

KfK 2712
Oktober 1978

Wärmeübergangsmessungen aus intern beheizten Flüssigkeiten in zylinderförmigen Konvektionszellen

G. Fieg
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Projekt Schneller Brüter

KfK 2712

Wärmeübergangsmessungen aus intern
beheizten Flüssigkeiten in
zylinderförmigen Konvektionszellen

G. Fieg

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH., Karlsruhe

Zusammenfassung

Es wurden Modellexperimente zum Studium des stationären Wärmetransports aus volumbeheizten Flüssigkeiten durch Naturkonvektion in zylindrischen Konvektionszellen durchgeführt. Dabei wurden sowohl die Einflüsse der Geometrie (Höhe/Durchmesser-Verhältnis) als auch der thermischen Randbedingungen auf den Wärmetransport untersucht. Da das Ziel dieser Modellexperimente die Überprüfung von Rechenmodellen zum Temperatur- und Strömungsverhalten von intern beheizten Flüssigkeiten unter verschiedenen Randbedingungen ist, wurden neben den reinen Wärmeübergangsmessungen weiterhin sowohl die Temperaturfelder als auch die Geschwindigkeitsfelder experimentell bestimmt.

Die Ergebnisse dieser Modellexperimente werden, soweit möglich, verglichen mit bisher vorliegenden Rechencodes und halbempirischen Modellen wie z.B. dem Zonen-Modell von Baker. Diese Modelle können nach experimenteller Bestätigung in realistischen PAHR-Studien angewendet werden.

Im einzelnen enthält der Bericht neben den Nu vs Ra - Korrelationen für $H/D = 1.0$ und 0.25 auch Aussagen über axiale Temperaturprofile, lokale Wärmeübergangszahlen an den vertikalen Zylinderwänden und Wärme-flußverhältnisse bei zusätzlicher externer Rayleigh-Zahl.

Weiterhin werden Ergebnisse von Geschwindigkeitsmessungen mittels der Laser-Doppler-Methode diskutiert, welche Aufschlüsse über das Strömungsverhalten an den vertikalen Zylinderwänden und im Kernbereich der Flüssigkeit geben.

Heat Transfer Measurements of Internally Heated Liquids in Cylindrical Convection Cells

Abstract

Model experiments have been performed to study the stationary, natural convective heat transfer of internally heated fluids in cylindrical convection cells. The influence of geometry (aspect ratio) as well as of different thermal wall conditions on the heat transport characteristics have been investigated. The aim of these model experiments is the verification of thermohydraulic codes for PAHR studies; therefore the temperature and velocity fields in the convecting fluids have also been measured.

The results of these experiments are compared, as far as possible, with existing thermohydraulic codes and simpler model assumptions like the zone-model of Baker et al.. These theoretical models can, after experimental verification, be used to study realistic PAHR situations.

In detail, besides the Nusselt vs Rayleigh correlations for the aspect ratios $H/D = 1$ and 0.25 , the paper will report on axial temperature profiles, local heat flux densities at the vertical walls and their dependence on the external Rayleigh number.

Results of the Laser-Doppler velocity measurements are also reported; the measurements yield information about the flow characteristics near the vertical walls and within the central part of the convecting fluid.

Einführung

Bei hypothetischen Reaktorunfällen muß das themohydraulische Verhalten von durch die Nachwärme beheizten Kernschmelzen analysiert werden. Bei nicht aufschmelzenden Wänden kann das Verhalten von Kernschmelzen mit volumbeheizten Modellflüssigkeiten in geeigneten Konvektionszellen untersucht werden. Eindimensionale, horizontale nicht siedende Schichten wurden von mehreren Autoren für alle relevanten Randbedingungen untersucht. Wenn der Durchmesser D einer Schmelze nicht mehr groß gegenüber der Höhe H ist, ist eine eindimensionale Beschreibung nicht mehr zulässig. Es wurden deshalb Experimente in zylindrischen Konvektionszellen mit unterschiedlichen H/D -Verhältnissen und thermischen Randbedingungen durchgeführt. Der Bereich der Rayleigh-Zahlen wurde so gewählt, daß eine Extrapolation auf Kernschmelzen möglich ist.

Experimenteller Aufbau

Die Experimente wurden in einer zylindrischen Konvektionszelle durchgeführt; der Meßaufbau ist ähnlich wie bei den früheren eindimensionalen Experimenten /1,2/. Der innere Durchmesser des Zylinders betrug stets $D = 13.0$ cm. Die Wände der Konvektionszelle sind als Wärmetauscher ausgebildet, die Wandtemperaturen werden über den Massenfluß und die Temperatur des Kühlmittels eingestellt. Die wässrige Salzlösung in der Zelle wird durch einen vom oberen zum unteren Wärmetauscher fließenden Wechselstrom volumbeheizt. Die seitliche Zylinderwand ist durch einen dünnen Film elektrisch isoliert.

Die integralen Wärmeflüsse an die untere, obere und seitliche Wand wurden aus dem Temperaturanstieg und dem Durchfluß des Kühlwassers bestimmt.

Zeitlich gemittelte vertikale und horizontale Temperaturprofile in der Flüssigkeitsschicht wurden mit Thermoelementen gemessen.

Zur vollständigen Beschreibung der thermohydraulischen Vorgänge werden neben den Temperaturprofilen auch die Geschwindigkeitsfelder benötigt. Da die gekrümmten Flächen der Zylinderwand meßtechnische Probleme bei Verwendung der Laser-Doppler Methode aufwerfen, wurden die Geschwindigkeitsmessungen in einer Konvektionszelle mit quadratischer Grundfläche vorgenommen. Zwei gegenüberliegende vertikale Wände dieser Zelle waren wiederum als Wärmetauscher ausgebildet, während die beiden anderen aus Glasfenster bestanden.

Über das Prinzip der Laser-Doppler-Anemometrie liegt eine sehr umfangreiche Literatur vor, z.B. /3,4/. Die Abb. 1 zeigt das Meßprinzip und den Strahlengang des Laser-Doppler-Experiments. Ein kleiner Bruchteil des gesamten Meßvolumens im Schnittpunkt der beiden kohärenten Laserstrahlen (Größenordnung $\approx 1\text{mm}^3$) wird durch ein teleoptisches System auf eine pinhole ($100\mu\phi$) vor der photoempfindlichen Schicht eines Photomultipliers abgebildet. Bei diesen Experimenten wurden von den etwa 100 Interferenzebenen (Abstand $s \approx 10\mu$) nur etwa 10 Ebenen ausgeblendet. Bewegt sich ein Partikel geeigneter Größe ($\approx 1\mu\phi$) mit der Fluidgeschwindigkeit \vec{u} über dieses Interferenzmuster hinweg, so variiert dessen Streuintensität (Mie - Streuung) mit der Doppler-Frequenz $\nu_D = u_{\perp}/s$, wobei u_{\perp} die Geschwindigkeitskomponente senkrecht zu den Interferenzebenen und s der Interferenzabstand sind. Dieselbe Doppler-Frequenz ν_D liefert auch ein Partikel, das sich in die entgegengesetzte Richtung, $-\vec{u}$, bewegt. Zur Richtungsbestimmung der Strömung (und damit auch zur Bestimmung der Geschwindigkeit $u_{\perp} = 0$) wird in den Strahlengang eine Pockelszelle gebracht; sie bewirkt, daß sich das Interferenzmuster mit konstanter Geschwindigkeit im Raum bewegt. Die Bewegungsrichtung (senkrecht zu den Interferenzebenen) und die Geschwindigkeit wird durch die an der Pockelszelle angelegte Frequenz ν_p und Phase eines Sägezahngenerators festgelegt. Ein im beobachteten Meßvolumen ruhendes Partikel sendet ein mit der Frequenz der Pockelszelle, ν_p , modulierte Streulicht aus, da sich mit dieser Frequenz die Interferenzebenen über das Partikel hinwegbewegen. Bewegt sich das Partikel

in gleicher Richtung wie das Interferenzmuster, beträgt die resultierende Streufrequenz $\nu' = \nu_{\text{Doppler}} - \nu_p$, bewegt es sich in entgegengesetzter Richtung, addieren sich die beiden Frequenzen.

Diese modulierte Photonenstreuung wird im Photomultiplier registriert, digitalisiert und die Signale einer genügend großen Zahl individueller Partikel in einem Photonenkorrelator autokorreliert. Liegt eine streng laminare Strömung ohne Geschwindigkeitsschwankungen vor, wird die Autokorrelationsfunktion durch eine Cosinusfunktion dargestellt, deren Frequenz $\nu = \nu_{\text{Doppler}} \pm \nu_{\text{Pockels}}$ mit der Geschwindigkeitskomponente u durch den Ausdruck

$$u = s \cdot \nu$$

korreliert ist. Eine turbulente Strömung liefert als Autokorrelationsfunktion eine gedämpfte Cosinusfunktion, Abb. 2. Das logarithmische Dämpfungsdekrement dieser Kurve ist ein Maß für den Turbulenzgrad der Strömung. Abb. 2 zeigt ein charakteristisches Spektrum einer stark turbulenten Strömung. Aus der Periode $T = \nu^{-1}$ errechnet sich die mittlere Fluidgeschwindigkeit, aus den drei Ordinatenwerten g_1 , g_2 und g_3 erhält man über das logarithmische Dämpfungsdekrement den Turbulenzgrad der Strömung.

Ergebnisse

In den Abb. 3 und 4 sind für die beiden Höhen/Durchmesser-Verhältnisse 1.0 bzw. 0.25 die dimensionslosen Wärmeflüsse (Nusselt-Zahlen Nu , nach oben \uparrow , unten \downarrow , seitlich \rightarrow) und die Dammköhlerzahl als Funktion der Rayleigh-Zahl Ra_1 aufgetragen. Folgende Korrelationen wurden aus den Experimenten gewonnen:

1. $H/D = 1.0$

$$\begin{aligned} Nu_{\downarrow} &= 0.748 Ra_i^{0.127} \\ Nu_{\uparrow} &= 0.706 Ra_i^{0.184} \\ Nu_{\rightarrow} &= 0.195 Ra_i^{0.222} \\ Da &= 1.67 Ra_i^{0.206} \end{aligned}$$

2. $H/D = 0.25$

$$\begin{aligned} Nu_{\downarrow} &= 1.12 Ra_i^{0.103} \\ Nu_{\uparrow} &= 0.414 Ra_i^{0.216} \\ Nu_{\rightarrow} &= 0.163 Ra_i^{0.244} \\ Da &= 0.985 Ra_i^{0.207} \end{aligned}$$

mit

$$Nu = \frac{\alpha H}{\lambda}$$

$$Ra_i = \frac{g \beta}{\lambda \alpha \nu} Q H^5$$

$$Da = \frac{QH^2}{\lambda \Delta T} = Nu_{\downarrow} + Nu_{\uparrow} + 4 \frac{H}{D} Nu_{\rightarrow}$$

In Abb. 3 ($H/D = 1.0$) sind zum Vergleich die Ergebnisse des Zonenmodells von Baker et al. /5/ angegeben; die Resultate des THEKAR-Codes von Mayinger et al /6/ bleiben beim H/D -Verhältnis 1.0 unberücksichtigt; sie sind nur bis $Ra_i < 10^9$ gültig. In Abb. 4 ($H/D = 0.25$) sind zusätzlich die Daten von /6/ angegeben. Qualitativ erhalten alle Autoren ähnliche Verläufe von Nu vs Ra_i bzw. Da vs Ra_i . Der quantitative Vergleich ist nicht ganz zufriedenstellend (Diskrepanzen größer als die Meßgenauigkeiten).

Bei der Übertragung von solchen Korrelationen aus Modellexperimenten oder Rechencodes auf realistische PAHR-Verhältnisse gehen zusätzlich zu diesen Diskrepanzen weitere Ungenauigkeiten durch mangelnde Kenntnis verschiedener Stoffgrößen und deren Temperaturverhalten ein. Rechnungen zeigen, daß die Diskrepanzen in den Korrelationen zu geringeren Unterschieden in den Aussagen führen, als dies bei den Unsicherheiten der Stoffgrößen der Fall ist.

Die Abb. 5 zeigt für $H/D = 1.0$ ein axiales Temperaturprofil in der Konvektionszelle bei $Ra_i = 4 \times 10^{11}$. Ein vollkommen isothermer Kernbereich bildet sich in der zylindrischen Konvektionszelle nicht aus, im Gegensatz zu eindimensionalen ebenen Flüssigkeitsschichten mit seitlich adiabaten Wänden. Anhand dieser Abbildung ist eine Schwäche des halbempirischen Baker-Modells zu erkennen. Da es auf den Ergebnissen der eindimensionalen Experimente von Kulacki - Emara /7/ beruht, weist es stets einen vollkommen isothermen Kernbereich auf. Diskrepanzen in den Wärmeflüssen (Abb. 3 und 4) können zum Teil damit erklärt werden.

Die nächsten Abbildungen 6 und 7 zeigen für $H/D = 1.0$ bzw. 0.25 den relativen Verlauf des Wärmeübergangs längs der vertikalen Zylinderwand für $Ra_i = 2.9 \times 10^{11}$ bzw. 4×10^8 . Ähnliche Kurven resultieren für einen großen Variationsbereich der internen Rayleigh-Zahl Ra_i . Der maximale Wärmefluß tritt im oberen Drittel der Wand auf, das Verhältnis zum mittleren beträgt etwa 1.5 bis 2.

Ebenso wie beim Studium eindimensionaler Flüssigkeitsschichten muß auch bei Zylindergeometrie der Einfluß von außen der Flüssigkeit aufgeprägten Temperaturdifferenzen untersucht werden. Die Temperaturdifferenz $\Delta T = T_{\text{unten}} - T_{\text{oben}}$ besteht dabei zwischen der unteren und der oberen Begrenzung, die Temperatur der seitlichen Wand ist gleich der unteren. In den Abb. 7, 8 und 9 werden Ergebnisse dieser Messungen mit den aus iterativen Rechenprozessen gewonnenen Werten des Zonen-Modells von Baker ver-

glichen. Die Ordinate stellt den jeweiligen prozentualen Anteil η der an den drei Wänden abgeführten Wärmeleistung in Abhängigkeit von der externen Rayleigh-Zahl

$$Ra_{\text{ext}} = \frac{g \beta}{\nu \alpha} H^3 (T_{\text{unten}} - T_{\text{oben}})$$

dar. Allen drei Abbildungen ist gemeinsam, daß der prozentuale Anteil des Wärmetransports nach unten, η_{\downarrow} , nahezu unabhängig von der externen Temperaturdifferenz ist; mit wachsender Temperatur der oberen Wand übernimmt die seitliche Wand einen zunehmenden Anteil des ursprünglich nach oben gerichteten Wärmeffusses. Die Ergebnisse der Experimente in der Konvektionszelle mit $H/D = 0.25$ stimmen gut mit dem Baker-Modell überein. Bei $H/D = 1.0$ dagegen treten, wie auch bei $Ra_{\text{ext}} = 0$, Diskrepanzen zwischen Experiment und Modell auf. Paßt man hier jedoch bei $Ra_{\text{ext}} = 0$ die η -Werte von Experiment und Modell aneinander an, so stimmen auch deren Kurvenverläufe bei $Ra_{\text{ext}} \neq 0$ recht gut überein.

Für $H/D = 1.0$ wurde weiterhin experimentell untersucht, inwieweit die isotherme Zylinderwand bei verschwindendem Wärmeffuß, $\vec{\eta} = 0$, abweichende Ergebnisse von einer adiabaten Zylinderwand aufweist. Dazu wurde bei konstant gehaltener interner Rayleigh-Zahl $Ra_i = 1.08 \times 10^{11}$ und externer Rayleigh-Zahl gleich Null die seitliche Wandtemperatur soweit erhöht, bis der integrale Wärmeffuß dort verschwindet. Das Ergebnis ist in Abb. 10 zusammen mit den resultierenden Wärmeffußverteilungen η abgebildet. Der seitliche integrale Wärmeffuß verschwindet bei einer Wandtemperatur von 34°C . Das axiale Temperaturprofil weist ebenfalls eine isotherme Kerntemperatur von 34°C auf. Beim Zonenmodell reduziert sich für den seitlich verschwindenden Wärmeffuß das Problem auf den eindimensionalen Fall von Kulacki und Emara /7/ mit seitlich adiabater Wand. Die damit berechnete isotherme Kerntemperatur beträgt 39°C . Auch bei der Verteilung des

Wärmeflusses an die obere und die untere Wand zeigen sich Diskrepanzen. Das Zonenmodell ergibt, wie erwartet, in Übereinstimmung mit /7/, $\eta \uparrow \approx 87\%$ und $\eta \downarrow \approx 13\%$. Demgegenüber zeigte sich im Experiment eine deutliche Abweichung: $\eta \uparrow \approx 66\%$, $\eta \downarrow \approx 34\%$. Eine mögliche Erklärung dieser Unterschiede kann darin liegen, daß bei isothermer seitlicher Wand auch bei im Mittel verschwindender Temperaturdifferenz zwischen Wand und Fluid durch statistische Temperaturschwankungen eine vertikale Strömung längs der Zylinderwand hervorgerufen wird, welche auf die am Boden liegende rein wärmeleitende Inversionsschicht störend einwirkt, wodurch der Wärmefluß nach unten beträchtlich vergrößert wird. Solche Effekte kann natürlich das sehr vereinfachte halbempirische Zonenmodell nicht beschreiben.

Einen breiten Raum innerhalb dieser Untersuchungen nahmen Geschwindigkeitsmessungen mit Hilfe der Laser-Doppler Methode ein. Aus meßtechnischen Gründen wurde hierfür eine Zelle mit quadratischer Grundfläche benutzt, doch lassen sich die Aussagen auf zylindrische Zellen übertragen.

Bei den zwei Höhen/Grundkanten-Verhältnissen 1.0 und 0.25 wurden in verschiedenen Höhen der Zelle die Geschwindigkeitsprofile an der vertikalen Wand und im Zentrum der Flüssigkeitsschicht ermittelt. Die Grundkante der Zelle betrug $D = 15 \text{ cm}$. Die Abb. 12 und 13 zeigen für $H/D = 1.0$ und $Ra_i = 5.6 \times 10^{10}$ die Ergebnisse der wandnahen Geschwindigkeitsmessungen.

Die für die Grenzschichtströmung charakteristische Grashof-Zahl

$$Gr_H = \frac{g \beta}{\nu^2} H^3 (T_{\text{Fluid}} - T_{\text{Wand}}) = \frac{Ra_i}{Da \cdot Pr} = 2.9 \cdot 10^7$$

mit

$$\begin{aligned} Ra_i &= 5.6 \times 10^{10} \\ Da &= 300.0 \\ Pr &= 6.5 \end{aligned}$$

liegt nach /8/ noch weit unter der kritischen Grashof-Zahl $Gr_{\text{krit}} \approx 10^9$

bei welcher in der Grenzschichtströmung der Umschlag von laminar zu turbulent erfolgt. Im oberen Bereich der Konvektionszelle weisen die gemessenen Geschwindigkeitsprofile charakteristische Ähnlichkeiten zur laminaren Strömung von Flüssigkeiten an vertikalen isothermen Wänden auf: Die maximale Grenzschichtgeschwindigkeit $|u_{\max}|$ wächst etwa mit der Wurzel aus dem Abstand $\zeta = H - z$ von oben an, Abb. 13.

Nach der laminaren Theorie (Pohlhausen-Transformation) gilt für eine laminare Grenzschichtströmung:

$$\frac{u_{\max}}{2\sqrt{\beta g \Delta T \zeta}} = \text{const} = f(\text{Pr})$$

mit $f(\text{Pr}) = 0.133$, $\text{Pr} = 6.5$, siehe Abb. 13.

Wie zu erkennen ist, stimmt die mit der oberen Hälfte der Konvektionszelle auftretende Strömung mit den Gesetzen der laminaren Grenzschichtströmung überein. Dem laminaren Gesetz folgend, müßte wegen $\text{Gr}_H < 10^9$ die Grenzschichtströmung bis zum Boden des Behälters eine Beschleunigung erfahren. Die Abweichung im Experiment ab $\zeta \approx 6$ cm rührt einmal davon her, daß die für Naturkonvektion längs der Wand verantwortliche treibende Kraft

$\Delta T = T_{\text{Fluid}} - T_{\text{Wand}}$ im unteren Zellenbereich kleiner wird (da T_{Fluid} abnimmt); außerdem macht sich mit wachsendem Abstand ζ der Einfluß der unteren Begrenzung mit ihrer stabilisierenden Inversionsschicht bemerkbar.

Unter realistischen PAHR-Bedingungen bei Zylindergeometrien ist häufig $\text{Gr} \leq 10^9$ (SNR 300: CORCAT $\text{Gr}_{H_{\max}} \approx 10^9$; Gasbrüter: BORAX-Core-Catcher $\text{Gr}_H \approx 10^5$). Es ist also das Kriterium für eine laminare Grenzschichtströmung längs der Zylinderwand erfüllt, und die oben gemachten Ausführungen haben auch hier ihre Gültigkeit.

Abb. 14 schließlich zeigt den gemessenen Wert der Geschwindigkeitsfluktuationen in der Mitte der Konvektionszelle bei denselben thermohydraulischen Bedingungen wie in Abb. 12 und 13. Es ist zu erkennen, daß die statistischen Geschwindigkeitsschwankungen ihr Maximum im oberen Drittel der Zelle haben und dort Werte erreichen, die größer sind als die mittleren maximalen Geschwindigkeiten in der Grenzschicht nahe der vertikalen Wand. Die in dieser Kernströmung gemessenen mittleren Geschwindigkeiten lagen im Bereich $\bar{u} \approx + 0.02$ cm/sec (nach oben gerichtet) und sind damit um mehr als eine Größenordnung kleiner als die entsprechenden RMS-Werte der Geschwindigkeitsschwankungen.

Referenzen

- /1/ G. Fieg
Experimental Investigations of Heat Transfer Characteristics
in Liquid Layers with Internal Heat Sources.
Proceedings of the International Meeting "Fast Reactor Safety
and Related Physics", Chicago, Oct. 5 - 8, 1976
- /2/ G. Fieg
Meßmethoden in Out-of Pile Simulationsexperimenten zur Unter-
suchung der Kühlbarkeit geschmolzener Kernmassen mit innerer
Wärmeproduktion.
KTG-Fachtagung "Experimentiertechnik auf dem Gebiet der
Thermo- und Fluidodynamik", Teil 2, Hannover, 28.2. - 2.3. 1977
- /3/ J. B. Abbiss, T. W. Chubb, E. R. Pike
Laser Doppler Anemometry
Optics and Laser Technology, 6, 6, pp249-261, 1974
- /4/ E. R. Pike et al.
A Solid State Electro-Optic Phase-Modulator for Laser-Doppler
Anemometry
J. Phys. D, 7, L 36 - 9, 1974
- /5/ L. Baker, Jr. et al.
Post Accident Heat Removal Technology
ANL/RAS 77 - 2
Argonne National Laboratory, Argonne, Illinois, Jan. 1977

- /6/ F. Mayinger et al.
Untersuchung thermohydraulischer Vorgänge sowie Wärmeaus-
tausch in der Kernschmelze.
Teil I bis IV, BMFT RS 48/1, Juli 1975
- /7/ F. A. Kulacki, A. A. Emara
High Rayleigh Number Convection in Enclosed Fluid Layers
with Internal Heat Sources.
NUREG 75/065, Technical Report 3952 - 1, 1975
- /8/ G. Fieg
Messungen von Geschwindigkeits- und Temperaturfeldern in
laminaren und turbulenten Grenzschichten bei Naturkonvektion.
KfK 1981, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Febr. 1975

Nomenklatur

a	Thermische Diffusivität ($\text{cm}^2\text{sec}^{-1}$)
g	Gravitationskonstante (cm sec^{-2})
D	Durchmesser der Konvektionszelle (cm)
H	Höhe der Konvektionszelle (cm)
Q	Volumenleistung (W cm^{-3})
s	Abstand zweier Maxima der Interferenzebenen (cm)
T	Temperatur (K)
ΔT	Temperaturdifferenz zwischen Fluid und Wand (K)
u	Geschwindigkeit parallel zur Zylinderachse (cm sec^{-1})
u_{max}	Maximale Geschwindigkeit parallel zur Zylinderachse (cm sec^{-1})
\hat{u}_{RMS}	RMS-Wert der Geschwindigkeitsfluktuationen parallel zur Zylinderachse (cm sec^{-1})
y	Koordinate senkrecht zur vertikalen Zylinderwand
z	Longitudinale Koordinate, parallel zur Zylinderachse
Da	Dammköhlerzahl $\frac{Q H^2}{\lambda \Delta T}$
Gr	Grashofzahl $\frac{g\beta}{\nu^2} H^3 \Delta T$
Nu	Nusseltzahl $\frac{\alpha H}{\lambda}$ (\downarrow unten, \uparrow oben, \rightarrow seitlich)
Pr	Prandtlzahl $\frac{\nu}{a}$
Ra_i	interne Rayleighzahl $\frac{g\beta}{\nu a \lambda} H^5 Q$
Ra_{ext}	externe Rayleighzahl $\frac{g\beta}{\nu^2} H^3 (T_{\text{unten}} - T_{\text{oben}})$
α	Wärmeübergangskoeffizient ($\text{W cm}^{-2} \text{K}^{-1}$)
β	Volumetrischer Ausdehnungskoeffizient (K^{-1})
$\zeta = H - z$	Koordinate parallel zur Zylinderachse, von oben gezählt
η	Bruchteil der an eine Wand abgeführten Wärmeleistung (\downarrow unten, \uparrow oben, \rightarrow seitlich)
λ	Thermische Leitfähigkeit ($\text{W K}^{-1}\text{cm}^{-1}$)
ν	Kinematische Viskosität ($\text{cm}^2 \text{sec}^{-1}$)
ν_{Doppler}	Doppler-Frequenz (sec^{-1})
ν_{Pockels}	Pockels-Frequenz (sec^{-1})

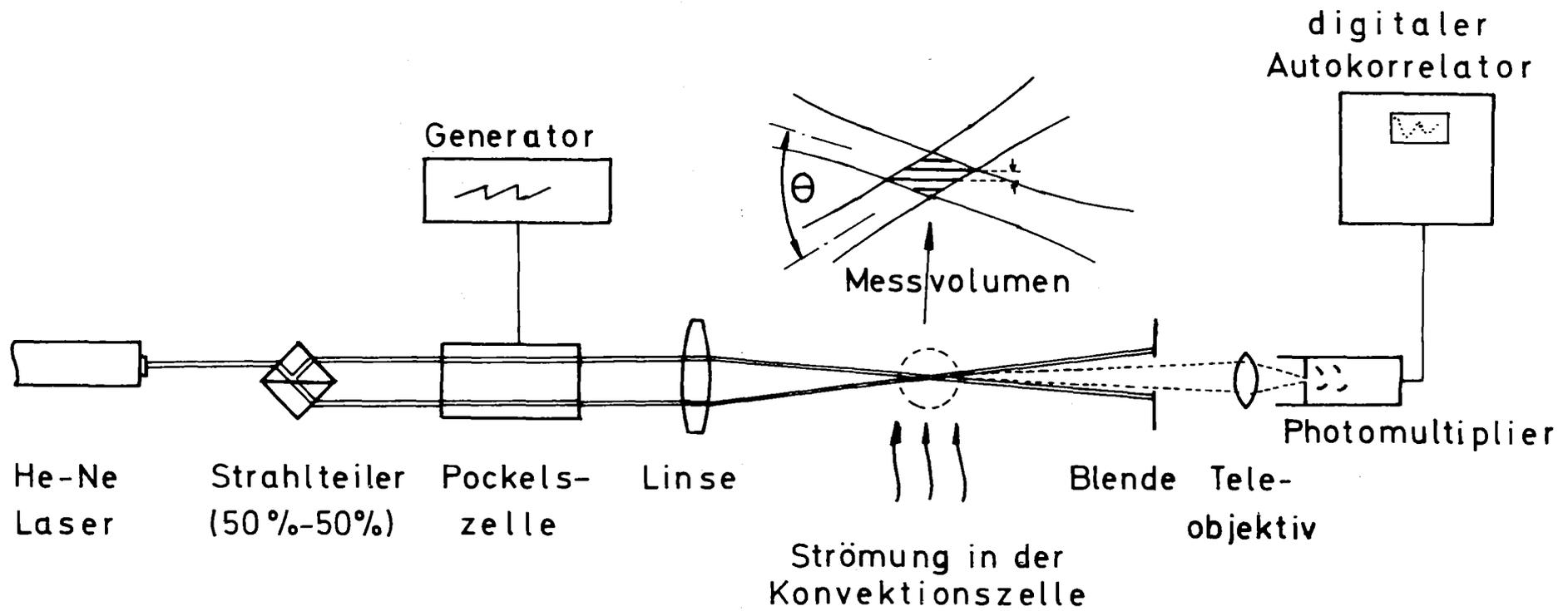


Abb. 1 Meßprinzip und Strahlengang bei den Geschwindigkeitsmessungen mittels der Laser-Doppler-Anemometrie.

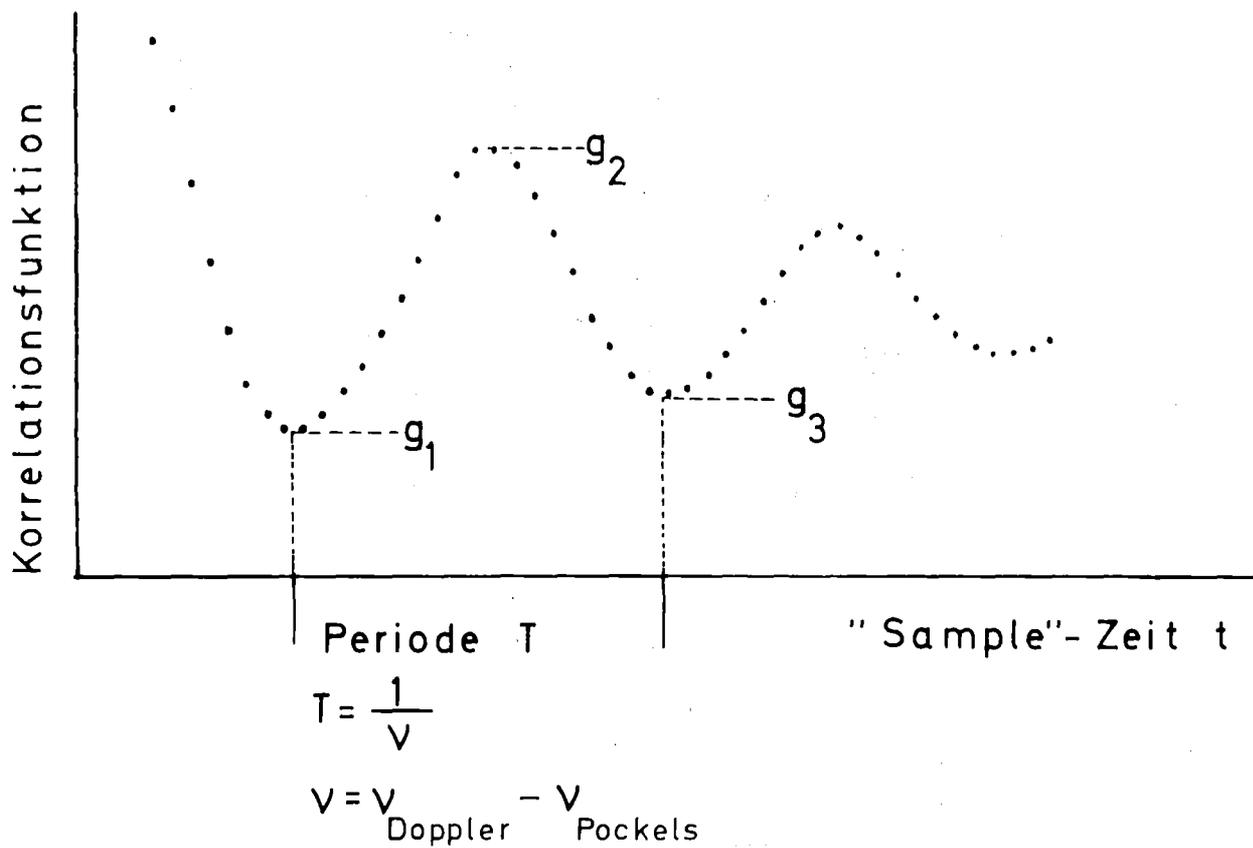


Abb. 2 Typisches experimentelles Autokorrelationspektrum einer turbulenten Strömung im Zentrum der Konvektionszelle.

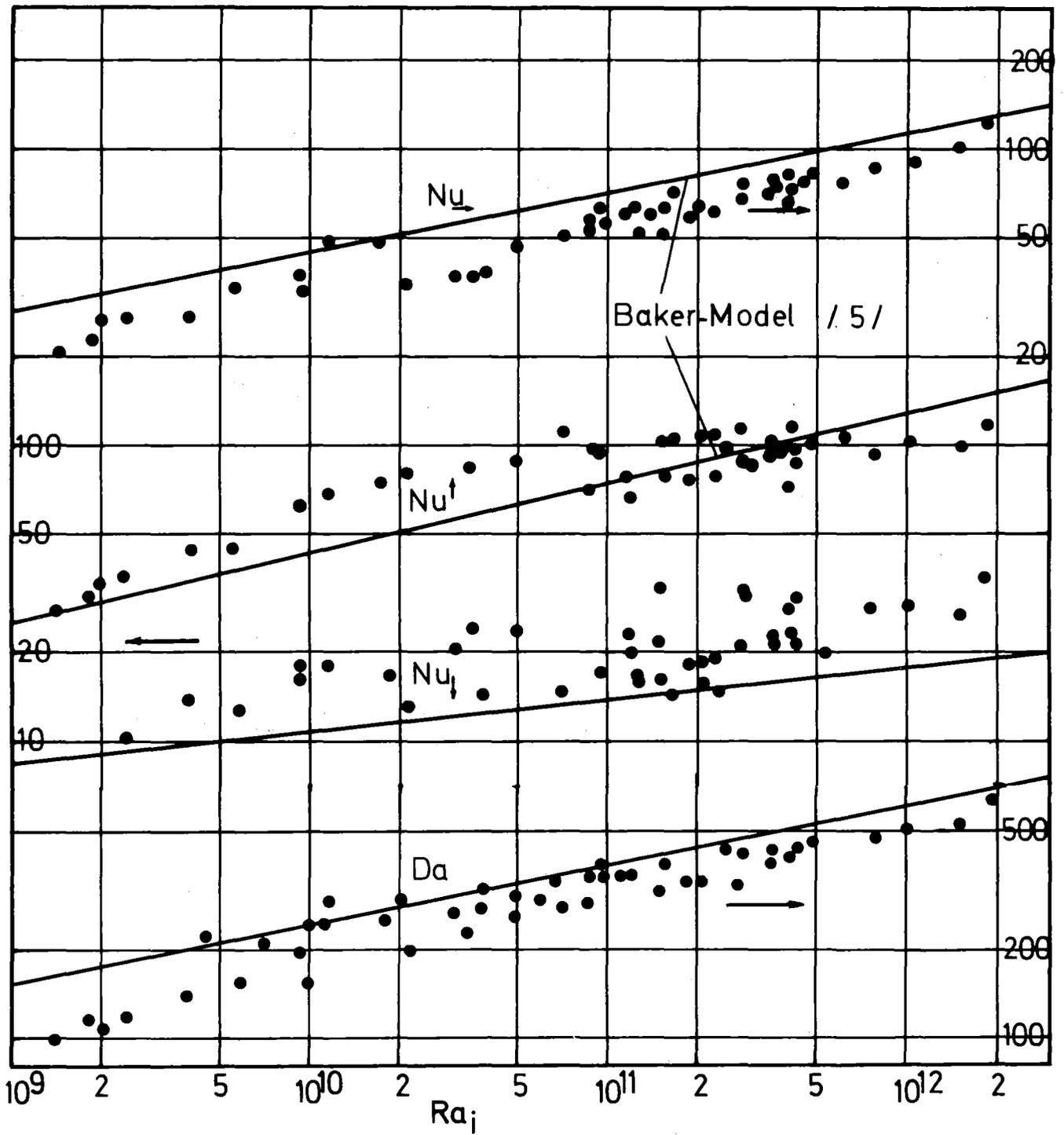


Abb. 3 Nusselt-bzw. Damköhlerzahlen als Funktion der Rayleigh-Zahl, Zylindrische Konvektionszelle $H/D = 1.0$

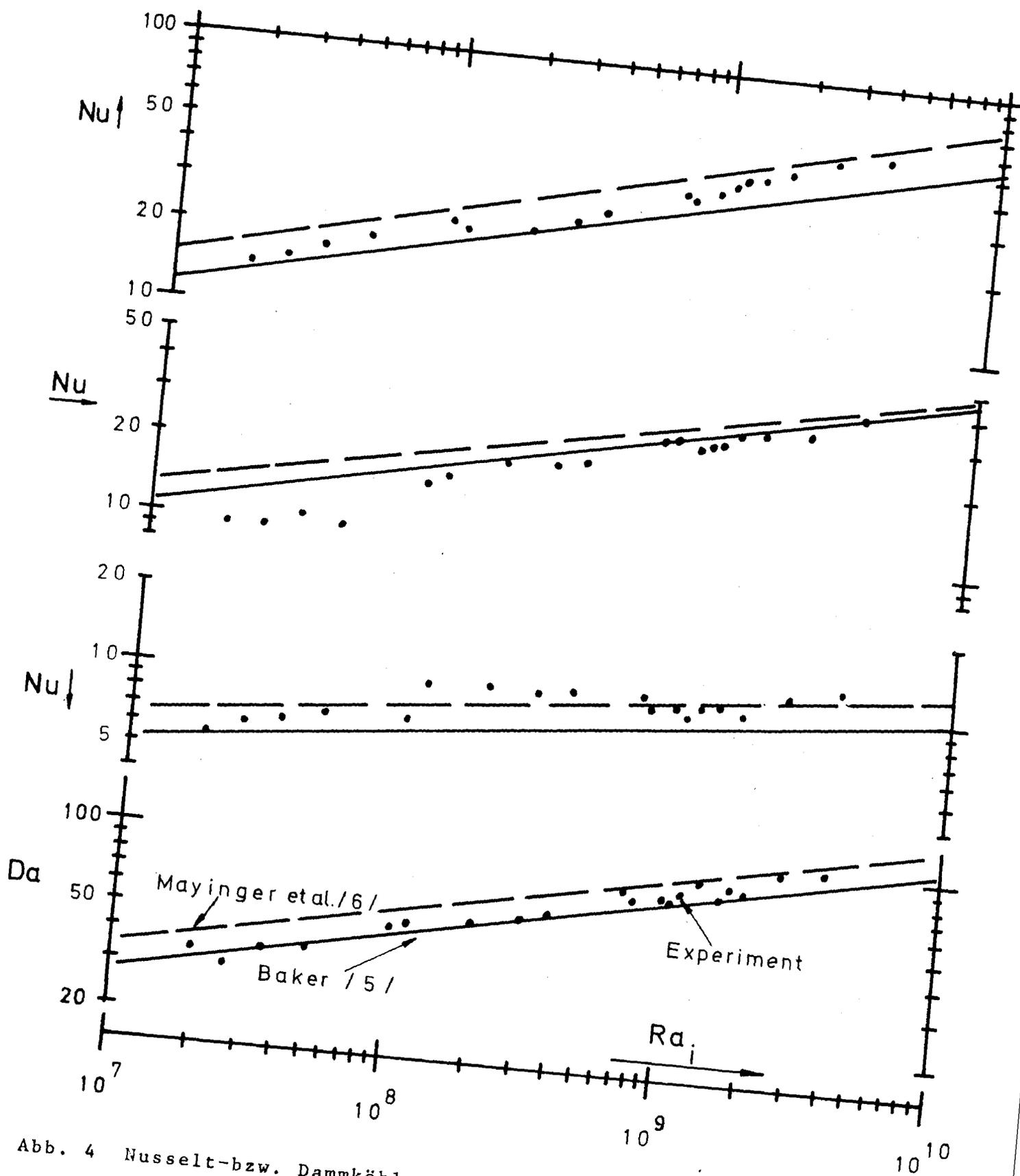


Abb. 4 Nusselt- bzw. Damköhler-Zahlen als Funktion der Rayleigh-Zahl, Zylindrische Konvektionszelle $H/D = 0.25$

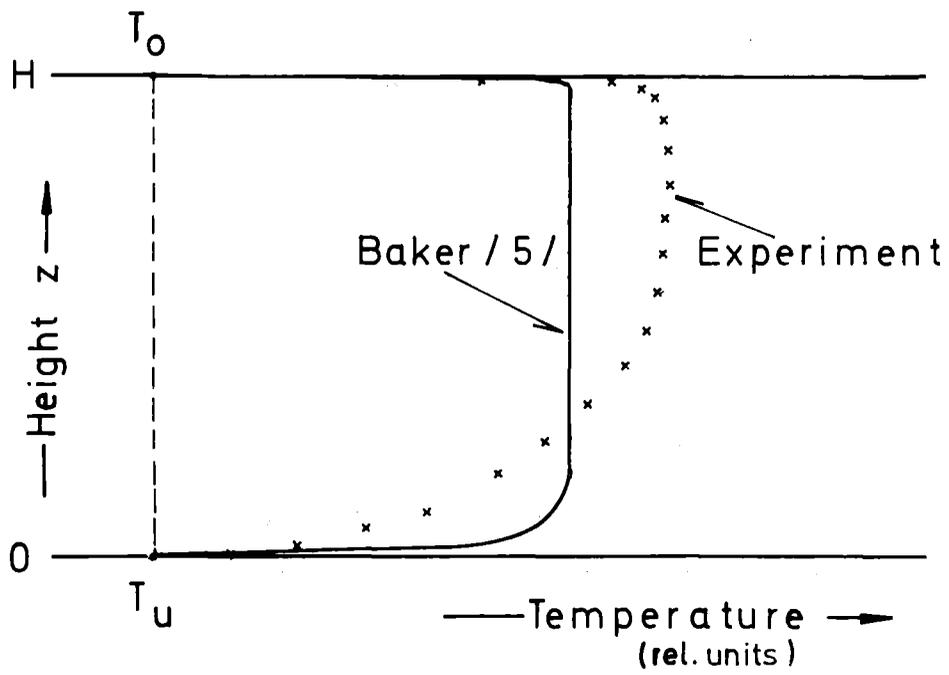


Abb. 5 Axiales Temperaturprofil in der zylindrischen Konvektionszelle,
 $H/D = 1.0$, $Ra_i = 4.0 \cdot 10^{11}$, $Ra_{ext} = 0$

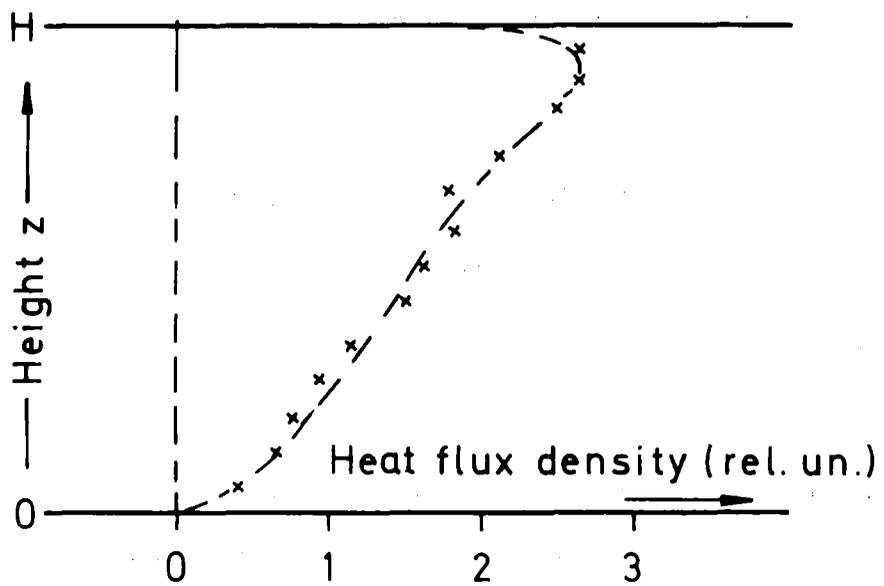


Abb. 6 Lokaler Wärmeübergang an der Zylinderwand, rel. Einheiten
 $H/D=1.0$, $Ra_i=2.9 \cdot 10^{11}$

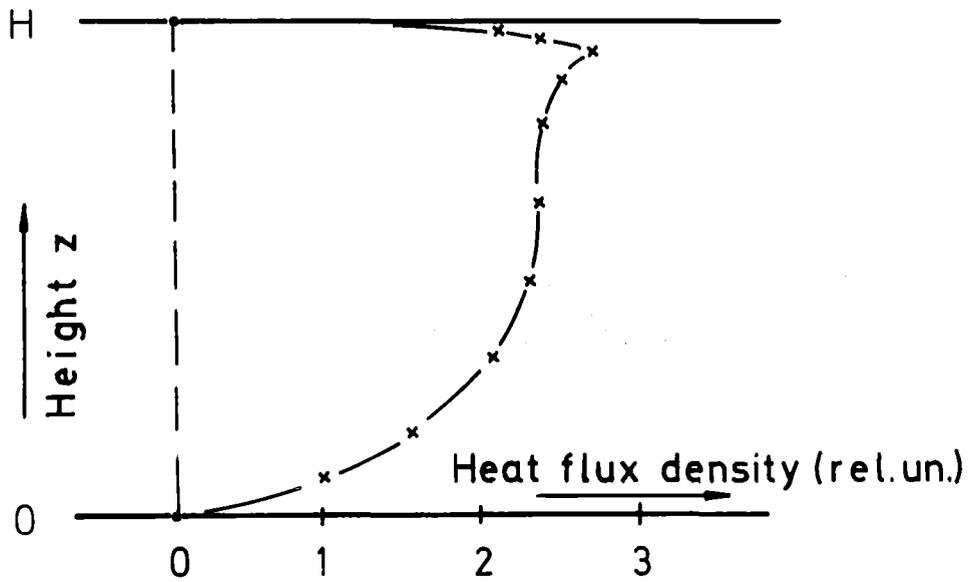


Abb. 7 Lokaler Wärmeübergang an der Zylinderwand, rel. Einheiten
 $H/D=0.25$, $Ra_i=4.0 \cdot 10^8$

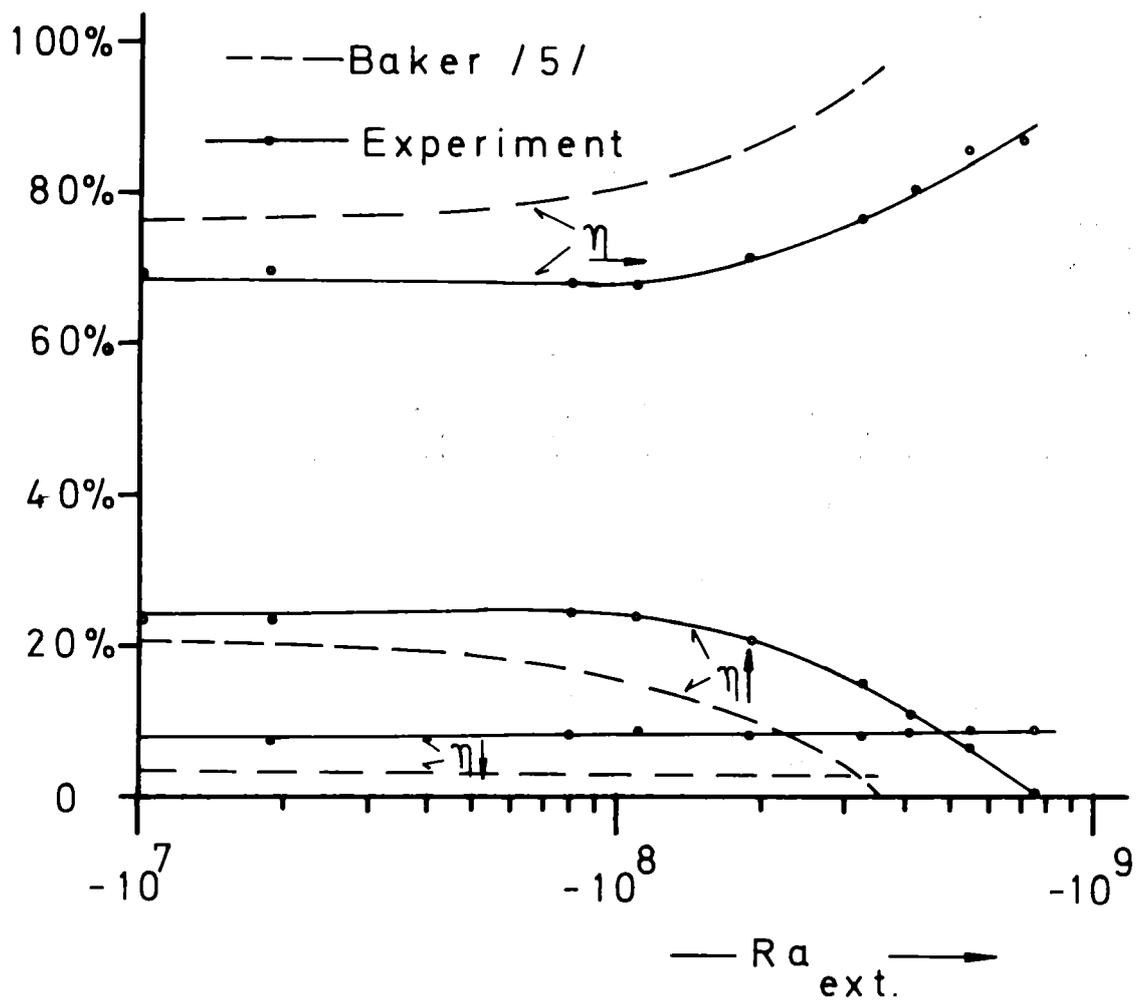


Abb. 8 Bruchteile η der an die Wände abgeführten Wärmeleistungen in Abhängigkeit von der externen Rayleigh-Zahl
 $H/D=1.0$, $Ra_i=1.8 \cdot 10^{11}$

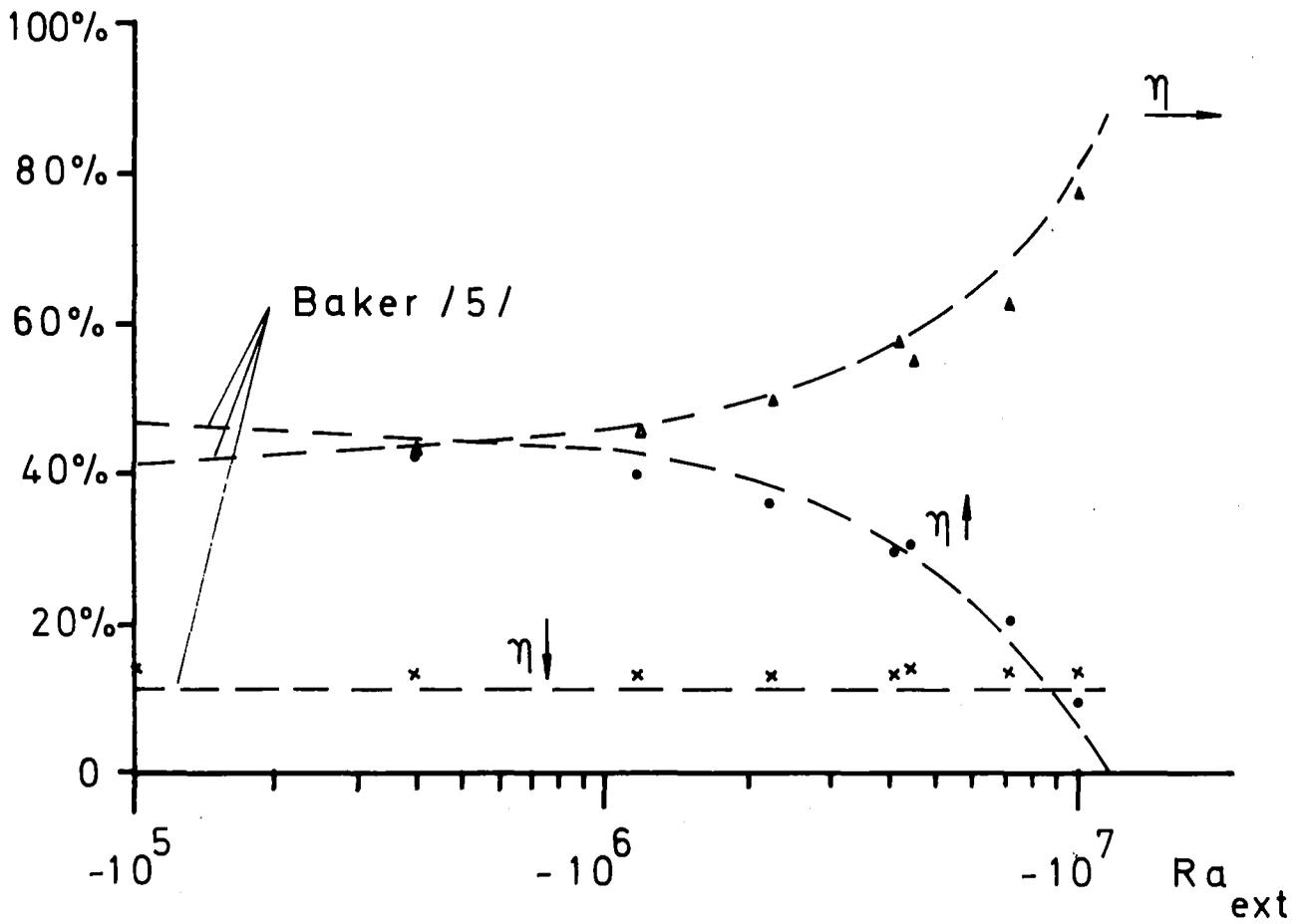


Abb. 9 Bruchteile η der an die Wände abgeführten Wärmeleistungen in Abhängigkeit von der externen Rayleigh-Zahl
 $H/D=0.25$, $Ra_i=4.6 \cdot 10^8$

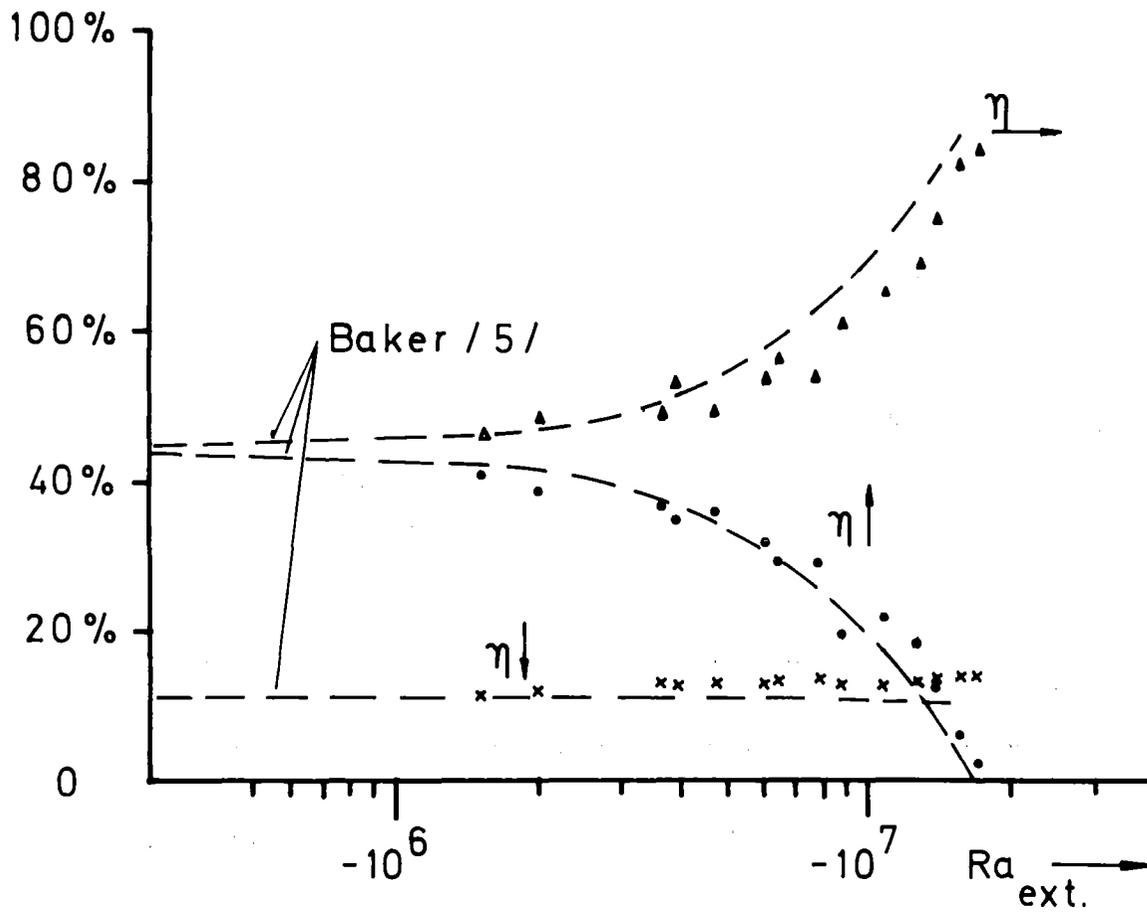


Abb. 10 Bruchteile η der an die Wände abgeführten Wärmeleistungen in Abhängigkeit von der externen Rayleigh-Zahl
 $H/D=0.25$, $Ra_i=7.8 \cdot 10^8$

η	Experiment	Baker / 5 /
$\eta \uparrow$	65.7 %	87.2 %
$\eta \downarrow$	34.3 %	12.8 %
$\eta \rightarrow$.0 %	.0 %

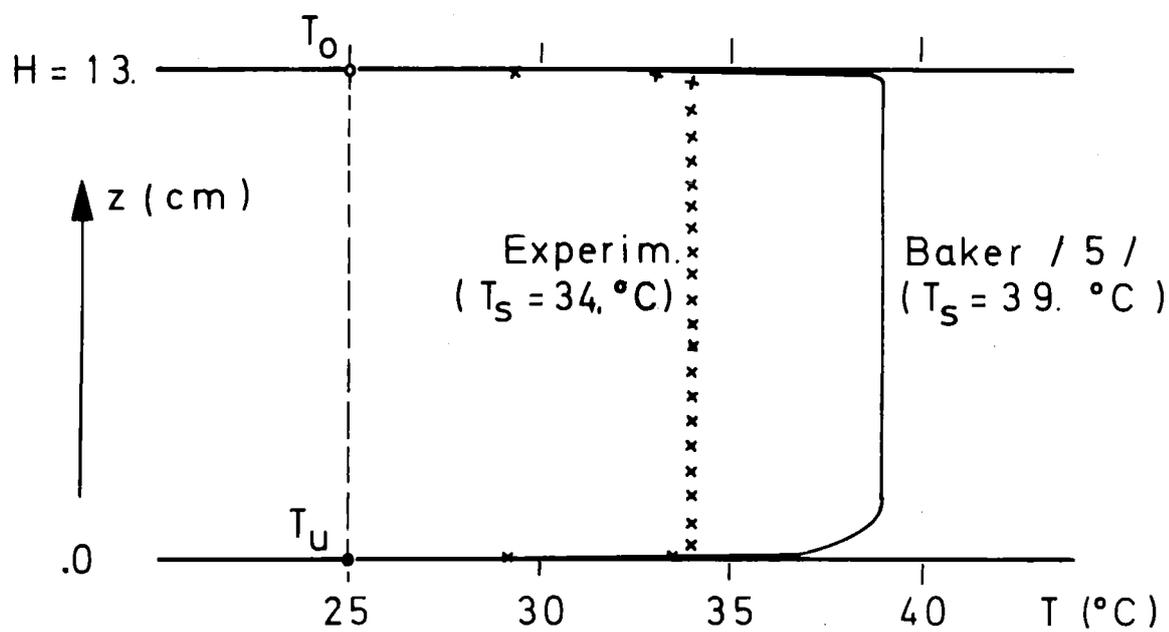


Abb. 11 Axiales Temperaturprofil sowie die Verteilung der Wärmeflüsse nach oben und unten bei verschwindendem seitlichen Wärmefluß $H/D=1.0$, $Ra_i=1.1 \cdot 10^{11}$, $Ra_{ext}=0$

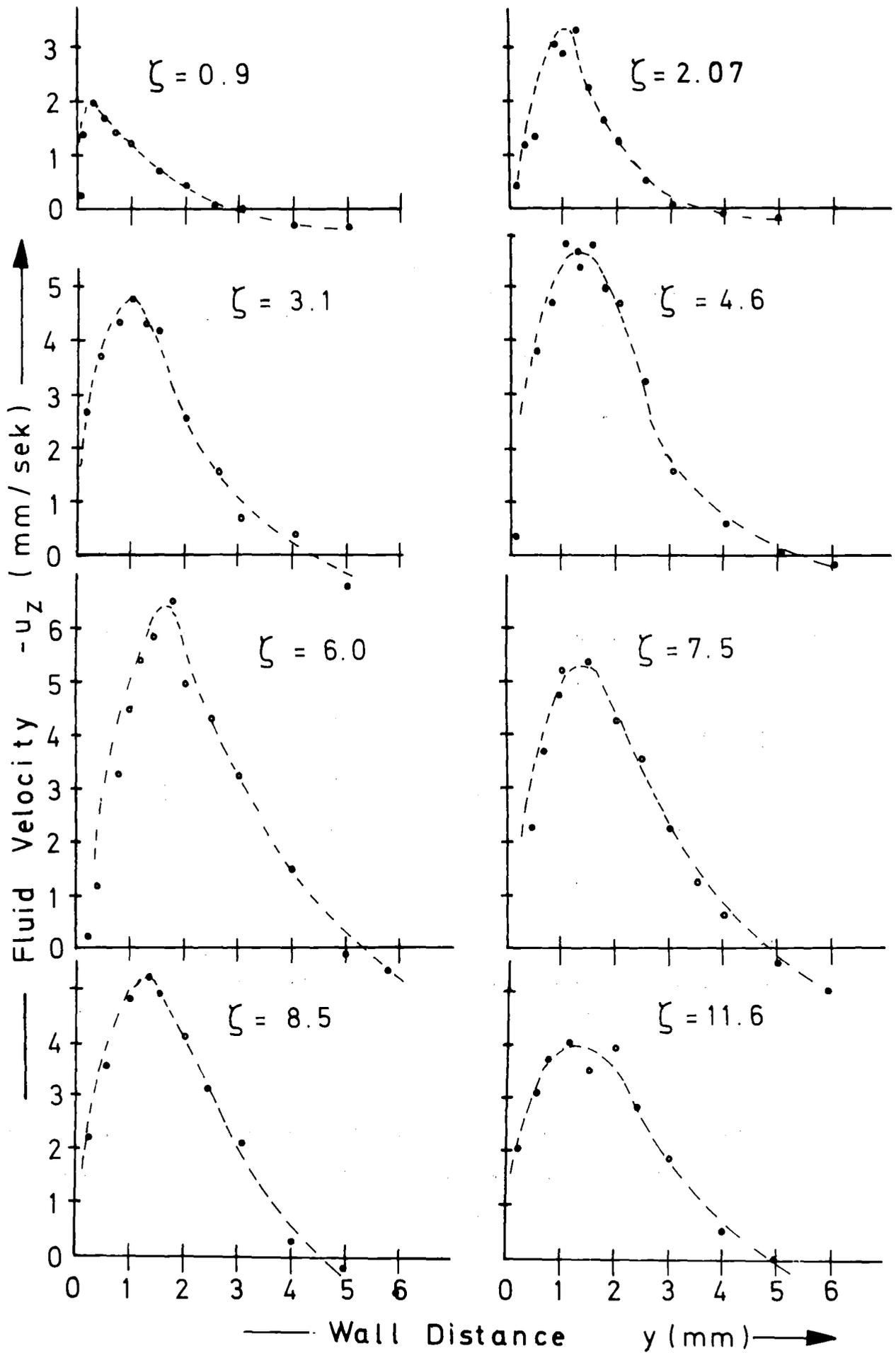


Abb. 12 Geschwindigkeitsprofile in der Grenzschicht längs der vertikalen Wand bei verschiedenen Höhen

$H=15 \text{ cm}$, $Ra_i=5.6 \cdot 10^{10}$, $Ra_{ext}=0$, $Gr_H=2.9 \cdot 10^7$

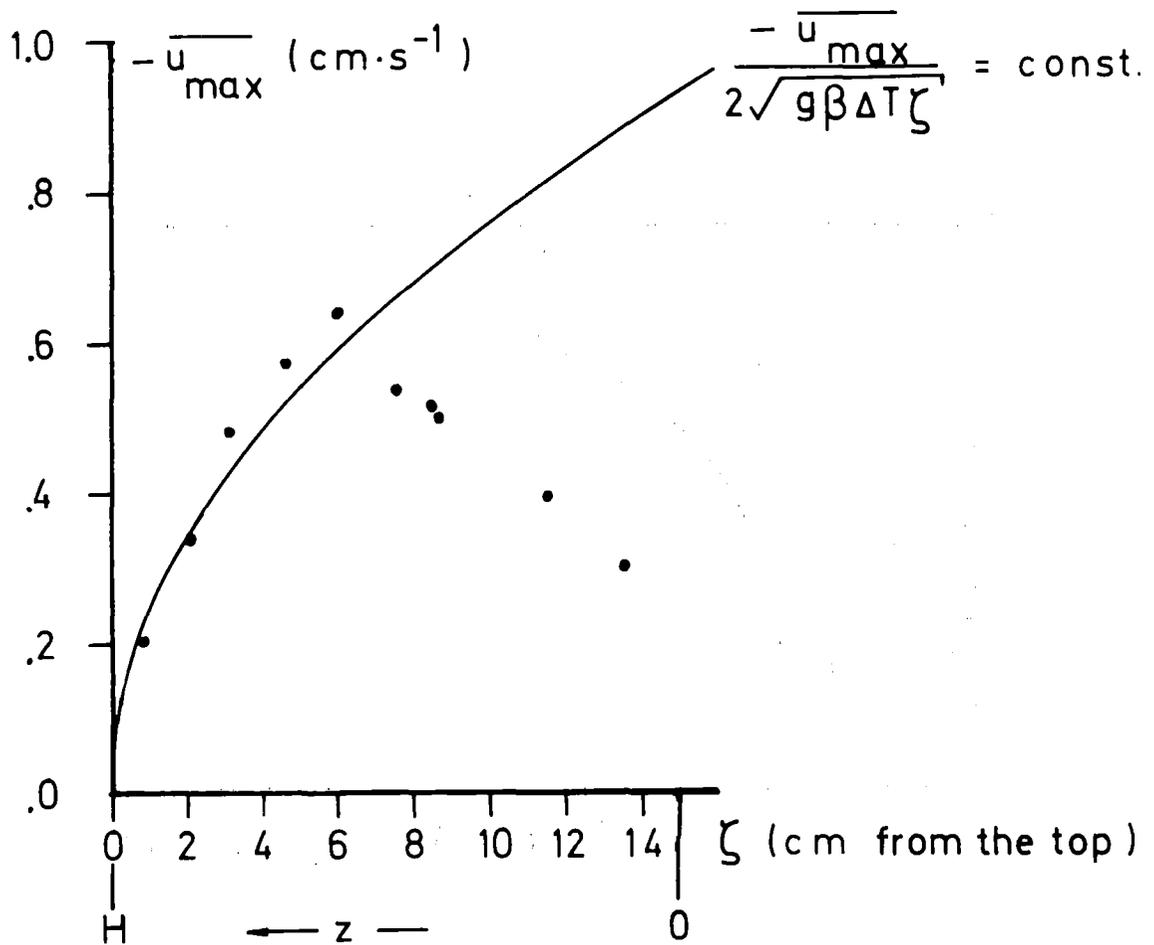


Abb. 13 Abhängigkeit der maximalen Grenzschichtgeschwindigkeit u_{\max} vom Vertikalabstand $\zeta = H - z$ in der Konvektionszelle $H = 15 \text{ cm}$, $Ra_i = 5.6 \cdot 10^{10}$, $Ra_{\text{ext}} = 0$, $Gr_H = 2.9 \cdot 10^7$

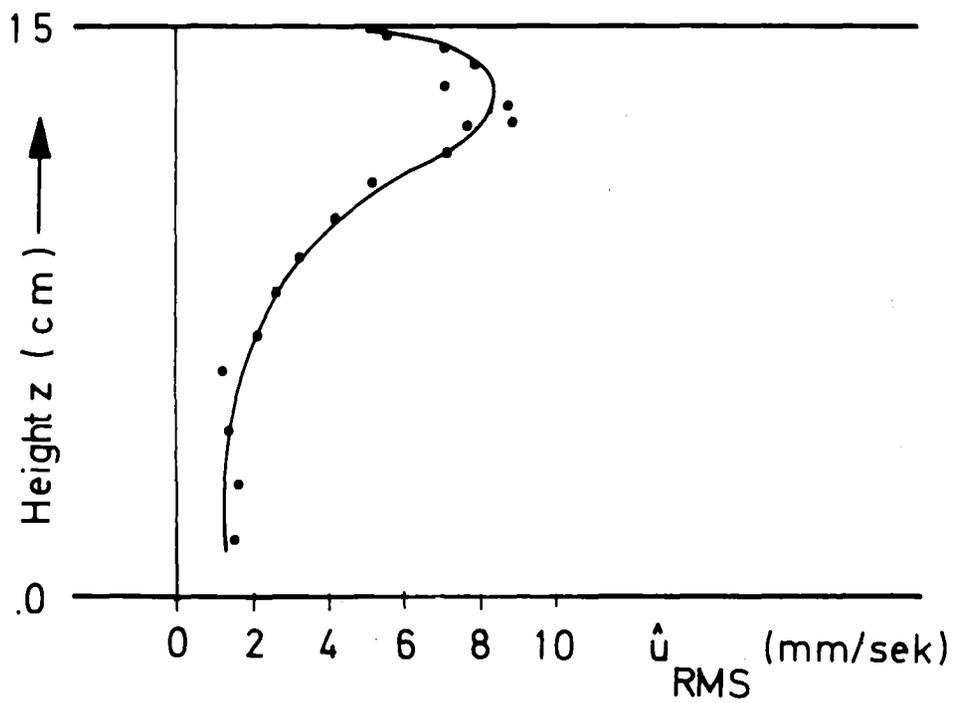


Abb. 14 Axiales Profil der Geschwindigkeitsschwankungen \hat{u}_{RMS}
in der Konvektionszelle
 $H=15 \text{ cm}$, $Ra_i=5.6 \cdot 10^{10}$, $Ra_{\text{ext}}=0$