

**KfK 4451
EUR 11391 DE
September 1988**

Über den Wärmetransport in Kugelschüttungen

**G. Sordon
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Kernfusion**

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Kernfusion

KfK 4451
EUR 11391DE

Über den Wärmetransport in Kugelschüttungen

G.Sordon

Dissertation genehmigt von der Fakultät für
Maschinenbau der Universität Karlsruhe (TH)

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

KURZFASSUNG

SORDON, Giancarlo :

"ÜBER DEN WÄRMETRANSPORT IN KUGELSCHÜTTUNGEN"

Bei der Auslegung eines Helium-gekühlten Blankets für einen Fusionsreaktor, in dem Gleichkornschüttungen aus Li-Keramik-Kugeln oder binäre Schüttungen aus Li-Keramik- und Beryllium-Kugeln eingesetzt werden, ist die effektive Wärmeleitfähigkeit von Kugelschüttungen eine wichtige Größe für die Vorausberechnung der entstehenden Temperaturprofile.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich hauptsächlich mit binären Mischungen aus gut und schlecht leitenden Kugeln gleicher Größe, aber auch Gleichkornschüttungen wurden untersucht. Um die effektive radiale Wärmeleitfähigkeit und den Wandwärmeübergangskoeffizienten zu messen, wurde als Versuchsapparat ein auf dem Innenradius beheizter ringförmiger Schüttungskanal benutzt. Der Versuchsplan umfaßt Kugelschüttungen aus Al_2O_3 (Durchmesser 1, 2, 4 mm), Li_4SiO_4 (Durchmesser 0.5 mm), Al (Durchmesser 2 mm) und Stahl (Durchmesser 2, 4 mm),

Die ermittelten Werte der Wärmetransportparameter wurden mit theoretischen Modellen verglichen. Erweiterungen der bekannten Modelle wurden vorgeschlagen.

ABSTRACT

SORDON, Giancarlo :

"ON THE HEAT TRANSFER IN PACKED BEDS"

The design of a fusion reactor blanket concept based on a bed of lithium containing ceramic pebbles or a mixture of ceramic and beryllium pebbles demands the knowledge of the effective thermal conductivity of pebble beds, including beds formed by a binary mixture of high conducting metallic pebbles and poorly conducting pebbles.

In this work, binary mixtures of spheres of same diameter and different conductivities as well as beds formed by one type of spheres were investigated. The experimental apparatus consists of a stainless steel cylinder with a heating rod along the symmetry axis. Experiments with stagnant and flowing gas were performed. The pebbles were of Al_2O_3 (diameter= 1, 2, 4 mm), of Li_4SiO_4 (diameter= 0.5 mm), of Al (diameter= 2 mm) and of steel (diameter= 2, 4 mm).

Experimental values of the thermal conductivity and of the wall heat transfer coefficient are compared with the predicted ones. Modifications of already existing models were suggested.

INHALTSVERZEICHNIS

| | |
|---|----|
| 1. Einleitung | 1 |
| 2. Wärmetransport in Festbetten | 3 |
| 2.1 Ausgewählte Modelle für die Vorausberechnung des Wandwärmeeübergangskoeffizienten | 3 |
| 2.2 Ausgewählte Modelle für die Vorausberechnung der effektiven Wärmeleitfähigkeit | 6 |
| 2.3 Erweiterung der Modelle für die Vorausberechnung der effektiven Wärmeleitfähigkeit | 9 |
| 2.3.1 Erweiterung des Modells von Schlünder, Zehner und Bauer für die Vorausberechnung der effektiven Wärmeleitfähigkeit binärer Mischungen aus Kugeln gleicher Größe aber unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit | 9 |
| 2.3.2 Erweiterung des Okazaki-Modells für die Vorausberechnung der effektiven Wärmeleitfähigkeit von Kugelschüttungen | 10 |
| 3. Versuchsanlage | 13 |
| 3.1 Beschreibung der Versuchsanlage | 13 |
| 3.2 Versuchsplan | 14 |
| 4. Versuchsauswertung | 17 |
| 4.1 Nichtdurchströmte Schüttungen | 17 |
| 4.2 Durchströmte Schüttungen | 18 |
| 5. Versuchsergebnisse | 22 |
| 6. Zusammenfassung | 27 |
| Literatur | 29 |
| Tabellen | 35 |
| Abbildungen | 43 |
| Anhang A. Lückengrad in einem Schüttungsrohr | 89 |

| | |
|---|----|
| Anhang B. Effektive Wärmeleitfähigkeit nichtdurchströmter Schüttungen nach Schlünder, Zehner und Bauer | 92 |
| Anhang C. Effektive Wärmeleitfähigkeit nichtdurchströmter Schüttungen nach Okazaki et. al. | 94 |
| Anhang D. Einfluß der Koordinationszahlen auf die Okazaki-Beziehung für die effektive Wärmeleitfähigkeit | 97 |

ZEICHENERKLÄRUNG

lateinische Buchstaben

| | |
|-------------------------------|---|
| A_s | relative Fläche der fluiden Phase |
| A_v | relative Fläche der festen Phase |
| B | Verformungsparameter (s. Anhang D) |
| c | Konstante ($c=0.04C_s=2,31 \times 10^{-7} \text{ W/m}^2\text{K}^4$, C_s Strahlungszahl des schwarzen Körpers) |
| c_p | spezifische isobare Wärmekapazität des Gases (J/kg K) |
| e | (berechneter Wert - gemessener Wert) / gemessener Wert einer Größe = relativer Fehler |
| $\bar{e} = \sum e_i / M$ | mittlerer Fehler (M Anzahl der betrachteten Werte) |
| d_p | Kugeldurchmesser (m) |
| d_k | Kontaktflächendurchmesser (m) |
| D_I | Hydraulischer Durchmesser des Schüttungsrohres (m) |
| G | Massenstromdichte des Gases im leergedachten Rohr $G = \rho_g v$ (kg/m ² s) |
| k_D | Wärmeleitfähigkeit des Gases in einem vom Festkörper begrenzten Raum (W/m K) |
| k_e | effektive radiale Wärmeleitfähigkeit der Schüttung (W/m K) |
| k_g | Wärmeleitfähigkeit des Gases (W/m K) |
| k_{ox} | Wärmeleitfähigkeit der Oxidschicht (W/m K) |
| k_R | äquivalente Wärmeleitfähigkeit infolge Strahlung (W/m K) |
| k_s | Wärmeleitfähigkeit des Feststoffs (W/m K) |
| N | Koordinationszahl einer Kugel |
| n | effektive Koordinationszahl einer Halbkugel mit Bezug auf den Wärmeübergang |
| n_{ij} | Anzahl der Berührungspunkte zwischen benachbarten Kugeln mit Durchmessern d_{pi} und d_{pj} |
| Nu_w | Nußelt-Zahl $Nu_w = \alpha_w d_p / k_g$ |
| p | Gasdruck (Pa) |
| Pe | Pecletzahl, gebildet mit dem Kugeldurchmesser d_p : $Pe = Gc_p d_p / k_g$ |
| Pe^* | Pecletzahl, gebildet mit dem Rohraußenradius R_2 und der Wärmeleitfähigkeit k_e : $Pe^* = Gc_p R_2 / k_e$ |
| q | Wärmestromdichte (W/m ²) |
| Q | Wärmestromdichte von dem Heizstab (W/m ²) |
| $RSM = \sqrt{\sum e_i^2} / M$ | mittlerer quadratischer Fehler (M Anzahl der betrachteter Werte) |

| | |
|------------|---|
| r, z | Zylinderkoordinaten (m) |
| R_1, R_2 | Innen- und Außenradius des Schüttungsrohres (m) |
| Re | Reynolds-Zahl $Re = Gd_p / \mu_g$ |
| R_p | Kugelradius (m) |
| s_{ox} | Dicke der Oxidschicht (m) |
| T | Temperatur der Schüttung (K) |
| T_b | Temperatur der Schüttung in unmittelbarer Nähe der Wand (K) |
| T_{ew} | von der Temperaturverteilung im Kern des Bettes extrapolierte Wandtemperatur (K) |
| T_w | Wandtemperatur (K) |
| T_i | Temperatur, bei der die Eigenschaften der Komponenten der Schüttung in der Nähe der Wand gerechnet werden : $T_i = (T_{wi} + T_{ewi}) / 2$ $i=1,2$ (K) |
| ΔT | $T_{ew} - T_w$ (K) |
| T_p | Temperatur der Kugel (K) |
| v | mittlere Geschwindigkeit im leergedachten Rohr (m/s) |
| V_i | Volumenanteil der Fraktion i |
| Y | Wahrscheinlichkeit der Anwesenheit einer Einheitszelle |
| x | Abstand von der Wand (m) |
| z_s | dimensionslose Koordinate der Modellpartikel (s. Anhang B und Abb. 2) |

griechische Buchstaben

| | |
|---------------|--|
| α_{rs} | Wärmeübergangskoeffizient infolge Strahlung zwischen Feststoffoberflächen ($W/m^2 K$) |
| α_{rv} | Wärmeübergangskoeffizient infolge Strahlung zwischen Hohlräumen ($W/m^2 K$) |
| α_w | Wandwärmeübergangskoeffizient ($W/m^2 K$) |
| γ | Akkommodationskoeffizient |
| δ | Rauhigkeit (m) |
| ϵ | Emissionsverhältnis strahlender Oberflächen |
| θ | Winkel |
| μ | Dynamische Viskosität ($kg/m s$) |
| ρ_g | Gasdichte (kg/m^3) |
| ρ_s | Dichte des Feststoffs (kg/m^3) |
| ρ_k^2 | die auf die projizierte Kugelfläche bezogene Kontaktfläche des Feststoffpfades zwischen benachbarten Kugeln : $\rho_k^2 = (d_k / d_p)^2$ |
| ρ_w^2 | die auf die projizierte Kugelfläche bezogene Kontaktfläche des Feststoffpfades zwischen einer Kugel und der Wand |

- σ mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle (m)
 $\sigma = \sqrt{\sum (e_i - \bar{e})^2 / (M-1)}$ Standardabweichung (M Anzahl der betrachteten Werte)
 ϕ Abflachungskoeffizient (s. Anhang B)
 ψ Lückengrad der Schüttung (auch Porosität genannt)

Indizes

- b berechnet
 e gemessen
 E nachgerechnet (s. S. 19 und Abb. 14 und 16)
 g Gas
 i Kornfraktion
 I angenommen (s. S. 19 und Abb. 14 und 16)
 m Mittelwert
 s Feststoff
 w Wand
 1 Innenwand ($r=R_1$)
 2 Aussenwand ($r=R_2$)
 -° nicht durchströmte Schüttungen

1. EINLEITUNG

Hauptanforderungen bei der Entwicklung eines Blanketkonzepts für einen Fusionsreaktor sind die Leistungsumwandlung und die Tritium-Erzeugung. Zu diesem Zweck kommen Helium durchströmte Kugelschüttungen mit Lithiumsilikat als Brutstoff und Beryllium als Multipliematerial in Betracht /1-3/. Aus neutronphysikalischen Gründen ist eine gute Vermischung zwischen dem Lithium-enthaltenden Material und dem Beryllium notwendig. Das kann durch die Verwendung von binären Kugelschüttungen aus Brutstoff und aus Beryllium /2/, oder von Kugelschüttungen aus Brutstoff, die zwischen Berylliumplatten enthalten sind /3/, geschehen. Wesentlich für die Dimensionierung eines solchen Reaktorblankets ist die Vorausberechenbarkeit der entstehenden Temperaturprofile. Daher ist die effektive Wärmeleitfähigkeit von Kugelschüttungen eine wichtige Größe für diese Konzeptauslegung.

Über die Wärmeübertragung in Festbetten sowie zwischen Festbetten und den sie umgebenden Wänden wurde eine Vielzahl von experimentellen Daten und theoretischen Beziehungen veröffentlicht /4-25/. Meistens werden Festbetten beschrieben, ohne zwischen Partikel- und Gastemperatur zu unterscheiden, d.h., sie werden als quasihomogene Medien aufgefaßt und deren Verhalten wird mit "effektiven" Eigenschaften beschrieben.

Zur Vorausberechnung der effektiven Wärmeleitfähigkeit werden zwei Modelle in Betracht gezogen: das von Schlünder, Zehner und Bauer entwickelte Modell, das für Schüttungen aus Partikeln beliebiger Form und beliebiger Größenverteilung aber gleicher Wärmeleitfähigkeit anwendbar ist; und das von Okazaki et al. entwickelte Modell, das für beliebige binäre Kugelmischungen anwendbar ist. Diese zwei Modelle und auch die von diesen Autoren gemessenen Werte für binäre Mischungen aus Kugeln gleicher Wärmeleitfähigkeit aber unterschiedlicher Größe stehen zueinander in Widerspruch. Die Werte der Wärmeleitfähigkeit mit dem Modell von Schlünder, Zehner und Bauer sind viel höher als die mit dem Okazaki-Modell. Die Arbeit von Okazaki et al. ist die einzige, die die Wärmeleitfähigkeit von binären Mischungen aus Kugeln unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit behandelt.

Eine Zusammenstellung der Modelle und der experimentellen Werte vieler Versuche für den Wandwärmeübergangskoeffizienten ist in /5/ /21/ gegeben, wobei starke Abweichungen der Ergebnisse unterschiedlicher Autoren auffallen.

Zur Vorausberechnung des Wandwarmeubergangskoeffizienten werden die Beziehungen von Schlünder /18/ /26/, Hennecke /21/, Yagi und Kunii /10//13/, in Betracht gezogen.

Diese Arbeit befaßt sich hauptsächlich mit binären Mischungen aus gut und schlecht leitenden Kugeln gleicher Größe. Um die Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit solcher Schüttungen von dem Volumenanteil der zwei Komponenten zu untersuchen, wurde eine Versuchsapparatur aufgebaut. Ein auf der Achse beheiztes zylindrisches Stahlrohr von ca. 100 mm Durchmesser wurde mit verschiedenen Schüttungen gefüllt. Die radiale Temperaturverteilung beim stationären Zustand wurde gemessen und ausgewertet. Experimente mit stagnierendem sowie mit fließendem Gas wurden durchgeführt. Als Versuchsgas diente Helium bzw. Argon. Der Versuchsplan umfaßt Kugelschüttungen aus Aluminium-Oxid (Durchmesser 1, 2, 4 mm), Aluminium (Durchmesser 2 mm) und Stahl (Durchmesser 2, 4 mm), Lithium-Orthosilikat (Durchmesser 0,5 mm), einige binäre Mischungen mit Aluminium-Oxid-Kugeln unterschiedlicher Größe, und verschiedene Mischungen mit Kugeln gleicher Größe aus Aluminium oder Stahl und Aluminium-Oxid.

2. WÄRMETRANSPORT IN FESTBETTEN

Die Beschreibung des Wärmetransports in Festbetten für praktische Anwendungen erfolgt anhand vereinfachender Annahmen. Abgesehen von schnellverlaufenden Prozessen mit großer Wärmeproduktion, ist die Temperaturdifferenz zwischen Feststoff und fluider Phase gering, sodaß man die Schüttung als quasihomogenes Medium auffassen kann /4//22/. In diesem Fall ist es notwendig, nur eine Differentialgleichung für den Wärmetransport aufzustellen. Gemessene Temperaturprofile /7/ weisen darauf hin, daß ein Schüttungsrohr bezüglich der Wärmeübertragung in einen Kernbereich und in einen schmalen Wandbereich aufgeteilt werden kann. Ein Temperatursprung an der Wand entsteht auch in einer nichtdurchströmten Schüttung und ist auf die radiale Verteilung des Lückengrads zurückzuführen /4//27/ /28/ (s. Anhang A). Daher kann die Energiebilanz in einem Schüttungsrohr durch die Anwendung von zwei Transportkoeffizienten, nämlich der effektiven radialen Wärmeleitfähigkeit im Kern und dem Wärmeübergangskoeffizienten zwischen Schüttung und Rohrwand, dargestellt werden. Die axiale Wärmeleitung ist für nicht zu geringen konvektiven axialen Wärmetransport zu vernachlässigen /5/ /20/.

2.1 AUSGEWÄHLTE MODELLE FÜR DIE VORAUSBERECHNUNG DES WANDWÄRMEÜBERGANGSKOEFFIZIENTEN

Die experimentellen Daten über den Wandwärmeübergangskoeffizienten verschiedener Autoren sind unterschiedlich und die Abweichung zwischen experimentellen und theoretischen Werten ist oft sehr groß /5/. Auf theoretischen Wege läßt sich der Wärmeübergangskoeffizient α_w zwischen einer Wand und einer Kugel von folgenden Wärmetransportmechanismen vorausberechnen: Leitung durch den Gasspalt, Strahlung zwischen der Wand und der Kugeloberfläche und Leitung durch die Partikel.

Unter der Annahme, daß der gesamte Wärmeübergangswiderstand in dem zwischen Kugel und Wand befindlichen Gas liegt, und der Feststoffwiderstand nur bei der Abplattung am Berührungspunkt auftritt, erhielt Schlünder /18//26/ /29/ für Schüttungen mit stagnierendem Gas die Gleichung (s. Abbildung 1):

$$\alpha_w^0 = q / (\pi R_p^2 (T_w - T_p)) = \phi_A \alpha_{wp} + 2(1 - \phi_A) k_g / (d_p \sqrt{2} + (21 + 2\delta)) + \alpha_R + \alpha_{ws} \quad (2.1.a)$$

$$\alpha_{wp} = 4k_g / d_p \{ [1 + (21 + 2\delta) / d_p] \ln[1 + d_p / (21 + 2\delta)] - 1 \} \quad (2.1.b)$$

$$l = 2\sigma(2/\gamma - 1) \quad (2.1.c)$$

$$\alpha_R = cT^3 / (1/\varepsilon_w + 1/\varepsilon - 1) \quad (2.1.d)$$

$$\alpha_{ws} = 2\rho_w k_s / d_p \quad (2.1.e)$$

Mit δ ist die Summe der Rauigkeiten der Wand- und der Kugeloberflächen, mit γ der Akkomodationskoeffizient, mit $\phi_A (=0,8)$ der Flächenbedeckungsgrad, mit ε_w und ε die Emissionsverhältnisse der Wand- und Partikeloberflächen, mit ρ_w^2 die auf die projizierte Kugeloberfläche bezogene Kontaktfläche zwischen einer Kugel und der Wand bezeichnet. α_{wp} berücksichtigt, daß der Spalt zwischen Wand und Kugel bei Annäherung an den Berührungspunkt kleiner als die freie Weglänge σ der Gasmoleküle wird, und die Wärmeleitfähigkeit des Gases daher gegen den Wert Null strebt. α_R beschreibt den Wärmeaustausch durch Strahlung, und α_{ws} den Wärmefluß an die Kugel aufgrund der nicht punktförmigen Kontaktfläche. In den meisten Fällen bekommt man mit der Annahme einer punktförmigen Kontaktfläche ($\rho_w^2=0$) und glatter Partikel ($\delta=0$) gute Ergebnisse /29/.

Yagi und Kunii /13/ definierten α_w als den Widerstand einer wandnahen Schicht, die so dick wie der Kugelradius ist (s. Abbildung 1). Der Zusammenhang zwischen der effektiven Wärmeleitfähigkeit k_e der Schüttung und dem Wandwärmübergangskoeffizienten α_w lautet dann :

$$q = 2k_e / d_p (T_b - T_{ew}) = \alpha_w (T_w - T_{ew}) \quad (2.2)$$

Unter der Annahme von parallelen Wärmestromlinien erhielten Yagi und Kunii für nicht durchströmte Schüttungen folgende Gleichungen :

$$1 / (\alpha_w^0 d_p / k_g) = k_g / k_w^0 - 0,5 k_g / k_e^0 \quad (2.3.a)$$

$$k_w^o/k_g = \psi_w (2 + \alpha_{rv} d_p/k_g) + (1 - \psi_w) / [1 / (1/f_w + \alpha_{rs} d_p/k_g) + k_g / (3k_s)] \quad (2.3.b)$$

$$\alpha_{rs} = cT^3 \varepsilon / (2 - \varepsilon), \quad \alpha_{rv} = cT^3 / \{1 + \psi(1 - \varepsilon) / [2(1 - \psi)\varepsilon]\} \quad (2.3.c)$$

$$f_w = 0,25(1 - k_g/k_s)^2 / [\ln(k_s/k_g) + k_g/k_s - 1] - k_g / (3k_s) \quad (2.3.d)$$

$\psi_w = 0,7$ Lückengrad in der Nähe der Wand.

Für durchströmte Schüttung schlugen Yagi und Kunii eine lineare Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten mit der Pecletzahl vor :

$$\alpha_w d_p/k_g = \alpha_w^o d_p/k_g + \beta Pe \quad (\text{für } Re = Gd_p/\mu < 600) \quad (2.4)$$

Nach ihren experimentellen Daten beträgt der Parameter β 0,041 für ringförmige Schüttungen und 0,054 für zylindrische Schüttungen /10/, bei denen das Gas in axialer Richtung (quer zur Wärmeflußrichtung) fließt.

Eine Korrelation für den Wandwärmeübergangskoeffizienten in durchströmten zylindrischen Schüttungen, die mit einer großen Anzahl experimenteller Daten verglichen wurde, stammt von Hennecke und Schlünder /20/ /21/. Diese berücksichtigt die radiale Änderung der Strömungsgeschwindigkeit des Gases und die theoretisch noch nicht geklärte Abhängigkeit vom Verhältnis der Rohrlänge zum Rohrdurchmesser. In dieser Korrelation ist die Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von der Pecletzahl nicht linear. Die meisten experimentellen Daten werden von dieser Beziehung mit einer Genauigkeit von $\pm 30\%$ wiedergegeben. Größere Abweichungen treten bei kleinen Pecletzahlen auf. Bei der Auswertung mit radial veränderlicher Geschwindigkeit berücksichtigt Hennecke die Haftbedingung an der Wand nicht und bekommt kleinere Werte des Wandwärmeübergangskoeffizienten als bei der Auswertung mit Kolbenströmung. Im Vergleich dazu stehen die Ergebnisse von Lerou und Froment /30/, bei denen der Unterschied in den gerechneten Wandwärmeübergangskoeffizienten und effektiven Wärmeleitfähigkeiten mit oder ohne radial veränderliche Geschwindigkeit unter der Berücksichtigung der Haftbedingung kleiner als der Vertrauensbereich für die ermittelten Werte dieser Parameter ist. Die von Schröder et. al. /31/ ermittelten Wandwärmeübergangswiderstände weisen keine Längenabhängigkeit auf. Ziolkowski und Legawiec /32/ berichten, daß diese Längenabhängigkeit nur für niedrige Schüttungshöhen auftritt.

2.2 AUSGEWÄHLTE MODELLE FÜR DIE VORAUSBERECHNUNG DER EFFEKTIVEN WÄRMELEITFÄHIGKEIT

Zur Vorausberechnung der Wärmeleitfähigkeit wurden verschiedene Modelle vorgeschlagen /6/ /19/. Gemeinsame Grundlage ist der Ansatz, daß die Wärmeleitfähigkeit der Schüttung linear mit der Strömungsgeschwindigkeit (oder mit der Pecletzahl) zunimmt

$$k_e/k_g = k_e^0/k_g + Pe/K \quad (2.5)$$

Die verschiedenen experimentellen Ergebnisse für Kugelschüttungen werden durch die halbempirische Beziehung

$$K=7[2(1-2d_p/DI)^2] \quad (2.6)$$

gut beschrieben /19/ /22/. Das Verhältnis k_e^0/k_g zwischen der Wärmeleitfähigkeit der nichtdurchströmten Schüttung und der des Gases hängt von folgenden dimensionslosen Größen ab :

$$k_e^0/k_g = f(k_{si}/k_g, k_D/k_g, k_R/k_g, \psi, \phi_i, V_i, DI/d_{pi}). \quad (2.7)$$

Ein Modell, das alle diese Größen ausführlich berücksichtigt, und das mit einer großen Anzahl experimenteller Daten verglichen wurde, ist das von Schlünder, Zehner und Bauer entwickelte Modell /19/ /17//22/ /23/. In diesem Modell wird die Schüttung durch eine Einheitszelle simuliert, die zwei sich berührende Partikel enthält (s. Abbildung 2). Die Wärmeleitfähigkeit einer solchen Zelle wird mit der Annahme paralleler Wärmestromlinien berechnet. Der durch diese Annahme entstehende Fehler wird durch eine variable Form der Modellpartikel, die die Anzahl der Berührungsstellen und die Partikelform erfaßt (s. Anhang D), verringert. Das Modell ist für Schüttungen aus Partikeln beliebiger Form (Kugeln, Zylinder, Hohlzylinder) und beliebiger Größenverteilung (binäre Mischungen von Kugeln unterschiedlicher Größe, Mehrkornschüttungen aus gebrochenem Gut) anwendbar, aber die verschiedenen Komponenten sollen die gleiche Wärmeleitfähigkeit haben. Eine Erweiterung für binäre Mischungen von Kugeln gleicher Größe aber unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit wird im Abschnitt 2.3.1 vorgeschlagen. Die Berechnungsgleichungen des Modells von Schlünder, Zehner und Bauer sind in Anhang B wiedergegeben.

Ein Verfahren zur Berechnung der Wärmeleitfähigkeit beliebiger binärer Kugelschüttungen wurde von Okazaki et al. /24/ /25/ entwickelt. Dieses Modell ist eine Änderung und Erweiterung des von Kunii und Smith /9/ ausgedachten Modells. Der Wärmefluß durch die Schüttung wird folgendermaßen aufgeteilt (s. Abbildung 2) :

- Wärmefluß durch die fluide Phase mit einer relativen Fläche A_v ,
- Wärmefluß durch den Feststoff mit einer relativen Fläche A_s . Der Fluß wird von den Beiträgen des Wärmeübergangs durch die fluide Schicht in der Nähe des Berührungspunktes und des durch die Kugel bestimmt. Die Beiträge aller Kontaktpunkte werden addiert.

Die Wärmeleitfähigkeit wird dann so formuliert : $k_e^0 = A_v k_g + A_s n k_{es}$, wobei k_{es} die effektive Wärmeleitfähigkeit infolge der durch die Fläche A_s fließenden Wärme, n die effektive Koordinationszahl einer Halbkugel mit Bezug auf den Beitrag für den Wärmeübergang bezeichnet. n ist gleich einem Sechstel der Koordinationszahl einer Kugel ($n=N/6$) /24/. Die Koordinationszahl hat dann einen großen Einfluß auf die nach diesem Modell berechnete Wärmeleitfähigkeit. Für Betten aus Kugeln gleicher Größe wird die folgende Beziehung zwischen dem Lückengrad ψ und der Anzahl der Berührungspunkte nach /41/ genommen:

$$N = 13,84 - \sqrt{232\psi - 57,18} \quad (\text{für } \psi \geq 0,259) \quad (2.8)$$

In einer binären Mischung von Kugeln unterschiedlicher Größe unterscheidet man zwei Koordinationszahlen für jede Kugel (n_{ii} , n_{ij}), je nachdem ob die Berührung zwischen Kugeln gleicher oder unterschiedlicher Größe stattfindet. Okazaki hat ein Modell entwickelt, das anwendbar ist, wenn das Durchmesser-Verhältnis d_{p1}/d_{p2} zwischen großen und kleinen Kugeln kleiner oder gleich drei ist. Die effektive Wärmeleitfähigkeit einer binären Mischung wird dadurch bestimmt, daß man die Beiträge der vorhandenen Einheitszellen (s. Abbildung 3) über die Wahrscheinlichkeit der Anwesenheit jeder Zelle summiert :

$$k_e = A_v k_g + A_s (k_{es11} V_1^2 + k_{es22} V_2^2 + k_{es12} 2V_1 V_2)^n \text{ für } d_{p1} = d_{p2}, k_{s1} \neq k_{s2} \quad (2.9)$$

k_{esij} bezieht sich auf die Zelle, die aus einer Kugel mit Wärmeleitfähigkeit k_{si} und einer mit Wärmeleitfähigkeit k_{sj} besteht.

$$k_e = A_v k_g + A_s ((k_{es11} n_{11} + k_{12} n_{12}) V_1 + (k_{es22} n_{22} + k_{es21} n_{21}) V_2) \text{ für } d_{p1} \neq d_{p2} \quad (2.10)$$

k_{esij} bezieht sich auf die Zelle, die aus einer Kugel mit Durchmesser d_{pi} und einer mit Durchmesser d_{pj} besteht.

Die Gleichungen dieses Verfahrens sind in Anhang C wiedergegeben. Dieses Modell ist nur für Kugelschüttungen anwendbar, und der Einfluß der Wärmestrahlung, der Behinderung der Bewegung der Gasmoleküle in einem von Festkörper begrenzten Raum (Smoluchowski-Effekt) /19/ und der nicht punktförmigen Kontaktfläche ist nicht berücksichtigt. Deshalb wird die Wärmeleitfähigkeit des Feststoffs k_s von Okazaki als ein Parameter betrachtet, der sich bestimmen läßt, indem man k_s variiert, bis die gemessenen Werte der Wärmeleitfähigkeit von Gleichkornschüttungen mit den berechneten Werte übereinstimmen. In Abschnitt 2.3.2 wird vorgeschlagen, wie man diese Effekte (Wärmestrahlung, Smoluchowski-Effekt, nicht punktförmige Kontaktfläche) in das Okazaki-Modell einführen kann.

Für binäre Mischungen aus Kugeln gleicher Wärmeleitfähigkeit aber unterschiedlicher Größe rechnet man mit den Modellen von Schlünder, Zehner, Bauer und von Okazaki sehr unterschiedliche Werte aus, und die experimentellen Daten dieser Autoren stehen auch in Widerspruch. Zum Vergleich ist in Abbildung 4 die nach diesen zwei Modellen berechnete Wärmeleitfähigkeit über dem Volumenanteil der großen Kugeln für Mischungen aus Aluminium-Oxid-Kugeln aufgetragen.¹ Der Unterschied ist auffallend, aber woran die Ursache liegt, ist unklar. In der Okazaki-Beziehung haben die Koordinationszahlen einen großen Einfluß. Dieser Einfluß wurde untersucht (s. Anhang D), aber er reicht alleine nicht aus, diesen Unterschied zu erklären.

¹ Für den Lückengradverlauf über dem Volumenanteil der zwei Komponenten wurde die nach Jeschar /44/ berechnete Verteilung angenommen (s. Abbildung 5).

2.3 ERWEITERUNG DER MODELLE FÜR DIE VORAUSBERECHNUNG DER EFFEKTIVEN WÄRMELEITFÄHIGKEIT

2.3.1 Erweiterung des Modells von Schlünder, Zehner und Bauer für die Vorausberechnung der effektiven Wärmeleitfähigkeit binärer Mischungen aus Kugeln gleicher Größe aber unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit

Um das Modell von Schlünder, Zehner, Bauer für binäre Mischungen aus Kugeln gleicher Größe aber unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeiten zu erweitern, kann man einfach die Annahmen von Okazaki anwenden (Verfahren M1) :

$$k_e = k_{e11} V_1^2 + k_{e22} V_2^2 + k_{e12} 2V_1 V_2 \quad (2.11)$$

k_{eij} ist die Wärmeleitfähigkeit einer Schüttung, in der die Eigenschaften des Feststoffs $k_s = 2/(1/k_{si} + 1/k_{sj})$, $\epsilon = 2/(1/\epsilon_i + 1/\epsilon_j)$, $\rho_k^2 = \rho_{kij}^2$ sind. Die Parameter ρ_{kij}^2 , die nur experimentell zu ermitteln /22/ sind, bestimmen die Kontaktfläche zwischen einer Kugel des Typs i und einer des Typs j.

Eine zweite Möglichkeit (Verfahren M2) besteht darin, solche Schüttungen durch eine einzige Einheitszelle zu simulieren, in der die Eigenschaften des Feststoffs dadurch bestimmt werden, daß man die Werte dieser Eigenschaften in den vorhandenen Einheitszellen über die Wahrscheinlichkeit der Anwesenheit der Zellen mittelt. Nämlich führt man folgende Ersetzungen in das Berechnungsverfahren für Gleichkornschüttungen ein :

$$k_s \rightarrow k_{s1} V_1^2 + k_{s2} V_2^2 + k_{s12} 2V_1 V_2 \quad k_{s12} = 2/(1/k_{s1} + 1/k_{s2}) \quad (2.12.a)$$

$$k_R(\epsilon) \rightarrow k_R(\epsilon_1) V_1^2 + k_R(\epsilon_2) V_2^2 + k_R(\epsilon_{12}) 2V_1 V_2 \quad \epsilon_{12} = 2/(1/\epsilon_1 + 1/\epsilon_2) \quad (2.12.b)$$

$$\rho_k^2 \rightarrow \rho_{k1}^2 V_1^2 + \rho_{k2}^2 V_2^2 + \rho_{k12}^2 2V_1 V_2 \quad (2.12.c)$$

Okazaki konnte mit seinem Verfahren (M1) seine experimentellen Werte mit einer mittleren Standardabweichung von ca. 3%-4% wiedergeben. Wenn man das zweite Verfahren (M2) auf dieses Modell anwendet, beträgt die Abweichung zwischen den experimentellen Werten von Okazaki und den gerechneten ca. 6%. Die experimentellen Daten dieser Arbeit (s. Abschnitt 5) werden etwas besser von dem zweiten Verfahren (M2) wiedergegeben.

Beispielsweise sind die zwei Verfahren für eine Mischung aus Aluminium-Oxid- und Aluminium-Kugeln in Abbildung 6 für das Modell von Schlünder, Zehner und Bauer und in Abbildung 7 für das Okazaki-Modell verglichen worden. Die berechnete Wärmeleitfähigkeit der Schüttung durch die des Gases ist über dem Volumenanteil der Aluminiumkugeln aufgetragen.² Die Parameter ρ_{kij}^2 für das Modell von Schlünder, Zehner und Bauer wurden anhand der experimentellen Daten der vorliegenden Arbeit ermittelt. Daß der Parameter ρ_{k12}^2 bei dem Verfahren M1 gleich null sein muß, um die experimentellen Daten gut wiederzugeben, ist in Anbetracht der Werte der Parameter ρ_{kii}^2 , die ungleich null sind, nicht zufriedenstellend. Abgesehen von diesem Mangel, sind die nach diesen zwei Verfahren berechneten Werte nicht weit auseinander, sie weichen nur mit zunehmenden k_s/k_g und k_{s1}/k_{s2} Verhältnissen voneinander ab. Die Okazaki-Korrelation liefert niedrigere Werte, da die Wärmeleitfähigkeiten der Feststoffe den Meßergebnissen der vorliegenden Arbeit nicht angepaßt sondern von Tafel 2 genommen wurden.

2.3.2 Erweiterung des Okazaki-Modells für die Vorausberechnung der effektiven Wärmeleitfähigkeit von Kugelschüttungen

Die Einführung der Wärmestrahlung, des Smoluchowski-Effektes und des Wärmetransports durch die Berührungsfläche in die Okazaki-Beziehung kann dadurch erfolgen, daß man die Annahme (s. Anhang B) von Schlünder, Zehner und Bauer für diese Effekte verwendet :

- Schüttungen von Kugeln gleicher Größe

$$\begin{aligned}
 k_e^0 = & A_v [\psi k_g / (\psi - 1 + k_g / k_D) + \psi (k_{R11} V_1^2 + k_{R22} V_2^2 + k_{R12} 2V_1 V_2)] + \\
 & + A_s n \{ [\phi_{11} k_{es11} + (1 - \phi_{11}) k_s] V_1^2 + \\
 & [\phi_{22} k_{es22} + (1 - \phi_{22}) k_s] V_2^2 + [\phi_{12} k_{es12} + (1 - \phi_{12}) k_s] 2V_1 V_2 \} \quad (2.13.a)
 \end{aligned}$$

² Die verwendeten Stoffeigenschaften sind in Tafeln 1 und 2 zu finden.

$$\phi_{ij} = 23\rho_{kij}^2 / (1 + 22\rho_{kij}^{4/3}) \quad (2.13.b)$$

k_{esij} bestimmt man durch das Ersetzen von

$$k_g \text{ mit } k_g / [1 + (k_g/k_D - 1)/(1 - \cos\theta)] + k_{Rij}(1 - \cos\theta)/\cos\theta \quad (2.13.c)$$

im Integral (C.7) in Anhang C ; wobei

$$k_{Rij}/k_g = cT^3 d_p / (k_g (1/\varepsilon_i + 1/\varepsilon_j - 1)) \quad c = 2,31 \times 10^{-7} \text{ W/m}^2 \text{K}^4 \quad (2.13.d)$$

$$k_g/k_D = 1 + 2\sigma(2/\gamma - 1)/d_p \quad \sigma = \sigma_o(T/T_o)/(p/p_o) \quad (2.13.e)$$

$T_o = 273,15 \text{ K}$, $p_o = 1,01 \times 10^5 \text{ N/m}^2$ ist.

•Schüttungen von Kugeln unterschiedlicher Größe und unterschiedlicher oder gleicher Wärmeleitfähigkeit

$$k_e^0 = A_v [\psi k_g / (\psi - 1 + k_g/k_D) + \psi (k_{R11} V_1^2 + k_{R22} V_2^2 + k_{R12} 2V_1 V_2)] +$$

$$+ A_s \{ V_1 [((1 - \phi_{11}) K_{es11} + \phi_{11} k_{s1}) n_{11} + ((1 - \phi_{12}) K_{es12} + \phi_{12}^2 / (1/k_{s2} + 1/k_{s2})) n_{12}] +$$

$$V_2 [((1 - \phi_{22}) K_{es22} + \phi_{22} k_{s2}) n_{22} + ((1 - \phi_{21}) K_{es21} + \phi_{21}^2 / (1/k_{s2} + 1/k_{s2})) n_{12}] \} \quad (2.14.a)$$

$$\phi_{ij} = 23\rho_{kij}^2 / (1 + 22\rho_{kij}^{4/3}), \quad \rho_{k12}^2 = \rho_{k21}^2 (R_2/R_1)^2 \quad (2.14.b)$$

$$k_{esij} \text{ wird durch das Ersetzen von } k_g \text{ mit } k_g / [1 + (k_g/k_D - 1)/1 + k_{Rij} l^*] \quad (2.14.c)$$

im Integral (C.9) in Anhang C bestimmt; wobei

$$k_{Rij}/k_g = cT^3 d_{pij} / (k_g (1/\varepsilon_i + 1/\varepsilon_j - 1)), \quad (2.14.d)$$

$$k_g/k_D = 1 + 2\sigma(2/\gamma - 1)/d_p, \quad \sigma = \sigma_o(T/T_o)/(p/p_o), \quad (2.14.e)$$

$$d_{pij} = 2/(1/d_{pi} + 1/d_{pj}), \quad d_p = 1/(V_1/d_{p1} + V_2/d_{p2}) \quad (2.14.e)$$

ist.

k_D beschreibt die Verminderung der Wärmeleitfähigkeit eines Gases, die entsteht, wenn die freie Weglänge σ der Gasmoleküle groß im Vergleich zu der Hohlraumabmessung ist. Der Einfluß dieses Effektes macht sich bei niedrigen

Werten des Gasdrucks und bei Schüttungen mit sehr kleinen Kugeln bemerkbar /22/ /19/.

k_R berücksichtigt den Wärmetransport durch Strahlung zwischen den Kugeloberflächen. Dieser Beitrag ist zu vernachlässigen, es sei denn, die Schüttungen bestehen aus ziemlich großen Kugeln und die Temperatur der Schüttung ist ziemlich hoch (oberhalb 500 °C) /9//19/ /22/.

Das Produkt ϕk_s beschreibt den Wärmetransport durch die Kontaktfläche zwischen benachbarten Kugeln. Der Einfluß der Abplattung an den Berührungstellen ist bei niedrigen Werten des Drucks und für gut leitenden Kugeln wichtig. Leider ist dieser Parameter im voraus nicht abschätzbar.

Die Okazaki-Korrelation mit diesen Änderungen und die von Schlünder, Zehner und Bauer liefern ungefähr die gleichen Werte der Wärmeleitfähigkeit für Schüttungen aus Kugeln gleicher Größe.

3. VERSUCHSANLAGE

Es wurden Temperaturprofile gemessen, die in ringförmigen Schüttungen, bei denen der Innenradius beheizt wird, im stationären Zustand entstehen. Aus dem radialen Temperaturverlauf kann man auf die Wärmeleitfähigkeit und die Wandwärmeübergangskoeffizienten schließen. Nach der Klassifizierung von E.Tsotsas /6/ handelt es sich um eine stationäre, radiale und absolute Meßmethode.

3.1 BESCHREIBUNG DER VERSUCHSANLAGE

In Abbildung 8 ist der Aufbau der Gesamtanlage schematisch dargestellt. Diese besteht aus einer Teststrecke, wo die Schüttung aufgebaut wird, aus einer Gasversorgungsanlage, aus einer elektrischen Versorgung und aus Meß- und Datenverarbeitungsgeräten.

Die Gasversorgung ist durch Gasflaschen gewährleistet. Der Volumendurchfluss wird von einem Balgengaszähler gemessen. Für die Bestimmung des Massenstroms werden die Temperatur und der Druck des Gases am Austritt des Gaszähler gemessen.

Die Teststrecke (Abbildung 9) besteht aus einem Stahlrohr (Innendurchmesser = 102 mm, Wandstärke = 3 mm, Länge = 1110 mm) mit einem Heizstab auf der Symmetrieachse. Die Heizlänge ist 430 mm für den Stab mit 16 mm Durchmesser und 1007 mm für den mit 6 mm Durchmesser³. Der Heizstab mit 16 mm Durchmesser besteht aus einem Stahlrohr mit im Inneren gewickelten Heizleiterdrähten. Das Rohr ist mit Aluminium-Oxid gefüllt und somit von dem Leiter isoliert. Der zweite Heizstab hat im Inneren einen Leiter aus Inconel 600, der mit Bor-Nitrid von der Stabhülle elektrisch isoliert ist. Die Einstellung der Leistung des Heizstabes geschieht mit Hilfe von Regeltransformatoren. Aus der zugeführten elektrischen Leistung schließt man auf die von dem Heizstab ausgehende Wärmestromdichte. Zwischen dem Rohr und dem Heizstab wird die

³ Der dünnere Heizstab wurde nur bei zwei Versuchen verwendet (s. Tafeln 3, 4, 5).

Schüttung aufgebaut. In zwei verschiedenen axialen Stellungen wird die radiale Temperaturverteilung mittels isolierter NiCr-Ni-Thermoelemente gemessen. Die Thermoelemente sind in einem Stahlmantel enthalten und mittels Aluminium-Oxid vom Mantel elektrisch isoliert. Der Mantelaußendurchmesser beträgt 1 mm. In jeder Meßebene sind 32 Thermoelemente durch einen Ring mit vier um 90 Grad versetzten Haltern (8 Thermoelemente je Halter) in der Schüttung befestigt (Abbildung 10). Der Verlauf der Außenwandtemperatur wird durch 36 Thermoelemente gemessen, die in Gruppen zu vier auf 9 axialen Stellungen verteilt sind (Abbildung 11). Auf dem Heizstab mit einem Durchmesser von 6 mm sind 8 Thermoelemente (Außendurchmesser 0.36 mm) eingebaut (Abbildung 12.a), die die Temperatur der Innenwand der Schüttung in den zwei axialen Stellungen messen, wo auch das radiale Temperaturprofil in der Schüttung gemessen wird. Auf dem Heizstab mit einem Durchmesser von 16 mm sind 32 regelmäßig auf der Heizlänge verteilte Thermoelemente (Außendurchmesser 0.36 mm) vorhanden. Diese Thermoelemente wurden in kleinen auf dem Heizrohr gefrästen Nuten gelegt und dann gelötet (Abbildung 12.b). Die Thermoelemente in der Schüttung und auf dem Stahlrohr wurden durch Vergleich mit einem Platin-Widerstandsthermometer (PT100) in einem beheizten Fließbett geeicht.

Die Meßstrecke liegt bei der Messung waagrecht. Zum Auffüllen des Rohres mit den Kugeln wird die Teststrecke senkrecht gestellt.

Verschiedene Temperaturniveaus können entweder durch eine Isolierung oder durch eine Kühlung auf der Außenfläche des Stahlrohres eingestellt werden. Zur Isolierung wurde ein Band aus Keramikfaser um die Teststrecke gewickelt. Zur Kühlung wurde ein Bündel von Vierkantröhren aus Kupfer, die von Wasser durchflossen werden, verwendet. Die Rohre wurden durch Schlauchschellen auf das Stahlrohr der Teststrecke gedrückt (Abbildung 13).

Die Thermospannungen werden von einem Meßstellenumschalter abgetastet, mit einem 'analog zu digital'-Wandler in binäre Signale umgewandelt und auf einen Kleinrechner (IBM-XT) übertragen. Die so abgespeicherten Daten werden auf die KfK-Großrechenanlage für weitere Verarbeitungen übertragen.

3.2 VERSUCHSPLAN

Diese Arbeit wurde von Überlegungen angeregt, die bei der Entwicklung eines Blanketkonzepts für einen Fusionsreaktor entstanden sind. In einem Heliumgekühlten Blanket können Lithium-Silikat und Beryllium in Form von Kugel-

schüttungen eingesetzt werden. Daher ist die Bestimmung der Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit binärer Mischungen aus gut und schlecht leitenden Kugeln gleicher Größe von dem Volumenanteil der zwei Komponenten das Hauptziel dieser Arbeit. Als Lithium-Silikat-Simulator wurden Aluminium-Oxid-Kugeln und als Beryllium-Simulator Aluminiumkugeln verwendet. Kugeln aus Stahl, dessen Wärmeleitfähigkeit zwischen der von Aluminium und der von Aluminium-Oxid liegt, wurden auch verwendet. Da der vorgesehene Durchmesser der Lithium-Silikat-Kugeln 2 mm war /2/, wurden Kugeln mit einem Durchmesser von 1, 2, 4 mm ausgewählt. Kurz vor der Niederschrift dieser Arbeit wurden Lithium-Orthosilikat-Kugeln⁴ (Li_4SiO_4) mit einem Durchmesser von 0,5 mm verfügbar. Da die verfügbare Menge dieser Kugeln zur Füllung der ganzen Teststrecke nicht ausreichte, wurde die Temperaturverteilung nur auf einer Meßebe-ebene gemessen. Als Versuchsgas diente Helium bzw. Argon. In einem Helium gekühlten Blanket sind die Gasgeschwindigkeiten in der Schüttung so klein /3/, daß keine Effekte der Mischbewegung der Gasströmung auf die effektive Wärmeleitfähigkeit der Schüttung zu erwarten sind. Das Gleiche gilt für die Teststrecke dieser Arbeit. Dagegen erwartet man mit Argon wegen der höheren Dichte dieses Gases meßbare Effekte. Daher wurden Versuche mit fließendem Gas nur mit Argon durchgeführt.

Es wurden folgende Schüttungen untersucht :

- Gleichkornschüttungen mit Kugeln aus Aluminium-Oxid (Kugeldurchmesser $d_p = 1, 2, 4$ mm), aus Aluminium ($d_p = 2$ mm), aus Stahl ($d_p = 2, 4$ mm) und aus Lithium-Orthosilikat ($d_p = 0,5$ mm). Die Durchmessertoleranz beträgt $\pm 10\%$.
- binäre Mischungen mit Kugeln unterschiedlicher Größe aus Aluminium-Oxid. Im einzelnen wurden die Schüttung mit einem Verhältnis $d_{p1}/d_{p2}=2$ (zwischen dem Durchmesser von größeren und kleineren Kugeln) und einem Volumenanteil V_1 der größeren Kugel von 50%, und die mit $d_{p1}/d_{p2}=4$ und $V_1=75\%$ untersucht.
- binäre Mischungen mit Kugeln gleicher Größe aber unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit. Es waren Mischungen aus Aluminium- und Aluminium-Oxid-

⁴ In dem derzeitigen KfK-NET-Konzept eines Blankets /3/ sind solche Kugeln als Brütermaterial vorgesehen.

Kugeln, bzw. aus Stahl- und Aluminium-Oxid-Kugeln. Schüttungen mit verschiedenen Volumenanteilen der zwei Komponenten wurden untersucht.

Die mittlere Temperatur der Schüttung lag zwischen 50 und 350 °C, der Gasdurchsatz wurde zwischen 0 und 15 m³/h variiert. Der Druck des Gases betrug ca. 1 bar.

Zur Herstellung der binären Mischungen wurden kleine Mengen der beiden Kugelfractionen entsprechend dem gewünschten Volumenverhältnis abwechselnd in das Schüttungsrohr eingefüllt. Um Entmischungsvorgänge zu vermeiden, wurden die Kugeln ohne Rüttelung und aus niedriger Höhe eingestreut.

4. VERSUCHSAUSWERTUNG

Nach dem zweidimensionalen homogenen Modell, unter Vernachlässigung der axialen Wärmeleitung und der freien Konvektion gilt folgende Differentialgleichung für den stationären Wärmetransport :

$$c_p G \frac{\partial T(r,z)}{\partial z} = k_e \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial T(r,z)}{\partial r} \right] \quad (4.1)$$

Die Randbedingungen lauten :

$$\text{- auf dem Innenradius } -k_e \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R_1} = Q = \alpha_{w1} (T_{w1} - T_{ew1}) \quad (4.2)$$

mit :

Q = von dem Heizstab ausgehende Wärmestromdichte,

R_1 = Innenradius der Schüttung,

α_{w1} = Wärmeübergangskoeffizient an der Innenwand,

T_{w1} = Temperatur an der Innenwand.

T_{ew1} = an der Innenwand extrapolierte Temperatur ($T_{ew1} = T \Big|_{r=R_1}$)

$$\text{- auf dem Außenradius } -k_e \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R_2} = \alpha_{w2} (T_{ew2} - T_{w2}) \quad (4.3)$$

mit :

R_2 = Außenradius der Schüttung,

α_{w2} = Wärmeübergangskoeffizient an der Außenwand,

T_{w2} = Temperatur an der Außenwand.

T_{ew2} = an der Außenwand extrapolierte Temperatur ($T_{ew2} = T \Big|_{r=R_2}$)

Die Wärmetransportkoeffizienten, von denen die Lösung dieser Differentialgleichung abhängig ist, werden durch Vergleich mit den gemessenen Temperaturprofilen nach dem Prinzip der kleinsten Abweichungsquadrate bestimmt.

4.1 NICHTDURCHSTRÖMTE SCHÜTTUNGEN

Wenn das Gas stagniert, lautet die Lösung der Gleichung (4.1):

$$T(r) = T_{w2} + QR_1 / (\alpha_{w2} R_2) - QR_1 \ln(r/R_2) / k_e \quad (4.4)$$

Nach dieser Gleichung sollte die Temperatur über den Logarithmus der radialen Koordinate linear verlaufen. Dieses hat sich als wahr für alle Experimente mit stagnierendem Gas herausgestellt.

4.2 DURCHSTRÖMTE SCHÜTTUNGEN

Unter der Voraussetzung einer Kolbenströmung (G konstant über den Querschnitt) und bei konstanter Außenwandtemperatur lautet die Lösung der Gleichung (4.1) für durchströmte Schüttungen /33/ :

$$T(r, z) = T_{w2} + QR_1 / (\alpha_{w2} R_2) - QR_1 \ln(r/R_2) / k_e + \sum_{n=1}^{\infty} A_n [J_0(\xi \alpha_n) Y_1(R_1 \alpha_n / R_2) - Y_0(\xi \alpha_n) J_1(R_1 \alpha_n / R_2)] e^{-\alpha_n^2 x / Pe^*} \quad (4.5.a)$$

mit α_n als n-te Wurzel von

$$\alpha_n [J_1(R_1 \alpha_n / R_2) Y_1(\alpha_n) - Y_1(R_1 \alpha_n / R_2) J_1(\alpha_n)] + \alpha_{w2} R_2 / k_e [Y_1(R_1 \alpha_n / R_2) J_0(\alpha_n) - J_1(R_1 \alpha_n / R_2) Y_0(\alpha_n)] = 0 \quad (4.5.b)$$

mit

J_n Besselfunktion, 1. Art, n-te Ordnung
 Y_n Besselfunktion, 2. Art, n-te Ordnung

$$Pe^* = c_p GR_2 / k_e, \quad \xi = r/R_2, \quad x = z/R_2 \quad (4.5.c)$$

Wenn die Außenwandtemperatur sich mit der axialen Richtung ändert, kann man das Duhamel-Theorem /33/ benutzen. In den Experimenten dieser Arbeit kann der Verlauf der Außenwandtemperatur mit einer Geraden gut angenähert werden. In diesem Fall lautet die Lösung :

$$T(r,z) = T_{w2}(x) + QR_1 / (\alpha_{w2} R_2) - (QR_1 / k_e + 0.5(R_1/R_2)^2 Pe^* b) \ln(\xi) +$$

$$0.25(\xi^2 - 1) Pe^* b - 0.5k_e Pe^* (1 - (R_1/R_2)^2) b / (R_2 \alpha_{w2}) +$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} A_n [J_0(\xi \alpha_n) Y_1(R_1 \alpha_n / R_2) - Y_0(\xi \alpha_n) J_1(R_1 \alpha_n / R_2)] e^{-\alpha_n^2 x / Pe^*} \quad (4.6)$$

mit $T_{w2}(x) = a + bx$.

Die Koeffizienten A_n der unendlichen Reihe, die effektive Wärmeleitfähigkeit k_e und der Wärmeübergangskoeffizient α_{w2} werden als Parameter betrachtet, die durch ein Regressionsverfahren bestimmt werden. Bei der Auswertung der Experimente dieser Arbeit hat sich die Berücksichtigung von einem Glied der Reihe als hinreichend erwiesen. Das HARWELL-Unterprogramm VB01A /34/, das auf einer modifizierten Marquardt-Methode /35/ /36/ basiert, wurde als Optimierungsprogramm verwendet.

Die Zuverlässigkeit dieser Methode wurde durch Auswertung von simulierten Daten, die durch die exakte Lösung der Differentialgleichung (4.1) bei einer konstanten Eintrittstemperatur T_0 ermittelt wurden, überprüft. Diese exakte Lösung ist mit der Gleichung (4.6) und

$$A_n = 2 \frac{\alpha_{w2} R_2 p_1 (T_0 - T_{w2}|_{x=0}) / k_e - QR_1 p_2 / k_e + \alpha_{w2} R_2 p_1 b T_{w2}|_{x=0} Pe^* / (\alpha_n^2 k_e)}{p_1^2 [(\alpha_{w2} R_2 / k_e)^2 + \alpha_n^2] - [(\alpha_n R_1 p_2 / R_2)^2]} \quad (4.7.a)$$

mit

$$p_1 = [J_0(\alpha_n) Y_1(R_1 \alpha_n / R_2) - Y_0(\alpha_n) J_1(R_1 \alpha_n / R_2)] \quad (4.7.b)$$

$$p_2 = [J_0(R_1 \alpha_n / R_2) Y_1(R_1 \alpha_n / R_2) - Y_0(R_1 \alpha_n / R_2) J_1(R_1 \alpha_n / R_2)] \quad (4.7.c)$$

zu rechnen. In Abbildung 14 sind die nachgerechneten (kontinuierliche Kurven) und die simulierten (gestrichelte Kurven) Temperaturprofile verglichen. Die nachgerechneten Profile wurden mit den Wärmetransportkoeffizienten, die durch Anwendung der Auswertungsmethode auf 8 simulierte Werte (Symbolen) und unter Berücksichtigung nur von dem ersten Glied der unendlichen Reihe bestimmt wurden, berechnet. Abbildung 15 stellt den selben Vergleich dar, wenn ein Meßfehler von $\pm 2^\circ C$ auf die simulierten Werte zufälligerweise addiert wird. In den Abbildungen sind T_I , α_{2I} , k_I die für die simulierten Daten angenommenen Werte der Eintrittstemperatur, des Wärmeübergangskoeffizienten auf der Außenwand und der effektiven Wärmeleitfähigkeit der Schüttung, und T_{IE} , α_{2E} , k_E die nachgerechneten Werte der gleichen Größen. Der Wert des

nachgerechneten Wärmeübergangskoeffizienten auf der Außenwand ist unbefriedigend. Je kleiner die Ableitung der Temperatur in radialer Richtung und der Temperatursprung an der Wand sind, desto schlechter wird dieser Koeffizient wiedergegeben. Der Unterschied zwischen den nachgerechneten und den angenommenen Werten der Wärmeleitfähigkeit ist ca. $\pm 10\%$ bei der ersten Meßebe und nur einige Prozente bei der zweiten. Die Nachrechnung der Wärmeleitfähigkeit wird von dem schlecht bestimmten Wandwärmeübergangskoeffizienten nicht beeinflusst.

Die experimentell ermittelten und theoretisch berechneten Geschwindigkeitsprofile /37/ /38/ zeigen, daß die Geschwindigkeit von denen einer Kolbenströmung erheblich abweicht. Die Annahme einer Kolbenströmung ist nur im Kernbereich, von ca. $2d_p$ Wandabstand an gültig. In Wandnähe entsteht ein Geschwindigkeitmaximum und an der Wand selbst ist die Geschwindigkeit wegen der Haftbedingung gleich null. Der Unterschied zwischen der höchsten Geschwindigkeit und der im Kernbereich nimmt mit zunehmender mittlerer Geschwindigkeit ab.

Die Lösung der Energiebilanz mit radial veränderlicher Geschwindigkeit erfolgt meistens numerisch. Man kann die Energiebilanz im Kernbereich exakt lösen, wenn man annimmt, daß die axiale Ableitung der Temperatur in Wandnähe konstant und gleich der axialen Ableitung der Wandtemperatur ist. Unter diesen Voraussetzungen kann man den Temperaturverlauf im Kernbereich folgendermaßen errechnen :

- Differentialgleichung :

$$c_p G_{mk} \frac{\partial T(r,z)}{\partial z} = k_e \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial T(r,z)}{\partial r} \right] \quad \text{für } R_1^* = R_1 + 2d_p \leq r \leq R_2 - 2d_p = R_2^* \quad (4.8)$$

- Randbedingungen :

$$\begin{aligned} -2\pi R_1^* k_e \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R_1^*} &= 2\pi R_1^* Q^* \\ &= 2\pi R_1^* Q - 2\pi \int_{R_1^*}^{R_2^*} c_p G(r) \frac{\partial T}{\partial z} r dr \\ &= 2\pi R_1^* Q - \pi c_p G_{m1} \frac{\partial T_w}{\partial z} (R_1^{*2} - R_1^2) \end{aligned} \quad (4.9)$$

$$T|_{r=R_2^*} = T_2^*(z) \quad (4.10)$$

• Lösung :

$$T(r,z) = T_2^* - (Q^* R_1^* / k_e + 0,5 (R_1^* / R_2^*)^2 Pe^* b) \ln(\xi) + 0,25 (\xi^2 - 1) Pe^* b + \sum_{n=1}^{\infty} A_n [J_0(\xi \alpha_n) Y_1(R_1 \alpha_n / R_2) - Y_0(\xi \alpha_n) J_1(R_1 \alpha_n / R_2)] e^{-\alpha_n^2 x / Pe^*} \quad (4.11.a)$$

mit α_n als n-te Wurzel von

$$J_0(\alpha) Y_1(R_1 \alpha / R_2) - Y_0(\alpha) J_1(R_1 \alpha / R_2) = 0 \quad (4.11.b)$$

$$Pe^* = c_p G_{mk} R_2^* / k_e \quad (4.11.e)$$

wobei k_e , T_2^* , A_i als Anpassungsparameter betrachtet werden. Die Wandwärmübergangskoeffizienten werden durch die folgenden Gleichung errechnet :

$$\bullet Q = \alpha_{w1} (T_{w1} - T_{ew1}) \quad (4.12)$$

$$\bullet -2\pi R_2^* k_e \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R_2^*} - \pi c_p G_{m2} \frac{\partial T_w}{\partial z} (R_2^{*2} - R_2^{*2}) = \alpha_{w2} (T_{ew2} - T_{w2}) 2\pi R_2 \quad (4.13.a)$$

$$\text{mit } G_{m2} = 2\pi \int_{R_2^*}^{R_2} \rho v r dr / (\pi (R_2^2 - R_2^{*2})) \quad (4.13.b)$$

Um die Strömungsverteilung zu rechnen, wurde eine erweiterte Brinkman-Gleichung /37/ für die Druckverluste in Schüttungen mit Hilfe eines Variationsverfahrens numerisch gelöst /38/. In der Berechnung wurden die gemessenen Temperaturprofile durch Polynome angenähert. In Abbildung 16 sind die berechneten Massenstrom- und Geschwindigkeitsverteilungen für die erste Meßebene des Versuchs A.35.V1 (s. Tafel 3) dargestellt.

In Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Lerou und Froment /30/ liefert die Auswertung mit oder ohne radial veränderlicher Geschwindigkeit ungefähr die selben Werte der Wärmetransportparameter. In Abbildung 17 und Abbildung 18 sind die Ergebnisse für die Versuche A.19.V1 und A.35.V1 verglichen. Der Unterschied zwischen der Auswertung mit veränderlicher Geschwindigkeit und der mit Kolbenströmung ist kleiner als $\pm 10\%$ für die Wärmeleitfähigkeit und kleiner als $\pm 15\%$ für den Wärmeübergangskoeffizienten auf der Innenwand. Auf der Innenwand ist die Wärmestromdichte von der zugeführten Leistung bestimmt, und der Temperatursprung wird von dem gemessenen Temperaturprofil ermittelt. Auf der Außenwand erhält man von dem Temperaturprofil den Temperatursprung sowie die Wärmestromdichte. Da der Temperatursprung und die radiale Temperaturabteilung an der Außenwand kleiner sind als an der

Innenwand, und daher schlechter zu bestimmen, sind die ermittelten Werte des Wärmeübergangskoeffizienten auf der Außenwand nicht zuverlässig.

5. VERSUCHSERGEBNISSE

In den Tafeln 3, 4 und 5 sind die wichtigsten experimentellen Ergebnisse aufgelistet, und zwar :

Komponenten der Schüttung

DI = hydraulischer Durchmesser des Schüttungsrohres

d_p = Kugeldurchmesser

ψ = Lückengrad in %

G = Massenstrom

und je Meßebene

z/DI = Position der Meßebene

T_m = mittlere Temperatur der Schüttung, $T_m = \int_{R_1}^{R_2} T(r,z) 2\pi r dr / 2\pi(R_2^2 - R_1^2)$

k_e = effektive Wärmeleitfähigkeit der Schüttung

RSM = quadratischer mittlerer Fehler zwischen gemessenen Temperaturwerten und deren der Ausgleichskurve

α_{wi} = Wärmeübergangskoeffizient an der Wand (i=1,2)

$T_i = (T_{wi} + T_{ewi})/2$ = Temperatur, bei der die Eigenschaften der Komponenten der Schüttung in der Nähe der Wand gerechnet werden (i=1,2)

$\Delta T_i = (T_{ewi} - T_{wi})$ = Temperatursprung an der Wand (i=1,2)

Die angegebenen Werte der Wärmeleitfähigkeit und des Wandwärmeübergangskoeffizienten für die Versuche mit fließendem Gas wurden mit der Annahme einer Kolbenströmung erhalten.

Die physikalischen Daten der verwendeten Komponenten, die zur Überprüfung der theoretischen Modelle nötig werden, sind in Tafel 1 zusammengestellt. In Tafel 2 sind die für die verschiedenen Modelle verwendeten Werte der Kontaktflächeanteile p_k^2 aufgelistet.

Schüttungen aus Kugeln gleicher Größe und gleicher Wärmeleitfähigkeit :
Abbildungen 19 bis 21 zeigen den Vergleich der gemessenen Wärmeleitfähigkeiten mit den nach dem Modell von Schlünder, Zehner und Bauer berechneten Werten. Die Versuchsergebnisse der Schüttungen mit Kugeln aus Aluminium, Aluminium-Oxid und Lithium-Orthosilikat stimmen mit den berechneten Werten gut überein. Die recht unterschiedlichen Wärmeleitfähigkeiten der Schüttungen mit Stahlkugeln sind auf unterschiedliche schlecht leitende Oxidschichten zurückzuführen, die während der Durchführung der Versuche entstanden waren. Nur für den Versuch A.35 mit stagnierendem Gas und die folgenden Versuche A.35.V1, A.35.V2 mit fließendem Gas, in denen die Kugeln von einer Ölschicht überzogen waren, war keine Oxidschicht vorhanden. Die Ergebnisse der Versuchen A.34.V1, A.34.V2 und A.34.V3 können mit $k_{ox}/s_{ox} = 1,25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2\text{K}$ gut wiedergegeben werden (Abbildung 22).

Mit der ursprünglichen Version des Okazaki-Modells und unter Verwendung der Stoffeigenschaften von Tafel 1 werden die Versuchsergebnisse nicht gut wiedergegeben, und das desto mehr, je höher die Wärmeleitfähigkeit des Feststoffes ist (Abbildung 23 und 24). Um die Ergebnisse für die Schüttung aus Aluminiumkugeln gut wiederzugeben, sollte man als Wärmeleitfähigkeit des Feststoffes einen Wert einsetzen, der der Wärmeleitfähigkeit von Aluminium vielfach entspricht.

Mit den in Abschnitt 2.3.2 vorgeschlagenen Änderungen für das Okazaki-Modell und den Werten der Kontaktflächeanteile ρ_k^2 von Tafel 2 stimmen die berechneten und die gemessenen Werte der Wärmeleitfähigkeit gut überein (Abbildung 25 und 26). Diese Verbesserung ist hauptsächlich auf die Berücksichtigung der Abflachung der Partikeln um den Berührungspunkt zurückzuführen. Mit zunehmender Temperatur macht sich der Einfluß der Wärmestrahlung in den Schüttungen mit Argon etwas bemerkbar (Abbildung 27).

Abbildungen 27 und 28 zeigen den Einfluß der Temperatur auf die Wärmeleitfähigkeit der Schüttungen aus keramischen Kugeln. Da die Temperaturen mäßig sind, ist der Effekt der Wärmestrahlung von geringer Bedeutung.

Die Ergebnisse für den Wandwärmeübergangskoeffizienten zeigen eine große Streuung und einen großen Unterschied zwischen Innen- und Außenwand; die Wandwärmeübergangswiderstände auf der Außenwand sind kleiner als die auf der Innenwand. Die Genauigkeit der gemessenen Wandwärmeübergangskoeffizienten hängt von der Genauigkeit ab, mit der man die Temperaturdifferenz $T_w - T_{ew}$ bestimmen kann. Die Werte aus Versuchen, bei denen dieser Temperatursprung höher ist, sind zuverlässiger. In den meisten Versuchen dieser Arbeit ist diese Temperaturdifferenz höher auf der Innenwand als auf der Außenwand. Nach J.Kubie /28/ nimmt die Genauigkeit der gemessenen Wandwärmeübergangskoeffizienten mit abnehmendem Verhältnis $k_e/(\alpha_w R)$ ab. Nach dem Grenzwert 0.4 für

dieses Verhältnis, den J.Kubie vorschlägt, wären nur die Meßwerte für die Schüttungen mit Aluminiumkugeln zuverlässig. Abbildungen 29 bis 33 zeigen den Vergleich der gemessenen Wandwärmeübergangskoeffizienten mit den nach der Schlünder-Beziehung berechneten Werte. Für die Schüttung mit keramischen Kugeln wurde $\delta=0$ und $\rho_w^2=0$ eingesetzt, für die mit metallischen Kugeln $\delta=0$ und $\rho_w^2=10^{-3}$. Der Vergleich zeigt eine gute Übereinstimmung in der Größenordnung für die Werte des Wärmeübergangskoeffizienten auf der Innenwand in den Versuchen mit Argon, bei denen die Temperatursprünge höher als bei den Experimenten mit Helium sind. Der Vergleich für die Versuche mit Helium ist unzufriedenstellend besonders für die Schüttungen mit Aluminium-Oxid-Kugeln. Bei den Versuchen LI.1 und LI.2 sind die Temperatursprünge an den Wänden kleiner als die mittlere quadratische Abweichung zwischen den gemessenen Temperaturwerten und denen der Ausgleichskurve. Daher sind die ermittelten Wandwärmeübergangskoeffizienten nicht zuverlässig, auch wenn die Werte auf der Innenwand gut von der Schlünder-Korrelation wiedergegeben werden. In den Versuchen LI.3 bis LI.7 wurde ein Drahtgeflecht⁵ (Maschenweite 0.1 mm x 0.1 mm) zwischen der Schüttung und der Wand gelegt : das verursacht eine Verringerung des Wandwärmeübergangskoeffizienten. Mit dem Modell von Yagi und Kunii ergeben sich kleinere Werte, die ungefähr die Hälfte von denen nach Schlünder betragen. Die bei den durchströmten Schüttungen ermittelten Wandwärmeübergangswiderstände werden in den Abbildungen 34 und 35 mit den nach der Hennecke-Beziehung /20/ berechneten Werten verglichen. In dieser Beziehung wurde der hydraulische Durchmesser des ringförmigen Kanals für den Rohrdurchmesser und der Faktor für die Berücksichtigung der Längenabhängigkeit gleich Null eingesetzt. Der Unterschied in den gemessenen Wandwärmeübergangskoeffizienten bei den zwei Meßebenen ist sehr auffällig, besonders bei den Schüttungen mit Aluminium-Oxid-Kugeln. Diese Abweichungen könnten auf eine wegen zu kurzer Einlaufzone hydraulisch nicht ausgebildete Strömung und auf einen nicht vernachlässigbaren Wärmetransport durch axiale Leitung zurückgeführt werden. Der Vergleich zeigt eine Übereinstimmung im Mittelwert. Nur für die Versuche mit oxidierten Stahlkugeln (Versuche A.34.V1, A.34.V2 und A.34.V3) wird der Wandwärmeübergangskoeffizient überschätzt (Abbildung 34).

⁵ Es ist vorgesehen, Pakete, die aus diesen Drahtgeflechten erstellt werden, mit Lithiumsilikat-Kugeln zu füllen und dann in das Blanket zu legen /3/.

Binäre Mischungen aus Kugeln gleicher Wärmeleitfähigkeit aber unterschiedlicher Größe : Im Gegensatz zu den Versuchen von Bauer und in Übereinstimmung mit denen von Okazaki zeigen die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit keinen starken Einfluß der Größenverteilung der Kugeln auf die Wärmeleitfähigkeit (Abbildung 36). Die Ergebnisse für die Mischungen mit $d_{p1}/d_{p2}=4$ und Argon als Gas sind ziemlich gestreut. Zur Herstellung der Schüttung des Versuchs B.6, anders als bei den anderen Versuchen, in denen kleine Mengen der beiden Kugelfraktionen entsprechend dem gewünschten Volumenverhältnis abwechselnd in das Schüttungsrohr eingefüllt wurden, wurden diese Mengen vorher gemischt und dann in das Rohr eingeworfen. Daraus kann man vermuten, daß kleine Unterschiede in der Herstellung dieser Schüttungen einen nicht vernachlässigbaren Einfluß auf die effektive Wärmeleitfähigkeit haben.

Durch die Beziehung von Bauer errechnet man Werte der Wärmeleitfähigkeit, die viel höher als die gemessenen sind. In dem Okazaki-Modell ändert sich die Wärmeleitfähigkeit mit dem Volumenanteil der zwei Komponenten sehr wenig, und das entspricht den Meßergebnissen besser. Abbildung 37.a stellt den Vergleich zwischen gemessenen und nach Okazaki gerechneten Werten der Wärmeleitfähigkeit dar. Mit den Änderungen von Abschnitt 2.3.2 verbessert sich die Wiedergabe der Meßwerte etwas (Abbildung 37.b).

Um die Ursache für diese unterschiedlichen Ergebnisse herauszufinden, sollte man sich näher mit dem Problem auseinandersetzen, und mehrere experimentelle Daten erstellen.

Binäre Mischungen aus Kugeln gleicher Größe aber unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit : Abbildungen 38 bis 43 zeigen eine Gegenüberstellung der gemessenen Wärmeleitfähigkeiten und der Werte, die man nach den Verfahren M1 bzw. M2 (s. Abschnitt 2.3) für das abgeänderte Okazaki-Modell sowie für dasjenige von Schlünder, Zehner und Bauer berechnet. Bei der Berechnung nach dem Verfahren M1 können die Meßwerte nur mit der Annahme einer punktförmigen Berührungsfläche zwischen benachbarten Kugeln unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit ($\rho_{k12}^2=0$) zufriedenstellend wiedergegeben werden. Diese Annahme steht im Widerspruch zu der nicht punktförmigen Kontaktfläche zwischen gleichen Kugeln. Für die Schüttungen mit Aluminium- und Aluminium-Oxid-Kugeln wird die Änderung der Wärmeleitfähigkeit mit dem Volumenanteil der zwei Komponenten von dem Verfahren M2 besser wiedergegeben (Abb. 38 und 42), besonders für die Schüttungen mit Argon. Für die Mischungen mit Stahl- und Aluminium-Oxid-Kugeln ist der Unterschied zwischen den zwei Verfahren vernachlässigbar (Abb. 39 und 43).

Für die Mischungen mit 75% Volumenanteil von Stahlkugeln sind die unterschiedlichen Werte der Wärmeleitfähigkeit in den zwei Meßebenen auf Inhomogenität der Schüttung, die wegen der großen Differenz in der Dichte der zwei Komponenten auftreten können, zurückzuführen.

Die abgeänderte (s. Abschnitt 2.3) Okazaki-Korrelation und die von Schlünder, Zehner und Bauer liefern ungefähr die gleichen Werte der Wärmeleitfähigkeit.

Die gemessenen Werte der Wärmeleitfähigkeit für durchströmte Schüttungen werden mit dem linearen Ansatz $k_e/k_g = k_e^0/k_g^0 + Pe/K$ zufriedenstellend wiedergegeben (Abbildung 44).

Kein deutlicher Verlauf des Wandwärmübergangskoeffizienten über dem Volumenanteil der zwei Komponenten ist in den Meßergebnissen zu erkennen (Abbildung 45). Das ist auf die geringfügige Abhängigkeit des örtlichen Temperatursprungs an der Wand von dem Typ der in Wandnähe anwesenden Kugeln zurückzuführen.

6. ZUSAMMENFASSUNG

Bei der Dimensionierung eines Helium gekühlten Blankets für einen Fusionsreaktor, in dem binäre Schüttungen mit Kugeln aus Lithiumsilikat als Brutstoff und Beryllium als Multipliematerial bzw. Schüttungen aus Lithiumsilikat-Kugeln, die sich zwischen Berylliumplatten befinden, eingesetzt werden, ist die effektive Wärmeleitfähigkeit von Kugelschüttungen eine wichtige Größe für die Vorausberechnung der entstehenden Temperaturprofile.

Über die Wärmeübertragung in Festbetten sowie zwischen Festbetten und den umgebenden Wänden wurde eine Vielzahl von experimentellen Daten und theoretischen Beziehungen veröffentlicht. Die meisten Untersuchungen beschäftigten sich mit Gleichkornschüttungen, für welche zuverlässige Beziehungen entwickelt worden sind. Für binäre Mischungen von Kugeln gleicher Wärmeleitfähigkeit aber unterschiedlicher Größe liegen experimentelle Daten und theoretische Beziehungen vor, die sehr unterschiedlich und gegensätzlich sind. Binäre Mischungen von Kugeln gleicher Größe aber unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit wurden weniger untersucht. Die bisherigen Ergebnisse für die Wandwärmeübergangskoeffizienten sind unbefriedigend, da starke Abweichungen zwischen den Ergebnissen unterschiedlicher Autoren auffallen.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich hauptsächlich mit binären Mischungen aus gut und schlecht leitenden Kugeln gleicher Größe. Es wurde die Abhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit solcher Schüttungen von dem Volumenanteil der zwei Komponenten untersucht. Gleichkornschüttungen wurden auch untersucht. Um die effektive radiale Wärmeleitfähigkeit und den Wandwärmeübergangskoeffizienten zu messen, wurde als Versuchsapparat ein auf dem Innenradius beheizter ringförmiger Schüttungskanal benutzt. Die radiale Temperaturverteilung beim stationären Zustand wurde gemessen und ausgewertet. Experimente mit stagnierendem sowie mit fließendem Gas wurden durchgeführt. Als Versuchsgas diente Helium bzw. Argon. Der Versuchsplan umfaßt Kugelschüttungen aus Aluminium-Oxid (Durchmesser 1, 2, 4 mm), Aluminium (Durchmesser 2 mm) und Stahl (Durchmesser 2, 4 mm), Lithium-Orthosilikat (Durchmesser 0,5 mm), einige binären Mischungen mit Aluminium-Oxid-Kugeln unterschiedlicher Größe, und verschiedene Mischungen mit Kugeln gleicher Größe aus Aluminium oder Stahl und Aluminium-Oxid. Die ermittelten Werte wurden mit theoretischen Modellen verglichen.

Zur Vorausberechnung des Wandwärmeübergangskoeffizienten werden die Beziehungen von Schlünder /18/ /26/, Hennecke /21/, Yagi und Kunii /10//13/, in Betracht gezogen.

Die in der vorliegenden Arbeit experimentell ermittelten Werte des Wandwärmeübergangskoeffizienten zeigen eine große Streuung und sind nicht immer in guter Übereinstimmung mit den theoretischen Modellen. Die zuverlässigsten gemessenen Werte des Wärmeübergangskoeffizienten, die auf der Innenwand für die Schüttungen mit Argon ermittelt wurden, werden von der Schlünder- und Hennecke-Korrelation gut wiedergegeben. Die Ergebnisse für die Schüttungen aus Lithium-Orthosilikat-Kugel zeigen, daß das Einfügen eines Drahtgeflechtes zwischen Wand und Kugeln eine Verringerung des Wärmeübergangskoeffizienten verursacht.

Das von Schlünder, Zehner und Bauer /17/ /19//22/ /23/ entwickelte Modell zur Vorausberechnung der Wärmeleitfähigkeit wurde für Mischungen von Kugeln gleicher Größe aber unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit erweitert.

Das Modell von Okazaki et. al. /24//25/, womit man die Wärmeleitfähigkeit beliebiger Kugelmischungen rechnen kann, wurde erweitert, um den Einfluß der Wärmestrahlung, der Behinderung der Bewegung der Gasmoleküle in einem von Festkörper begrenzten Raum (Smoluchowsky-Effekt) und der Kontaktfläche zwischen benachbarten Kugeln zu berücksichtigen.

Die hier ermittelten experimentellen Werte der Wärmeleitfähigkeit für Mischungen aus Kugeln unterschiedlicher Größe stimmen mit dem Modell von Okazaki besser als mit dem von Schlünder, Bauer und Zehner überein.

Die in der vorliegenden Arbeit ermittelten experimentellen Werte der Wärmeleitfähigkeit für Schüttungen aus Kugeln gleicher Größe und gleicher oder unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit werden von den erweiterten Beziehungen von Okazaki et. al. und von Schlünder, Bauer und Zehner mit einer für technische Anwendungen hinreichenden Genauigkeit wiedergegeben.

LITERATUR

- /1/ M.Dalle Donne, S.Dorner, S.Taczanowski: 'Conceptual Design of Two Helium Cooled Fusion Blankets (Ceramic and Liquid Breeder) for INTOR' Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK 3584, EUR 7987e, 1983.
- /2/ M.Dalle Donne, U.Fischer, M.Küchle: 'A Helium-Cooled, Poloidal Blanket with Ceramic Breeder and Beryllium Multiplier for the Next European Torus' Nuclear Technology vol.71, 1985, S.15-28.
- /3/ M.Dalle Donne, U.Fischer, M.Küchle, G.Schumacher, G.Sordon, E.Bojarsky, P.Norajitra, H.Reiser, E.Bogusch: 'Pebble Bed Canister: the Karlsruhe Ceramic Breeder Blanket Design for NET' Fusion Technology, zum Erscheinen in 1988.
- /4/ V.Gnielinski: 'Wärme- und Stoffübertragung in Festbetten' Chem.-Ing.-Tech. 52, 1980, Nr.3, S.228-236.
- /5/ Chi-Hsiung Li, B.A.Finlayson: 'Heat Transfer in Packed Beds - A Reevaluation' Chem.Engng.Sci., 1977, Vol. 32, S.1055-1066.
- /6/ E.Tsotsas, H.Martin: 'Thermal Conductivity of Packed Beds : A Review' Chem.Eng.Process.,22(1987), S.19-37.
- /7/ S.Yagi, D.Kunii: 'Studies on Effective Thermal Conductivities in Packed Beds' A.I.Ch.E. Journal Vol.3, Nr.3, 1957, S.373-381.
- /8/ S.Yagi, N.Wakao: 'Heat and Mass Transfer from Wall to Fluid in Packed Beds' A.I.Ch.E. Journal, Vol.5, Nr.1, 1959, S.79-85.
- /9/ D.Kunii, J.M.Smith: 'Heat Transfer Characteristics of Porous Rocks' A.I.Ch.E. Journal Vol. 6, Nr. 1, 1960, S.71-77.
- /10/ S.Yagi, D.Kunii: 'Studies on Heat Transfer Near Wall Surface in Packed Beds' A.I.Ch.E. Journal Vol.6, Nr.1, 1960, S.97-104.
- /11/ K.Ofuchi, D.Kunii: 'Heat-Transfer Characteristics of Packed Beds with Stagnant Fluids' A.I.Ch.E. Journal Vol.6,Nr.4, 1960, S.543-546.

- /12/ S.Yagi, D.Kunii, N.Wakao: 'Radially Effective Thermal Conductivities in Packed Beds' Int. Developments in Heat Transfer, Int. Heat Transfer Conference Boulder, Colorado, 1961, Part IV(90), S.742-759.
- /13/ S.Yagi, D.Kunii: 'Studies on Heat Transfer in Packed Beds' Int. Developments in Heat Transfer, Int. Heat Transfer Conference Boulder, Colorado, 1961, Part IV(91), S.750-759.
- /14/ G.P.Willhite, D.Kunii, J.M.Smith 'Heat Transfer in Beds of Fine Particles' A.I.Ch.E. Journal vol.8, Nr.3, 1962, S.340-345.
- /15/ K.Ofuchi, D.Kunii: 'Heat-Transfer Characteristics of Packed Beds With Stagnant Fluids' Int.J.Heat Mass Transfer Vol.8, 1965, S.749-757.
- /16/ D.Kunii, M.Suzuki: 'Heat Transfer between Wall Surface and Packed Solids A.I.Ch.E. 3th Int. Heat Transfer Conference 1966, Chicago, S.344-352.
- /17/ P.Zehner, E.U.Schlünder: 'Wärmeleitfähigkeit von Schüttungen bei mässigen Temperaturen' Chemie-Ing.-Techn. 42, 1970, Nr. 14, S.933-941.
- /18/ E.U.Schlünder: 'Wärmeübergang an bewegte Kugelschüttungen bei kurzfristigem Kontakt' Chemie-Ing.-Techn. 43, 1971, Nr.11, S.651-654.
- /19/ P.Zehner: 'Experimentelle und theoretische Bestimmung der effektiven Wärmeleitfähigkeit durchströmter Kugelschüttungen bei mässigen und hohen Temperaturen' VDI-Forschungsheft 558, 1973. Karlsruhe(TH) 1973.
- /20/ F.W. Hennecke: 'Über den Wandwiderstand beim Wärmetransport in Schüttungsrohren' Dissertation, Universität-Karlsruhe(TH) 1972.
- /21/ F.W. Hennecke, E.U.Schlünder: 'Wärmeübergang in beheizten oder gekühlten Rohren mit Schüttungen aus Kugeln, Zylindern und Raschig-Ringen' Chemie-Ing.-Tech. 45, 1973, Nr.5, S.277-284.
- /22/ R.Bauer: 'Effektive radiale Wärmeleitfähigkeit gasdurchströmter Schüttungen mit Partikeln unterschiedlicher Form und Größenverteilung' VDI-Forschungsheft 582, 1977.

- /23/ R.Bauer, E.U.Schlünder: 'Effective radial thermal conductivity of packings in gas flow' Int. Chem. Eng. vol. 18, No.2, 1978, S.181-204.
- /24/ M.Okazaki, I.Ito, R.Toei: 'Effective Thermal Conductivities of Wet Granular Materials' A.I.Ch.E.J. Symposium Series Vol.73, Nr.163, 1977, S.164-176.
- /25/ M.Okazaki, T.Yamasaki, S.Gotoh, R.Toei: 'Effective Thermal Conductivity for Granular Beds of Various Binary Mixtures' J.Chem.Eng. Japan Vol.14, Nr.3, 1981, S.183-189.
- /26/ E.U.Schlünder: 'Transport Phenomena in Packed Bed Reactors' ACS Symposium Series 72, 1978, S.110-161.
- /27/ R.F.Benenati, C.B.Brosilow: 'Void Fraction Distribution in Beds of Spheres' A.I.Ch.E. Journal, Vol.8, N.3, 1962, S.359-361.
- /28/ J.Kubie: 'Steady-State Conduction in Stagnant Beds of Solid Particles' Int. J.Heat Mass Transfer Vol.30, Nr.5, 1987, S.937-947.
- /29/ E.U.Schlünder: 'Particle Heat Transfer', Proc. 7th Int. Heat Transfer Conf., Munich, 1982, Vol. 1, RK10, S.195-212.
- /30/ J.J.Lerou, G.F.Froment: 'Velocity, Temperature and Conversion in Fixed Bed Catalytic Reactors' Chem.Eng.Sci. Vol.32, 1977, S.853-861.
- /31/ K.-J.Schröder, U.Renz, K.Elgeti: 'Untersuchungen zum Wärmetransport in flüssigkeitsdurchströmten Schüttungen' Forschungsbericht des Landes Nordrhein-Westfalen Nr.3037, Westdeutscher Verlag 1981.
- /32/ D.Ziolkowski, B.Legawiec: 'Remarks upon Thermokinetic Parameters of the One- and Two-Dimensional Mathematical Models of Heat Transfer in a Tubular Flow Apparatus with a Packed Bed' Chem.Eng.Process., 22(1987), S.65-76.
- /33/ H.S.Carslaw, J.C.Jaeger: 'Conduction of Heat in Solids' Oxford, Clarendon Press 1959.
- /34/ 'Harwell Subroutine Library' AERE Harwell, Didcot (U.K.), 1980.

- /35/ D.W. Marquardt: 'An Algorithm for Least-Squares Estimation of Nonlinear Parameters' J.Soc.Indust.Appl.Math. Vol.11, Nr.2, 1963, S.431-441.
- /36/ R.Fletcher: 'A Modified Marquardt Subroutine for Non-Linear Least Squares' Harwell library AERE - R 67991, 1971.
- /37/ D.Vortmeyer, J.Schuster: 'Evaluation of Steady Flow Profiles in Rectangular and Circular Packed Beds by a Variational Method' Chem.Eng.Sci. Vol.38, Nr.10, 1983, S.1691-1699.
- /38/ J.Schuster: 'Strömungs- und Porositätsverteilung in Schüttungen' Dissertation, Universität München 1982.
- /39/ K.Ridgway, K.J.Tarback: 'Voidage Fluctuations in Randomly-Packed Beds of Spheres Adjacent to a Containing Wall' Chem.Eng.Sci. Vol.23, 1968, S.1147-1155.
- /40/ L.H.S.Roble, R.M.Baird, J.W. Tierney : 'Radial Porosity Variations in Packed Beds' A.I.Ch.E.J. Vol.4, Nr. 4, 1958, S.460-464.
- /41/ K.Ridgway, K.J.Tarback: 'The Random Packing of Spheres' Brit.Chem.Eng. Vol.12, Nr.3, 1967, S.384-388.
- /42/ S.Debbas, H.Rumpf: 'On the Randomness of Beds Packed with Sphere or Irregular Shaped Particles' Chem.Eng.Sci. Vol.21, 1966, S.583-607.
- /43/ H.Martin: 'Low Peclet Number Particle-To-Fluid Heat and Mass Transfer in Packed Beds' Chem.Engng.Sci. vol.33, 1978, S.913-919.
- /44/ R.Jeschar: 'Druckverlust in Mehrkornschüttungen aus Kugeln' Archiv für das Eisenhüttenwesen vol.35, Heft 2, 1964, S.91-108.
- /45/ J.E.Ayer, F.E.Soppet: 'Vibratory Compaction: I, Compaction of Spherical Shapes' J.Am.Ceram.Soc. Vol.48, Nr. 4 (1965), S.180-183.
- /46/ R.K.McGeary: 'Mechanical Packing of Spherical Particles' J.Am.Ceram.Soc. Vol.44, Nr.10, 1961, S.513-523.

- /47/ J.A.Dodds: 'the Porosity and Contact Points in Multicomponent Random Sphere Packings Calculated by a Simple Statistical Geometric Model' J.Cool.Interface Sci. Vol.77, Nr.2, 1980, S.317-327.
- /48/ L.Oger, J.P.Trodec, D.Bideau, J.A.Dodds, M.J.Powell: 'Properties of Disordered Sphere Packings. I. Geometry SStructure : Statistical Model, Numerical Simulations and Experimental Results' Powder Thecnol. Vol.46, 1986, S.121-131.
- /49/ J.Rodriguez, C.H.Allibert, J.M.Chaix: 'A Computer Method for Random Packing of Spheres of Unequal Size' Powder Technol. Vol.47, 1986, S.25-33.
- /50/ G.Schumacher: 'Private Communication ' KfK,1987
- /51/ H.J.Pfriem: 'Der Turbulente Wärmeübergang an Helium and Wasserstoff in beheizten Rohren bei großen axial steigenden Temperaturdifferenzen und das sich daraus ergebende Temperaturprofil' KfK 1860, September 1973.
- /52/ Y.S. Touloukian et al. 'Thermophysical Properties of Matter' MacMillan Company, New York 1970.
- /53/ J.Hilsenrath, C.W.Beckett, W.S.Benedict: 'Tables of Thermodynamic and Transport Properties of Air, Argon, Carbon Dioxide, Carbon Monoxide, Hydrogen, Nitrogen, Oxygen and Steam' Pergamon Press, 1960.
- /54/ Gas Encyclopaedia, L'Air Liquide, Elsevier 1976.
- /55/ Y.S.Touloukian et al.: 'Thermophysical Properties of High Temperature Solid Materials' MacMillan Company, New York 1967.
- /56/ Aluminium-Taschenbuch, Aluminium-Verlag, Duesseldorf 1974.
- /57/ K.R.Van Horn: 'Aluminium' American Society for Metals, Ohio 1967.
- /58/ J.R.Singham: 'Tables of Emissivity of Surfaces' Int.J.Heat Mass Transfer Vol.5, 1962, S.67-76.
- /59/ 'Zur Wärmeleitfähigkeit der Stähle' Technica 24/25/1975, S.2065-2066.

- /60/ K.Bungardt, W.Spyira: 'Wärmeleitfähigkeit unlegierter und legierter Stähle und Legierungen bei Temperaturen zwischen 20 und 700 °C' Arch. Eisenhüttenwes. 36(1965), S.257-267.
- /61/ E.H.Kennard: 'Kinetic Theory of Gases' McGraw-Hill, New York 1938.
- /62/ F.W.Reiter, J.Camposilvan, R.Nehren: 'Akkomodationskoeffizienten von Edelgasen an Pt im Temperaturbereich von 80 K bis 450 K' Wärme- und Stoffübertragung 5 (1972), 116-120.
- /63/ W.Dienst, B.Schulz, A.Skokan, H.Zimmerman: Kernforschungszentrum, Karlsruhe, unveröffentlichter Bericht, März 1985.

TABELLEN

Tafel 1 : Angabe über die Eigenschaften der verwendeten Komponenten der untersuchten Kugelschüttungen.

Gas :

- He /51,54,61,62/ c_p (J/kg K) = 5.2×10^3 Pr = 0.67
 ρ (kg/m³) = $48.091 \times P$ (bar) / T (K) μ (kg/m s) = $0.4646 \times 10^{-6} \times (T(K))^{0.66}$
 k_g (W/m K) = $3.623 \times 10^{-3} \times (T(K))^{0.66}$
 σ (ηm) = $126.3 \times (T(K)/273.) / P$ (bar)
 $\chi = 1. / (1. + 10^{(0.6 - (10^3/T(K) + 1.) / 50.)})$
- Ar /53,54,61,62/ c_p (J/kg K) = 5.2×10^2 Pr = 0.66
 ρ (kg/m³) = $480.43 \times P$ (bar) / T (K) μ (kg/m s) = $0.5219 \times 10^{-6} \times (T(K))^{0.67}$
 k_g (W/m K) = $2.384 \times 10^{-4} \times (T(K))^{0.76}$
 σ (ηm) = $71.8 \times (T(K)/273.) / P$ (bar)
 $\chi = 1. / (1. + 10^{(0.6 - (10^3/T(K) + 1.) / 3.)})$

Feststoff :

- Al₂O₃ /50,52,54,58/ $\epsilon = 0.75$ ρ (kg/m³)^{**} = 3.6×10^3
 k_s (W/m K) = $44.85 - 0.7276 \times 10^{-1} \times T(K) + 0.3543 \times 10^{-4} \times T(K)^2$
 $\delta^{***} = \begin{cases} 10^{-5} \text{ m} & d_p = 2 \text{ mm}, 4 \text{ mm} \\ 0.3 \times 10^{-5} \text{ m} & d_p = 1 \text{ mm} \end{cases}$
- Al /50,52,56,57,58/ ρ (kg/m³)^{**} = 2.7×10^3 $\epsilon = 0.1$ $\delta^{***} = 10^{-6} \text{ m}$
 χ (Ω×cm) = $(2.42 + 0.01117 \times T(^{\circ}\text{C})) \times 10^{-6}$ (elektrischer Widerstand)
 k_s (W/m K) = $2.05 \times 10^{-6} \times T(K) / \chi + 5.03 \times 10^{-2} \times T(K)$
- Stahl (AISI 1086) /50,58,59,60/ ρ (kg/m³)^{**} = 7.7×10^3 $\epsilon = 0.3$ $\delta^{***} = 10^{-6} \text{ m}$
 k_s (W/m K) = $2.985 \times T(K) / (-20. + 0.111 \times T(K)) + 1.674$
- Li₄SiO₄ /63/ $\epsilon = 0.65$ ρ (kg/m³) = 2.23×10^3
 k_s (W/m K) = $(1.98 + 8.5 \times 10^2 / T(K)) (1 - p_o) / (1 + p_o (1.95 - 0.8 \times 10^{-3} \times T(K)))$
 p_o = Porosität der Kugeln = 6.7%

* Diese Werte wurden von dem Autor mit einem Pyknometer gemessen.

** Die Oberflächerrauigkeiten wurden am Mikroskop untersucht /50/.

Tafel 2 : Werte des Kontaktflächenanteils der verwendeten Stoffe für das Modell von Schlünder, Zehner und Bauer und für das abgeänderte Modell von Okazaki et al. (s. Abschnitt 2.3.2)

| Stoffe der benachbarten Kugeln | $\rho_k^2 \times 10^4$ | |
|---|--------------------------|---------------------------------------|
| | Schlünder, Zehner, Bauer | Okazaki et. al. (abgeändertes Modell) |
| Al ₂ O ₃ - Al ₂ O ₃ | 0,5 | 1,2 |
| Li ₄ SiO ₄ - Li ₄ SiO ₄ | 0 | 0 |
| Al - Al | 10 | 6,5 |
| Stahl - Stahl | 5 | 3,2 |
| | Verfahren M2 (M1) | Verfahren M2 (M1) |
| Al ₂ O ₃ - Al | 4 (0) | 2 (0) |
| Stahl - Al ₂ O ₃ | 1,5 (0) | 1,5 (0) |

Tafel 3 : Experimentelle Ergebnisse für die untersuchten Gleichkornschüttungen aus Kugeln.

| Vers. Nr. | Feststoff / Gas | DI (mm) | d _p (mm) | ψ (%) | G (kg/m ² s) | z/DI | T _m (°C) | K _e (W/m K) | RSM (°C) | α _{w1} (W/m ² K) | T ₁ (°C) | ΔT ₁ (°C) | α _{w2} (W/m ² K) | T ₂ (°C) | ΔT ₂ (°C) |
|-----------|-----------------|---------|---------------------|-------|-------------------------|------|---------------------|------------------------|----------|--------------------------------------|---------------------|----------------------|--------------------------------------|---------------------|----------------------|
| A.1 | Al203 / He | 86. | 1. | 39.8 | 0 | 1.86 | 297.1 | 1.708 | 2.6 | 1825.2 | 411.2 | -9.2 | 249.2 | 256.4 | 10.5 |
| | | | | | | | 3.30 | 1.674 | 2.8 | 1520.0 | 416.0 | -11.0 | 333.9 | 258.6 | 7.9 |
| A.2 | Al203 / Ar | 86. | 1. | 39.8 | 0 | 1.86 | 193.8 | 0.354 | 4.9 | 447.1 | 382.8 | -12.9 | 56.8 | 126.6 | 15.9 |
| | | | | | | | 3.30 | 0.341 | 4.0 | 545.0 | 388.9 | -10.6 | 75.4 | 127.0 | 12.0 |
| A.3 | Al203 / He | 86. | 2. | 39.0 | 0 | 1.86 | 332.0 | 1.921 | 1.8 | 1084.0 | 420.5 | -13.0 | 260.3 | 301.2 | 8.5 |
| | | | | | | | 4.30 | 2.024 | 2.7 | 1020.2 | 410.4 | -13.8 | 833.0 | 299.0 | 2.6 |
| A.4 | Al203 / He | 86. | 2. | 0.0 | 0 | 1.86 | 201.7 | 1.721 | 3.8 | 526.9 | 290.2 | -22.5 | 241.9 | 172.9 | 7.7 |
| | | | | | | | 4.30 | 1.645 | 3.1 | 835.1 | 265.9 | -14.2 | 417.8 | 149.6 | 4.5 |
| A.5 | Al203 / He | 86. | 2. | 39.5 | 0 | 1.86 | 80.3 | 1.639 | 4.6 | 991.2 | 257.0 | -24.3 | 551.6 | 23.6 | 6.9 |
| | | | | | | | 3.30 | 1.607 | 3.9 | 1046.2 | 258.6 | -23.0 | 685.7 | 22.2 | 5.5 |
| A.6 | Al203 / He | 86. | 2. | 38.3 | 0 | 1.86 | 76.2 | 1.699 | 3.6 | 1299.5 | 249.0 | -19.1 | 587.6 | 19.9 | 6.6 |
| | | | | | | | 3.30 | 1.678 | 3.3 | 941.5 | 252.7 | -26.3 | 1121.6 | 18.8 | 3.5 |
| A.7 | Al203 / Ar | 86. | 2. | 39.0 | 0 | 1.86 | 236.3 | 0.419 | 6.6 | 308.3 | 442.7 | -23.6 | 92.6 | 167.1 | 12.3 |
| | | | | | | | 4.30 | 0.458 | 5.6 | 296.0 | 404.7 | -24.6 | 145.9 | 152.8 | 7.8 |
| A.8 | Al203 / Ar | 86. | 2. | 39.0 | 0 | 1.86 | 160.4 | 0.344 | 3.6 | 347.9 | 291.9 | -11.1 | 87.8 | 116.1 | 6.9 |
| | | | | | | | 4.30 | 0.384 | 3.9 | 247.0 | 275.4 | -15.7 | 126.6 | 115.7 | 4.8 |
| A.9 | Al203 / Ar | 86. | 2. | 38.0 | 0 | 1.86 | 75.4 | 0.415 | 3.7 | 430.3 | 251.0 | -14.5 | 98.3 | 15.8 | 10.0 |
| | | | | | | | 3.30 | 0.398 | 3.3 | 382.9 | 259.2 | -16.3 | 122.5 | 14.4 | 8.0 |
| A.10 | Al203 / Ar | 86. | 2. | 39.5 | 0 | 1.86 | 79.8 | 0.386 | 4.7 | 303.4 | 258.8 | -19.2 | 82.5 | 19.4 | 11.1 |
| | | | | | | | 3.30 | 0.365 | 4.3 | 433.0 | 267.3 | -13.5 | 92.5 | 18.6 | 9.9 |
| A.11 | Al203 / N2 | 86. | 2. | 39.0 | 0 | 1.86 | 216.5 | 0.518 | 4.6 | 306.7 | 361.6 | -20.4 | 199.5 | 170.4 | 4.9 |
| | | | | | | | 4.30 | 0.549 | 4.3 | 359.5 | 340.0 | -17.4 | 188.7 | 160.1 | 5.2 |
| A.12 | Al203 / He | 96. | 2. | - | 0 | 2.19 | 195.1 | 1.779 | 4.3 | 1631.1 | 312.9 | -11.2 | 229.1 | 164.9 | 13.5 |
| | | | | | | | 5.83 | 1.725 | 6.7 | 3829.4 | 315.3 | -6.4 | 213.6 | 167.8 | 8.8 |
| A.13 | Al203 / He | 96. | 2. | - | 0 | 2.19 | 118.2 | 1.693 | 2.3 | 1291.4 | 179.5 | -8.8 | 293.3 | 104.0 | 4.5 |
| | | | | | | | 5.83 | 1.630 | 3.2 | 2652.1 | 182.4 | -3.1 | 137.8 | 105.4 | 7.9 |
| A.14 | Al203 / He | 86. | 4. | 38.2 | 0 | 1.86 | 286.4 | 1.838 | 2.9 | 830.8 | 373.8 | -15.7 | 254.1 | 256.6 | 8.1 |
| | | | | | | | 3.30 | 1.873 | 2.0 | 765.1 | 380.7 | -17.1 | 377.0 | 266.1 | 5.4 |
| A.15 | Al203 / He | 86. | 4. | 38.0 | 0 | 1.86 | 268.6 | 1.777 | 2.7 | 976.3 | 355.4 | -13.1 | 245.5 | 238.4 | 8.1 |
| | | | | | | | 3.30 | 1.833 | 2.1 | 757.3 | 359.0 | -16.9 | 258.4 | 243.5 | 7.7 |
| A.16 | Al203 / He | 86. | 4. | 38.2 | 0 | 1.86 | 300.1 | 1.879 | 1.9 | 1135.3 | 385.1 | -11.7 | 264.7 | 270.5 | 7.9 |
| | | | | | | | 3.30 | 1.936 | 2.2 | 805.7 | 394.2 | -16.5 | 290.6 | 280.8 | 7.2 |
| A.17 | Al203 / He | 86. | 4. | 39.2 | 0 | 1.86 | 79.6 | 1.655 | 3.7 | 1184.0 | 249.1 | -19.9 | 497.0 | 24.2 | 7.4 |
| | | | | | | | 3.30 | 1.755 | 4.2 | 787.7 | 239.7 | -29.9 | 676.6 | 22.8 | 5.5 |

Tafel 3 : Experimentelle Ergebnisse für die untersuchten Gleichkorn-
schüttungen aus Kugeln (Fortsetzung).

| Vers. Nr. | Fest- stoff | Gas | DI (mm) | d _p (mm) | ψ % | G (kg/m ² s) | z/DI | T _m (°C) | K _e (W/m K) | RSM (°C) | α _{w1} (W/m ² K) | T ₁ (°C) | ΔT ₁ (°C) | α _{w2} (W/m ² K) | T ₂ (°C) | ΔT ₂ (°C) | Re |
|--------------|----------------|------|------------|------------------------|--------|----------------------------|--------------|------------------------|---------------------------|-------------|---|------------------------|-------------------------|---|------------------------|-------------------------|----------------|
| A. 18 | Al203 | / Ar | 86. | 4. | 38.0 | 0 | 1.86 3.30 | 201.3 205.3 | 0.402 0.412 | 3.3 3.3 | 230.7 195.2 | 364.6 367.5 | -23.6 -27.9 | 86.6 75.6 | 147.2 151.7 | 9.9 11.3 | |
| A. 19 | Al203 | / Ar | 86. | 4. | 38.0 | 0 | 1.86 4.30 | 237.5 232.9 | 0.450 0.503 | 5.1 5.6 | 188.7 186.7 | 430.7 407.9 | -37.2 -37.6 | 86.2 113.6 | 174.5 177.5 | 12.8 9.7 | |
| A. 19.V1 | Al203 | / Ar | 86. | 4. | 38.0 | 0 | 1.86 4.30 | 83.0 149.9 | 0.549 0.549 | 6.7 9.4 | 187.4 229.5 | 362.6 446.9 | -77.1 -63.0 | 34.6 - | 44.1 88.2 | 1.7 0.0 | 88.4 77.6 |
| A. 19.V2 | Al203 | / Ar | 86. | 4. | 38.0 | 0 | 1.86 4.30 | 54.9 108.7 | 0.577 0.542 | 5.6 8.5 | 161.7 207.1 | 284.9 361.3 | -76.7 -59.9 | 68.5 - | 27.4 62.2 | 2.2 0.0 | 106.4 94.9 |
| A. 20 | Al203 | / Ar | 86. | 4. | 38.0 | 0 | 1.86 4.30 | 140.5 125.1 | 0.371 0.413 | 3.2 3.5 | 125.6 131.0 | 266.9 239.5 | -29.5 -28.2 | 85.9 195.1 | 100.9 91.1 | 6.8 3.0 | |
| A. 21 | Al203 | / Ar | 86. | 4. | 39.2 | 0 | 1.86 3.30 | 72.9 65.8 | 0.412 0.437 | 2.7 3.8 | 244.2 212.7 | 228.8 215.1 | -21.8 -25.1 | 81.1 138.9 | 20.8 18.5 | 10.3 6.0 | |
| A. 21.V1 | Al203 | / Ar | 86. | 4. | 39.2 | 0.436 | 1.86 3.30 | 59.6 75.3 | 0.439 0.460 | 4.2 5.7 | 163.8 270.9 | 266.9 285.1 | -51.4 -31.1 | 119.7 558.6 | 18.2 17.6 | 4.0 1.9 | 71.7 69.2 |
| A. 21.V2 | Al203 | / Ar | 86. | 4. | 39.2 | 0.711 | 1.86 3.30 | 58.9 73.2 | 0.547 0.511 | 4.6 6.3 | 164.1 287.7 | 278.9 308.5 | -66.9 -38.1 | 47.3 - | 19.2 16.3 | 7.1 0.6 | 117.0 113.3 |
| A. 21.V3 | Al203 | / Ar | 86. | 4. | 39.2 | 1.012 | 1.86 3.30 | 52.1 69.3 | 0.648 0.556 | 5.9 6.8 | 165.9 308.8 | 280.1 321.8 | -80.7 -43.4 | - - | 15.4 15.8 | 0.1 -0.3 | 169.3 162.3 |
| A. 22 | Al | / He | 86. | 2. | 39.4 | 0 | 1.86 3.30 | 81.5 80.7 | 7.189 7.163 | 6.3 4.8 | 1727.1 1634.8 | 226.1 227.0 | -45.4 -47.9 | 833.8 889.0 | 34.6 34.1 | 14.7 13.8 | |
| A. 23 | Al | / He | 86. | 2. | 39.4 | 0 | 1.86 3.30 | 93.9 94.0 | 6.178 5.955 | 5.3 6.5 | 2102.8 1917.1 | 249.7 256.6 | -36.1 -39.6 | 723.3 687.1 | 41.0 39.0 | 16.5 17.4 | |
| A. 24 | Al | / He | 86. | 2. | 39.2 | 0 | 1.86 3.30 | 87.8 90.0 | 6.855 6.388 | 6.0 5.3 | 1735.5 1482.4 | 232.4 247.3 | -43.4 -50.8 | 695.7 752.1 | 39.5 39.4 | 17.0 15.7 | |
| A. 25 | Al | / Ar | 86. | 2. | 39.4 | 0 | 1.86 3.30 | 74.4 73.3 | 4.359 4.514 | 6.0 3.2 | 626.2 514.0 | 216.1 218.6 | -67.2 -81.9 | 355.3 334.6 | 30.1 29.6 | 18.6 19.7 | |
| A. 26 | Al | / Ar | 86. | 2. | 39.4 | 0 | 1.86 3.30 | 87.8 91.1 | 3.609 3.500 | 4.5 5.8 | 671.4 590.5 | 245.0 256.4 | -60.9 -69.2 | 291.9 249.4 | 35.7 35.9 | 22.0 25.7 | |
| A. 27 | Al | / Ar | 86. | 2. | 39.2 | 0 | 1.86 3.30 | 81.4 85.8 | 3.744 3.453 | 4.6 3.7 | 537.4 452.5 | 232.3 253.1 | -71.6 -85.1 | 288.4 272.6 | 33.6 34.3 | 20.9 22.1 | |

Tafel 3 : Experimentelle Ergebnisse für die untersuchten Gleichkorn-
Schüttungen aus Kugeln (Fortsetzung).

| Vers. Nr. | Feststoff | Gas | DI (mm) | d_p (mm) | ψ % | G (kg/m ² s) | z/DI | T _m (°C) | K _e (W/m K) | RSM (°C) | α_{w1} (W/m ² K) | T ₁ (°C) | ΔT_1 (°C) | α_{w2} (W/m ² K) | T ₂ (°C) | ΔT_2 (°C) | Re |
|-----------|---------------|-----|---------|------------|----------|-------------------------|--------------|---------------------|------------------------|------------|------------------------------------|---------------------|-------------------|------------------------------------|---------------------|-------------------|----------------|
| A.28 | AISI1086 / He | | 86. | 2. | 37.6 | 0 | 1.86 3.30 | 81.3 78.3 | 2.602 2.659 | 4.8 5.0 | 2032.6 2004.6 | 248.3 242.0 | -18.1 -18.3 | 566.7 624.7 | 25.0 23.6 | 10.2 9.2 | |
| A.29 | AISI1086 / He | | 86. | 2. | 38.0 | 0 | 1.86 3.30 | 79.7 77.1 | 2.500 2.535 | 4.4 5.3 | 2578.2 1670.3 | 239.0 237.9 | -13.2 -20.4 | 665.3 765.5 | 26.1 24.8 | 8.0 7.0 | |
| A.30 | AISI1086 / Ar | | 86. | 2. | 37.6 | 0 | 1.86 3.30 | 81.6 78.0 | 1.484 1.507 | 4.8 5.0 | 637.7 852.6 | 260.6 250.3 | -33.7 -25.2 | 238.5 267.0 | 22.0 20.0 | 14.1 12.6 | |
| A.31 | AISI1086 / Ar | | 86. | 2. | 38.0 | 0 | 1.86 3.30 | 70.3 67.3 | 1.097 1.157 | 2.7 3.9 | 486.2 352.0 | 225.0 220.2 | -28.4 -39.1 | 295.0 306.2 | 21.0 20.5 | 7.3 7.1 | |
| A.32 | AISI1086 / He | | 86. | 4. | 37.3 | 0 | 1.86 3.30 | 78.1 76.6 | 2.160 2.102 | 4.6 2.9 | 948.6 895.9 | 235.6 238.9 | -29.1 -30.8 | 543.6 755.4 | 27.9 26.2 | 8.0 5.7 | |
| A.33 | AISI1086 / He | | 86. | 4. | 36.6 | 0 | 1.86 3.30 | 76.7 71.8 | 2.165 2.281 | 3.7 2.8 | 1557.3 1086.0 | 233.7 225.3 | -18.4 -26.3 | 646.6 899.8 | 25.4 23.9 | 6.9 5.0 | |
| A.34 | AISI1086 / Ar | | 86. | 4. | 37.3 | 0 | 1.86 3.30 | 75.5 76.6 | 0.698 0.703 | 6.0 4.1 | 165.3 149.6 | 253.2 256.2 | -56.4 -62.3 | 159.5 131.6 | 22.4 23.0 | 9.2 11.1 | |
| A.34.V1 | AISI1086 / Ar | | 86. | 4. | 37.3 | 0.427 | 1.86 3.30 | 60.6 72.7 | 0.641 0.652 | 5.0 3.9 | 164.1 143.8 | 255.2 276.8 | -65.8 -75.1 | 75.7 69.3 | 20.9 24.0 | 7.9 13.0 | 70.0 68.2 |
| A.34.V2 | AISI1086 / Ar | | 86. | 4. | 37.3 | 0.696 | 1.86 3.30 | 59.3 72.8 | 0.760 0.793 | 5.6 6.0 | 166.9 172.5 | 288.4 309.4 | -87.6 -84.7 | - - | 15.9 16.6 | 0.2 0.0 | 114.5 111.1 |
| A.34.V3 | AISI1086 / Ar | | 86. | 4. | 37.3 | 0.984 | 1.86 3.30 | 62.0 75.1 | 0.842 0.819 | 5.7 6.4 | 176.0 195.2 | 315.8 347.5 | -104.1 -93.9 | 67.9 - | 19.6 15.9 | 7.6 0.1 | 160.9 156.3 |
| A.35 | AISI1086 / Ar | | 86. | 4. | 36.6 | 0 | 1.86 3.30 | 77.0 74.7 | 0.845 0.859 | 4.0 3.2 | 226.9 218.1 | 255.0 251.1 | -50.7 -52.8 | 197.5 222.9 | 23.0 22.1 | 9.1 8.1 | |
| A.35.V1 | AISI1086 / Ar | | 86. | 4. | 36.6 | 0.688 | 1.86 3.30 | 68.3 80.0 | 0.918 1.094 | 4.1 3.5 | 272.9 262.5 | 290.2 289.6 | -65.8 -68.4 | 175.6 250.6 | 21.7 23.8 | 6.6 9.0 | 110.9 108.1 |
| A.35.V2 | AISI1086 / Ar | | 86. | 4. | 36.6 | 0.987 | 1.86 3.30 | 68.3 81.1 | 0.983 1.299 | 5.1 4.4 | 315.4 248.7 | 312.8 313.9 | -69.8 -88.6 | 108.3 - | 22.1 20.0 | 7.8 1.6 | 159.1 154.8 |
| LI.1 | Li4SiO4 / He | | 86. | .5 | 38.1 | 0 | 1.86 | 51.6 | 0.736 | 4.6 | 5261.8 | 164.7 | -1.4 | 501.1 | 14.0 | 2.3 | |
| LI.2 | Li4SiO4 / He | | 86. | .5 | 38.1 | 0 | 1.86 | 131.6 | 0.825 | 12.9 | 4249.0 | 454.2 | -5.6 | 382.3 | 23.2 | 9.7 | |
| LI.3 | Li4SiO4 / He | | 86. | .5 | 38.0 | 0 | 1.86 | 149.6 | 0.795 | 4.0 | 1932.4 | 239.3 | -3.2 | 120.4 | 117.0 | 8.1 | |
| LI.4 | Li4SiO4 / He | | 86. | .5 | 38.0 | 0 | 1.86 | 192.2 | 0.826 | 3.7 | 968.5 | 301.3 | -8.0 | 140.9 | 153.9 | 8.6 | |
| LI.5 | Li4SiO4 / He | | 86. | .5 | 38.0 | 0 | 1.86 | 219.3 | 0.853 | 3.9 | 844.3 | 327.7 | -9.4 | 162.8 | 181.8 | 7.6 | |
| LI.6 | Li4SiO4 / He | | 86. | .5 | 38.0 | 0 | 1.86 | 306.6 | 0.877 | 4.5 | 1100.3 | 434.9 | -8.8 | 196.6 | 262.6 | 7.8 | |
| LI.7 | Li4SiO4 / He | | 86. | .5 | 38.0 | 0 | 1.86 | 333.0 | 0.904 | 4.2 | 861.2 | 451.2 | -10.6 | 235.5 | 293.4 | 6.1 | |

Tafel 4 : Experimentelle Ergebnisse für die untersuchten binären Mischungen aus Kugeln gleicher Wärmeleitfähigkeit aber unterschiedlicher Größe.

| Vers. Nr. | Feststoff | Gas | DI (mm) | d_{p1} (mm) V_1 | d_{p2} (mm) V_2 | ψ % | G (kg/m ² s) | z/DI | T_m (°C) | K_e (W/m K) | RSM (°C) | α_{w1} (W/m ² K) | T_1 (°C) | ΔT_1 (°C) | α_{w2} (W/m ² K) | T_2 (°C) | ΔT_2 (°C) | Re |
|-----------|-----------|-----|---------|------------------------|------------------------|----------|-------------------------|--------------|----------------|----------------|------------|------------------------------------|----------------|-------------------|------------------------------------|----------------|-------------------|----------------|
| B.1 | Al203 | He | 86. | 4. 50.% | 2. 50.% | 37.8 | 0 | 1.86 3.30 | 313.9 322.3 | 1.986 2.050 | 3.5 1.9 | 1137.3 965.8 | 412.6 419.4 | -14.3 -16.8 | 369.3 405.9 | 280.7 290.4 | 6.9 6.3 | |
| B.2 | Al203 | He | 86. | 4. 50.% | 2. 50.% | 36.6 | 0 | 1.86 3.30 | 72.0 73.2 | 1.904 1.815 | 3.2 3.4 | 823.5 1063.4 | 225.9 230.6 | -28.8 -22.3 | 730.8 1191.4 | 24.3 24.2 | 5.1 3.1 | |
| B.3 | Al203 | Ar | 86. | 4. 50.% | 2. 50.% | 37.8 | 0 | 1.86 3.30 | 220.2 222.7 | 0.421 0.427 | 3.9 2.7 | 250.0 268.8 | 386.3 385.9 | -23.2 -21.6 | 74.4 77.0 | 164.1 167.4 | 12.3 11.8 | |
| B.4 | Al203 | Ar | 86. | 4. 50.% | 2. 50.% | 36.6 | 0 | 1.86 3.30 | 69.4 71.3 | 0.436 0.418 | 2.6 3.1 | 235.7 363.3 | 234.1 238.1 | -25.1 -16.3 | 106.3 106.5 | 15.7 15.6 | 8.7 8.7 | |
| B.4.V1 | Al203 | Ar | 86. | 4. 50.% | 2. 50.% | 36.6 | 0.644 | 1.86 3.30 | 64.6 81.2 | 0.553 0.566 | 4.1 4.2 | 239.1 297.3 | 308.7 340.6 | -53.3 -42.9 | 84.0 - | 14.9 11.9 | 7.4 0.0 | 71.9 69.4 |
| B.4.V2 | Al203 | Ar | 86. | 4. 50.% | 2. 50.% | 36.6 | 1.00 | 1.86 3.30 | 55.1 77.4 | 0.645 0.597 | 5.7 4.9 | 222.2 322.2 | 324.2 374.0 | -74.4 -51.4 | - - | 10.7 11.5 | 0.0 0.0 | 111.2 105.8 |
| B.5 | Al203 | He | 86. | 4. 75.% | 1. 25.% | 30.0 | 0 | 1.86 3.30 | 94.6 84.6 | 2.161 2.395 | 7.5 4.5 | 1403.9 1040.3 | 293.6 269.9 | -25.6 -34.6 | 613.2 1028.3 | 29.6 27.4 | 9.2 5.5 | |
| B.6 | Al203 | Ar | 86. | 4. 75.% | 1. 25.% | 32.3 | 0 | 1.86 3.30 | 78.0 74.6 | 0.408 0.410 | 3.7 3.9 | 278.7 379.0 | 254.8 247.7 | -21.7 -16.0 | 70.4 89.0 | 17.5 15.8 | 13.5 10.7 | |
| B.7 | Al203 | Ar | 86. | 4. 75.% | 1. 25.% | 32.0 | 0 | 1.86 3.30 | 67.8 73.5 | 0.522 0.464 | 2.3 3.4 | 365.5 354.9 | 227.6 252.2 | -19.1 -19.7 | 143.2 140.8 | 15.3 14.9 | 7.7 7.8 | |
| B.8 | Al203 | Ar | 86. | 4. 75.% | 1. 25.% | 30.0 | 0 | 1.86 3.30 | 90.3 75.5 | 0.502 0.594 | 6.4 3.6 | 454.1 262.2 | 280.9 244.5 | -17.9 -31.1 | 96.1 164.9 | 24.8 22.0 | 13.3 7.8 | |

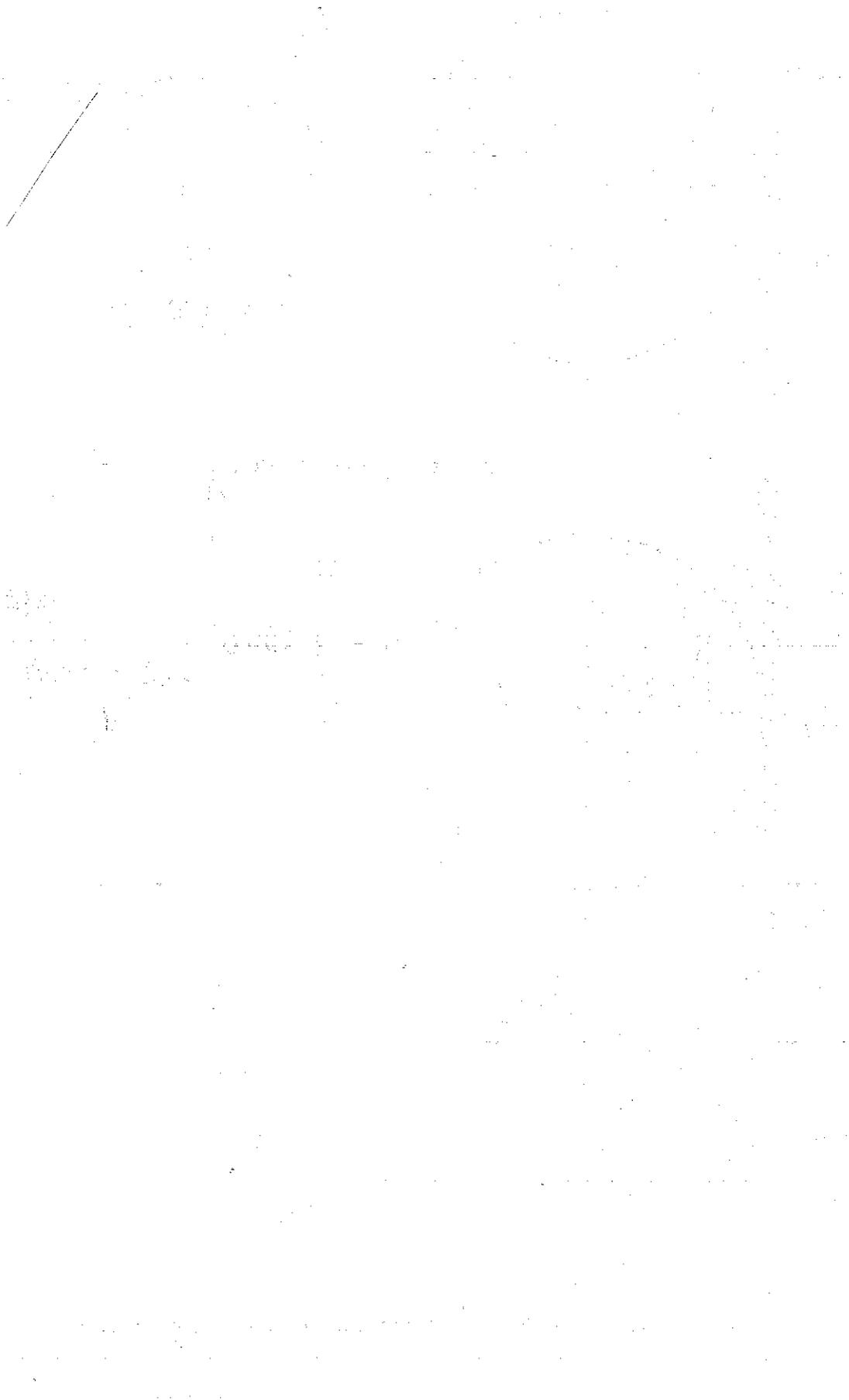
Tafel 5 : Experimentelle Ergebnisse für die untersuchten binären Mischungen aus Kugeln gleicher Größe aber unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit.

| Vers. | Feststoff1- V ₁ | Feststoff2- V ₂ | Gas | DI (mm) | d _p (mm) | ψ % | G (kg/mfs) | z/DI | T _m (°C) | k _e (W/mK) | RSM (°C) | a _{w1} (W/m ² K) | T ₁ (°C) | ΔT ₁ (°C) | a _{w2} (W/m ² K) | T ₂ (°C) | ΔT ₂ (°C) |
|-------|-------------------------------|-------------------------------|------|------------|------------------------|--------|---------------|--------------|------------------------|--------------------------|-------------|---|------------------------|-------------------------|---|------------------------|-------------------------|
| C. 1 | AL 20. % | AL203 80. % | / He | 86. | 2. | 39.5 | 0 | 1.86 3.30 | 77.5 | 1.822 | 3.7 | 1406.1 | 248.9 | -18.8 | 515.6 | 21.1 | 8.0 |
| | | | | | | | | | 72.3 | 1.957 | 3.6 | 1028.7 | 236.0 | -25.6 | 819.3 | 20.9 | 5.1 |
| C. 2 | AL 40. % | AL203 60. % | / He | 86. | 2. | 38.0 | 0 | 1.86 3.30 | 79.1 | 2.164 | 3.9 | 1457.2 | 246.9 | -20.9 | 521.0 | 23.6 | 9.2 |
| | | | | | | | | | 77.7 | 2.150 | 3.9 | 1487.6 | 246.4 | -20.4 | 700.5 | 23.0 | 6.8 |
| C. 3 | AL 40. % | AL203 60. % | / He | 86. | 2. | 37.5 | 0 | 1.86 3.30 | 79.1 | 2.325 | 2.9 | 1996.3 | 238.0 | -15.7 | 623.8 | 26.3 | 7.9 |
| | | | | | | | | | 76.1 | 2.387 | 4.5 | 1224.9 | 235.9 | -25.6 | 688.5 | 25.0 | 7.1 |
| C. 4 | AL 60. % | AL203 40. % | / He | 86. | 2. | 37.0 | 0 | 1.86 3.30 | 80.8 | 2.920 | 4.0 | 1429.7 | 256.4 | -29.4 | 673.9 | 23.8 | 9.8 |
| | | | | | | | | | 78.4 | 3.070 | 4.0 | 1444.2 | 246.0 | -29.1 | 672.6 | 24.0 | 9.8 |
| C. 5 | AL 60. % | AL203 40. % | / He | 86. | 2. | 38.0 | 0 | 1.86 3.30 | 84.9 | 2.990 | 6.2 | 1246.3 | 247.9 | -31.6 | 481.5 | 30.8 | 12.8 |
| | | | | | | | | | 80.1 | 3.044 | 5.3 | 1314.2 | 239.7 | -29.9 | 585.9 | 28.0 | 10.5 |
| C. 6 | AL 80. % | AL203 20. % | / He | 86. | 2. | 38.0 | 0 | 1.86 3.30 | 86.9 | 4.860 | 5.5 | 1768.5 | 251.3 | -35.9 | 635.5 | 31.6 | 15.7 |
| | | | | | | | | | 91.3 | 4.590 | 6.0 | 1852.5 | 263.5 | -34.3 | 698.8 | 34.0 | 14.3 |
| C. 7 | AL 20. % | AL203 80. % | / Ar | 86. | 2. | 39.5 | 0 | 1.86 3.30 | 76.4 | 0.506 | 5.9 | 545.4 | 241.3 | -13.1 | 76.9 | 17.8 | 14.6 |
| | | | | | | | | | 66.6 | 0.562 | 4.1 | 287.9 | 221.5 | -24.9 | 114.1 | 15.5 | 9.8 |
| C. 8 | AL 40. % | AL203 60. % | / Ar | 86. | 2. | 38.0 | 0 | 1.86 3.30 | 80.9 | 0.635 | 5.7 | 330.9 | 254.2 | -27.4 | 84.6 | 20.8 | 16.8 |
| | | | | | | | | | 74.7 | 0.657 | 4.9 | 459.0 | 238.9 | -19.7 | 110.6 | 18.3 | 12.8 |
| C. 9 | AL 40. % | AL203 60. % | / Ar | 86. | 2. | 37.5 | 0 | 1.86 3.30 | 74.1 | 0.776 | 5.4 | 427.7 | 230.7 | -23.5 | 143.5 | 21.7 | 11.0 |
| | | | | | | | | | 73.9 | 0.781 | 5.9 | 313.4 | 233.7 | -32.0 | 133.1 | 21.4 | 11.8 |
| C. 10 | AL 60. % | AL203 40. % | / Ar | 86. | 2. | 37.0 | 0 | 1.86 3.30 | 84.5 | 1.548 | 5.5 | 422.6 | 261.0 | -49.6 | 156.2 | 24.8 | 21.1 |
| | | | | | | | | | 81.0 | 1.634 | 6.1 | 560.6 | 243.4 | -37.4 | 161.0 | 24.2 | 20.4 |
| C. 11 | AL 60. % | AL203 40. % | / Ar | 86. | 2. | 38.0 | 0 | 1.86 3.30 | 92.9 | 1.535 | 7.5 | 407.7 | 264.3 | -49.4 | 120.9 | 32.3 | 26.1 |
| | | | | | | | | | 86.8 | 1.564 | 6.3 | 466.4 | 252.4 | -43.1 | 143.6 | 29.1 | 22.0 |
| C. 12 | AL 80. % | AL203 20. % | / Ar | 86. | 2. | 38.0 | 0 | 1.86 3.30 | 83.1 | 2.624 | 3.9 | 561.0 | 252.7 | -58.6 | 259.9 | 27.8 | 19.8 |
| | | | | | | | | | 90.4 | 2.564 | 5.5 | 567.3 | 262.9 | -57.9 | 208.8 | 31.5 | 24.7 |
| C. 13 | ALSI1086 25. % | AL203 75. % | / He | 86. | 2. | 37.0 | 0 | 1.86 3.30 | 73.5 | 1.750 | 3.4 | 2177.0 | 228.2 | -10.7 | 647.5 | 22.3 | 5.7 |
| | | | | | | | | | 69.4 | 1.890 | 3.7 | 975.8 | 219.7 | -23.9 | 621.8 | 21.7 | 5.9 |
| C. 14 | ALSI1086 50. % | AL203 50. % | / He | 86. | 2. | 36.8 | 0 | 1.86 3.30 | 75.0 | 1.904 | 3.6 | 1965.3 | 225.0 | -12.4 | 448.5 | 24.2 | 8.6 |
| | | | | | | | | | 68.9 | 1.995 | 3.3 | 1205.3 | 216.3 | -20.3 | 721.0 | 21.8 | 5.3 |
| C. 15 | ALSI1086 75. % | AL203 25. % | / He | 86. | 2. | 36.5 | 0 | 1.86 3.30 | 75.2 | 2.120 | 5.0 | 1812.1 | 225.5 | -14.9 | 456.8 | 24.3 | 9.3 |
| | | | | | | | | | 67.8 | 2.282 | 3.9 | 1322.8 | 210.6 | -20.4 | 713.3 | 21.9 | 5.9 |
| C. 16 | ALSI1086 25. % | AL203 75. % | / Ar | 86. | 2. | 37.0 | 0 | 1.86 3.30 | 73.0 | 0.416 | 3.8 | 428.5 | 231.8 | -13.2 | 94.1 | 19.0 | 9.4 |
| | | | | | | | | | 66.7 | 0.461 | 3.6 | 313.5 | 213.1 | -18.0 | 112.4 | 18.2 | 7.9 |
| C. 17 | ALSI1086 50. % | AL203 50. % | / Ar | 86. | 2. | 36.8 | 0 | 1.86 3.30 | 72.2 | 0.516 | 4.0 | 852.5 | 218.0 | -7.7 | 90.7 | 20.5 | 11.3 |
| | | | | | | | | | 62.6 | 0.580 | 2.9 | 270.2 | 201.0 | -24.2 | 138.4 | 18.0 | 7.4 |
| C. 18 | ALSI1086 75. % | AL203 25. % | / Ar | 86. | 2. | 36.5 | 0 | 1.86 3.30 | 72.4 | 0.739 | 3.4 | 340.4 | 230.9 | -28.0 | 141.4 | 20.3 | 10.6 |
| | | | | | | | | | 59.9 | 0.920 | 2.6 | 383.0 | 188.4 | -24.9 | 199.8 | 18.5 | 7.5 |

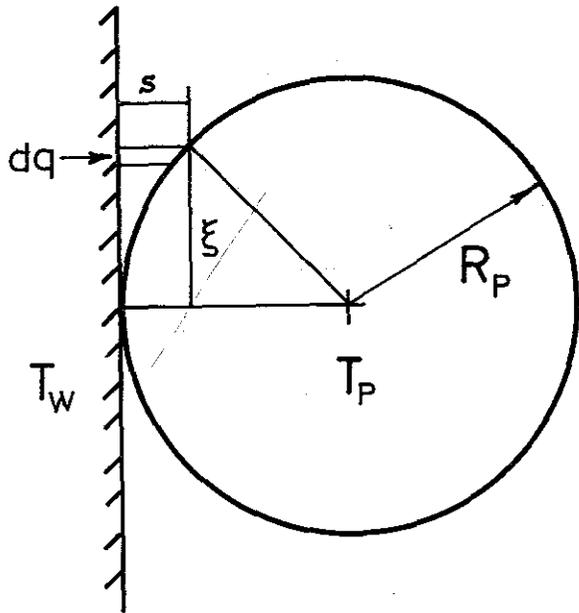
Tafel 5 : Experimentelle Ergebnisse für die untersuchten binären Mischungen aus Kugeln gleicher Größe aber unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit (Fortsetzung).

| Vers. | Feststoff1- V ₁ | Feststoff2 / V ₂ | Gas | DI (mm) | d _p (mm) | Ψ % | G (kg/nfs) | z/DI | T _m (°C) | k _e (W/mK) | RSM (°C) | α _{w1} (W/m ² K) | T ₁ (°C) | ΔT ₁ (°C) | α _{w2} (W/m ² K) | T ₂ (°C) | ΔT ₂ (°C) | Re |
|---------|-------------------------------|--------------------------------|------|------------|------------------------|--------|---------------|------|------------------------|--------------------------|-------------|---|------------------------|-------------------------|---|------------------------|-------------------------|-------|
| C.19 | AISI1086 50.% | - AL203 50.% | / He | 86. | 4. | 39.4 | 0 | 1.86 | 71.5 | 1.788 | 3.1 | 929.8 | 219.2 | -23.4 | 547.9 | 24.3 | 6.2 | |
| | | | | | | | | 3.30 | 67.8 | 1.859 | 3.0 | 637.3 | 215.7 | -34.1 | 701.3 | 23.0 | 4.9 | |
| C.20 | AISI1086 75.% | - AL203 25.% | / He | 86. | 4. | 38.9 | 0 | 1.86 | 79.7 | 1.911 | 6.2 | 1994.0 | 242.5 | -13.4 | 702.9 | 26.1 | 5.9 | |
| | | | | | | | | 3.30 | 74.9 | 2.109 | 2.8 | 809.2 | 232.9 | -32.9 | 728.5 | 26.2 | 5.7 | |
| C.21 | AISI1086 50.% | - AL203 50.% | / Ar | 86. | 4. | 39.4 | 0 | 1.86 | 78.7 | 0.454 | 4.6 | 179.8 | 252.4 | -35.2 | 83.3 | 22.2 | 11.9 | |
| | | | | | | | | 3.30 | 70.9 | 0.499 | 3.6 | 138.4 | 236.0 | -45.8 | 108.2 | 20.3 | 9.2 | |
| C.22 | AISI1086 50.% | - AL203 50.% | / Ar | 86. | 4. | 39.4 | 0 | 1.86 | 82.2 | 0.426 | 4.6 | 150.0 | 272.5 | -42.9 | 100.0 | 22.4 | 10.1 | |
| | | | | | | | | 3.30 | 78.1 | 0.436 | 4.1 | 123.6 | 269.2 | -52.0 | 134.1 | 20.9 | 7.5 | |
| C.22.V1 | AISI1086 50.% | - AL203 50.% | / Ar | 86. | 4. | 39.4 | 0.424 | 1.86 | 63.2 | 0.490 | 5.5 | 161.1 | 280.2 | -59.8 | 83.5 | 19.1 | 6.4 | 69.1 |
| | | | | | | | | 3.30 | 75.5 | 0.602 | 5.8 | 139.9 | 288.0 | -68.8 | 759.2 | 17.4 | 1.9 | 67.3 |
| C.22.V2 | AISI1086 50.% | - AL203 50.% | / Ar | 86. | 4. | 39.4 | 0.695 | 1.86 | 60.0 | 0.568 | 7.1 | 160.1 | 300.9 | -78.1 | 67.0 | 19.6 | 5.2 | 114.2 |
| | | | | | | | | 3.30 | 77.0 | 0.564 | 5.3 | 184.4 | 326.5 | -67.8 | 91.1 | 22.1 | 9.2 | 110.0 |
| C.22.V3 | AISI1086 50.% | - AL203 50.% | / Ar | 86. | 4. | 39.4 | 0.983 | 1.86 | 62.0 | 0.670 | 8.7 | 175.8 | 340.7 | -97.3 | 149.8 | 18.5 | 3.3 | 160.8 |
| | | | | | | | | 3.30 | 81.3 | 0.639 | 6.7 | 218.8 | 374.6 | -78.2 | 83.0 | 22.2 | 10.0 | 154.1 |
| C.23 | AISI1086 75.% | - AL203 25.% | / Ar | 86. | 4. | 38.9 | 0 | 1.86 | 76.7 | 0.639 | 7.6 | 337.0 | 246.9 | -26.6 | 191.2 | 22.2 | 7.4 | |
| | | | | | | | | 3.30 | 69.6 | 0.746 | 3.9 | 197.7 | 226.7 | -45.3 | 184.4 | 22.3 | 7.6 | |
| C.24 | AISI1086 75.% | - AL203 25.% | / Ar | 86. | 4. | 38.9 | 0 | 1.86 | 77.8 | 0.619 | 8.6 | 267.4 | 259.0 | -33.9 | 242.2 | 21.6 | 5.9 | |
| | | | | | | | | 3.30 | 72.9 | 0.685 | 4.3 | 178.2 | 246.6 | -50.9 | 225.1 | 21.7 | 6.3 | |
| C.24.V1 | AISI1086 75.% | - AL203 25.% | / Ar | 86. | 4. | 38.9 | 0.694 | 1.86 | 63.7 | 0.508 | 11.9 | 328.6 | 305.1 | -37.3 | - | 18.0 | 0.0 | 113.1 |
| | | | | | | | | 3.30 | 77.5 | 0.772 | 5.6 | 162.5 | 291.4 | -75.5 | 724.7 | 20.4 | 2.5 | 109.7 |
| C.24.V2 | AISI1086 75.% | - AL203 25.% | / Ar | 86. | 4. | 38.9 | 0.983 | 1.86 | 62.9 | 0.704 | 13.5 | 411.3 | 321.1 | -44.8 | - | 18.5 | -0.1 | 160.4 |
| | | | | | | | | 3.30 | 78.8 | 0.910 | 5.1 | 255.8 | 316.3 | -72.1 | 156.7 | 24.4 | 9.3 | 154.8 |

ABBILDUNGEN



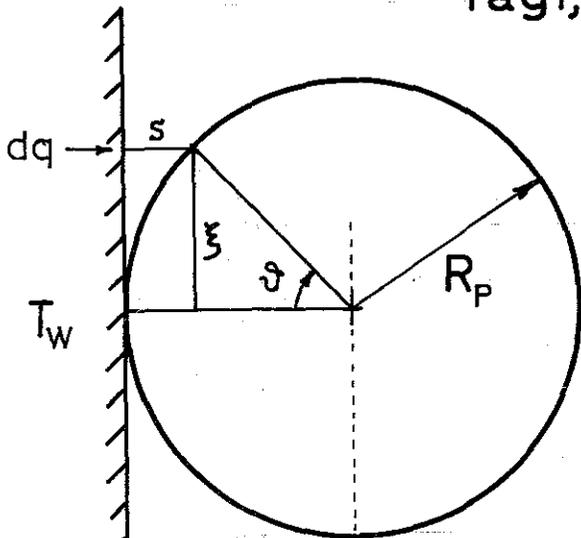
Schlünder /18/



$$q = \int_0^{R_p} 2\pi k_g' \frac{(T_w - T_p)}{s} \xi d\xi$$

$$k_g' = \frac{k_g}{1 + 2\sigma \left(\frac{2}{s} - 1 \right) \gamma}$$

Yagi, Kunii /13/



$$q = \int_0^{R_p} 2\pi \Delta T' \frac{\xi d\xi}{\frac{R_p(1 - \cos\theta)}{k_g} + \frac{R_p \cos\theta}{k_s}}$$

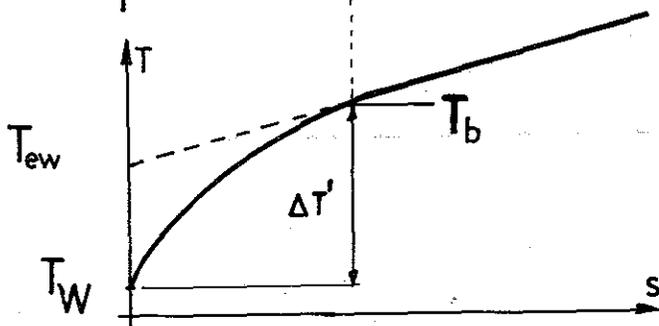
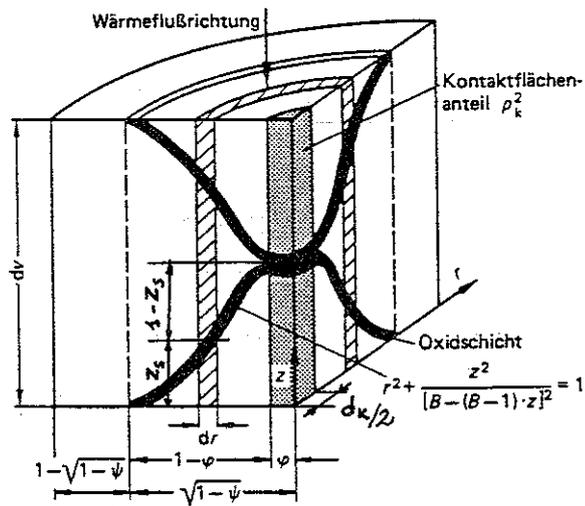


Abbildung 1. Modelle für den Wärmetransport zwischen Wand und Schüttung

- Schlünder, Zehner und Bauer /19, 22/



- Okazaki et. al. /24, 25/

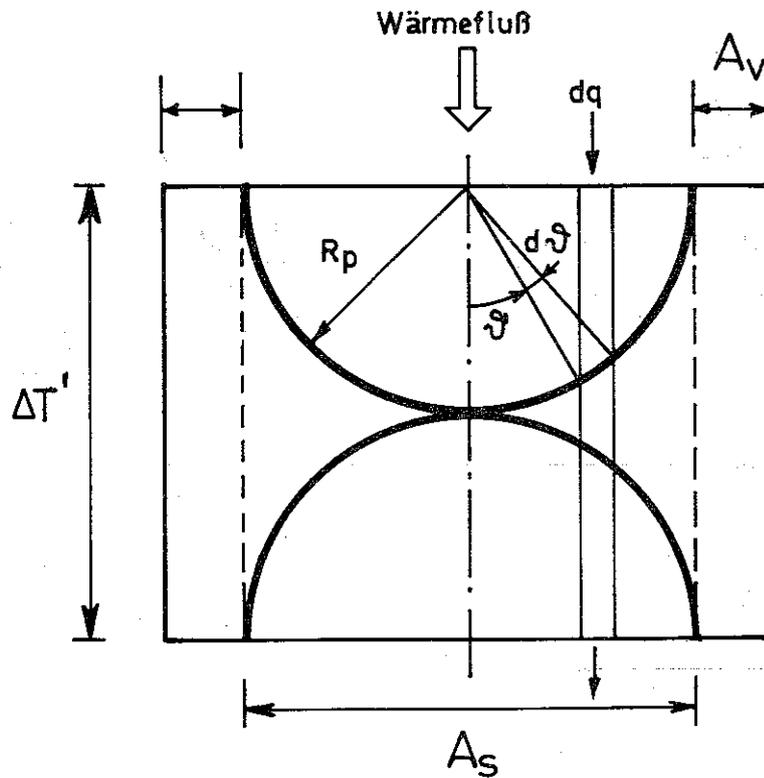
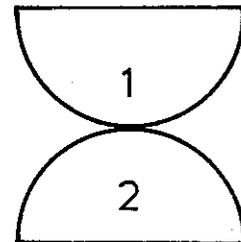
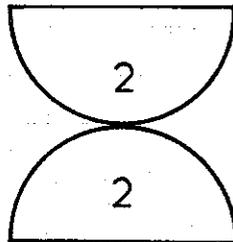
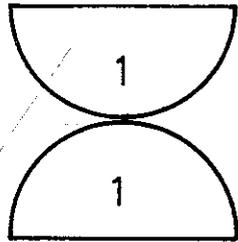


Abbildung 2. Einheitszellen der betrachteten Modelle zur Vorausberechnung der effektiven Wärmeleitfähigkeit nicht durchströmter Schüttungen

- Mischungen aus Kugeln gleicher Größe aber unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit



$$k_{es}$$

$$Y$$

$$k_{es11}$$

$$nV_1^2$$

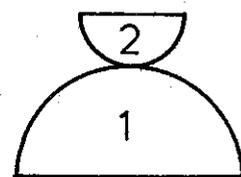
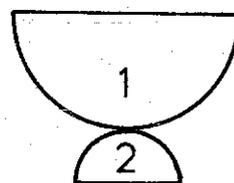
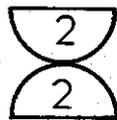
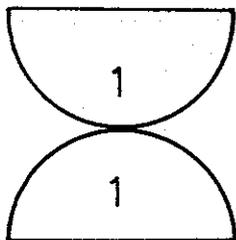
$$k_{es22}$$

$$nV_2^2$$

$$k_{es12}$$

$$2nV_1V_2$$

- Mischungen aus Kugeln unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit



$$k_{es}$$

$$Y$$

$$k_{es11}$$

$$n_{11}V_1$$

$$k_{es22}$$

$$n_{22}V_2$$

$$k_{es12}$$

$$n_{12}V_1$$

$$k_{es12}$$

$$n_{12}V_2$$

Abbildung 3. Einheitszellen binärer Kugelmischungen.

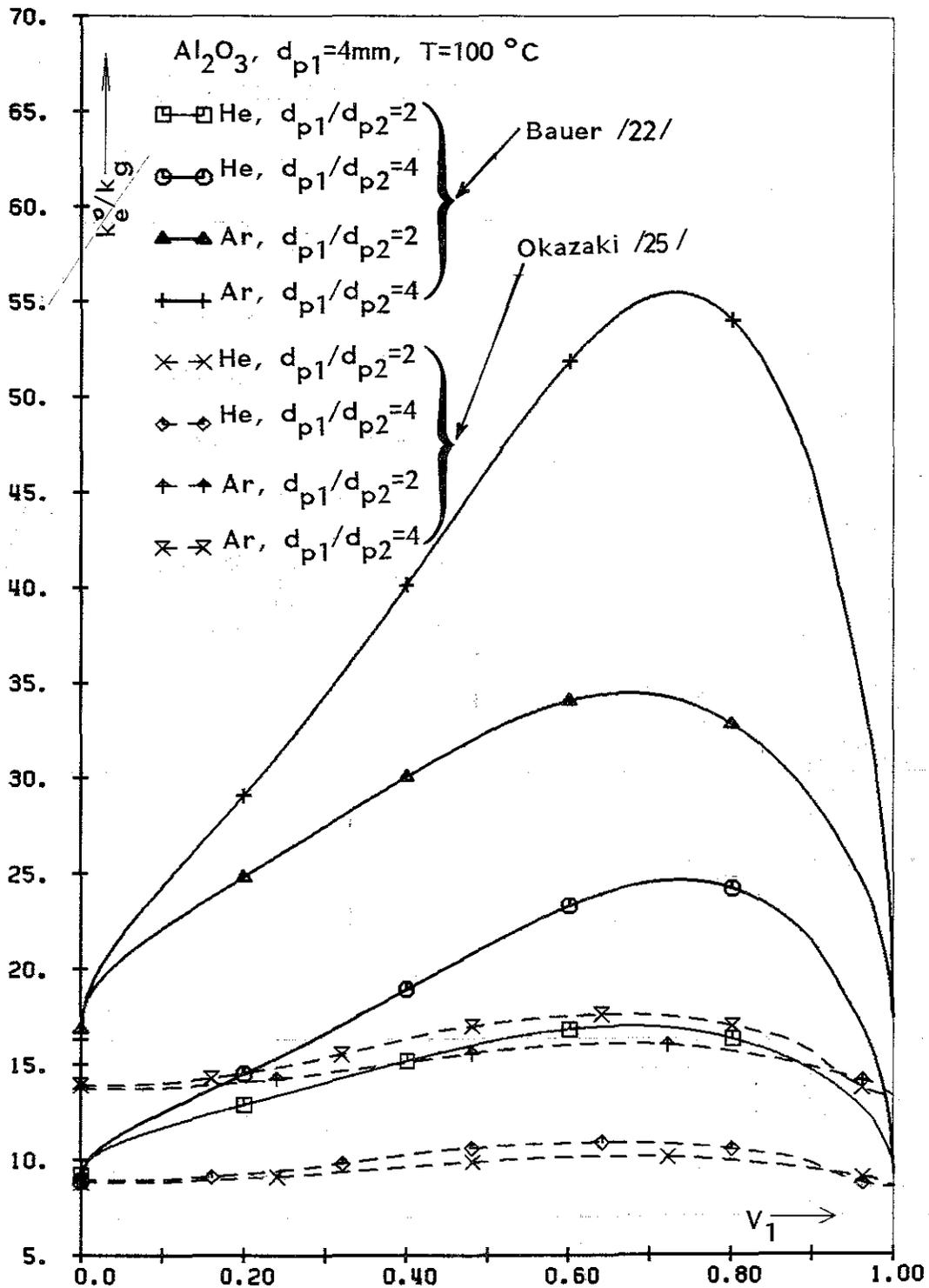


Abbildung 4. Wärmeleitfähigkeit binärer Kugelmischungen aus Al₂O₃ mit stagnierendem Helium ($k_s/k_g \approx 10^2$) oder Argon ($k_s/k_g \approx 10^3$) über dem Volumenanteil der größeren Kugeln. Für den Lückengrad wurde die nach Jeschar /44/ berechnete Verteilung angenommen (s. Abbildung 5).

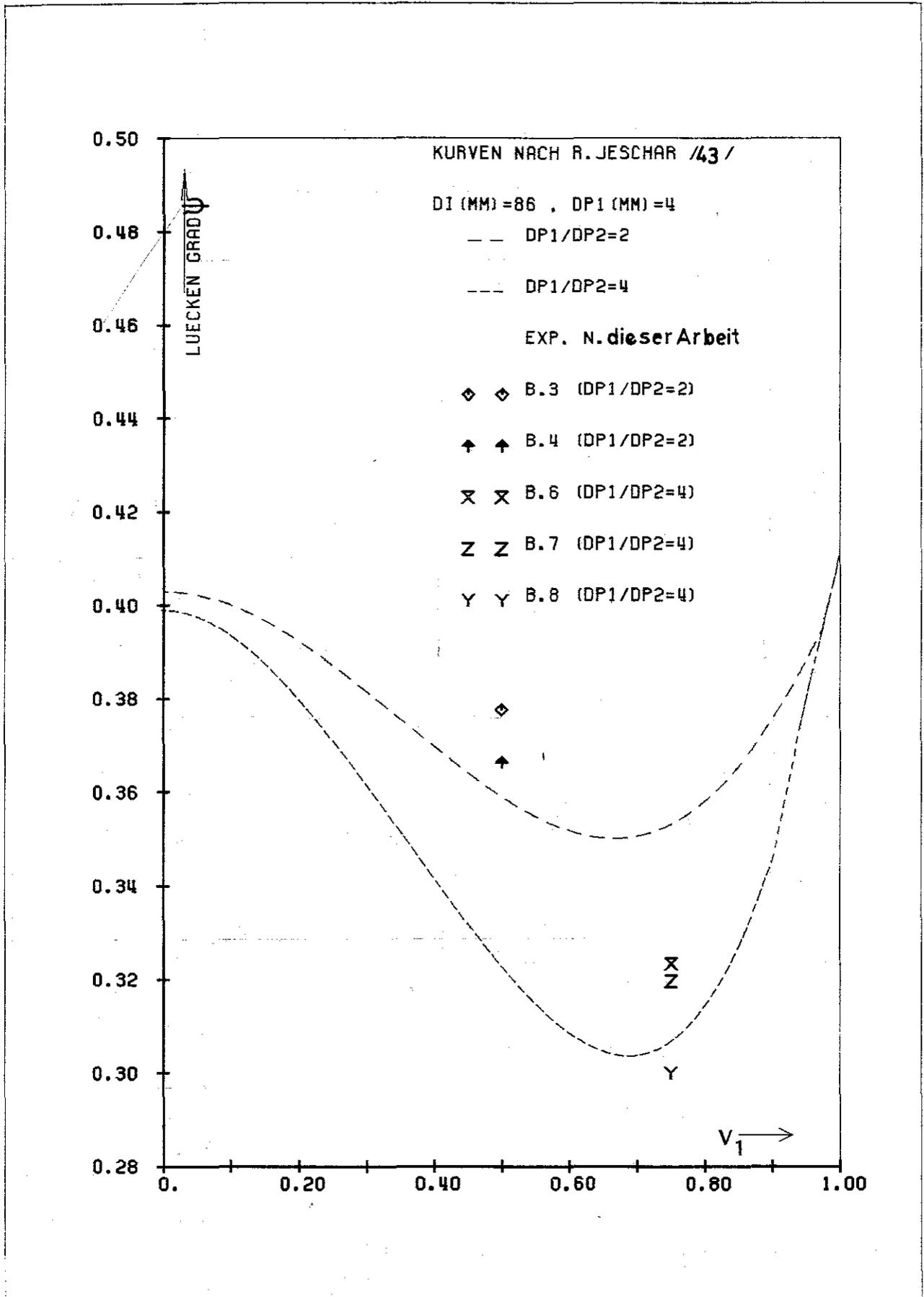


Abbildung 5. Lückengrad binärer Kugelmischungen.

Modell von Schlünder, Zehner und Bauer

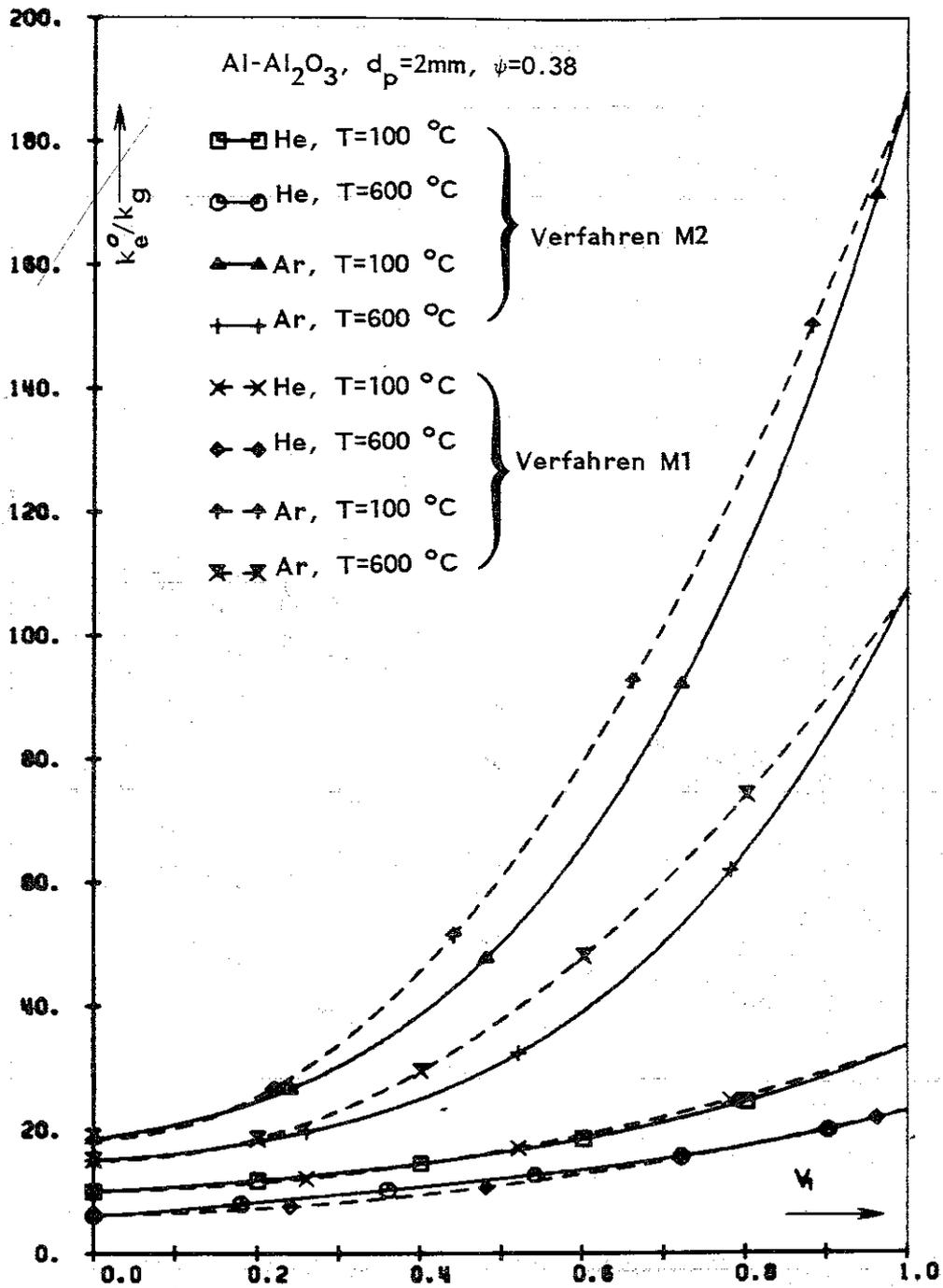


Abbildung 6. Mit dem Modell von Schlünder, Zehner und Bauer berechnete Wärmeleitfähigkeit binärer Kugelmischungen aus Al₂O₃ und Al mit stagnierendem Helium ($k_{s1}/k_g \approx 10^2$, $k_{s2}/k_g \approx 10^3$) oder Argon ($k_{s1}/k_g \approx 10^3$, $k_{s2}/k_g \approx 10^4$) über dem Volumenanteil V_1 der Al-Kugeln.

Modell von Okazaki et. al.

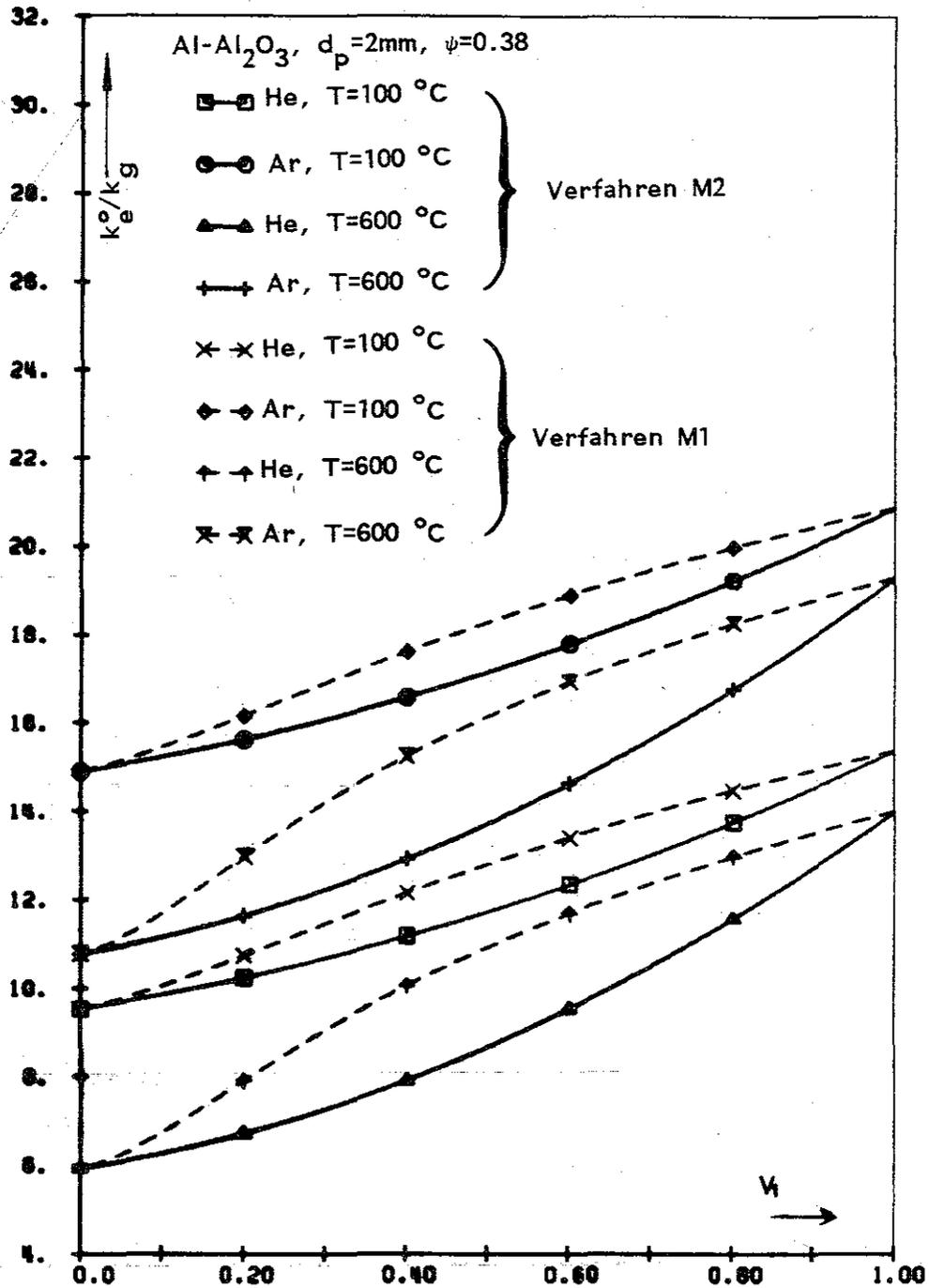


Abbildung 7. Mit dem ursprünglichen Okazaki-Modell berechnete Wärmeleitfähigkeit binärer Kugelmischungen aus Al₂O₃ und Al mit stagnierendem Helium ($k_{s1}/k_g \approx 10^2$, $k_{s2}/k_g \approx 10^3$) oder Argon ($k_{s1}/k_g \approx 10^3$, $k_{s2}/k_g \approx 10^4$) über dem Volumenanteil der Al-Kugeln.

Abbildung 8. Schematische Darstellung der Versuchsanlage.

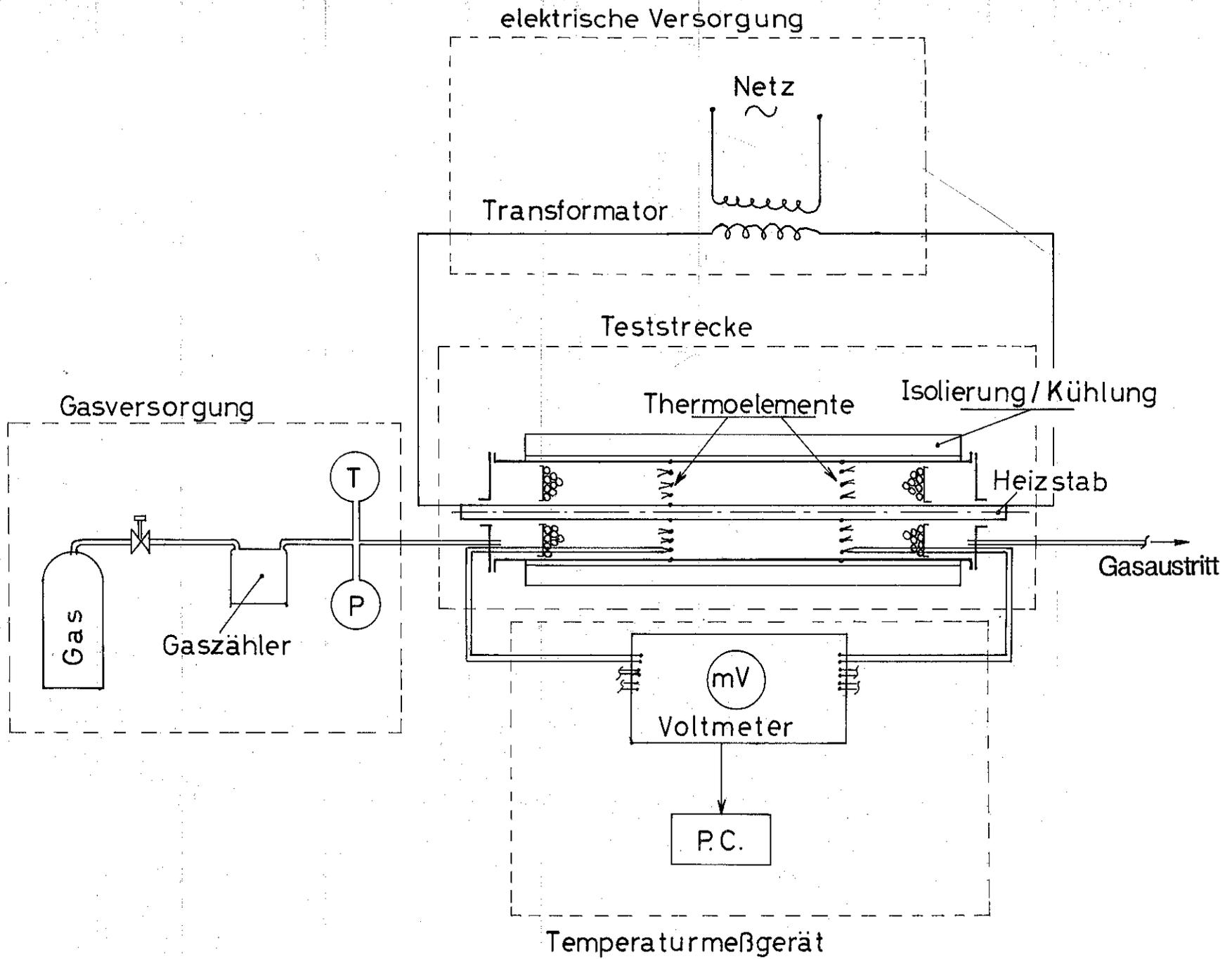
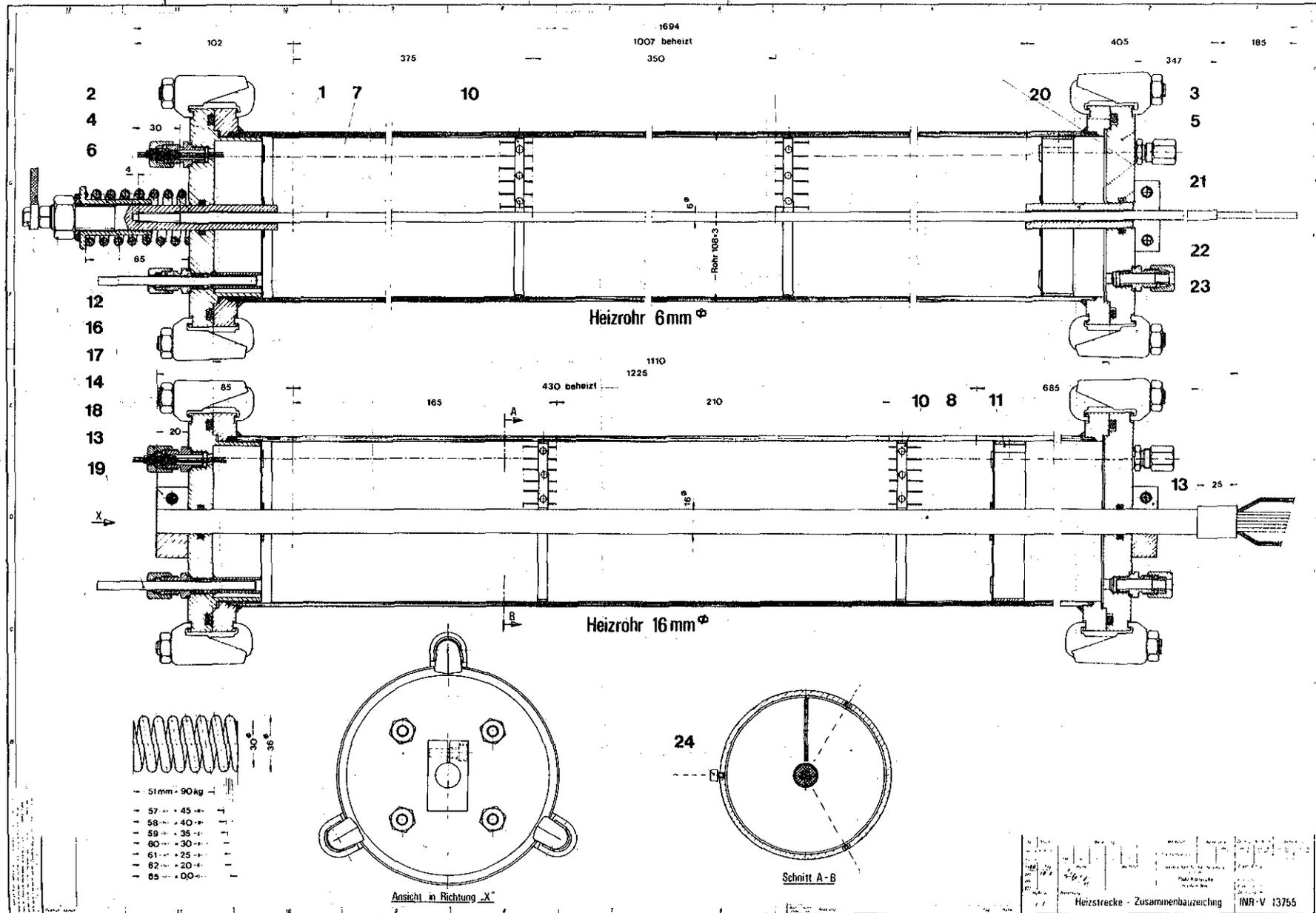


Abbildung 9. Aufbau der Meßstrecke.



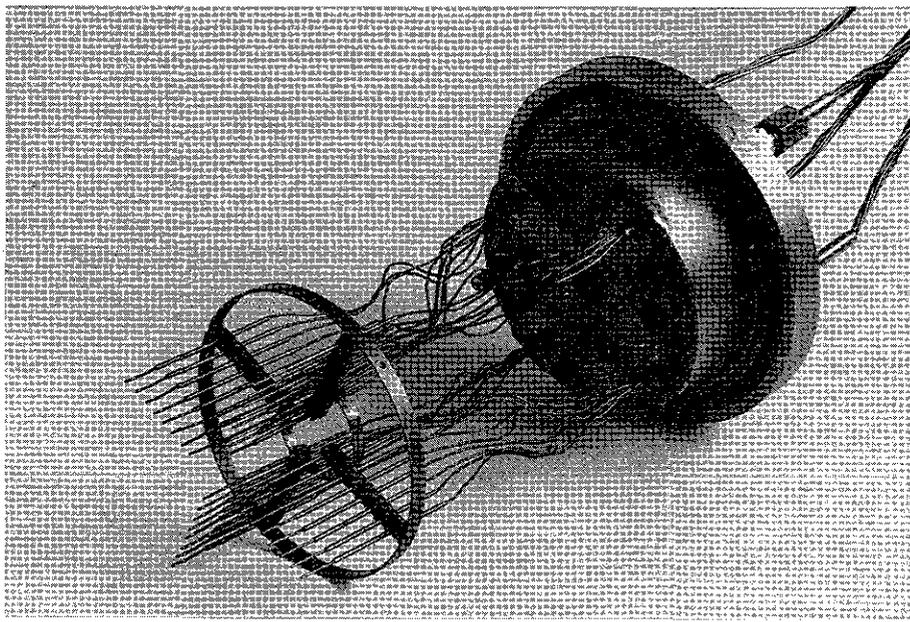


Abbildung 10. Anordnung der Thermoelemente für die Messung der Temperaturverteilung in der Schüttung.

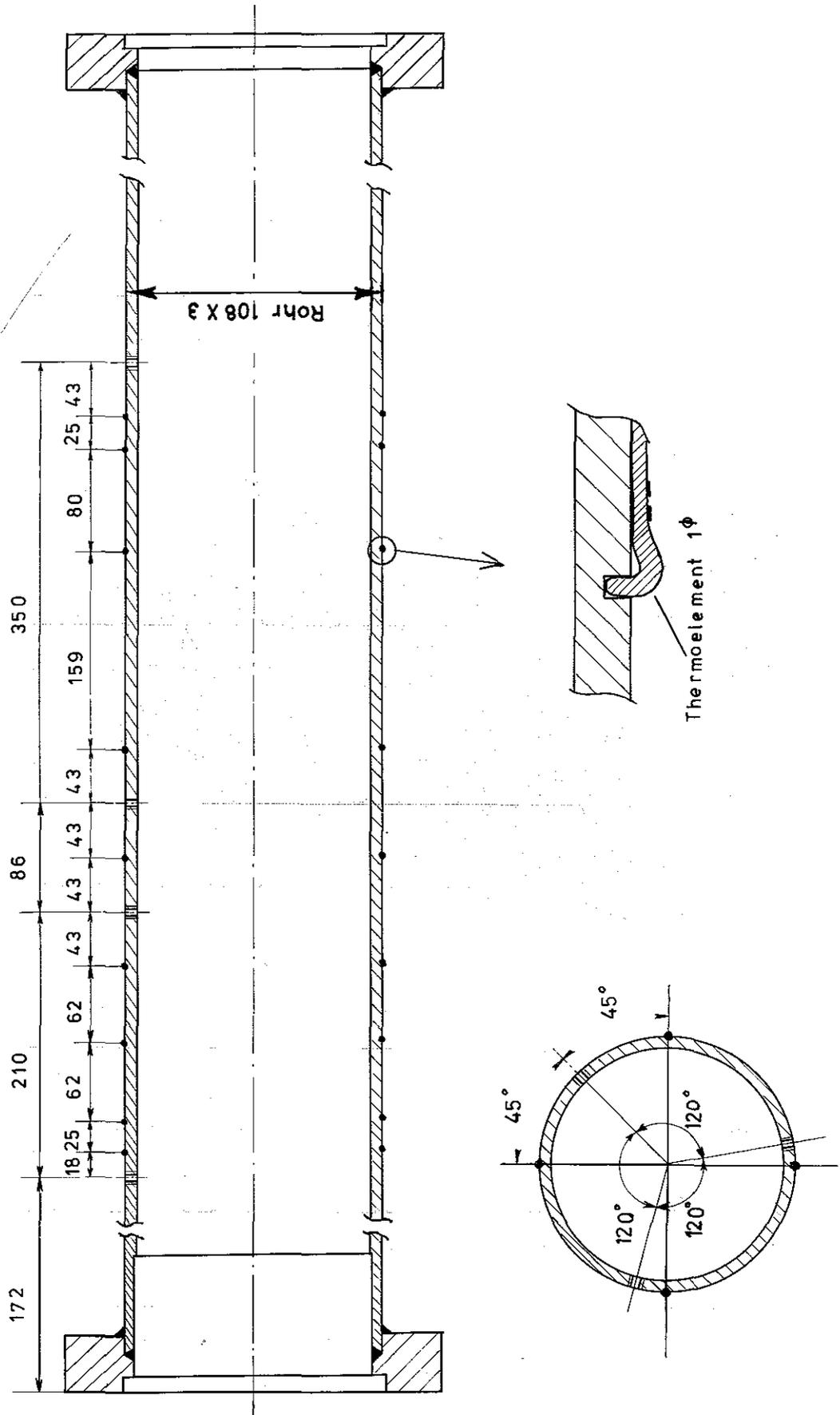


Abbildung 11. Verteilung und Einbau der Thermoelemente auf dem Stahlrohr der Teststrecke.

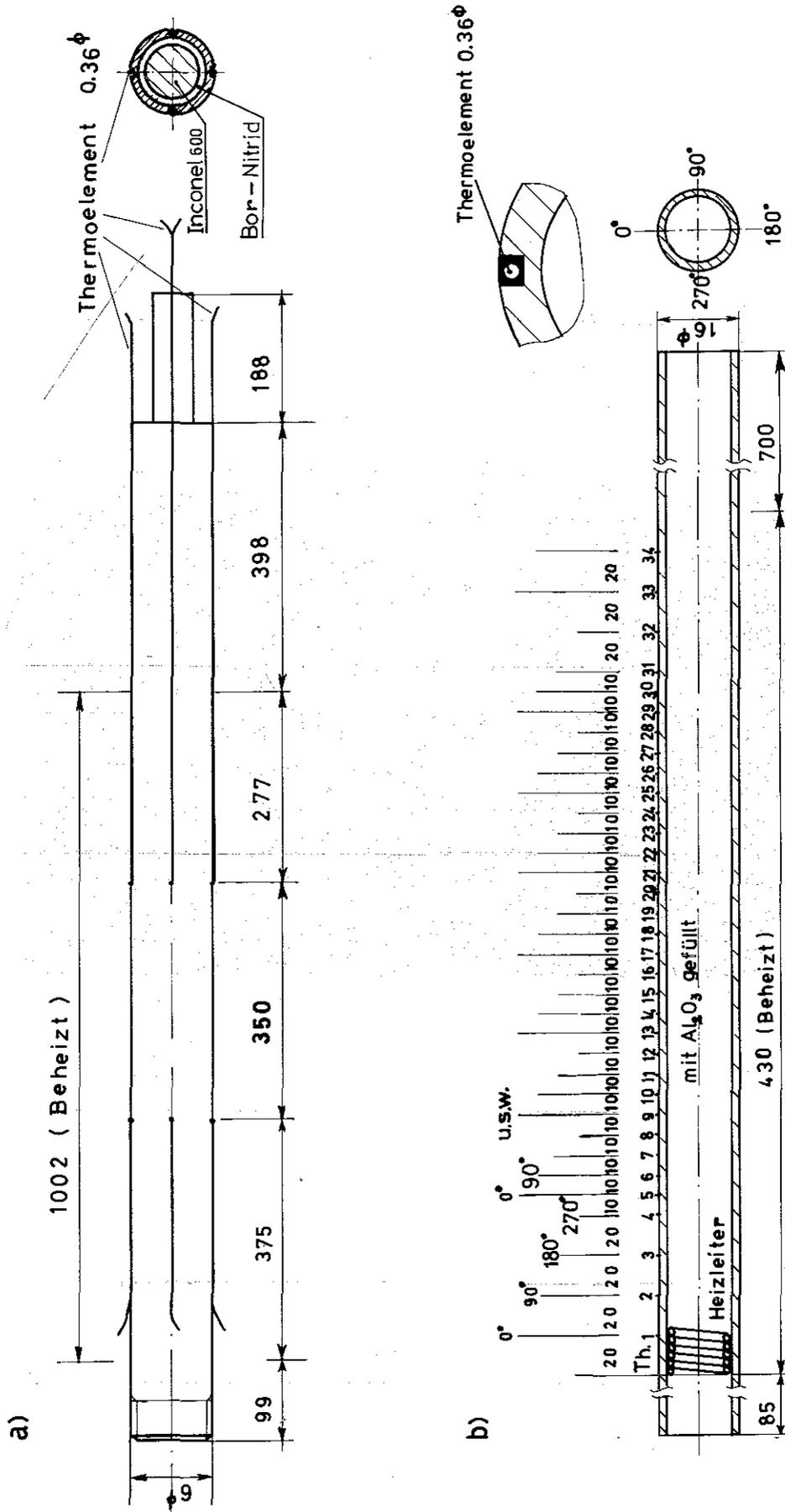


Abbildung 12. Verteilung und Einbau der Thermoelemente auf dem Heizstab mit einem Durchmesser von 6 mm (a) und 16 mm (b).

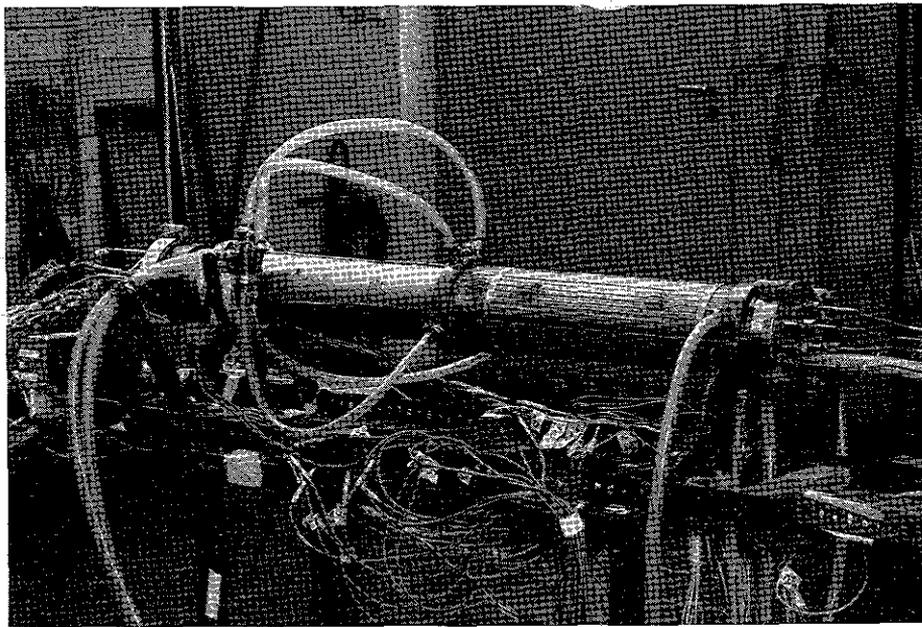


Abbildung 13. Teststrecke mit den Kühlrohre.

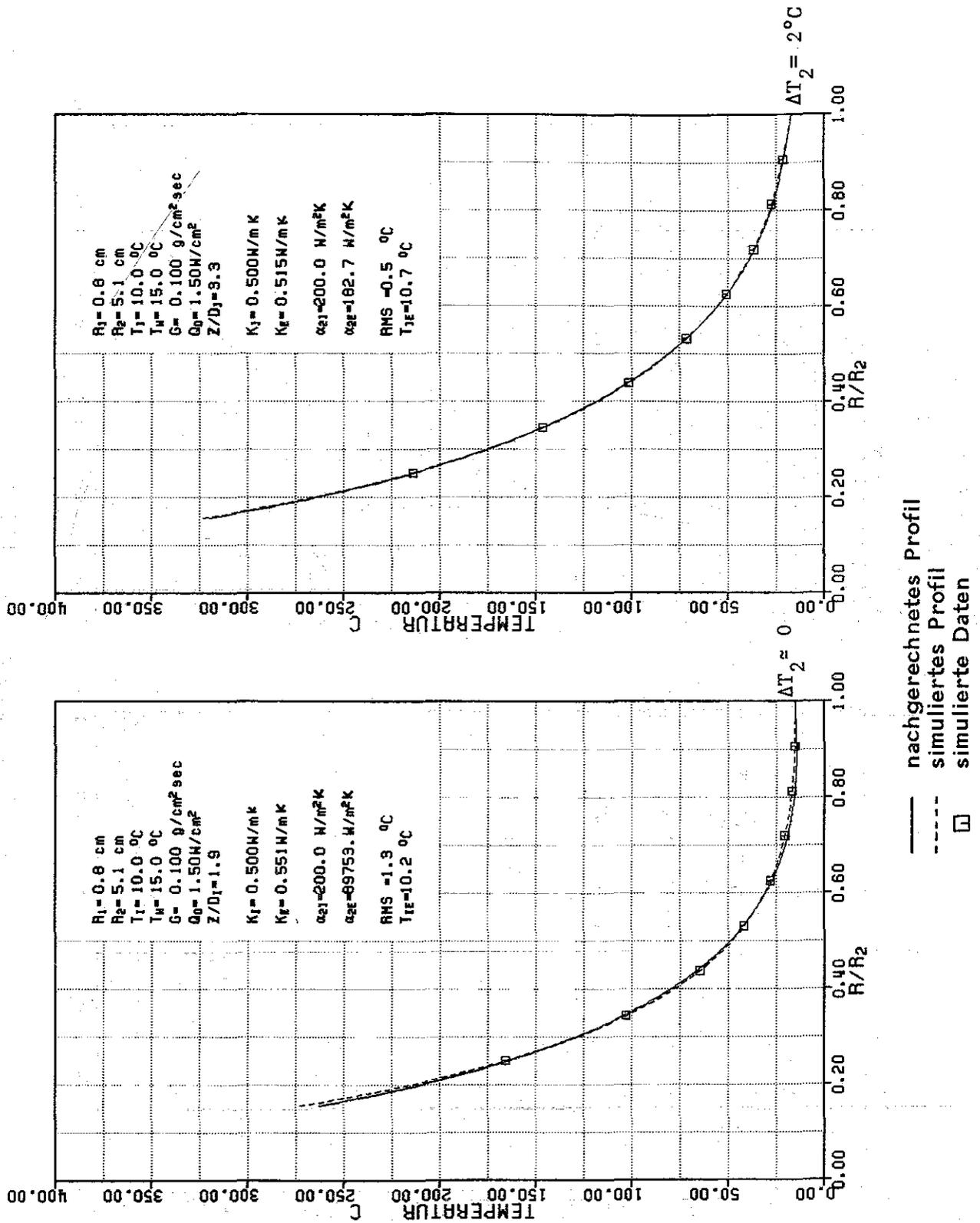


Abbildung 14. Vergleich zwischen den simulierten und den nachgerechneten Temperaturprofilen ohne Meßfehler.

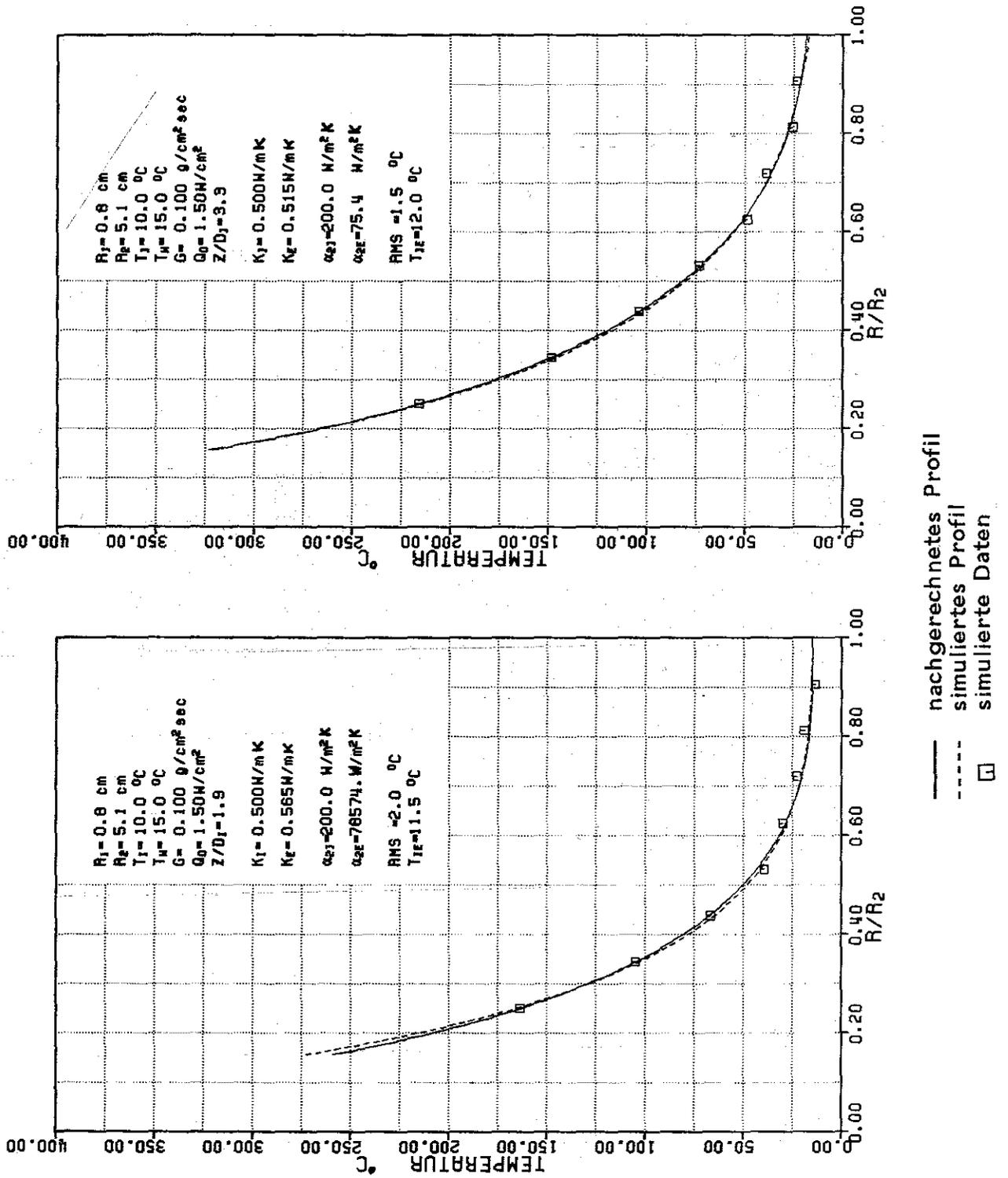


Abbildung 15. Vergleich zwischen den simulierten und den nachgerechneten Temperaturprofilen mit einem Meßfehler von $\pm 2^\circ$.

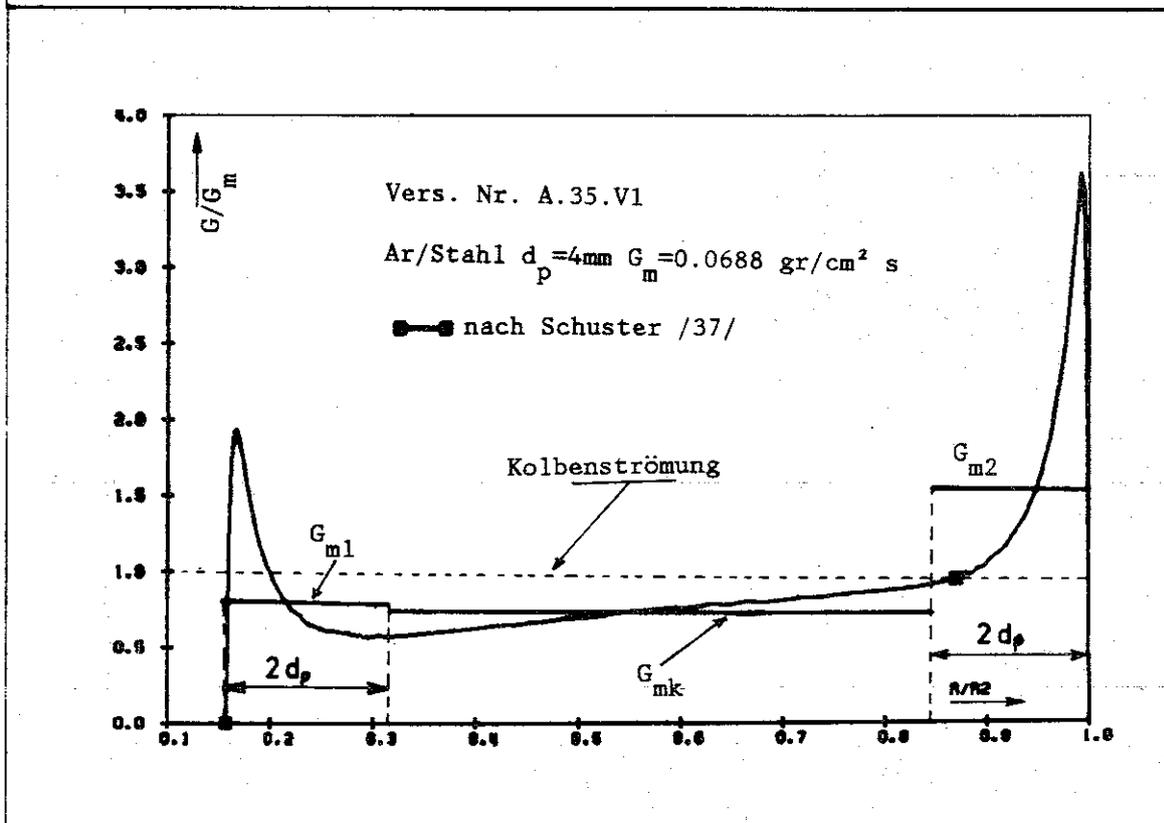
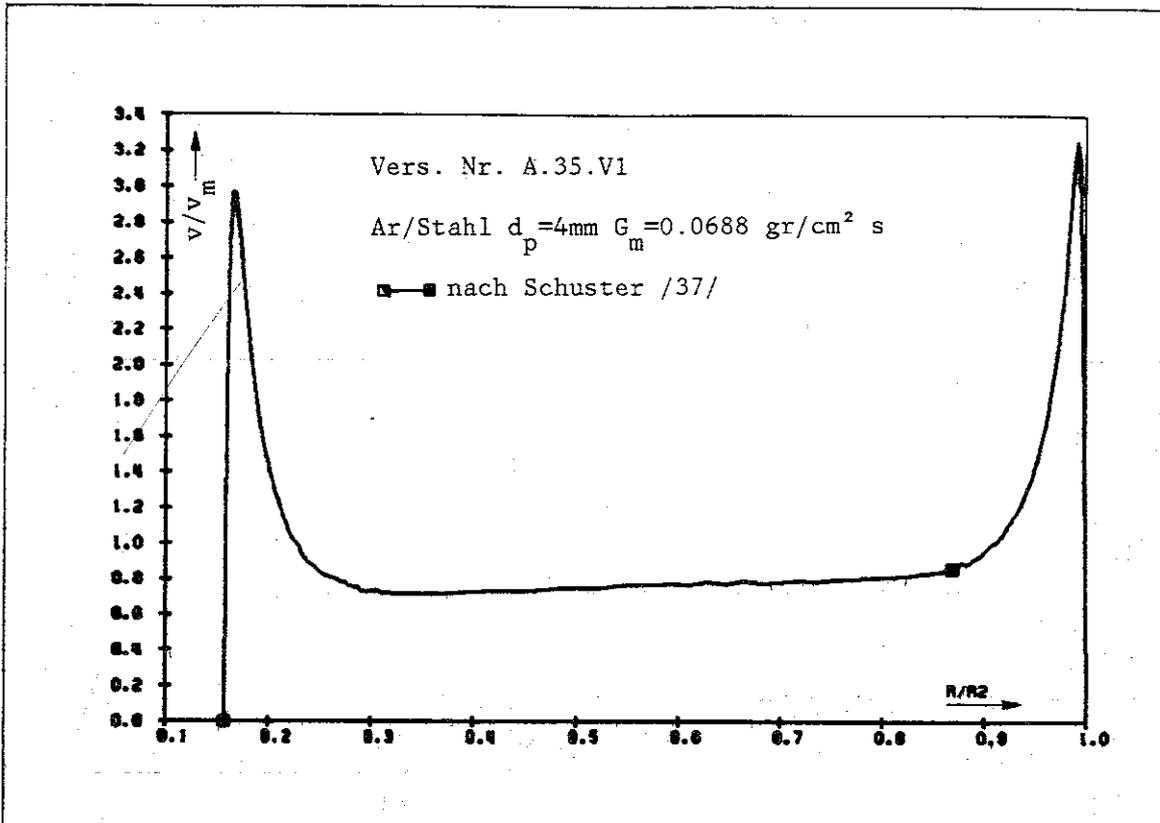


Abbildung 16. Nach J.Schuster /38/ berechnete Massenstrom- und Geschwindigkeitverteilung für die erste Meßebeine des Versuchs A.35.V1.

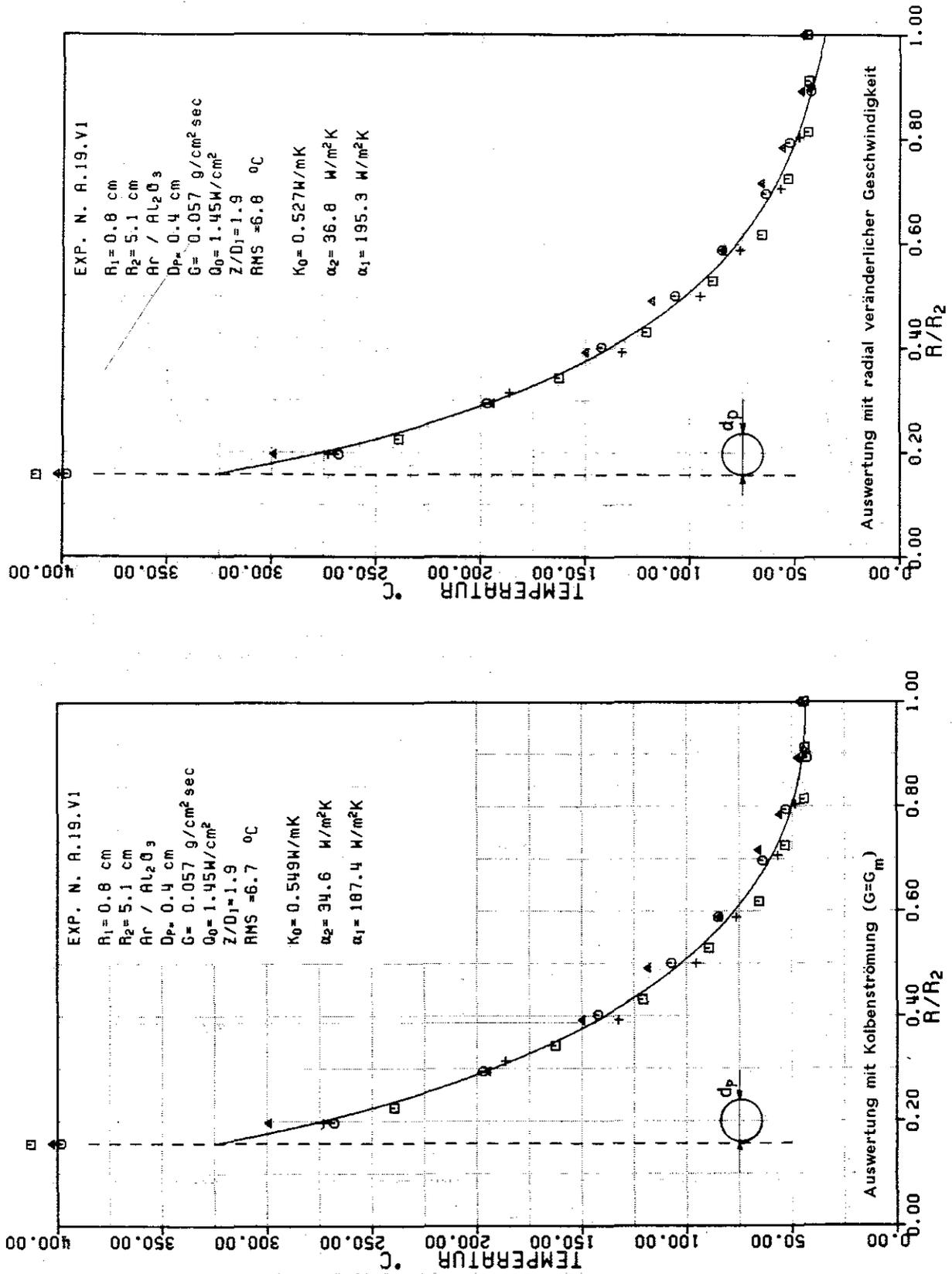


Abbildung 17. Ergebnisse für den Versuch A.19.V1 bei der Auswertung mit Kolbenströmung und mit radial veränderlicher Geschwindigkeit. (Das Temperaturprofil wird auf vier um 90 Grad versetzten radialen Richtungen gemessen. Die unterschiedlichen Symbole beziehen sich auf diese Richtungen).

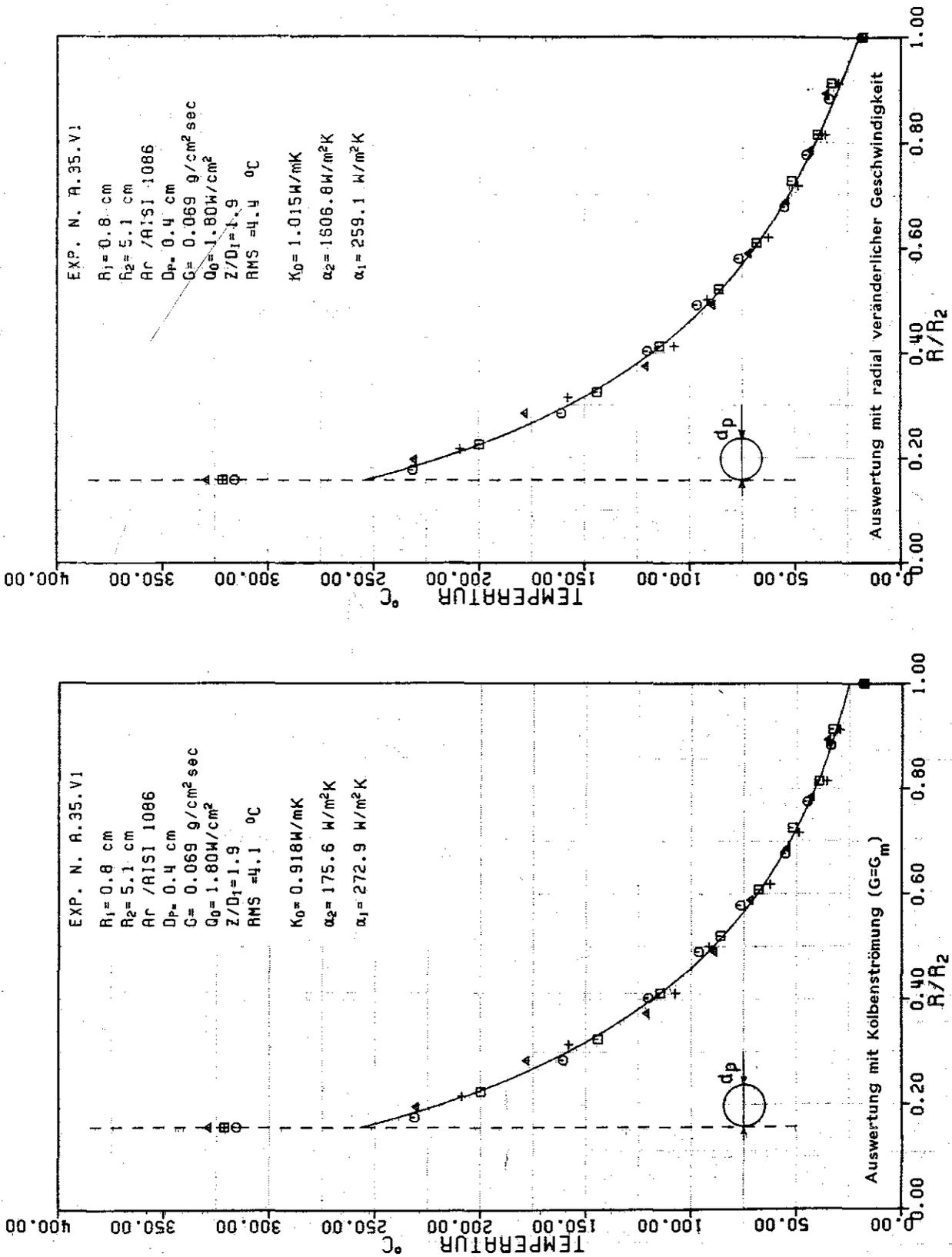


Abbildung 18. Ergebnisse für den Versuch A.35.V1 bei der Auswertung mit Kolbenströmung und mit radial veränderlicher Geschwindigkeit. (Das Temperaturprofil wird auf vier um 90 Grad versetzten radialen Richtungen gemessen. Die unterschiedlichen Symbole beziehen sich auf diese Richtungen).

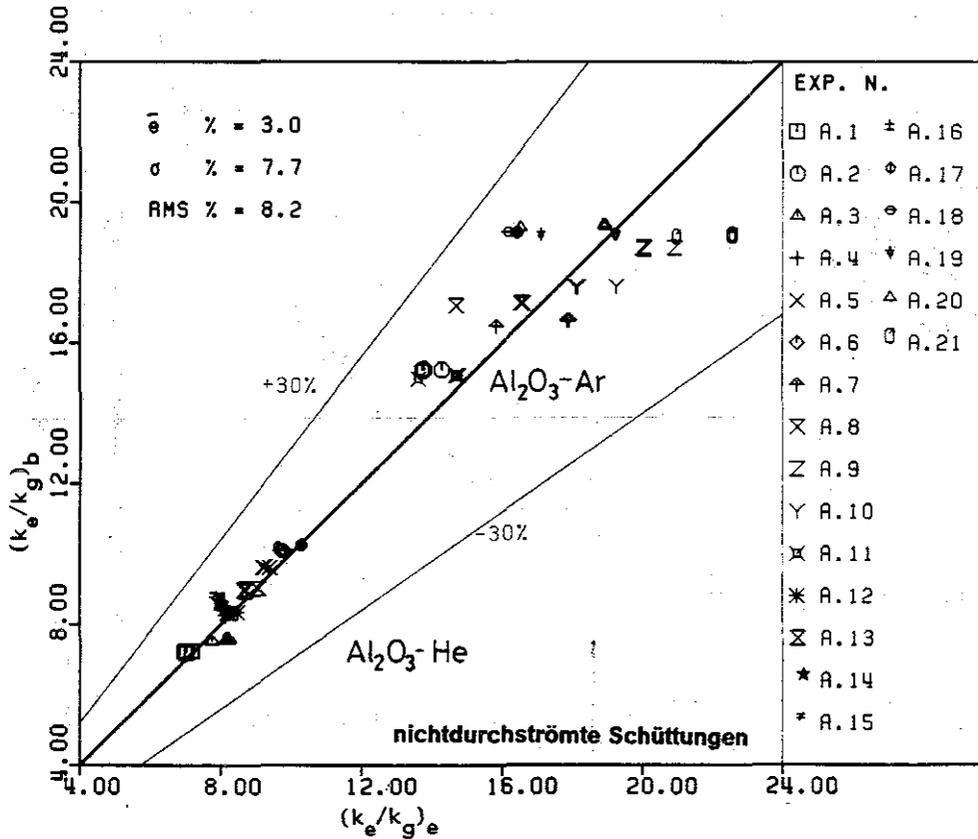
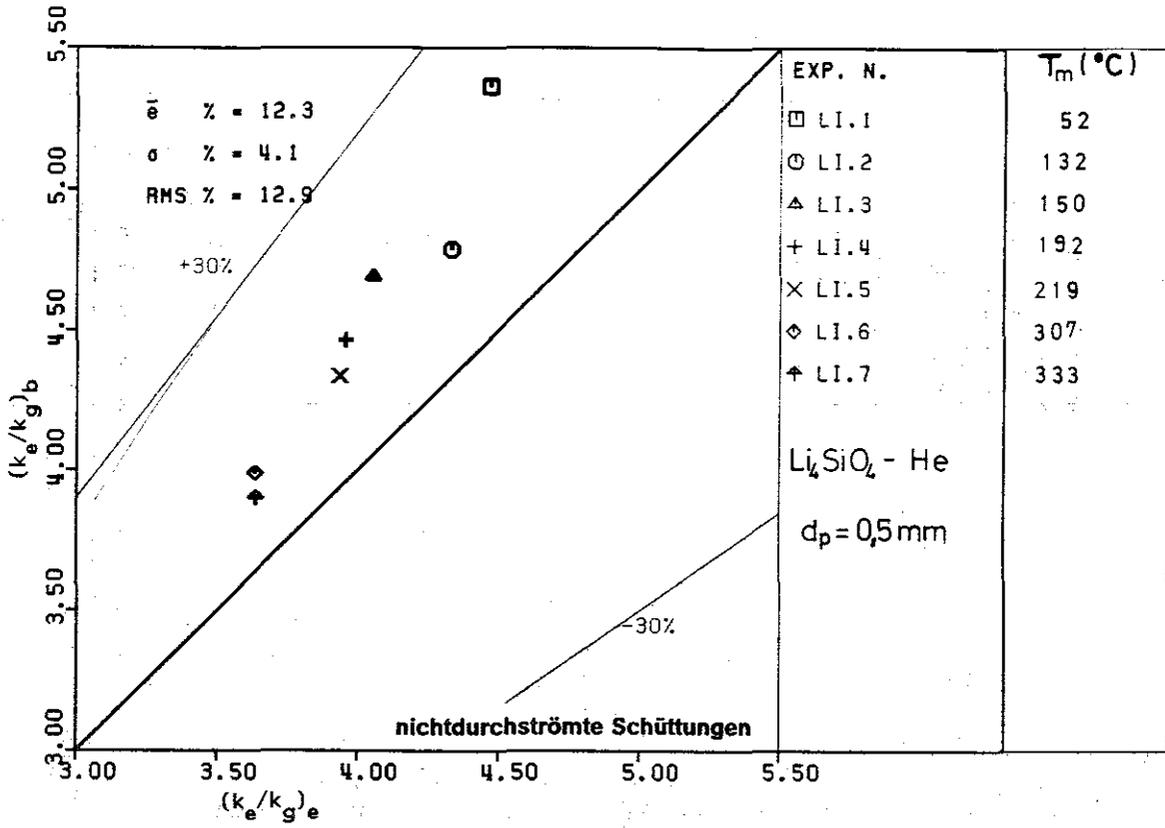


Abbildung 19. Vergleich gemessener und nach dem Modell von Schlünder, Zehner und Bauer berechneter Wärmeleitfähigkeiten der Schüttungen mit Lithium-Orthosilikat- und Aluminium-Oxid-Kugeln. (Die dünneren Symbole beziehen sich auf die erste Meßebene, die dickeren auf die zweite)

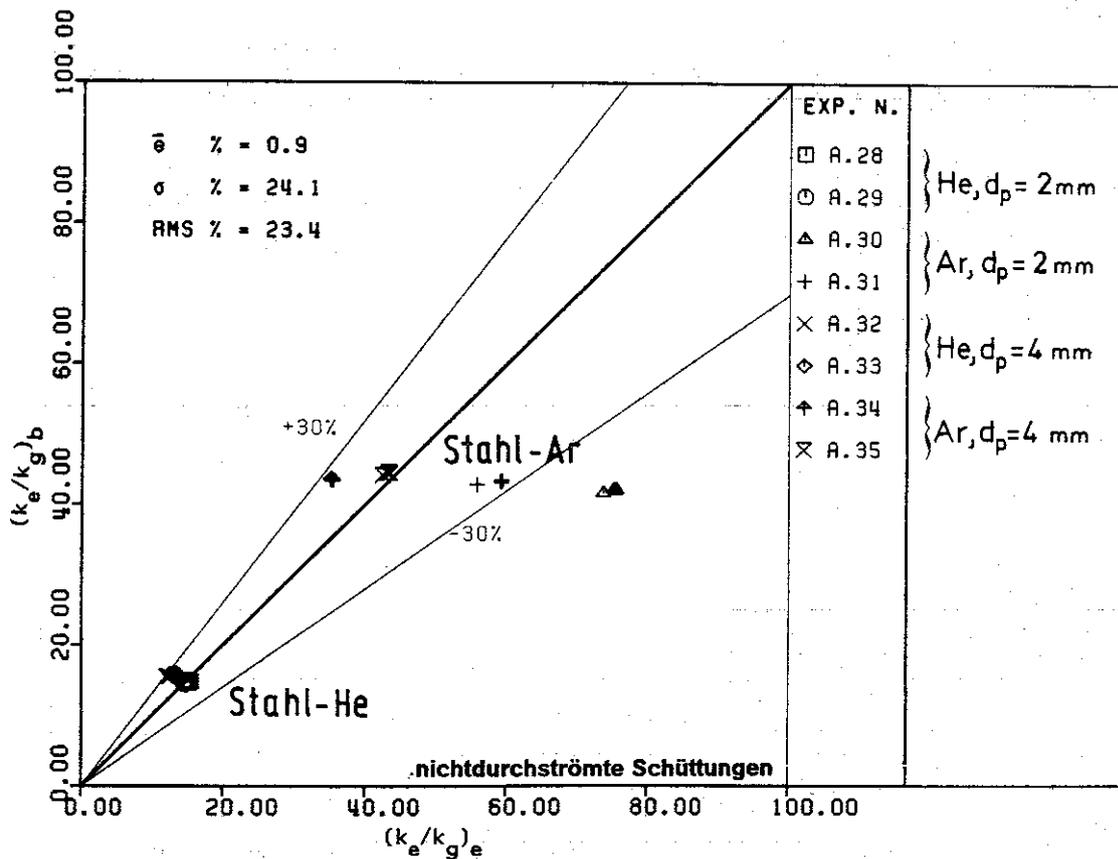
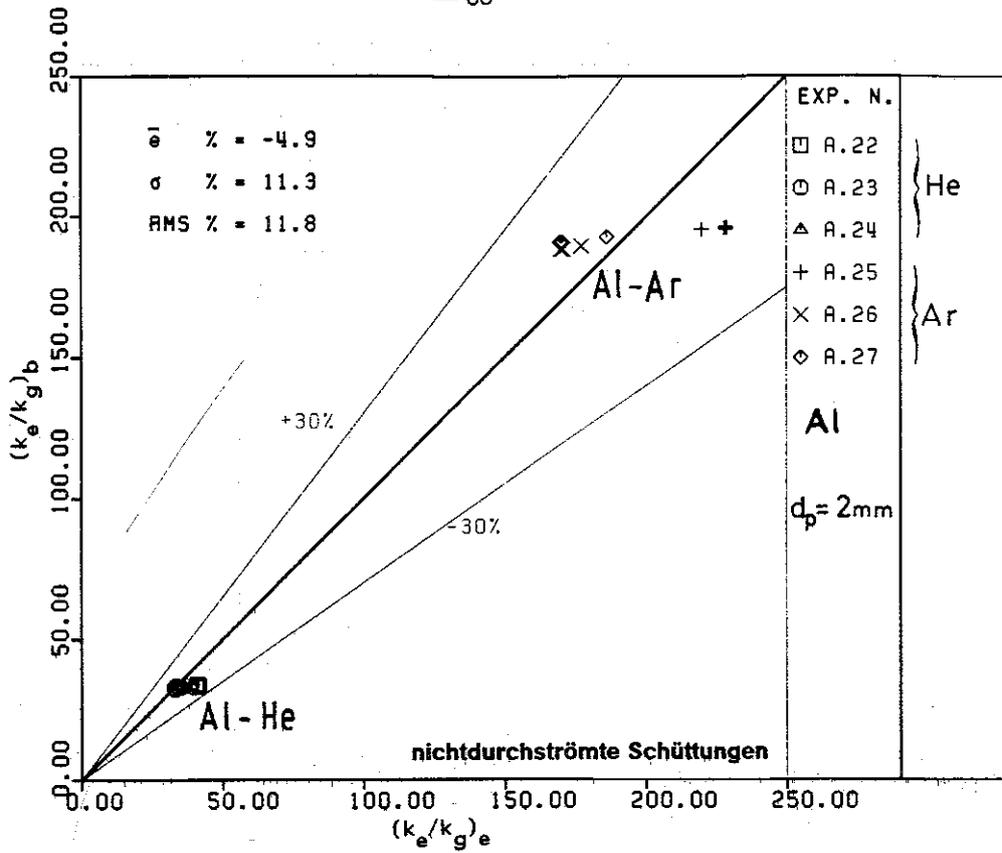


Abbildung 20. Vergleich gemessener und nach dem Modell von Schlünder, Zehner und Bauer berechneter Wärmeleitfähigkeiten der Schüttungen mit Stahl- und Aluminiumkugeln. (Die dünneren Symbole beziehen sich auf die erste Meßebene, die dickeren auf die zweite)

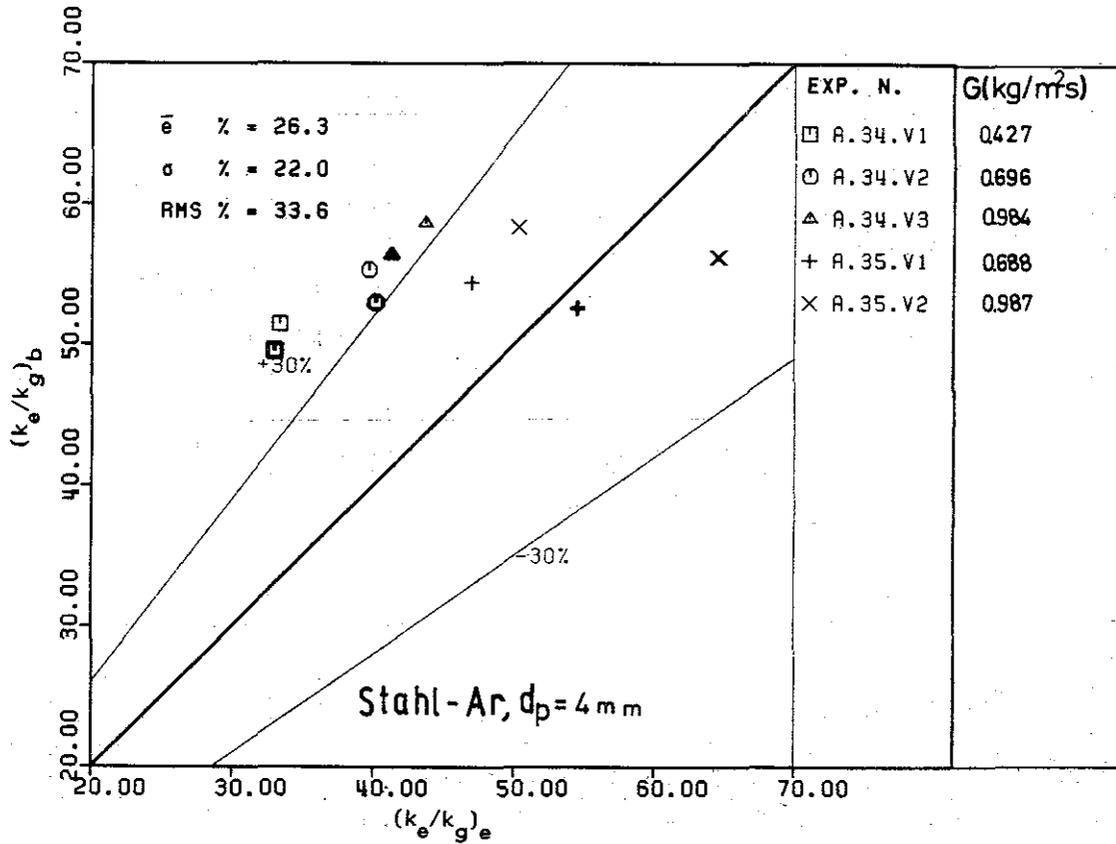
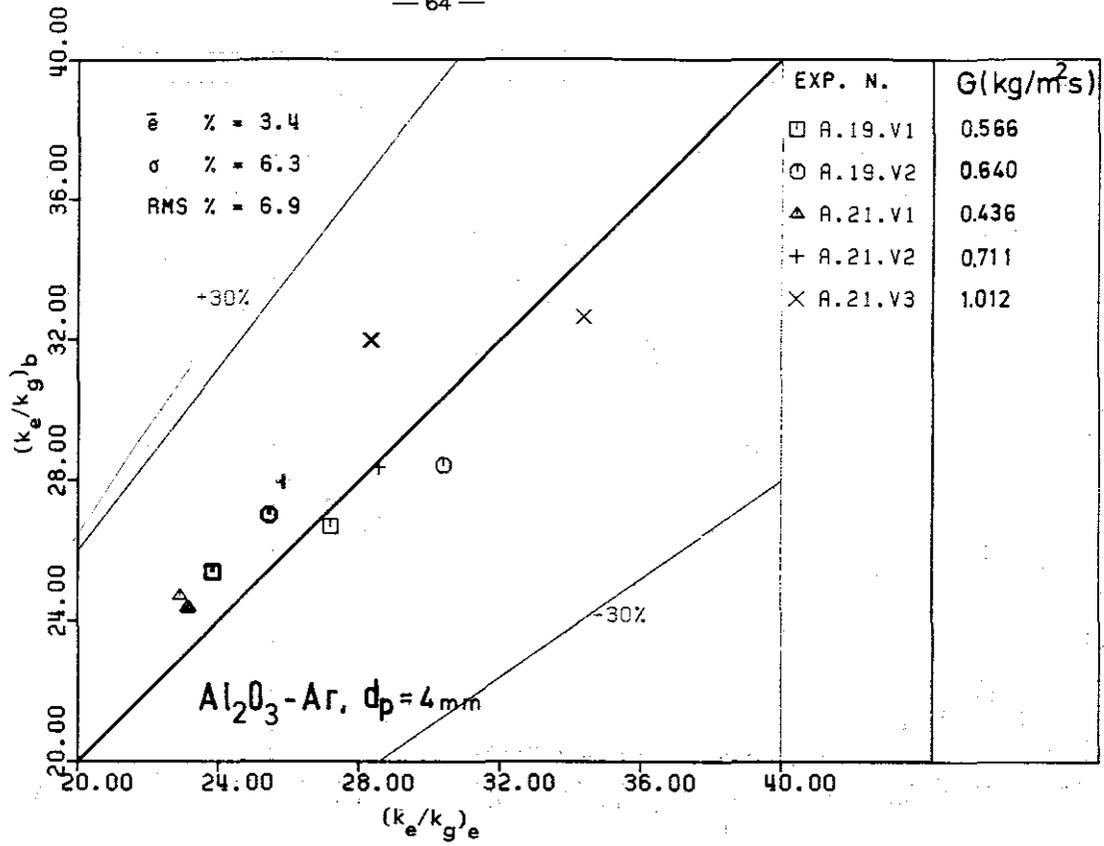


Abbildung 21. Vergleich gemessener und nach dem Modell von Schlünder, Zehner und Bauer berechneter Wärmeleitfähigkeiten der durchströmten Schüttungen mit Aluminium-Oxid- und Stahlkugeln. (Die dünneren Symbole beziehen sich auf die erste Meßebene, die dickeren auf die zweite)

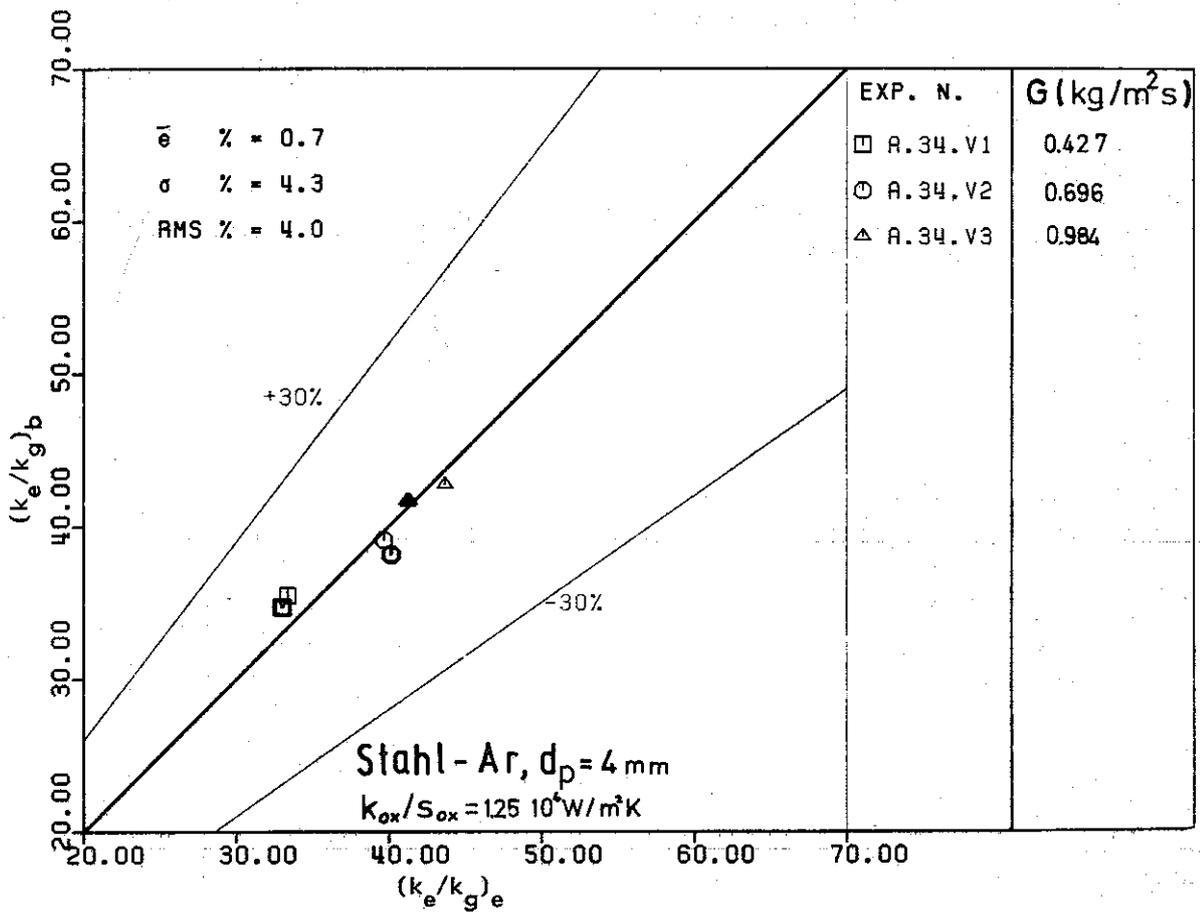


Abbildung 22. Vergleich gemessener und nach dem Modell von Schlünder, Zehner und Bauer berechneter Wärmeleitfähigkeiten der durchströmten Schüttungen mit oxidierten Stahlkugeln. (Die dünneren Symbole beziehen sich auf die erste Meßebene, die dickeren auf die zweite)

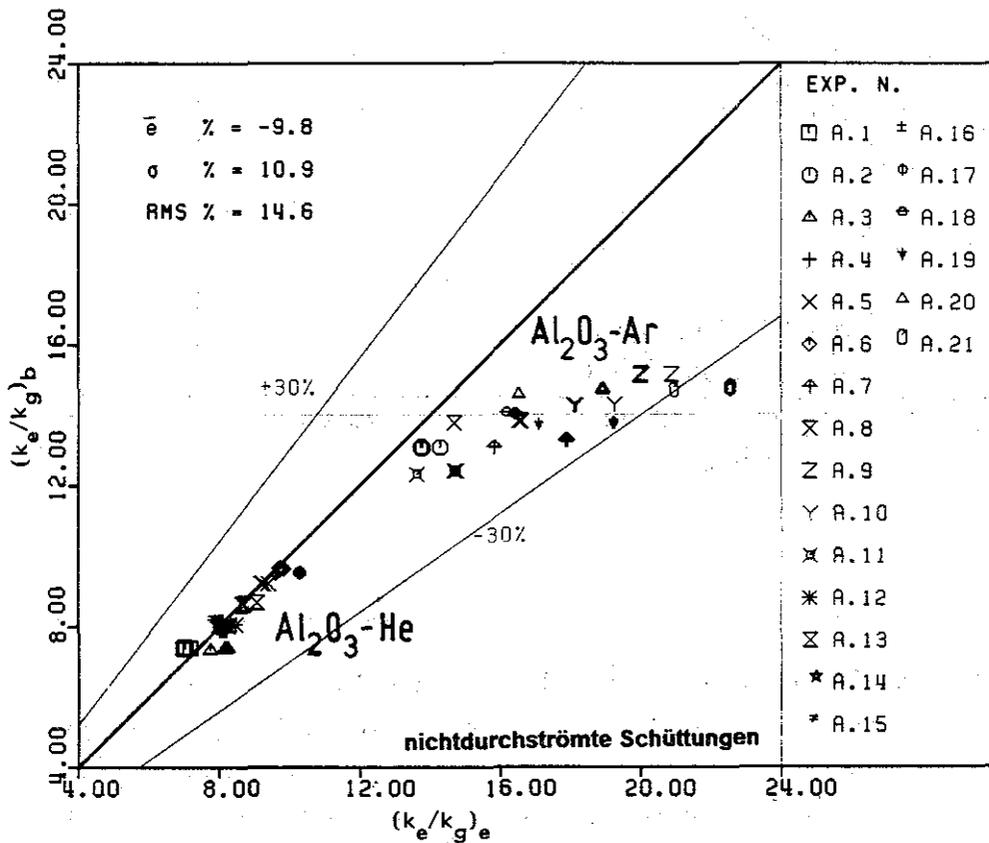
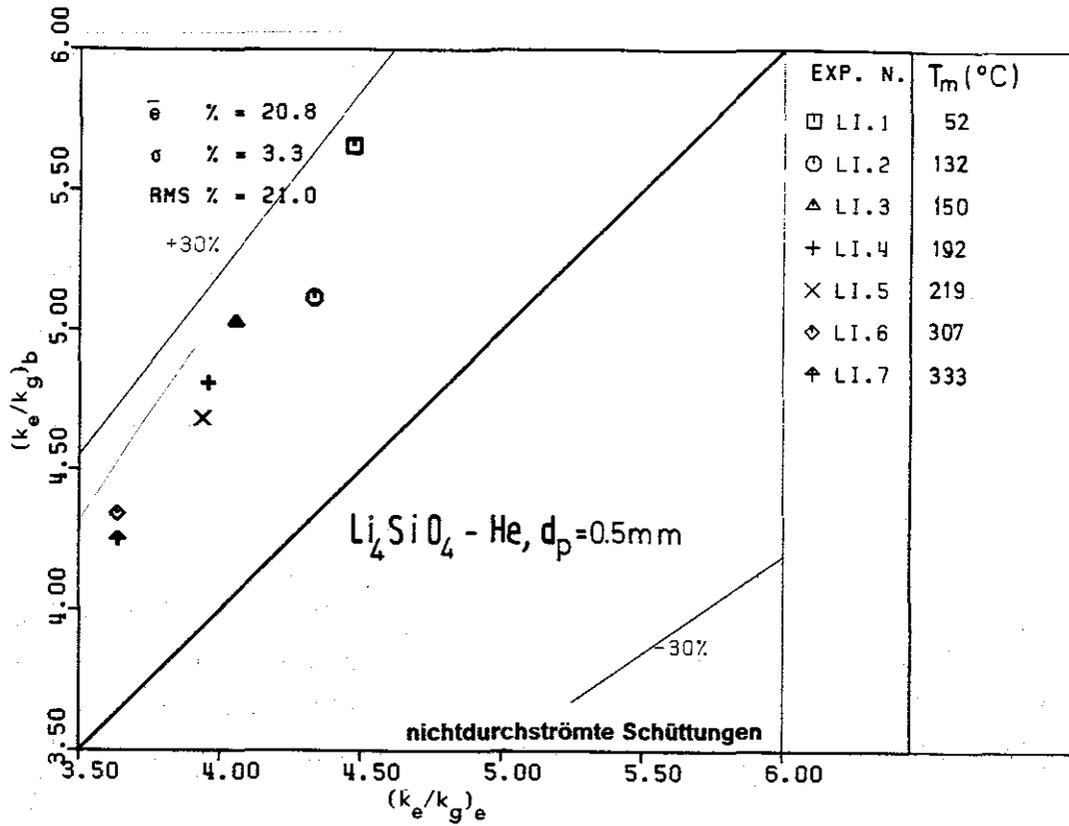


Abbildung 23. Vergleich gemessener und nach dem Modell von Okazaki et al. berechneter Wärmeleitfähigkeiten der Schüttungen mit Aluminium-Oxid- und Lithium-Orthosilikat-Kugeln. (Die dünneren Symbole beziehen sich auf die erste Meßebene, die dickeren auf die zweite)

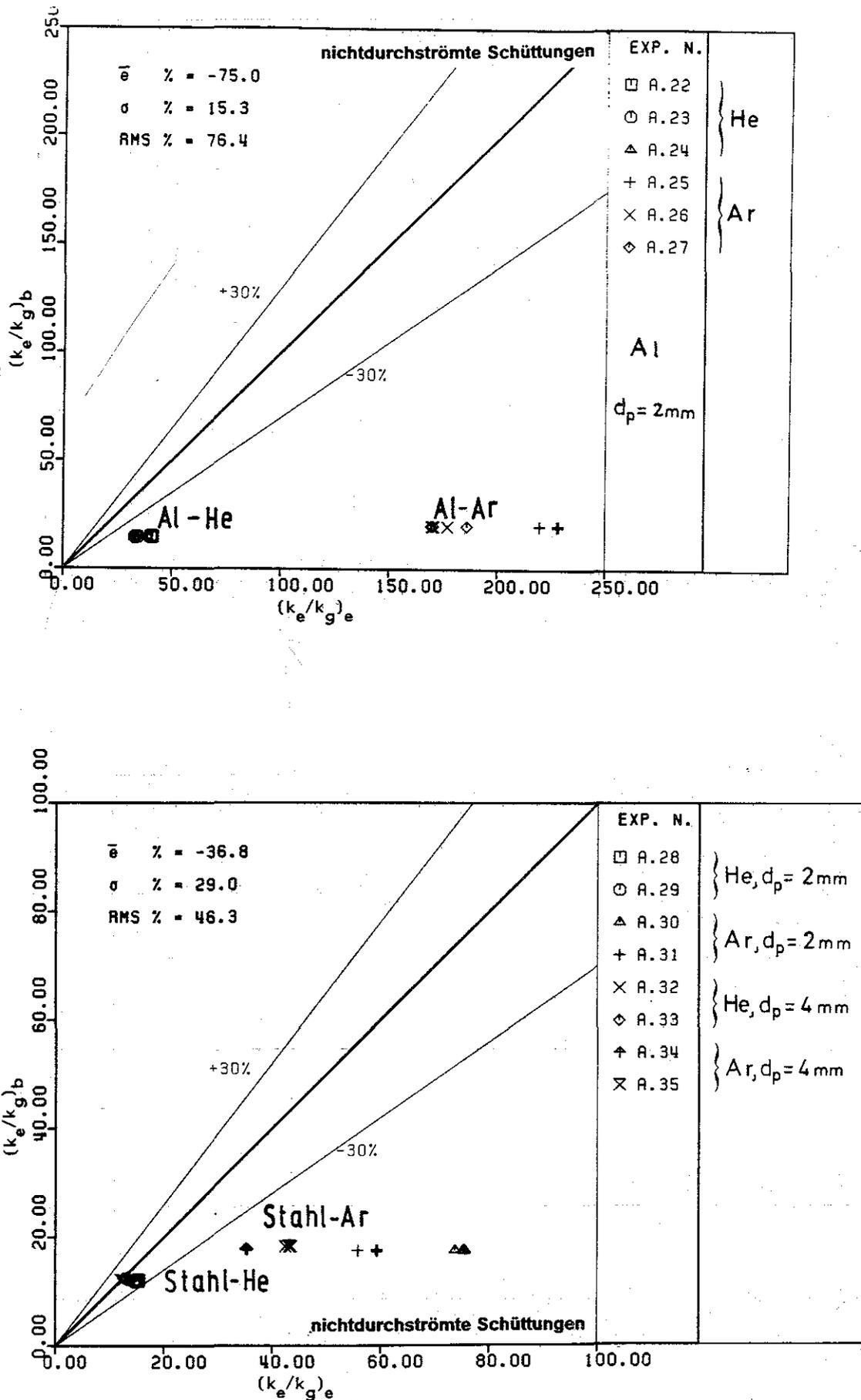


Abbildung 24. Vergleich gemessener und nach dem Modell von Okazaki et. al. berechneter Wärmeleitfähigkeiten der Schüttungen mit Aluminium- und Stahlkugeln. (Die dünneren Symbole beziehen sich auf die erste Meßebene, die dickeren auf die zweite)

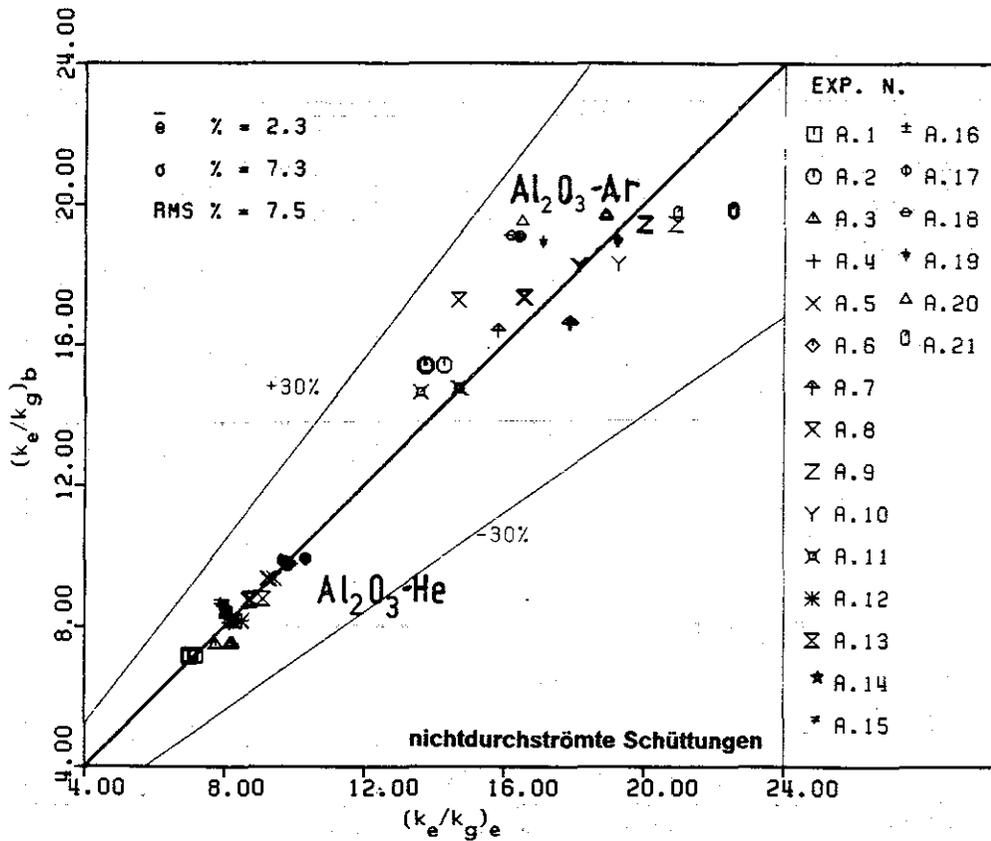
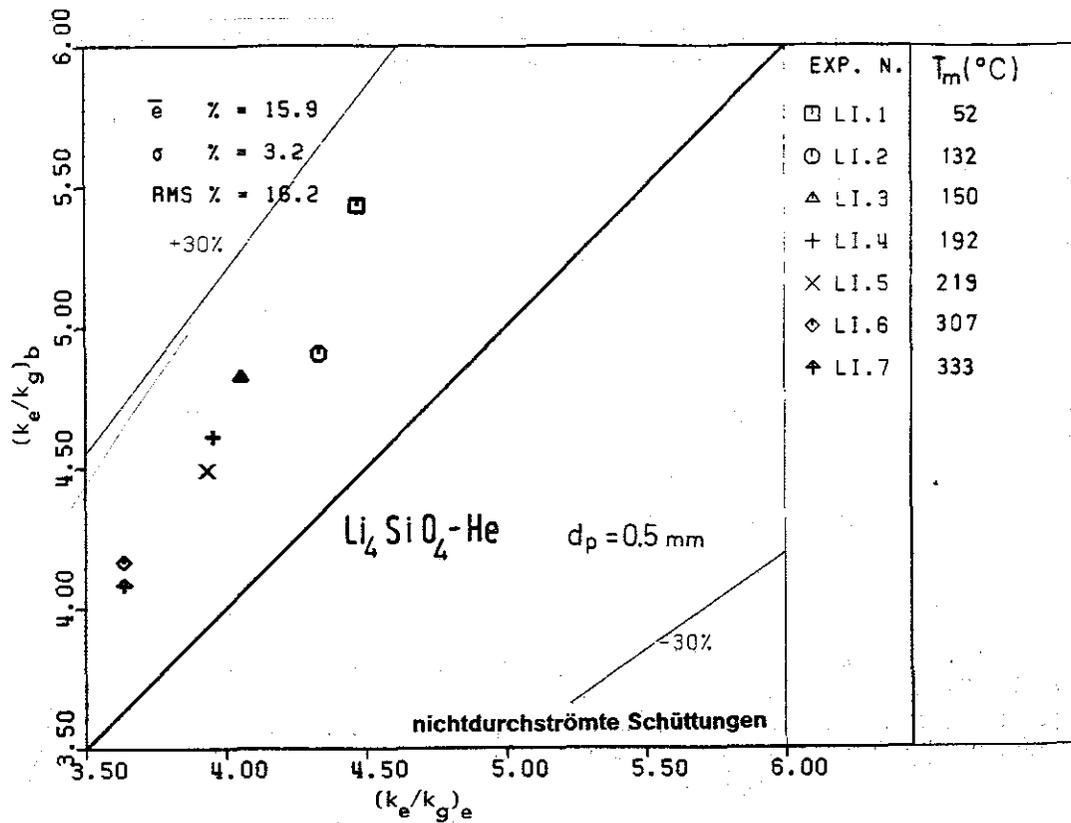


Abbildung 25. Vergleich gemessener und nach dem abgeänderten (s. Abschnitt 2.2) Modell von Okazaki et. al. berechneter Wärmeleitfähigkeiten der Schüttungen mit Aluminium-Oxid- und Lithium-Orthosilikat-Kugeln. (Die dünneren Symbole beziehen sich auf die erste Meßebene, die dickeren auf die zweite)

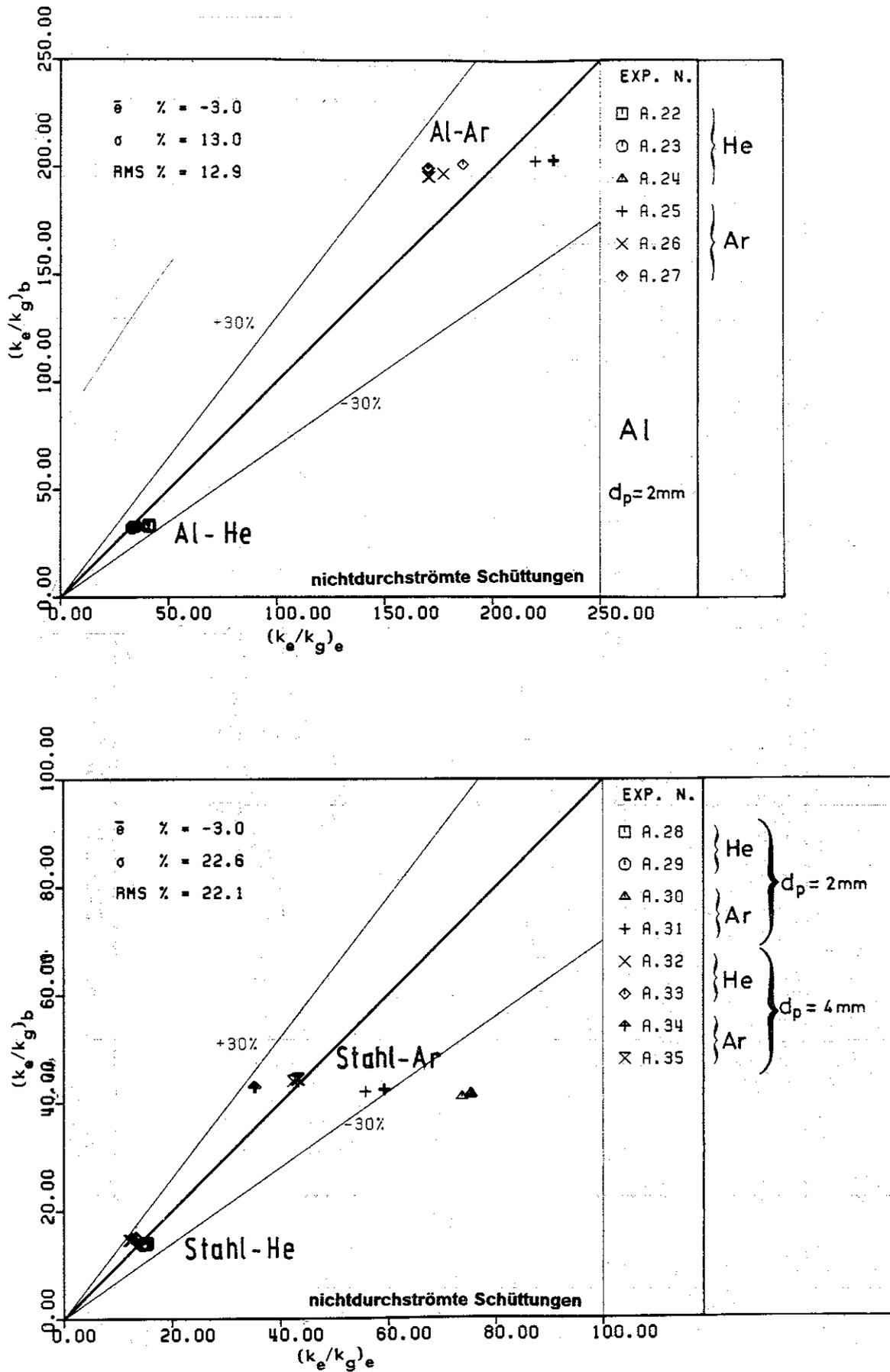


Abbildung 26. Vergleich gemessener und nach dem abgeänderten (s. Abschnitt 2.2) Modell von Okazaki et. al. berechneter Wärmeleitfähigkeiten der Schüttungen mit Aluminium- und Stahlkugeln. (Die dünneren Symbole beziehen sich auf die erste Meßebene, die dickeren auf die zweite)

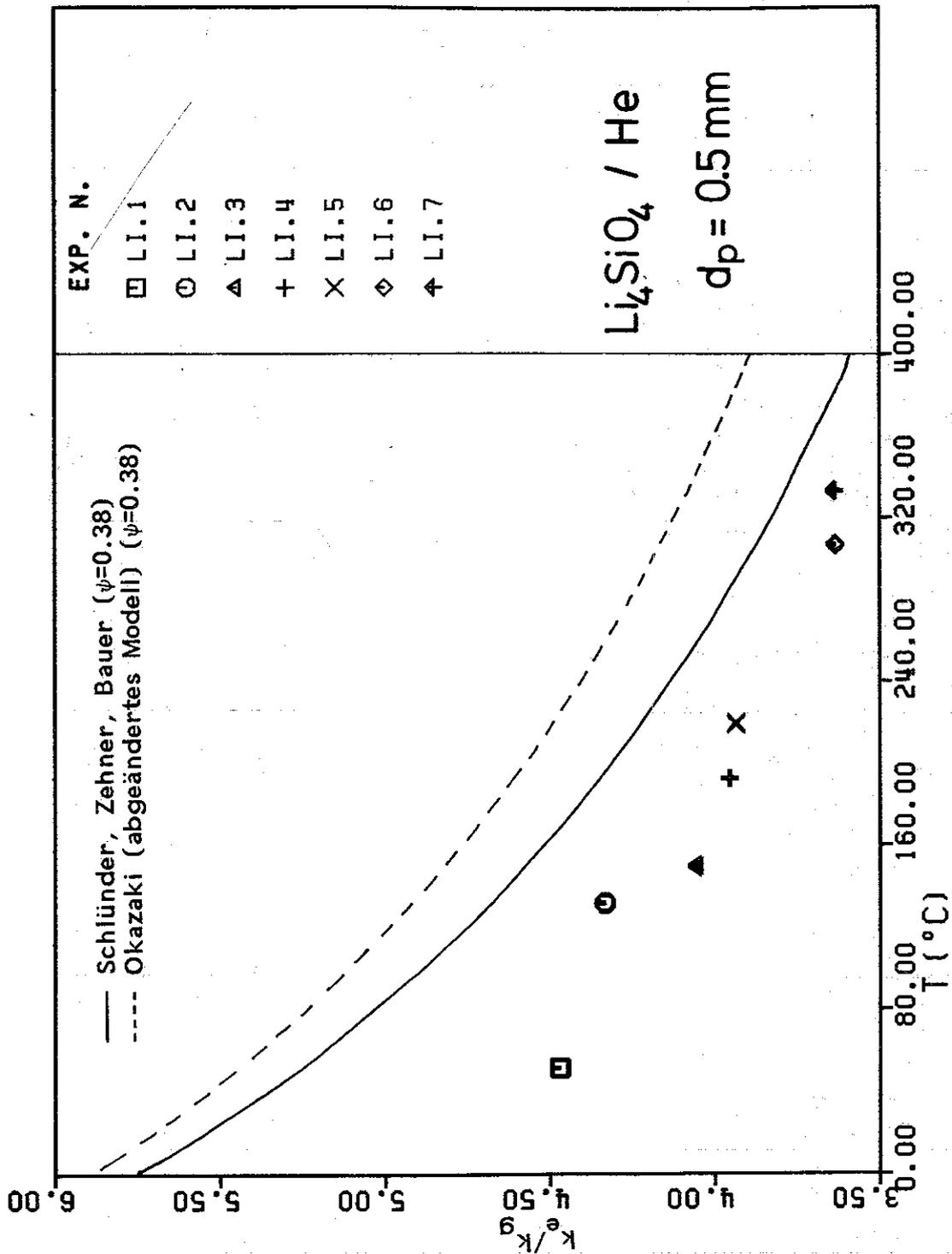


Abbildung 28. Einfluß der Temperatur auf die Wärmeleitfähigkeit nicht-durchströmter Schüttungen aus Lithium-Orthosilikat-Kugeln.

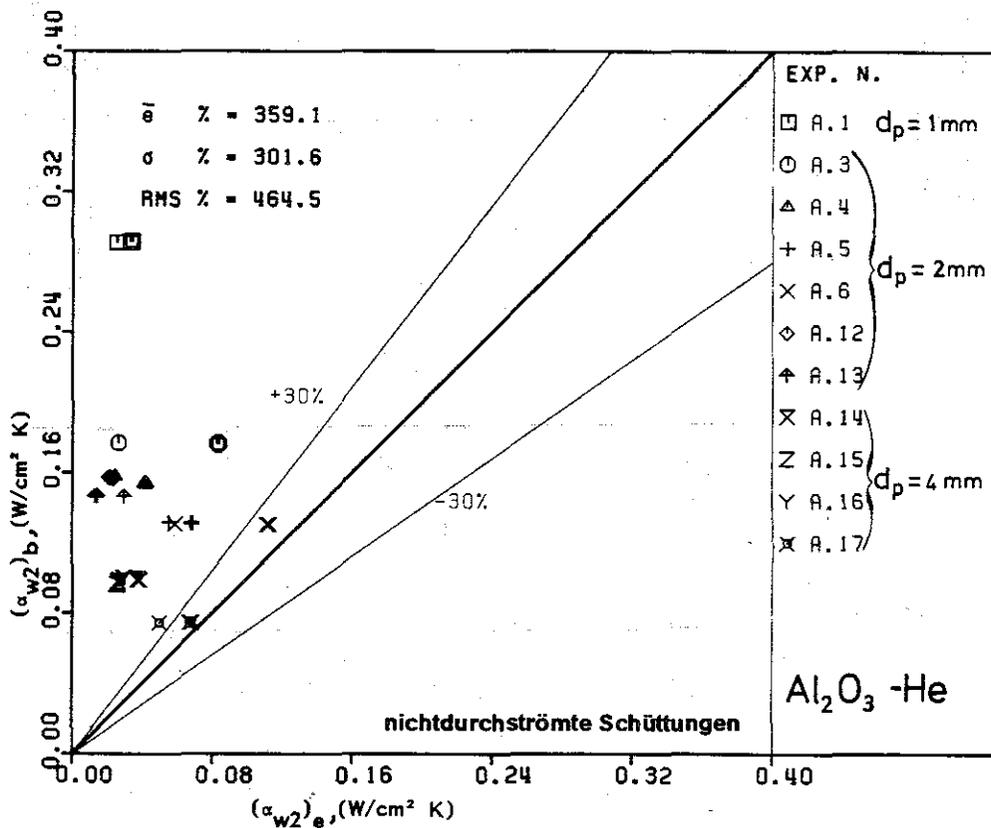
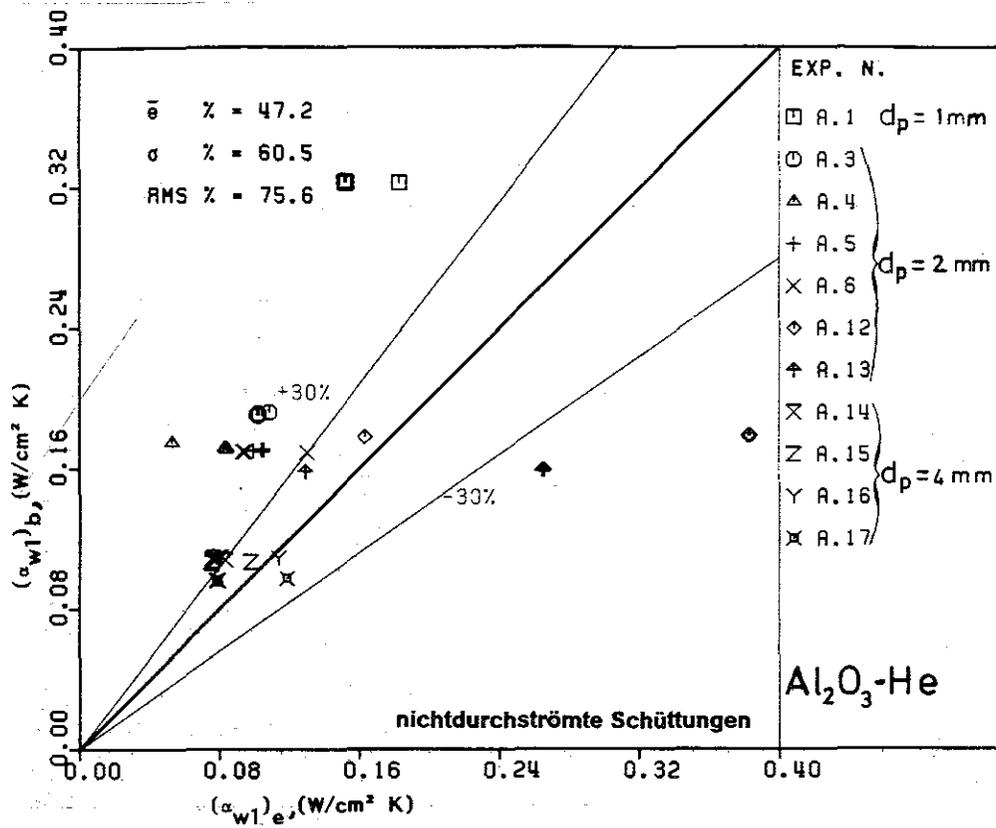


Abbildung 29. Vergleich gemessener und nach der Schlünder-Korrelation berechneter Wandwärmeübergangskoeffizienten für die Schüttungen mit Aluminium-Oxid-Kugeln und Helium (Die dünneren Symbole beziehen sich auf die erste Meßebene, die dickeren auf die zweite).

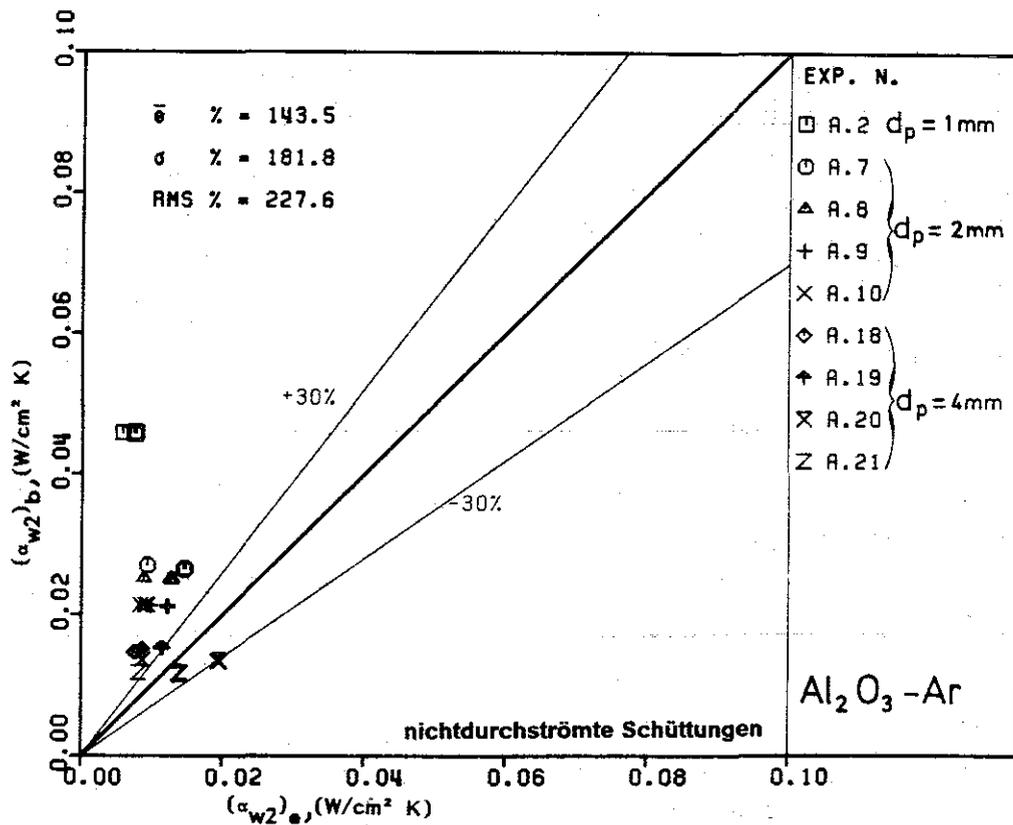
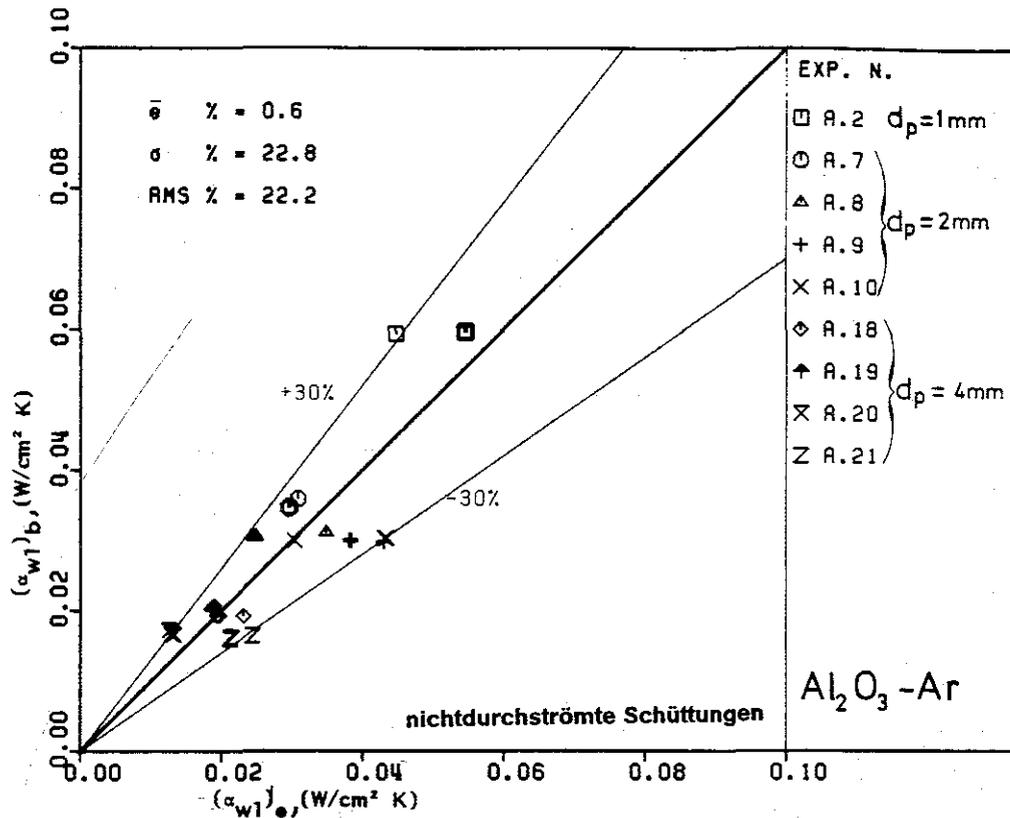


Abbildung 30. Vergleich gemessener und nach der Schlünder-Korrelation berechneter Wandwärmeübergangskoeffizienten für die Schüttungen mit Aluminium-Oxid-Kugeln und Argon. (Die dünneren Symbole beziehen sich auf die erste Meßebene, die dickeren auf die zweite)

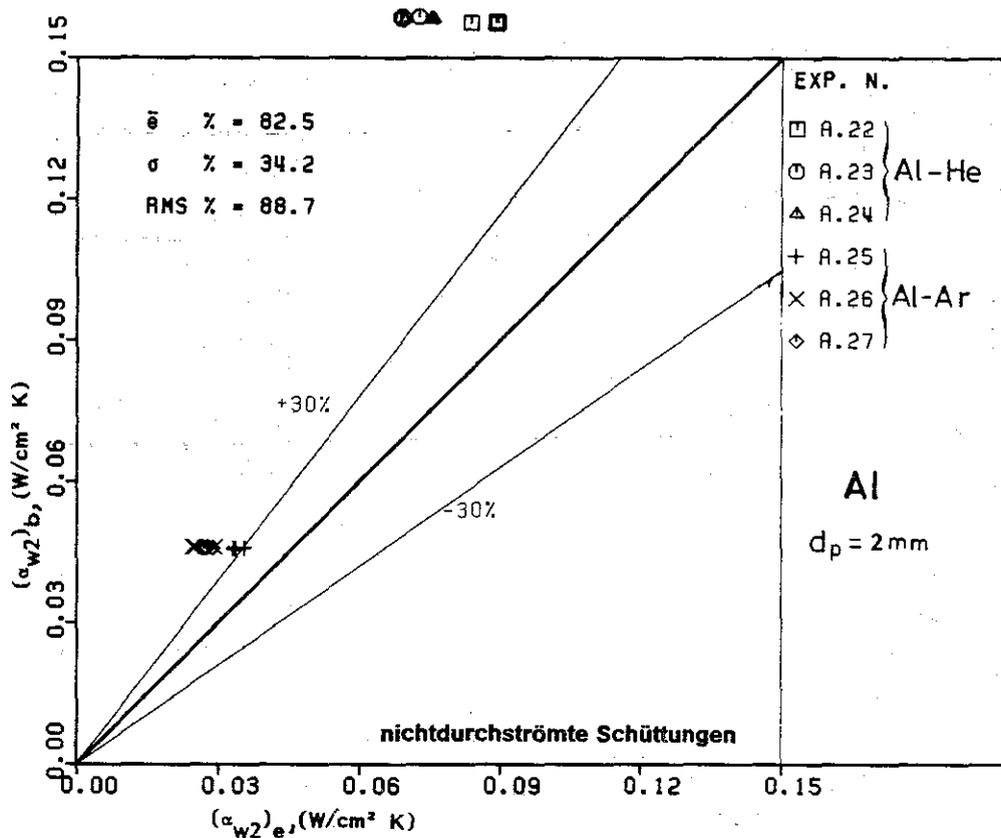
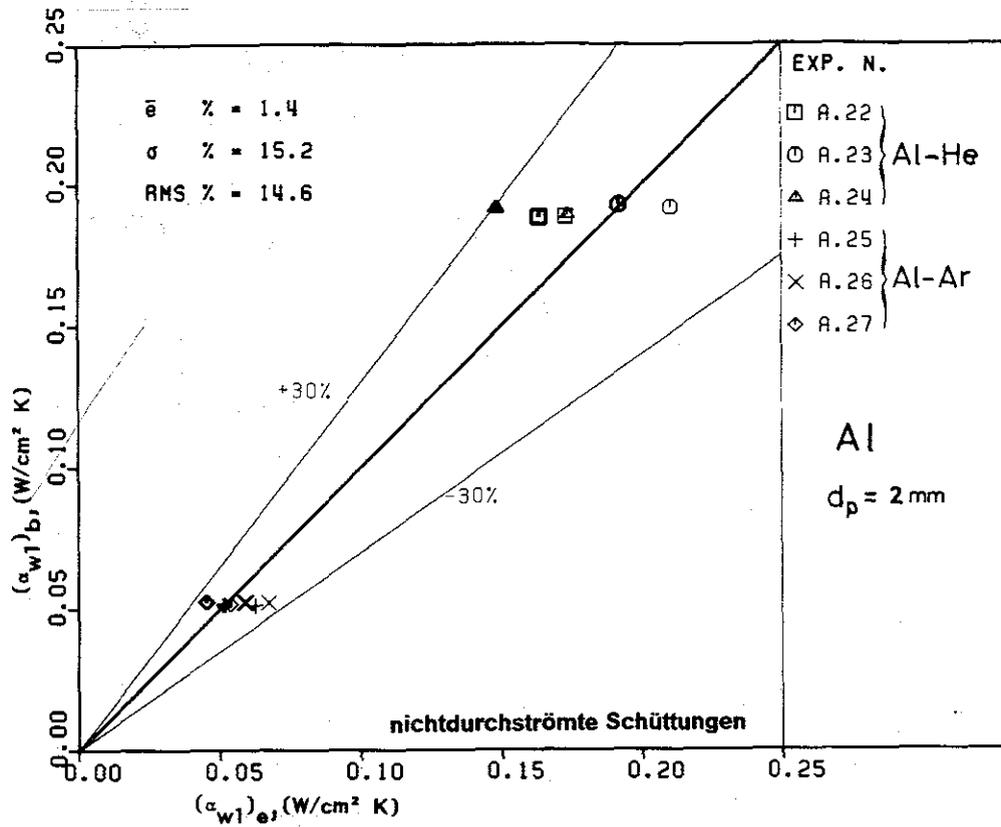


Abbildung 31. Vergleich gemessener und nach der Schlünder-Korrelation berechneter Wandwärmeübergangskoeffizienten für die Schüttungen mit Aluminiumkugeln. (Die dünneren Symbole beziehen sich auf die erste Meßebene, die dickeren auf die zweite)

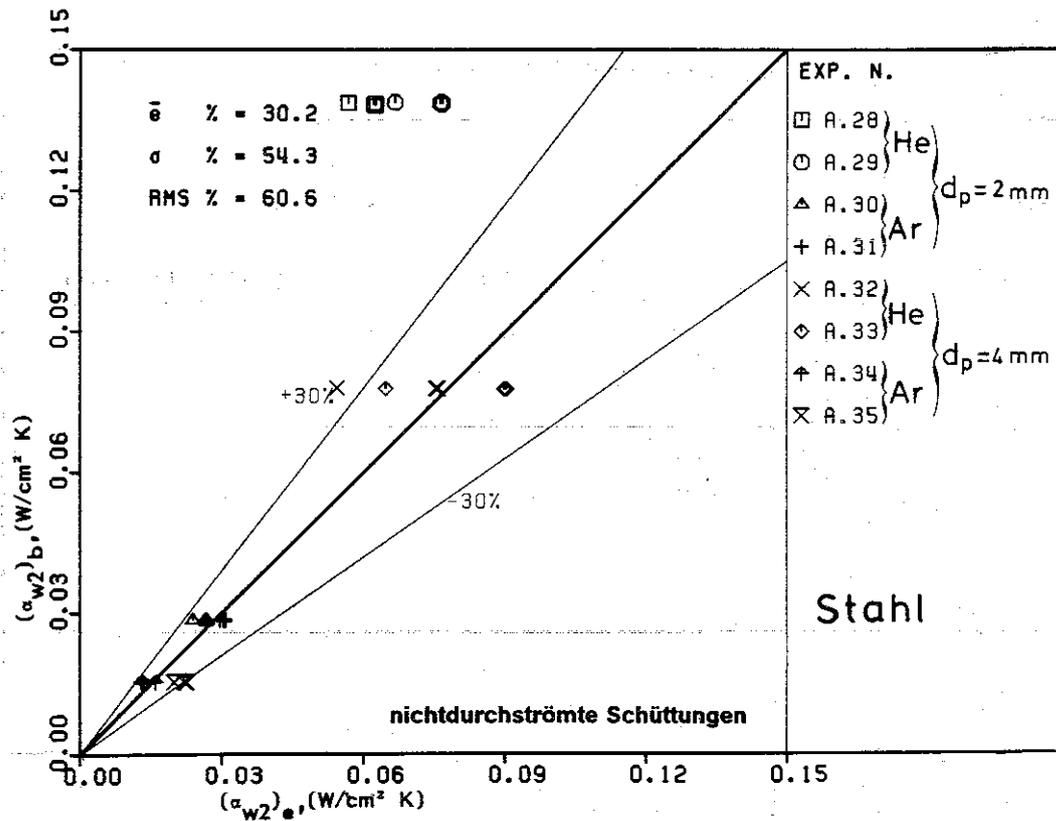
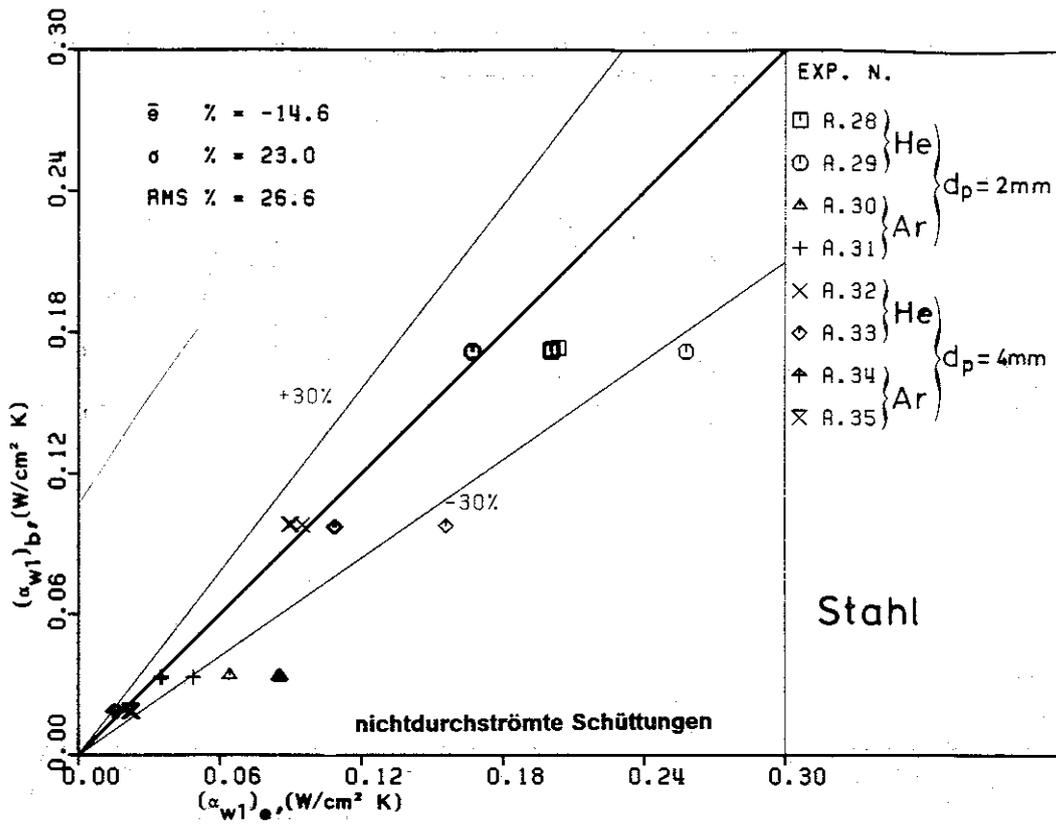


Abbildung 32. Vergleich gemessener und nach der Schlünder-Korrelation berechneter Wandwärmeübergangskoeffizienten für die Schüttungen mit Stahlkugeln. (Die dünneren Symbole beziehen sich auf die erste Meßebene, die dickeren auf die zweite)

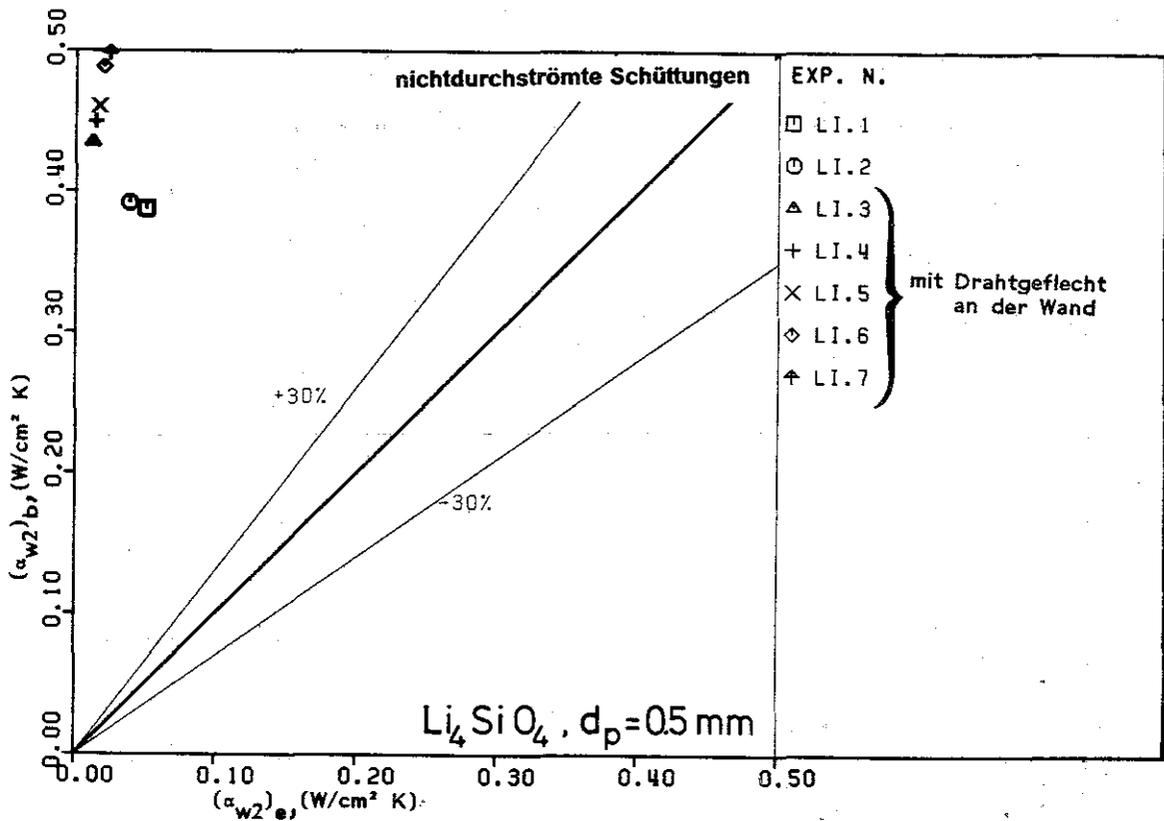
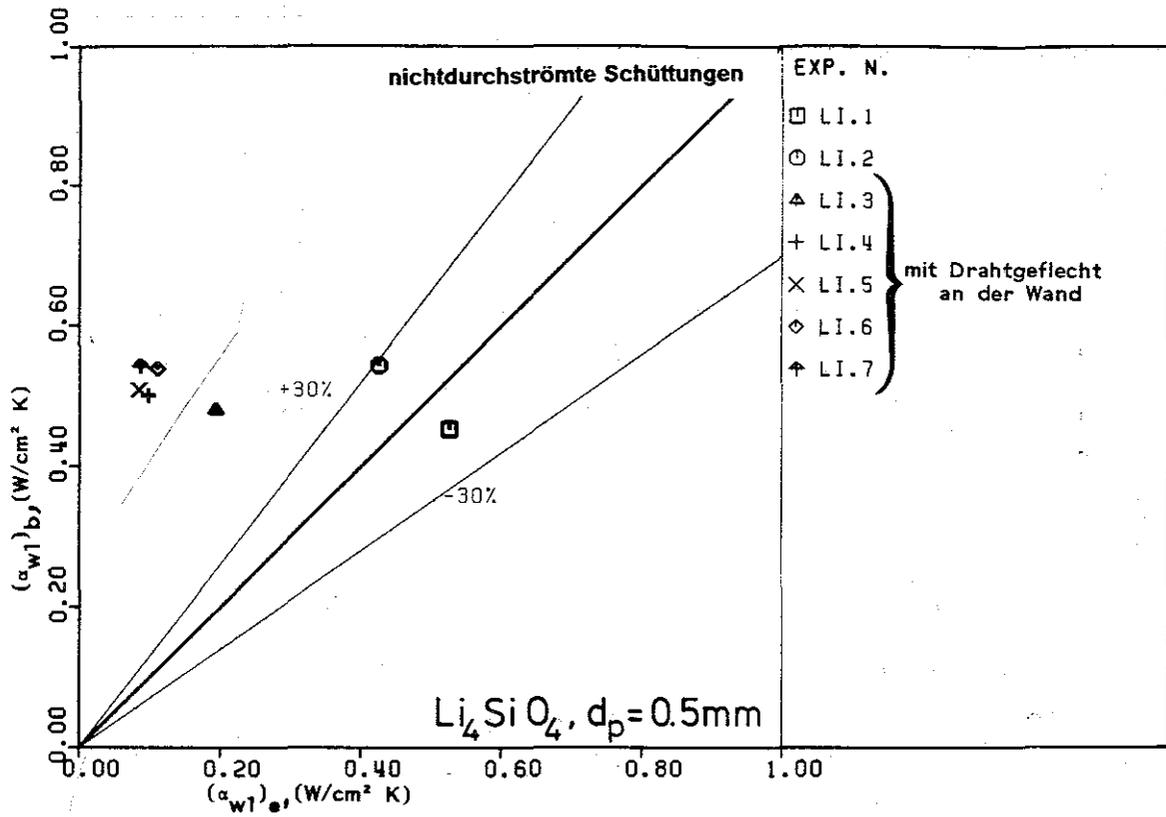


Abbildung 33. Vergleich gemessener und nach der Schlünder-Korrelation berechneter Wandwärmeübergangskoeffizienten für die Schüttungen mit Lithium-Orthosilikat-Kugeln und Helium. (Die dünneren Symbole beziehen sich auf die erste Meßebene, die dickeren auf die zweite)

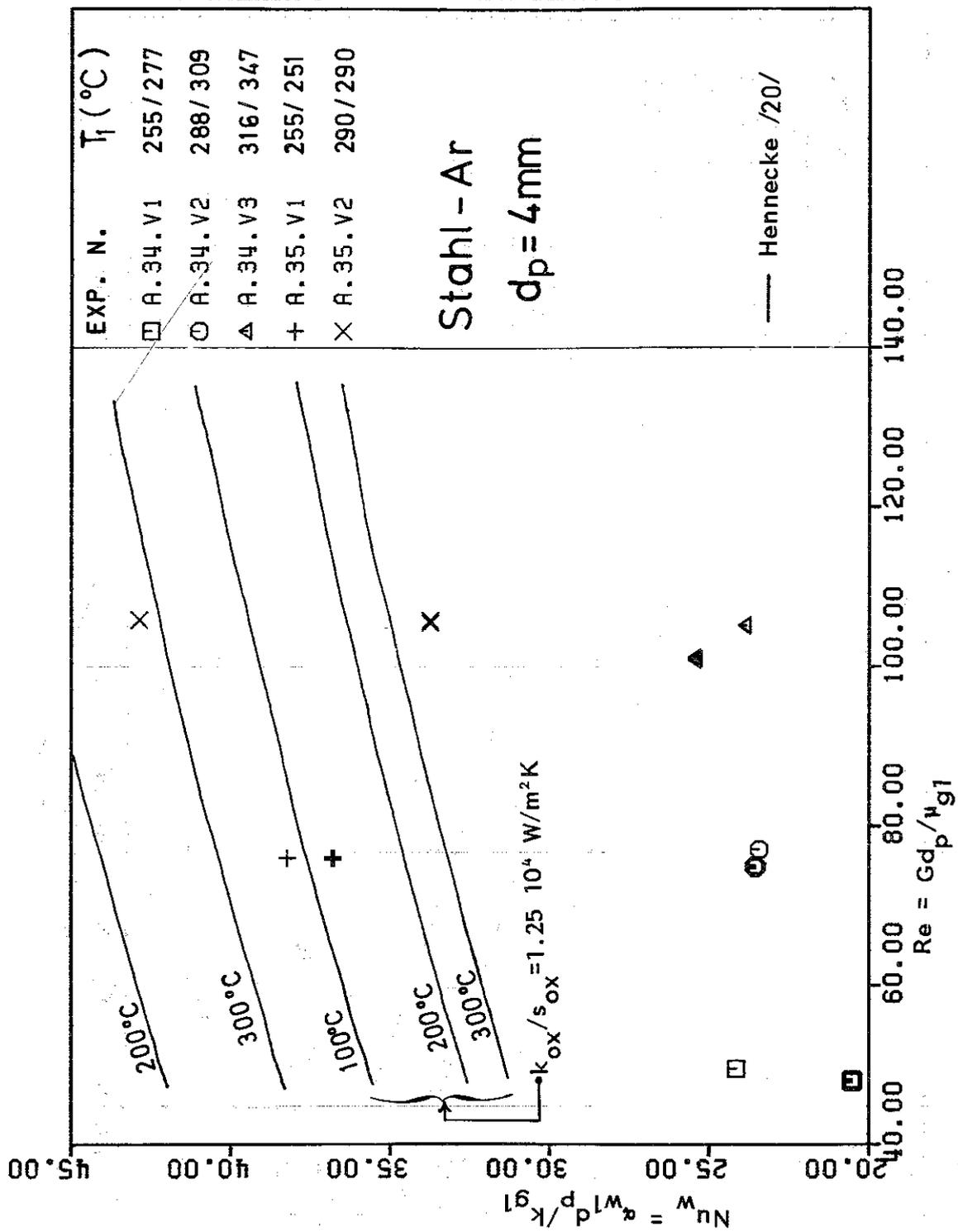


Abbildung 34. Vergleich gemessener und nach der Hennecke-Korrelation berechneter Wandwärmeübergangskoeffizienten für die durchströmten Schüttungen mit Stahlkugeln und Argon. (Die dünneren Symbole beziehen sich auf die erste Meßebene, die dickeren auf die zweite. Die Eigenschaften der Stoffe wurden bei der Temperatur T₁ gerechnet.)

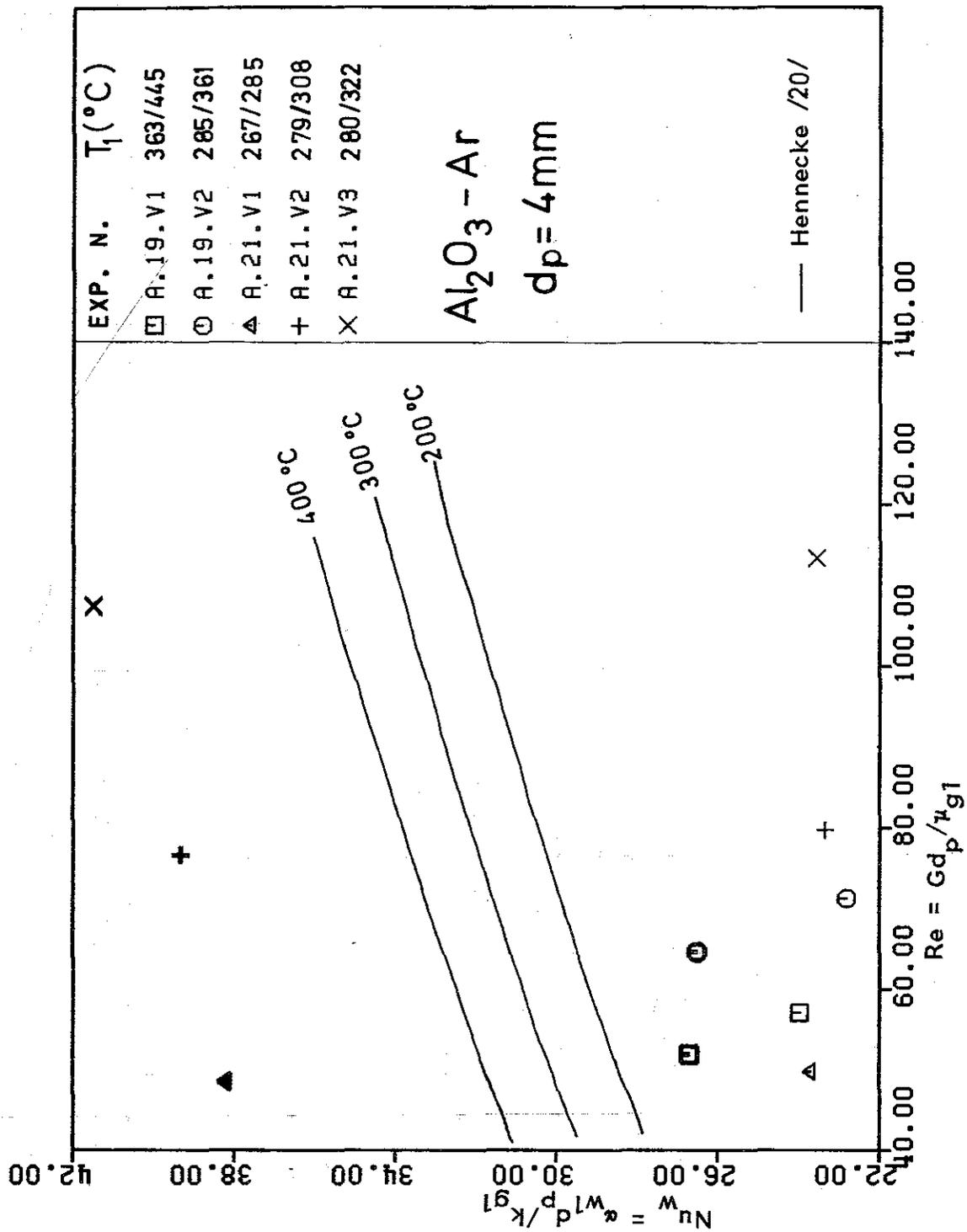
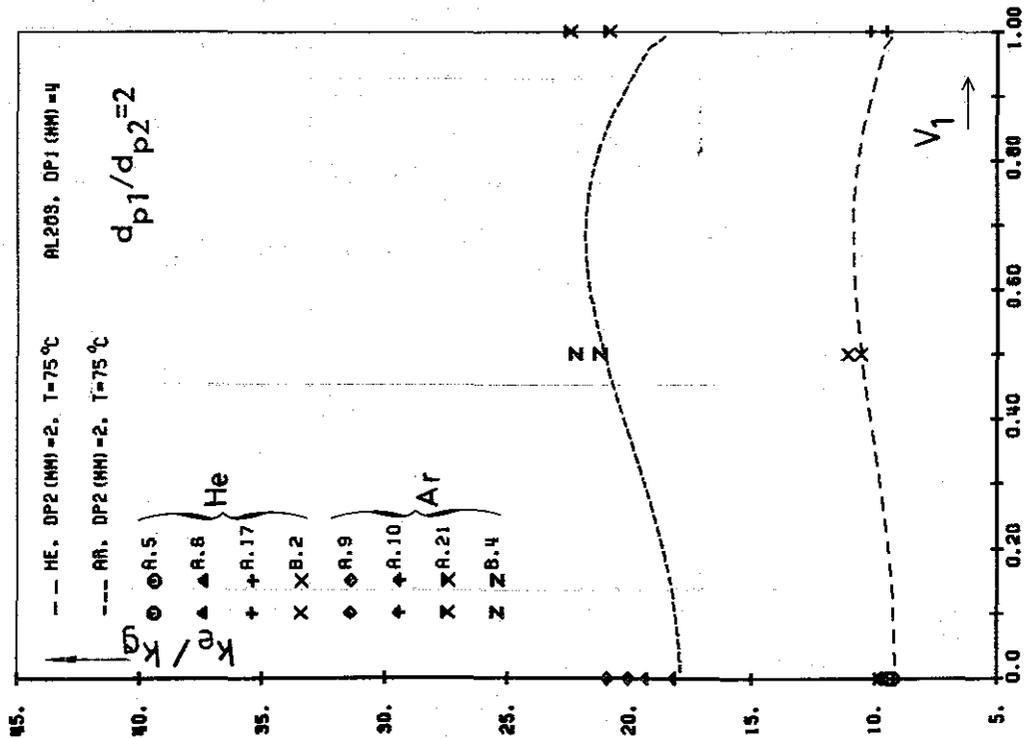
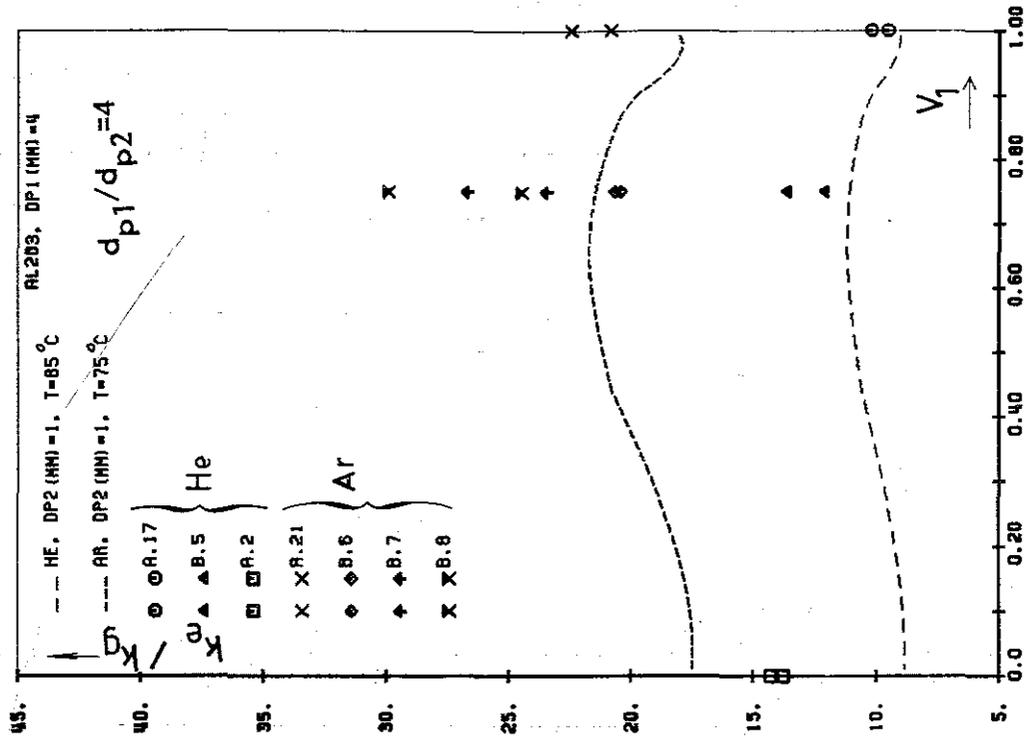


Abbildung 35. Vergleich gemessener und nach der Hennecke-Korrelation berechneter Wandwärmeübergangskoeffizienten für die durchströmten Schüttungen mit Aluminium-Oxid-Kugeln und Argon. (Die dünneren Symbole beziehen sich auf die erste Meßebene, die dickeren auf die zweite. Die Eigenschaften der Stoffe wurden bei der Temperatur T_1 gerechnet.)

erweitertes Modell von Okazaki et. al.



nichtdurchströmte Schüttungen

Abbildung 36. Wärmeleitfähigkeit für binäre Mischungen aus Aluminium-Oxid-Kugeln unterschiedlicher Größe über dem Volumenanteil V_1 der größeren Fraktion.

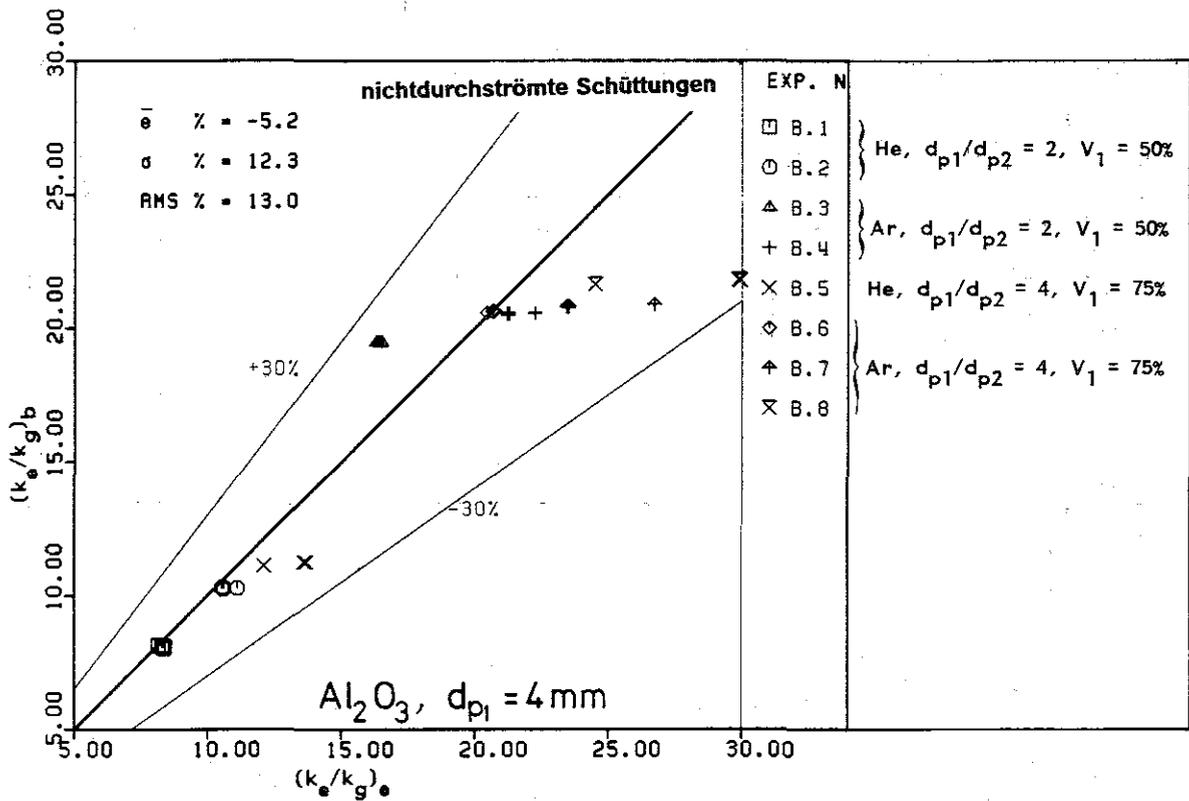
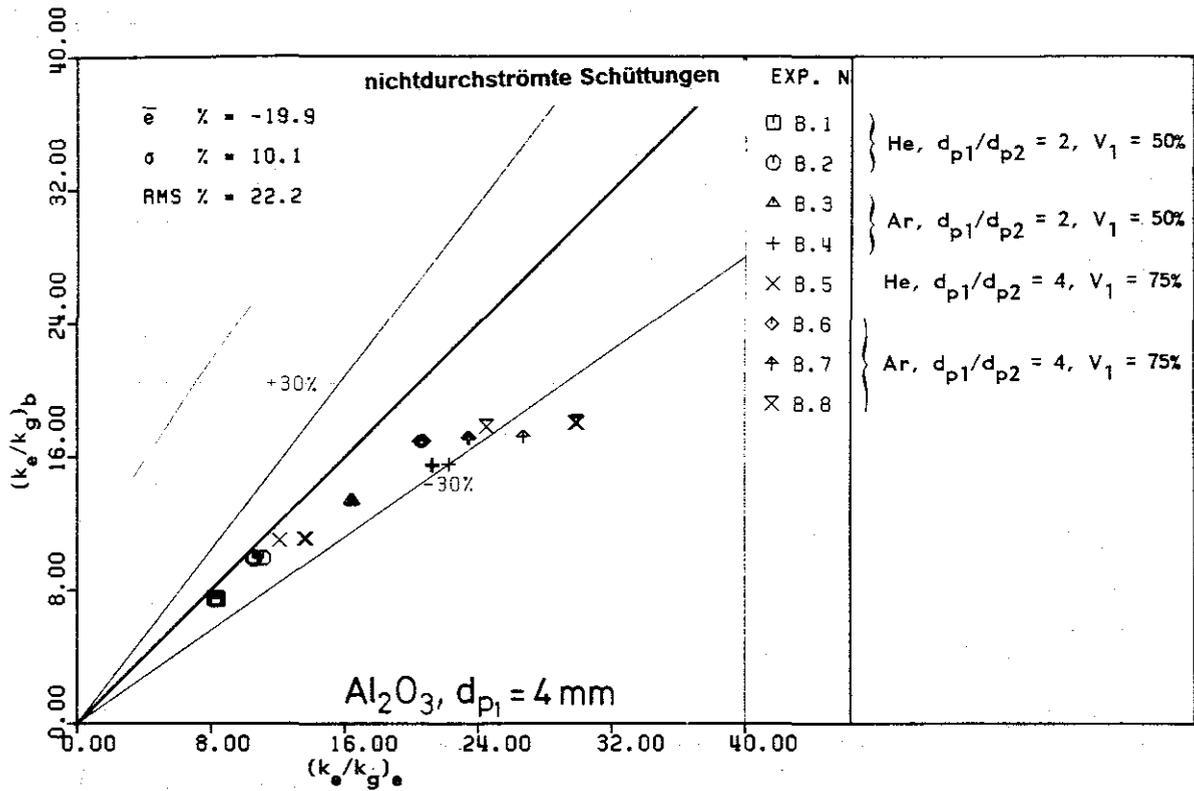


Abbildung 37. Vergleich gemessener und nach dem ursprünglichen (a) bzw. nach dem abgeänderten (b) Modell von Okazaki et. al. berechneter Wärmeleitfähigkeiten für binäre Mischungen aus Kugeln unterschiedlicher Größe. (Die dünneren Symbole beziehen sich auf die erste Meßebene, die dickeren auf die zweite)

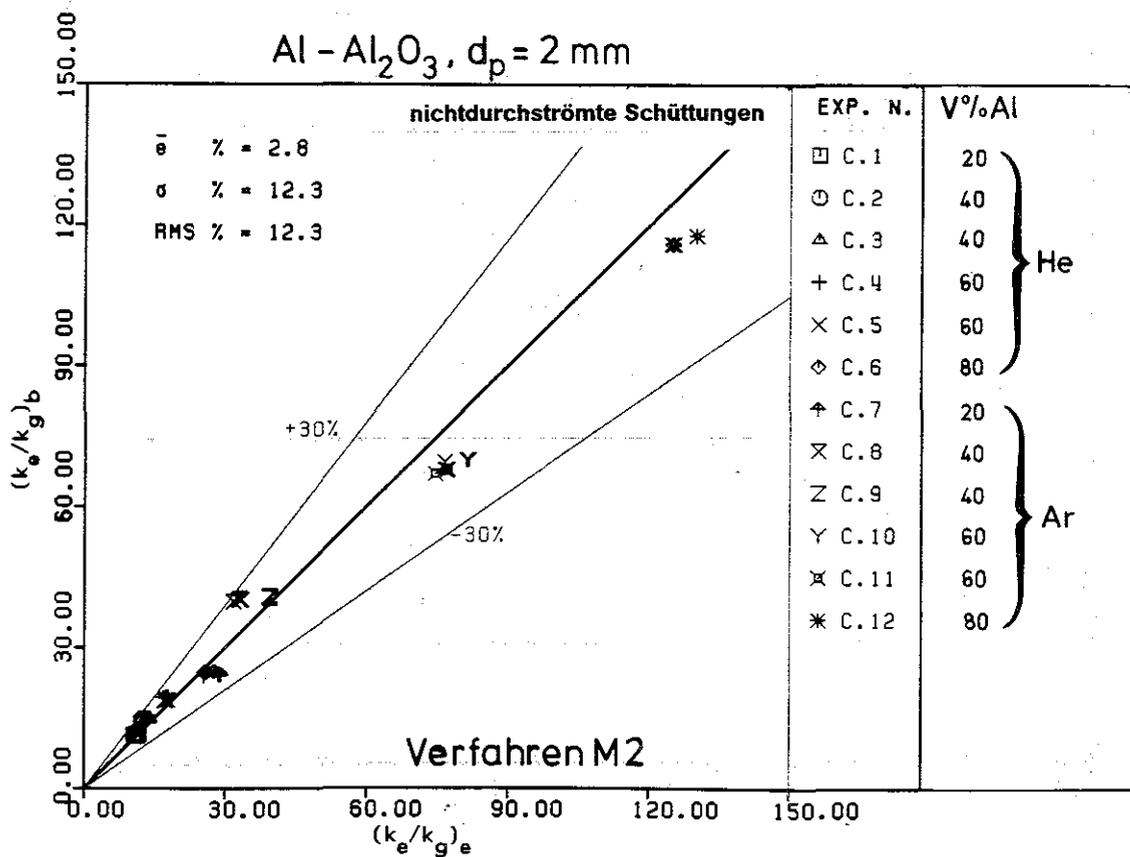
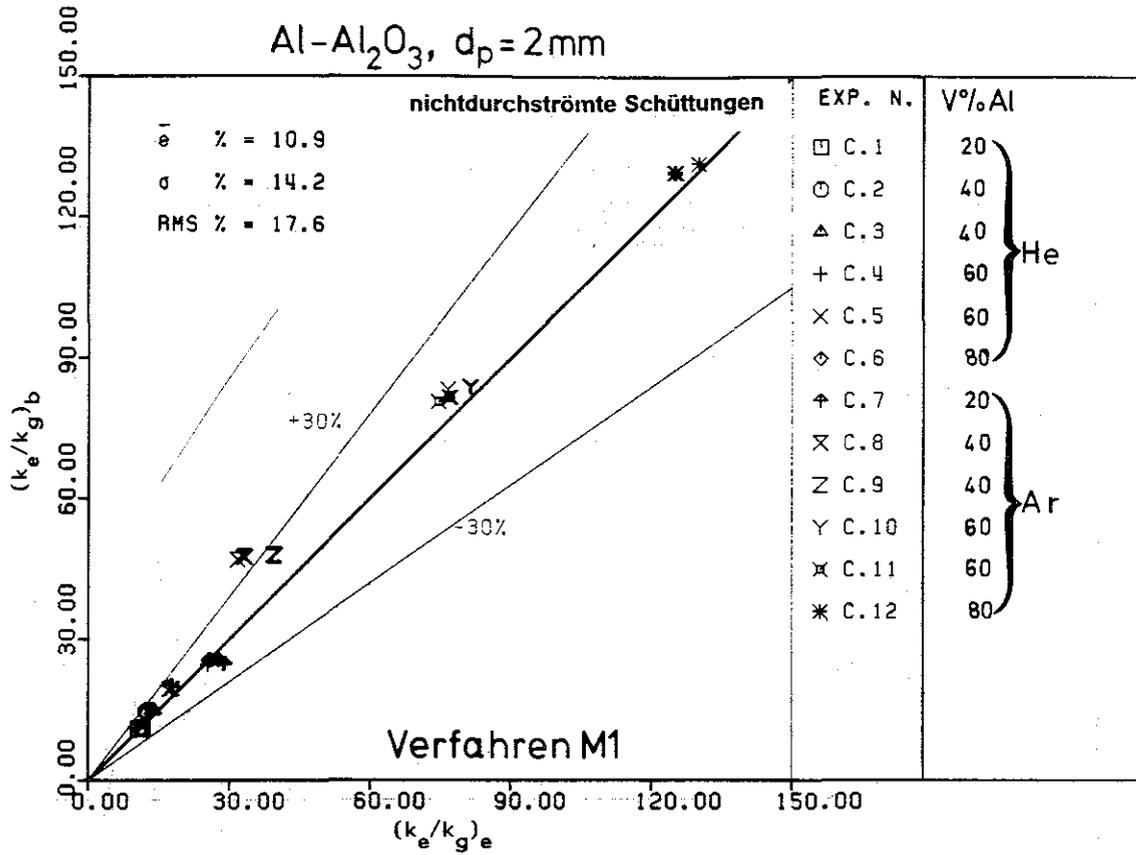


Abbildung 38. Vergleich gemessener und nach dem erweiterten Modell von Schlünder, Zehner und Bauer (s. Abschnitt 2.2) berechneter Wärmeleitfähigkeiten für binäre Mischungen aus Kugeln unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit (Aluminium- und Aluminium-Oxid-Kugeln). (Die dünneren Symbole beziehen sich auf die erste Meßebene, die dickeren auf die zweite)

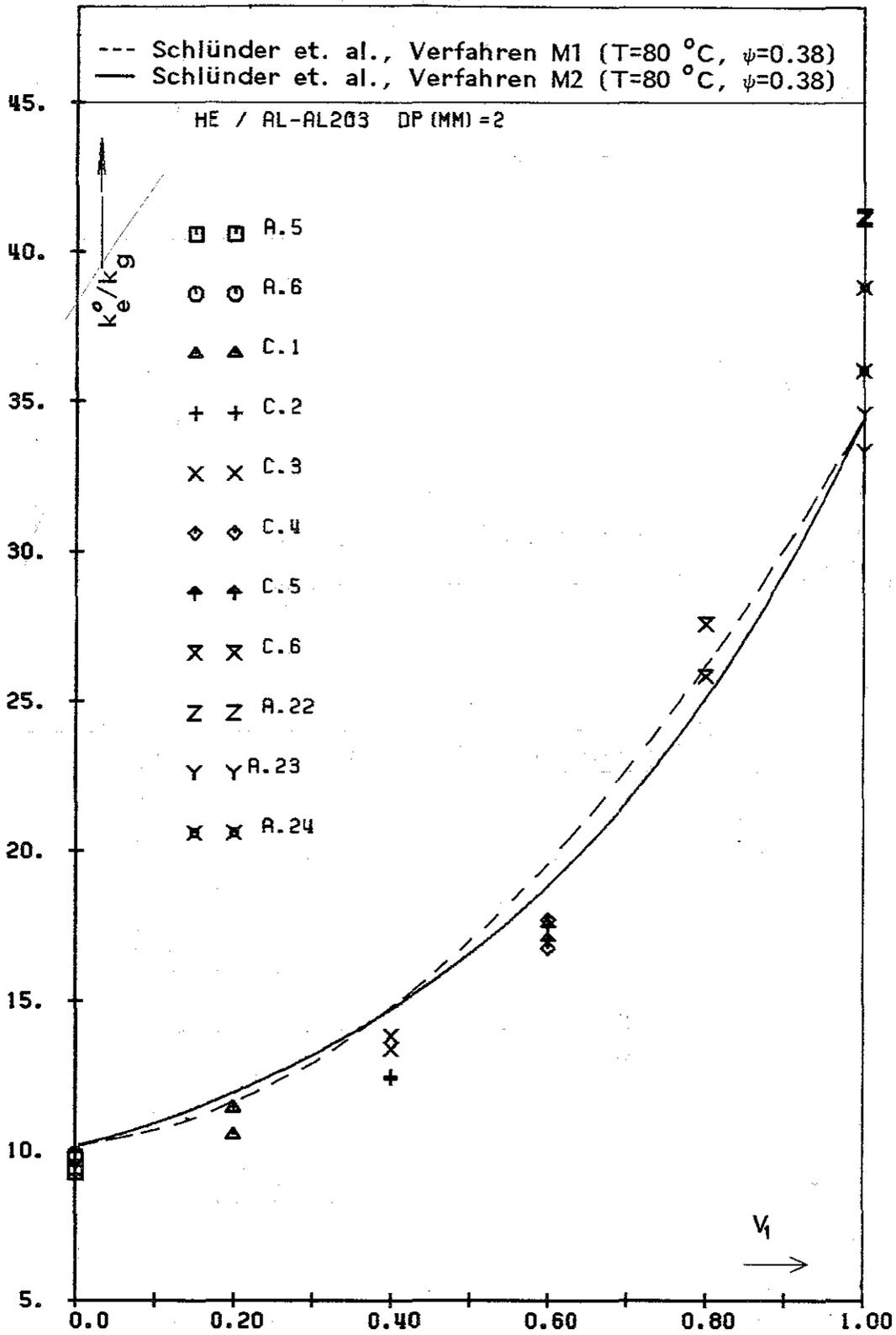


Abbildung 39. Wärmeleitfähigkeit für binäre Mischungen aus Kugeln gleicher Größe aber unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit (Aluminium- und Aluminium-Oxid-Kugeln) mit Helium als Gas über dem Volumenanteil V_1 der gut leitenden Kugeln.

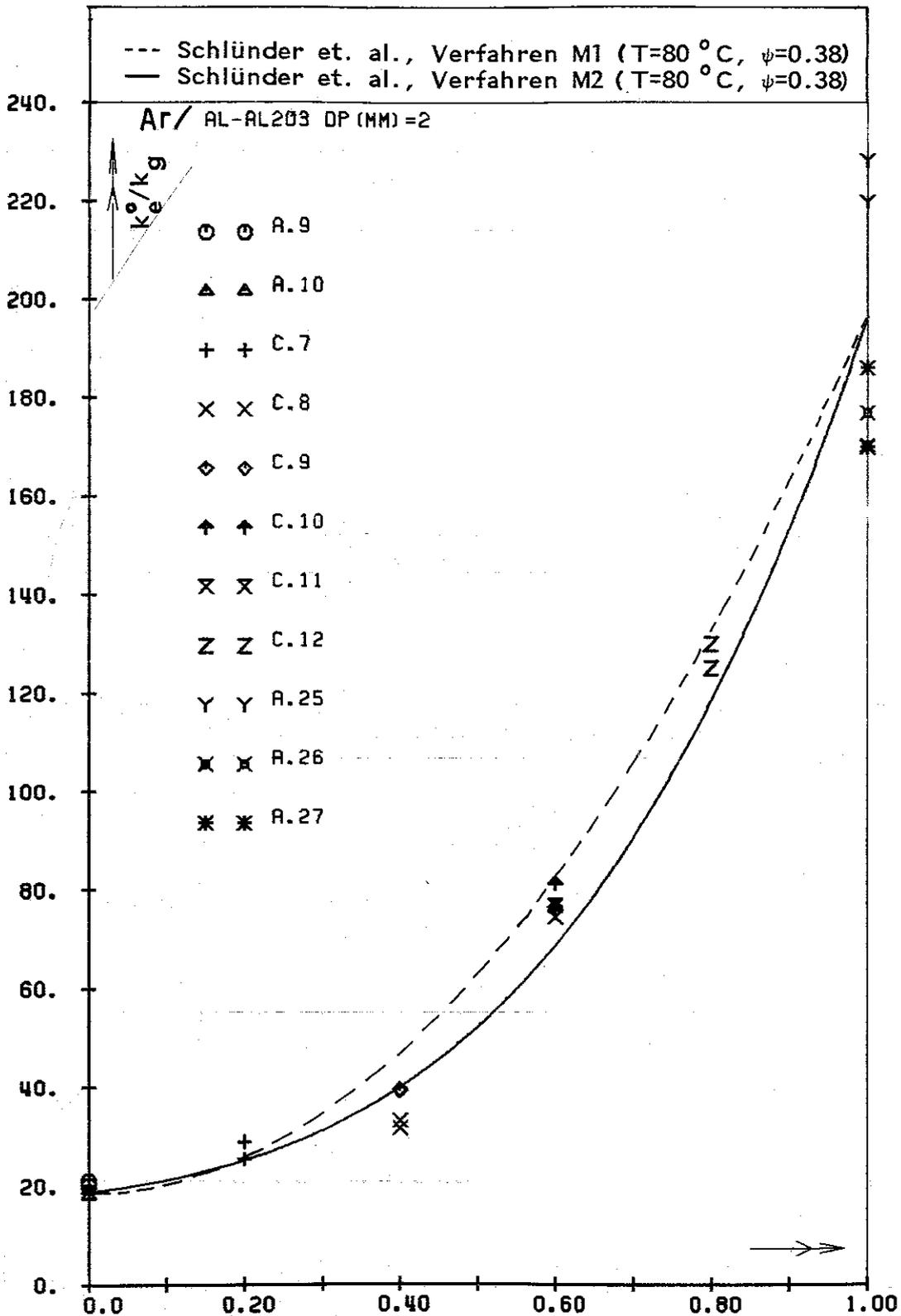


Abbildung 40. Wärmeleitfähigkeit für binäre Mischungen aus Kugeln gleicher Größe aber unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit (Aluminium- und Aluminium-Oxid-kugeln) mit Argon als Gas über dem Volumenanteil V_1 der gut leitenden Kugeln.

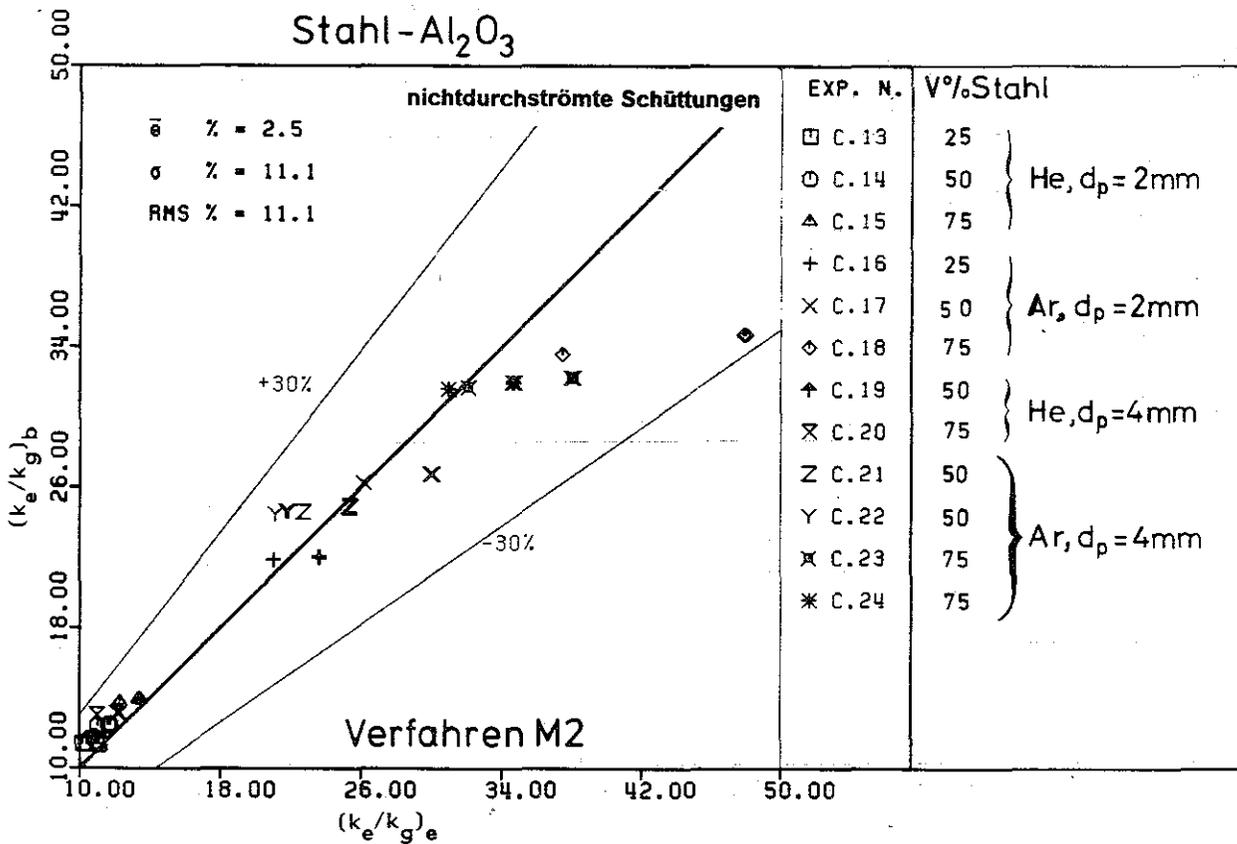
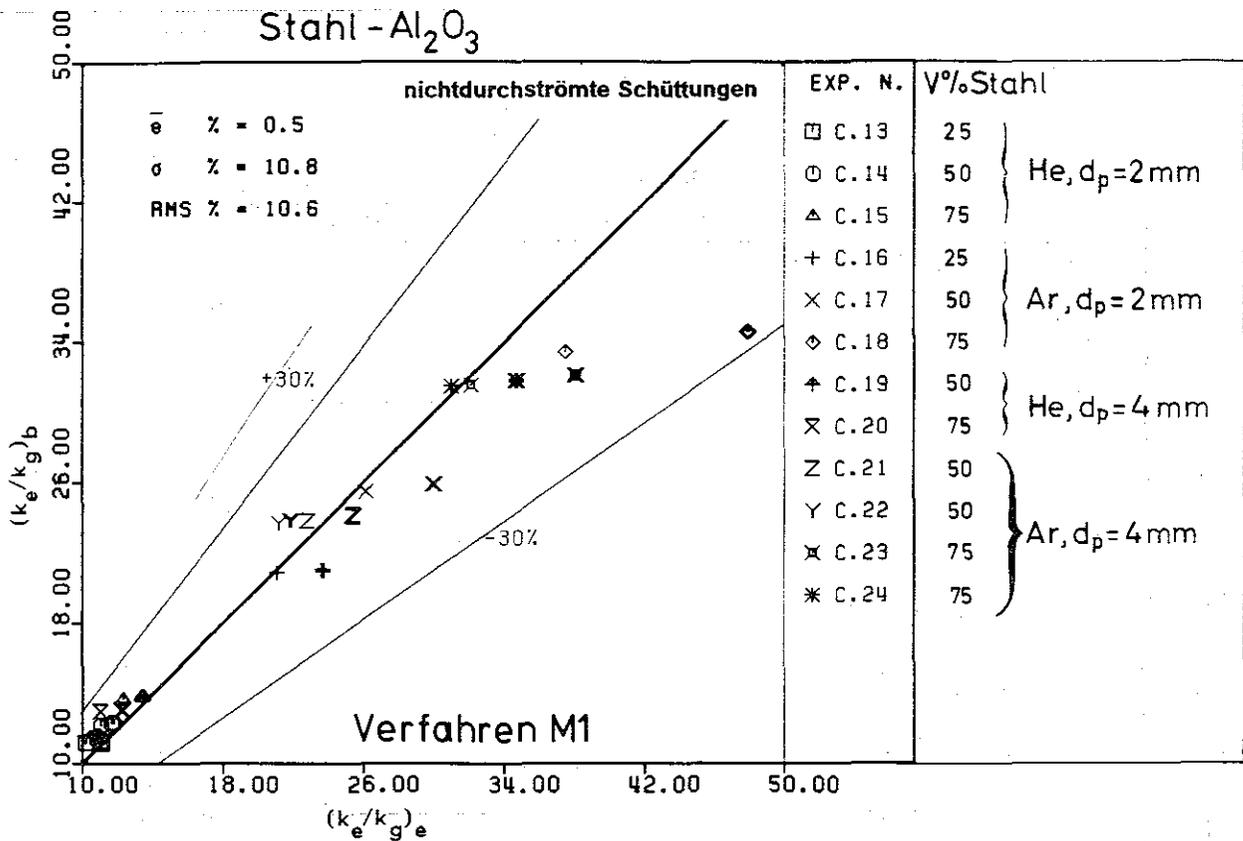


Abbildung 41. Vergleich gemessener und nach dem erweiterten Modell von Schlünder, Zehner und Bauer (s. Abschnitt 2.2) berechneter Wärmeleitfähigkeiten für binäre Mischungen aus Kugeln unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit (Stahl- und Aluminium-Oxid-Kugeln). (Die dünneren Symbole beziehen sich auf die erste Meßebeane, die dickeren auf die zweite)

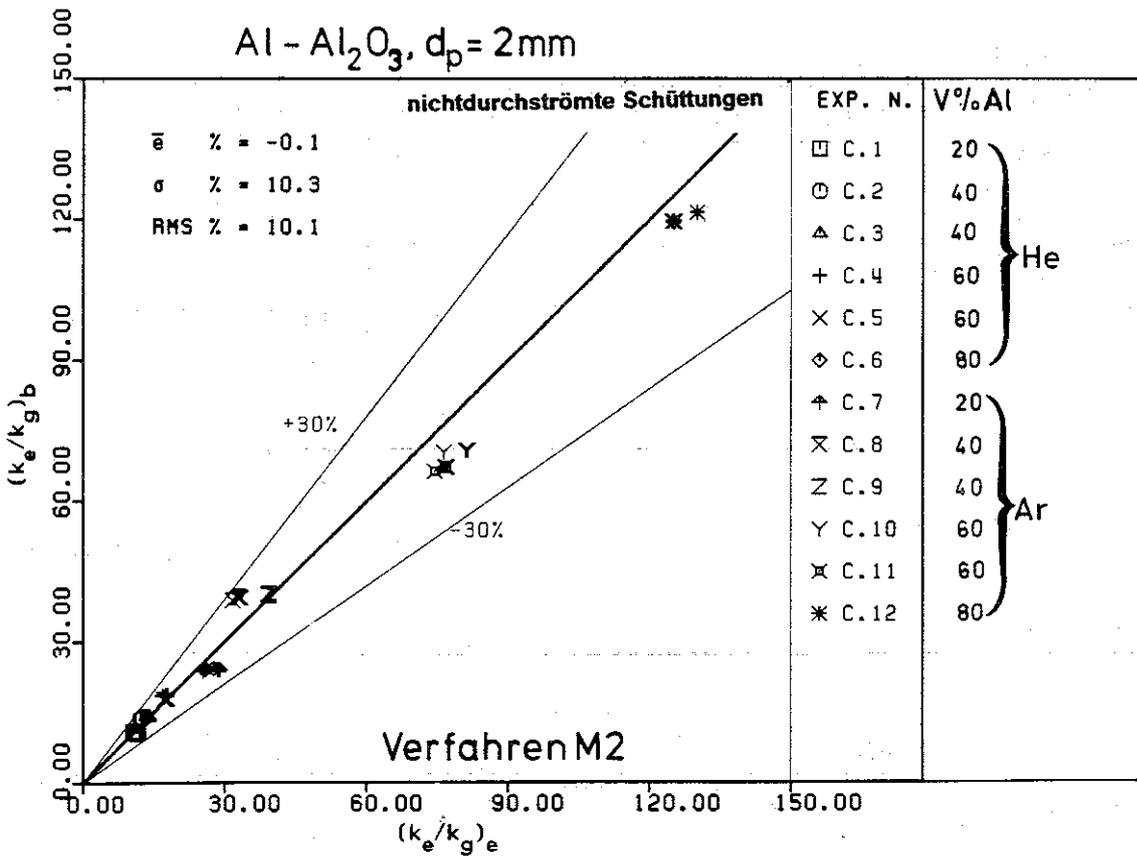
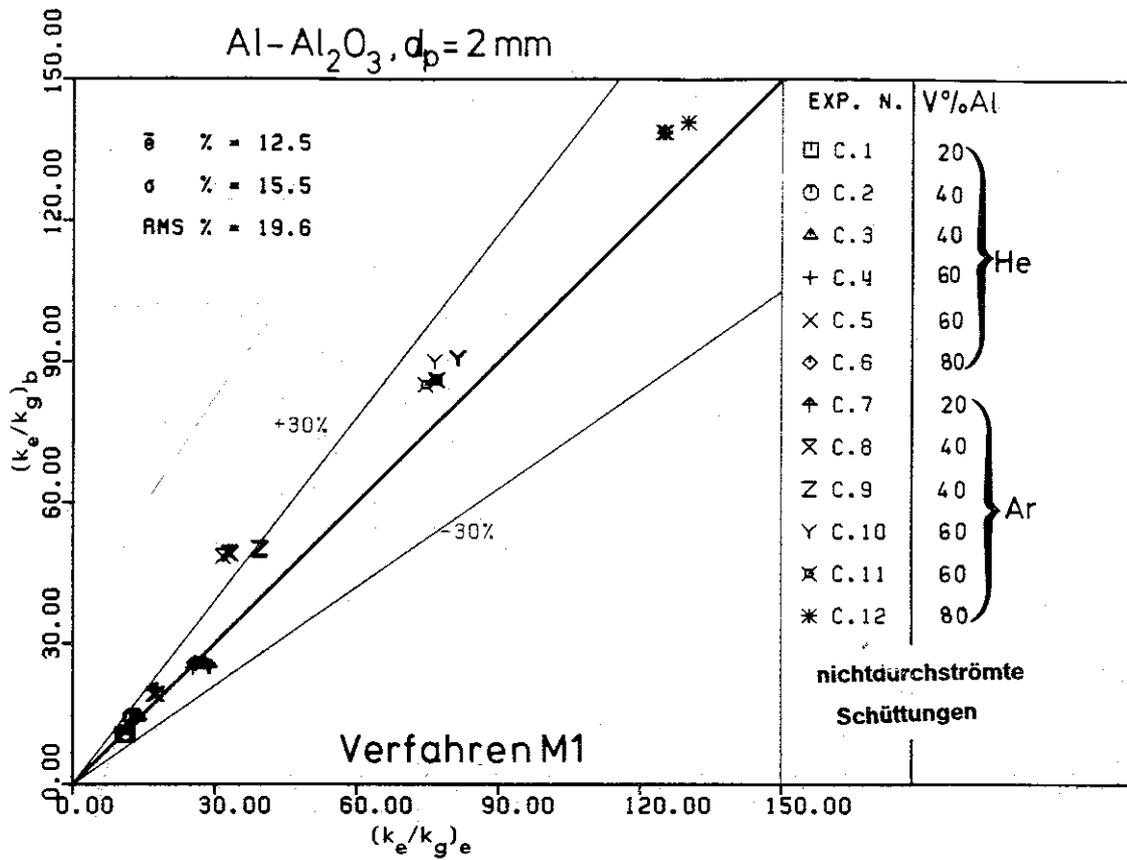


Abbildung 42. Vergleich gemessener und nach dem abgeänderten Modell (s. Abschnitt 2.2) von Okazaki et. al. berechneter Wärmeleitfähigkeiten für binäre Mischungen aus Kugeln unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit (Aluminium- und Aluminium-Oxid-Kugeln). (Die dünneren Symbole beziehen sich auf die erste Meßebene, die dickeren auf die zweite)

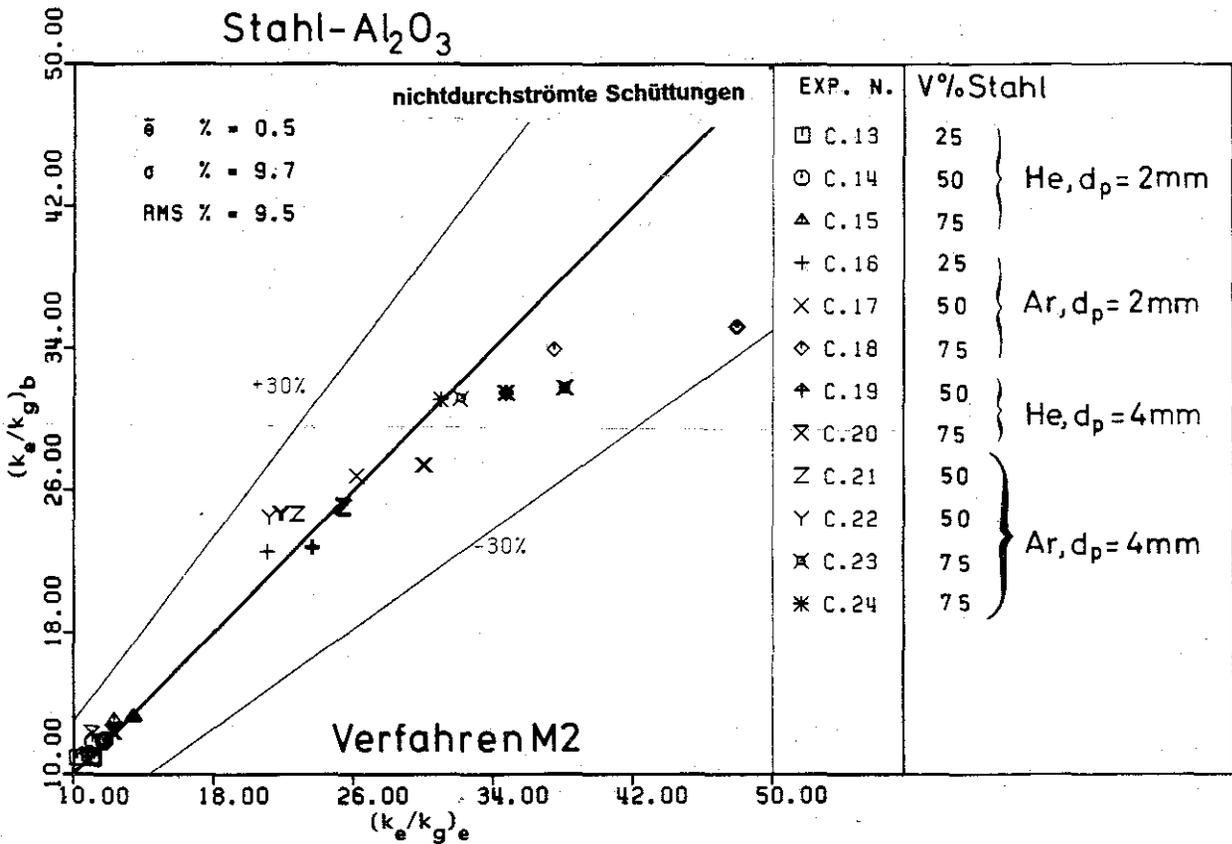
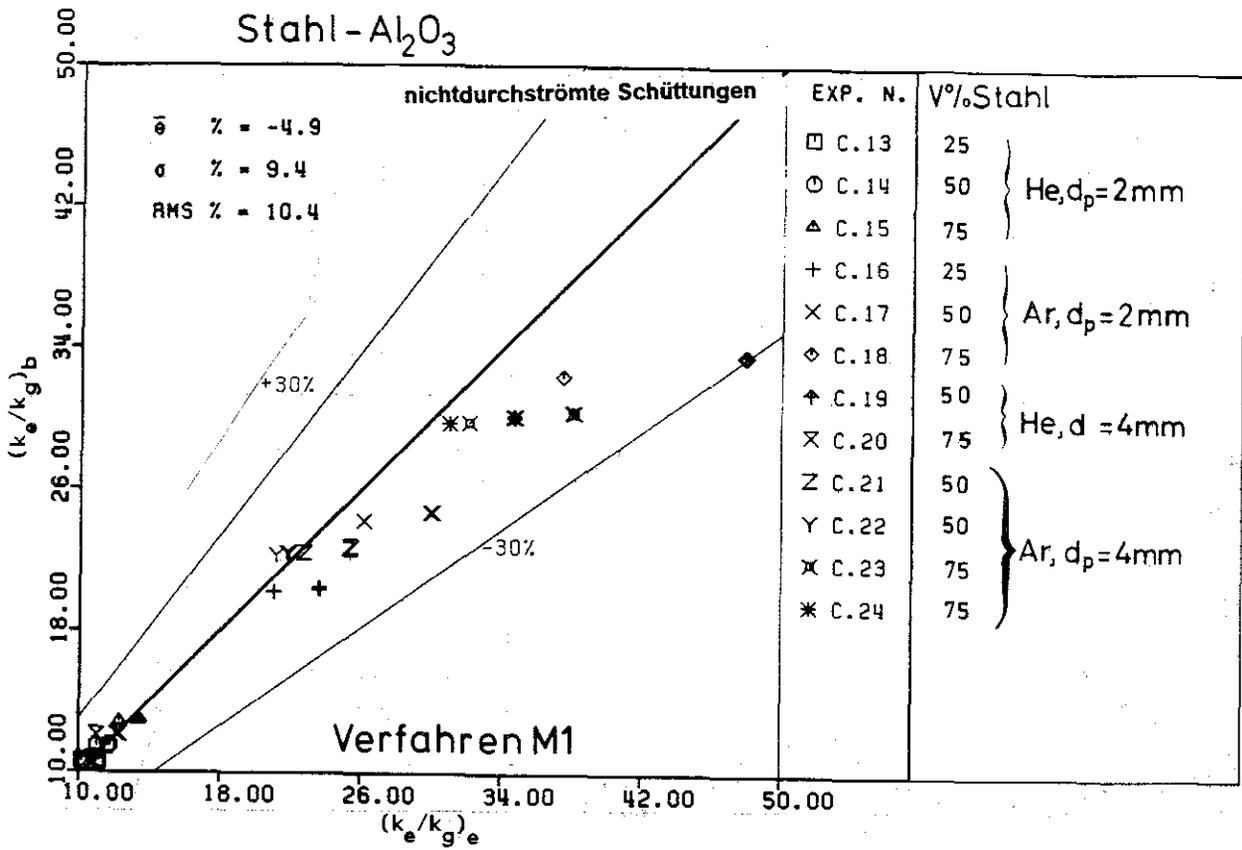


Abbildung 43. Vergleich gemessener und nach dem abgeänderten Modell (s. Abschnitt 2.2) von Okazaki et. al. berechneter Wärmeleitfähigkeiten für binäre Mischungen aus Kugeln unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit (Stahl- und Aluminium-Oxid-Kugeln). (Die dünneren Symbole beziehen sich auf die erste Meßebene, die dickeren auf die zweite)

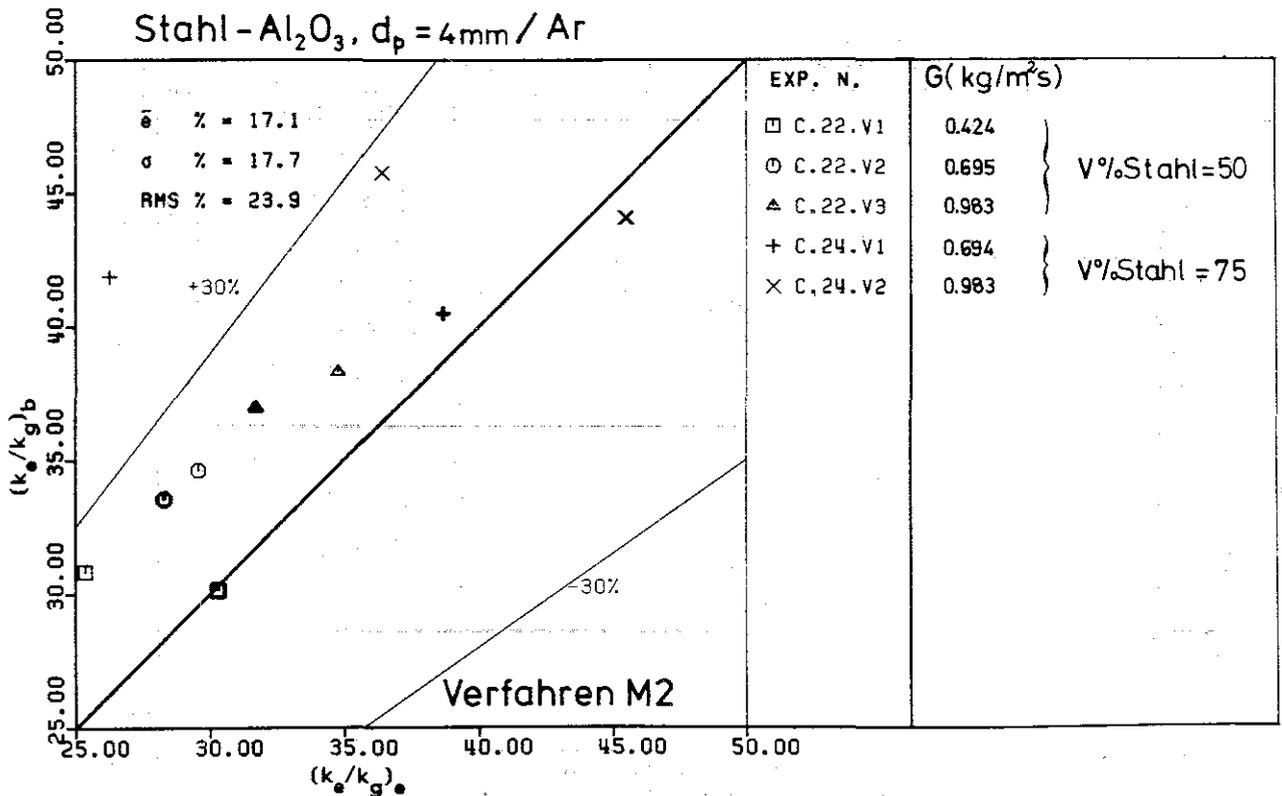
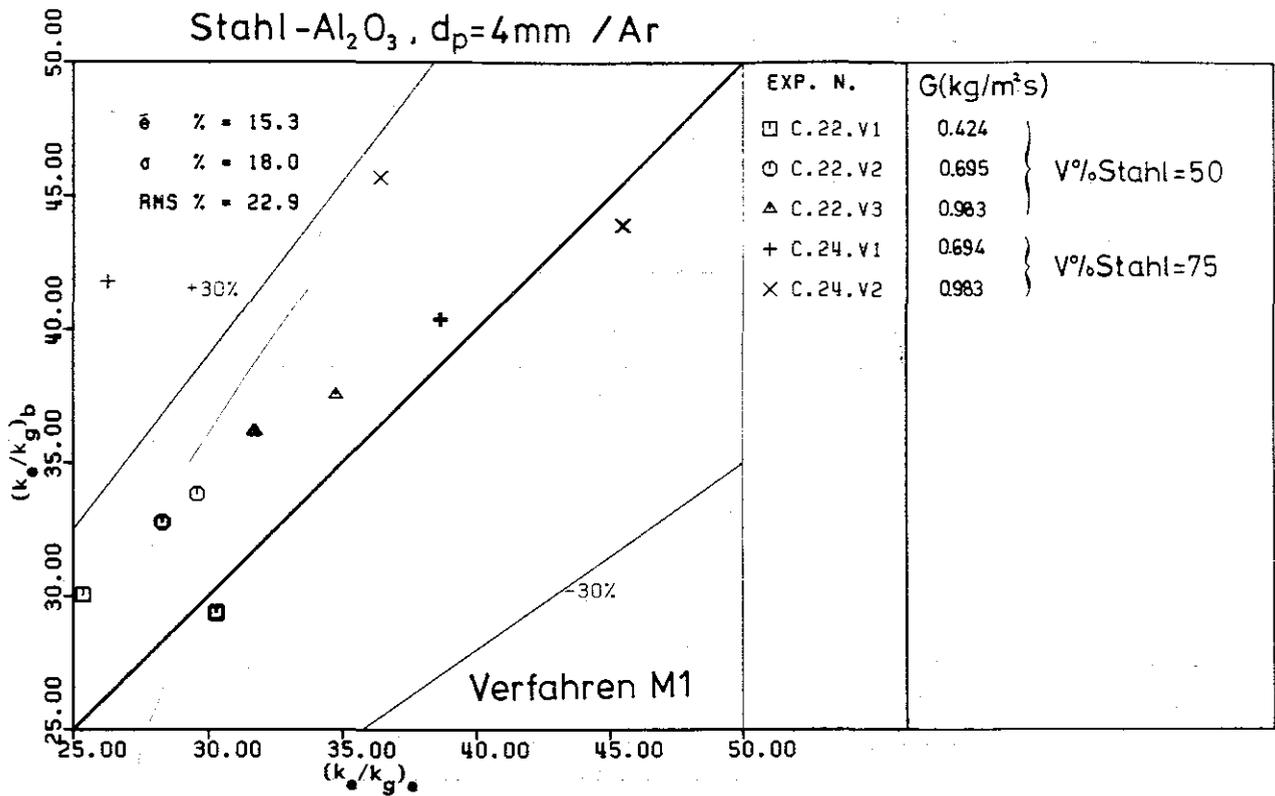


Abbildung 44. Vergleich gemessener und nach dem erweiterten Modell von Schlünder, Zehner und Bauer (s. Abschnitt 2.2) berechneter Wärmeleitfähigkeiten für durchströmte binäre Mischungen aus Kugeln unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit (Stahl- und Aluminium-Oxid-Kugeln). (Die dünneren Symbole beziehen sich auf die erste Mezebene, die dickeren auf die zweite)

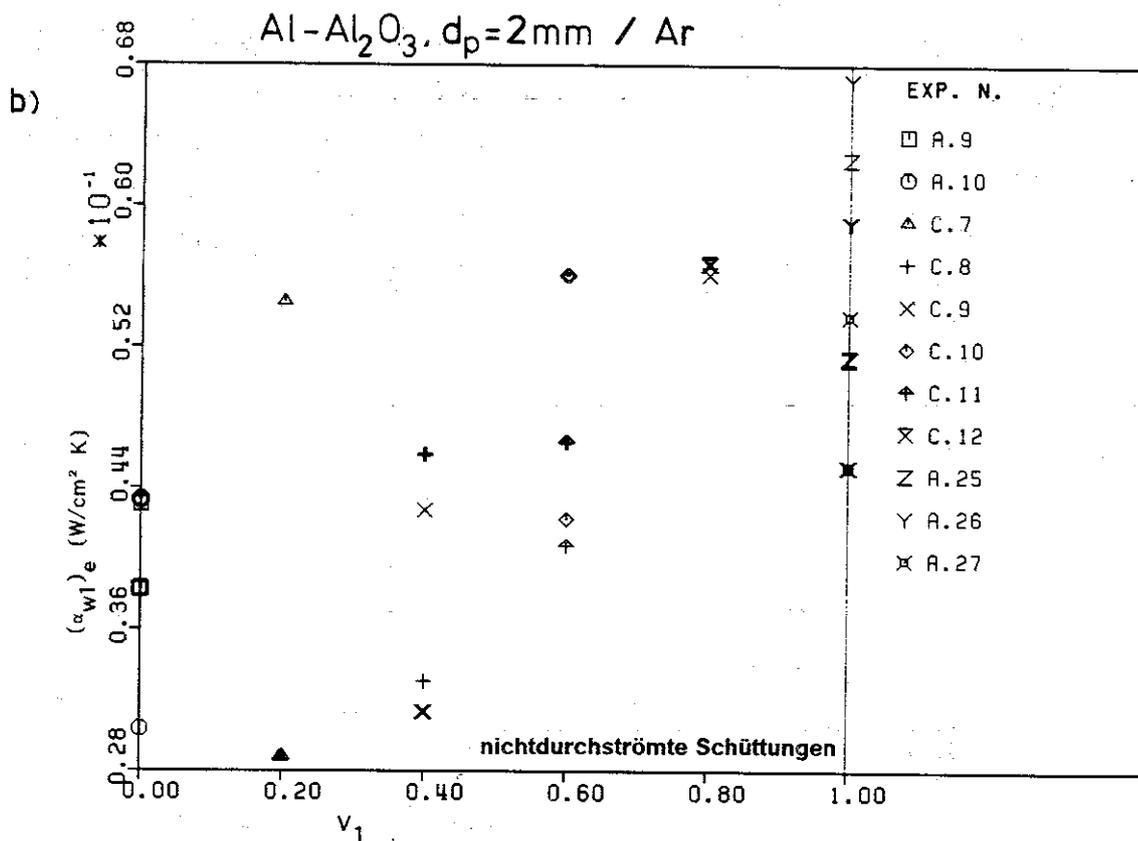
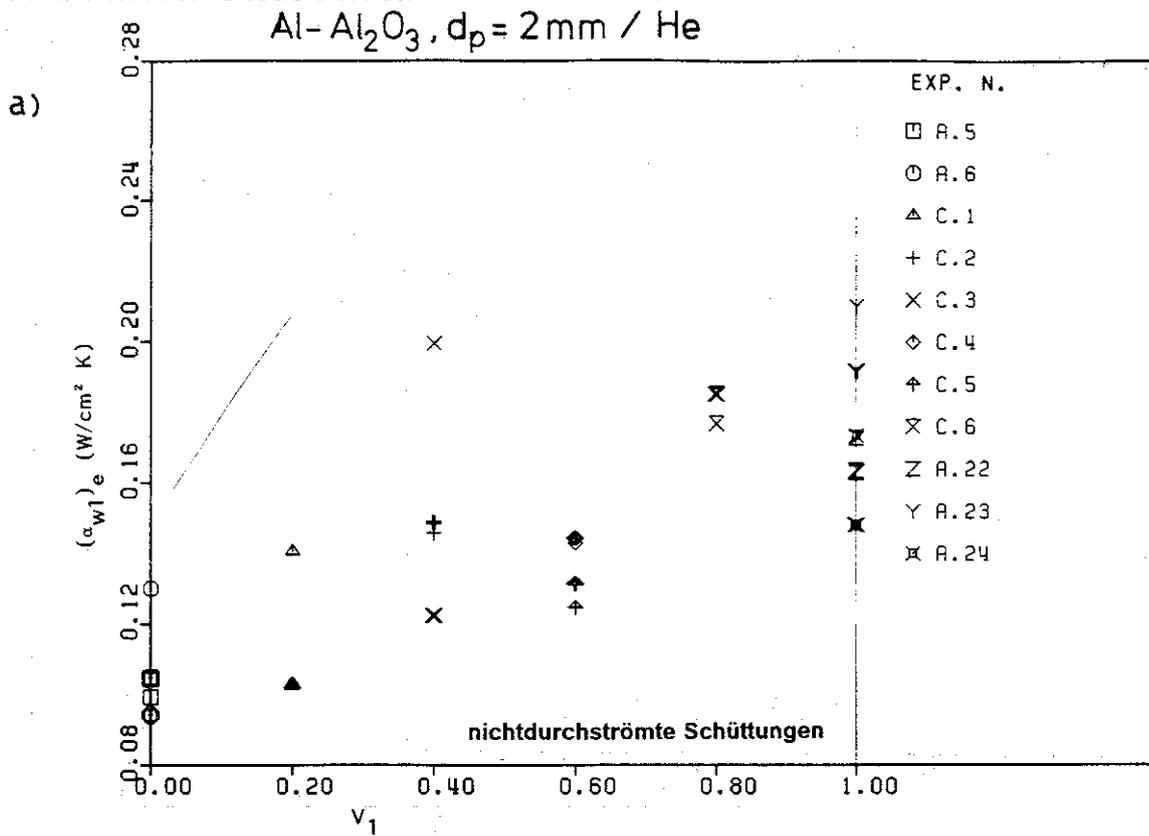


Abbildung 45. Wärmeübergangskoeffizient auf der Innenwand für binäre Mischungen aus Kugeln gleicher Größe aber unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit (Aluminium- und Aluminium-Oxid-Kugeln) mit Helium (a) und Argon (b) als Gas über dem Volumenanteil V_1 der gut leitenden Kugeln.

ANHANG A. LÜCKENGRAD IN EINEM SCHÜTTUNGSROHR

In einem Schüttungsrohr ist der Lückengrad nicht gleichmäßig über den Querschnitt verteilt. An der Wand eines mit gleichgroßen Kugeln gefüllten Rohres erreicht der Lückengrad den Wert $\psi=1$. Mit zunehmendem Abstand von der Wand läuft die Porosität mehrere abklingende Schwingvariationen durch und erreicht den für eine ungeordnete gleichmäßig verteilte Schüttung geltenden Wert von $\psi=0,37-0,40$ /27/ /38//39/ /40//41/ /42/.

In Abbildung A.1 ist die örtliche Porosität für eine Schüttung gleich großer Kugeln über dem Verhältnis x/R_p zwischen dem Abstand von einer flachen Wand und dem Kugelradius nach verschiedenen Autoren aufgetragen. Die Martin-Kurve /43/ ist eine empirische Annäherung von experimentellen Daten, die von Ridgway und Tarbuck /39/ wurde mit einer semitheoretischen Methode entwickelt, und die von Kubie /28/ ist eine äußerste vereinfachte Annäherung.

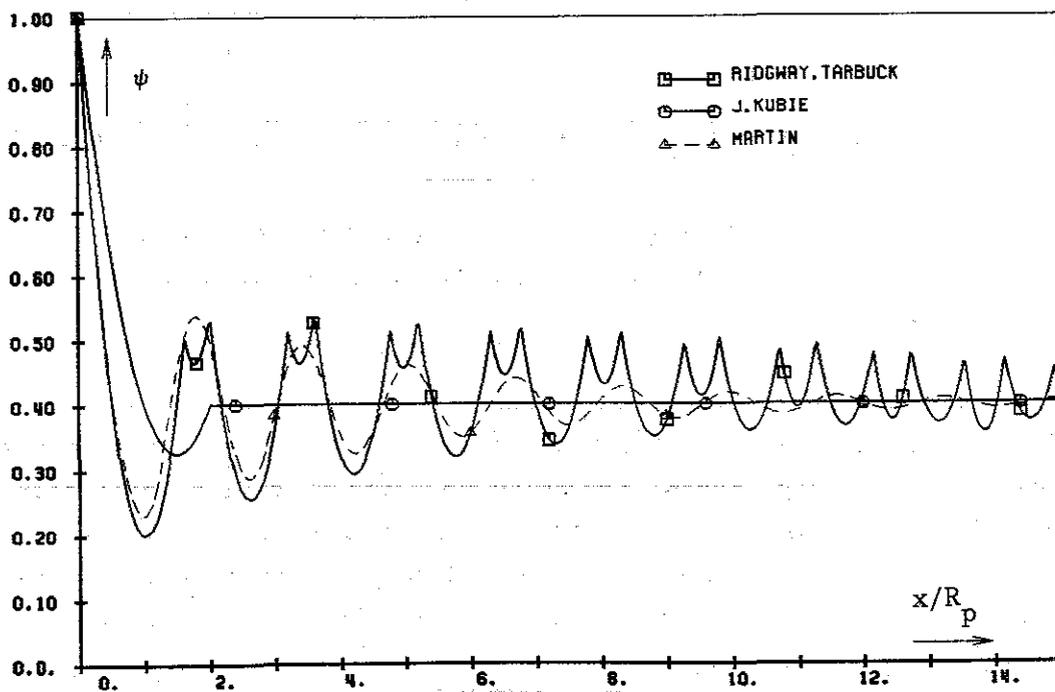


Abbildung A.1. Verteilung des örtlichen Lückengrades in der Nähe einer flachen Wand.

Der mittlere Lückengrad zwischen einer flachen Wand und dem Abstand x , der durch Integration der örtlichen Verteilung gerechnet wurde,⁶ ist in Abbildung A.2 aufgetragen. Diese Abbildung zeigt, daß die Kubie-Darstellung den Einfluß der Behälterwand überschätzt.

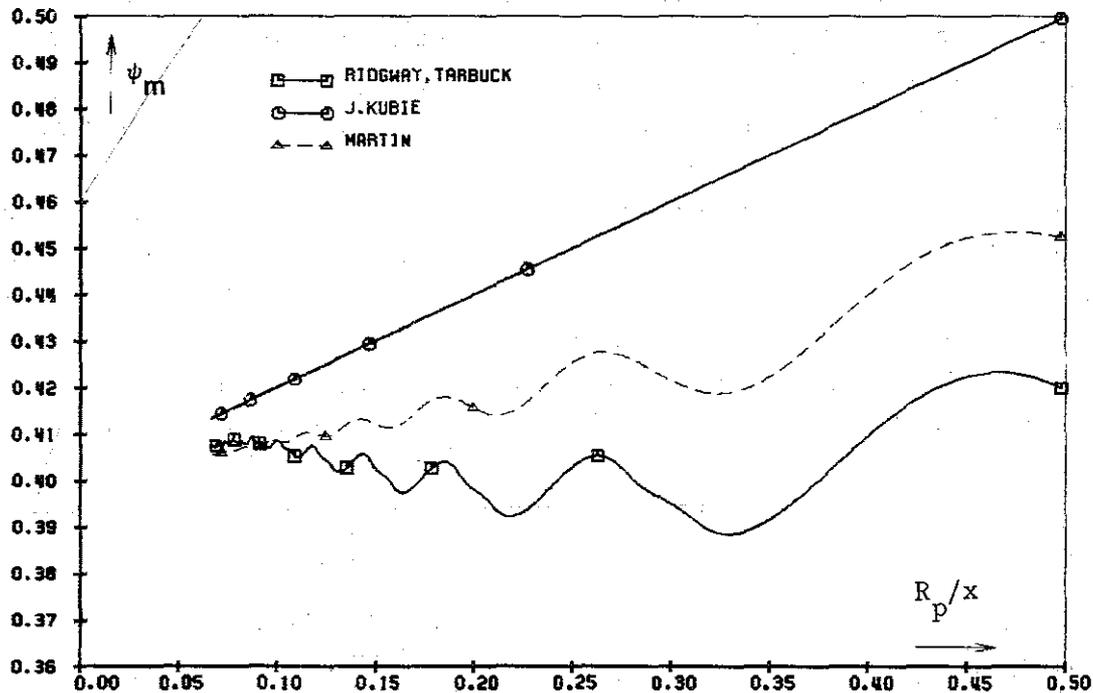


Abbildung A.2. Mittlerer Lückengrad einer von einer flachen Wand begrenzten Schüttung als Funktion des Abstand von der Wand.

Für Schüttungsrohre ist die Abhängigkeit des mittleren Lückengrades von dem Verhältnis d_p/DI nach Kubie /28/, nach Jeschar /44/ und nach Ayer und Soppet /45/ in Abbildung A.3 aufgetragen. Die Kurve von Jeschar stellt eine mittlere Abhängigkeit dar; es gibt lockere und dichtere Packungen und die Streuung der experimentellen Daten ist groß. Diese Kurven zeigen, daß der Einfluß der Wand auf den mittleren Lückengrad für Verhältnisse $d_p/DI < 10$ unerheblich ist (s. auch /41/ /46/).

⁶
$$\psi_m = \int_0^x \psi(x) dx / \int_0^x dx$$

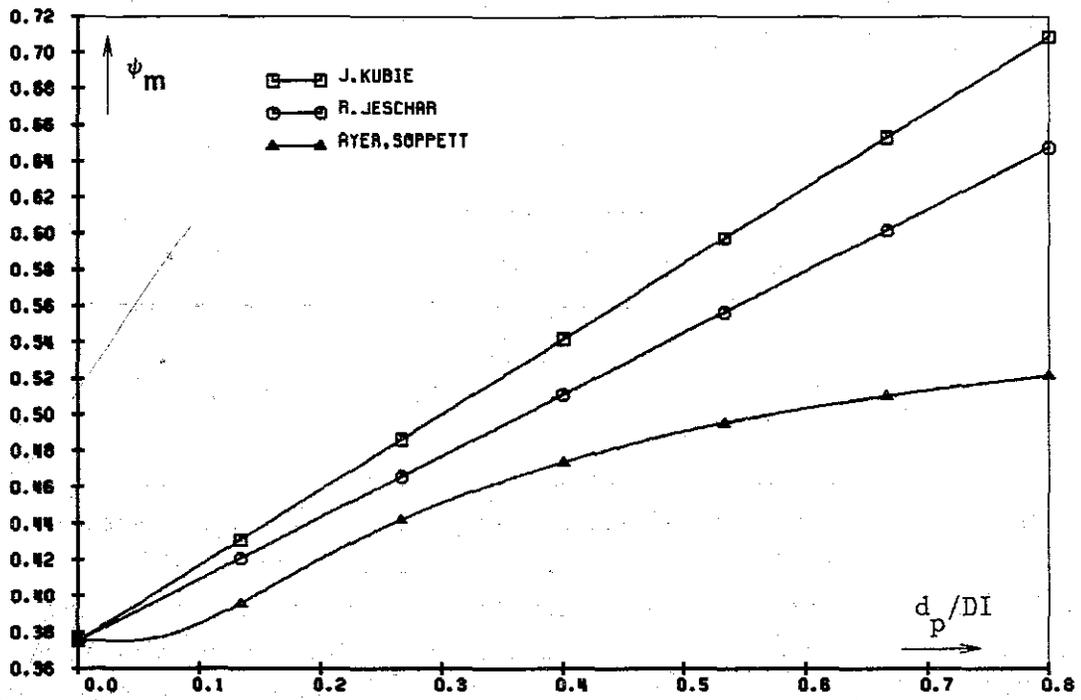


Abbildung A.3. Mittlerer Lückengrad über dem Verhältnis d_p/DI .

ANHANG B. EFFEKTIVE WÄRMELEITFÄHIGKEIT NICHTDURCHSTRÖMTER SCHÜTTUNGEN NACH SCHLÜNDER, ZEHNER UND BAUER

Dieses Verfahren /19/ /17//22/ /23/wird hier nur für Kugelschüttungen wiedergegeben. Die effektive Wärmeleitfähigkeit wird nach der Einheitszelle in Abb. 2 bestimmt. Der Wärmetransport wird folgendermaßen aufgeteilt :

- Fluß durch die fluide Phase mit einer relativen Fläche $1-\sqrt{1-\psi}$.
- Fluß durch die fluide Phase und die feste Phase mit einer relativen Fläche $\sqrt{1-\psi}$. Ein Teil (ϕ) dieses Flusses fließt durch den Feststoffkontakt, der verbleibende Teil ($1-\phi$) durch die zwei Partikelhälften und den sich dazwischen befindlichen Gasspalt. Der Wärmetransport durch die Fläche $(1-\phi)\sqrt{1-\psi}$ wird unter der Annahme paralleler Wärmestromlinien berechnet. Der Einfluß nicht paralleler Wärmestromlinien wird durch eine Verformung der Modellpartikel erfaßt. Diese Verformung ist durch den Parameter B bestimmt.

Zum Beschreiben des Smoluchowski-Effekts wird die äquivalente Wärmeleitfähigkeit k_g

$$k_g = k_g / [1 + 2\sigma(2/\gamma - 1)/s] \quad (\text{B.1.a})$$

mit

$$s = \begin{cases} \psi d_p & \text{in der hohlzylindrischen fluiden Phase} \\ (1-z_s)d_p & \text{in dem Raum zwischen den Partikeln} \end{cases} \quad (\text{B.1.b})$$

verwendet.

Zur Beschreibung des Wärmetransports durch Strahlung wird die äquivalente Wärmeleitfähigkeit k_R

$$k_R = cT^3 s_R / (2/\varepsilon - 1) \quad (\text{B.2.a})$$

mit

$$s_R = \begin{cases} \psi d_p & \text{in der hohlzylindrischen fluiden Phase} \\ d_p (1-z_s)/z_s & \text{in dem Raum zwischen den Partikeln} \end{cases} \quad (\text{B.2.b})$$

verwendet.

$$k_e^0/k_g = (1-\sqrt{1-\psi})[\psi/(\psi-1+k_g/k_D)+\psi k_R/k_g]+\sqrt{1-\psi}[\phi k_s/k_g+(1-\phi)k^*/k_g] \quad (B.3)$$

$$k^*/k_g = 2/A\{B/A^2(k_s/k_g+k_R/k_g-1)(k_g/k_D)/(k_s/k_g)\ln(C)-(B-1)(k_g/k_D)/A+ \\ +0,5(1+1/B)[k_R/k_D-B(1+k_R/k_D-k_R/k_g)]\} \quad (B.4)$$

$$C=(k_s/k_D+k_R/k_D)/[B(1+(k_g/k_D-1)(k_s/k_g+k_R/k_g))] \quad (B.5)$$

$$A=k_g/k_D+(k_R/k_s-Bk_D/k_s)k_g/k_D-B(k_g/k_D-1)(1+k_R/k_s) \quad (B.6)$$

$$B=1,25(1/\psi-1)^{10/9} \times [1+3\sqrt{(\Sigma V_i/d_{pi}^2)/\Sigma(V_i/d_{pi})^2-1}] \quad (B.7)$$

$$k_R/k_g = cT^3 d_p / [k_g (2/\varepsilon - 1)] \quad c=2,31 \times 10^{-7} \text{ W/m}^2 \text{K}^4 \quad (B.8)$$

$$k_g/k_D = 1+2\sigma(2/\varepsilon-1)/d_p \quad (B.9)$$

$$\sigma = \sigma_0 (T/T_0)/(p/p_0), \quad T_0 = 273,15 \text{ K}, \quad p_0 = 1,01 \times 10^5 \text{ N/m}^2 \quad (B.10)$$

$$d_p = 1/\Sigma V_i/d_{pi} \quad (B.11)$$

$$\phi = 23\rho_k^2 / (1+22\rho_k^{4/3}) \quad (B.12)$$

Für Partikel mit einer Oxidschicht der Dicke s_{ox} und der Wärmeleitfähigkeit k_{ox} wird k_s mit $k_s/(1+s_{ox}k_s/(k_{ox}d_p))$ ersetzt.

ANHANG C. EFFEKTIVE WÄRMELEITFÄHIGKEIT NICHTDURCHSTRÖMTER SCHÜTTUNGEN NACH OKAZAKI ET. AL.

Die Gleichungen, die in /24/ /25/ zu finden sind, werden hier wieder zusammengefaßt.

Nach der angenommenen Einheitszelle (s. Abb. 2) wird ein Teil der Wärme durch die fluide Phase mit der relativen Fläche A_v und ein Teil durch die zwei Kugelhälften und den dazwischen liegenden Gasspalt mit der relativen Fläche A_s transportiert. Der Wärmefluß durch die Fläche A_s wird gleichmäßig unter allen Berührungspunkten (N) geteilt. n bestimmt den Beitrag der Berührungspunkte einer Halbkugel zu dem Wärmetransport in Richtung des makroskopischen Wärmeflusses. Für jeden Kontaktpunkt ist die Fläche, durch die die Wärme fließt, $1/n$ der gesamten Querschnittsfläche A_s . Dieser Fläche A_s/n entspricht einem Winkel von $\theta_o = \sin^{-1}(1/\sqrt{n})$.

$$k_e^o = A_v k_g + A_s n k_{es} \quad (C.1)$$

$$A_v = \begin{cases} (3\psi-1)/2 & \text{für } \psi \geq 1/3 \\ 1 & \text{für } \psi < 1/3 \end{cases} \quad (C.2) \quad A_s = \begin{cases} 3(1-\psi)/2 & \text{für } \psi \geq 1/3 \\ 0 & \text{für } \psi < 1/3 \end{cases} \quad (C.3)$$

$$n = N/6 = (13,84 - \sqrt{232\psi - 57,18})/6 \quad (\text{für } \psi \geq 0,259) \quad (C.4)$$

$$\sin \theta_o = 1/\sqrt{n} \quad (C.5)$$

•Schüttungen von Kugeln gleicher Größe und gleicher Wärmeleitfähigkeit (s. Abb. 2)

$$k_{es} = q / (\pi R_p^2 \Delta T / d_p) \quad (C.6)$$

$$q = \int_0^{\theta_o} dq = \int_0^{\theta_o} \Delta T \pi R_p^2 \sin \theta \cos \theta / [R_p \cos \theta / k_s + (R_p - R_p \cos \theta) / k_g] d\theta \quad (C.7)$$

$$k_{es} = 2k_g [k_s / (k_s - k_g)]^2 \{ \ln [k_s / k_g - (k_s / k_g - 1) \cos \theta_o] - [k_s / (k_s - k_g)] (1 - \cos \theta_o) \} \quad (C.8)$$

•Schüttungen von Kugeln gleicher Größe aber unterschiedlicher Wärmeleitfähigkeit

Mit Bezug auf den Typ der Kugeln, die sich an einen Punkt berühren, sind drei Fälle zu unterscheiden, wie die Abb. 3 zeigt. Die Wahrscheinlichkeit dieser Fälle ist durch den Volumeneinteil der zwei Komponenten zu bestimmen. Die effektive Wärmeleitfähigkeit läßt sich aus den Beiträgen der drei Fälle additiv zusammensetzen.

$$k_e^0 = A_v k_g + A_s (k_{es11} V_1^2 + k_{es22} V_2^2 + k_{es12} 2V_1 V_2) n \quad (C.9)$$

k_{esij} wie Gleichung (C.8) mit $k_s = 2 / (1/k_{si} + k_{sj})$

•Schüttungen von Kugeln unterschiedlicher Größe und unterschiedlicher oder gleicher Wärmeleitfähigkeit (s. Abb. C.1).

In diesen Schüttungen werden die Berührungspunkte auf Grund der Größe der sich berührenden Kugeln gekennzeichnet (s. Abb. 3 und Anhang D). Der Beitrag zu der Wärmeleitfähigkeit der Schüttung von zwei sich berührenden Kugeln gleicher Größe wird nach der Gleichung (C.8) mit $k_s = k_{si}$ berechnet. Wenn die zwei Kugel unterschiedliche Größe haben, wird der Beitrag (k_{esij}) anhand der Abbildung C.1 berechnet.

$$k_e^0 = A_v k_g + A_s [(k_{es11} n_{11} + k_{12} n_{12}) V_1 + (k_{es22} n_{22} + k_{es21} n_{21}) V_2] \quad (C.10)$$

k_{esii} wie Gleichung (C.8) mit $k_s = k_{si}$

$$k_{es12} = \int_0^{l'} 2(1+r_1) |dl| / [\sqrt{1-l^2} / k_{s1} + \sqrt{r_1^2 - h^2 l^2} / (h^2 k_{s2}) + 1^* / (h k_g)] \quad (C.11)$$

$$l^* = 1 + r_1 - \sqrt{1 - l^2} - \sqrt{r_1^2 - h^2 l^2} \quad (\text{G.12})$$

$$l' = R_1'/R_1, \quad r_1 = R_2/R_1, \quad r_2 = 1/r_1, \quad h = R_2'/R_1' \quad (\text{C.13})$$

$$R_i' = R_i \sqrt{2r_i / (1+r_i)} \sin \theta_0 \quad (R_i' \leq R_i) \quad (\text{G.14})$$

$$n_{11} = n(V_1/R_1^2) / (V_1/R_1^2 + V_2/R_2^2), \quad n_{22} = n(V_2/R_2^2) / (V_1/R_1^2 + V_2/R_2^2) \quad (\text{C.15.a})$$

$$n_{12} = n_{22}(R_1 + R_2) / 2R_2, \quad n_{21} = n_{11}(R_1 + R_2) / 2R_1 \quad (\text{C.15.b})$$

$$k_{es21} = k_{es12} (R_2/R_1)^2 \quad (\text{C.16})$$

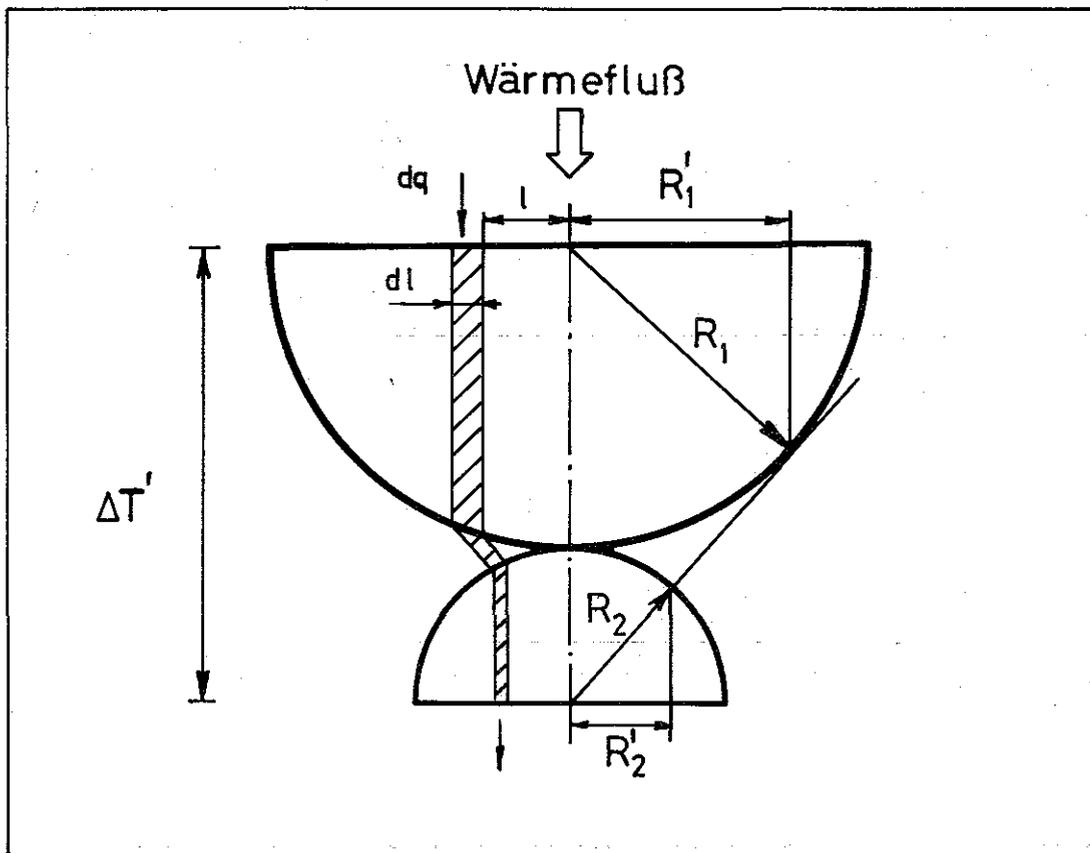


Abbildung C.1. Okazaki-Model des Wärmetransports bei zwei sich berührenden Kugeln unterschiedlicher Größe.

ANHANG D. EINFLUß DER KOORDINATIONSZAHLEN AUF DIE OKAZAKI-BEZIEHUNG FÜR DIE EFFEKTIVE WÄRMELEITFÄHIGKEIT

Okazaki /25/ rechnete die mittlere Anzahl N der Berührungspunkte sowohl für Betten aus gleichgroßen Kugel als auch für Mischungen aus Kugeln unterschiedlicher Größe mit folgender Beziehung /41/:

$$N=13,84-\sqrt{232\psi-57,18} \quad (\text{für } \psi \geq 0,259).$$

Da der Lückengrad (s. Abbildung 5) in binären Mischungen mit steigendem Volumenanteil der größeren Kugel zunächst abnimmt, steigt die Anzahl N (s. Abb. D.1). Das widerspricht den Ergebnissen, die Dodds et. al. /47//48/ bei einer sorgfältigen Untersuchung des Problems erhielten. Mit einem "gapless" Modell, in dem jede Kugel die benachbarten Kugeln berührt, wurde der in Abb. D.1 dargestellte Verlauf der Anzahl N über dem Volumenanteil der größeren Kugeln berechnet. In diesem Modell sind die Kugeln am dichtesten gepackt, und die Koordinationszahl N ist höher als die in einer regellosen Packung.

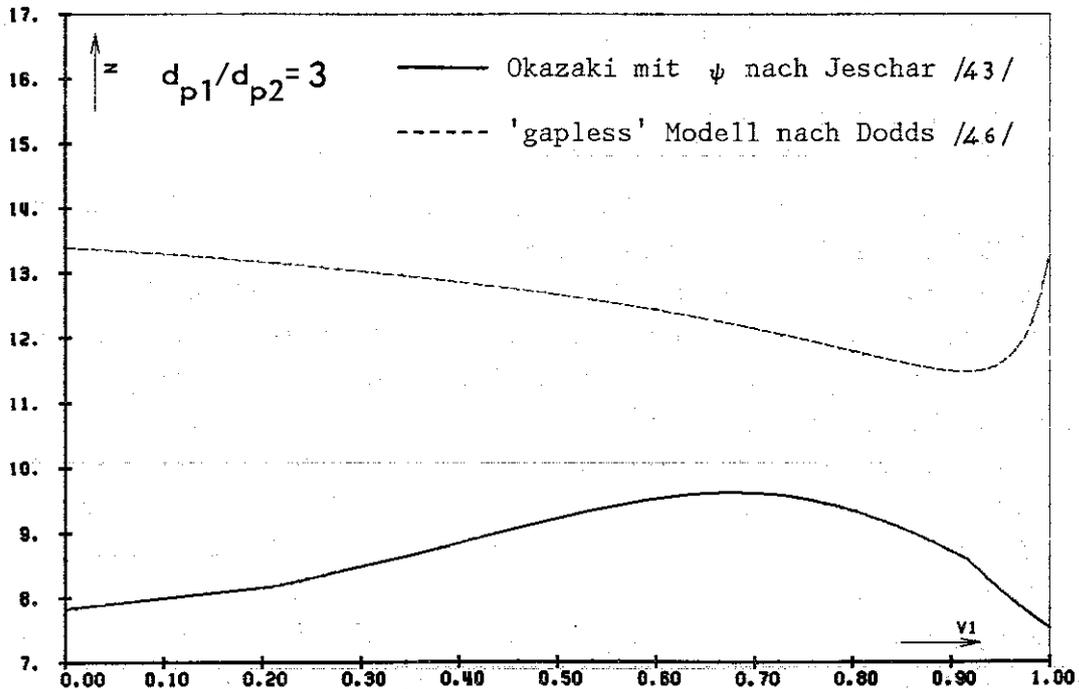


Abbildung D.1. Koordinationszahl in einer binären Kugelmischung mit einem Durchmesser Verhältnis d_{p1}/d_{p2} gleich 3 als Funktion des Volumenanteils der größeren Kugeln.

Weitere Untersuchungen /49/, in denen Kugelmischungen numerisch simuliert wurden, ergaben, daß die mittlere Koordinationszahl ungefähr den Wert 6 beträgt und sich mit der Volumenanteil der Komponenten nicht ändert. Wenn das Durchmesser Verhältnis d_{p1}/d_{p2} größer als 6,46 ist, treten Segregationen ein und diese Aussage trifft nicht mehr zu.

Um die Koordinationszahlen der zwei Typen von Kugeln getrennt zu beschreiben, wurden folgende Zahlen definiert :

- die mittlere Anzahl n_{ij} der Berührungspunkte von Kugeln des Typs j auf einer Kugel des Typs i ,
- die mittlere Koordinationszahl N_i der Kugeln des Typs i : $N_i = n_{ii} + n_{ij}$,
- die relative Fraktion N_{ij} der verschiedenen Kontakte $i \rightarrow j$.

Diese Zahlen sind nach den folgenden Gleichungen verknüpft :

$$N = x_1 N_1 + x_2 N_2 \qquad N_i = n_{ii} + n_{ij}$$

$$N_{ii} = x_i n_{ii} / N \qquad N_{ij} = 2x_i n_{ij} / N = N_{ji}$$

mit x_i = relative Anzahl von Kugeln des Typs i .

Die relativen Fraktionen N_{ij} sind für das Okazaki-Modell und das "gapless" Modell in Abb. D.2 aufgetragen.

Wie sich die Okazaki-Beziehung für die Wärmeleitfähigkeit mit dem Modell der Anzahl der Berührungspunkte ändert, ist in Abb. D.3 dargestellt. Mit dem "gapless" Modell für N_{ij} bekommt man höhere Werte der Wärmeleitfähigkeit und die maximale Erhöhung ist viel größer als die mit dem ursprünglichen Okazaki-Modell. Dieser Anstieg ist geringer, als der, den man mit der Gleichung von Schlünder, Zehner und Bauer (s. Abbildung 4) erhält. Mit $N=6$ sind die Werte der Wärmeleitfähigkeit niedriger und auch die relative maximale Erhöhung ist leicht geringer.

Unter Anwendung der Erweiterung von Abschnitt 2.3.2 werden die experimentellen Daten dieser Arbeit mit dem obengenannten "gapless" Modell für N_{ij} und mit dem konstanten Wert 6 für N nicht besser als mit dem ursprünglichen Okazaki-Modell für N_{ij} und für N wiedergegeben.

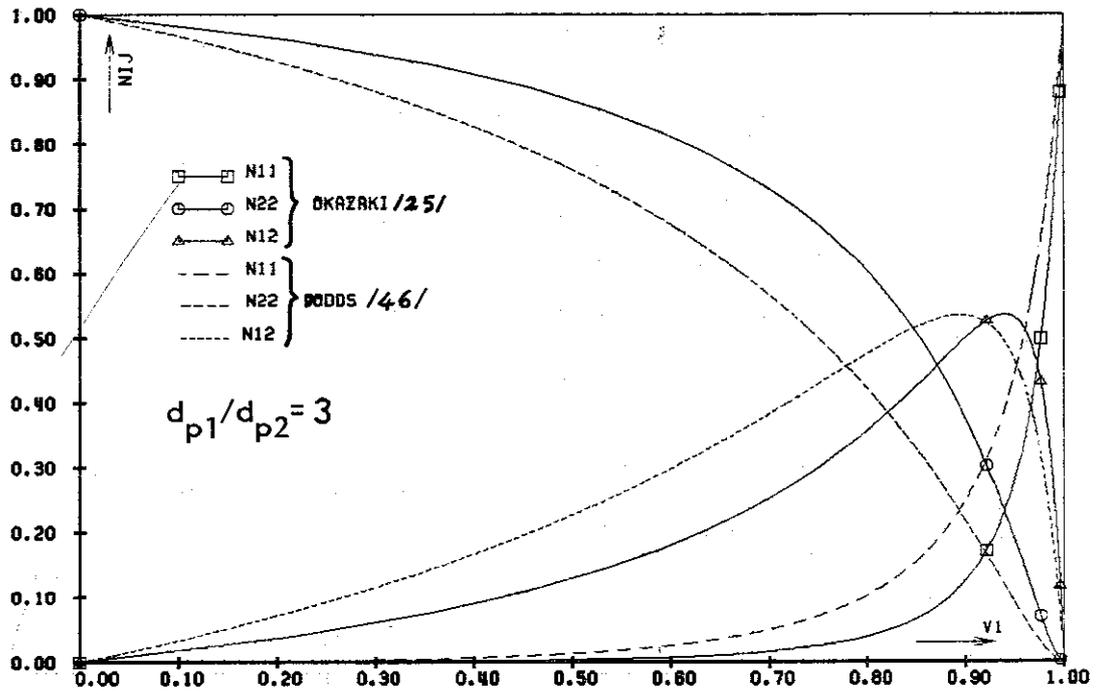


Abbildung D.2. Relative Fraktionen N_{ij} in einer binären Kugelmischung mit einem Größenverhältnis d_{p1}/d_{p2} gleich 3 als Funktion des Volumenanteils der größeren Kugeln.

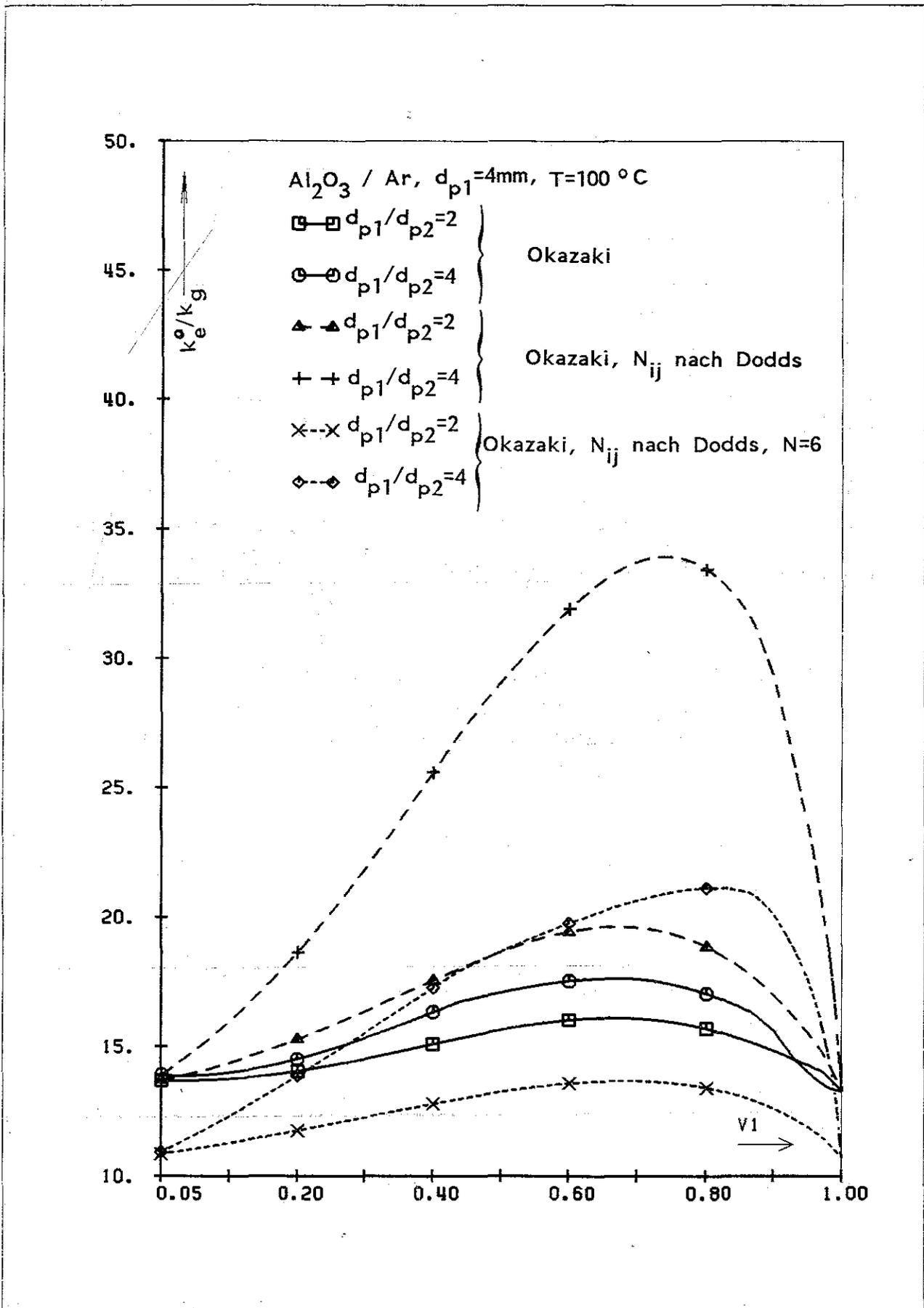


Abbildung D.3. Einfluß der Modelle für die Kontaktzahlen und die mittlere Koordinationszahl auf die Wärmeleitfähigkeit binärer Kugelmischungen.