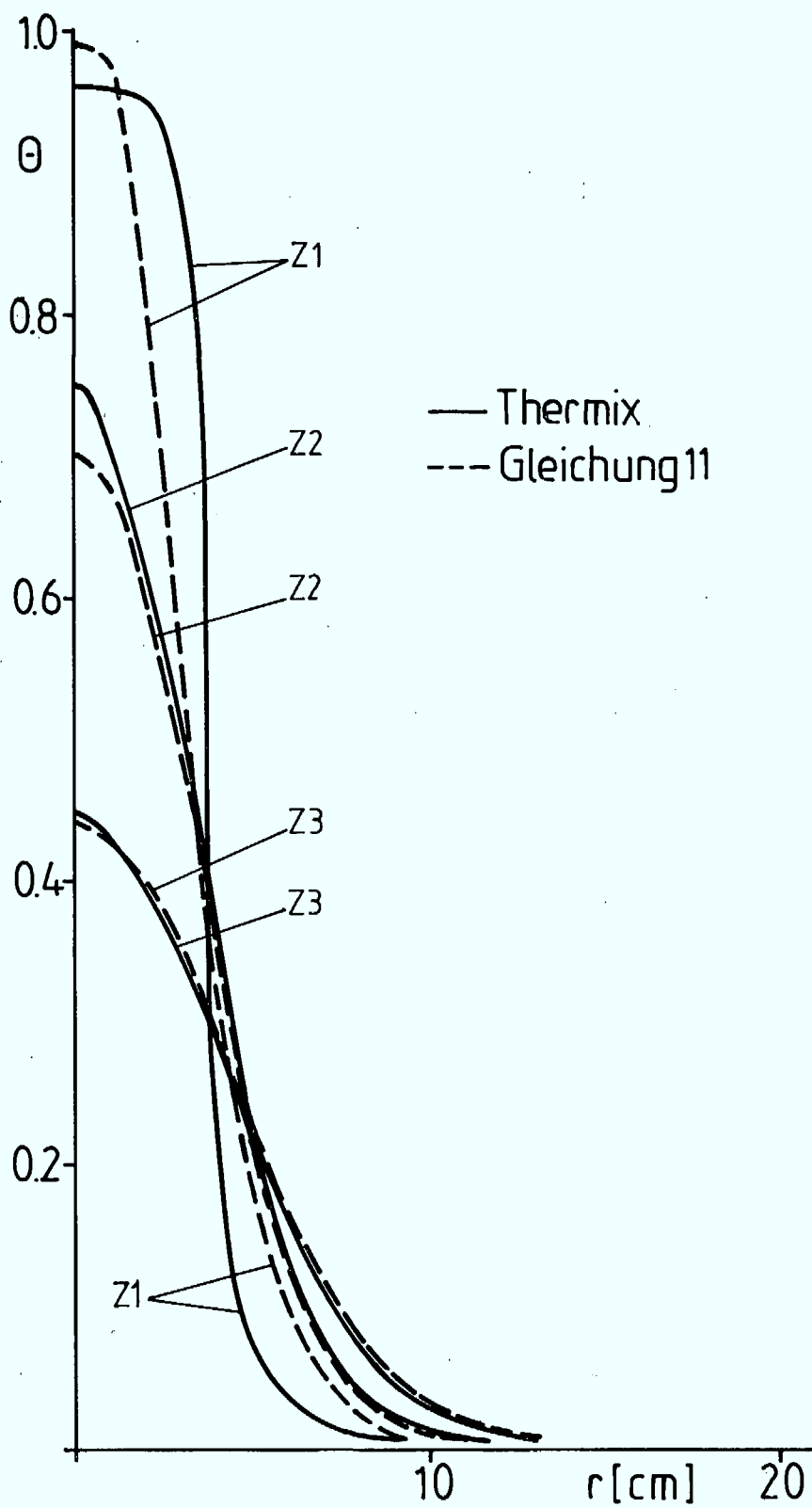


Bild 15 : Vergleich der gerechneten Temperaturprofile für Versuch 5

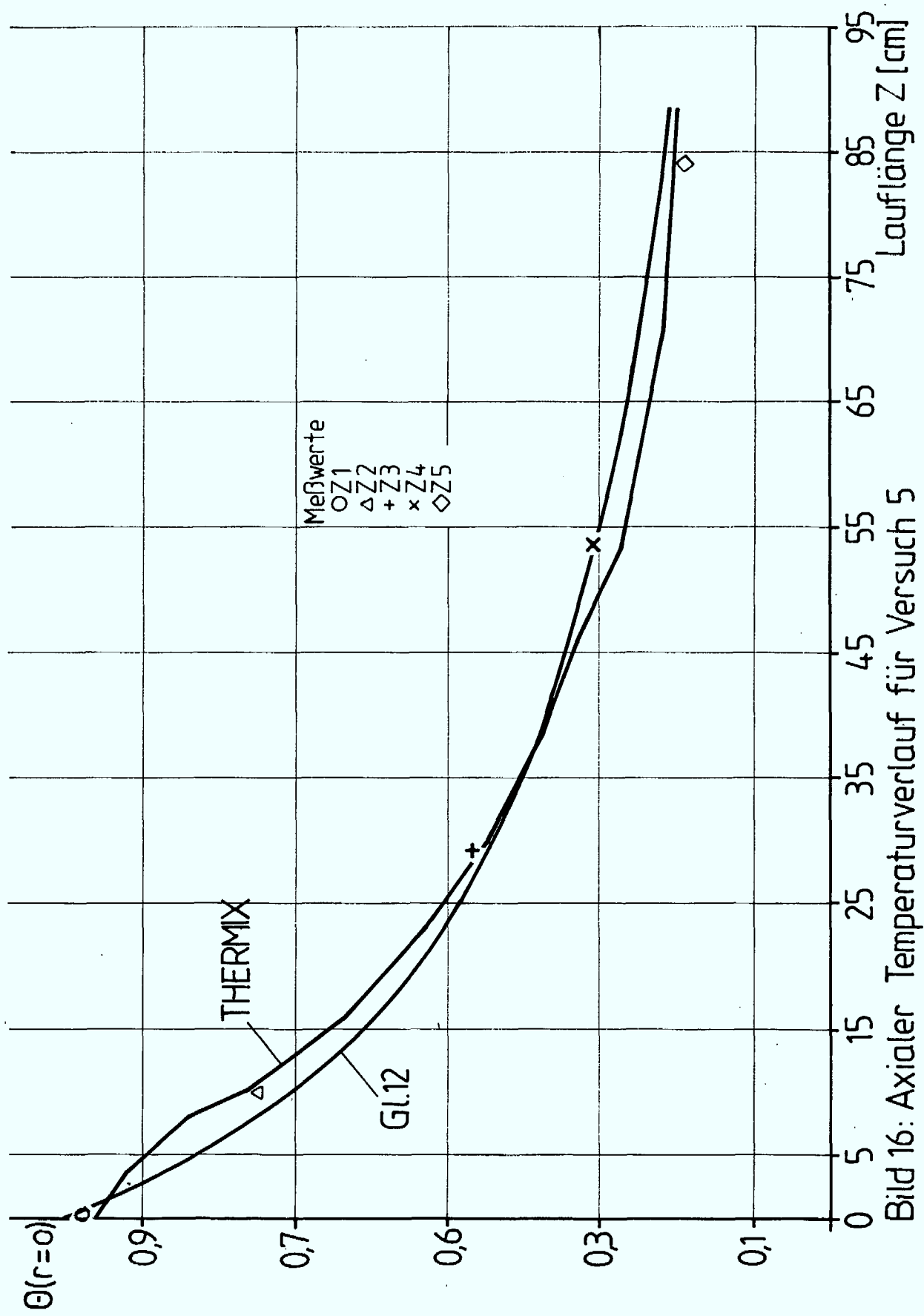


Bild 16: Axialer Temperaturverlauf für Versuch 5