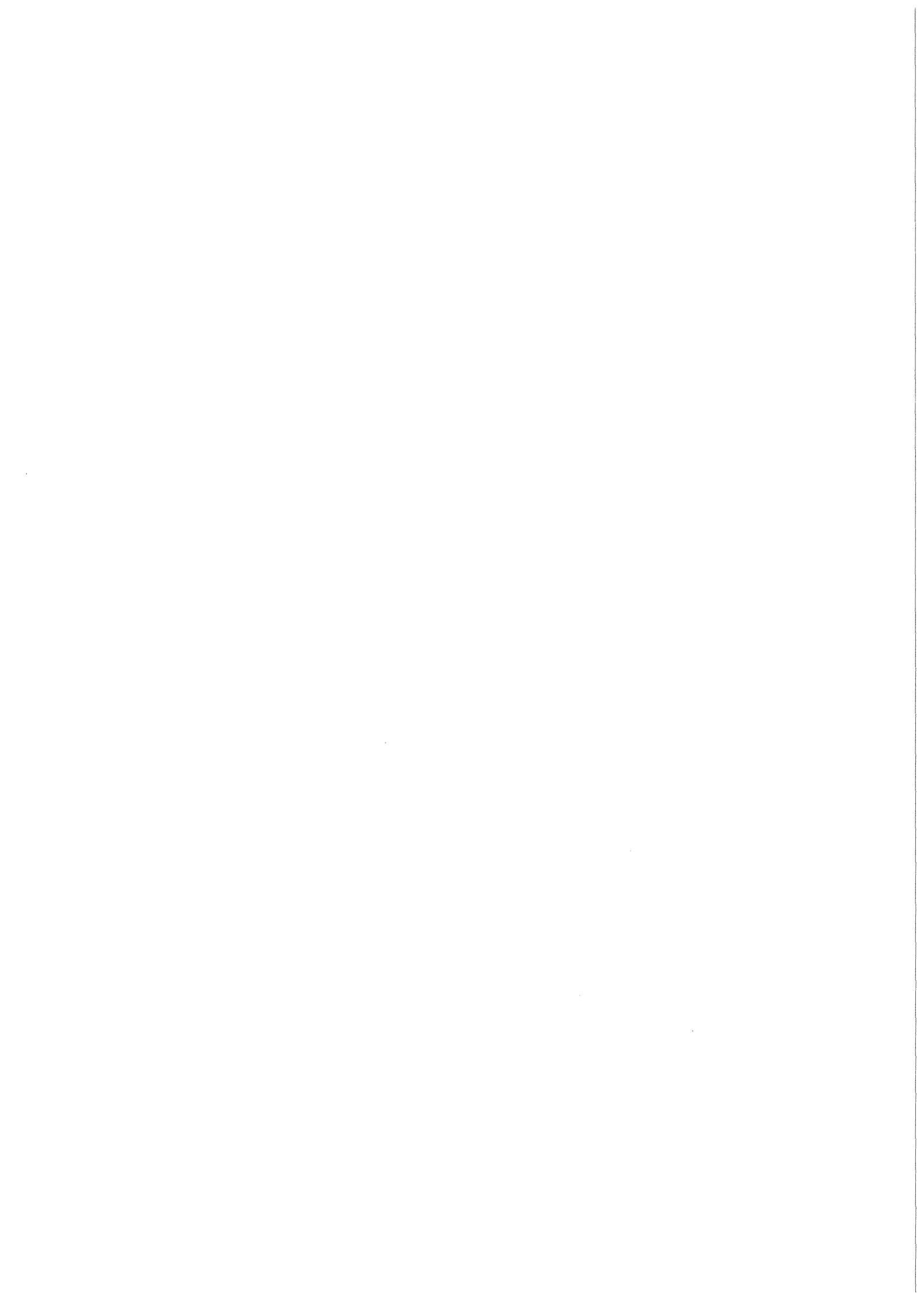


KfK 3324
Mai 1982

Strömungsuntersuchungen an einem asymmetrischen Stabbündel ($W/D = 1.026$)

K. Rehme
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

KfK 3324

Strömungsuntersuchungen an einem asymmetrischen
Stabbündel ($W/D = 1.026$)

K. Rehme

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Strömungsuntersuchungen an einem asymmetrischen Stabbündel
(W/D = 1.026)

Zusammenfassung

An einem Stabbündel aus vier parallelen Stäben, das asymmetrisch in einem Rechteckkanal angeordnet war, wurden im Wandkanal ($P/D = 1.07$, $W/D = 1.026$) die Geschwindigkeits-, Wandschubspannungs- und Turbulenzverteilungen gemessen. Die Reynoldszahl der Untersuchung betrug $Re = 5.46 \times 10^4$.

Die Meßergebnisse zeigen, daß der Impulstransport besonders in den engsten Stellen des Kanals stark anisotrop ist. Einflüsse von Sekundärströmungen sind in der Verteilung des zeitlichen Mittelwertes der Strömungsgeschwindigkeit nicht zu erkennen, in den Verteilungen der Turbulenzintensität und der kinetischen Energie der Turbulenz jedoch deutlich sichtbar.

Ein Vergleich der gemessenen Wandschubspannungsverteilungen mit dem VELASCO-Rechenprogramm zeigt starke Abweichungen im Bereich zwischen Stab- und Kanalwand.

Experimental Investigations on the Fluid Flow Through an
Asymmetric Rod Bundle ($W/D = 1.026$)

Abstract

Measurements of the distributions of the mean velocity, the wall shear stresses and the turbulence were performed in a wall sub-channel of a rod bundle of four parallel rods arranged asymmetrically in a rectangular channel ($P/D = 1.07$, $W/D = 1.026$). The Reynolds number of this investigation was $Re = 5.46 \times 10^4$.

The experimental results show that the momentum transport is highly anisotropic especially in the gaps of the rod bundle. Influences of secondary flow cannot be detected in the distribution of the time-mean velocity, however, such influences are found in the distributions of the turbulence intensities and the kinetic energy of turbulence.

The comparison between experimental wall shear stress distributions and those calculated with the VELASCO-code shows discrepancies especially in the gap between the rod and channel walls.

1. Problemstellung

Bei der Entwicklung von Rechenprogrammen, die eine detaillierte Berechnung von Geschwindigkeits- und Temperaturverteilungen bei turbulenter Strömung durch Stabbündel ermöglichen, ist es unumgänglich, die Turbulenzbewegung der Strömung durch sog. Turbulenzmodelle zu beschreiben. Die Ergebnisse, die mit den Rechenprogrammen erzielt werden, sind dann immer nur so genau und abgesichert, wie die darin enthaltenen Turbulenzmodelle durch experimentelle Ergebnisse abgesichert sind.

Die für die Berechnung von Strömungs- und Temperaturverteilungen in Stabbündeln zur Verfügung stehenden bzw. sich in der Entwicklung befindlichen Programme VELASCO /1/ (nur Geschwindigkeitsverteilung) und VITESSE /2/ modellieren die Anisotropie des Impulsaustausches durch Wirbelviskositäten senkrecht und parallel zu den Wänden. In VITESSE ist außerdem die kinetische Energie der turbulenten Schwankungsbewegung modelliert. Zur Absicherung und zur Verbesserung der verwendeten Modelle wurden eine Reihe von Strömungsuntersuchungen in Unterkanälen von Stabbündeln durchgeführt /3 - 12/. Bei allen Versuchen wurde ein Stabbündel aus vier parallelen Rohren in einem Rechteckkanal verwendet. Die Rohre waren symmetrisch im Kanal angeordnet.

Beim Betrieb von Stabbündelbrennelementen in Kernreaktoren wird jedoch im allgemeinen keine ideale Geometrie der Unterkanäle vorliegen. Abweichungen von der Idealgeometrie ergeben sich aufgrund der vorhandenen Toleranzen, durch Verbiegen der Brennstäbe unter Temperaturgradienten und Spannungen sowie durch das Brennstabschwellen im Strahlenfeld. Diese Abweichungen von der idealen Geometrie, sog. gestörte Geometrien, sind außerdem abhängig von der Lebensdauer der Brennstäbe.

Damit die Geschwindigkeits- und Temperaturverteilungen auch in gestörten Geometrien sicher berechenbar sind, sind hierfür ebenfalls experimentelle Untersuchungen zum turbulenten Impulstransport nötig, um die Rechenprogramme mit experimentellen Daten zu verifizieren. Deshalb wurden Messungen der Geschwindigkeits-, Wandschubspannungs- und Turbulenzverteilungen an einem asymmetrischen Stabbündel durchgeführt.

2. Teststrecke

Für die Untersuchungen wurde ein Stabbündel mit einem Stababstandsverhältnis von $P/D = 1,072$ ausgewählt. Die vier parallelen Rohre wurden jedoch nicht wie in den Versuchen /3 - 12/ symmetrisch angeordnet, so daß das Wandabstandsverhältnis ebenfalls $W/D = 1,072$ betrug, sondern die Rohre wurden asymmetrisch angeordnet, wobei der Abstand zwischen den Rohren und der Kanalwand auf der einen Seite etwa viermal so groß war wie der Abstand zwischen Rohren und Kanalwand auf der anderen Seite (Abb. 1).

Die eingestellten Abstände betragen $a_1 = 18,6$ mm und $a_2 = 4,1$ mm. Mit dem Rohrdurchmesser von $D = 157,5$ mm ergeben sich die Wandabstandsverhältnisse zu

$$\left(\frac{W}{D}\right)_{\text{weit}} = 1.118$$

$$\left(\frac{W}{D}\right)_{\text{eng}} = 1.026$$

Wird die relative Exzentrizität als Verhältnis der Verschiebung aus der symmetrischen Lage ($e = 7,25$ mm) zur maximal möglichen Verschiebung ($e_{\text{max}} = 11,35$ mm) definiert, so ergibt sich

$$e^+ = 0.639$$

für diese Untersuchung. Das vorher untersuchte Stabbündel /13,14/ hatte eine relative Exzentrizität von

$$e^+ = 0,335.$$

Die Messungen wurden genau so durchgeführt, wie bei den voraus-
gegangenen Untersuchungen /3/. Gemessen wurden:

- die Verteilung der zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten
- die Wandschubspannungsverteilung
- die Verteilung der Turbulenzintensitäten und
- die Verteilung der turbulenten Schubspannungen senkrecht und parallel zu den Wänden.

In diesem Bericht werden die Ergebnisse der Untersuchungen im engen Wandkanal ($W/D = 1,026$) dargestellt und diskutiert. Die Ergebnisse für den weiten Wandkanal sind in /13/ dargestellt.

3. Ergebnisse

Die Ergebnisse aller Messungen liegen in Form von Tabellen vor.

3.1 Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit

Die mit Pitotrohren gemessenen zeitlichen Mittelwerte der Strömungsgeschwindigkeit sind als Funktion des relativen Wandabstandes y/L ($L =$ Länge des Geschwindigkeitsprofils zwischen Wand und Position der Maximalgeschwindigkeit) in Abb. 2 für den Teil des Strömungskanals, der dem Stab benachbart ist (r/ϕ) und in Abb. 3 für den der Kanalwand benachbarten Teil (x/y) dargestellt. Als Bezugswert wurde die konstant gehaltene Strömungsgeschwindigkeit

am fest eingebauten Pitotrohr verwendet. Die gemessenen Geschwindigkeitsverteilungen zeigen, daß das Minimum der Strömungsgeschwindigkeit jeweils im engsten Spalt zwischen den Stäben ($\phi = 0 \text{ deg}$) bzw. zwischen Stab und Kanalwand ($\phi = 90 \text{ deg}$ bzw. $x = 0 \text{ mm}$) auftritt, wie es zu erwarten ist.

Ein Isotachenbild der gemessenen Geschwindigkeitsverteilung, bezogen auf den Wert am fest eingebauten Pitotrohr, zeigt Abb. 4. Einflüsse von Sekundärströmungen sind nicht zu bemerken.

Mit einem Rechenprogramm wurde aus den Meßwerten die mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Wandkanal durch Integration ermittelt. Diese Geschwindigkeit ergab sich zu

$$u_m = 21,12 \text{ ms}^{-1},$$

während am fest eingebauten Pitotrohr eine Geschwindigkeit von

$$u_{REF} = 27,79 \text{ ms}^{-1}$$

während der Messungen konstant gehalten wurde.

Mit dem hydraulischen Durchmesser des Wandkanals von

$$D_h = 40,785 \text{ mm}$$

ergibt sich die mittlere Reynoldszahl der Untersuchung zu

$$Re = 5,46 \times 10^4.$$

Im engen Wandkanal ist die Geschwindigkeitsverteilung natürlich viel ungleichmäßiger als im weiten Wandkanal /13/. So beträgt das Verhältnis der maximalen Geschwindigkeit im Spalt zwischen Stab und Kanalwand zur mittleren Unterkanalgeschwindigkeit $U_{\max \text{ sw}}/U_m = 0,716$ im engen Wandkanal, dagegen $0,912$ im weiten Wandkanal.

Das Verhältnis von maximaler Geschwindigkeit zwischen den Stäben zur mittleren Unterkanalgeschwindigkeit dagegen $U_{\max ss}/U_m = 1,007$ im engen Kanal und $0,818$ im weiten Kanal. Hervorgerufen durch den Impulstransport vom weiten in den engen Unterkanal wird die maximale Geschwindigkeit zwischen den Stäben beim engen Unterkanal auf die mittlere Unterkanalgeschwindigkeit angehoben. Hingegen sind die Verhältnisse von maximaler zur mittleren Geschwindigkeit in beiden Unterkanälen fast gleich. Sie betragen $U_{\max}/U_m = 1,254$ im engen und $1,271$ im weiten Unterkanal.

3.2 Wandschubspannung

Abb. 5 zeigt die mit Prestonrohren gemessenen Wandschubspannungsverteilungen an Stab- und Kanalwand. Die dargestellten Wandschubspannungen sind auf den Mittelwert der Wandschubspannung im ausgemessenen Teil des Wandkanals bezogen. Dieser Mittelwert ergab sich aus den Einzelmessungen durch Integration zu

$$\tau_{\text{wav}} = 1.252 \text{ Nm}^{-2}$$

Die Meßwerte sind in Tab. 1 aufgelistet.

3.3 Reibungsbeiwert und dimensionslose Geschwindigkeitsprofile

Aus der gemessenen mittleren Wandschubspannung errechnet sich der Reibungsbeiwert nach

$$\lambda = \frac{8 \tau_{\text{wav}}}{\rho u_m^2} \quad (1)$$

zu $\lambda = 0,01921$

für $Re = 5,46 \times 10^4$.

Aus der Messung der Verteilung des statischen Drucks längs der Kanalwand, die in Abb. 6 dargestellt ist, läßt sich der Reibungsbeiwert des Wandkanals ebenfalls berechnen. Mit dem gemessenen Druckgradienten von

$$\Delta p / \Delta L = 112,28 \text{ Nm}^{-3}$$

ergibt sich der Reibungsbeiwert nach

$$\lambda = \frac{\Delta p / \Delta L}{\frac{\rho}{2} u_m^2 \frac{1}{D_h}} \quad (2)$$

zu $\lambda = 0,01757$.

Beide Reibungsbeiwerte unterscheiden sich um 9,3 %. Dies ist bedingt durch den starken Impulstransport zwischen den beiden Wandkanälen. Dabei wird Impuls aus dem weiten Wandkanal in den engen Wandkanal übertragen. Dies hat zur Folge, daß sich die Wandschubspannungen im engen Wandkanal erhöhen, wodurch der Reibungsbeiwert, berechnet aus der mittleren Wandschubspannung, sehr groß wird.

Mittelt man die Wandschubspannungen in beiden Unterkanälen ($\tau_{av} = 1,493 \text{ Nm}^{-2}$) und berechnet damit den gemeinsamen Reibungsbeiwert für beide Unterkanäle, so ergibt sich

$$\lambda_{\text{T}} = 0,01757.$$

Aus dem gemessenen Druckgradienten erhält man für den gemeinsamen Reibungsbeiwert

$$\lambda_{\Gamma}' = 0,01736.$$

Diese beiden Werte unterscheiden sich nur um 1,2 % und liegen damit innerhalb der Meßgenauigkeit.

Für das Kreisrohr ergibt sich für die Reynoldszahl des engen Unterkanals nach der Beziehung von Maubach /16/:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2,035 \lg \operatorname{Re} \sqrt{\lambda} - 0,989 \quad (3)$$

der Reibungsbeiwert zu: $\lambda = 0,02077$.

Der im Wandkanal aufgrund der Wandschubspannungsverteilung gemessene Reibungsbeiwert liegt also etwa 8,1 % niedriger als der Kreisrohrwert; der aufgrund der statischen Druckdifferenz gemessene Reibungsbeiwert jedoch 18,2 % niedriger als der Kreisrohrwert.

Die gemessenen Werte kann man mit dem theoretischen Wert vergleichen, der sich nach der Laminarmethode /17/ ergibt. Dazu wird für den Wandkanal der Geometrieparameter der Laminarströmung für $P/D = 1,071$ und $W/D = 1,096$ nach /18/ zu:

$$K = 44,8$$

bestimmt. Für die Geometrieparameter bei turbulenter Strömung ergibt sich nach /17/

$$A = 1,077$$

$$G^* = 5,48$$

Das Reibungsgesetz für den Wandkanal lautet damit:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = 1.077 [2.5 \ln \operatorname{Re} \sqrt{\frac{\lambda}{8}} + 5.5] - 5.48 \quad (4)$$

Man erhält für $\operatorname{Re} = 5,46 \times 10^4$ einen Reibungsbeiwert von $\lambda = 0,01724$, der nur um 1,9 % von dem berechneten Wert aus der Druckverlustmessung abweicht und damit eine gute Bestätigung der theoretischen Methode für einen Wandkanal liefert.

Tab. 2 enthält die berechneten Reibungsbeiwerte und einen Vergleich mit dem Rohrreibungsbeiwert sowie dem Wert, der nach der Laminarmethode berechnet wurde. Außerdem enthält die Tabelle alle berechneten Werte für den Gesamtkanal aus beiden Unterkanälen.

Man sieht, daß die Laminarmethode Reibungsbeiwerte ergibt, die sowohl für die einzelnen Unterkanäle nahe bei den Meßwerten aus dem Druckgradienten liegen als auch für den Gesamtkanal, für den die Differenz 0,1 % beträgt. Damit ist auch für diese Untersuchung an einem stark asymmetrischen Stabbündel die Laminarmethode /17/ ganz ausgezeichnet bestätigt.

Die gemessenen Geschwindigkeitsprofile sind in dimensionsloser Darstellung in Abb. 7 für die dem Stab benachbarte Strömungszone und in Abb. 8 für die der Kanalwand benachbarte Strömungszone aufgetragen. Die Geschwindigkeit u wurde mit der örtlichen Wand-schubspannungsgeschwindigkeit

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (5)$$

zu

$$u^+ = \frac{u}{u^*} \quad (6)$$

und der Wandabstand y zu

$$u^+ = \frac{y u^*}{\nu} \quad (7)$$

dimensionslos gemacht.

Zum Vergleich ist das bekannte Wandgesetz der Geschwindigkeitsverteilung in Kreisrohren von Nikuradse /19/

$$u^+ = 2,5 \ln y^+ + 5,5 \quad (8)$$

als durchgezogene Linie in die Abbildungen eingetragen. Die Meßergebnisse liegen überwiegend geringfügig niedriger als das Wandgesetz von Nikuradse im wandnahen Bereich. Auffällig ist die geringe Streuung der Meßwerte nahe der Kanalwand.

3.4 Turbulenzintensitäten und kinetische Energie der Turbulenz

Die Meßergebnisse der Turbulenzintensitäten in den drei Strömungsrichtungen, sowie der kinetischen Energie der turbulenten Bewegung sind auf zweifache Weise dargestellt. Zunächst werden die Daten für die Bereiche zwischen Wand und Maximalgeschwindigkeit von beiden Wänden aus gesehen (r/ϕ = Stabwand, x/y = Kanalwand) gezeigt. Dabei werden die Intensitäten auf die lokale Wandschubspannungsgeschwindigkeit bezogen. In einer weiteren Darstellung werden die Linien gleicher Intensität (Höhenlinien) dargestellt. Diese Bilder wurden mit Hilfe eines Rechenprogramms /20/ auf einem Zeichengerät erzeugt. Wegen der komplizierten Geometrie (r/ϕ und x/y) wurden aus den Meßdaten je zwei Bilder erzeugt, die anschließend an der Linie der Maximalgeschwindigkeit zusammengesetzt wurden. Daher und auch wegen der z. T. unterschiedlichen Richtungen bei der Messung der Daten an der Trennlinie ergeben sich

nicht immer glatte Verläufe der Höhenlinien, sondern es treten Sprünge auf. Dies ist besonders deutlich bei den in der Zeichenebene liegenden Komponenten w' und v' zu sehen. Bei der Erzeugung der Höhenlinienbilder wurden alle Daten auf einen Referenzwert der Wandschubspannungsgeschwindigkeit normiert. Als Normierungsgröße wurde die Wandschubspannung bei $\phi = 0$ grad (r/ϕ) gewählt.

3.4.1 Axiale Turbulenzintensität $\sqrt{u'^2}$

Die gemessenen Verläufe der axialen Turbulenzintensität sind in Abb. 9 für den Bereich nahe der Stabwand und in Abb. 10 für den Bereich nahe der Kanalwand dargestellt. Die Ergebnisse zeigen, daß die axiale Turbulenzintensität i.a. - wie erwartet - in Wandnähe am größten ist. Dabei ergeben sich die auf die lokale Wandschubspannungsgeschwindigkeit bezogenen Werte des Maximums zu etwa

$$\frac{\sqrt{u'^2}}{u^*} = 2.2 + 2.4$$

Diese Werte stimmen mit Ergebnissen von Messungen an Kreisrohren gut überein. Auffallend ist, daß die Werte in Richtung auf die Maximalgeschwindigkeit ($y/L = 1$) wesentlich schwächer abfallen als beim Kreisrohr, für das sich in Rohrmitte ein Wert von ca. 0,8 ergibt. Auch zeigt sich, daß der Abfall stark von der Position an der Stab- und bzw. Kanalwand abhängt. Während die axiale Turbulenzintensität in den weitesten Querschnitten $\phi = 35$ und 40 grad bzw. $x = 80$ und $84,4$ mm mit dem Wandabstand stark abfällt, ist z.B. für $\phi = 0 - 30$ grad (Abb. 9), also im Spalt zwischen den Stäben, der Abfall wesentlich geringer. Im engen Spalt zwischen Stab und Wand sind die axialen Turbulenzintensitäten deutlich größer und für $\phi = 50 - 70$ grad bzw. $x = 30 - 60$ mm steigen sie mit der Entfernung von der Wand z. T. stark an. Eine Erklärung für

diese Tatsache kann wohl nur in der Wirkung des starken Impuls-
austausches im engen Spalt sowie in der Wirkung von Sekundär-
strömungen gefunden werden. Dies zeigt sich auch in der Höhen-
liniendarstellung der axialen Turbulenzintensität (Abb. 11).
Unmittelbar im engen Spalt ($\phi = 75 - 90$ grd bzw. $x = 0 - 20$ mm)
fallen die Turbulenzintensitäten mit wachsendem Wandabstand ab,
jedoch sind auch hier die Werte sehr hoch.

3.4.2 Radiale Turbulenzintensität $\sqrt{v'^2}$

Die Turbulenzintensitäten in radialer Richtung (Abb. 12 und 13)
fallen generell mit wachsendem Wandabstand ab. In Wandnähe liegen
die Werte zwischen 0,8 und 1,3, an der Linie der Maximalgeschwin-
digkeit zwischen 0,7 und 1,0. Die Meßwerte der radialen Turbulenz-
intensität sind mit einer relativ großen Meßunsicherheit behaftet,
daher ergibt auch das Höhenlinienbild (Abb. 14) eine etwas unein-
heitliche Darstellung. Für $\phi \geq 70$ grd bzw. $x \leq 35$ mm ergeben sich
bei der Auswertung negative Werte für $\sqrt{v'^2}$. Hier ist die Turbulenz-
intensität also so hoch, daß die bei der Auswertung angenommenen
Näherungen für schwache Turbulenzintensität nicht mehr gerechtfertigt
sind. Weitere Untersuchungen mit einer neuen Methode, bei der
auch höhere Turbulenzintensitäten ausgemessen werden können,
sollen für diese engen Spalte durchgeführt werden, um hier eine
Klärung zu ermöglichen.

3.4.3 Azimutale Turbulenzintensität $\sqrt{w'^2}$

Die Daten für die azimutale Turbulenzintensität (Abb. 15 und 16)
zeigen mit wachsendem Wandabstand nur in Teilen des Strömungsquer-
schnitts, wie erwartet, einen leichten Abfall, wobei die Werte in
Wandnähe von gleicher Größe sind wie bei Kreisrohren. Auffällig
ist, daß die azimutale Turbulenzintensität in dem engen Spalt
zwischen Wand und Stab ($\phi \geq 60$ grd bzw. $x \leq 40$ mm) sehr hohe Werte

aufweist und z. T. konstant ist oder sogar mit wachsendem Wandabstand ansteigt. Dieses Verhalten kann analog zur axialen Turbulenzintensität wohl nur durch den Impulstransport zwischen den Unterkanälen erklärt werden. Deutlich wird dieses Ergebnis auch in der Höhenliniendarstellung (Abb. 17).

3.4.4 Kinetische Energie der Turbulenz $\overline{k^T}$

Die gemessene kinetische Energie der Turbulenz

$$\overline{k^T} = \frac{1}{2} [\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}] \quad (9)$$

fällt mit wachsendem Wandabstand zwischen den Stäben mehr oder weniger stark ab (Abb. 18 und 19). Die Werte in Wandnähe liegen höher als beim Kreisrohr. Sehr hohe Werte ergeben sich für die kinetische Energie der Turbulenz im Spalt zwischen Wand und Stab ($\phi \geq 50$ grad, $x \leq 55$ mm). In diesem Bereich steigt die kinetische Energie der Turbulenz i. a. mit dem Wandabstand an, wie auch das Höhenlinienbild zeigt (Abb. 20). Der Abfall der kinetischen Energie der Turbulenz zur Linie der Maximalgeschwindigkeit ist wesentlich schwächer als beim Kreisrohr und ist dort am stärksten ausgeprägt, wo der Kanalquerschnitt die größte Ausdehnung hat ($x = 75 - 84,4$ mm bzw. $\phi = 35 - 45$ grad) bzw. im Spalt zwischen Stab und Wand. Insgesamt gesehen ist die kinetische Energie im wandfernen Bereich deutlich höher als beim Kreisrohr. Auffallend ist auch, daß für die Gebiete nahe dem Spalt zwischen Wand und Stab und entlang der Kanalwand die kinetische Energie der Turbulenz wesentlich höher ist ($\overline{k^T} \approx 6 u^{*2}$) als im Spalt zwischen den Stäben ($\overline{k^T} \approx 4 u^{*2}$). Ursache kann nur der starke Impulstransport zwischen den Unterkanälen sein. Das Höhenlinienbild zeigt auch Einflüsse von Sekundärströmungen.

3.5 Schubspannungen und Korrelationskoeffizienten

3.5.1 Schubspannung senkrecht zur Wand - $\overline{u'v'}$

Die gemessenen turbulenten Schubspannungen senkrecht zu den Wänden sind in Abb. 21 und 22 dargestellt. In Wandnähe folgen die Werte recht gut einer linearen Schubspannungsverteilung. Da der Strömungsquerschnitt senkrecht zur Stabwand mit wachsendem Wandabstand leicht anwächst, sollten die Profile in Abb. 21 leicht nach unten gekrümmt sein. Dieser Verlauf ist nicht überall vorhanden, vor allem deswegen, weil durch die gewählten Koordinaten (r/ϕ im Bereich der Stabwand und entsprechend für Abb. 22 x/y im Bereich der Kanalwand) mit wachsendem Wandabstand ein wachsender Teil der azimuthalen turbulenten Schubspannung mitgemessen wird. In den engsten Querschnitten ist dieser Effekt am ehesten vernachlässigbar. Tatsächlich verlaufen die Ergebnisse der radialen Schubspannung für $\phi = 0 - 5$ grd schwach gekrümmt. Die größten Abweichungen ergeben sich dort, wo die Koordinaten im wandfernen Bereich am stärksten von Orthogonalen zur Geschwindigkeitsverteilung abweichen ($\phi = 55 - 65$ grd bzw. $x = 30 - 60$ mm). Auffällig sind die hohen Meßwerte für die radiale Schubspannung entlang der Kanalwand. Das Höhenlinienbild der radialen Schubspannungen ergibt eine sehr gleichmäßige Verteilung, abgesehen vom Spalt zwischen Wand und Stab (Abb. 23). Die höheren Werte im Bereich $\phi = 35 - 55$ grd bzw $x \geq 65$ mm sind darauf zurückzuführen, daß als Bezugswert die lokale Wandschubspannungsgeschwindigkeit bei $\phi = 0$ grd gewählt wurde.

3.5.2 Schubspannung parallel zur Wand - $\overline{u'w'}$

Die gemessene Schubspannung zeigt in Wandnähe Werte, die gegen Null gehen. Im wandfernen Bereich steigt die azimuthale Schubspannung mehr oder weniger stark an (Abb. 24 und 25). Es ergibt sich in vernünftiger Weise, daß das Vorzeichen der azimuthalen Schub-

spannung wechselt an der Position, wo der Gradient der mittleren axialen Geschwindigkeit in Umfangsrichtung verschwindet ($\phi \approx 40$ grd, Abb. 24). Weiterhin zeigt sich anhand der Meßdaten, daß im Spalt zwischen Stab und Kanalwand ($\phi \approx 90$ grd bzw. $x = 0$ mm) die azimuthale Schubspannung nicht gegen Null geht, wie nahe der Symmetrielinie des Wandkanals an der Kanalwand ($x \approx 84,4$ mm). Das beweist, daß die Strömung im Spalt zwischen Wand und Stab vom Nachbarkanal beeinflusst war. Die Höhenlinien-darstellung der azimuthalen Schubspannung (Abb. 26) verdeutlicht die Meßwerte. Es ergeben sich die Maximalwerte der azimuthalen Schubspannung in den Gebieten des maximalen Gradienten der Strömungsgeschwindigkeit in Umfangsrichtung, wie zu erwarten war. Die Meßwerte im wandfernen Bereich scheinen allerdings zu hoch zu sein, wie aus den ermittelten Korrelationskoeffizienten R_{uw} (s. 3.5.4) deutlich wird. Dies wird vor allem auf zwei Ursachen zurückgeführt: Einerseits spielt die schon erwähnte nicht orthogonale Richtung der Koordinaten in diesem Bereich sicherlich eine Rolle, andererseits wird sich hier vermutlich die Vernachlässigung der Korrelation $\overline{v'w'}$ bei der Lösung des Gleichungssystems auswirken. Insgesamt verlaufen die gemessenen Werte ähnlich zu früheren Ergebnissen, sie sind aber im Bereich des engen Spaltes zwischen Wand und Stab viel höher.

3.5.3 Korrelationskoeffizient R_{uv}

Die gemessenen Korrelationskoeffizienten der Schubspannung in radialer Richtung (Abb. 27 und 28)

$$R_{uv} = \frac{-\overline{u'v'}}{\sqrt{u'^2} \sqrt{v'^2}} \quad (10)$$

zeigen i.a. einen ähnlichen Verlauf wie bei Kreisrohren. Über einen großen Bereich des Strömungsquerschnitts liegt dieser Korrelationskoeffizient bei etwa $0.4 \div 0.5$. Im wandfernen Bereich

liegen die Korrelationskoeffizienten z. T. höher als beim Kreisrohr, was auf die gewählten Koordinaten zurückgeführt werden muß, wodurch die gemessene Position der Nullschubspannung relativ weit vom Ort der Maximalgeschwindigkeit entfernt liegt. Für $\phi = 50$ bis 65 grad zeigen die Korrelationskoeffizienten relativ niedrige Werte. Meßfehler sind nicht auszuschließen. Die Höhenliniendarstellung (Abb. 29) zeigt einen relativ gleichmäßigen Verlauf nur für den Bereich außerhalb des engen Spaltes.

3.5.4 Korrelationskoeffizient R_{uw}

R_{uw} Die ermittelten Korrelationskoeffizienten der Schubspannung parallel zu den Wänden (Abb. 30 bis 31)

$$R_{uw} = \frac{\overline{-u'w'}}{\sqrt{u'^2} \sqrt{w'^2}} \quad (11)$$

steigen im wandfernen Bereich z. T. sehr stark an. Dieses Verhalten wurde bereits unter 4.3.2 diskutiert. Es ist vermutlich auf die Vernachlässigung der Schubspannung $\overline{v'w'}$ zurückzuführen, sowie auf die nicht-orthogonalen Koordinaten und vor allem auf die hohe Turbulenzintensität im engen Spalt. Korrelationskoeffizienten größer als 1, die physikalisch nicht sinnvoll sind, ergeben sich bei dieser Untersuchung, wie das Höhenlinienbild deutlich zeigt (Abb. 32) für $\phi \geq 50$ grad bzw. $x < 55$ mm, also im engen Spalt zwischen Wand und Stab.

3.6 Wirbelviskositäten

Aus den Daten für die turbulenten Schubspannungen und aus der Verteilung des zeitlichen Mittelwerts der Strömungsgeschwindigkeit in axialer Richtung wurden die Wirbelviskositäten in radialer (ϵ_r bzw. ϵ_y) und azimuthaler (ϵ_ϕ und ϵ_x) Richtung gemäß den Definitionsgleichungen ermittelt. Dazu wurde das Rechenprogramm EPSI

/21/ verwendet, in dem die zur Berechnung erforderlichen Geschwindigkeitsgradienten berechnet werden. Es wird durch jeweils drei Meßwerte für die mittlere Geschwindigkeit eine Parabel 2. Ordnung gelegt und die Ableitung am betrachteten Ort ermittelt. Die gemessenen Geschwindigkeits- und Schubspannungsverteilungen werden dabei verwendet, wie sie gemessen wurden, es wird also keinerlei Glättung der Meßdaten vorgenommen.

3.6.1 Wirbelviskosität senkrecht zur Wand ϵ_r

Die Wirbelviskosität senkrecht zur Wand ergibt sich in dimensionsloser Form zu:

$$\epsilon_r^+ = \frac{\epsilon_r}{Lu^*} = \frac{-\rho \overline{u'v'}/\tau_w}{\frac{\partial (u/u_{REF})}{\partial (r/L)}} \frac{u^*}{u_{REF}} \quad (12)$$

Hierin ist $u^* = \sqrt{\tau_w/\rho}$ die Wandschubspannungsgeschwindigkeit an der betrachteten Umfangsposition und L ist die Länge des Geschwindigkeitsprofils zwischen der Wand und dem Ort der Maximalgeschwindigkeit.

Die ermittelten Wirbelviskositäten sind in Abb. 33 und 34 dargestellt. Zum Vergleich wurde der Verlauf der Wirbelviskosität im Kreisrohr nach Reichardt /22/ miteingetragen. Die gemessenen Wirbelviskositäten sind im wandfernen Bereich durchweg höher als beim Kreisrohr. Hier wirken sich die wegen der gewählten Koordinaten relativ zu hoch gemessenen Schubspannungen aus. Die größere Streuung wird natürlich auch durch die sehr kleinen Geschwindigkeitsgradienten bewirkt. In Wandnähe stimmen die ermittelten Wirbelviskositäten senkrecht zur Wand sehr gut mit den Kreisrohrwerten überein. In den weiten Querschnitten des Strömungskanals ($\phi = 35$ grd, $x = 84,4$ mm) sind die Wirbelviskositäten in radialer

Richtung am ehesten mit den Kreisrohrdaten vergleichbar. Im engen Spalt zwischen Stab und Wand ($\phi = 85$ und 90 grad bzw. $x = 0 - 10$ mm) ergeben sich sehr niedrige Werte. Die neuen Daten stimmen mit Ergebnissen in Unterkanälen mit anderer Geometrie /3 - 14/ sowohl qualitativ als auch quantitativ gut überein. Auch die Höhenliniendarstellung (Abb. 35) zeigt eine gleichmäßige Verteilung der Wirbelviskositäten senkrecht zur Wand.

3.6.2 Wirbelviskosität parallel zur Wand ϵ_{ϕ}

Die Wirbelviskosität parallel zur Wand ergibt sich in dimensionsloser Form zu:

$$\epsilon_{\phi}^{+} = \frac{\epsilon_{\phi}}{Lu^{*}} = \frac{-\rho \overline{u'w'}/\tau_w}{\frac{r}{L} \frac{\partial(u/u_{REF})}{\partial\phi}} \frac{u^{*}}{u_{REF}} \quad (13)$$

Wie bei den früheren Messungen /3 - 14/ unterscheiden sich die Ergebnisse für die Wirbelviskosität parallel zur Wand ganz erheblich von denen senkrecht zur Wand. Die ermittelten Werte sind in Abb. 36 und 37 dargestellt. Die Wirbelviskositäten parallel zur Wand sind sehr stark ortsabhängig und zwar sowohl in zur Wand senkrechter Richtung als auch besonders in Umfangsrichtung. So ergeben sich Maximalwerte der Wirbelviskosität parallel zur Wand jeweils nahe den engsten Querschnitten ($\phi = 75 - 90$ grad bzw. $x = 0 - 20$ mm). Nahe den Spalten selbst ($\phi = 90$ grad bzw. $x = 0$ mm) sind die Wirbelviskositäten nicht definiert, da der Geschwindigkeitsgradient in Umfangsrichtung gegen Null geht. Das gleiche gilt für die Symmetrielinie bei $x = 84,4$ mm und für $\phi \approx 40$ grad.

Betrachtet man den Verlauf der Wirbelviskosität parallel zur Wand im Strömungsbereich um den Stab, so erkennt man, daß die Wirbelviskositäten zunächst vom Höchstwert $\epsilon_{\phi}^{+} \approx 2$ stark abfallen (etwa um den Faktor 20 bis $\phi = 35$ grad: Die Position, an der der Geschwindigkeitsgradient in Umfangsrichtung verschwindet.

Hier werden Werte gemessen, die der Wirbelviskosität parallel zu den Wänden beim Kreisrohr entsprechen ($\varepsilon_{\phi}^+ \approx 0,10$).

Anschließend steigen die Wirbelviskositäten sehr stark an zu einem Höchstwert im Spalt zwischen Stab und Wand. ($\varepsilon_{\phi}^+ \approx 80$). Entsprechend ergibt sich für den Strömungsbereich nahe der Kanalwand ein stetiger Abfall vom Höchstwert im Spalt ($\varepsilon_{\phi}^+ \approx 80$) auf den Minimalwert ($\varepsilon_{\phi}^+ \approx 0,10$) für $x = 80$ mm, wo der Gradient der Geschwindigkeit in Umfangsrichtung ebenfalls verschwindet.

Zum Verlauf in radialer Richtung läßt sich generell sagen, daß die Wirbelviskositäten mit größerer Entfernung von der Wand zunächst leicht ansteigen, dann jedoch wieder leicht abfallen, nachdem ein Maximalwert durchlaufen wird.

Abb. 38 zeigt eine Höhenliniendarstellung der Meßwerte. Die Ergebnisse ergeben ein sehr einheitliches Bild, abgesehen von den Gebieten, wo der Gradient der Geschwindigkeit in Umfangsrichtung gegen Null geht. Dies ist besonders auffällig um $\phi = 10$ und 40 grad und für $x = 75$ und 80 mm.

4. Vergleich der Meßergebnisse mit Berechnungen mit VELASCO

Mit dem Rechenprogramm VELASCO /1/ wurden die Geschwindigkeits- und Wandschubspannungsverteilungen im untersuchten Wandkanal ($P/D = 1,07$, $W/D = 1,026$) berechnet. In Abb. 39 sind die berechneten Wandschubspannungsverteilungen am Stab und an der Kanalwand zusammen mit den Meßwerten dargestellt. Dabei wurden die Werte auf die mittlere Wandschubspannung im Kanal bezogen.

Die Ergebnisse mit der Standard-Version von VELASCO ($\varepsilon_{\phi}^+ = 0.154$, $C_{sec} = -0.573$) zeigen eine deutlich stärkere Variation der Wandschubspannung am Umfang des Stabes (durchgezogene Linie) als die

Meßwerte. Dieses Ergebnis wurde auch bei früheren Vergleichen für kleine Stababstandsverhältnisse beobachtet /10, 11/. Insbesondere im engen Spalt zwischen Stab und Wand und im Maximum sind die berechneten Wandschubspannungen 38 bzw. 6.2 % niedriger als die Meßwerte. Dagegen stimmen berechnete und gemessene Werte für den Spalt zwischen den Stäben gut überein.

Für die Wandschubspannungsverteilung an der Kanalwand ergibt sich mit der Standard-Version ein ähnliches Bild. Insgesamt ist die berechnete Verteilung viel steiler als die gemessene. Im Spalt zwischen Stab und Wand ergibt sich die berechnete Wandschubspannung ebenfalls 38 % niedriger, dagegen ist sie 11 % höher als gemessen an der Symmetrielinie des Kanals. Hier zeigt sich deutlich, daß VELASCO nicht in der Lage ist, die Wandschubspannungsverteilungen bei kleinen Wand- bzw. Stababstandsverhältnissen hinreichend genau zu berechnen.

5. Schlußfolgerungen

Die Meßergebnisse mit einem asymmetrischen Stabbündel aus vier parallelen Stäben im Rechteckkanal zeigen, daß auch für den Fall eines Wandabstandsverhältnisses ($W/D = 1.026$) kleiner als das Stababstandsverhältnis ($P/D = 1.07$) der Impulsaustausch hochgradig anisotrop ist. Das gilt besonders für den engen Spalt zwischen Stab und Wand aber auch für den Spalt zwischen den Stäben. Während der zeitliche Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit keine Einflüsse von Sekundärströmungen erkennen läßt, zeigen die Verteilungen der Turbulenzintensitäten deutlich Auswirkungen von Sekundärströmungen, insbesondere in Gebieten, wo ein großer Gradient der Geschwindigkeitsverteilung in Umfangsrichtung vorliegt.

Die Vergleichsrechnungen mit VELASCO zeigen sehr große Abweichungen in der Wandschubspannungsverteilung im engen Spalt zwischen den Stäben. Es zeigt sich, daß VELASCO nicht geeignet ist, die Wandschubspannungs- und Geschwindigkeitsverteilungen in Stabbündeln mit kleinen Stab- bzw. Wandabstandsverhältnissen hinreichend genau zu berechnen.

Der Autor dankt den Herren E. Mensinger und G. Wörner für ihre Mitarbeit in der Vorbereitung und Durchführung der Versuche.

Nomenklatur:

a	m	Abstand
A	-	Geometrieparameter
C_{sec}	-	Sekundärströmungsamplitude in VELASCO
D	m	Stabdurchmesser
D_h	m	hydraulischer Durchmesser
G^*	-	Geometrieparameter
K	-	Geometrieparameter
$\overline{k'}$	m^2s^{-2}	kinetische Energie der Turbulenz
L	m	Länge des Profils zwischen Wand und Maximalgeschwindigkeit
n	-	Anisotropiefaktor
P	m	Stababstand
r	m	Radius
R_{uv}	-	Korrelationskoeffizient uv
R_{uw}	-	Korrelationskoeffizient uw
Re	-	Reynolds-Zahl
\overline{u}	ms^{-1}	Geschwindigkeitskomponente in axialer Richtung
u'	ms^{-1}	Schwankungsgeschwindigkeit in axialer Richtung
u_{REF}	ms^{-1}	Referenzgeschwindigkeit
u_m	ms^{-1}	mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Kanal
u^*	ms^{-1}	Schubspannungsgeschwindigkeit
u^+	-	dimensionslose Geschwindigkeit
v'	ms^{-1}	Schwankungsgeschwindigkeit senkrecht zur Wand
w'	ms^{-1}	Schwankungsgeschwindigkeit parallel zur Wand
W	m	Wandabstand
x	m	Position entlang der Kanalwand
y	m	Abstand von der Wand
y^+	-	dimensionsloser Wandabstand
ϵ	m^2s^{-1}	Wirbelviskosität
ϵ^+	-	dimensionslose Wirbelviskosität
λ	-	Druckverlustbeiwert
ϕ	grd	Umfangskoordinate

ρ	kg m ⁻³	Dichte
ν	m ² s ⁻¹	kinematische Viskosität
τ_w	Nm ⁻²	Wandschubspannung
τ_{wav}	Nm ⁻²	mittlere Wandschubspannung

Indizes

r	radial
ϕ	in Umfangsrichtung

Literatur

- /1/ W. Eifler and R. Nijsing:
VELASCO Velocity field in asymmetric rod configurations
Report EUR-4550e (1973)
- /2/ W. Slagter:
Finite element analysis for turbulent flows of incompressible
fluids in fuel rod bundles, Nucl. Sci. Engng., Vol. 66,
pp. 84 (1978)
- /3/ K. Rehme:
Experimentelle Untersuchungen der turbulenten Strömung in
einem Wandkanal eines Stabbündels, KfK-Bericht 2441 (1977)
- /4/ K. Rehme:
The structure of turbulent flow through a wall subchannel of
a rod bundle, Nucl. Engng. Design 45, pp. 311 - 323 (1978)
- /5/ K. Rehme:
Turbulente Strömung in einem Wandkanal eines Stabbündels
KfK-Bericht 2617 (1978)
- /7/ K. Rehme:
Non-isotropic eddy viscosities in turbulent flow through rod
bundles. NATO Advanced Study Institute, Istanbul (1978)
- /8/ K. Rehme:
Geschwindigkeits- und Turbulenzverteilungen in einem Wand-
kanal eines Stabbündels, KfK-Bericht 2637 (1978)
- /9/ K. Rehme:
The structure of turbulent flow through a wall subchannel of
a rod bundle with roughened rods, KfK-Bericht 2716 (1978)

- /10/ K. Rehme:
The structure of turbulent flow through subchannels of rod bundles, Proc. Fluid Flow and Heat Transfer Over Rod or Tube Bundles, ASME Winter Annual Meeting, New York (1976)
- /11/ K. Rehme:
Turbulent momentum transport in rod bundles, Nucl. Engng. Design 62, pp. 137 - 146 (1980)
- /12/ K. Rehme:
Untersuchungen zur Turbulenzstruktur in einem Wandkanal eines Stabbündels ($P/D = 1.07$), KfK-Bericht 2983 (1980)
- /13/ K. Rehme:
Strömungsuntersuchungen an einem asymmetrischen Stabbündel ($W/D = 1.118$), KfK-Bericht 3318 (1982)
- /14/ K. Rehme:
Strömungsuntersuchungen an einem asymmetrischen Stabbündel ($W/D = 1.096$), KfK-Bericht 3047 (1980)
- /15/ K. Rehme:
Strömungsuntersuchungen an einem asymmetrischen Stabbündel ($W/D = 1.048$), KfK-Bericht 3069 (1980)
- /16/ K. Maubach
Reibungsgesetze turbulenter Strömungen
Chemie-Ing.-Technik 42 (15), 995 - 1004 (1970)
- /17/ K. Rehme:
Simple method of predicting friction factors of turbulent flow in noncircular channels
Int. J. Heat Mass Transfer 16, 993 - 950 (1973)
- /18/ K. Rehme:
Laminarströmung in Stabbündeln
Chemie-Ing.-Technik 43, (17), 962 - 966 (1971)

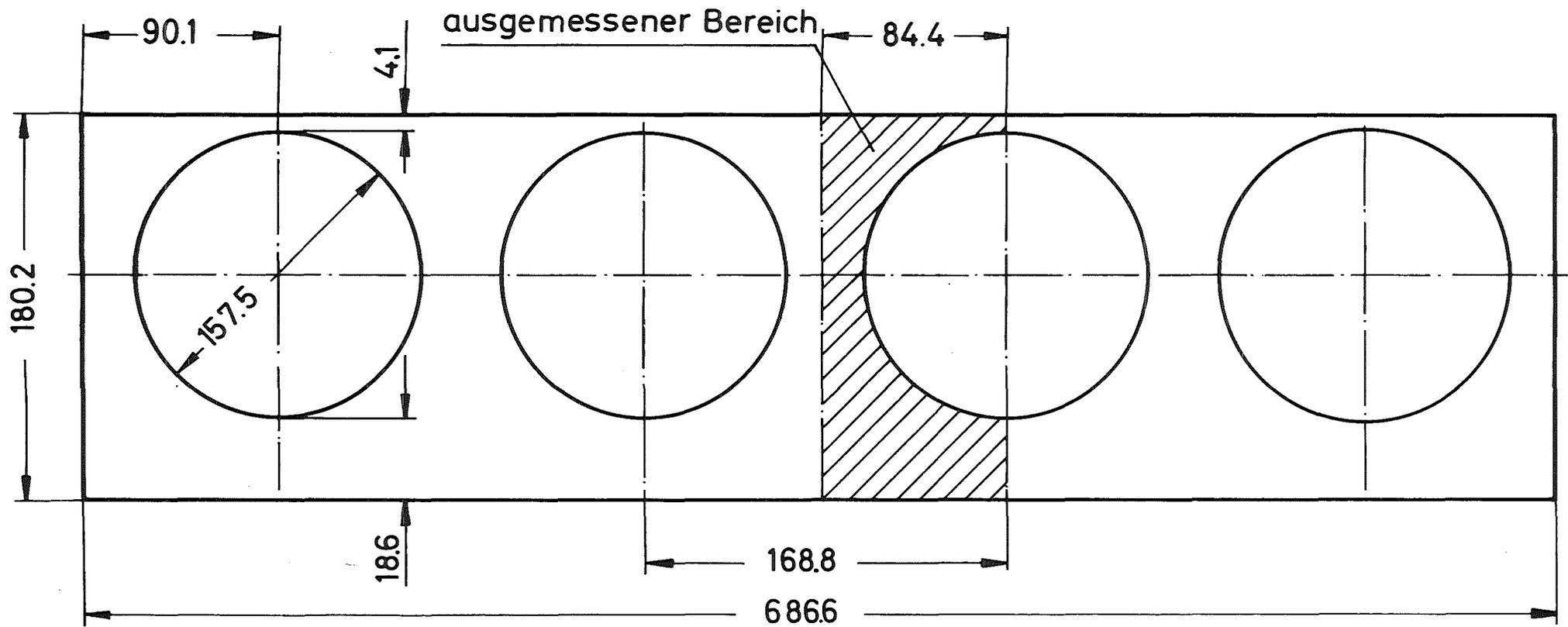
- /19/ J. Nikuradse:
Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Strömung in glatten
Rohren. VDI Forsch. Heft No. 356 (1932)
- /20/ U. Schumann:
- PLOTHL - Ein Fortran IV Unterprogramm zur Darstellung
von Funktionen von zwei unabhängigen Variablen durch ihre
Höhenlinien auf einem Plotter, KfK-Bericht 1486 (1971)
- /21/ Ch. Hausmann und M. Mangelmann (unveröffentlicht)
- /22/ H. Reichardt:
Vollständige Darstellung der turbulenten Geschwindigkeits-
verteilung in glatten Leitungen, Z angew. Math. Mech. 31,
208 - 219 (1951)

Tabelle 1 Gemessene Wandschubspannungsverteilungen τ_w/τ_{wav}

Versuch Nr.	31	Versuch Nr.	32
W/D	1.026	W/D	1.026
τ_{wav} (Nm ⁻²)	1.251	τ_{wav} (Nm ⁻²)	1.251
ϕ (grd)		x (mm)	
0	1.072	0	.700
5	1.045	5	.710
10	1.059	10	.724
15	1.077	15	.742
20	1.104	20	.756
25	1.125	25	.786
30	1.163	30	.825
35	1.226	35	.865
40	1.287	40	.926
45	1.279	45	.983
50	1.203	50	1.045
55	1.095	55	1.110
60	.990	60	1.155
65	.985	65	1.194
70	.823	70	1.208
75	.775	75	1.200
80	.737	80	1.195
85	.715	84.4	1.188
90	.702		

Vers.	λ_{τ_w}	$\lambda_{\Delta p}$	λ_R	λ^*	$Re \cdot 10^{-4}$
31/32	0.01921	0.01757	0.02077	0.01724	5.46
33/34 /13/	0.01766	0.01825	0.01798	0.01802	10.50
Gesamt- kanal	0.01757	0.01736	0.01907	0.01734	8.03

Tabelle 2 Berechnete und gemessene Reibungsbeiwerte in den Unterkanälen und im Gesamtkanal



P/D = 1.072

W/D = 1.026 (eng)

W/D = 1.118 (weit)

Abb. 1 Kanalquerschnitt

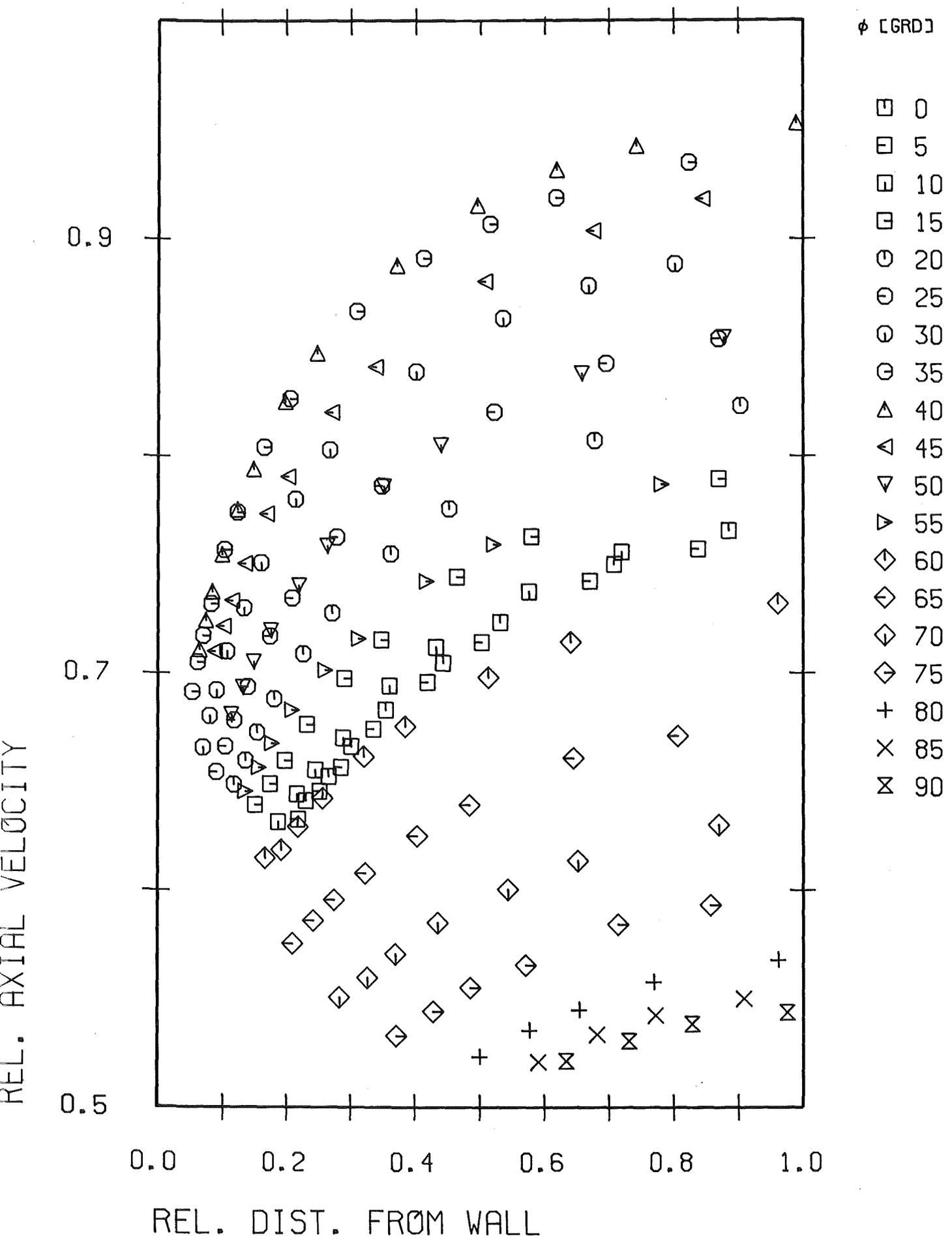


Abb. 2 Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit (r/ϕ)

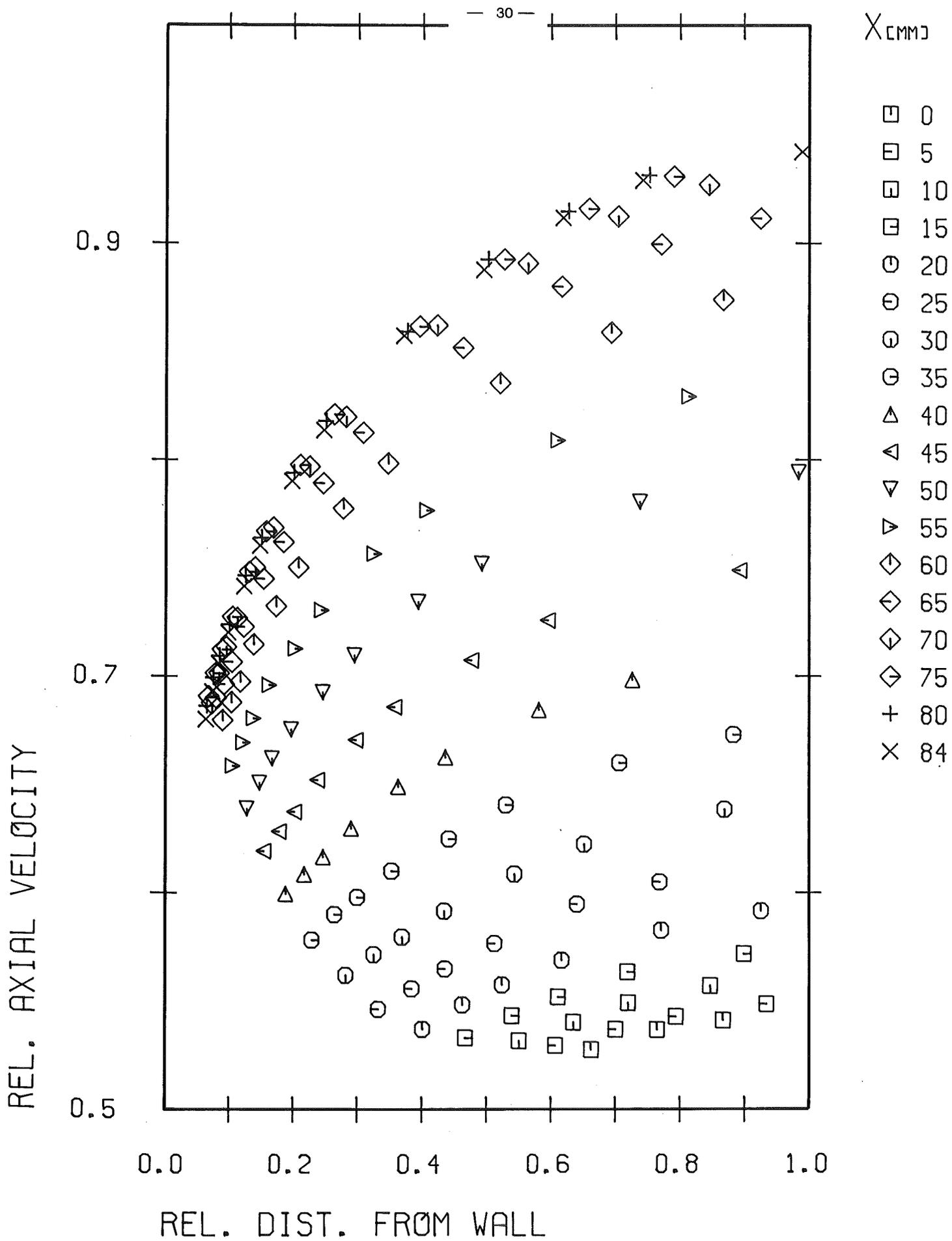


Abb. 3 Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit (x/y)

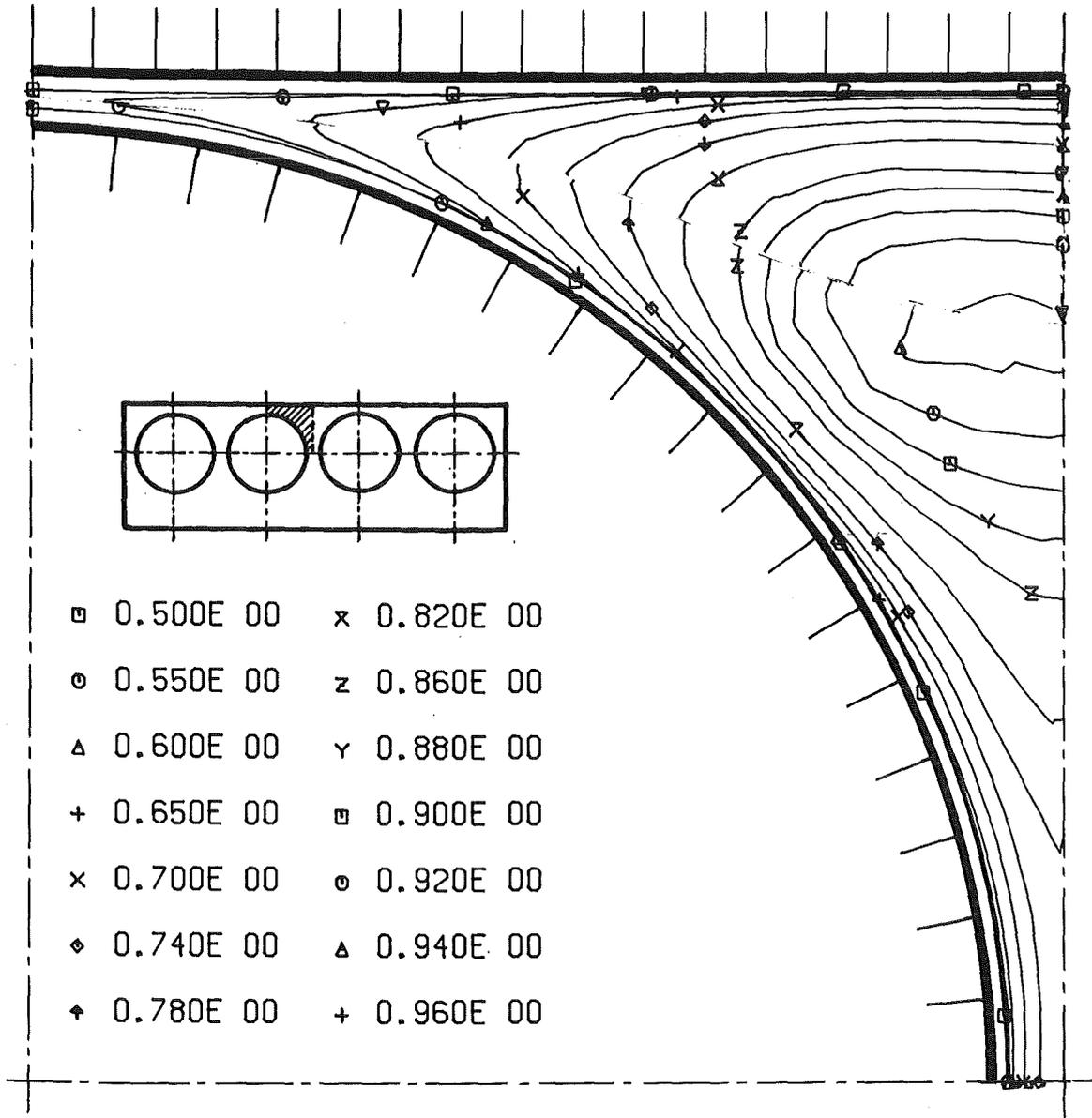


Abb. 4 Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit (Höhenlinien)

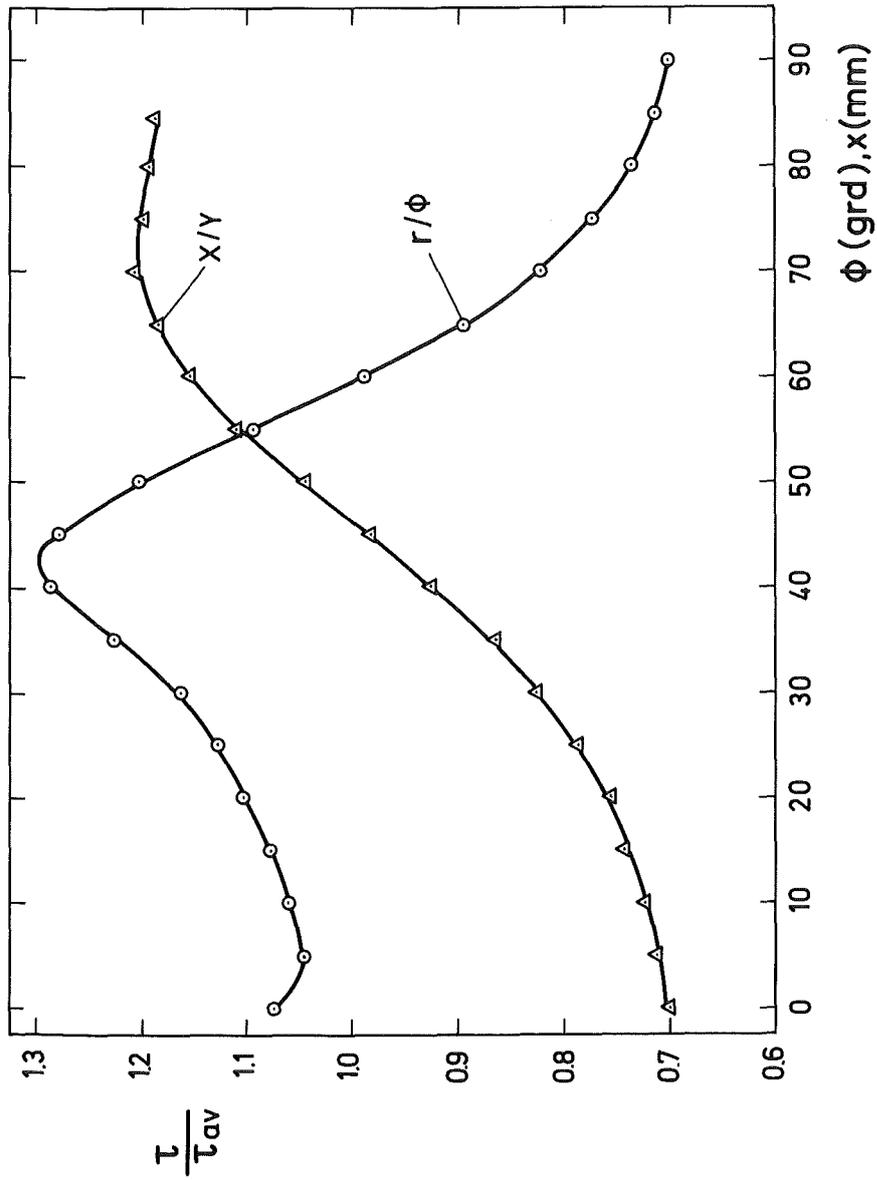


Abb. 5 Wandschubspannungsverteilung

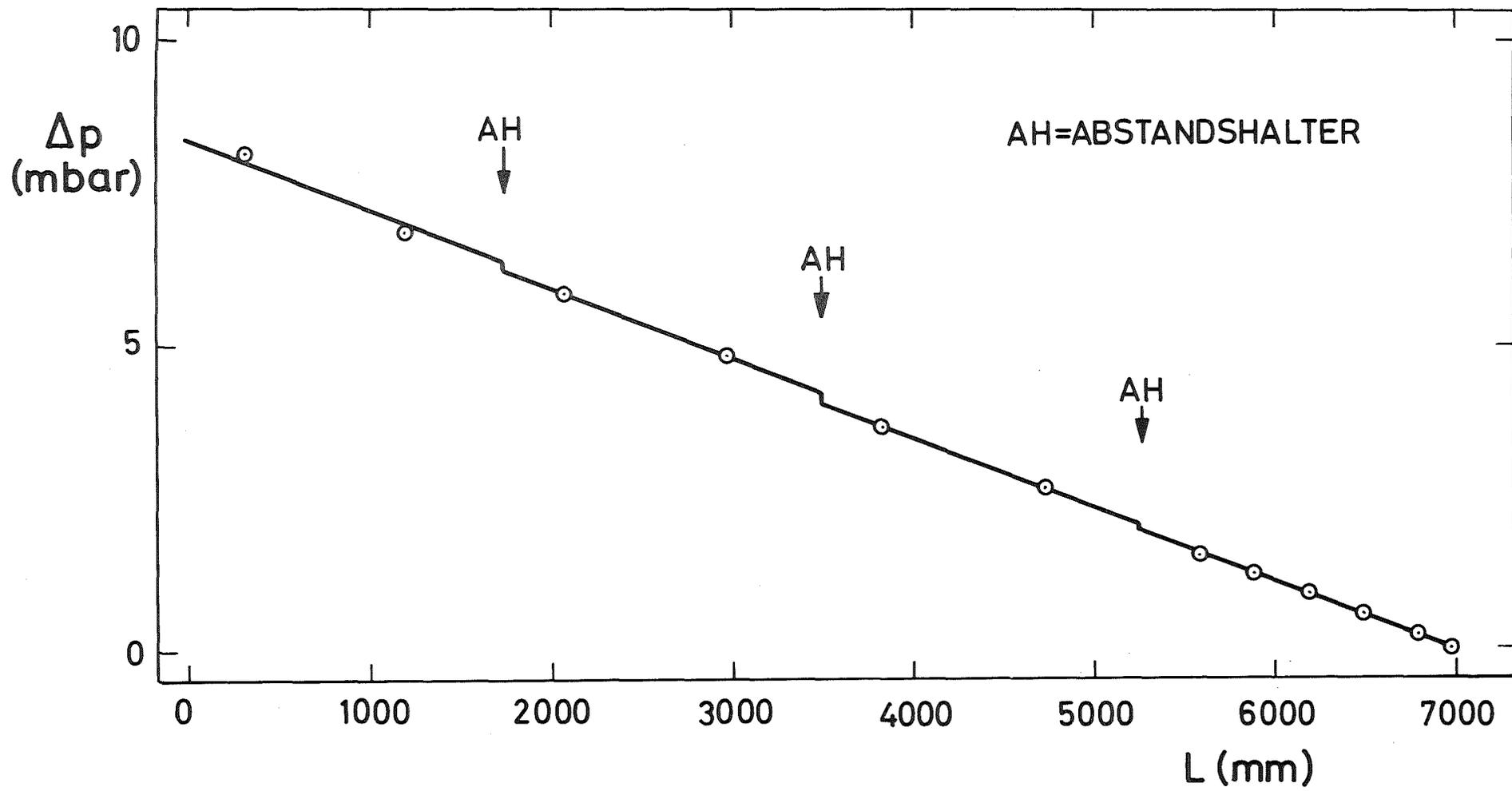


Abb. 6 Gemessener Verlauf des statischen Drucks

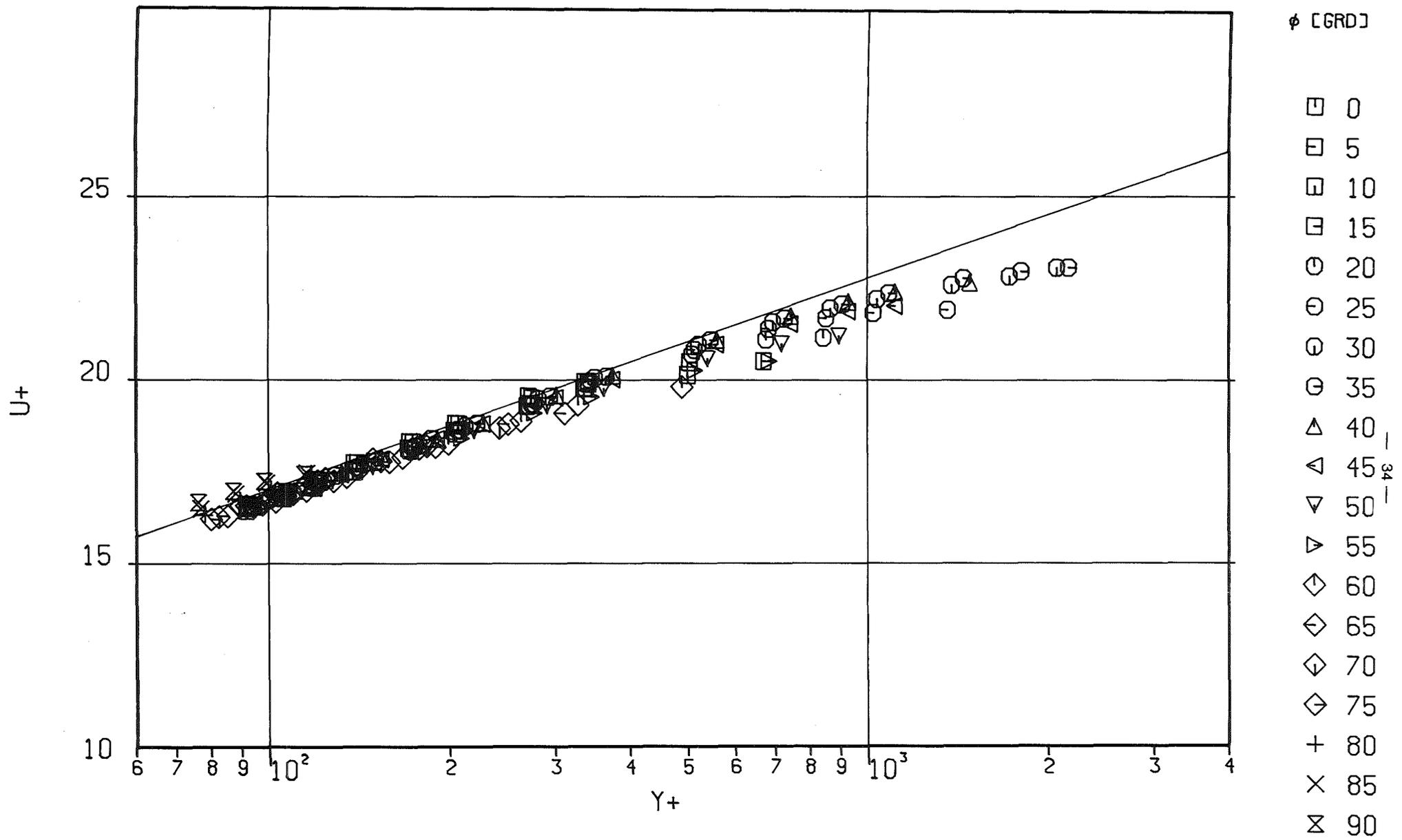


Abb. 7 Dimensionsloses Geschwindigkeitsprofil (r/ϕ)

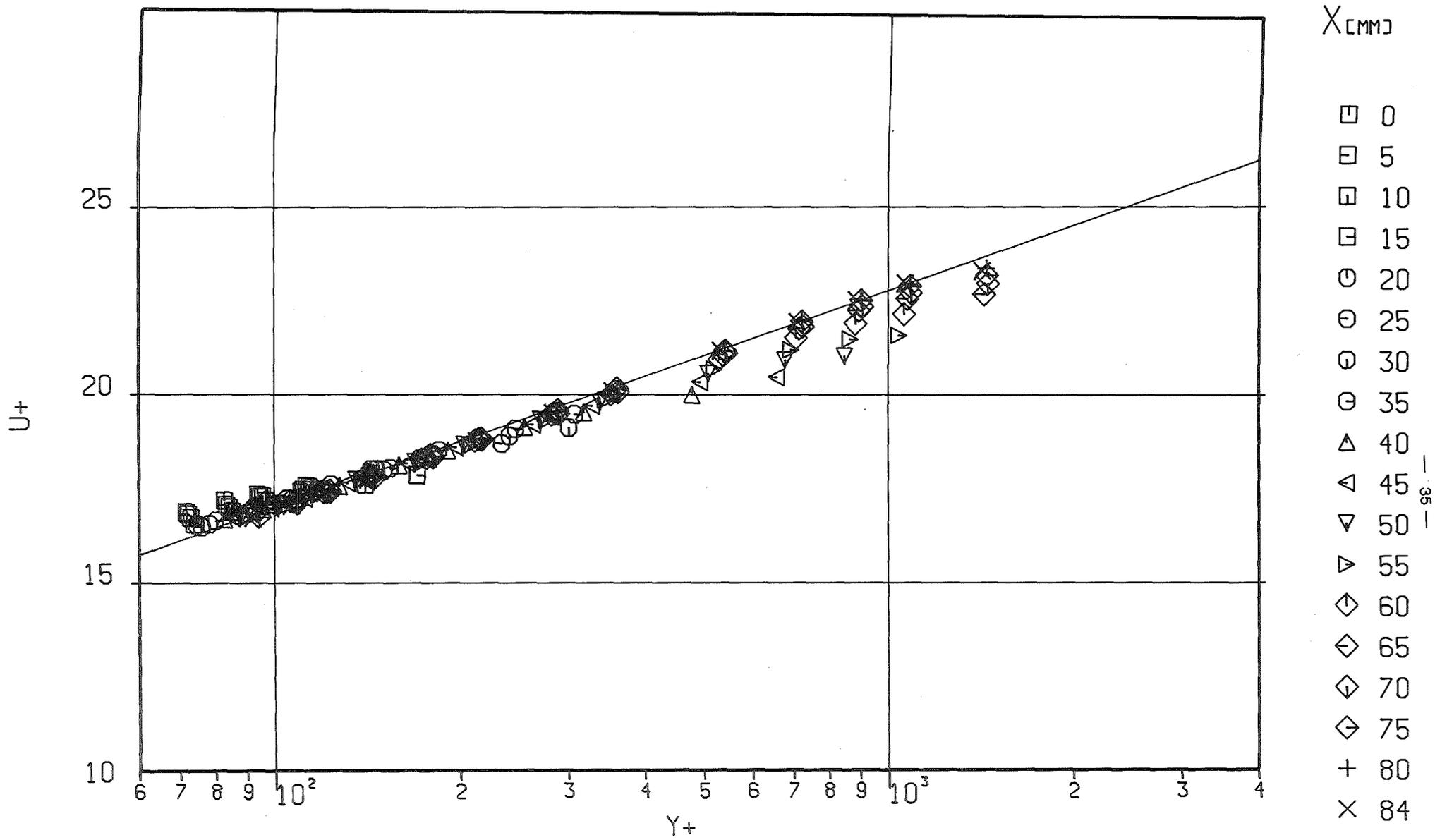


Abb. 8 Dimensionsloses Geschwindigkeitsprofil (x/y)

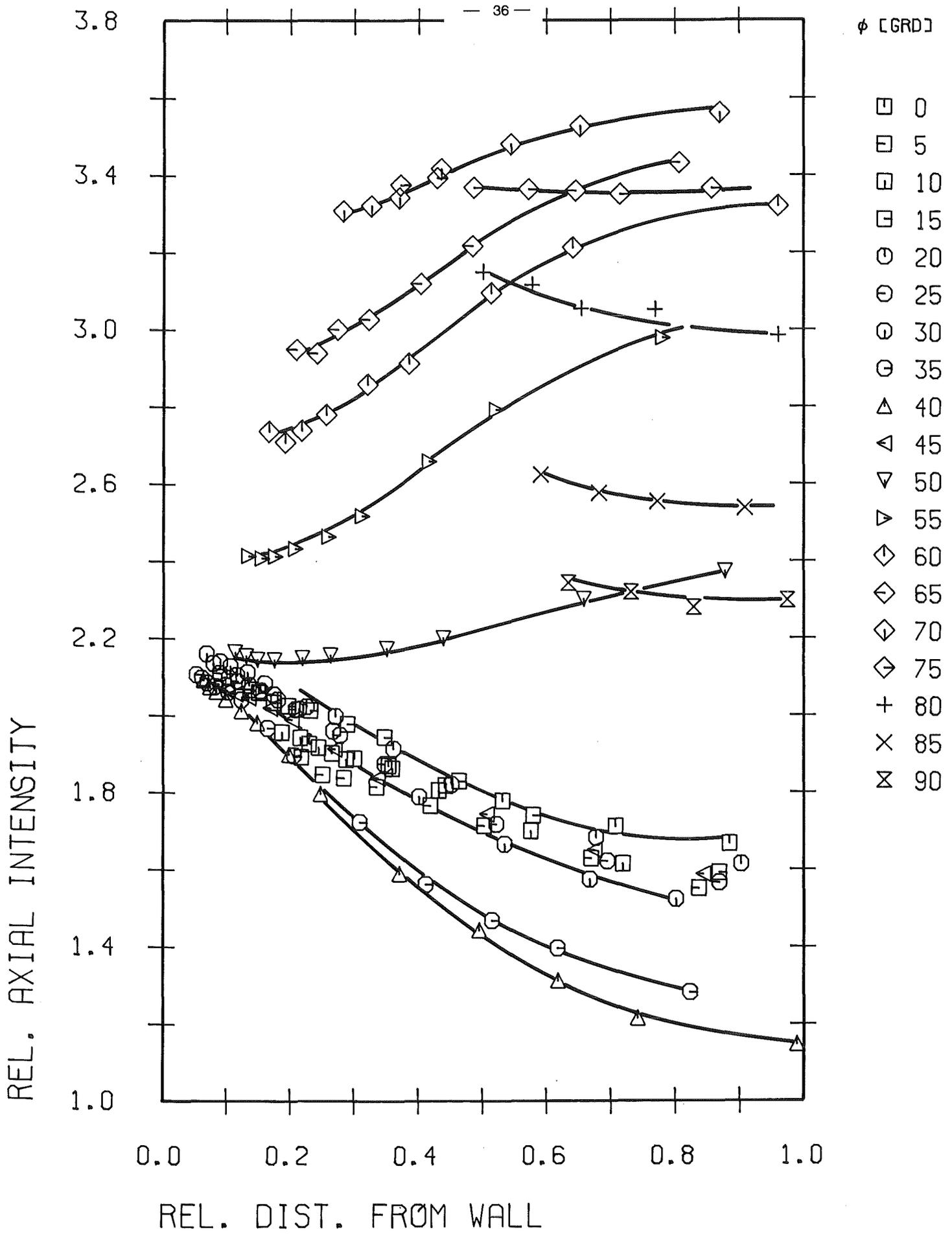


Abb. 9 Axiale Turbulenzintensität (r/ϕ)

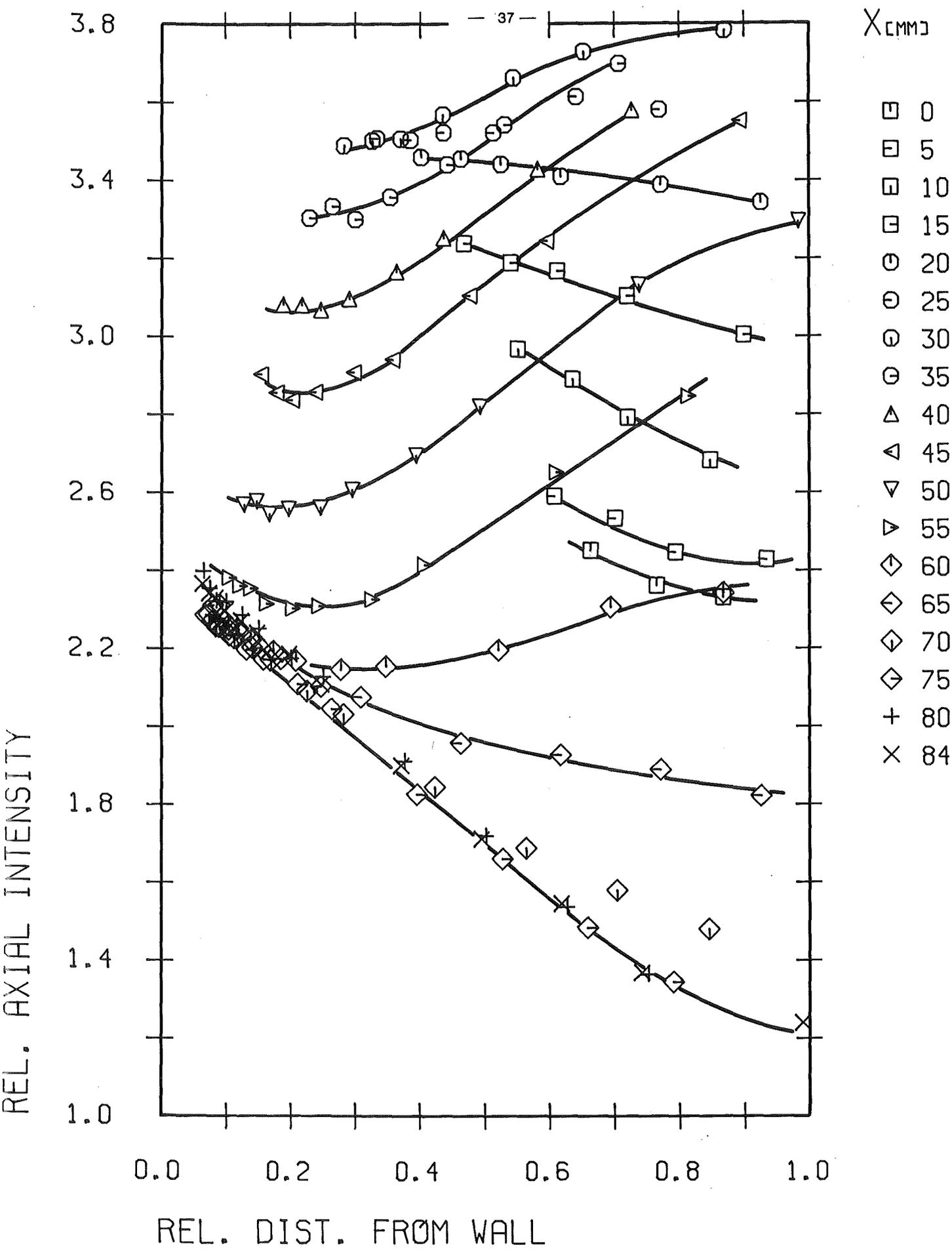


Abb. 10 Axiale Turbulenzintensität (x/y)

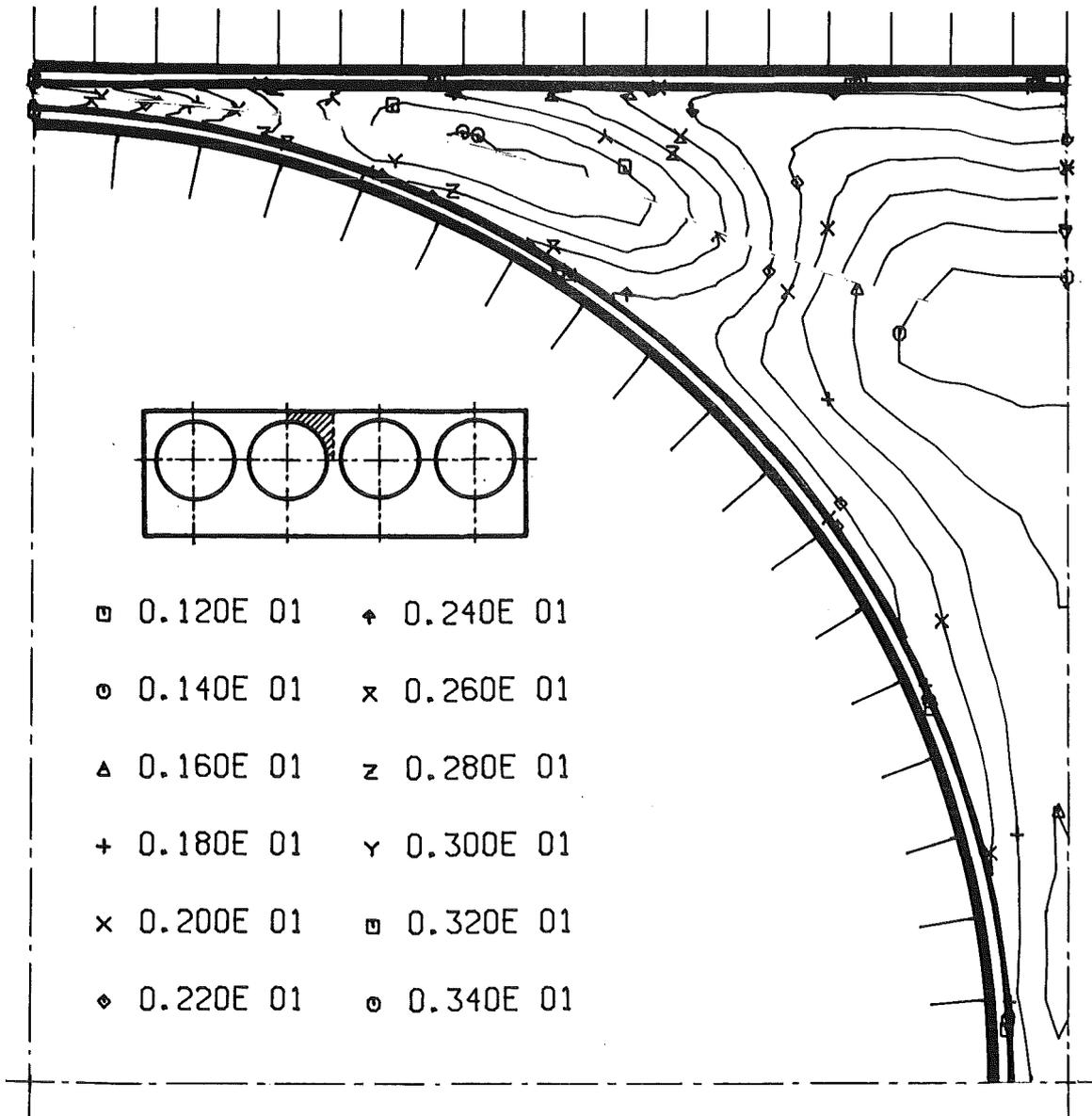


Abb. 11 Axiale Turbulenzintensität (Höhenlinien)

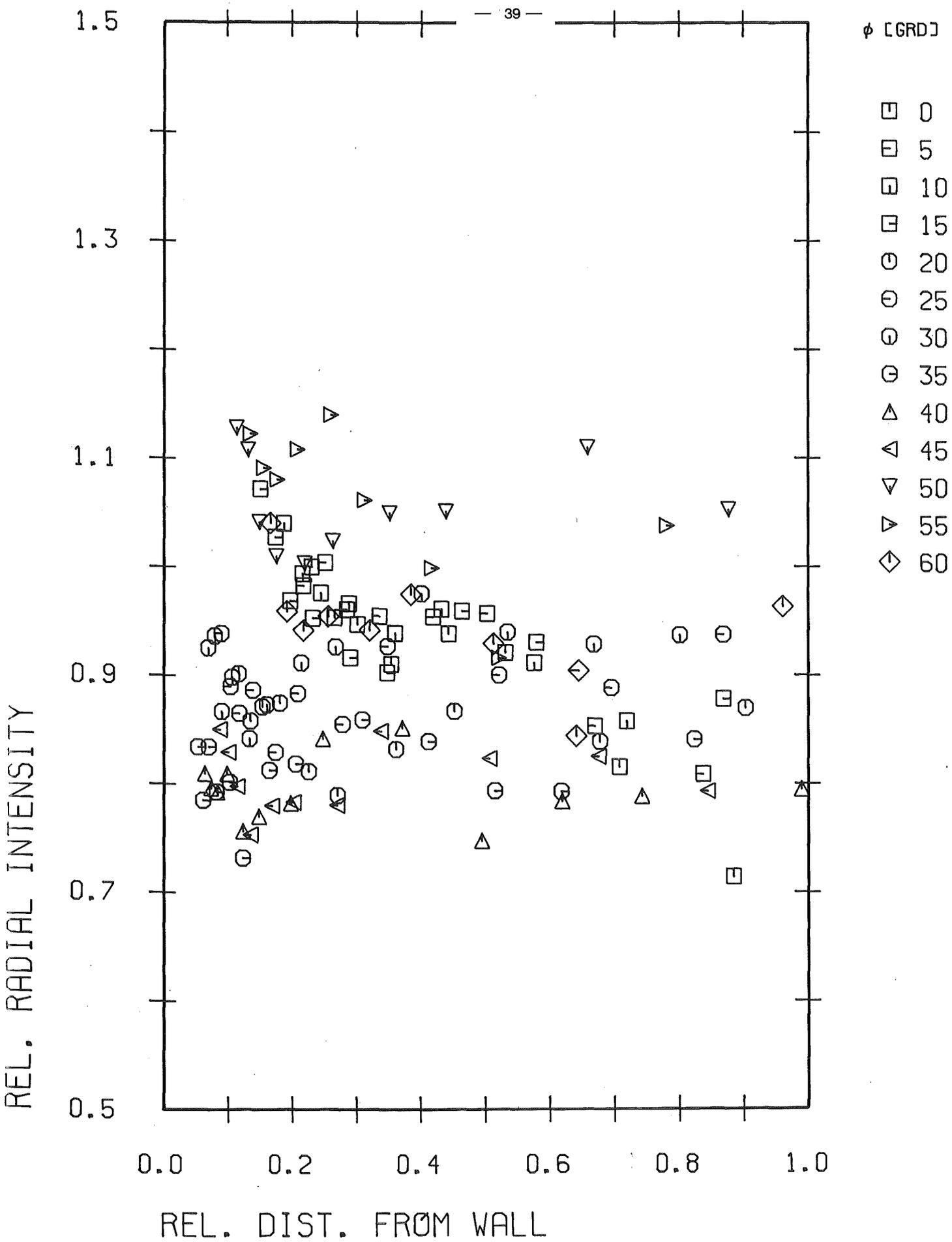


Abb. 12 Radiale Turbulenzintensität (r/ϕ)

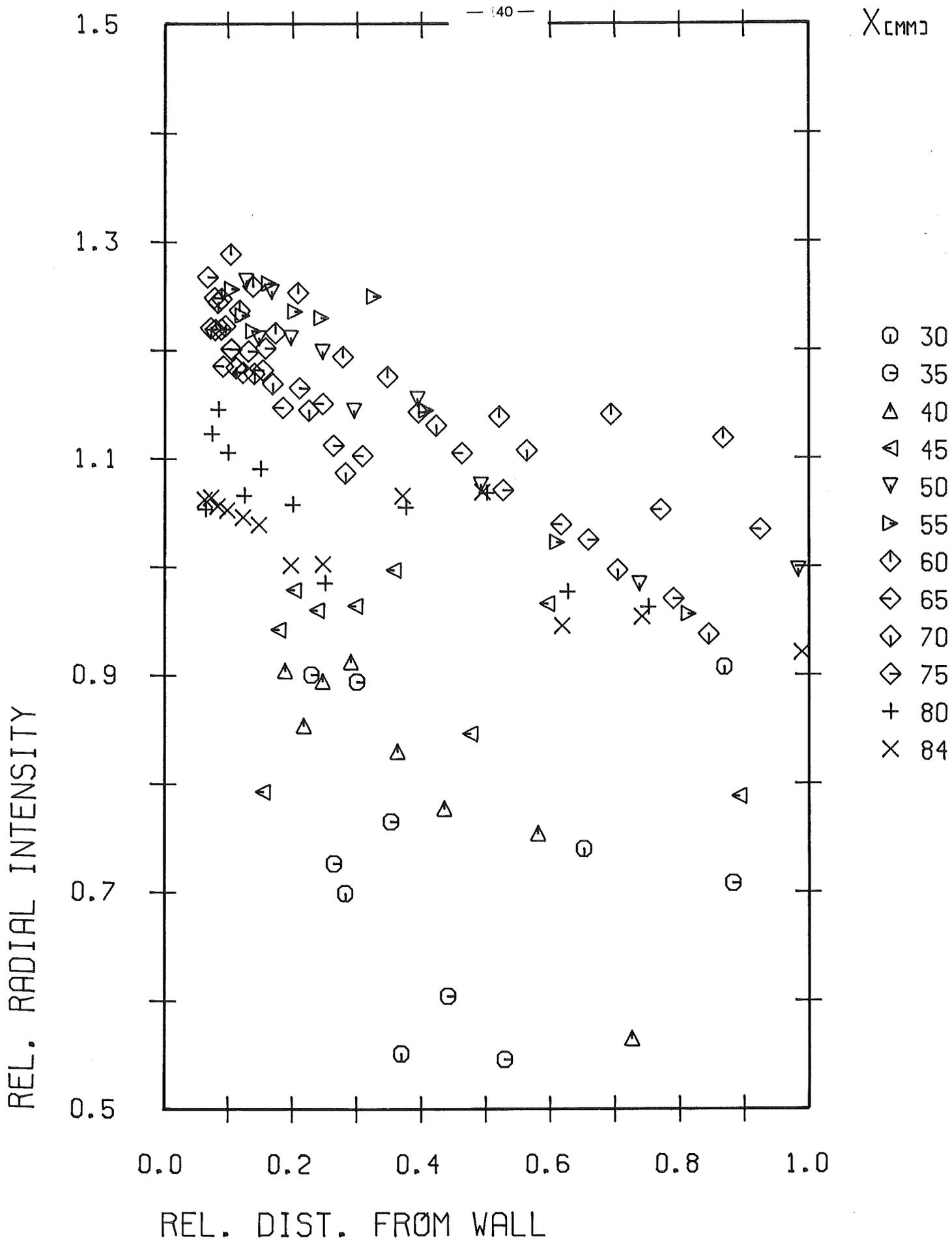


Abb. 13 Radiale Turbulenzintensität (x/y)

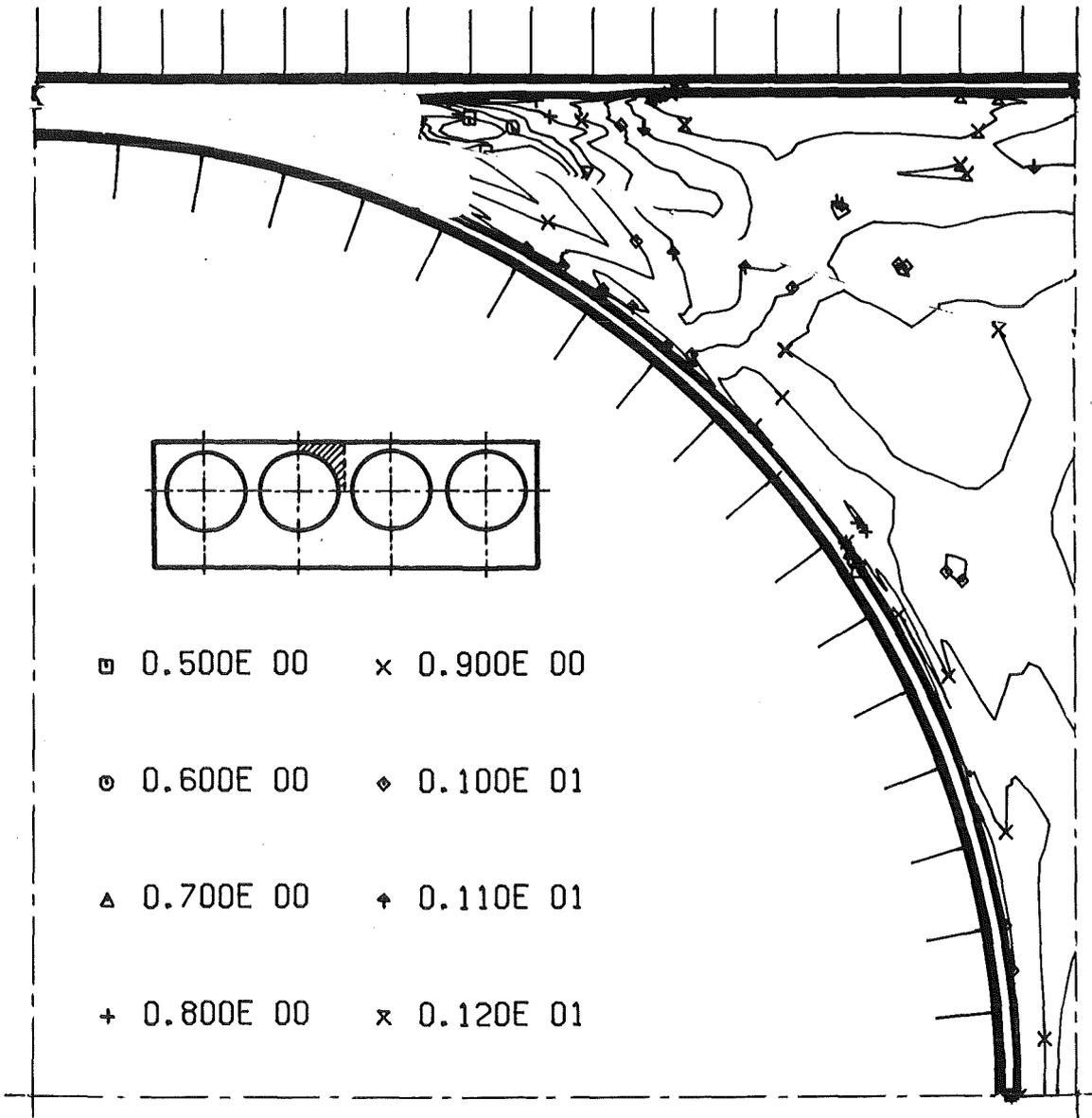


Abb. 14 Radiale Turbulenzintensität (Höhenlinien)

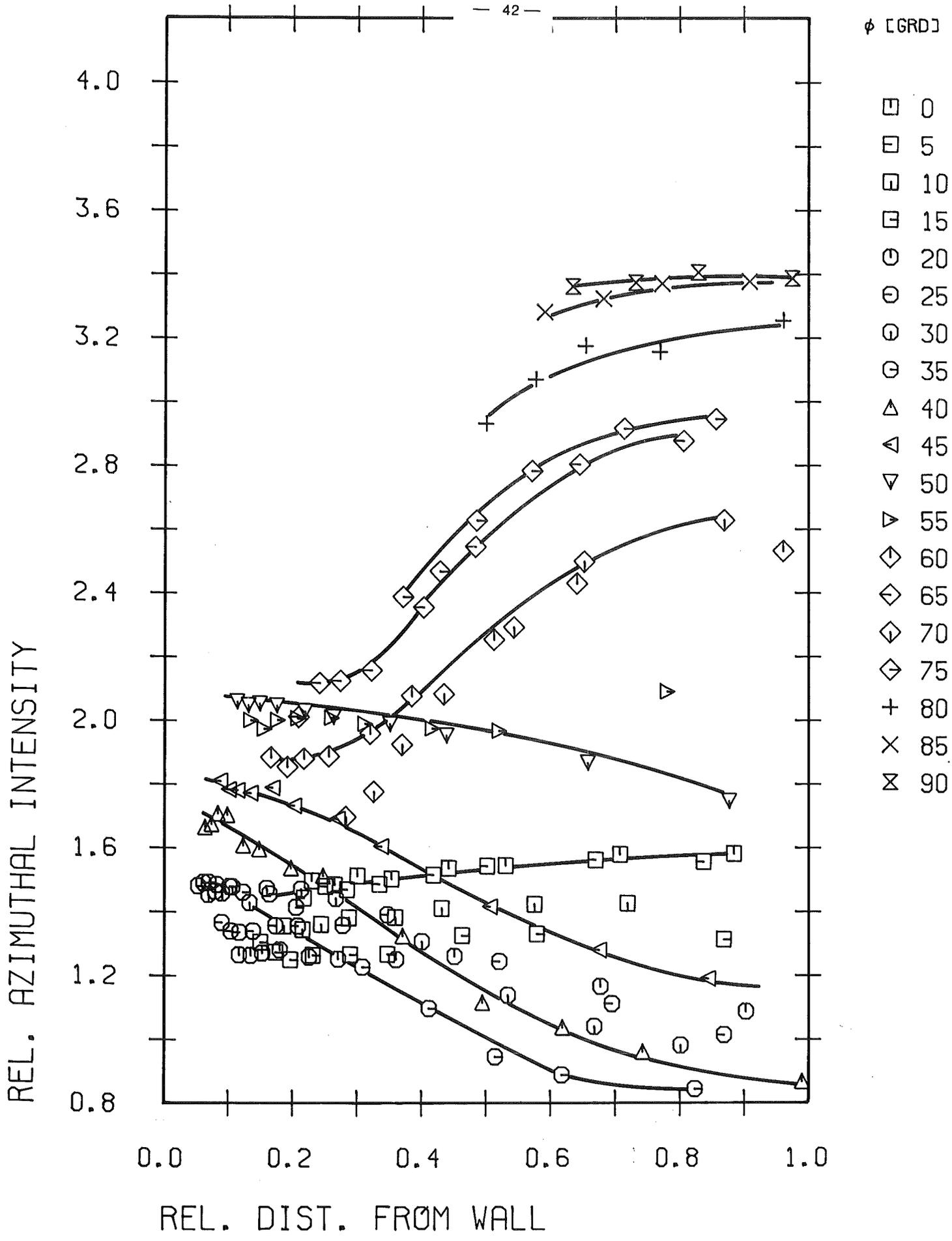


Abb. 15 Azimutale Turbulenzintensität (r/ϕ)

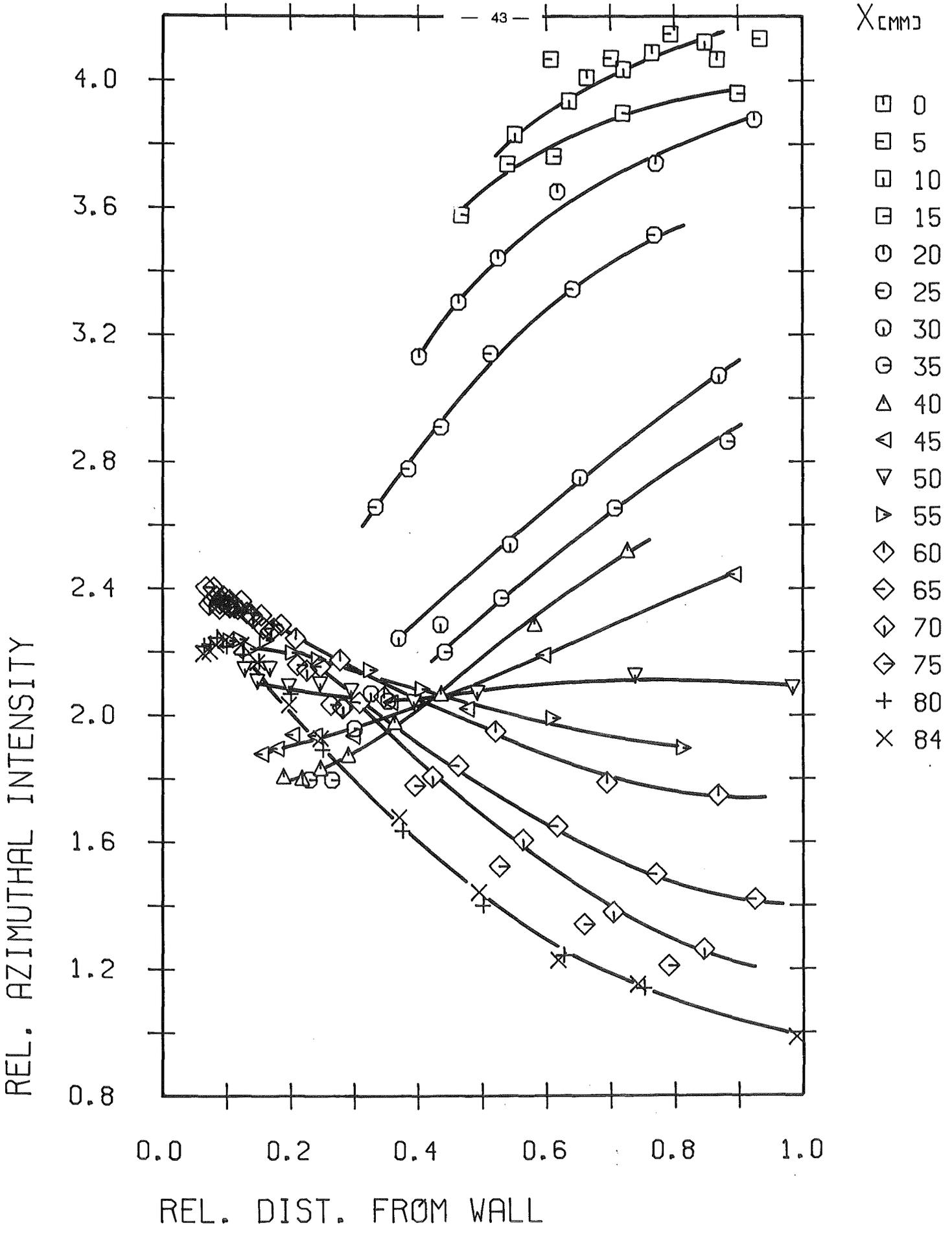


Abb. 16 Azimutale Turbulenzintensität (x/y)

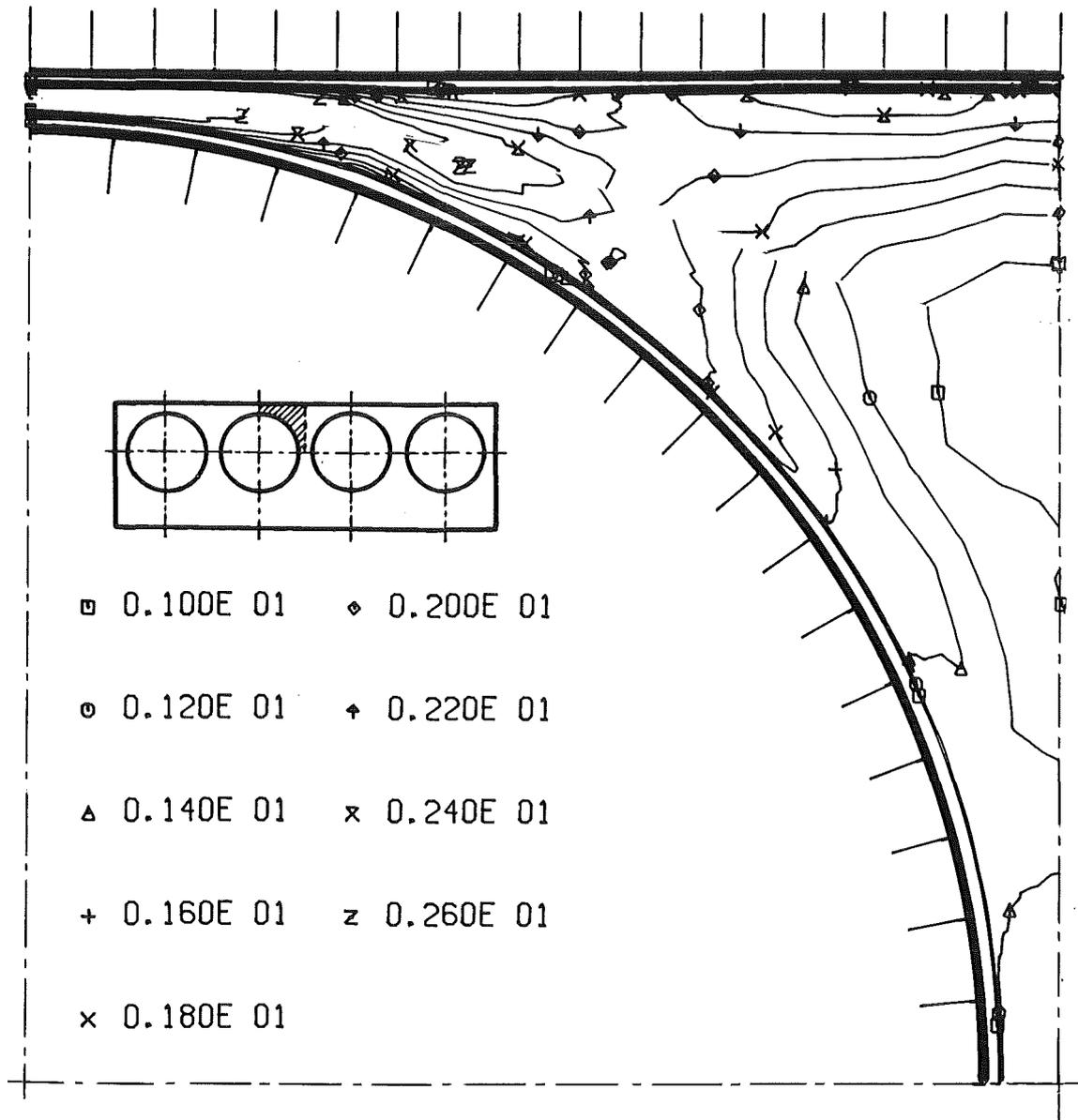


Abb. 17 Azimutale Turbulenzintensität (Höhenlinien)

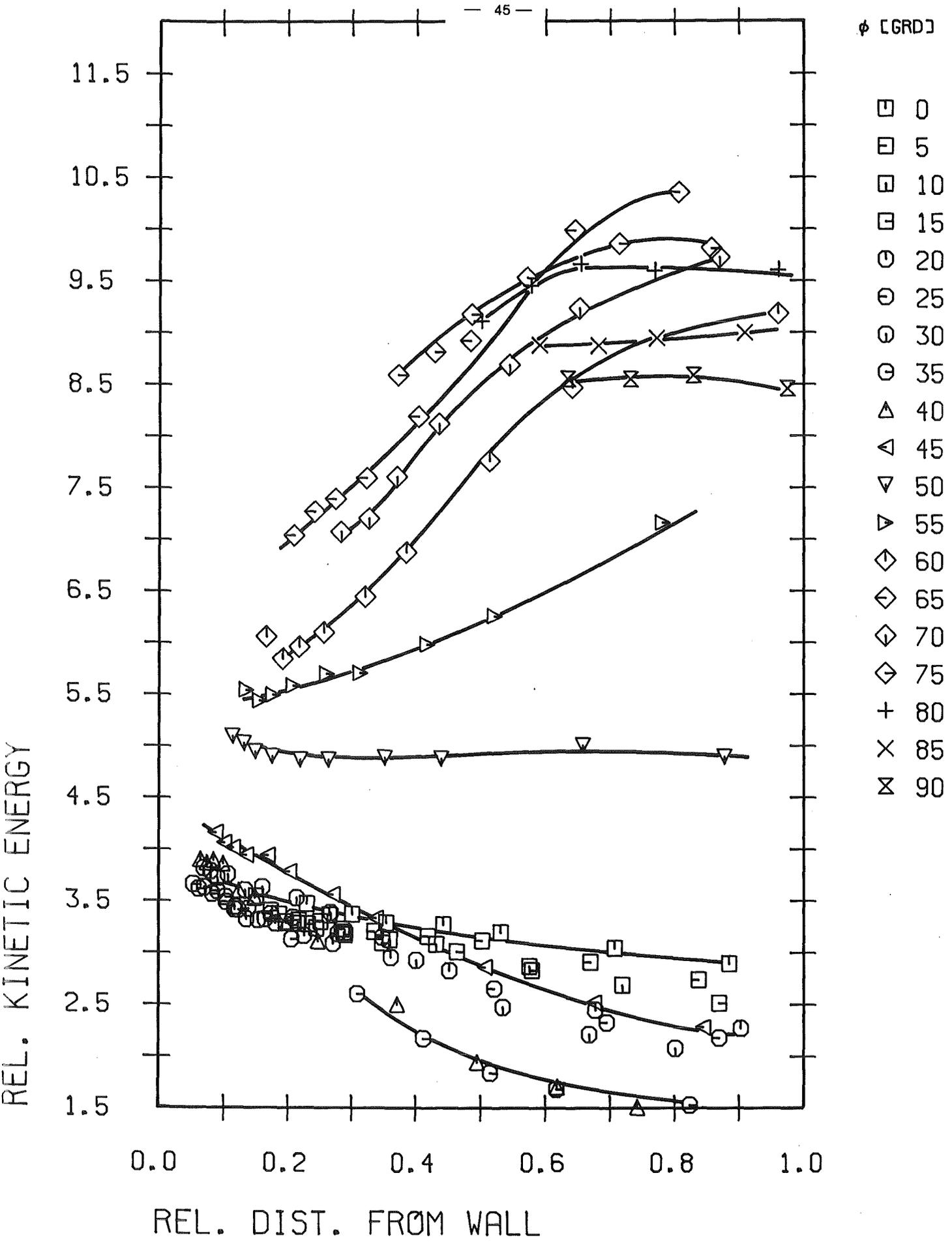


Abb. 18 Kinetische Energie der Turbulenz (r/ϕ)

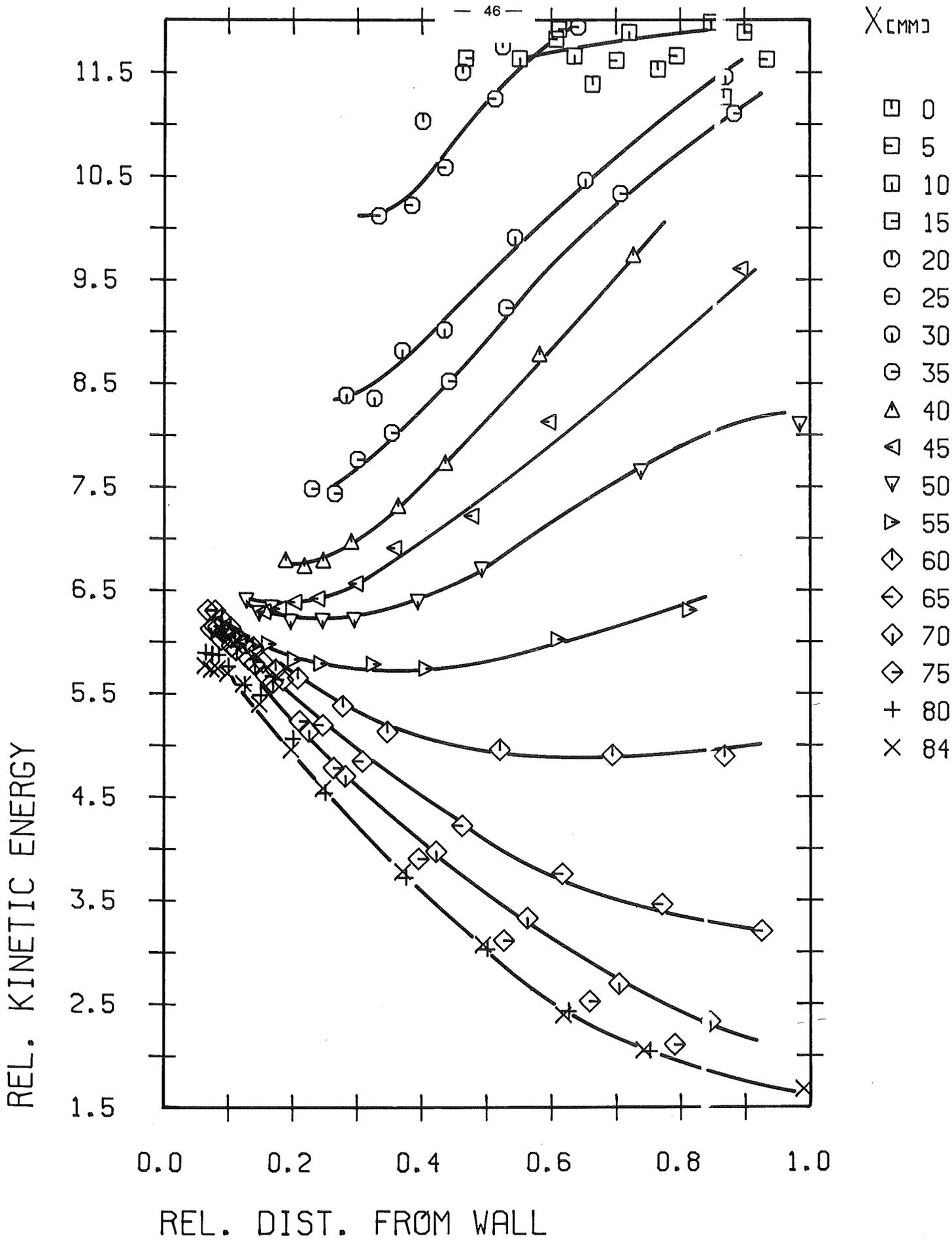


Abb. 19 Kinetische Energie der Turbulenz (x/y)

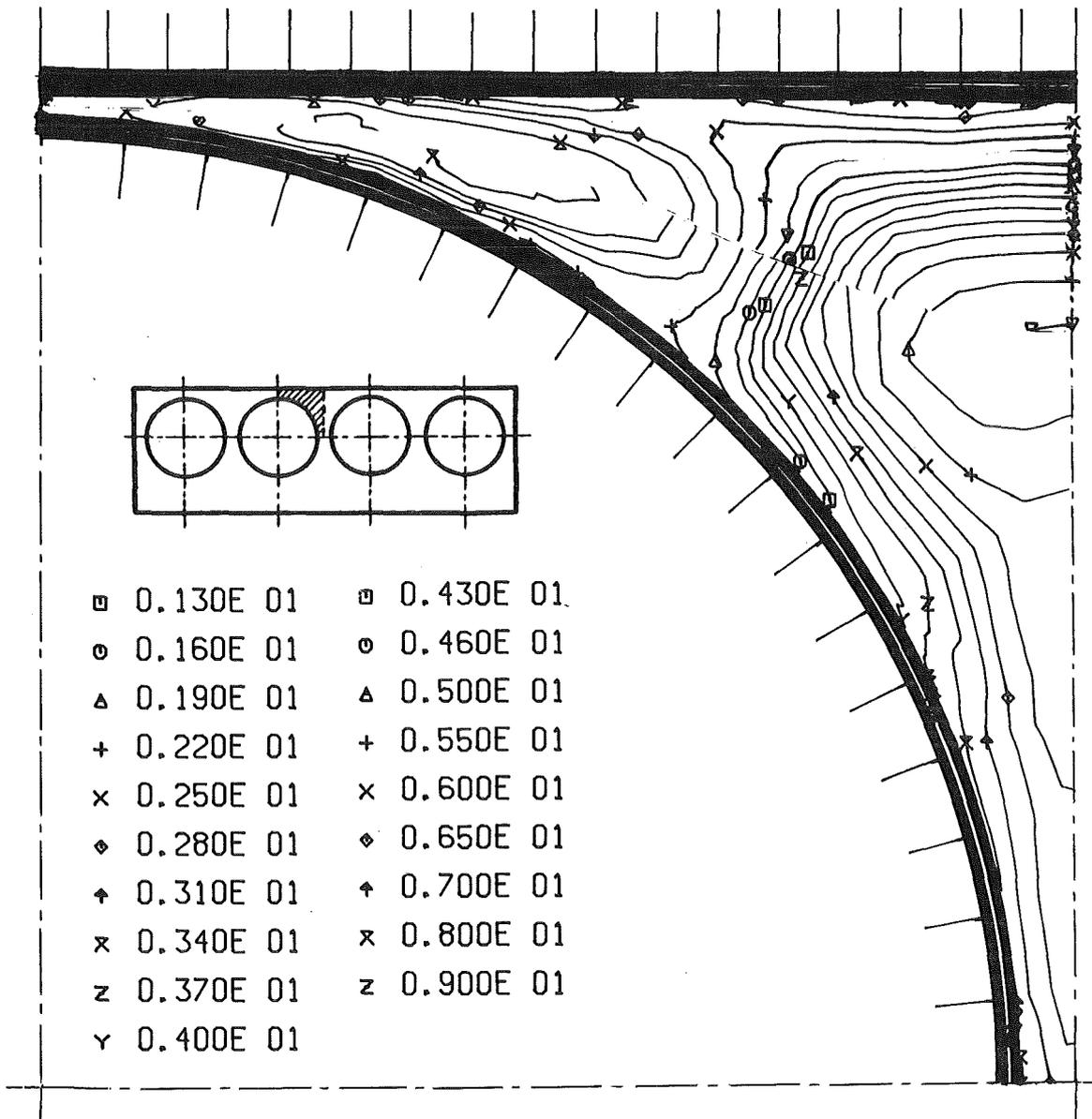


Abb. 20 Kinetische Energie der Turbulenz (Höhenlinien)

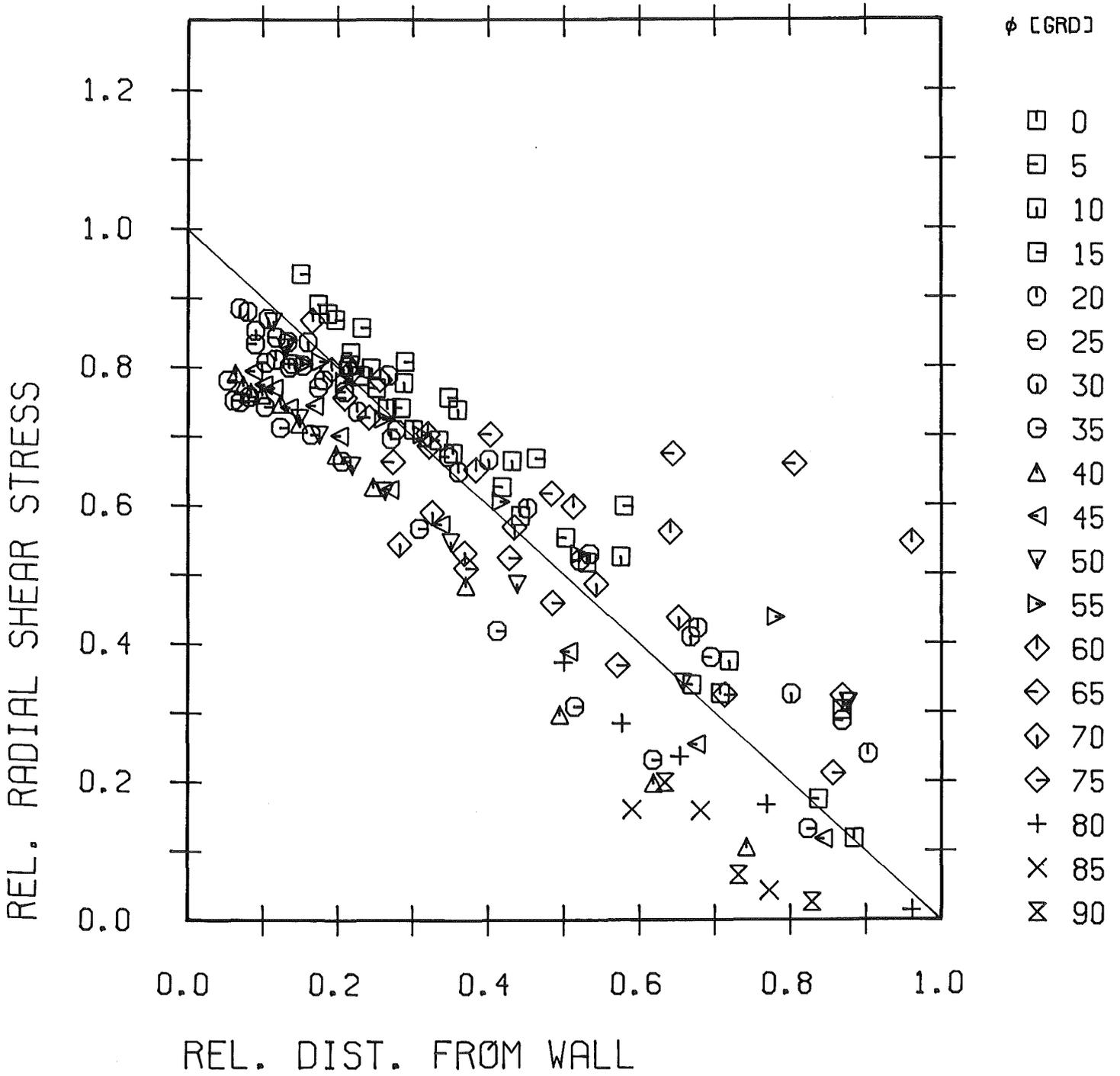


Abb. 21 Schubspannung senkrecht zur Wand (r/ϕ)

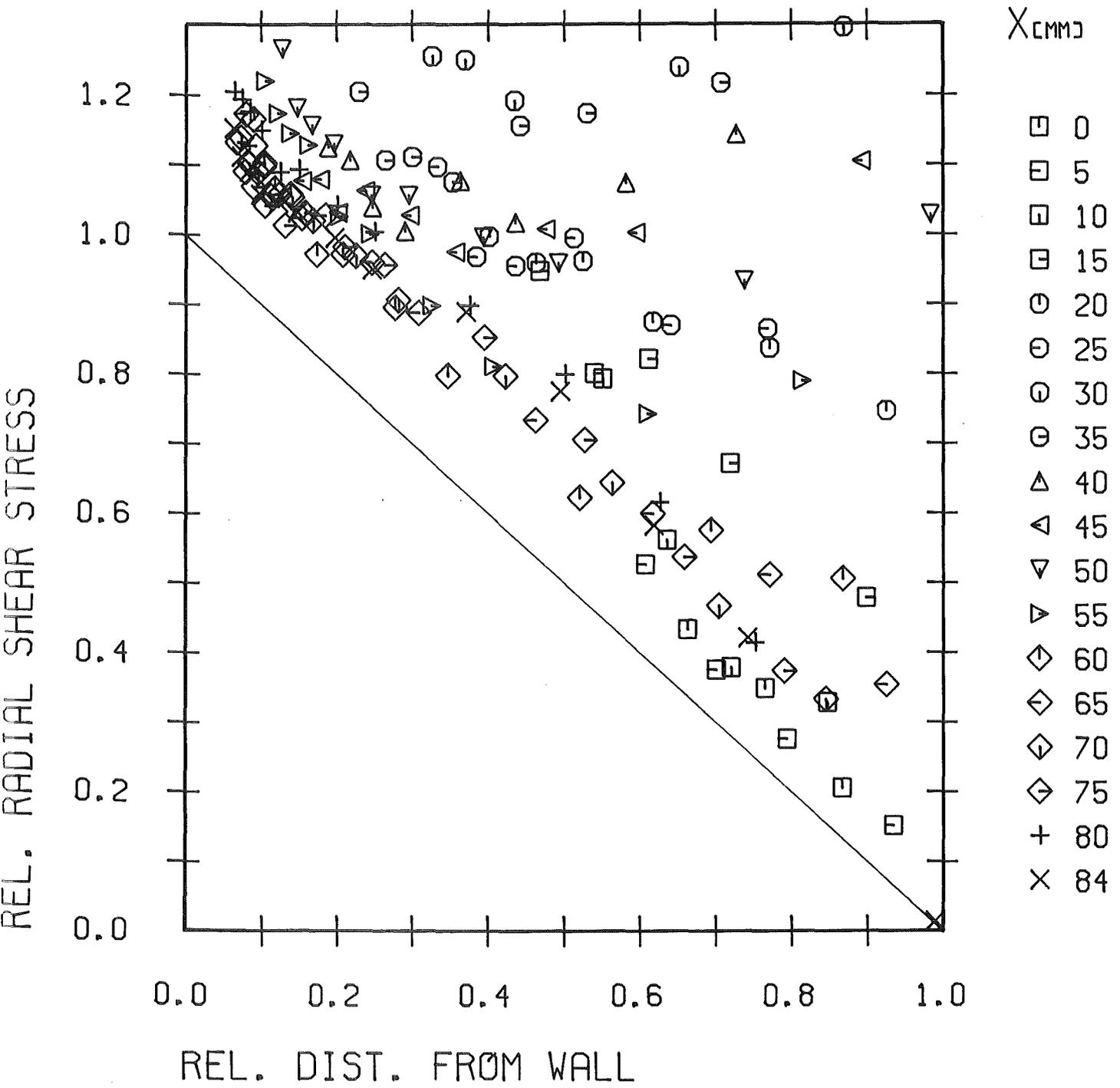


Abb. 22 Schubspannung senkrecht zur Wand (x/y)

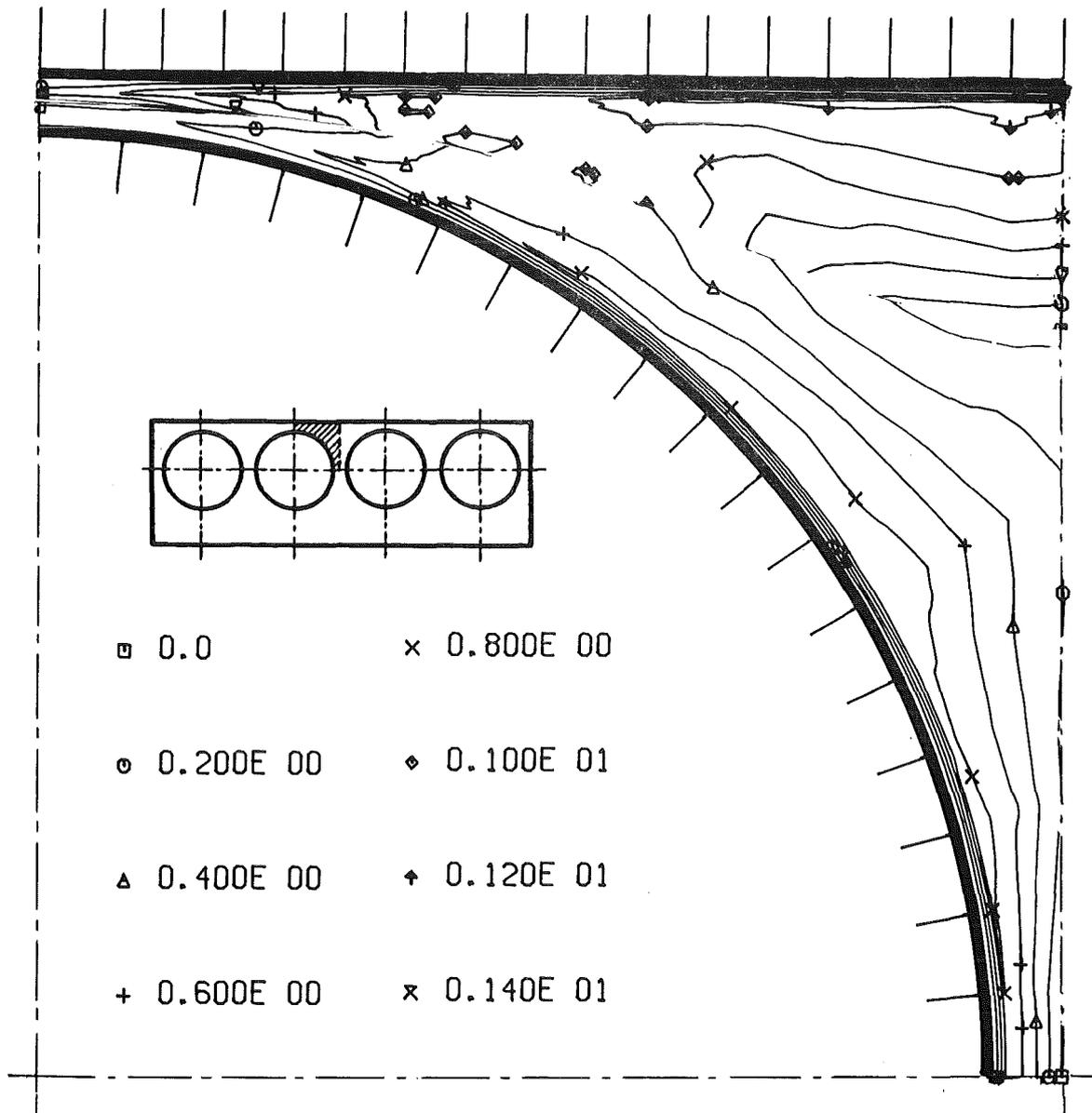


Abb. 23 Schubspannung senkrecht zur Wand (Höhenlinien)

REL. AZIMUTHAL SHEAR STRESS

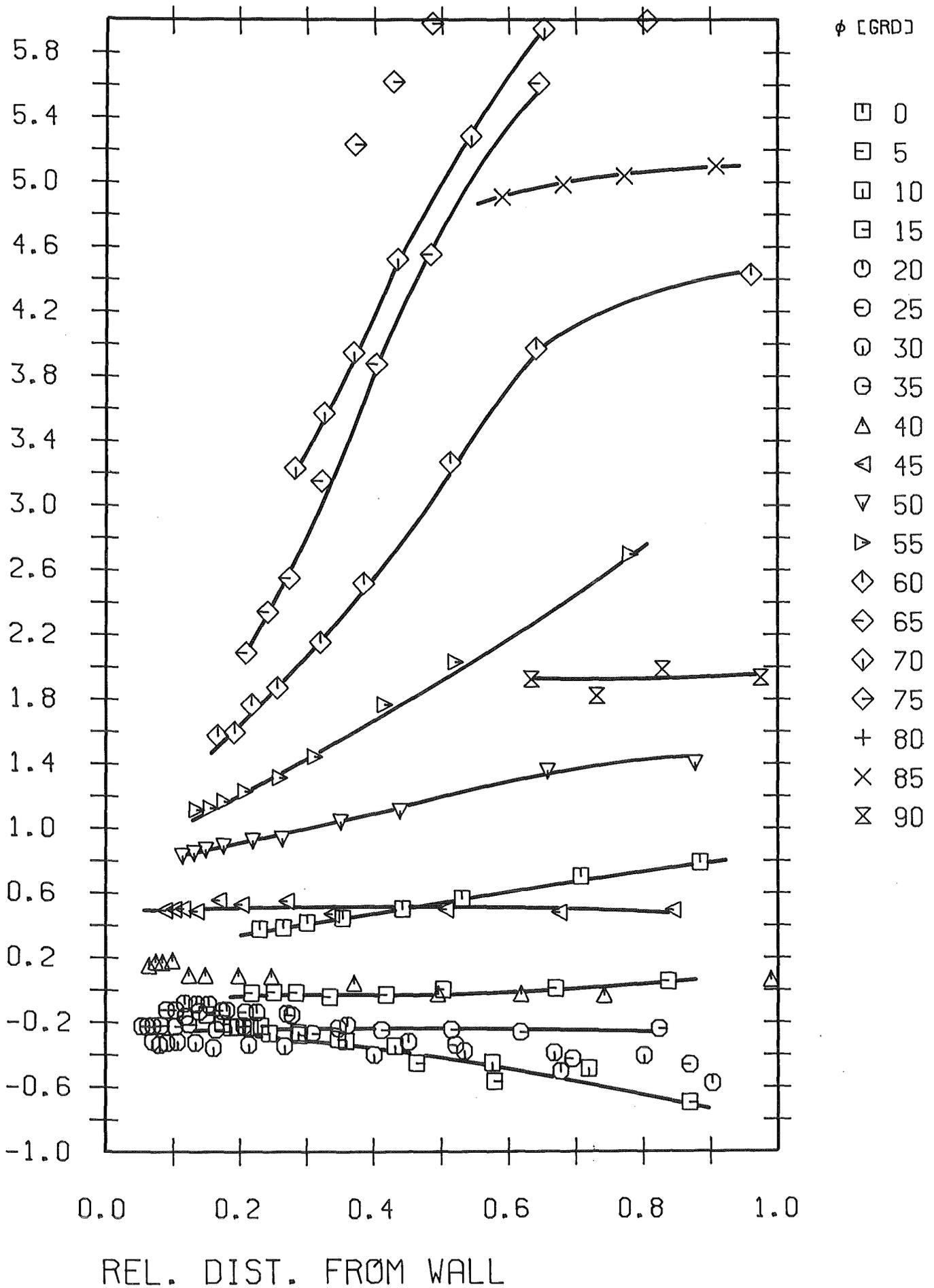


Abb. 24 Schubspannung parallel zur Wand (r/ϕ)

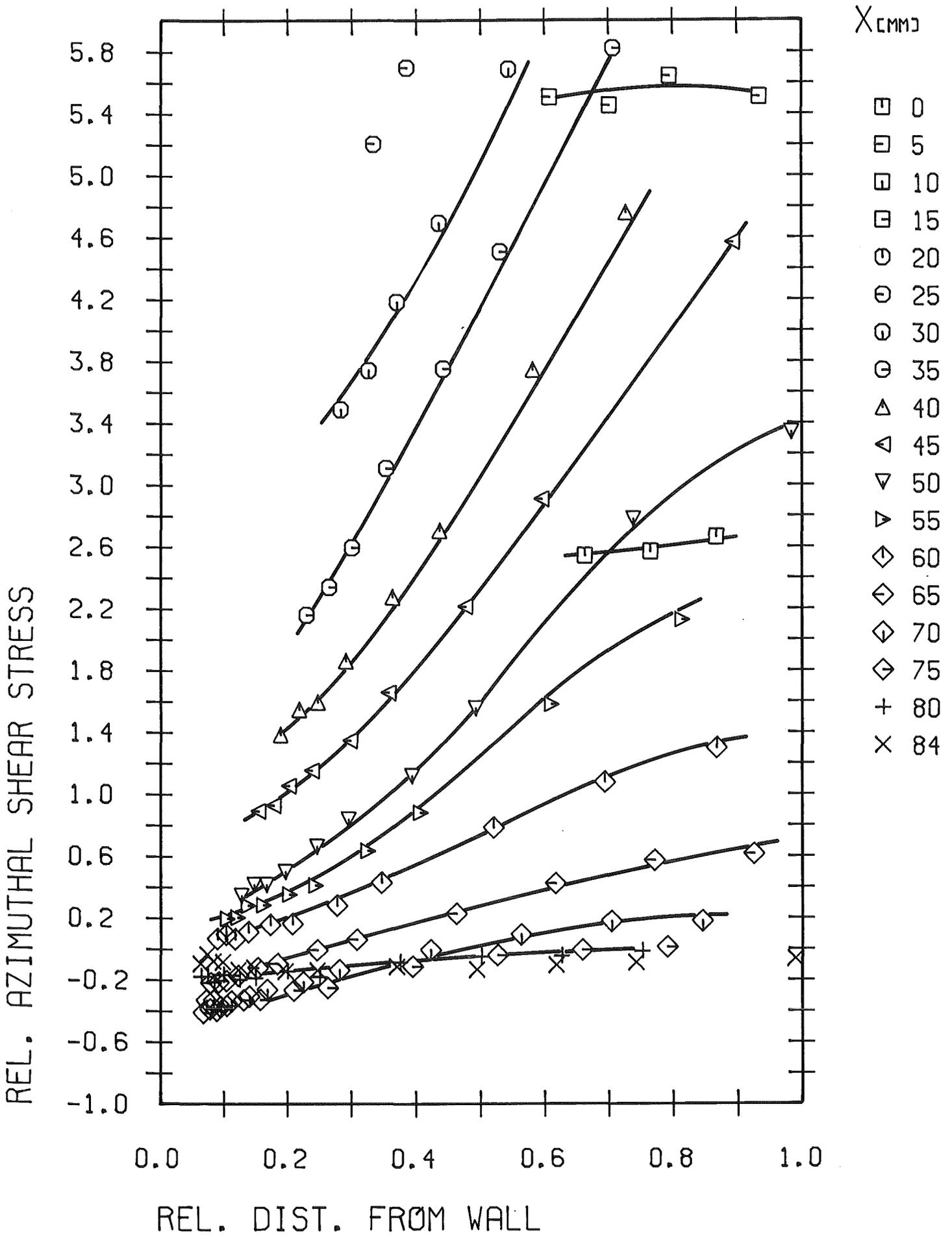


Abb. 25 Schubspannung parallel zur Wand (x/y)

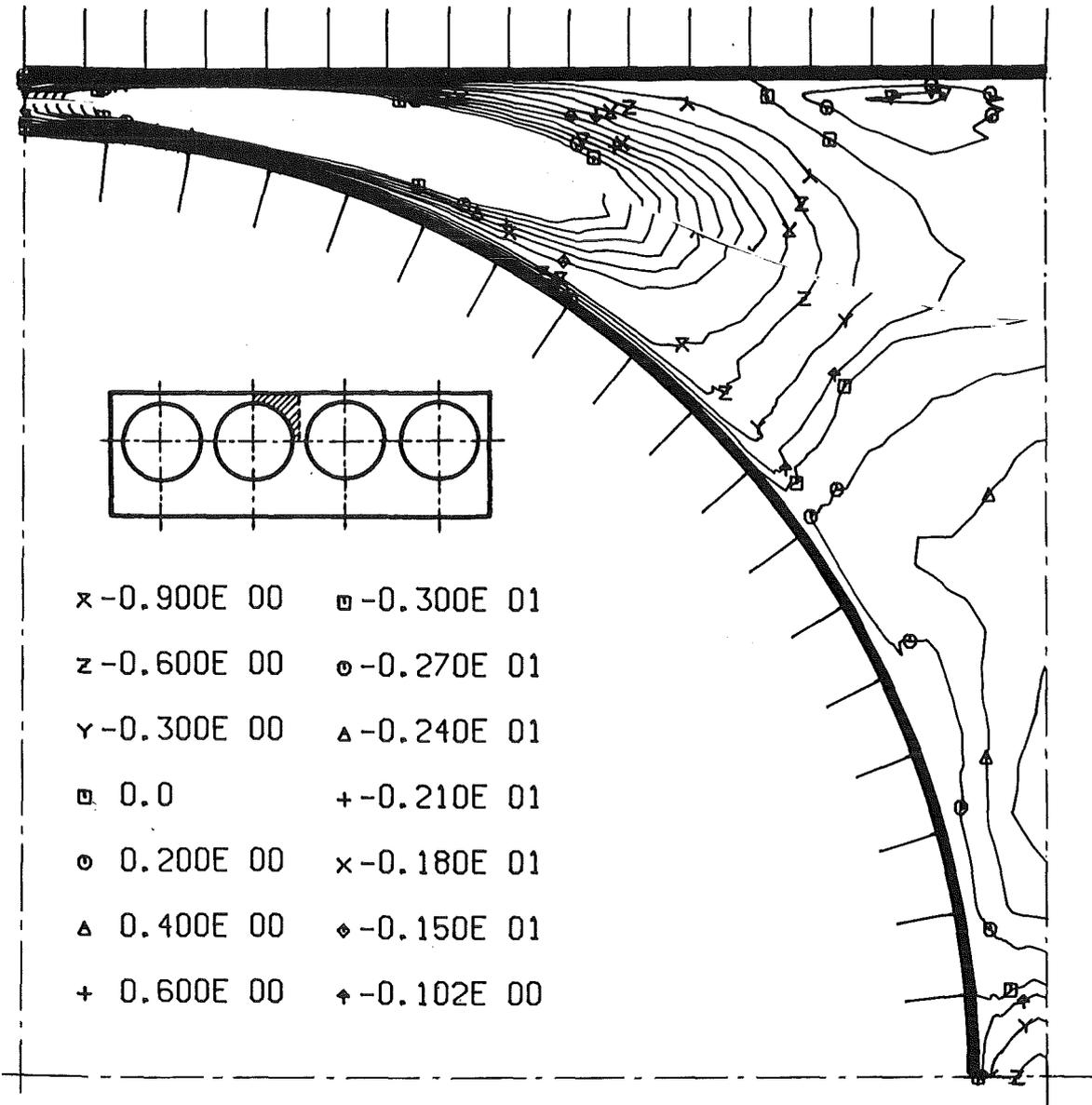


Abb. 26 Schubspannung parallel zur Wand (Höhenlinien)

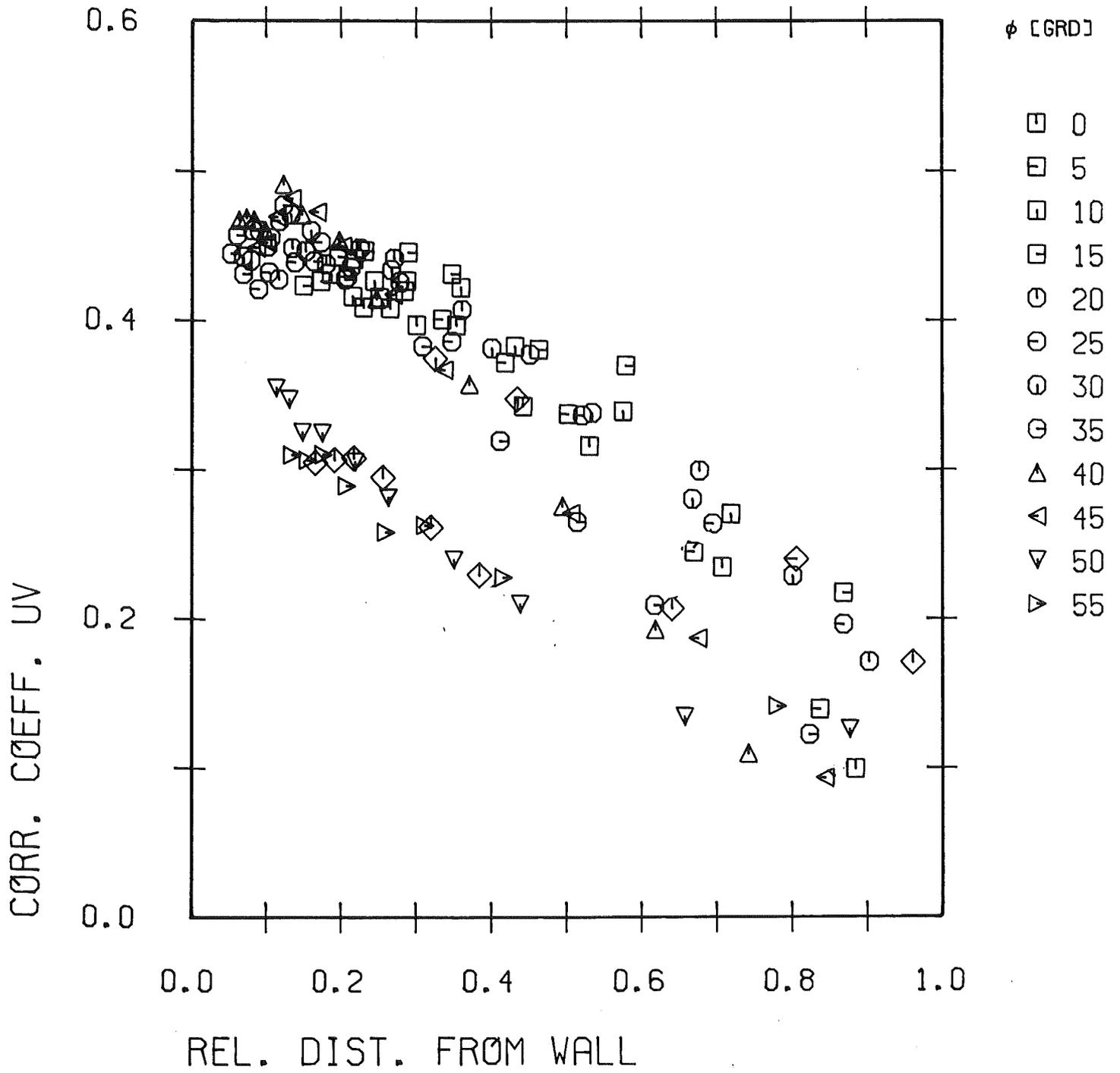


Abb. 27 Korrelationskoeffizient $R_{uv}(r/\phi)$

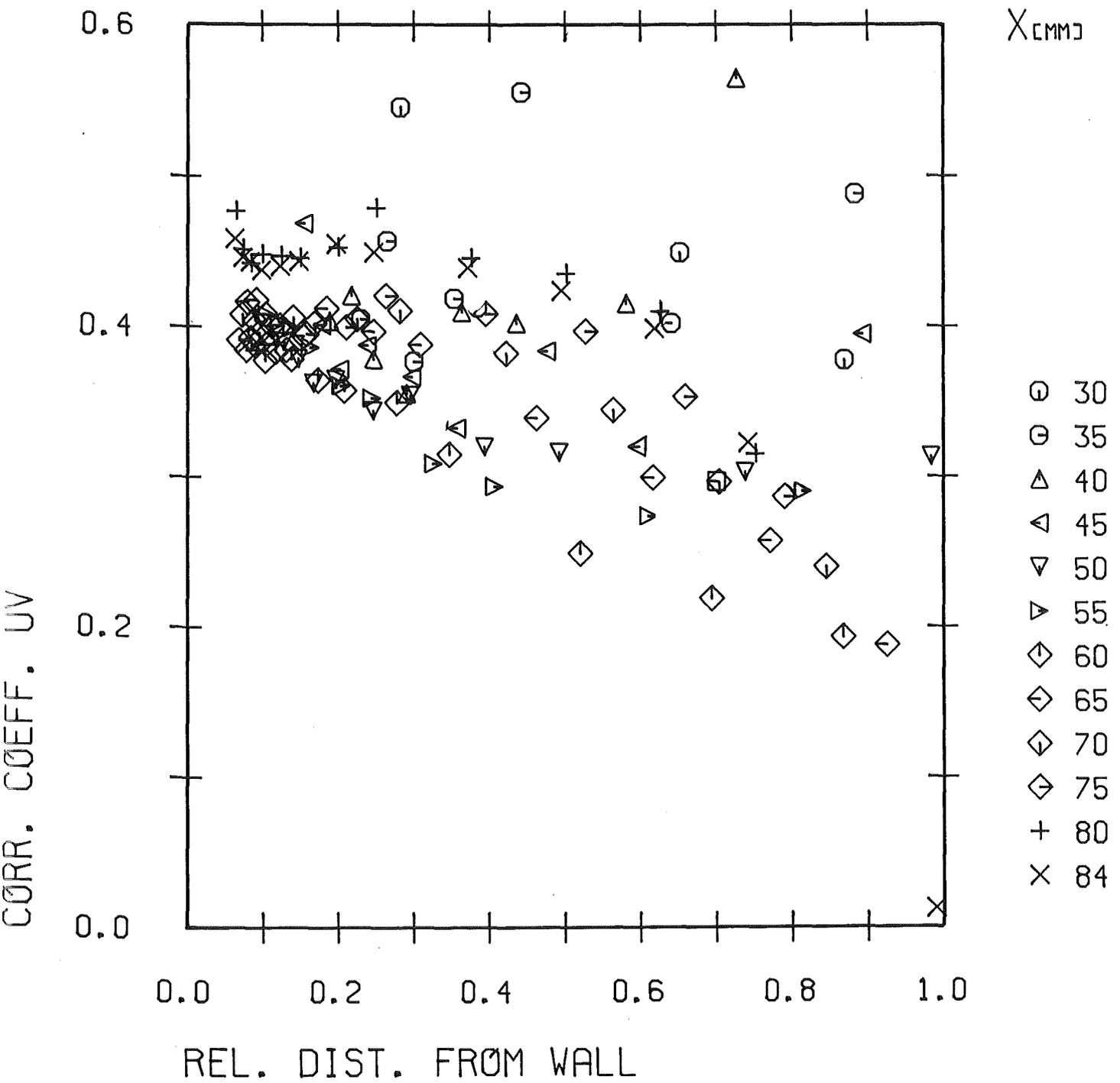


Abb. 28 Korrelationskoeffizient $R_{uv}(x/y)$

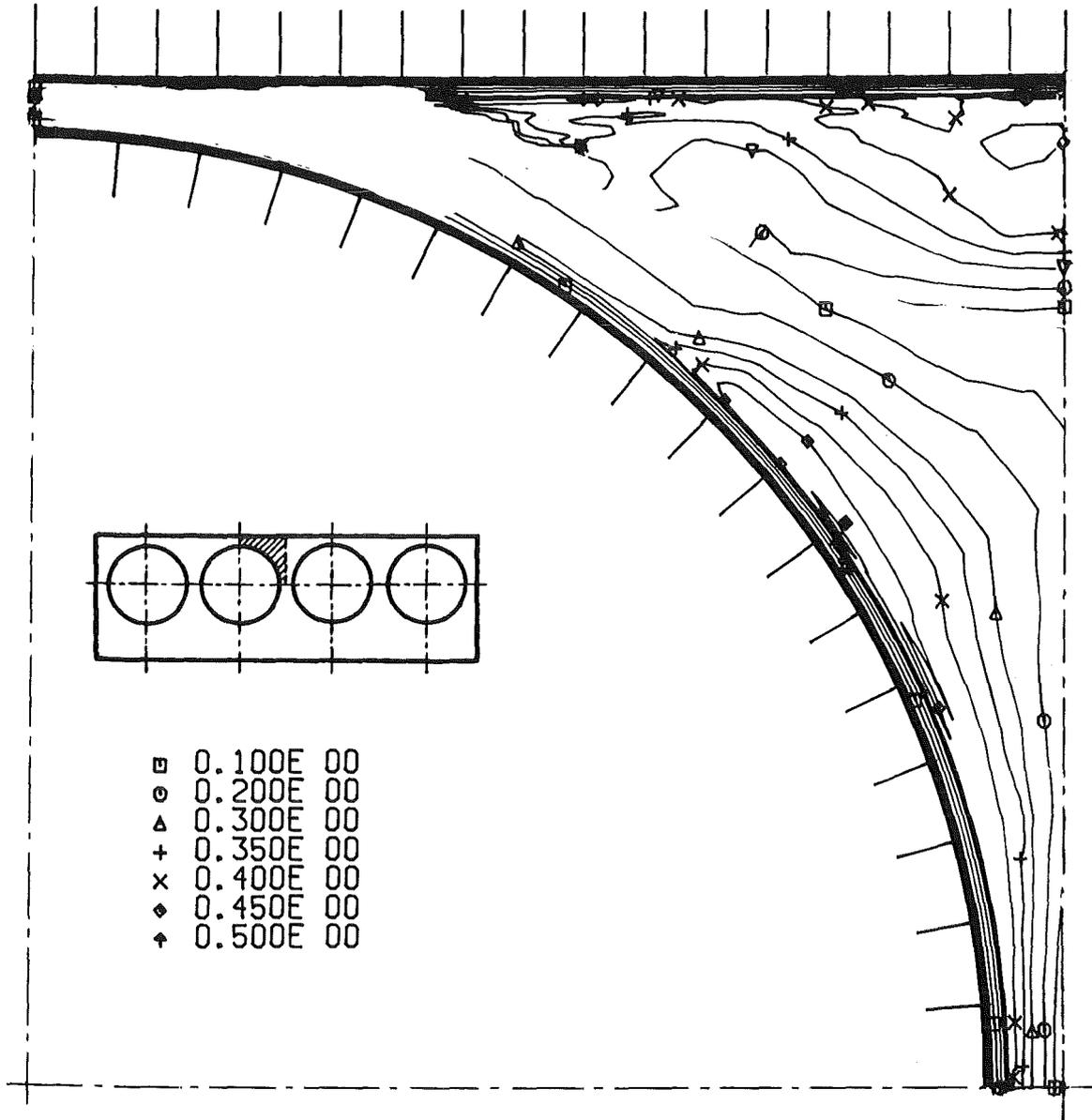
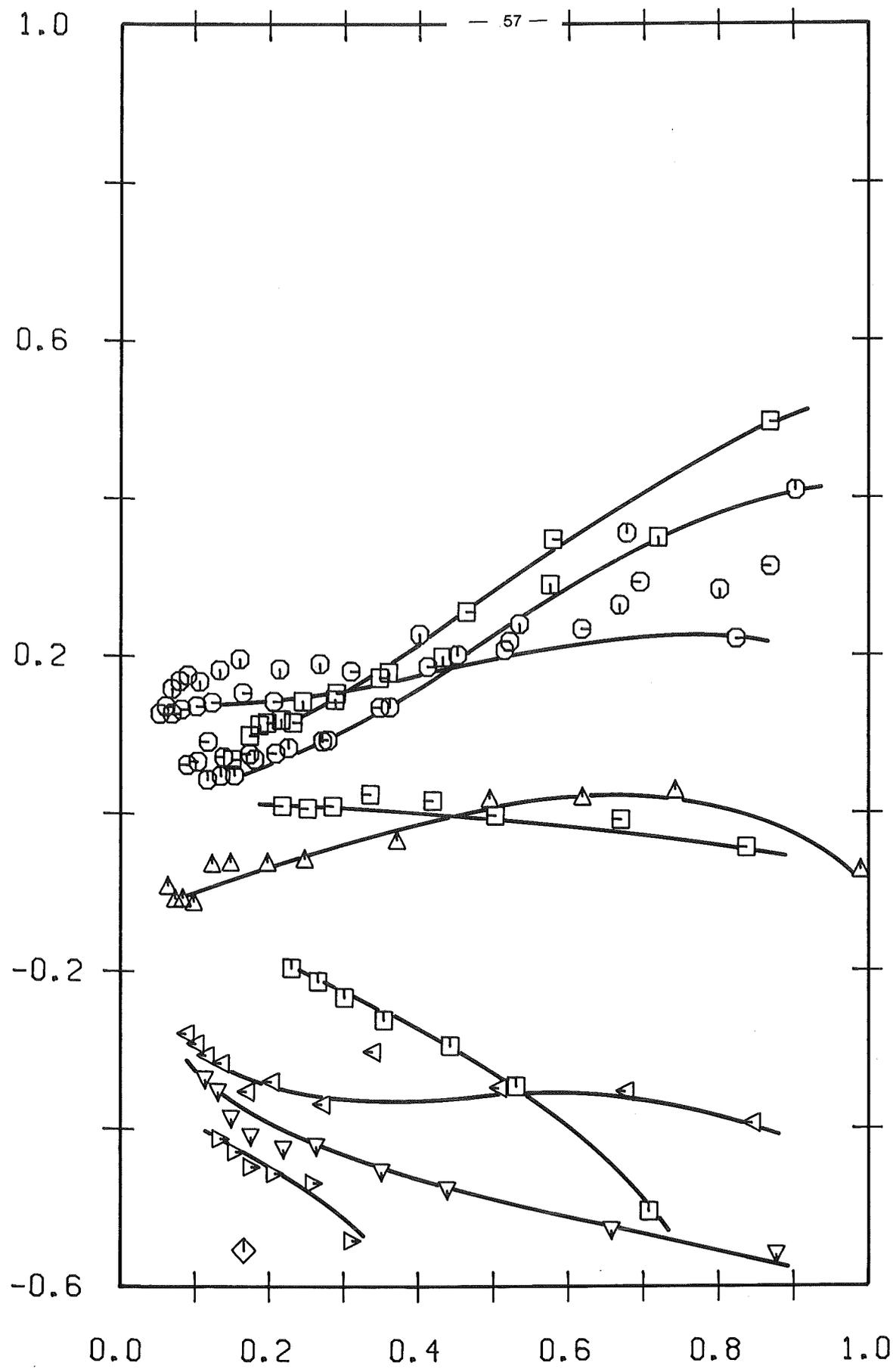


Abb. 29 Korrelationskoeffizient R_{uv} (Höhenlinien)

ϕ [GRD]

- 0
- 5
- 10
- 15
- 20
- ⊖ 25
- ⊖ 30
- ⊖ 35
- △ 40
- ◁ 45
- ▽ 50
- ▷ 55
- ◇ 60
- ◇ 65
- ◇ 70
- ◇ 75
- + 80
- × 85
- ⊗ 90

CORR. COEFF. R_{uw}



REL. DIST. FROM WALL

Abb. 30 Korrelationskoeffizient $R_{uw}(r/\phi)$

X [mm]

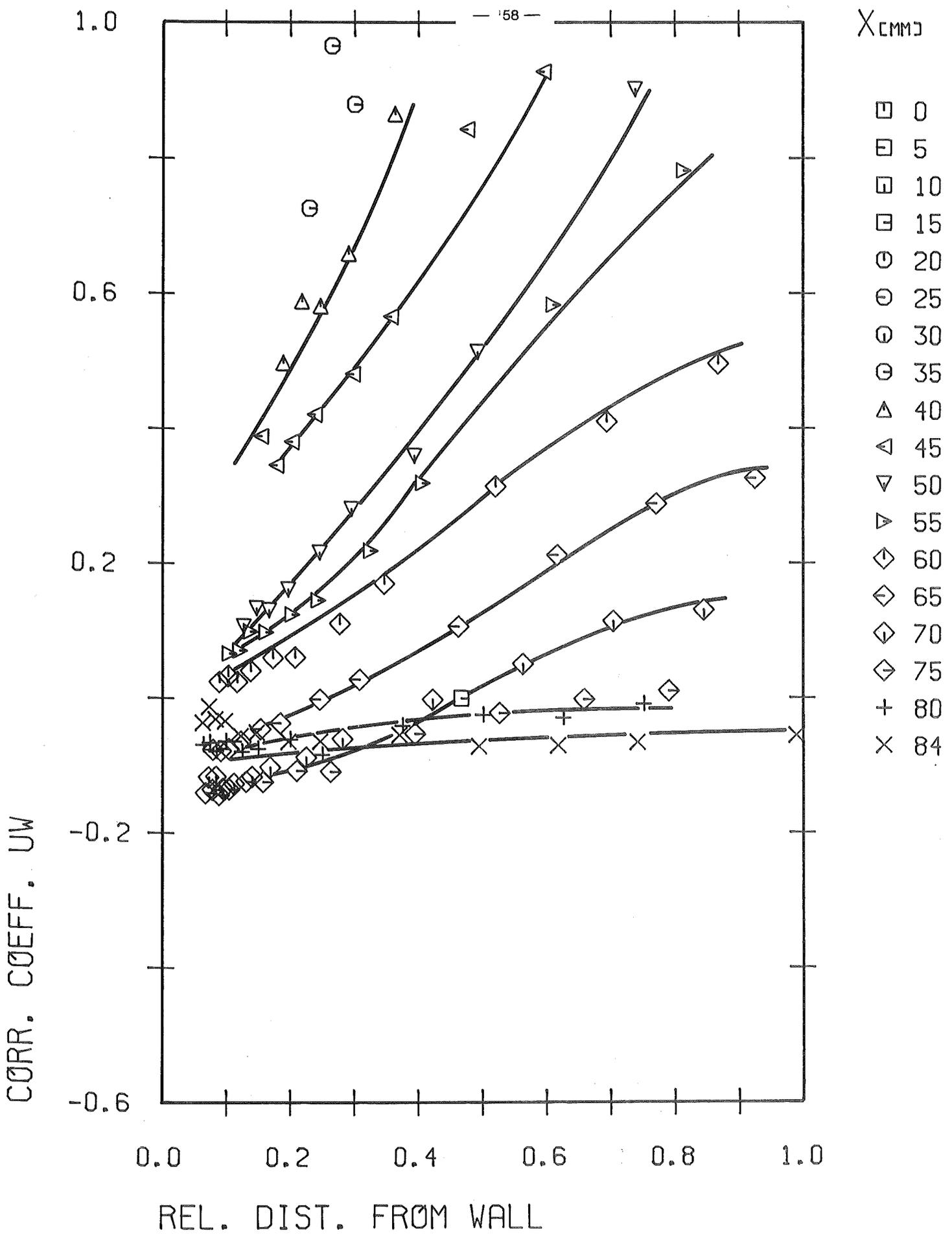


Abb. 31 Korrelationskoeffizient $R_{uw}(x/y)$

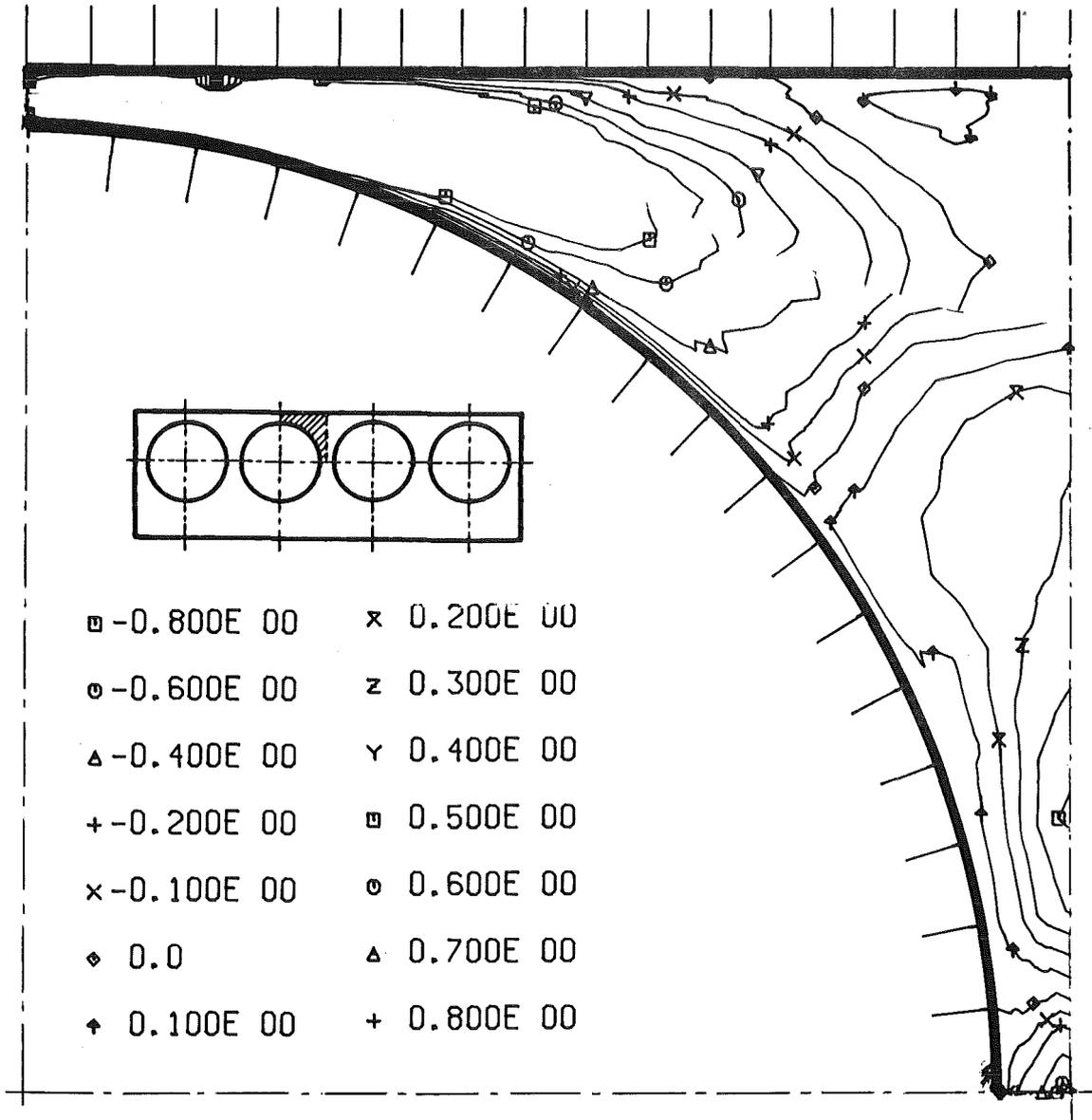


Abb. 32 Korrelationskoeffizient R_{uw} (Höhenlinien)

RADIAL EDDY VISCOSITY X10

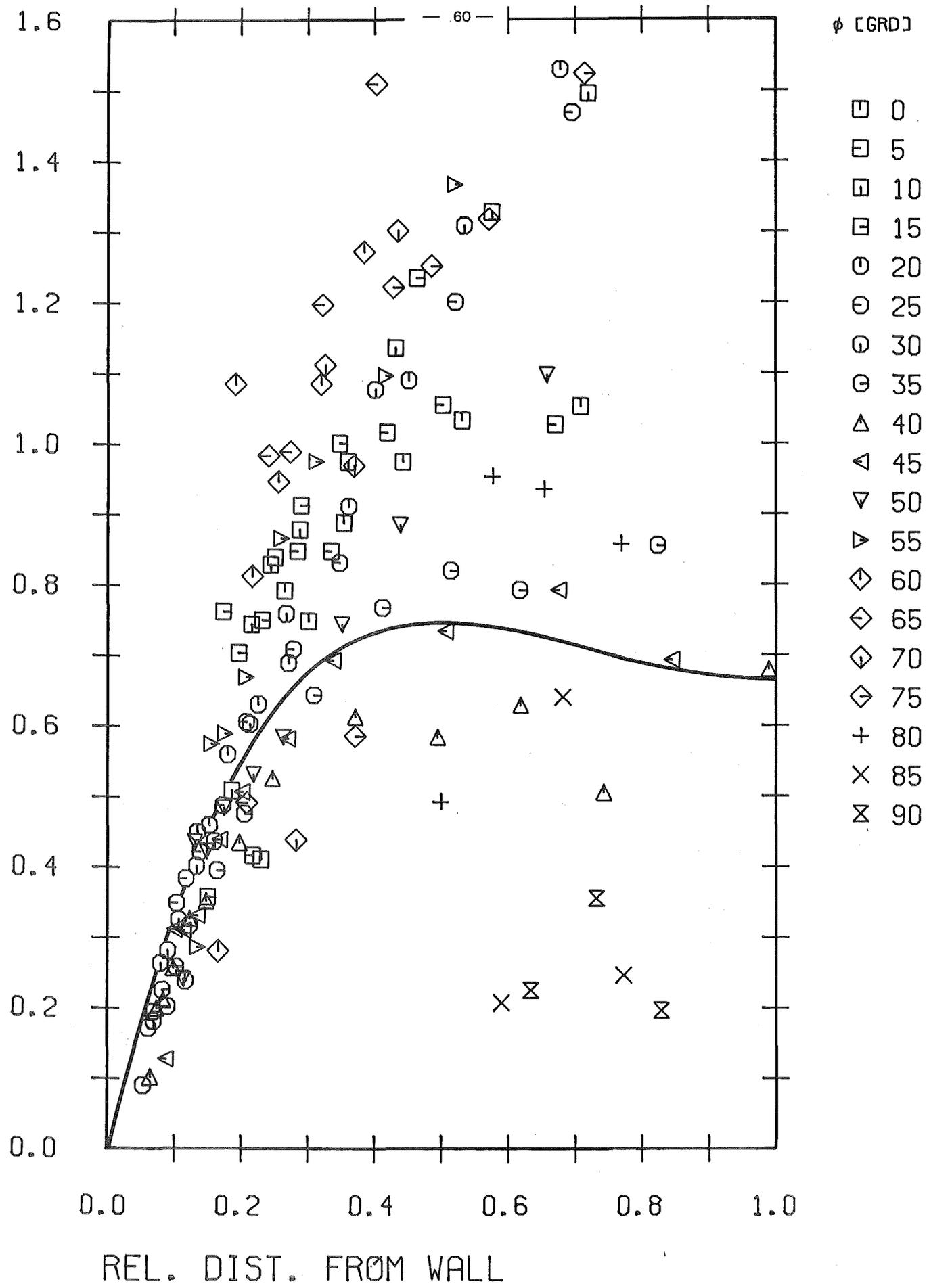


Abb. 33 Wirbelviskosität senkrecht zur Wand (r/ϕ)

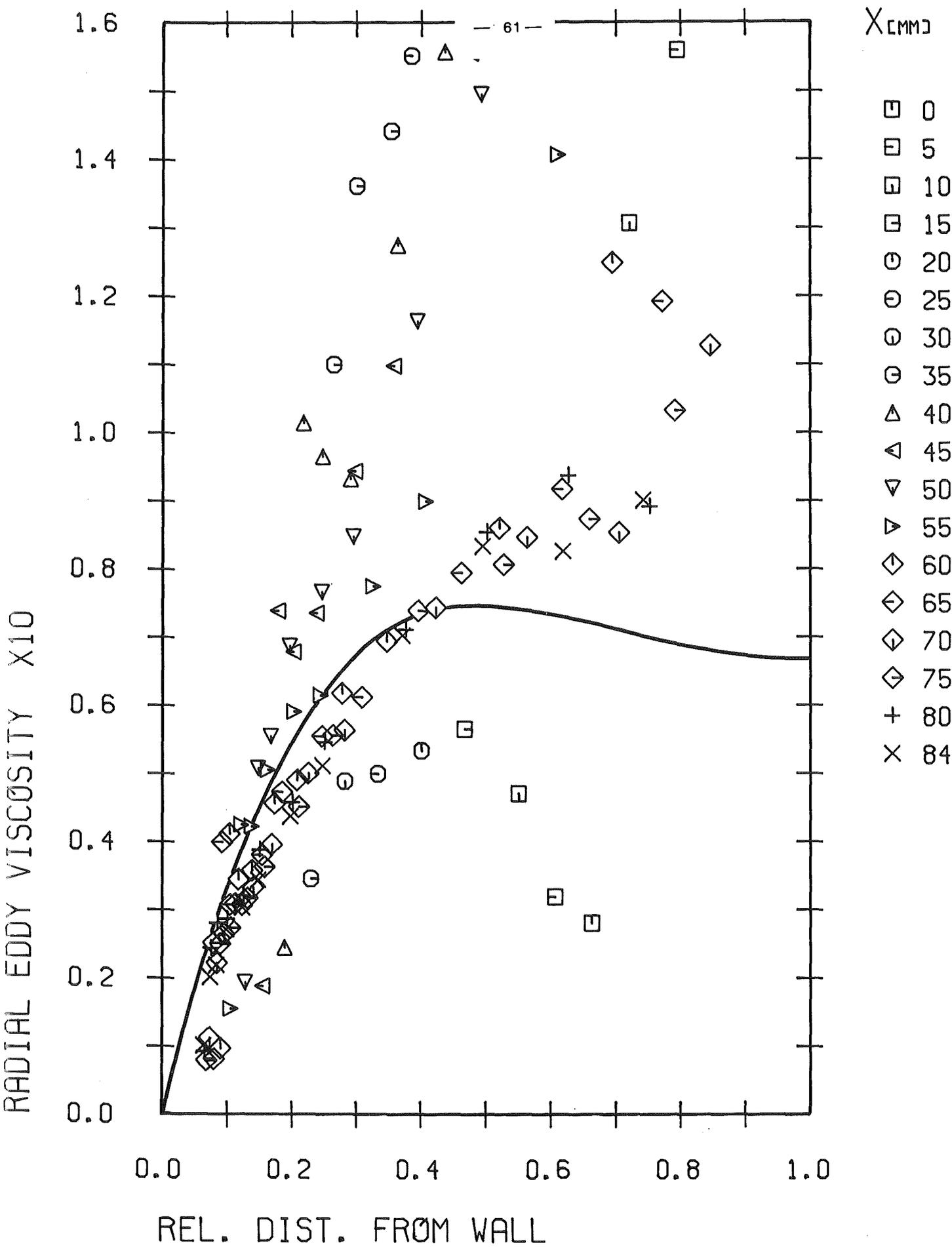


Abb. 34 Wirbelviskosität senkrecht zur Wand (x/y)

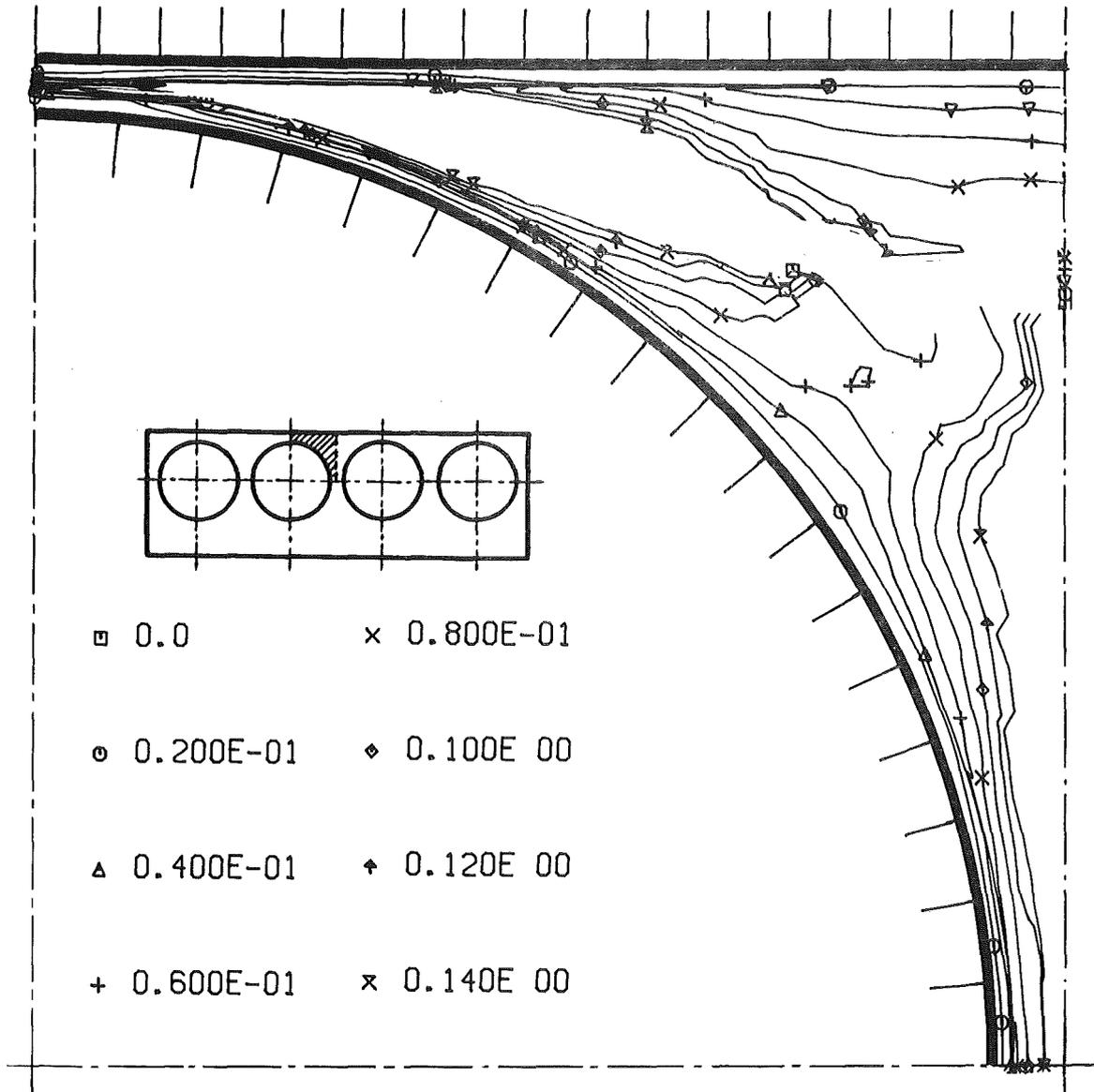


Abb. 35 Wirbelviskosität senkrecht zur Wand (Höhenlinien)

AZIMUTHAL EDDY VISCOSITY

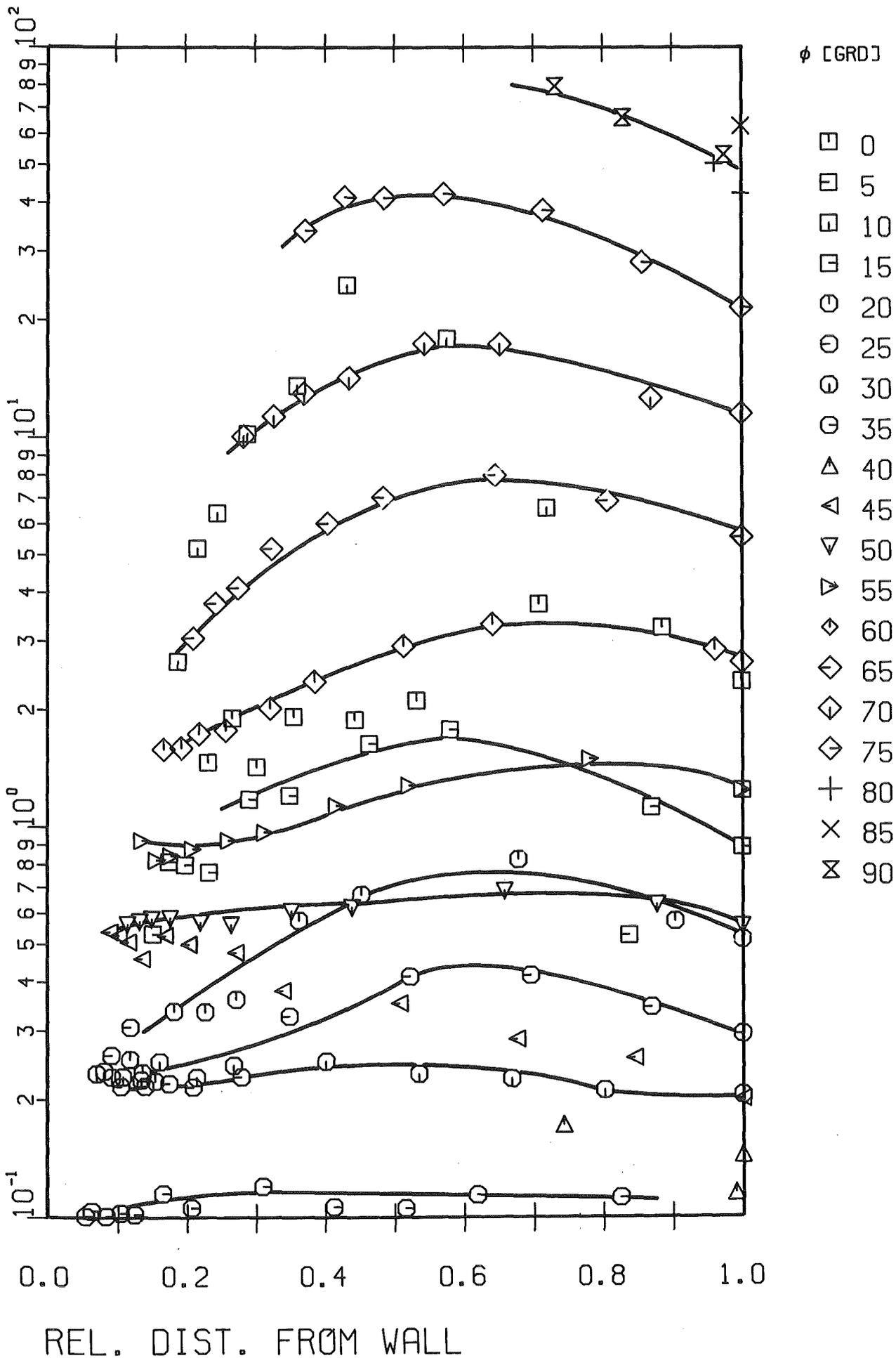


Abb. 36 Wirbelviskosität parallel zur Wand (r/phi)

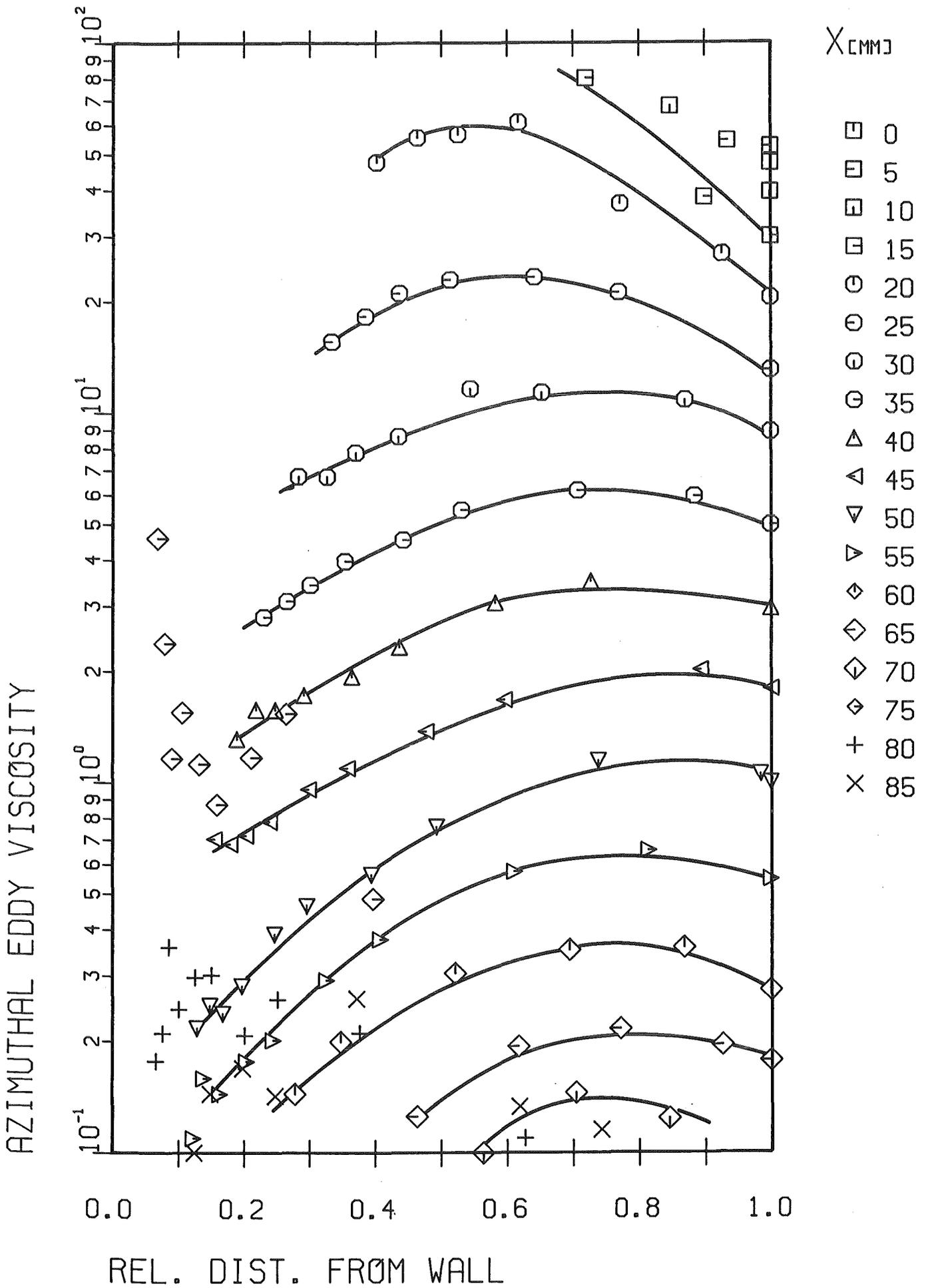


Abb. 37 Wirbelviskosität parallel zur Wand (x/y)

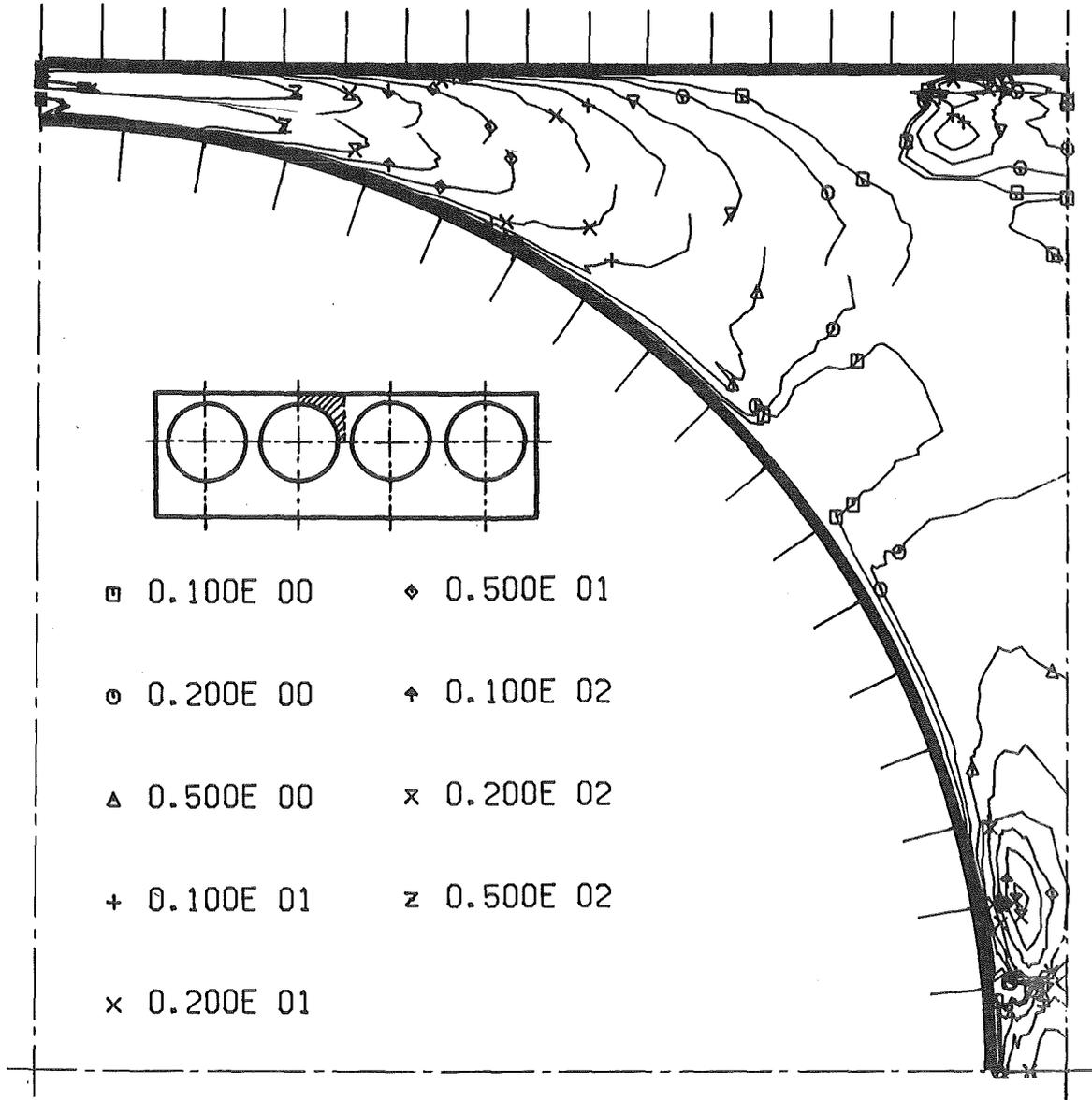


Abb. 38 Wirbelviskosität parallel zur Wand (Höhenlinien)

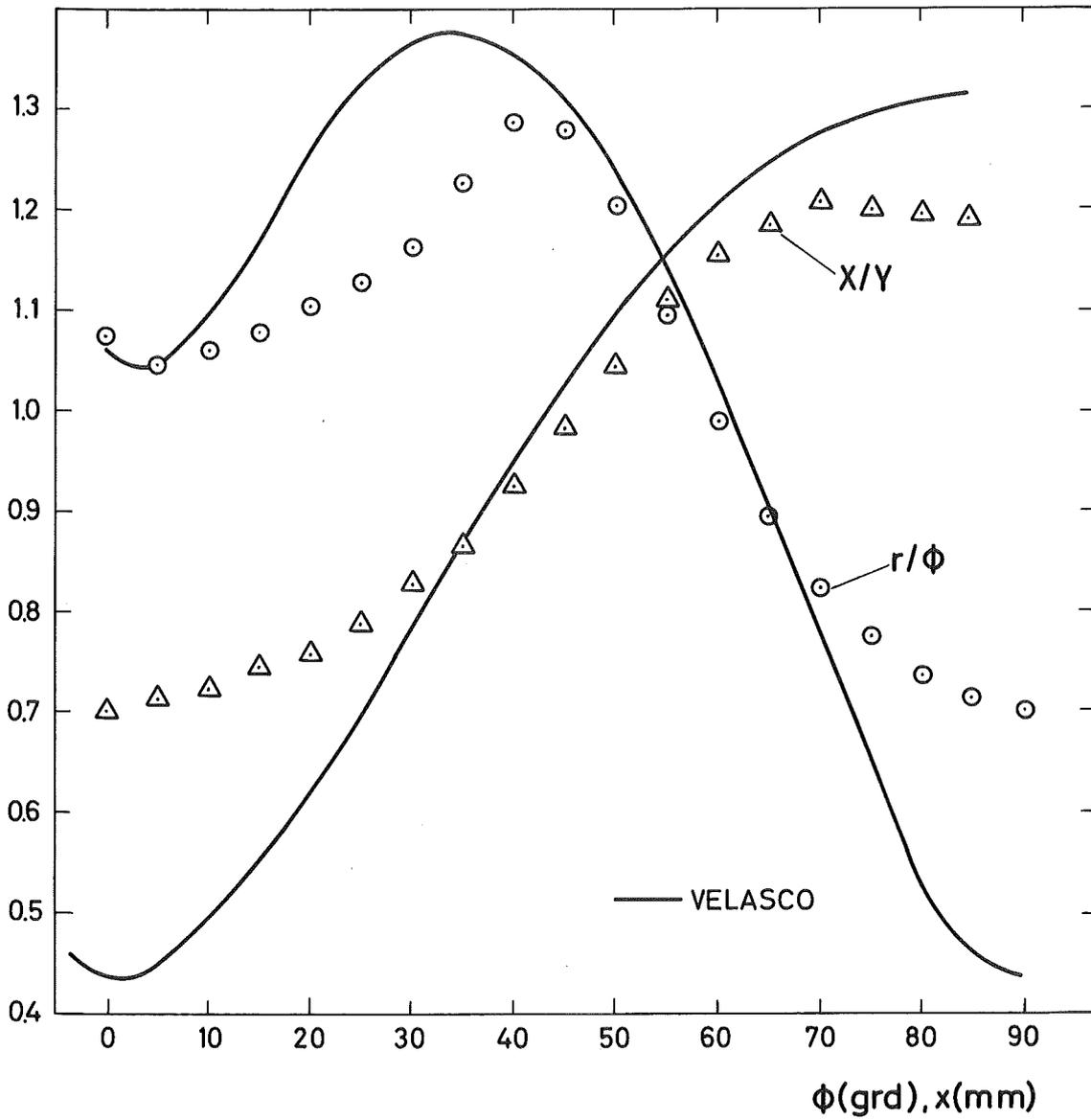


Abb. 39 Wandschubspannungsverteilung: Vergleich mit VELASCO