

KfK 3597
November 1983

**Strömungsuntersuchungen
an einem
asymmetrischen Stabbündel
($P/D = 1.148$, $W/D = 1.045$)**

K. Rehme
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

KfK 3597

Strömungsuntersuchungen an einem asymmetrischen
Stabbündel ($P/D = 1.148$, $W/D = 1.045$)

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

(P/D = 1.148, W/D = 1.045)

Zusammenfassung

An einem Stabbündel aus vier parallelen Stäben, das asymmetrisch in einem Rechteckkanal angeordnet war, wurden im Wandkanal (P/D = 1.148, W/D = 1.045) die Geschwindigkeits-, Wandschubspannungs- und Turbulenzverteilungen gemessen. Die Reynoldszahl der Untersuchung betrug $Re = 5.88 \times 10^4$.

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.

Ein Vergleich der gemessenen Wandschubspannungsverteilungen mit dem VELASCO-Rechenprogramm zeigt sowohl starke Abweichungen im Bereich zwischen Stab- und Kanalwand als auch zwischen den Stäben aufgrund des starken Impulstransports zwischen den benachbarten Unterkanälen.

Experimental Investigations on the Fluid Flow Through an
Asymmetric Rod Bundle ($P/D = 1.148$, $W/D = 1.045$)

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 ($P/D = 1.148$, $W/D = 1.045$). The Reynolds number of this investigations was $Re = 5.88 \times 10^4$.

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.

The comparison between experimental wall shear stress distributions and those calculated with the VELASCO-code shows discrepancies both in the gap between the rod and channel walls and in the gap between the rods caused by the high momentum transport between the two subchannels.

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/. 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 werden Messungen der Geschwindigkeits-, Wandschubspannungs- und Turbulenzverteilungen an asymmetrischen Stabbündeln durchgeführt. Die ersten Experimente erfolgten an einem Stabbündel mit dem Stababstandsverhältnis $P/D = 1.071$ und vier verschiedenen Wandabstandsverhältnissen /4/. Es zeigte sich, daß ein starker Impulstransport, der zeitlich periodisch zwischen den Unterkanälen vorgeht, die Struktur der turbulenten Strömung stark beeinflusst /5/. Dieser Impulstransport ist besonders stark für enge Stab- bzw. Wandabstandsverhältnisse. Die weiteren Untersuchungen für ein größeres Stababstandsverhältnis sollten die Frage beantworten, ob ein derartiger Impulstransport auch in diesen Anordnungen auftritt.

2. Teststrecke

Für diese Untersuchungen wurde ein Stabbündel mit einem Stababstandsverhältnis von $P/D = 1.148$ ausgewählt. Die vier parallelen Rohre wurden jedoch nicht wie in den Versuchen /6/ symmetrisch angeordnet, so daß das Wandabstandsverhältnis ebenfalls $W/D = 1.148$ betrug, sondern die Rohre wurden asymmetrisch angeordnet, wobei der Abstand zwischen den Rohren und der Kanalwand auf der einen Seite etwa das 5.6-fache des Abstands zwischen Rohren und Kanalwand auf der anderen Seite (Abb. 1) betrug.

Die eingestellten Abstände waren $a_1 = 35.00$ mm und $a_2 = 6.20$ mm. Mit dem Rohrdurchmesser von $D = 139.0$ mm ergeben sich die Wandabstandsverhältnisse zu

$$\left(\frac{W}{D}\right)_{\text{weit}} = 1.252$$

$$\left(\frac{W}{D}\right)_{\text{eng}} = 1.045$$

Die Messungen wurden genau so durchgeführt, wie bei den voraus-
gegangenen Untersuchungen /6/. 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 ($W/D = 1.045$) dargestellt und diskutiert.

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 Strö-
mungsgeschwindigkeit 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 Geschwin-
digkeitsverteilungen zeigen, daß das relative Minimum der Strö-
mungsgeschwindigkeit im engen Spalt zwischen Stab und Kanalwand
($\phi = 90$ grd bzw. $x = 0$ mm) auftritt, wie es zu erwarten ist.
Dagegen ergibt sich das relative Maximum der Strömungsgeschwindig-
keit zwischen den Stäben ($\phi = 0$ grd), verursacht durch den Impuls-
transport aus dem benachbarten weiten Wandkanal ($W/D = 1.25$).
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

$$u_m = 19.33 \text{ ms}^{-1},$$

während am fest eingebauten Pitotrohr eine Geschwindigkeit von

$$u_{REF} = 27.80 \text{ ms}^{-1}$$

während der Messungen konstant gehalten wurde.

Mit dem hydraulischen Durchmesser des Wandkanals von

$$D_h = 47.567 \text{ mm}$$

ergibt sich die mittlere Reynoldszahl der Untersuchung zu

$$Re = 5.88 \times 10^4.$$

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

$$W_{av} = 1.039 \text{ Nm}^{-2}$$

Die Wandschubspannung an der Stabwand hat ein Maximum im Spalt zwischen den Stäben ($\phi = 0 \text{ grd}$), während im offenen Kanal ($\phi = 40 \text{ grd}$) nur ein schwaches relatives Maximum auftritt. Dieser Verlauf deutet auf einen starken Impulstransport aus dem benachbarten weiten Wandkanal hin.

3.3 Reibungsbeiwert und dimensionslose Geschwindigkeitsprofile

Aus der gemessenen mittleren Wandschubspannung errechnet sich der Reibungsbeiwert nach

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

zu $\lambda_{\tau} = 0.01900$

für $Re = 5.88 \times 10^4$.

Für das Kreisrohr ergibt sich für diese Reynoldszahl nach der Beziehung von Maubach /7/:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2.035 \lg Re \sqrt{\lambda} - 0.989 \quad (2)$$

der Reibungsbeiwert zu: $\lambda = 0.02042$

Der im Wandkanal gemessene Reibungsbeiwert, berechnet aus der Wandschubspannungsverteilung, liegt also etwa 7.5 % niedriger als der Kreisrohrwert.

Aus dem gemessenen axialen Druckgradienten kann der Reibungsbeiwert des Wandkanals ebenfalls ermittelt werden. Der über eine Länge $\Delta L = 1.203 \text{ m}$ gemessene Druckgradient ergab sich zu:

$$\frac{\Delta p}{\Delta L} = 77.1 \text{ Nm}^{-2}$$

Daraus errechnet sich der Reibungsbeiwert zu:

$$\lambda_{\Delta p} = \frac{\Delta p / \Delta L}{\frac{\rho}{2} u_m^2 \frac{1}{D_h}}$$

$$\lambda_{\Delta p} = 0.01677.$$

Dieser aus dem gemessenen axialen Druckgradienten berechnete Reibungsbeiwert ist 13.3 % niedriger als der aus der Wandschubspannung berechnete Wert und liegt damit 18 % unter dem Rohrreibungsbeiwert bei gleicher Reynoldszahl. Das ist ein weiterer Hinweis auf einen starken Impulstransport zwischen den beiden Unterkanälen.

Die gemessenen Werte kann man mit dem theoretischen Wert vergleichen, der sich nach der Laminarmethode /8/ ergibt. Dazu wird für den Wandkanal der Geometrieparameter der Laminarströmung für $P/D = 1.148$ und $W/D = 1.045$ nach /9/ zu:

$$K = 51.7$$

bestimmt. Für die Geometrieparameter bei turbulenter Strömung ergibt sich nach /8/

$$A = 1.046$$

$$G^* = 5.58$$

Das Reibungsgesetz für den Wandkanal lautet damit:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = 1.046 \left[2.5 \ln \operatorname{Re} \sqrt{\frac{\lambda}{8}} + 5.5 \right] - 5.58 \quad (3)$$

Man erhält für $Re = 5.88 \times 10^4$ einen Reibungsbeiwert von $\lambda = 0.01825$, der um 4 % von dem berechneten Wert aus der Wand-schubspannungsverteilung abweicht und damit eine gute Bestätigung der theoretischen Methode für einen Wandkanal liefert.

Die gemessenen Geschwindigkeitsprofile sind in dimensionsloser Darstellung in Abb. 6 für die dem Stab benachbarte Strömungszone und in Abb. 7 für die der Kanalwand benachbarte Strömungszone aufgetragen. Die Geschwindigkeit u wurde mit der örtlichen Wand-schubspannungsgeschwindigkeit

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (4)$$

zu

$$u^+ = \frac{\bar{u}}{u^*} \quad (5)$$

und der Wandabstand y zu

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

dimensionslos gemacht.

Zum Vergleich ist das bekannte Wandgesetz der Geschwindigkeitsverteilung in Kreisrohren von Nikuradse /10/

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

als durchgezogene Linie in die Abbildungen eingetragen. Die Meßergebnisse liegen sehr nahe beim Wandgesetz von Nikuradse im wand-nahen Bereich. Auffällig ist die geringe Streuung der Meßwerte nahe der Stabwand.

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 /11/ 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 Referenz-Wert 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. 8 für den Bereich nahe der Stabwand und in Abb. 9 für den Bereich nahe der Kanalwand dargestellt. Die Ergebnisse zeigen, daß die axiale Turbulenzintensität - wie erwartet - in Wandnähe am größten ist. Dabei ergeben sich die auf die lokale Wandschubspannungsgeschwindigkeit bezogenen Werte des Maximums zu etwa

$$\frac{\sqrt{u'^2}}{u^*} = 2.2 \div 3.2.$$

Diese Werte sind z. T. deutlich höher als die Ergebnisse von Messungen an Kreisrohren. 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 $\phi = 30$ und 35 grad bzw. $x = 75$ und 79.8 mm mit dem Wandabstand stark abfällt, ist z.B. für $\phi = 0 - 10$ grad und $\phi = 45 - 90$ grad (Abb. 8) bzw. $x = 0 - 70$ mm (Abb. 9), also in den engen Spalten, die axiale Turbulenzintensität nahezu konstant über den Querschnitt, ja sie steigt in einigen Fällen mit der Entfernung von der Wand leicht an. Das Maximum der axialen Turbulenzintensität wird für $\phi = 65$ grad bzw. $x = 25$ mm gefunden (Abb. 8 und 9). Diese hohen axialen Turbulenzintensitäten können wohl nur durch den Impulsaustausch zwischen den Unterkanälen, der in /5/ diskutiert wird, und der sich in engen Spalten bemerkbar macht, erklärt werden.

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

Die Turbulenzintensitäten in radialer Richtung (Abb. 11 und 12) fallen generell mit wachsendem Wandabstand ab. In Wandnähe liegen die Werte zwischen 1.0 und 1.3 an der Linie der Maximalgeschwindigkeit zwischen 0.6 und 1.0. Die Meßwerte der radialen Turbulenzintensität sind mit einer relativ großen Meßunsicherheit behaftet, daher ergibt auch das Höhenlinienbild (Abb. 13) eine etwas uneinheitliche Darstellung.

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

Die Daten für die azimutale Turbulenzintensität (Abb. 14 und 15) zeigen mit wachsendem Wandabstand nur in Teilen des Strömungsquerschnitts, wie erwartet, einen leichten Abfall, wobei die Werte in Wandnähe von gleicher Größe sind wie bei Kreisrohren. Dies gilt besonders für $\phi = 30 - 35$ grad bzw. $x = 79.8$ mm, also in den Teilen des Kanals mit der größten Ausdehnung. Auffällig ist, daß die azimutale Turbulenzintensität in dem engen Spalt zwischen den Stäben ($\phi = 0 - 10$ grad) relativ hohe Werte aufweist und praktisch unabhängig vom Wandabstand ist. Besonders in Richtung zum engen Spalt zwischen Stab- und Kanalwand ($\phi > 50$ grad bzw. $x < 50$ mm) steigt die azimutale Turbulenzintensität stark an. Im Spalt ($\phi = 90$ grad bzw. $x = 0$ mm) werden sehr hohe Werte von $\sqrt{w'^2}/u^* = 3.4$ erreicht (Maximalwert). Dieses Verhalten wird durch den Impulstransport zwischen den benachbarten Unterkanälen /5/ hervorgerufen. Deutlich wird dieses Ergebnis auch in der Höhenliniendarstellung (Abb. 16).

3.4.4 Kinetische Energie der Turbulenz $\overline{k'}$

Die gemessene kinetische Energie der Turbulenz

$$\overline{k'} = \frac{1}{2} \left[\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right] \quad (8)$$

fällt mit wachsendem Wandabstand nur in Gebieten großen Wandabstandes ($\phi = 20 - 40$ grad bzw. $x \geq 60$ mm) mehr oder weniger stark ab (Abb. 17 und 18). Die Werte in Wandnähe liegen etwas höher als beim Kreisrohr. Sehr hohe Werte ergeben sich für die kinetische Energie der Turbulenz im engen Spalt zwischen Stab und Kanalwand ($\phi \geq 50$ grad bzw. $x \leq 55$ mm). In diesen Bereichen ist die kinetische Energie der Turbulenz relativ unabhängig vom Wandabstand, wie

auch das Höhenlinienbild zeigt (Abb. 19). Diese Bereiche zeigen die größten Gradienten der zeitlich gemittelten Strömungsgeschwindigkeit in Umfangsrichtung ($\partial u/\partial \phi$) (s. Abb. 2 und 3). Der Abfall der kinetischen Energie der Turbulenz zur Linie der Maximalgeschwindigkeit ist überhaupt wesentlich schwächer als beim Kreisrohr und ist dort am stärksten ausgeprägt, wo der Kanalquerschnitt die größte Ausdehnung hat ($x \geq 60$ mm bzw. $\phi = 20 - 40$ grd). Insgesamt gesehen ist die kinetische Energie im wandfernen Bereich deutlich höher als beim Kreisrohr.

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. 20 und 21 dargestellt. In Wandnähe folgen die Werte recht gut einer linearen Schubspannungsverteilung, abgesehen vom Bereich $\phi = 55 - 80$ grad bzw. $x = 20 - 50$ mm. Die größten Abweichungen ergeben sich dort, wo die Koordinaten im wandfernen Bereich am stärksten von Orthogonalen zur Geschwindigkeitsverteilung abweichen. Die hohen Meßwerte für die radiale Schubspannung in diesem Gebiet müssen vermutlich auf dem Impulstransport zwischen den Unterkanälen zurückgeführt werden. Für $\phi = 5 - 15$ grad sind die gemessenen radialen Schubspannungen, bezogen auf die lokale Wandschubspannungsgeschwindigkeit, sehr niedrig. Durch den Impulstransport vom benachbarten weiten Wandkanal sind die Wandschubspannungen hier stark angehoben, so daß die Skalierung auf diesen Wert fraglich ist. Insgesamt liegen die gemessenen radialen Schubspannungen an der Kanalwand (x/y) sehr hoch.

3.5.2 Azimutale Schubspannung - $\overline{u'w'}$

Die gemessene Schubspannung zeigt in Wandnähe Werte, die gegen Null gehen. Im wandfernen Bereich steigt die azimutale Schubspannung mehr oder weniger stark an (Abb. 22 und 23). Es ergibt sich in vernünftiger Weise, daß das Vorzeichen der azimutalen Schubspannung praktisch nicht wechselt, denn der Gradient der mittleren axialen Geschwindigkeit in Umfangsrichtung geht nur für $\phi \approx 30$ grd bzw. $x = 79.8$ mm gegen Null. Die Gradienten der mittleren axialen Strömungsgeschwindigkeit in Umfangsrichtung sind klein für $\phi = 80 - 90$ grd und $x \leq 10$ mm. Trotzdem ist die azimutale Schubspannung im Bereich $\phi \geq 80$ grd bzw. $x \leq 10$ mm relativ groß. Dies ist auf den zyklischen zeitlich periodischen Impulstransport zwischen den Unterkanälen zurückzuführen, der in engen Spalten auftritt /5/. Für $x = 75 - 79.8$ mm ist der Gradient der mittleren Strömungsgeschwindigkeit in Umfangsrichtung ebenfalls klein (Symmetrielinie). Hier geht die azimutale Schubspannung gegen Null.

Die größten Gradienten der mittleren Strömungsgeschwindigkeit in Umfangsrichtung treten auf für $\phi = 50 - 85$ grd bzw. $x = 20 - 55$ mm. Hier ergeben sich ebenfalls hohe azimutale Schubspannungen, die Maximalwerte für $\phi = 75$ grd und $x = 20$ mm erreichen.

Im Gebiet zwischen den Stäben $\phi = 5 - 30$ grd sind die Gradienten der mittleren Strömungsgeschwindigkeit in Umfangsrichtung ebenfalls sehr klein, und sie ändern sich kaum. Hier ist die azimutale Schubspannung jedoch relativ hoch, verursacht durch den starken Impulstransport aus dem benachbarten Wandkanal mit $W/D = 1.252$.

Die Höhenliniendarstellung der azimutalen Schubspannung (Abb. 24) verdeutlicht die Meßwerte. Es ergeben sich die Maximalwerte der azimutalen Schubspannung in den Gebieten des maximalen Gradienten der Strömungsgeschwindigkeit in Umfangsrichtung. Die Meßwerte im

wandfernen Bereich scheinen allerdings etwas 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.

3.5.3 Korrelationskoeffizient R_{uv}

Die gemessenen Korrelationskoeffizienten der Schubspannung in Richtung senkrecht zur Wand (Abb. 25 und 26)

$$R_{uv} = \frac{-\overline{u'v'}}{\sqrt{\overline{u'^2}} \cdot \sqrt{\overline{v'^2}}} \quad (9)$$

zeigen für große Gebiete einen ähnlichen Verlauf wie bei Kreisrohren. Über einem großen Bereich des Strömungsquerschnitts liegt dieser Korrelationskoeffizient bei etwa 0.4. 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 $\phi = 5 - 15$ grd sind die Korrelationskoeffizienten relativ niedrig. Hohe Korrelationskoeffizienten ergeben sich für $x = 15 - 30$ mm, sie könnten durch den zyklischen Impulstransport bedingt sein. Meßfehler sind allerdings nicht auszuschließen.

3.5.4 Korrelationskoeffizient R_{uw}

Die ermittelten Korrelationskoeffizienten der Schubspannung parallel zu den Wänden (Abb. 27 und 28)

$$R_{uw} = \frac{-\overline{u'w'}}{\sqrt{\overline{u'^2}} \cdot \sqrt{\overline{w'^2}}} \quad (10)$$

steigen im wandfernen Bereich 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. Korrelationskoeffizienten größer als 1, die physikalisch nicht sinnvoll sind, ergeben sich für den wandfernen Bereich im engen Spalt ($\phi = 50 - 85$ grd und $x = 50$ mm), wie das Höhenlinienbild deutlich zeigt (Abb. 29).

3.6 Differenz der Turbulenzintensitäten parallel und normal zur Wand

Die Differenz zwischen den Turbulenzintensitäten parallel und normal zur Wand wird als Maß für die die Sekundärströmungen treibende Kraft angesehen. Sie ist in Abb. 30 in Form von Höhenlinien dargestellt. Dabei sind die Werte auf die Wandschubspannung bei $\phi = 0$ grd bezogen. Die Werte fallen von den engsten Kanalpunkten ausgehend (in den Spalten zwischen den Stäben bzw. zwischen Stab- und Kanalwand) stetig in Richtung auf das Gebiet größten Wandabstandes ($\phi \approx 35$ grd bzw. $x = 79.8$ mm) ab. Außerdem fallen die Werte normalerweise mit steigendem Wandabstand. In den engen Spalten kehrt sich diese Tendenz jedoch um, vermutlich durch den Impulstransport zwischen benachbarten Kanälen, der sich im wandfernen Bereich stärker auswirkt.

3.7 Wirbelviskositäten

Aus den Daten für die turbulenten Schubspannungen und aus der Verteilung des zeitlichen Mittelwerts der Strömungsgeschwindigkeit in Richtung senkrecht (ϵ_r bzw. ϵ_y) und parallel (ϵ_ϕ und ϵ_x) zur Wand gemäß den Definitionsgleichungen ermittelt. Dazu wurde das Rechenprogramm EPSI /12/ 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. Dabei werden Geschwindigkeits- und Schubspannungsverteilungen verwendet, wie sie gemessen wurden, es wird also keinerlei Glättung der Meßdaten vorgenommen.

3.7.1 Wirbelviskosität senkrecht zur Wand ϵ_r

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

$$\epsilon_r^+ = \frac{\epsilon_r}{Lu^*} = \frac{-\rho \overline{u'v'}/\tau_w}{\frac{\partial (u/u_{REF})}{\partial (r/L)}} \frac{u^*}{u_{REF}} \quad (11)$$

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. 31 und 32 dargestellt. Zum Vergleich wurde der Verlauf der Wirbelviskosität im Kreisrohr nach Reichardt /13/ 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 z. T. kleinen Geschwindigkeitsgradienten bewirkt. In Wandnähe stimmen die ermittelten Wirbelviskositäten senkrecht zur Wand recht gut mit den Kreisrohrwerten überein. Die neuen Daten stimmen mit Ergebnissen in Unterkämen anderer Geometrie /4/ sowohl qualitativ als auch quantitativ gut überein. Auch die Höhenliniendarstellung (Abb. 33) zeigt eine relativ gleichmäßige Verteilung der Wirbelviskositäten senkrecht zur Wand.

3.7.2 Wirbelviskosität parallel zur Wand ϵ_ϕ

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

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

Wie bei den früheren Messungen /4/ unterscheiden sich die Ergebnisse für die Wirbelviskosität parallel zur Wand ganz erheblich von denen senkrecht zur Wand. Die ermittelten Werte sind in Abb. 34 und 35 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 nahe den engsten Querschnitten ($\phi = 0 - 10$). In den Spalten selbst ($\phi = 0 - 90$ 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.

Betrachtet man den Verlauf der Wirbelviskosität parallel zur Wand im Strömungsbereich um den Stab, so erkennt man, daß die Wirbelviskositäten zunächst vom Höchstwert $\epsilon_{\phi}^{+} \approx 3$, hervorgerufen durch den zyklischen Impulstransport, stark abfallen (etwa um den Faktor 5) bis $\phi = 30$ grad. Im Bereich $\phi = 30 - 45$ grad verschwindet der Geschwindigkeitsgradient in Umfangsrichtung. Hier ist die Wirbelviskosität nicht definiert.

Anschließend steigen die Wirbelviskositäten wieder an zu einem Höchstwert nahe dem Spalt zwischen Stab und Wand. ($\epsilon_{\phi}^{+} \approx 1.5$ für $\phi = 85$ grad. Für den Strömungsbereich nahe der Kanalwand ist das ermittelte Ergebnis uneinheitlich.

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 wurde.

Abb. 35 zeigt eine Höhenliniendarstellung der Meßwerte. Die Meßwerte ergeben ein recht einheitliches Bild, abgesehen von den Gebieten, wo der Gradient der Geschwindigkeit in Umfangsrichtung gegen Null geht. Dies ist besonders auffällig um $\phi = 35$ grad.

4. Vergleich der Meßergebnisse mit Berechnungen mit VELASCO

Mit dem Rechenprogramm VELASCO /1/ wurden die Geschwindigkeits- und Wandschubspannungsverteilungen im untersuchten Wandkanal ($P/D = 1.148$, $W/D = 1.045$) berechnet. In Abb. 37 sind die berechneten Wandschubspannungsverteilungen am Stab zusammen mit den Meßwerten dargestellt. Dabei wurden die Werte auf die mittlere Wandschubspannung bezogen.

Die Ergebnisse mit der Standard-Version von VELASCO ($\epsilon_{\phi}^{+} = 0.154$, $C_{sec} = -0.573$) zeigen eine deutlich stärkere Variation der Wandschubspannung am Umfang des Stabes (durchgezogene Linie) als die Meßwerte. Dieses Ergebnis wurde auch bei früheren Vergleichen für kleinere Stababstandsverhältnisse beobachtet /4/. Insbesondere im engen Spalt zwischen Stab und Kanalwand sind die berechneten Wandschubspannungen an der Kanalwand (x/y) bei $x = 0$ mm 33 % niedriger und an der Stabwand (r/ϕ) bei $\phi = 90$ grd 42 % niedriger als die jeweiligen Meßwerte.

An der Stabwand zwischen den Stäben ($\phi \leq 20$ grd) werden die Wandschubspannungen durch den Impulstransport aus dem benachbarten Wandkanal ($W/D = 1.252$) deutlich angehoben. VELASCO unterschätzt den Impulstransport. Eine Anhebung der Wandschubspannung ist in der Rechnung nur für $\phi \leq 5$ grd zu erkennen. Die Abweichung zwischen Messung und Rechnung beträgt hier ca. 29 %, während bei $\phi = 45$ grd die Rechnungen eine Überschätzung der Wandschubspannung von etwa 12 % ergeben. Da sich die berechnete Geschwindigkeitsverteilung entsprechend den berechneten Wandschubspannungen ergibt, ist deutlich, daß VELASCO zur Ermittlung von Geschwindigkeits- und Wandschubspannungsverteilungen für Geometrien wie die vorliegende ungeeignet ist.

5. Schlußfolgerungen

Die Meßergebnisse mit einem asymmetrischen Stabbündel aus vier parallelen Stäben im Rechteckkanal zeigen, daß für den Fall eines Wandabstandsverhältnisses ($W/D = 1.045$) kleiner als das Stababstandsverhältnis ($P/D = 1.148$) der Impulsaustausch hochgradig anisotrop ist. Das gilt besonders für den engen Spalt zwischen den Stäben, aber auch für den Spalt zwischen Stab und Wand. Die zeitlichen Mittelwerte der Strömungsgeschwindigkeit lassen keine Einflüsse von Sekundärströmungen erkennen.

Die Vergleichsrechnungen mit VELASCO zeigen starke Abweichungen in der Wandschubspannungsverteilung im engen Spalt zwischen Stab und Kanalwand (bis 42 %).

Der Autor dankt den Herren E. Mensinger und G. Wörner für ihre Mitarbeit bei 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 ² s ⁻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
\bar{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 ² s ⁻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_{wm}	Nm ⁻²	mittlere Wandschubspannung

Indizes

r	radial
ϕ	in Umfangsrichtung

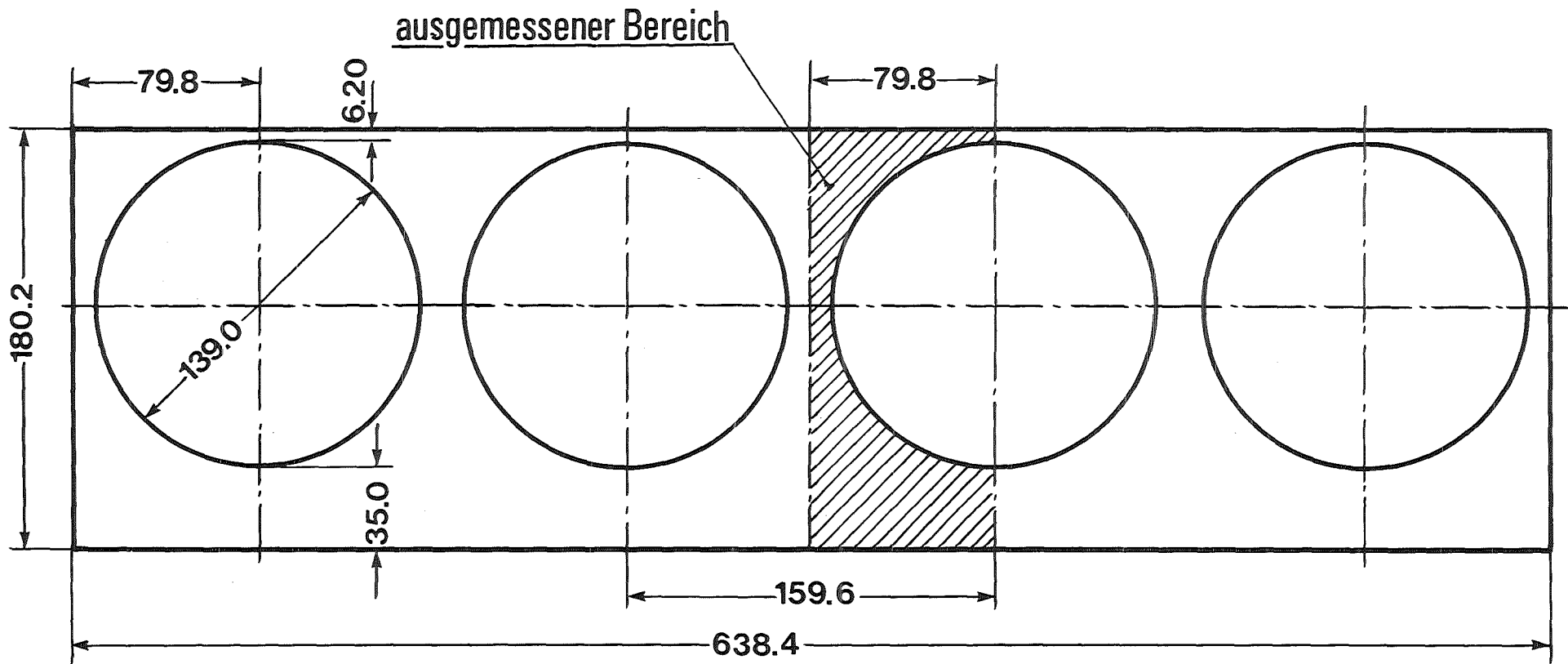
Literatur

- /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:
Turbulent momentum transport in rod bundles
Nucl. Engng. Design 62, (1 - 3), 137 - 146 (1980)
- /4/ K. Rehme
Experimental investigations of turbulent flow in gaps of
rod bundles
IHAR 2nd International Specialists Meeting on thermal-hydrau-
lics in LMFBR rod bundles, Rome (1982)
- /5/ J. D. Hooper, K. Rehme
The structure of single-phase turbulent flows through closely
spaced rod arrays
Report KfK 3467, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1983)
- /6/ K. Rehme
Turbulente Strömung in einem Wandkanal eines Stabbündels
KfK-Bericht 2617 (1978)
- /7/ K. Maubach:
Reibungsgesetze turbulenter Strömungen
Chemie-Ing.-Technik 42 (15), 995 - 1004 (1970)

- /8/ K. Rehme
Simple method of predicting friction factors of turbulent
flow in noncircular channels
Int. J. Heat Mass Transfer 16, 993 - 950 (1973)
- /9/ K. Rehme
Laminarströmung in Stabbündeln
Chemie-Ing.-Technik 43, (17), 962 - 966 (1971)
- /10/ J. Nikuradse
Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Strömung in glatten
Rohren
VDI Forsch. Heft No. 356 (1932)
- /11/ 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)
- /12/ Ch. Hausmann und M. Mangelmann
persönliche Mitteilung (1972)
- /13/ 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.	37	Versuch Nr.	38
W/D	1.045	W/D	1.045
τ_{wav} (Nm ⁻²)	1.039	τ_{wav} (Nm ⁻²)	1.039
ϕ (grd)		x (mm)	
0	1.4085	0	0.7362
5	1.3482	5	0.7399
10	1.2850	10	0.7487
15	1.2234	15	0.7703
20	1.1723	20	0.7858
25	1.1314	25	0.8024
30	1.1260	30	0.8451
35	1.1260	35	0.8749
40	1.1280	40	0.9103
45	1.1115	45	0.9541
50	1.0751	50	0.9879
55	1.0222	55	1.0293
60	0.9517	60	1.0613
65	0.8962	65	1.0994
70	0.8531	70	1.1124
75	0.8346	75	1.1280
80	0.8128	79.8	1.1284
85	0.8000		
90	0.7841		



$P/D = 1.148$

$W/D = 1.045$ (eng)

$W/D = 1.252$ (weit)

Abb. 1 Kanalquerschnitt

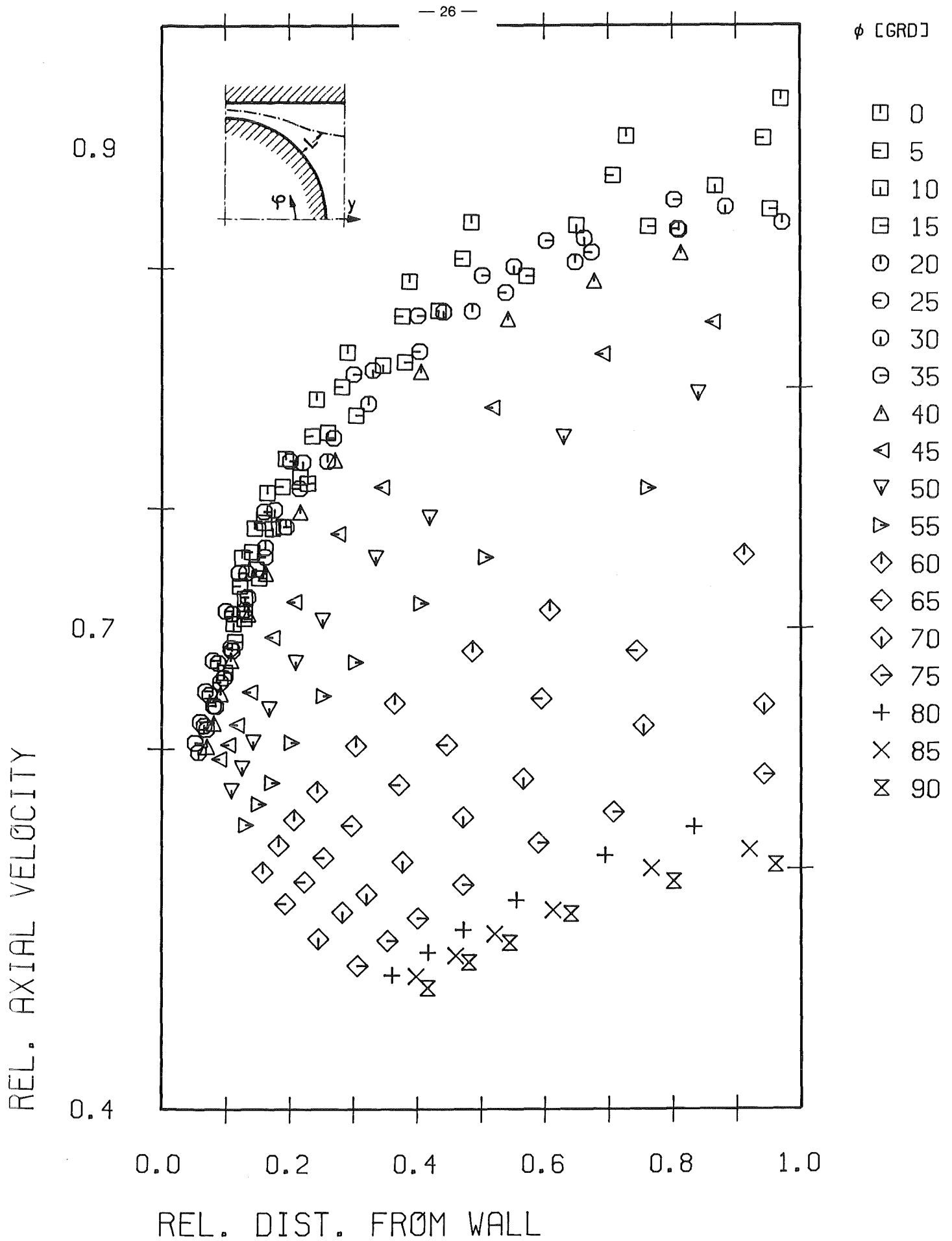


Abb. 2 Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit (r/ϕ)

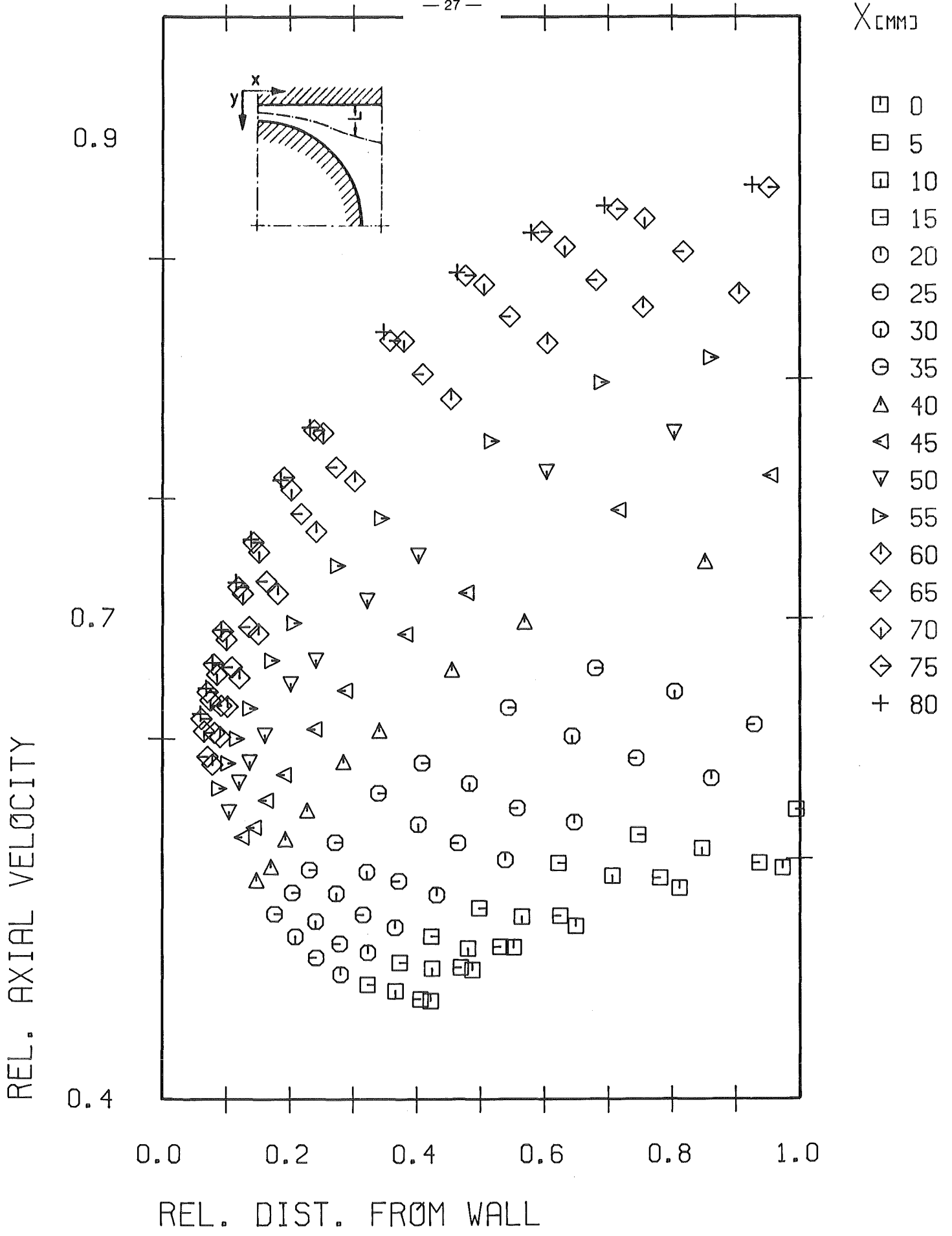


Abb. 3 Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit (x/y)

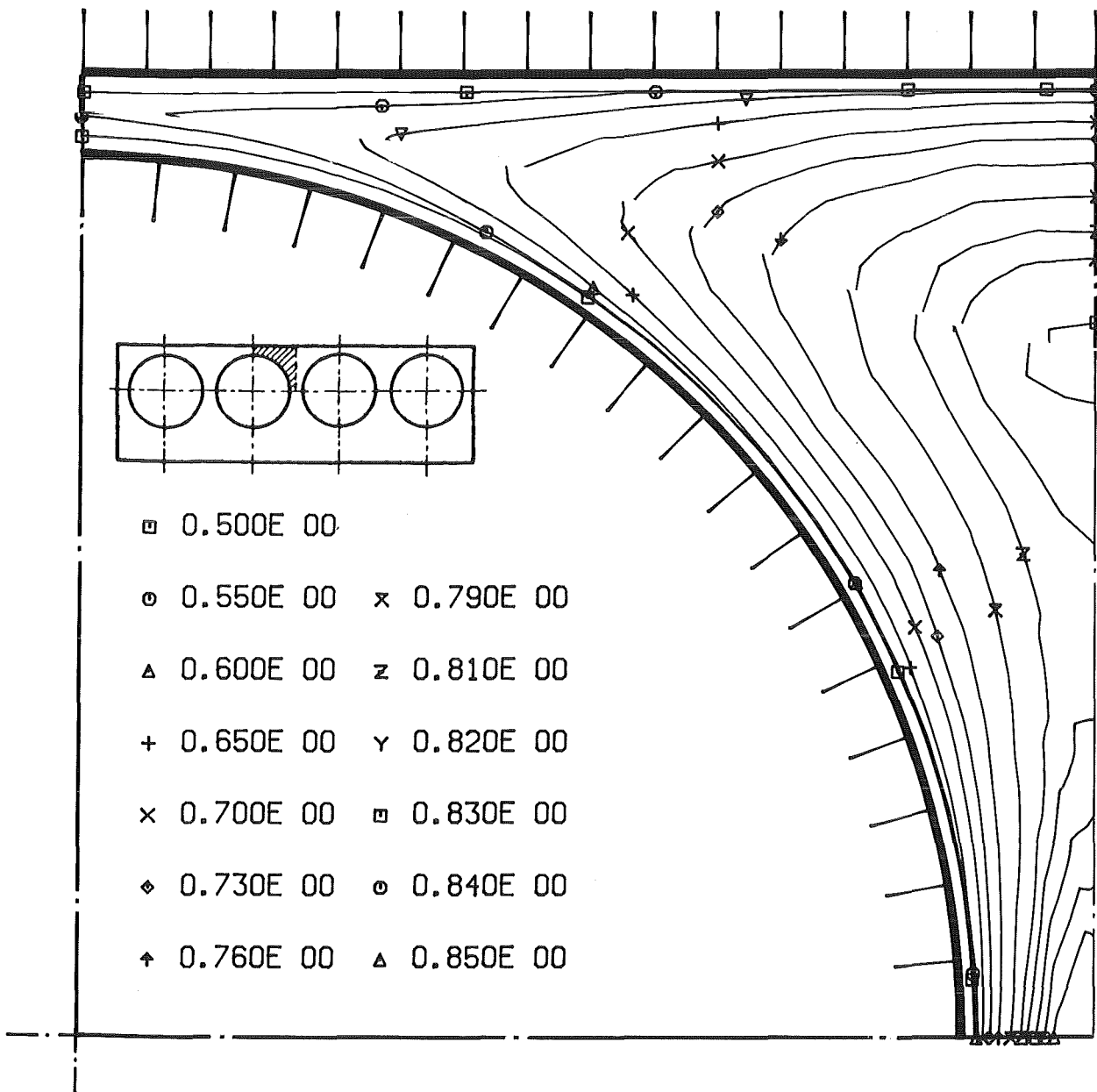


Abb. 4 Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit
(Höhenlinien)

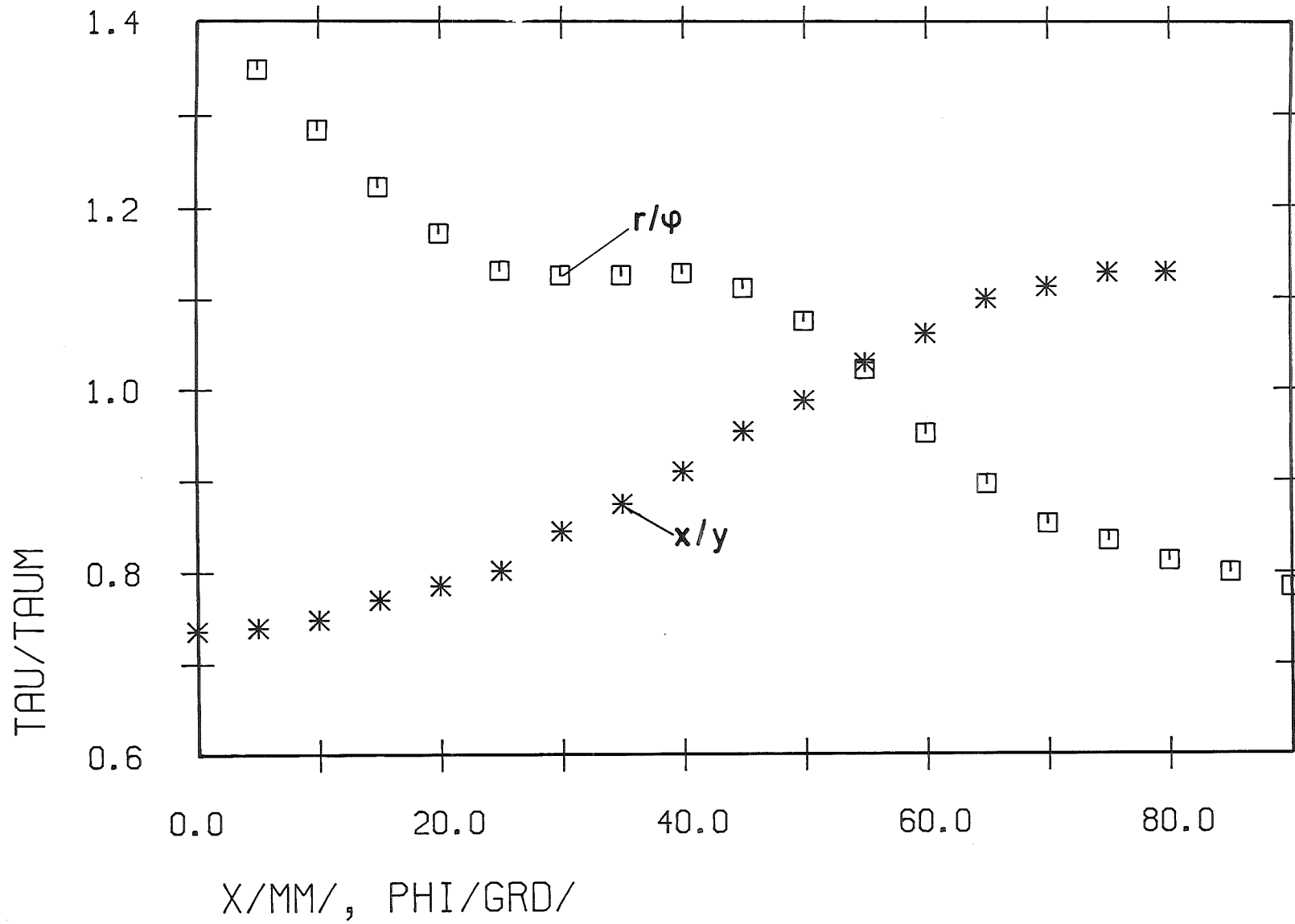


Abb. 5 Wandschubspannungsverteilung

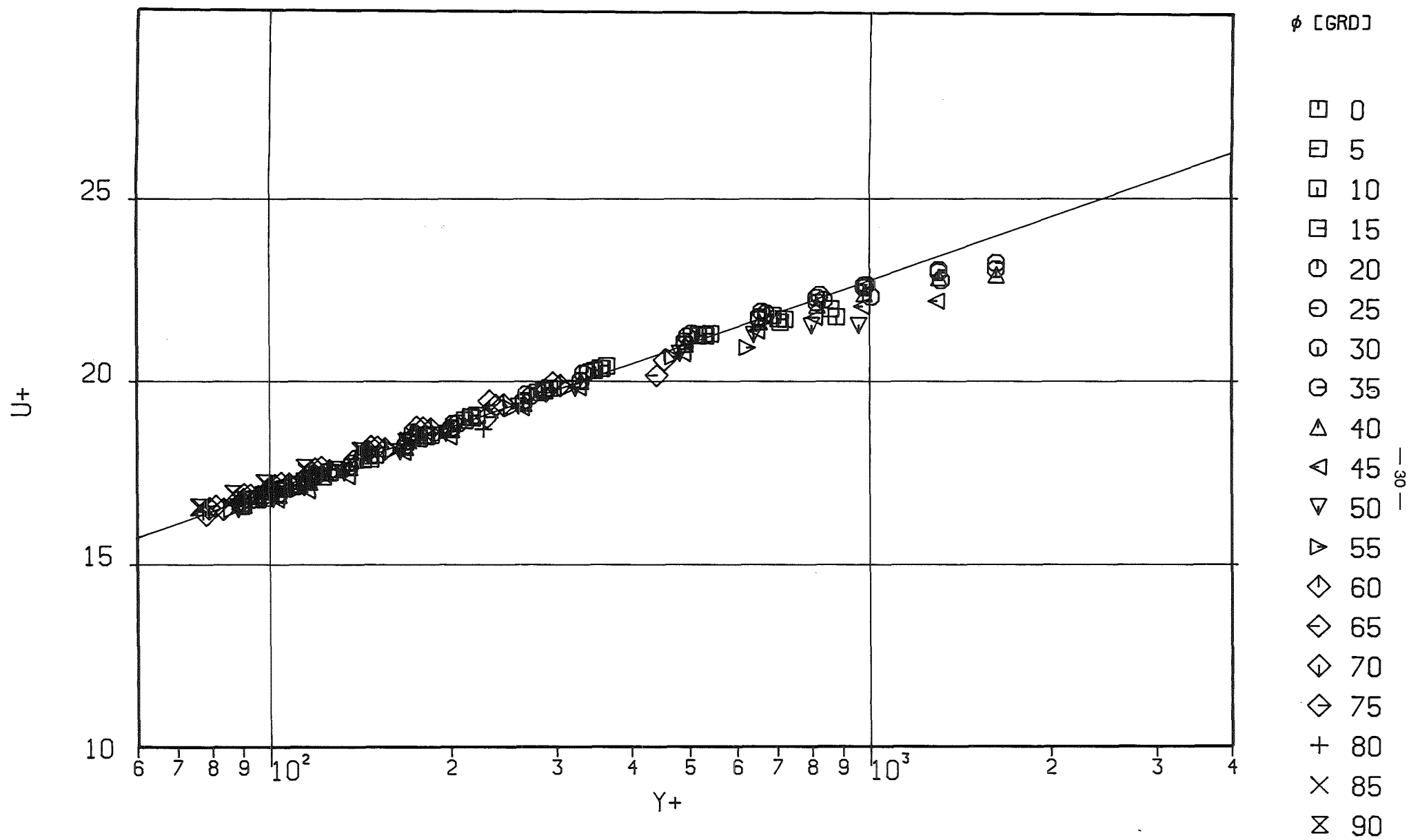


Abb. 6 Dimensionsloses Geschwindigkeitsprofil (r/ϕ)

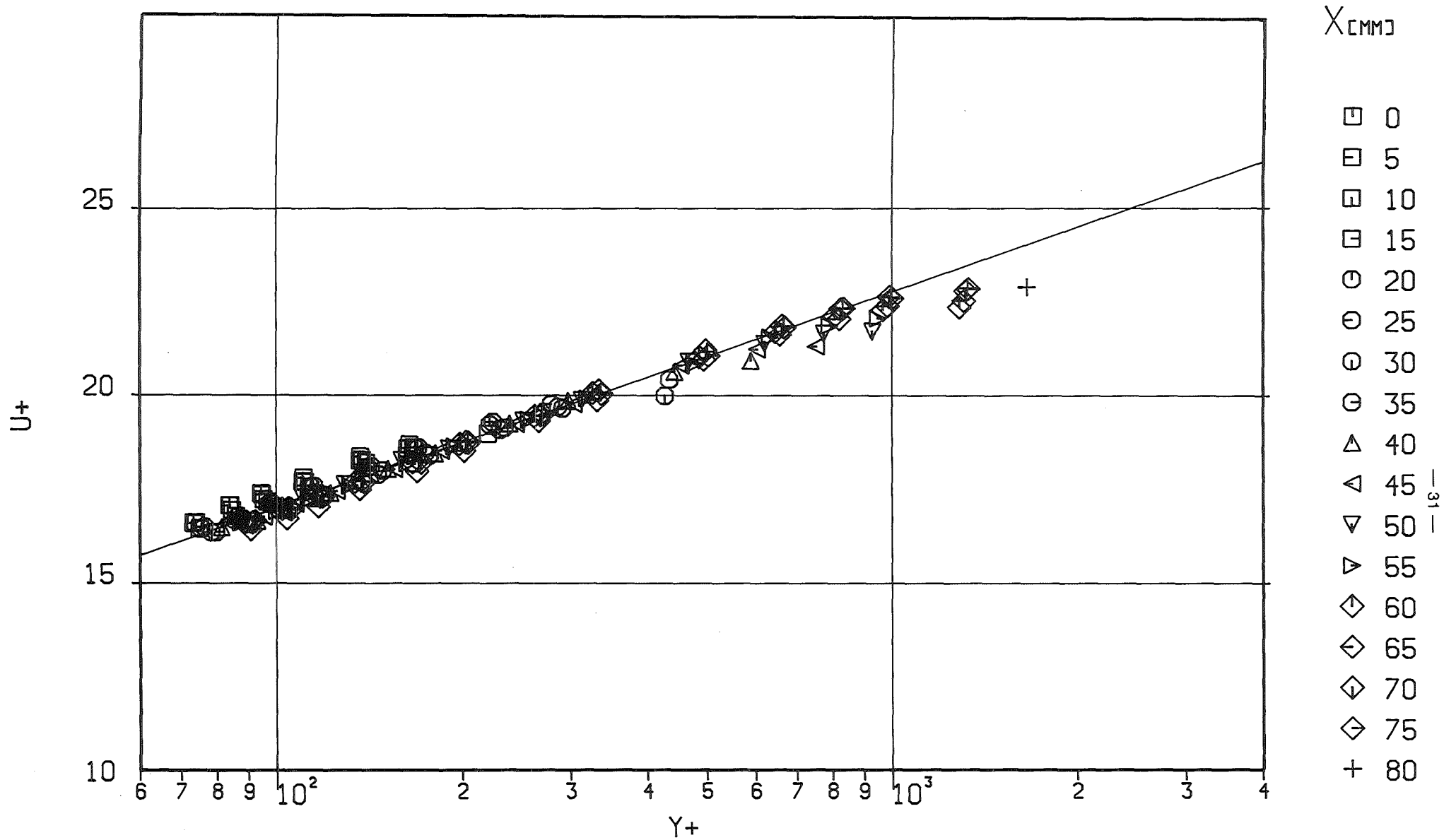


Abb. 7 Dimensionsloses Geschwindigkeitsprofil (x/y)

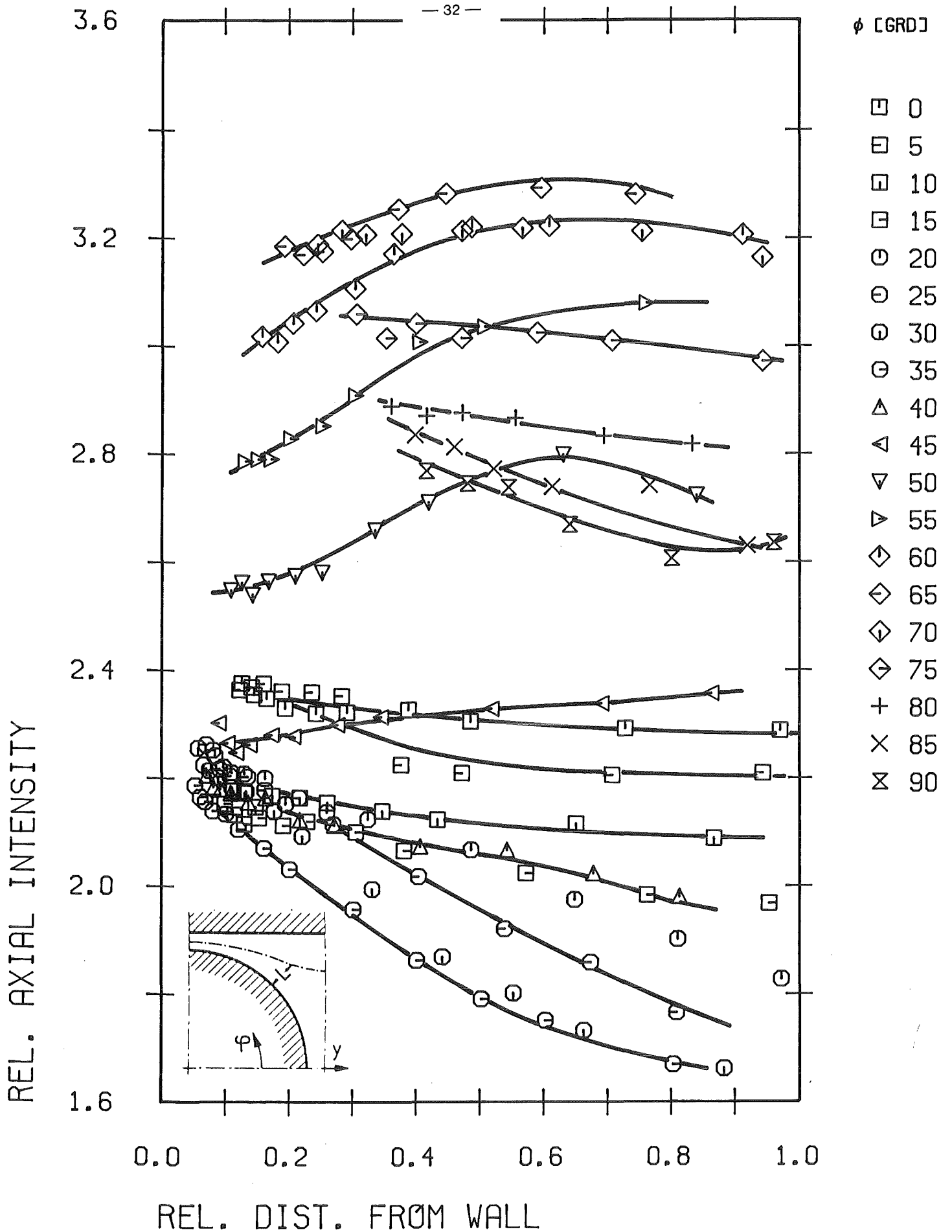


Abb. 8 Axiale Turbulenzintensität (r/ϕ)

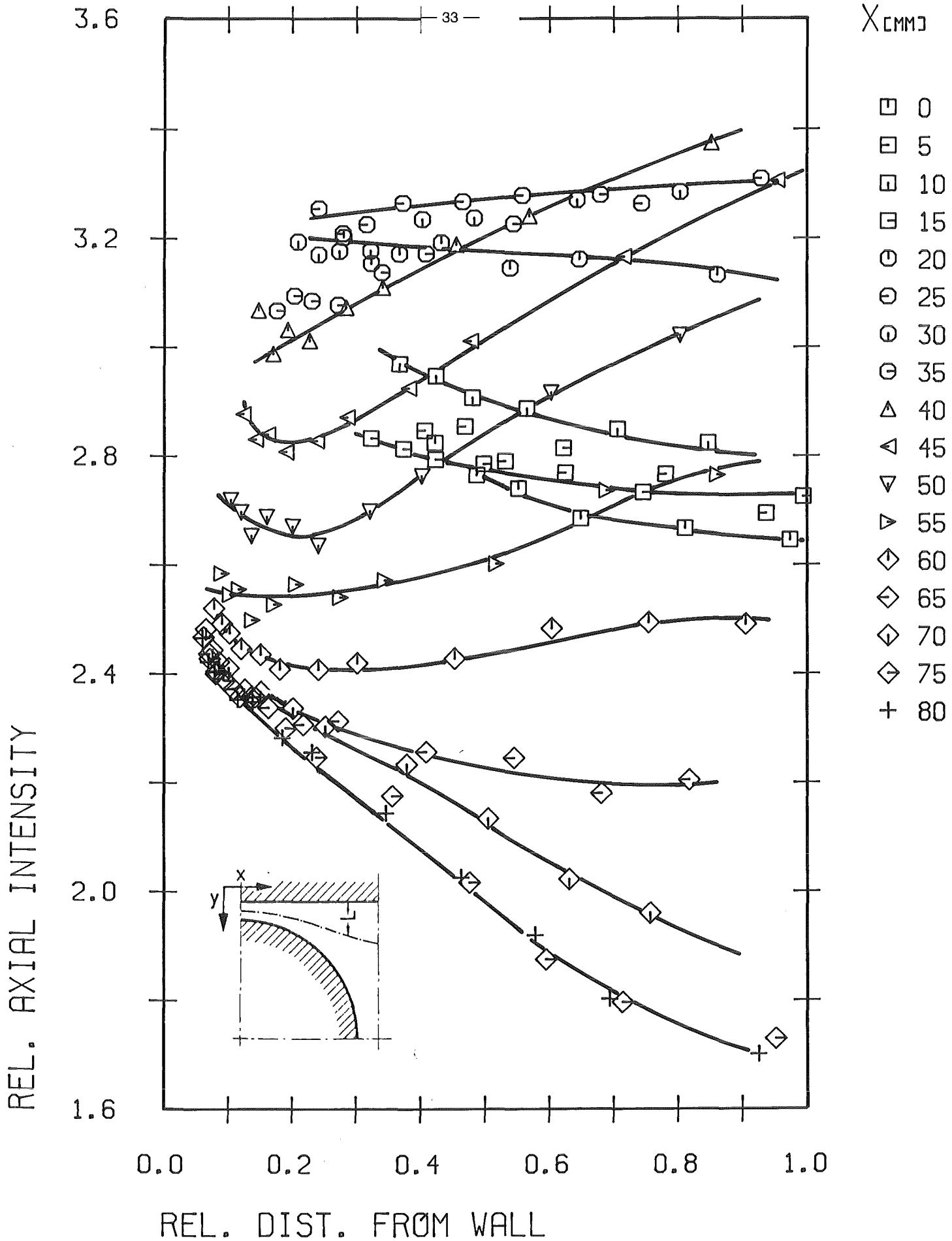


Abb. 9 Axiale Turbulenzintensität (x/y)

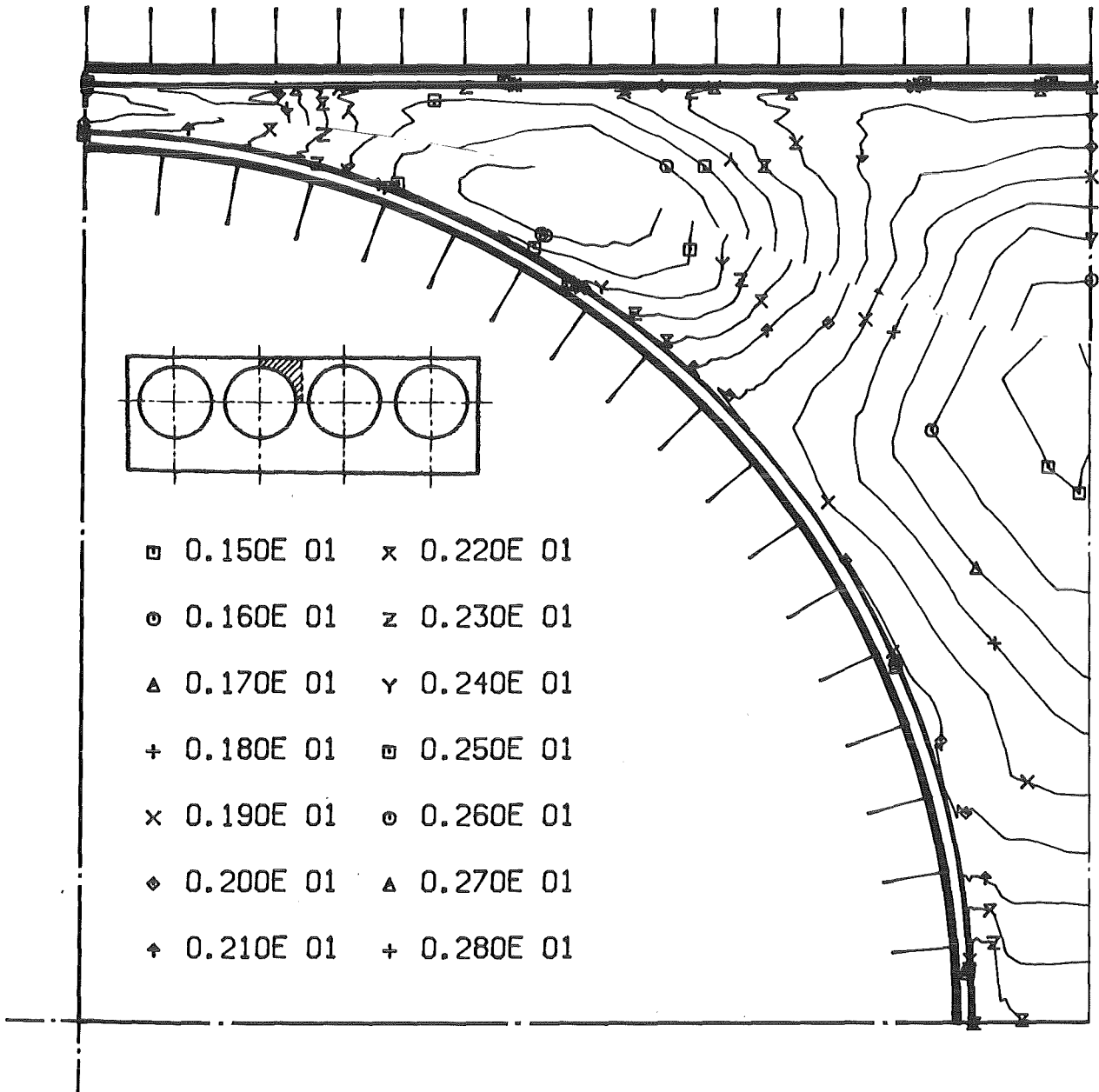


Abb. 10 Axiale Turbulenzintensität (Höhenlinien)

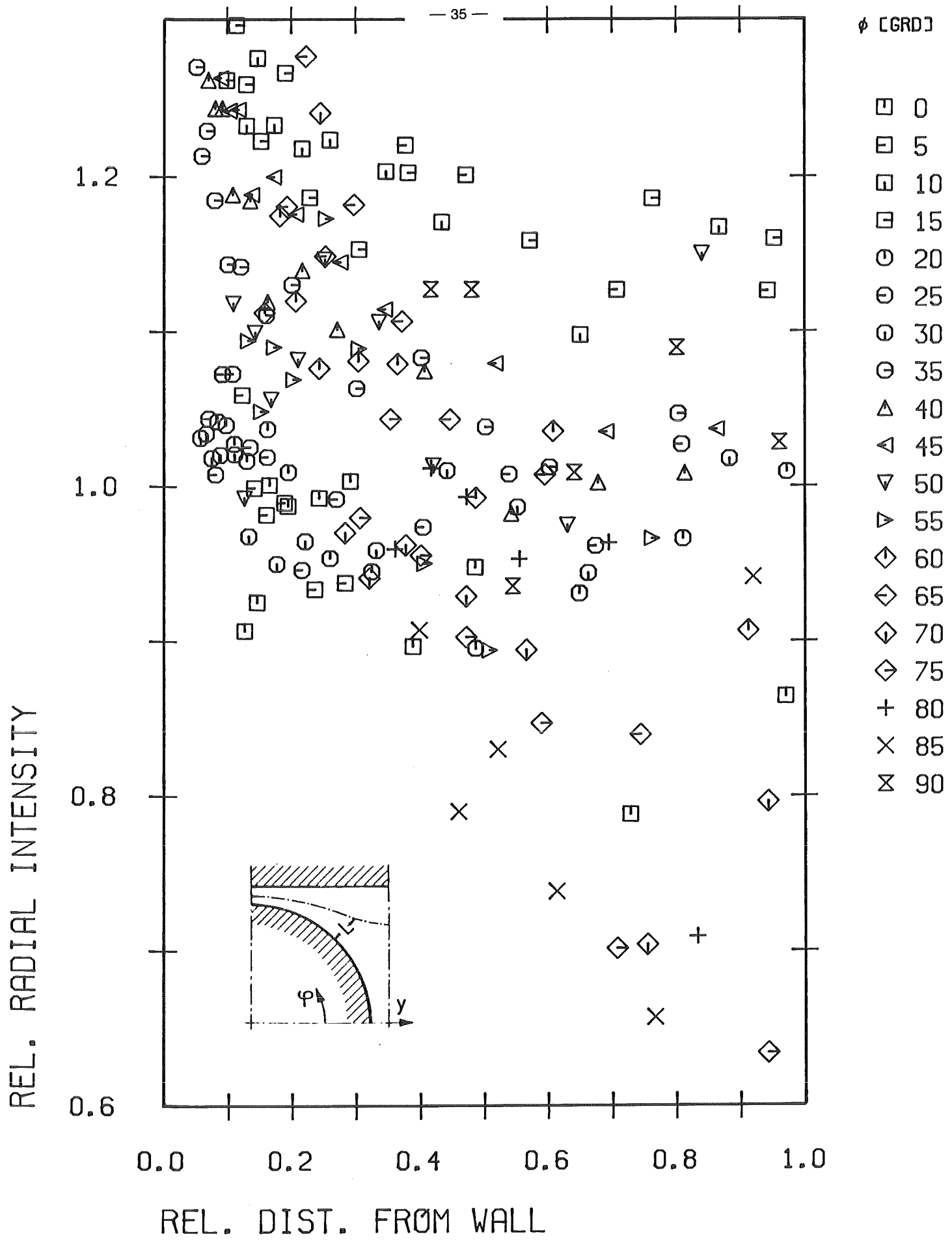


Abb.11 Radiale Turbulenzintensität (r/ϕ)

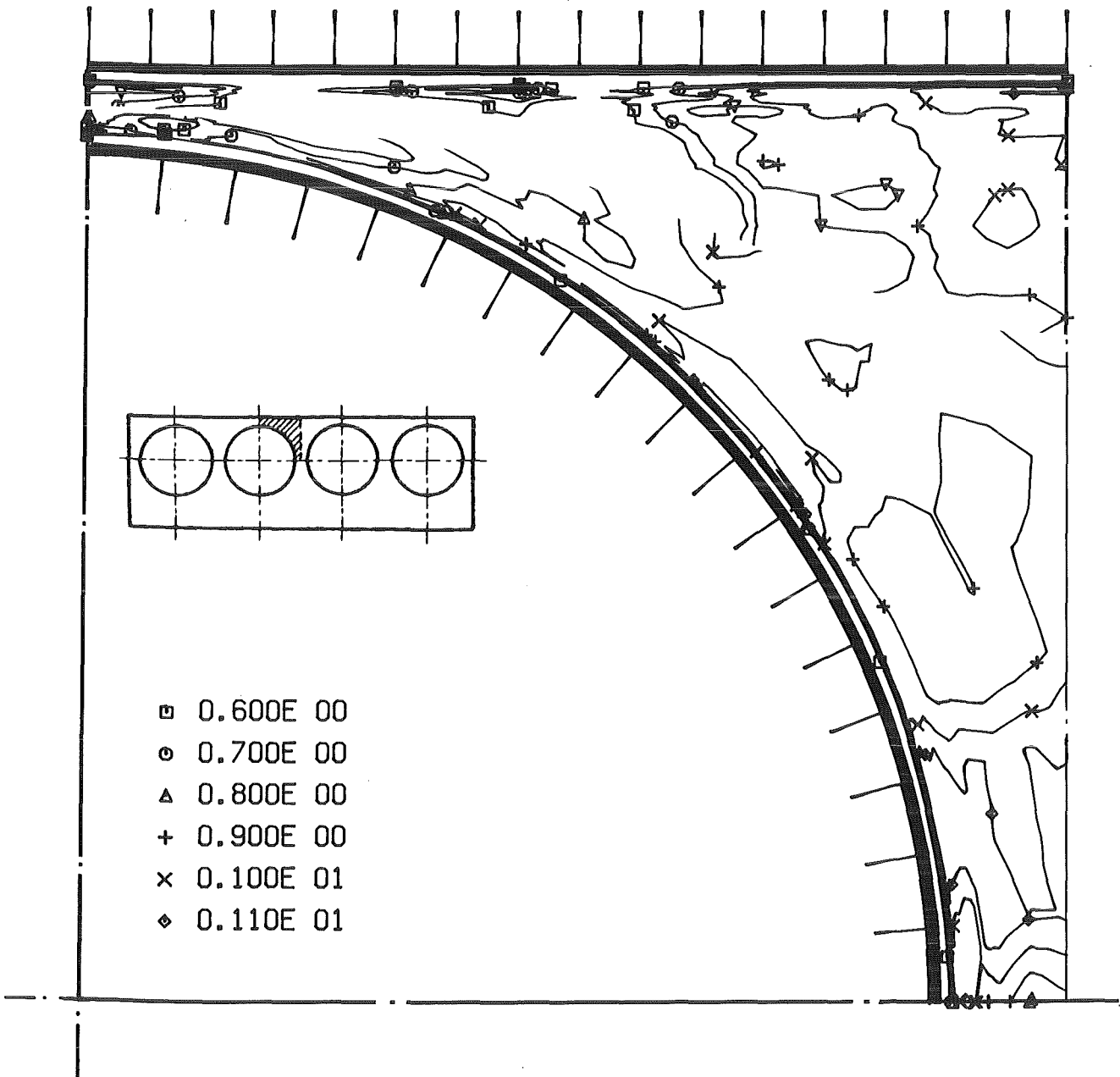


Abb. 13 Radiale Turbulenzintensität (Höhenlinien)

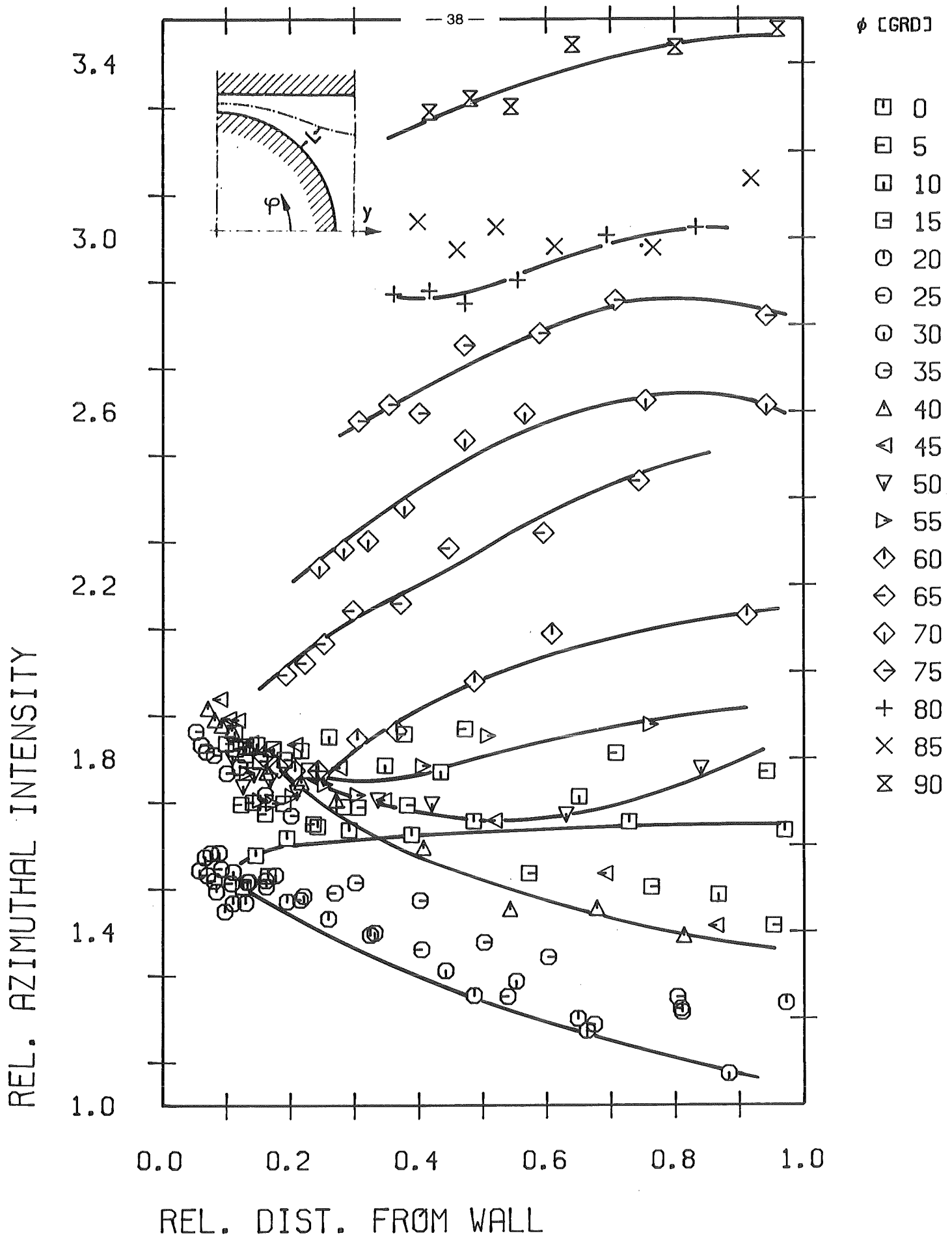
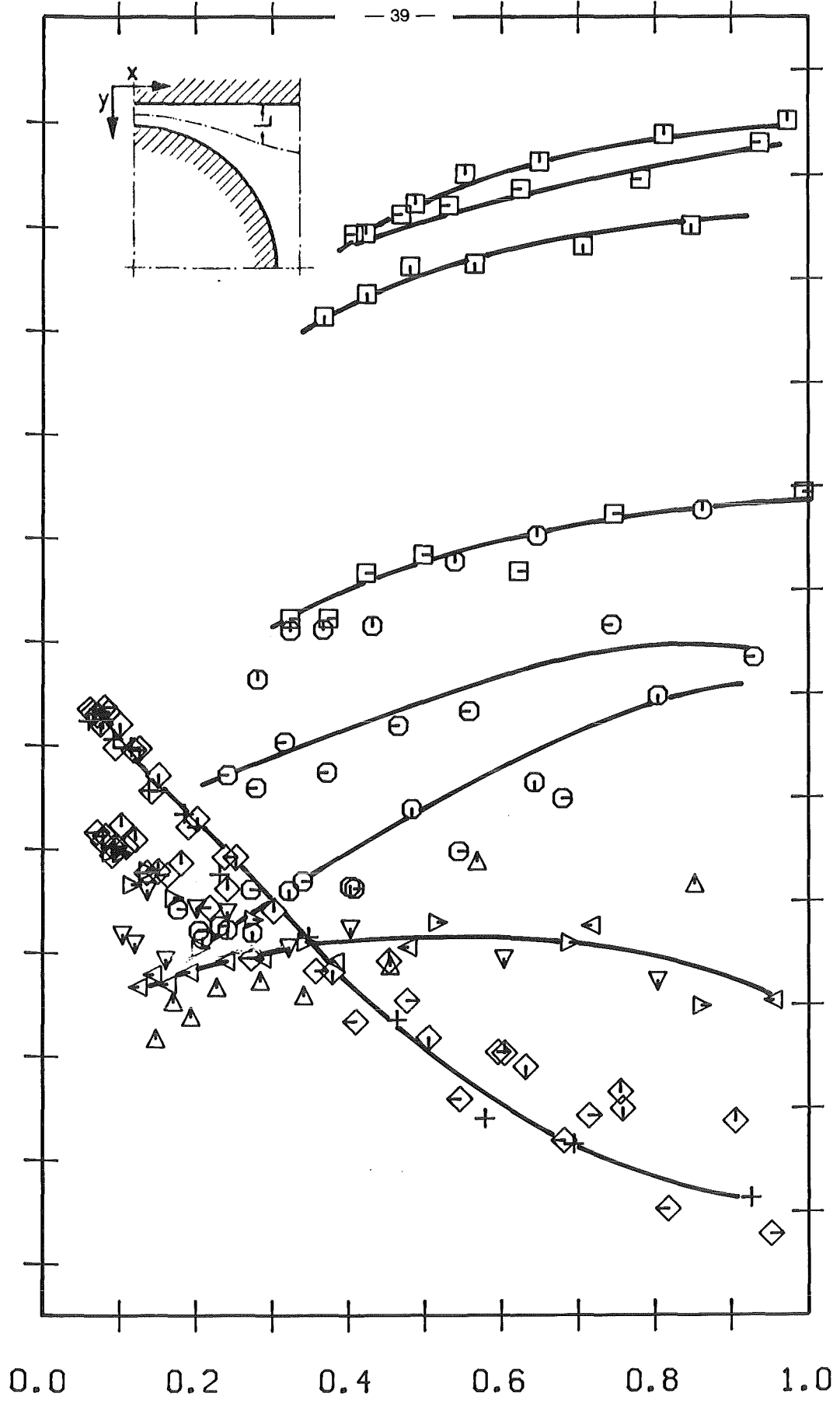


Abb. 14 Azimutale Turbulenzintensität (r/ϕ)

X [MM]

REL. AZIMUTHAL INTENSITY

3.4
3.0
2.6
2.2
1.8
1.4
1.0



- 0
- 5
- 10
- 15
- 20
- 25
- 30
- 35
- △ 40
- △ 45
- ▽ 50
- ▽ 55
- ◇ 60
- ◇ 65
- ◇ 70
- ◇ 75
- + 80

REL. DIST. FROM WALL

Abb. 15 Azimutale Turbulenzintensität (x/y)

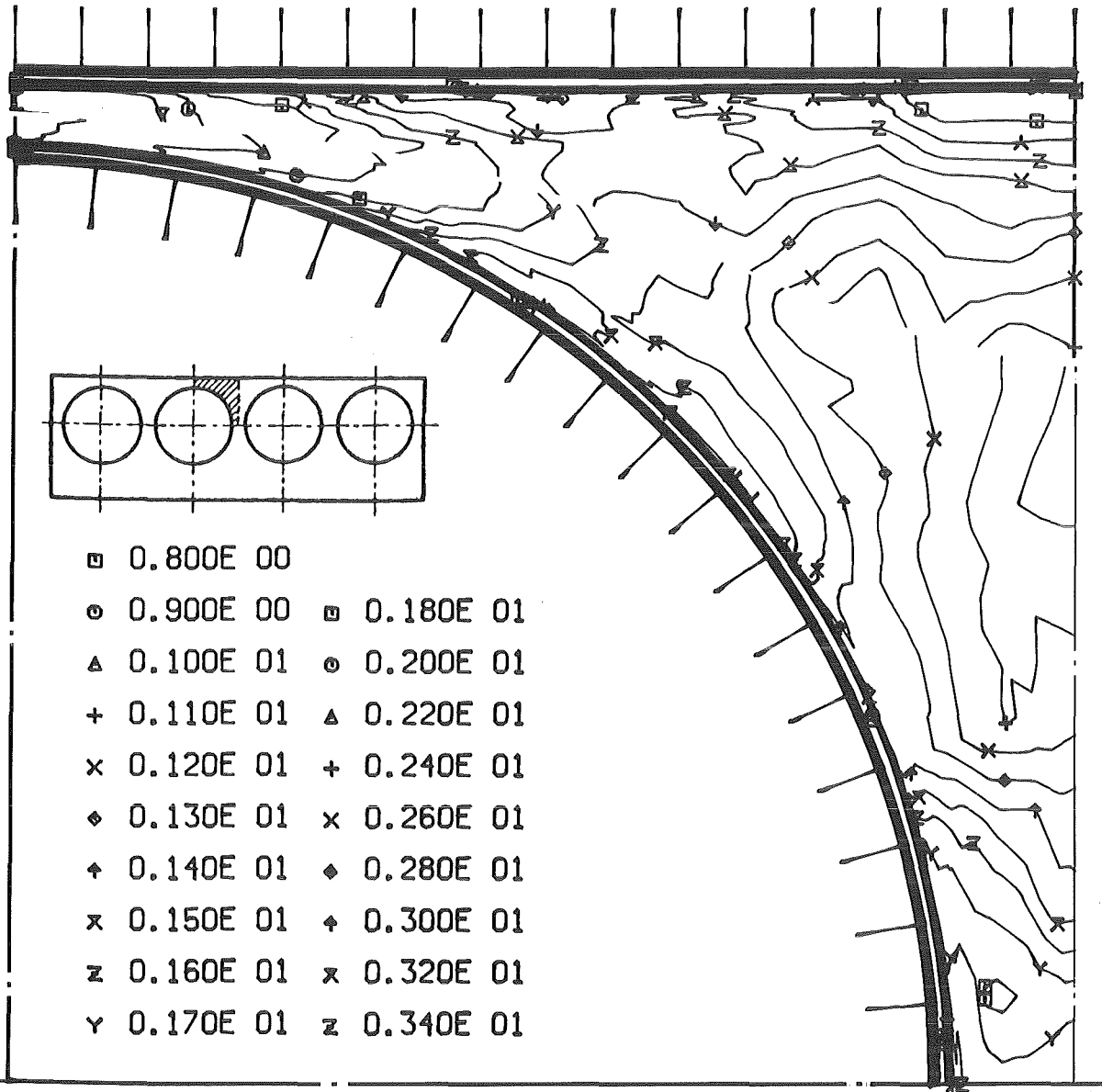


Abb. 16 Azimutale Turbulenzintensität (Höhenlinien)

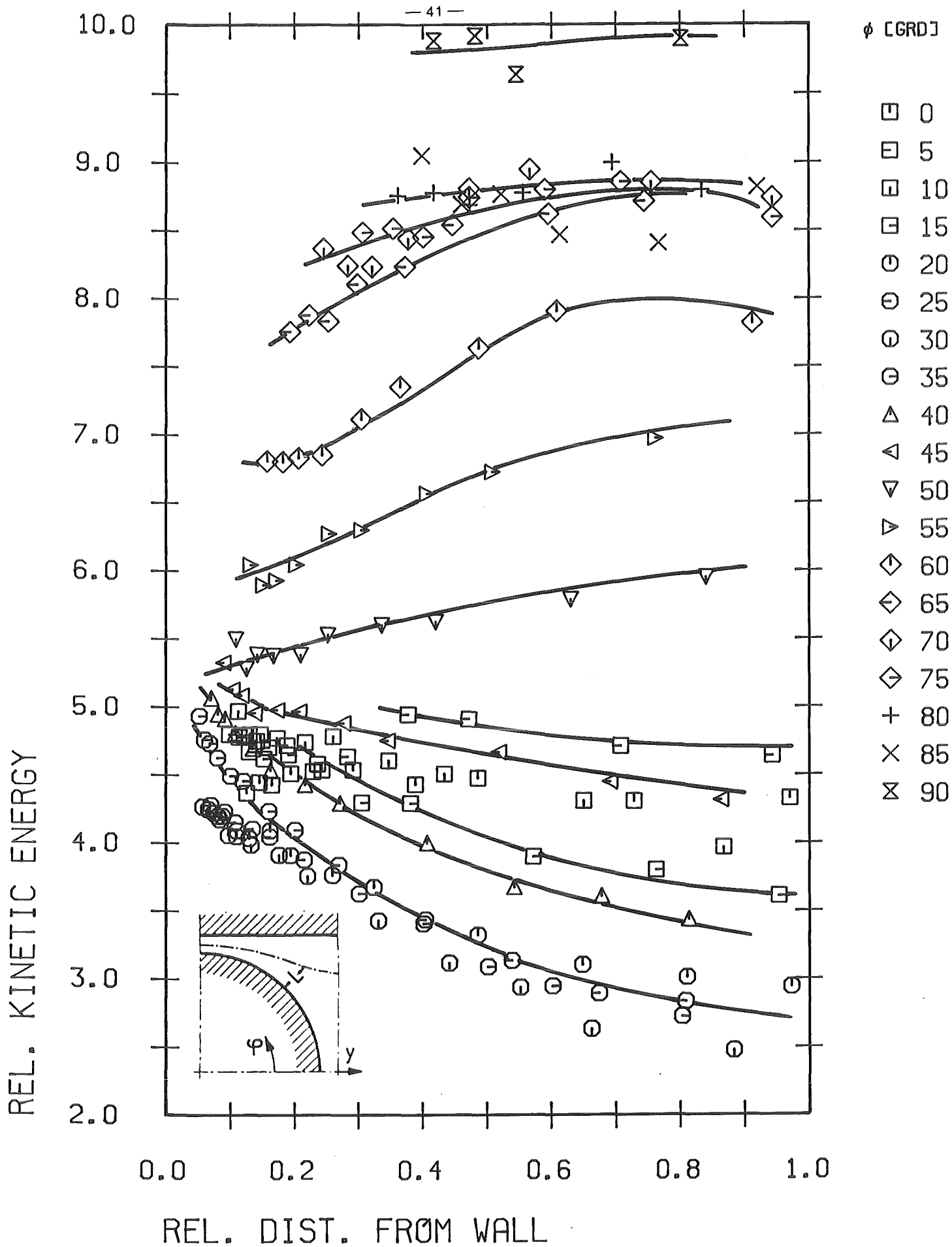
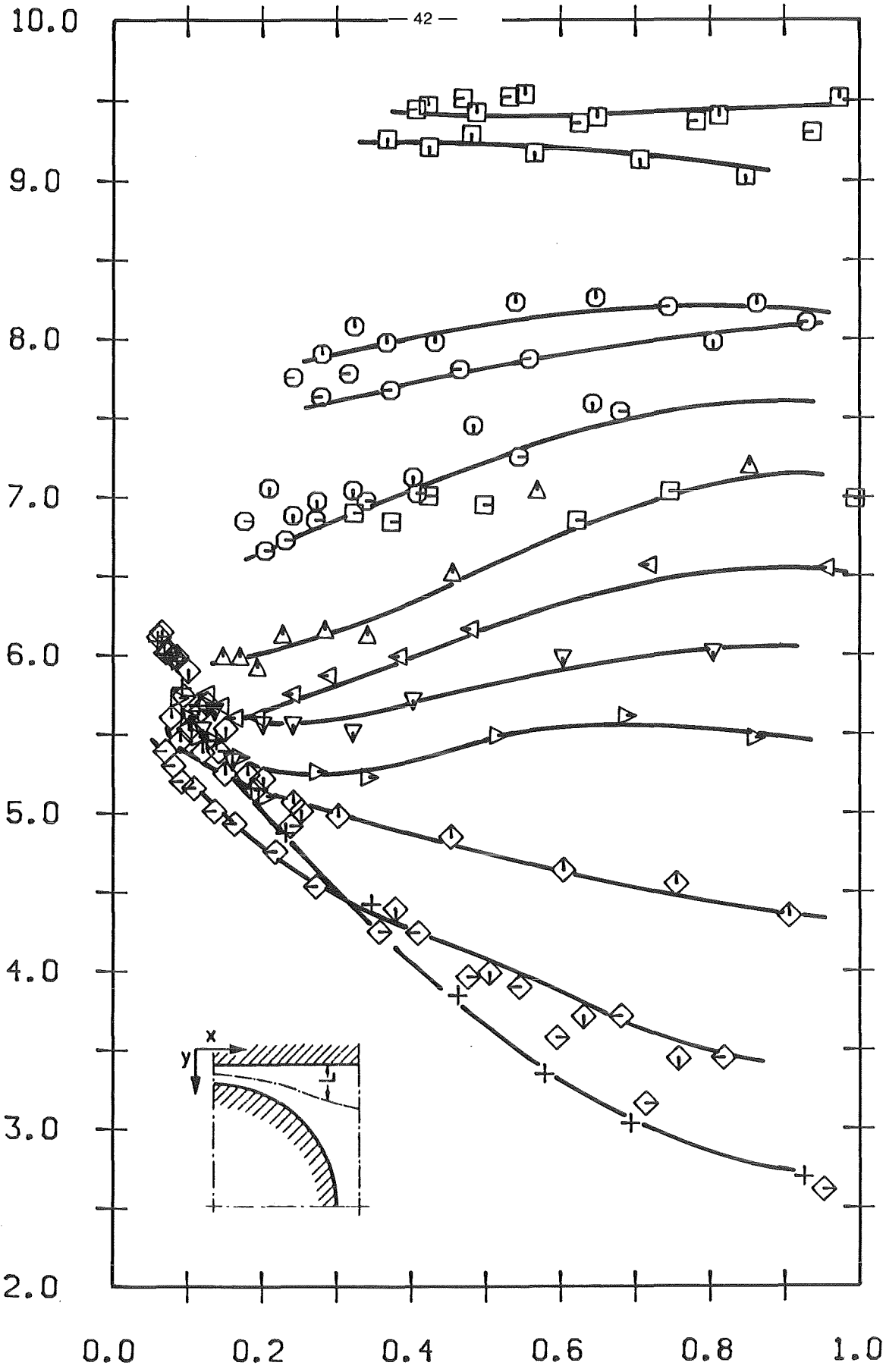


Abb. 17 Kinetische Energie der Turbulenz (r/ϕ)

X [mm]

- 0
- 5
- 10
- 15
- 20
- 25
- 30
- 35
- △ 40
- △ 45
- ▽ 50
- ▽ 55
- ◇ 60
- ◇ 65
- ◇ 70
- ◇ 75
- + 80

REL. KINETIC ENERGY



REL. DIST. FROM WALL

Abb. 18 Kinetische Energie der Turbulenz (x/y)

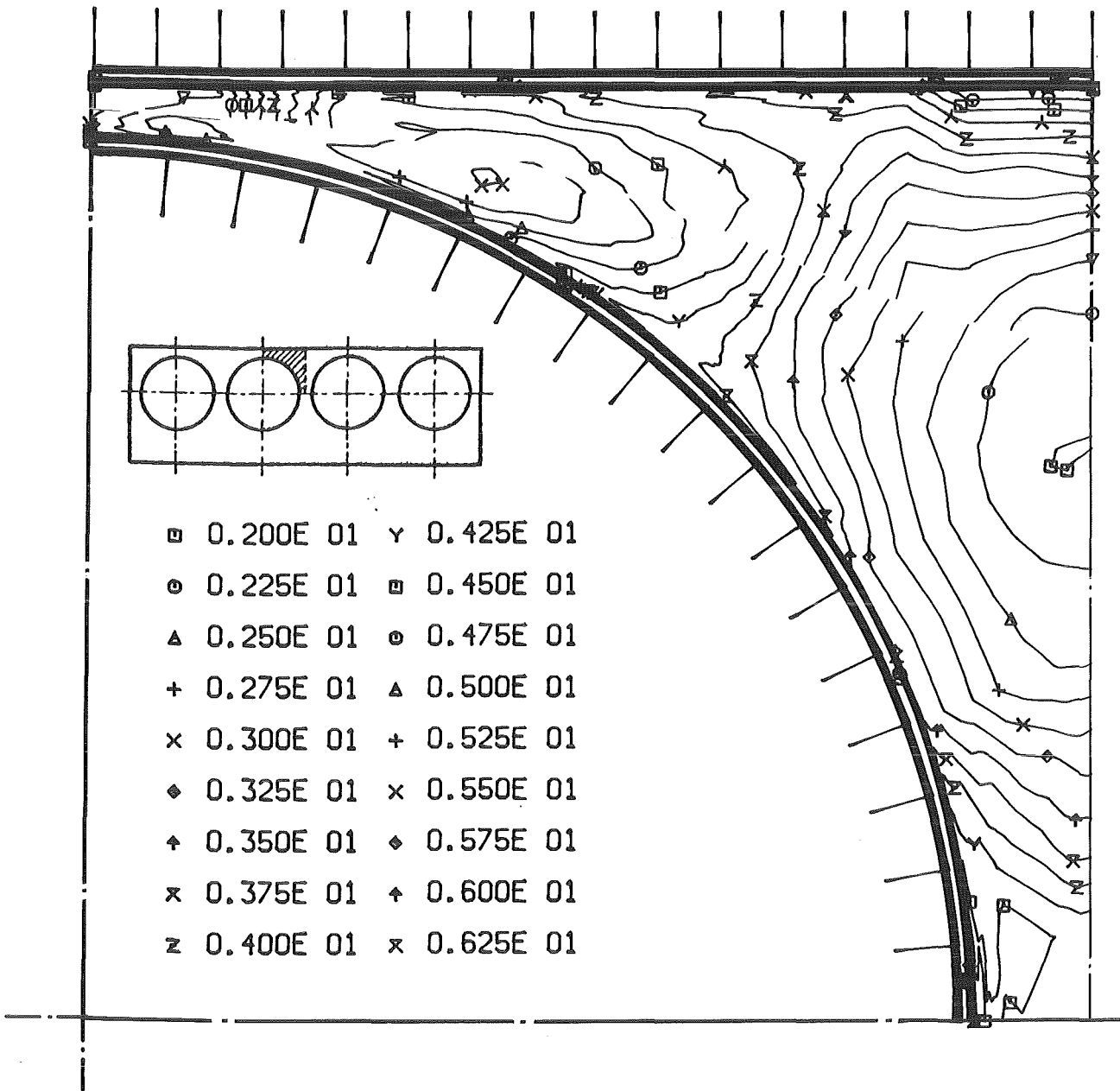


Abb. 19 Kinetische Energie der Turbulenz (Höhenlinien)

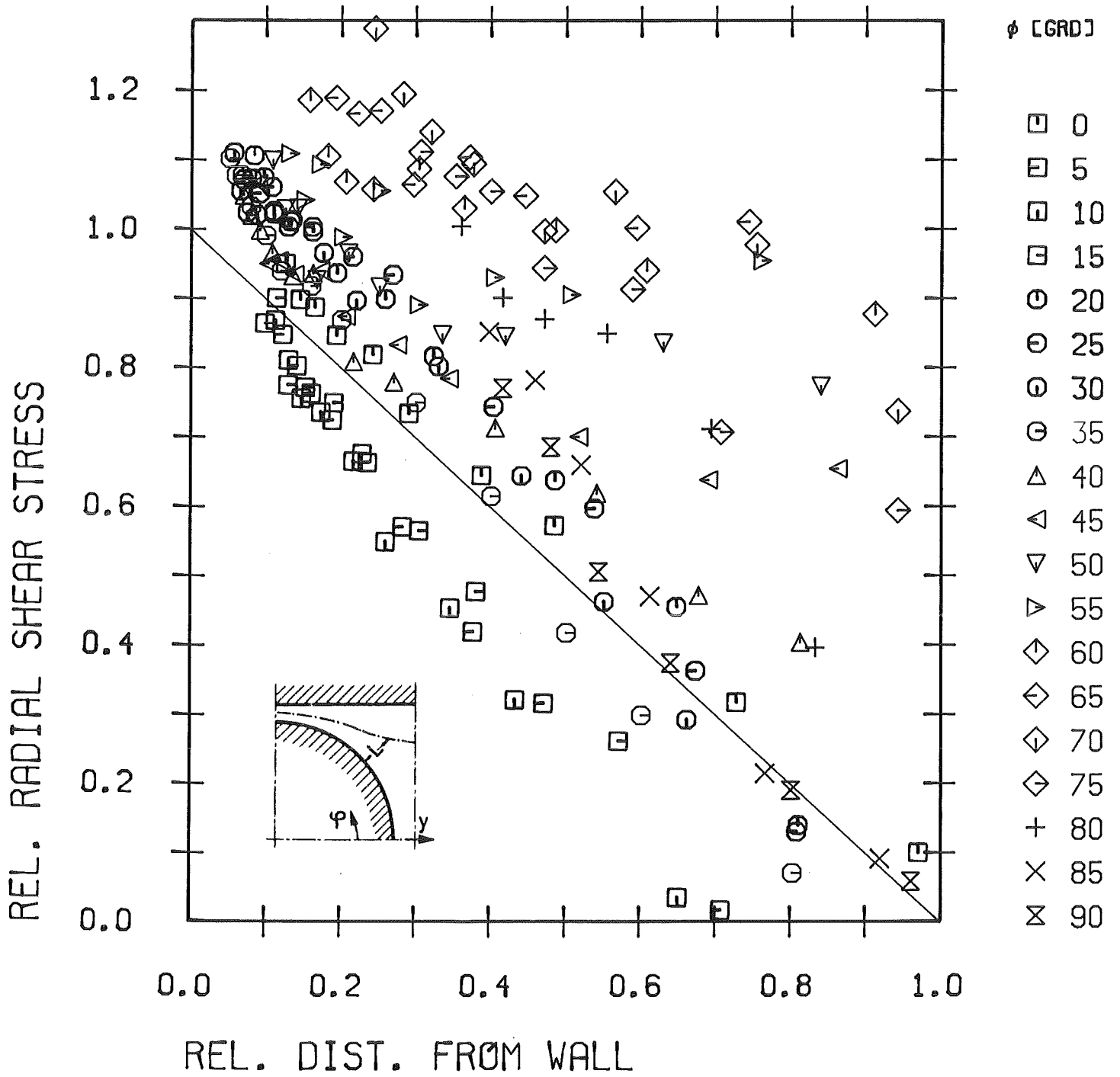


Abb. 20 Schubspannung senkrecht zur Wand (r/ϕ)

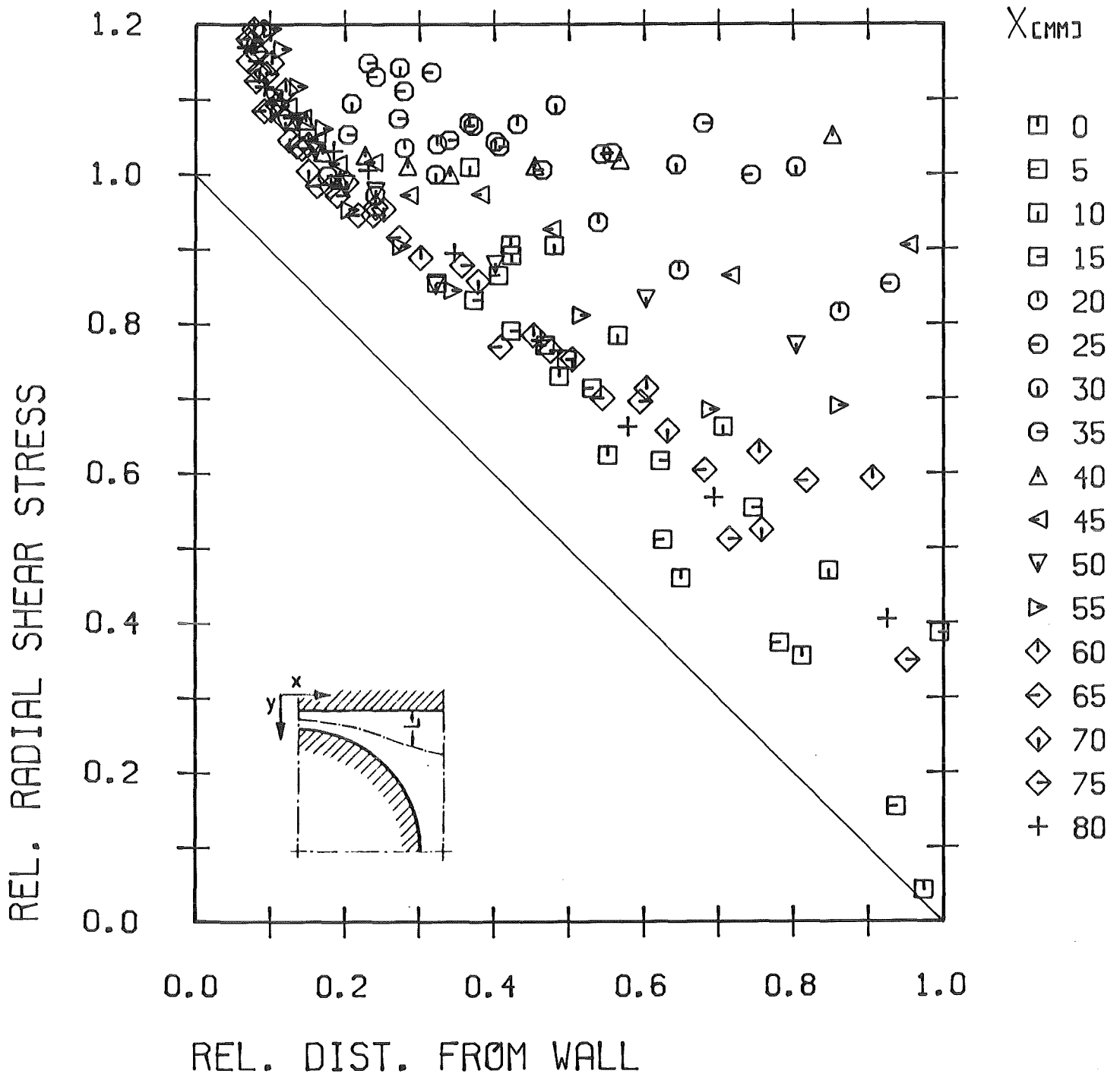


Abb. 21 Schubspannung senkrecht zur Wand (x/y)

REL. AZIMUTHAL SHEAR STRESS

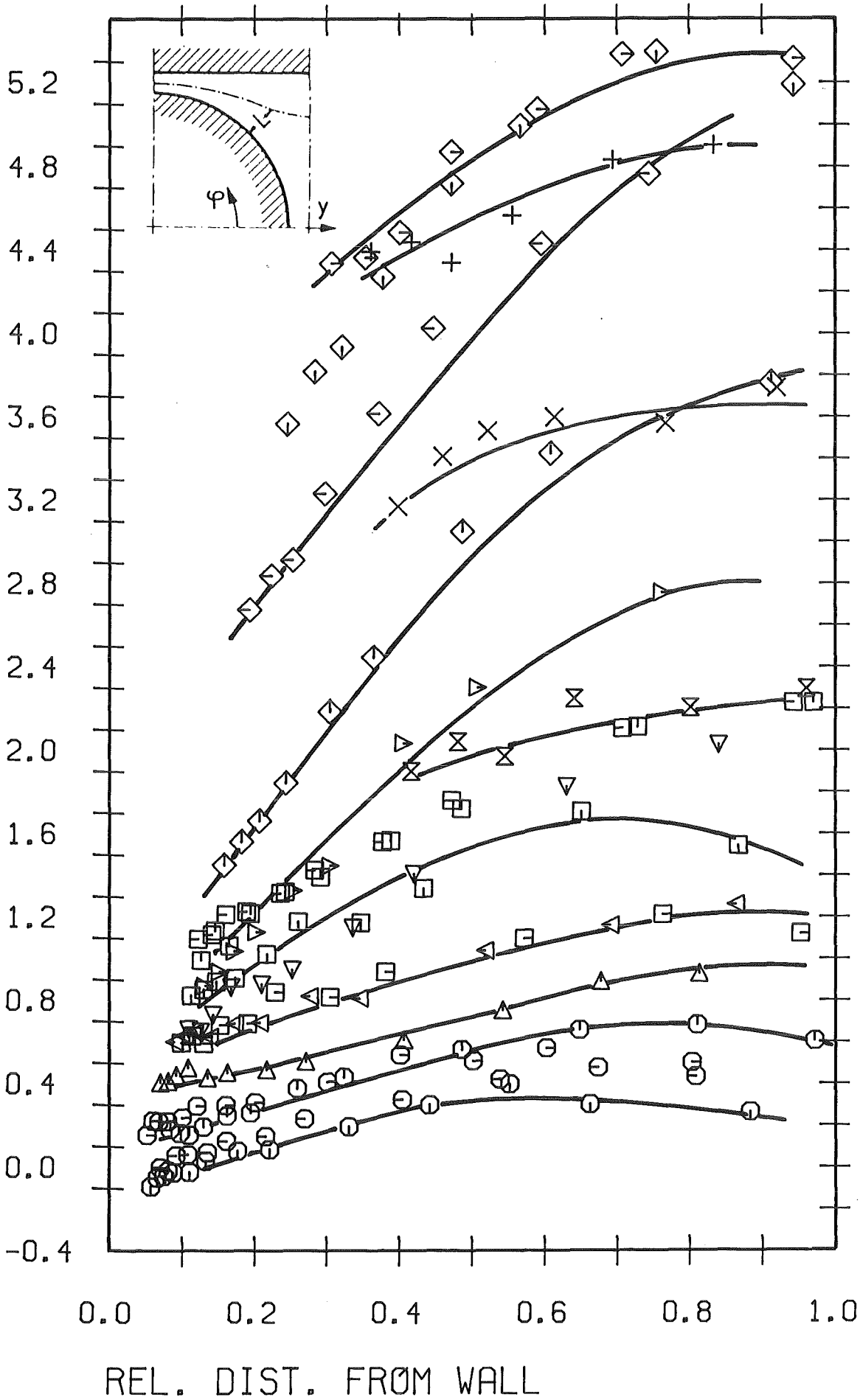


Abb. 22 Schubspannung parallel zur Wand (r/ϕ)

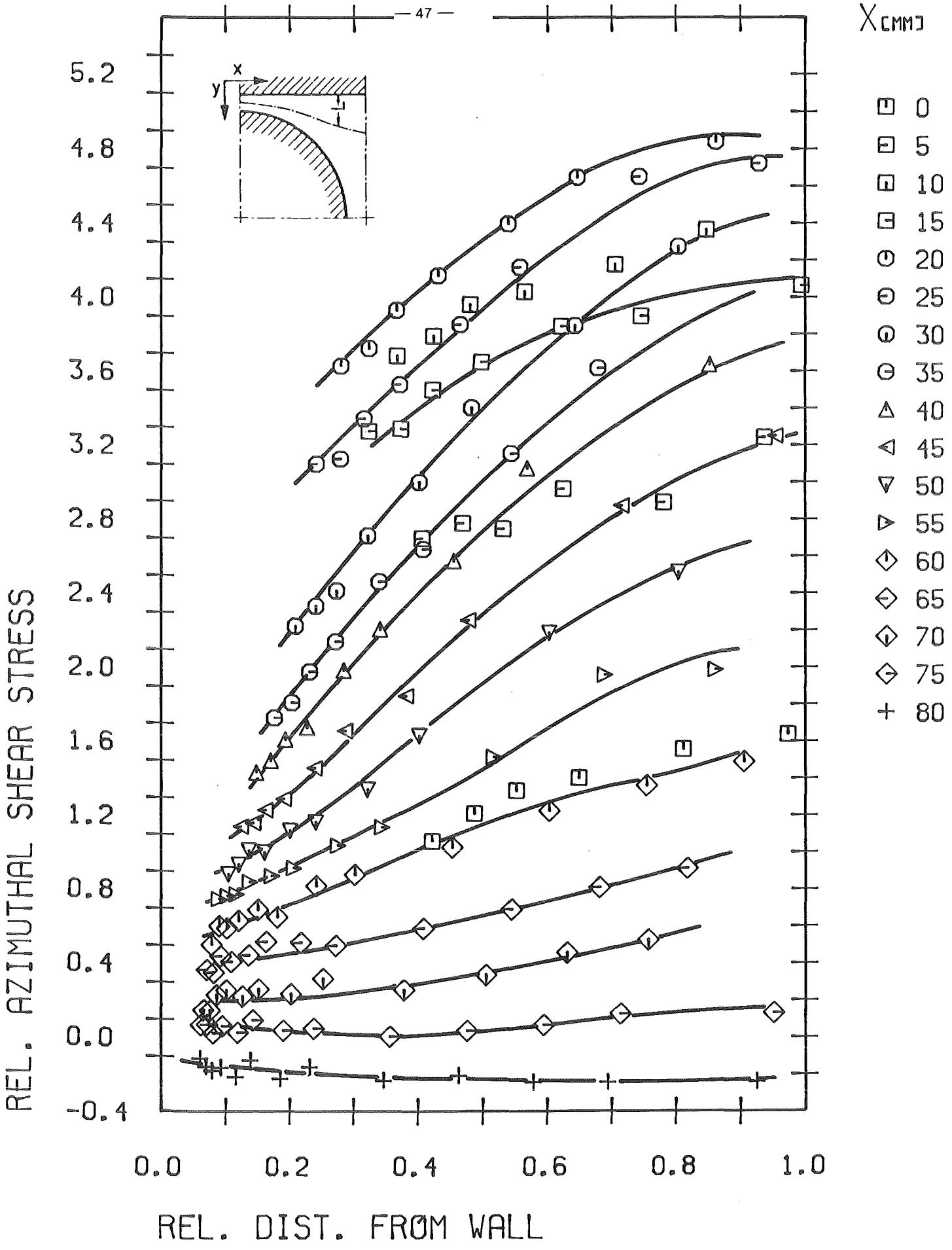


Abb. 23 Schubspannung parallel zur Wand (x/y)

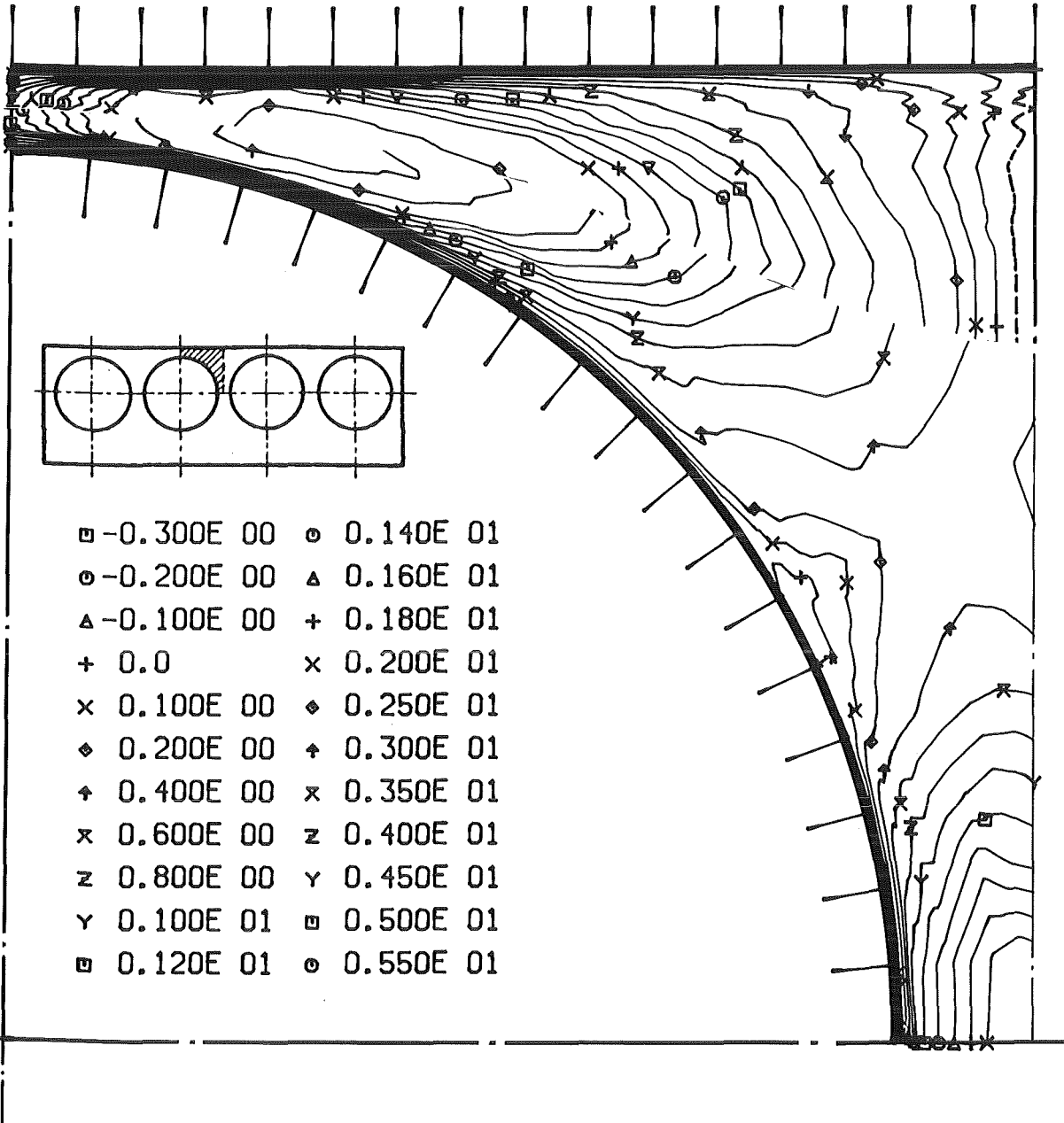


Abb. 24 Schubspannung parallel zur Wand (Höhenlinien)

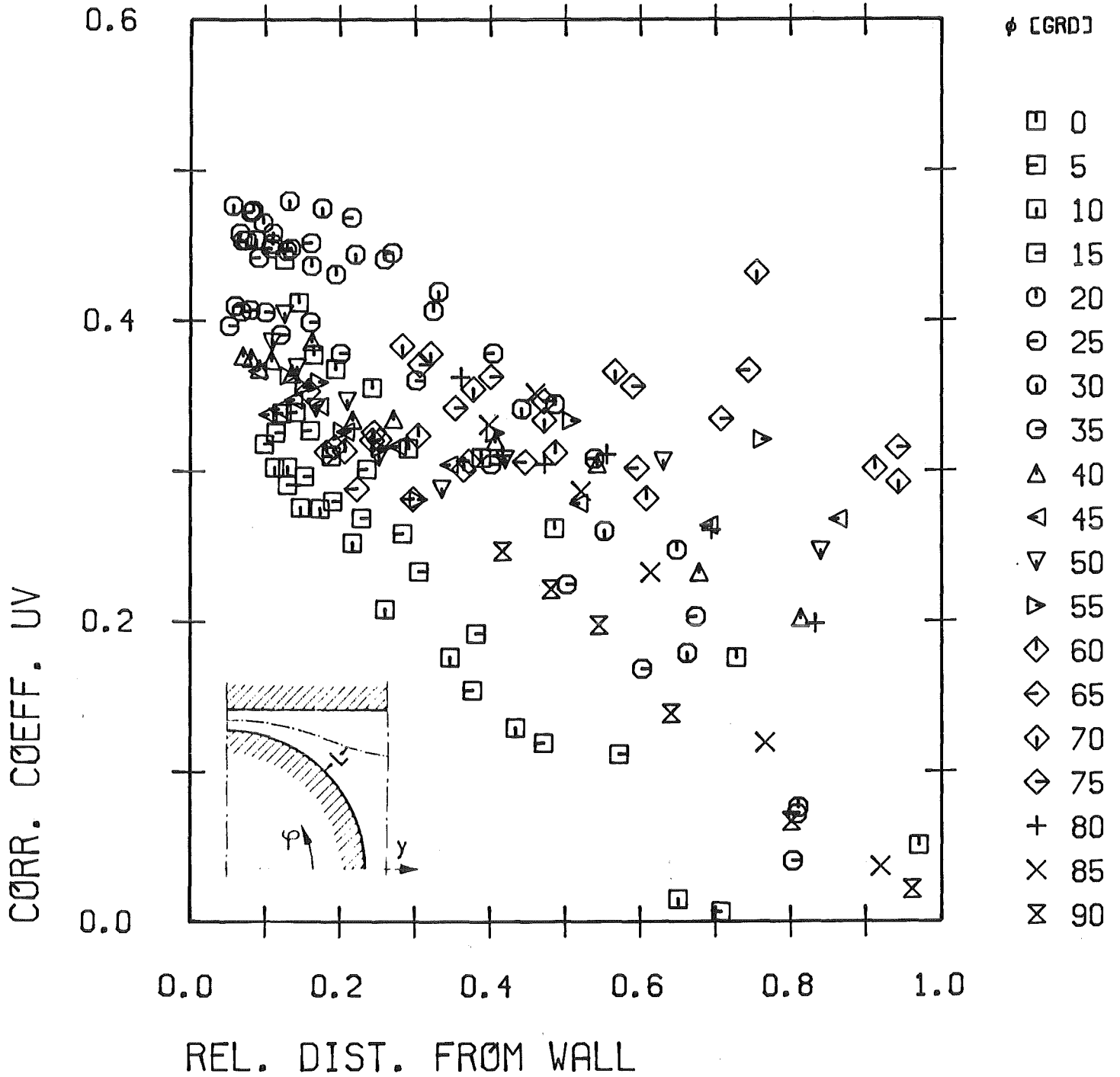


Abb. 25 Korrelationskoeffizient R_{uv} (r/ϕ)

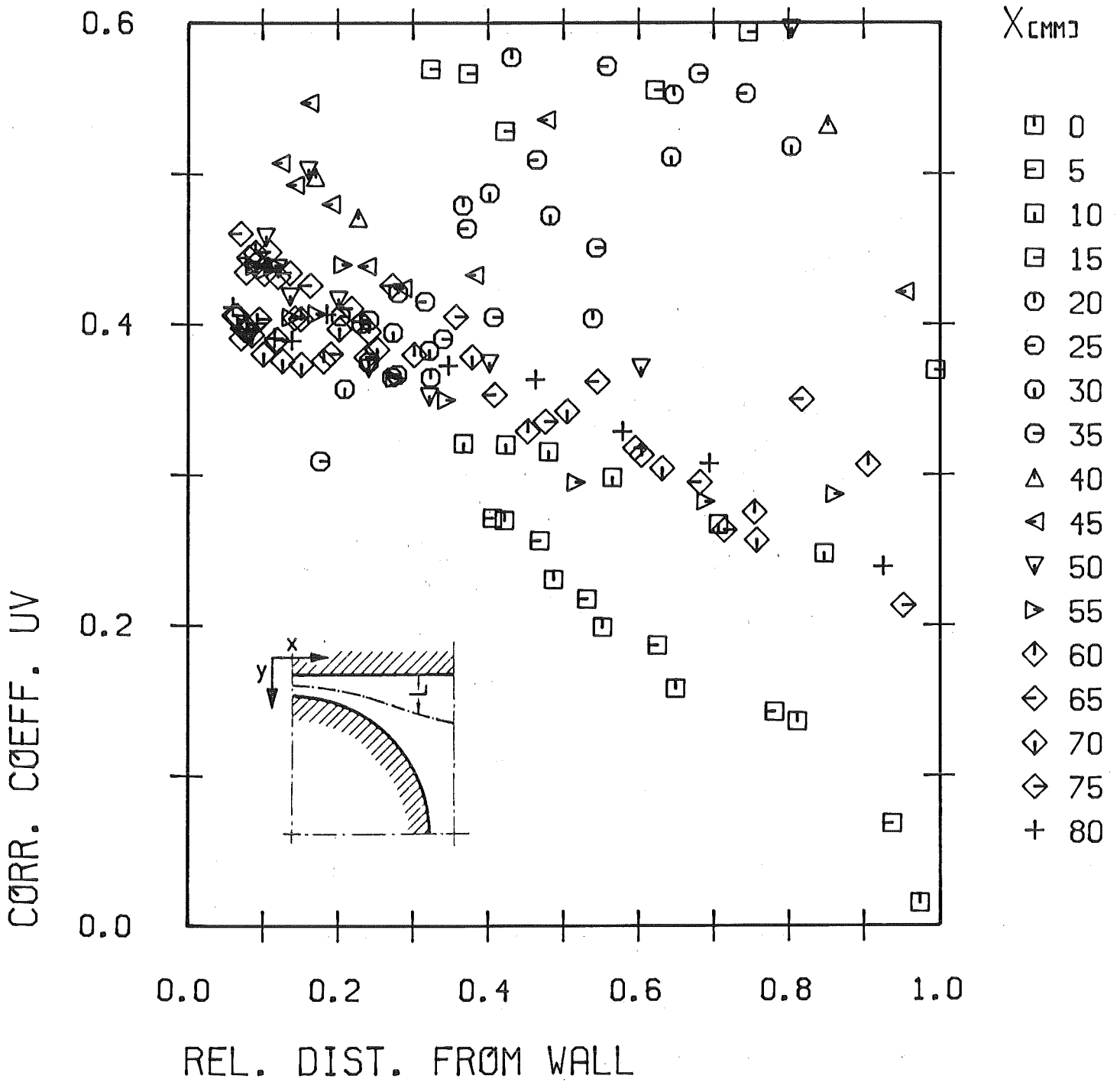


Abb. 26 Korrelationskoeffizient R_{uv} (x/y)

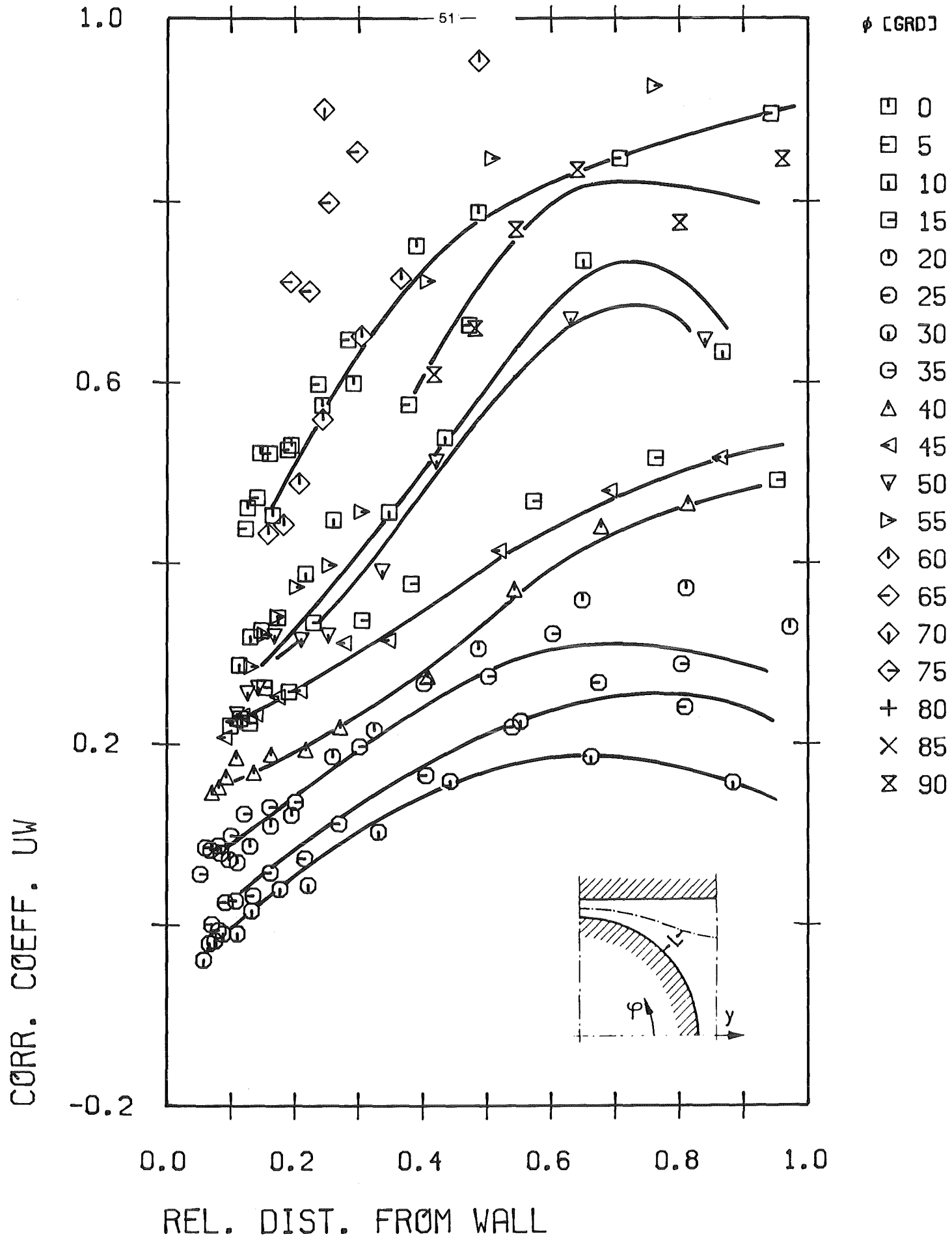


Abb. 27 Korrelationskoeffizient R_{uw} (r/ϕ)

X [MM]

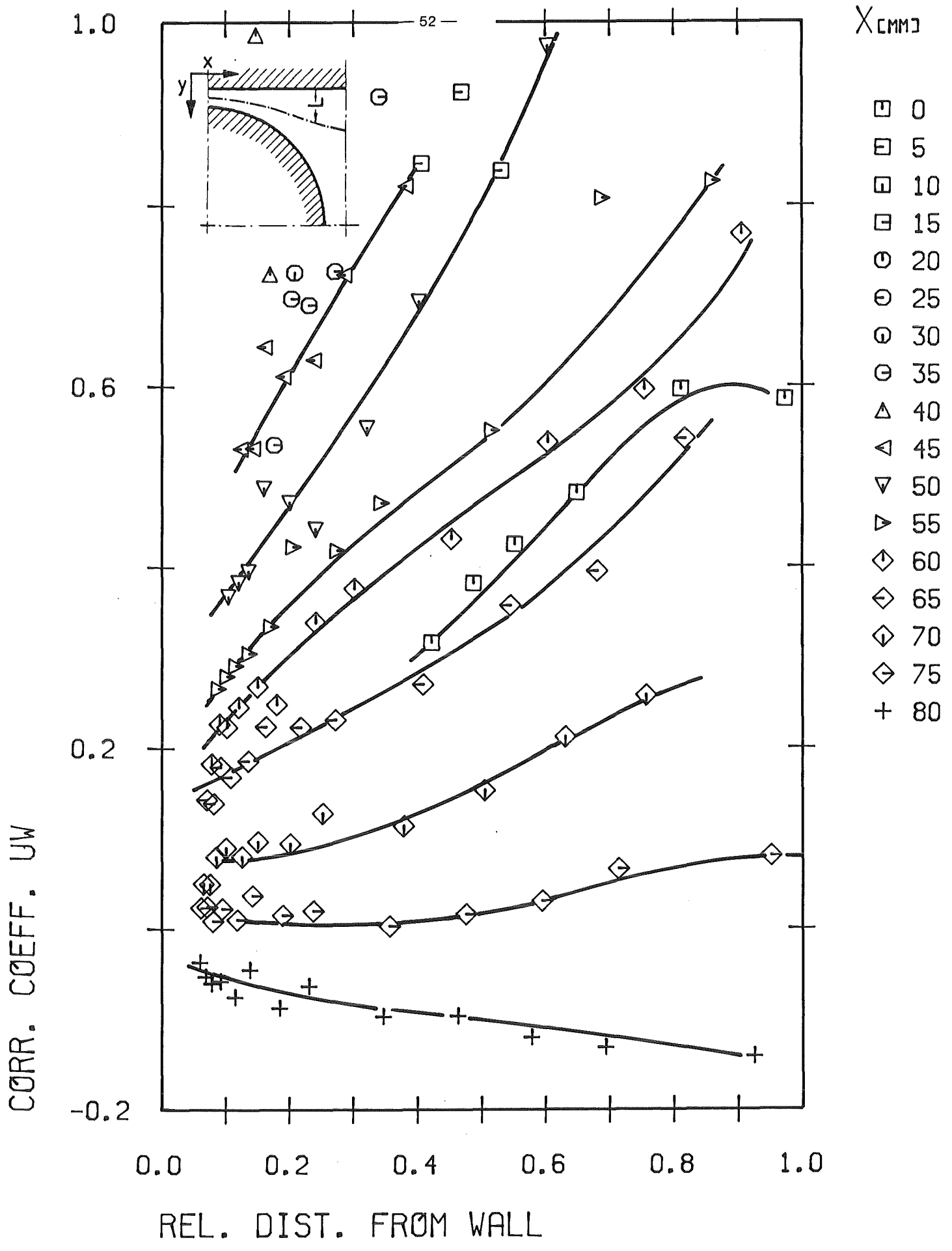


Abb. 28 Korrelationskoeffizient R_{uw} (x/y)

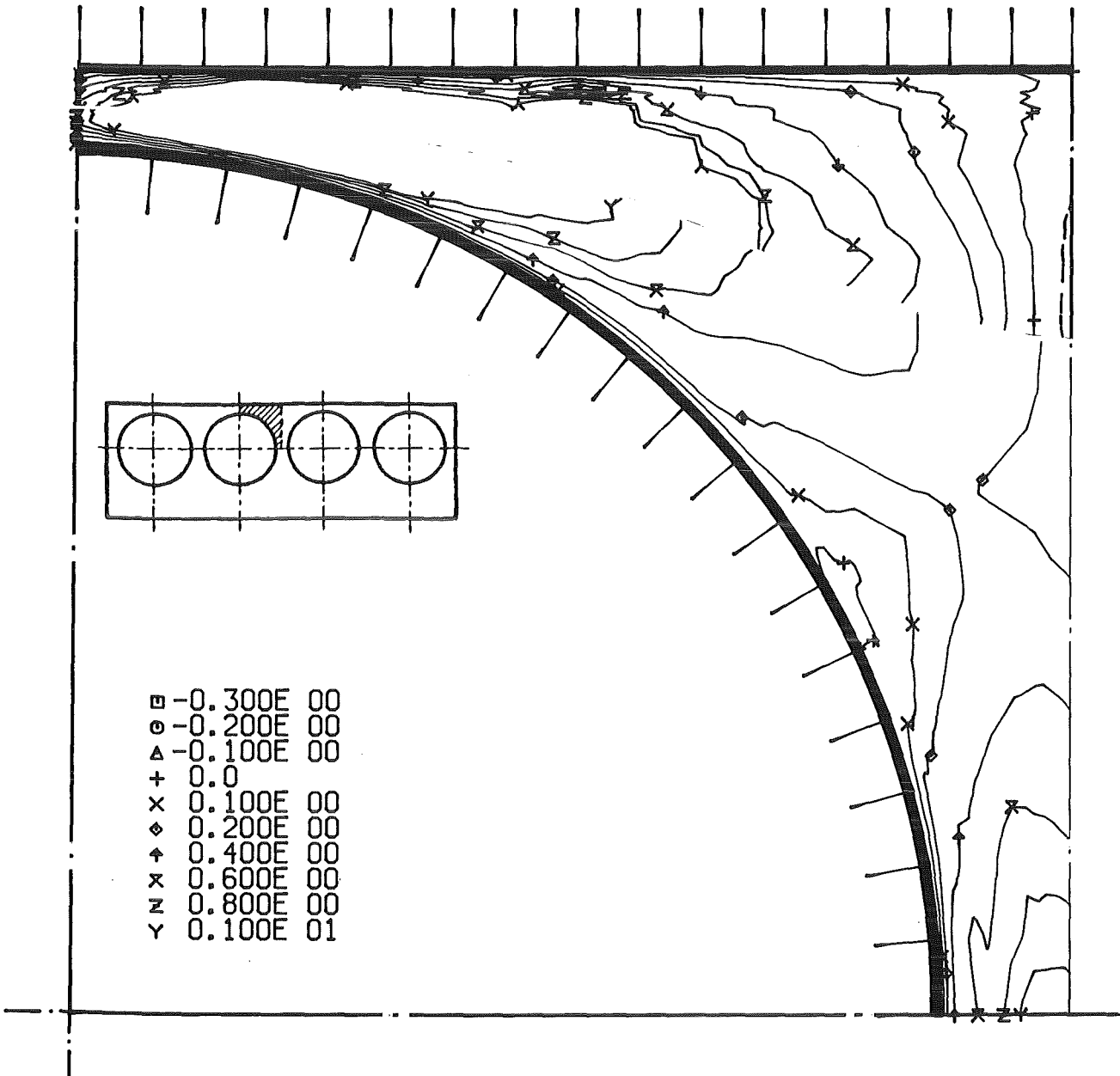


Abb. 29 Korrelationskoeffizient R_{uw} (Höhenlinien)

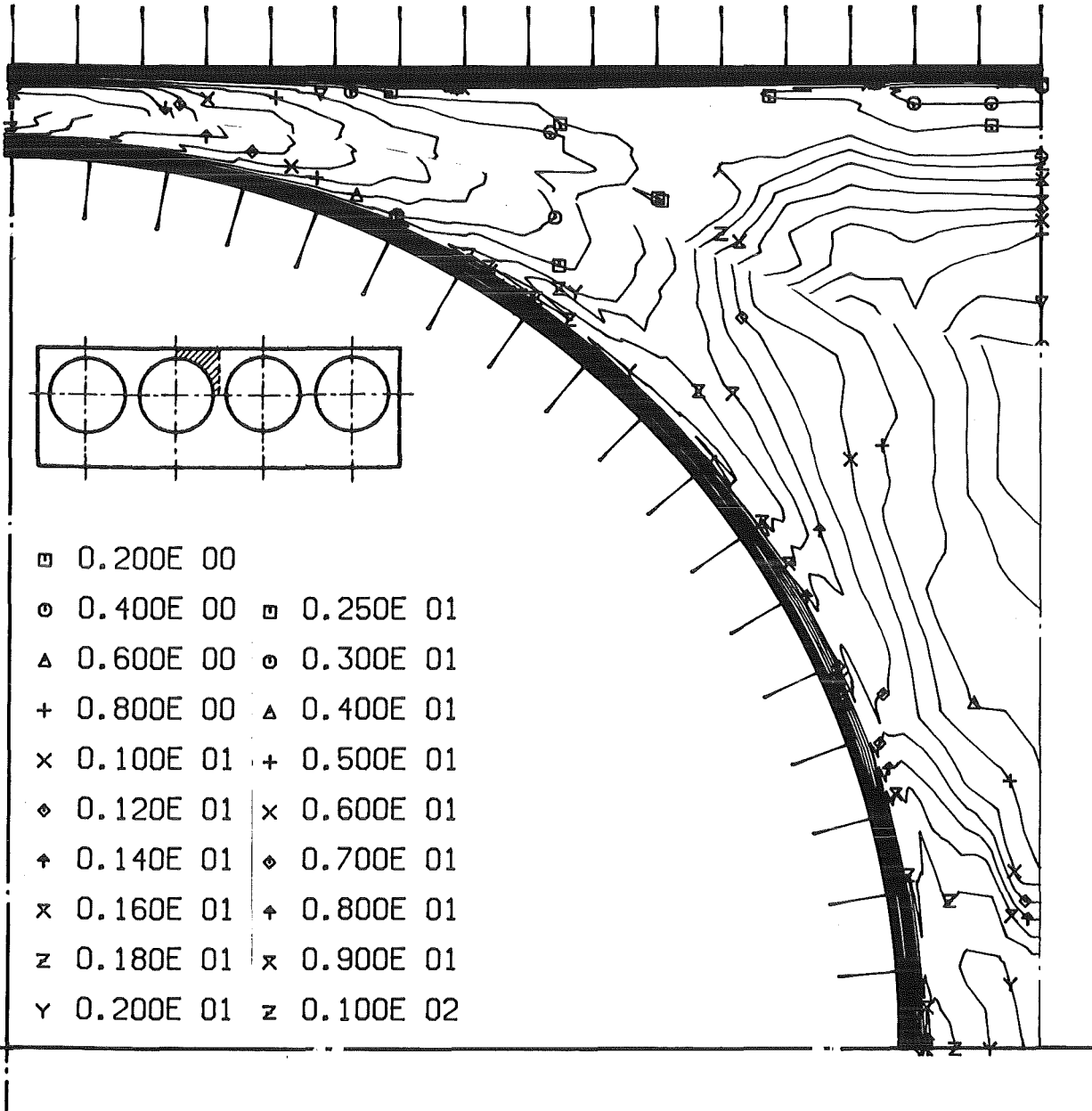


Abb. 30 Differenz der azimuthalen und radialen Turbulenzintensitäten

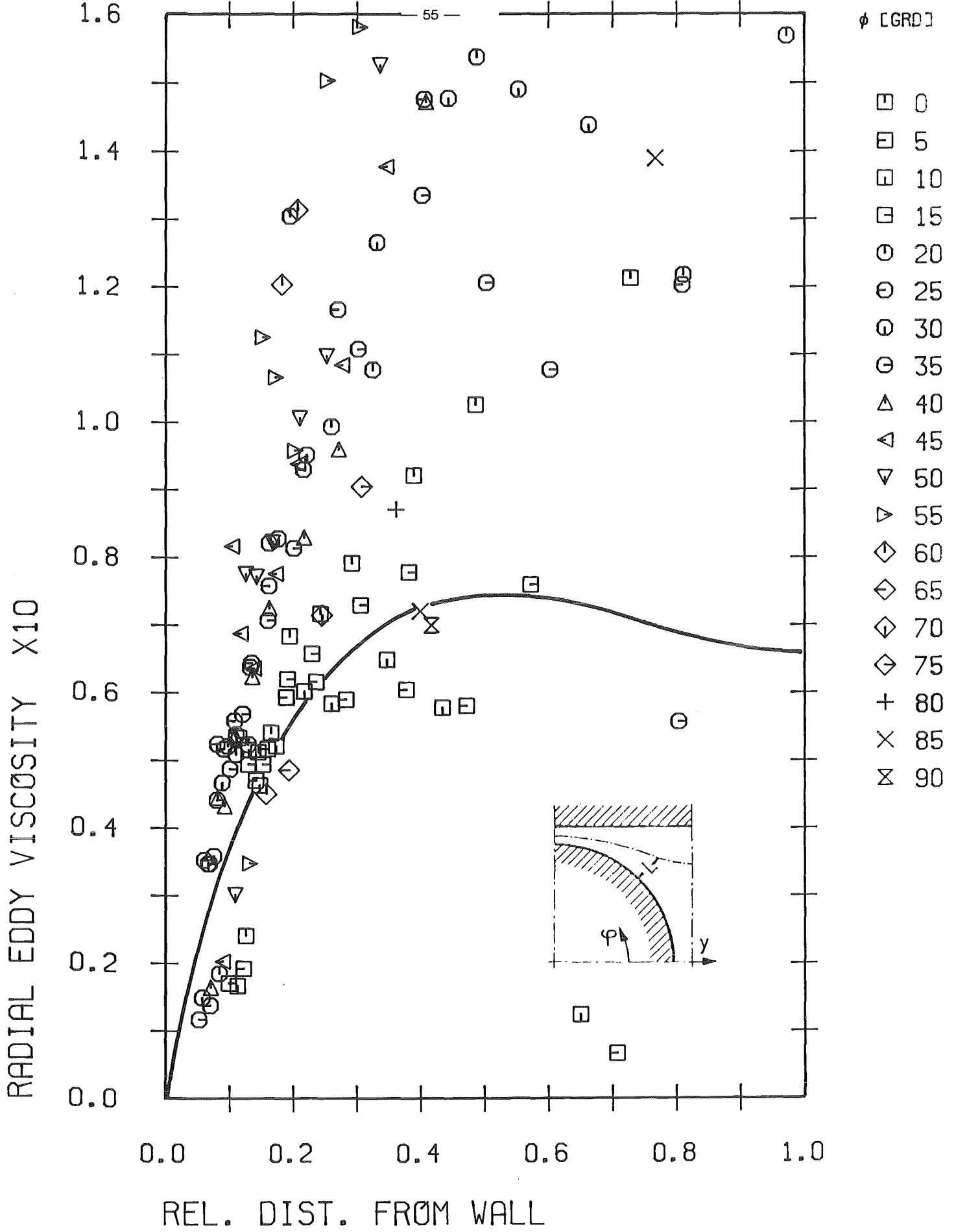


Abb. 31 Wirbelviskosität senkrecht zur Wand (r/ϕ)

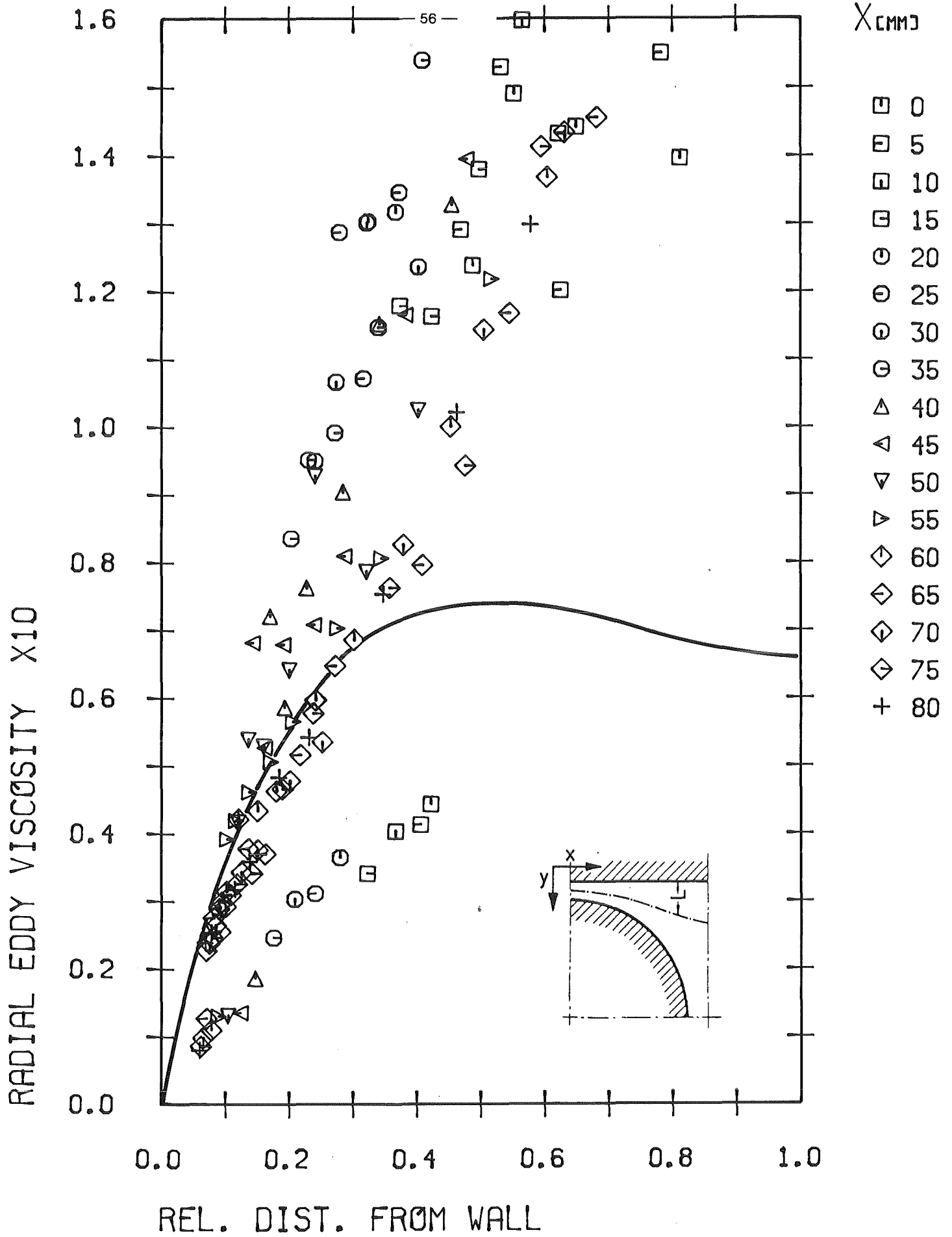


Abb. 32 Wirbelviskosität senkrecht zur Wand (x/y)

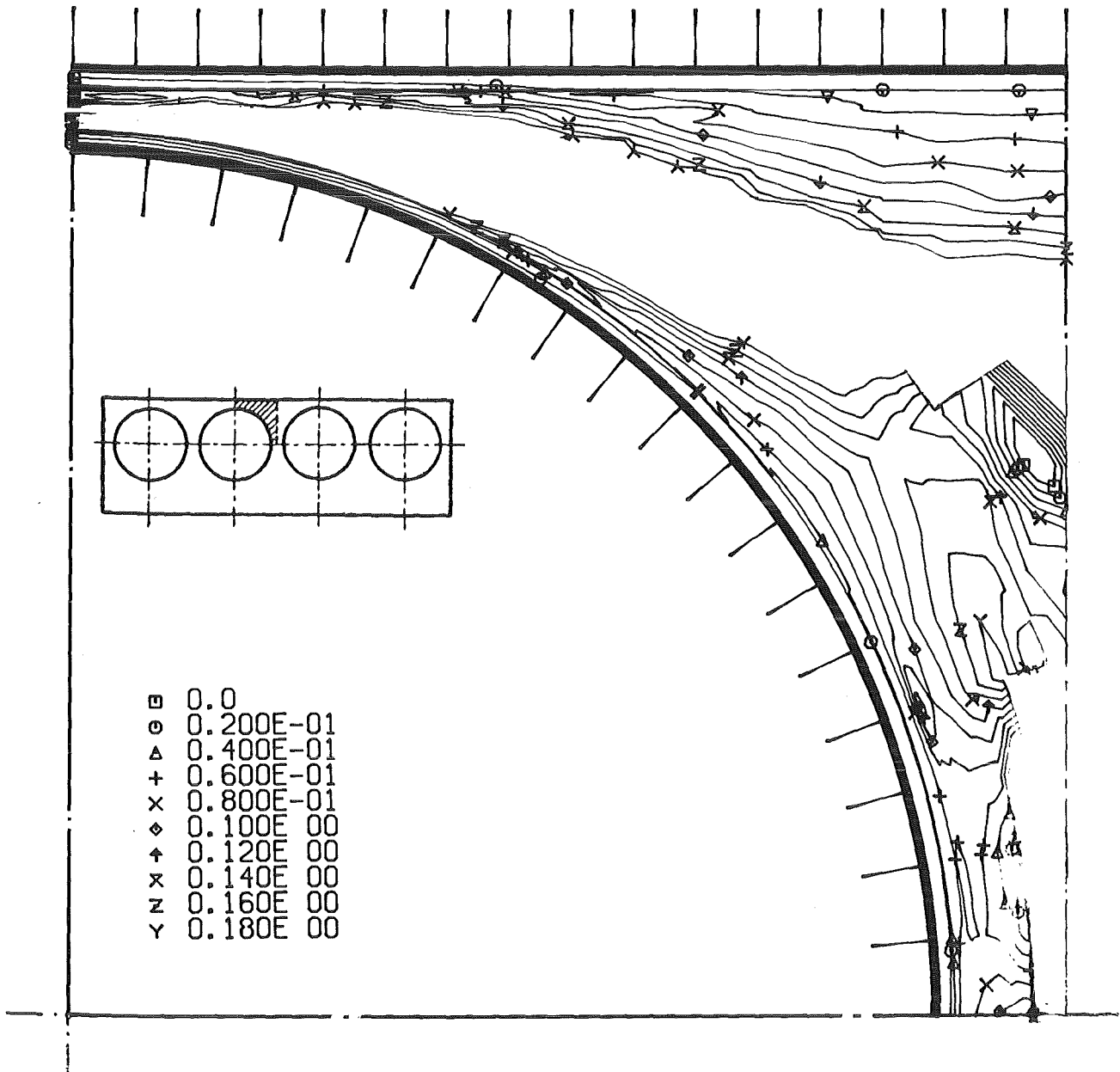


Abb. 33 Wirbelviskosität senkrecht zur Wand (Höhenlinien)

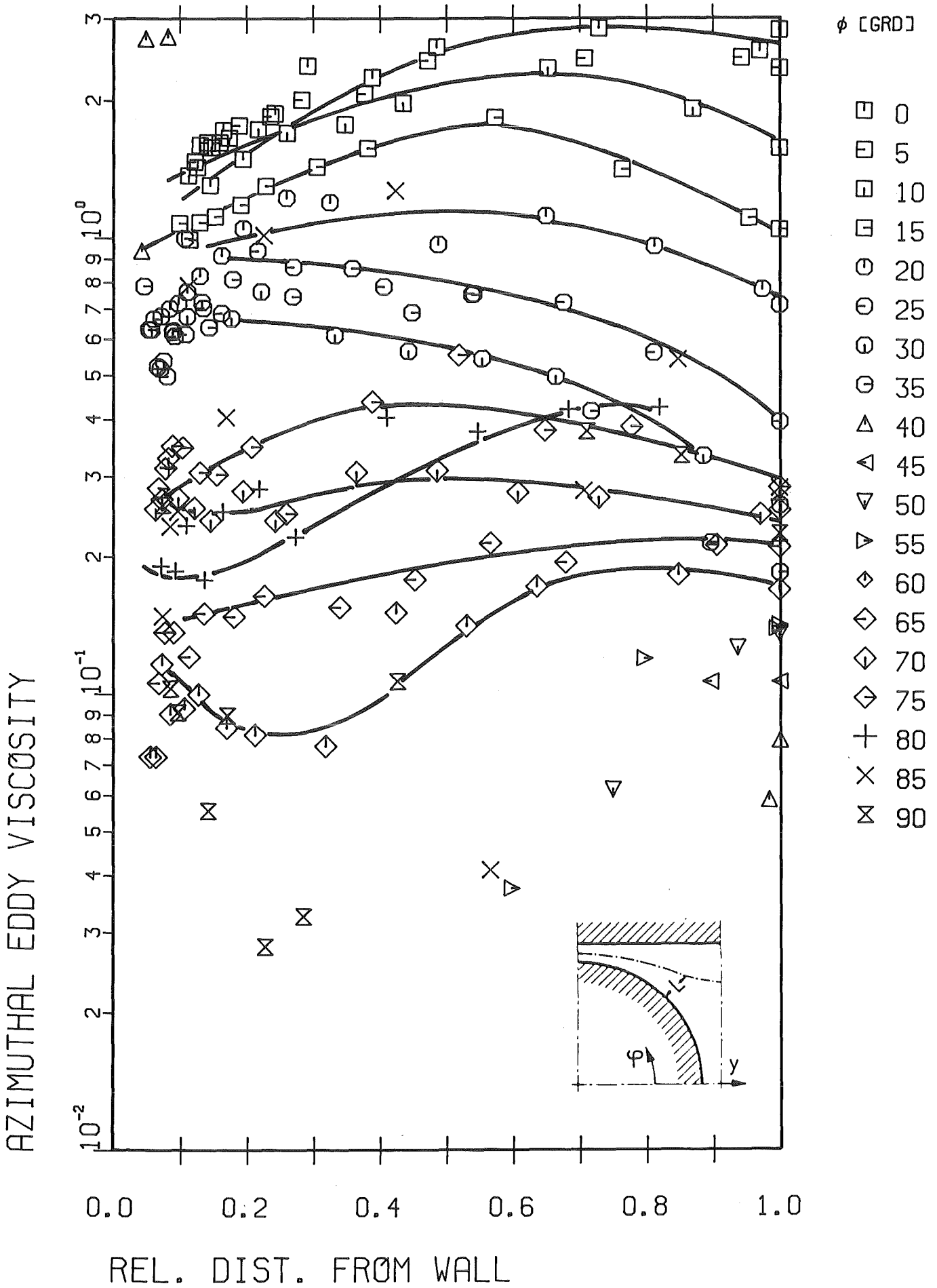


Abb. 34 Wirbelviskosität parallel zur Wand (r/ϕ)

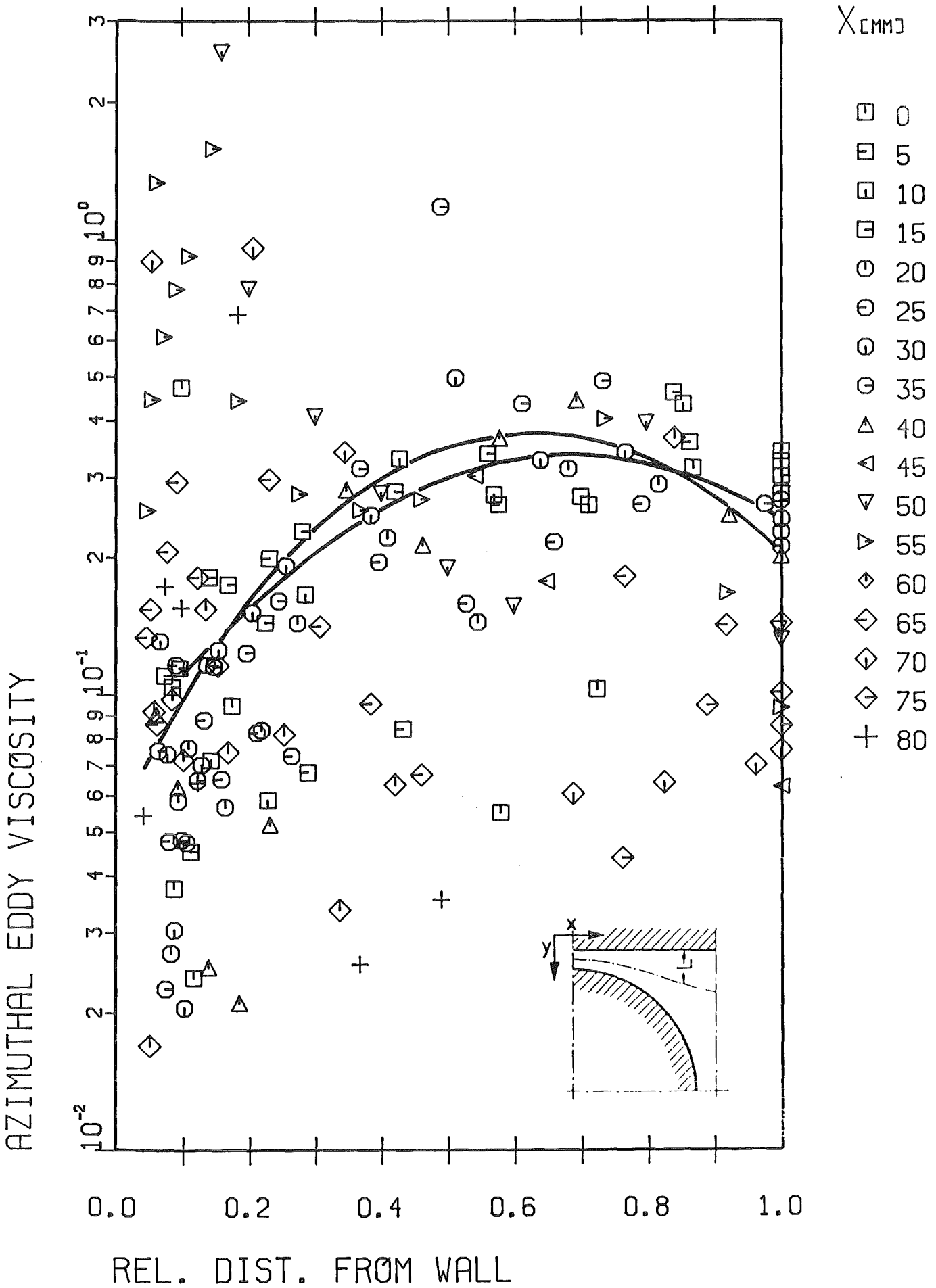


Abb. 35 Wirbelviskosität parallel zur Wand (x/y)

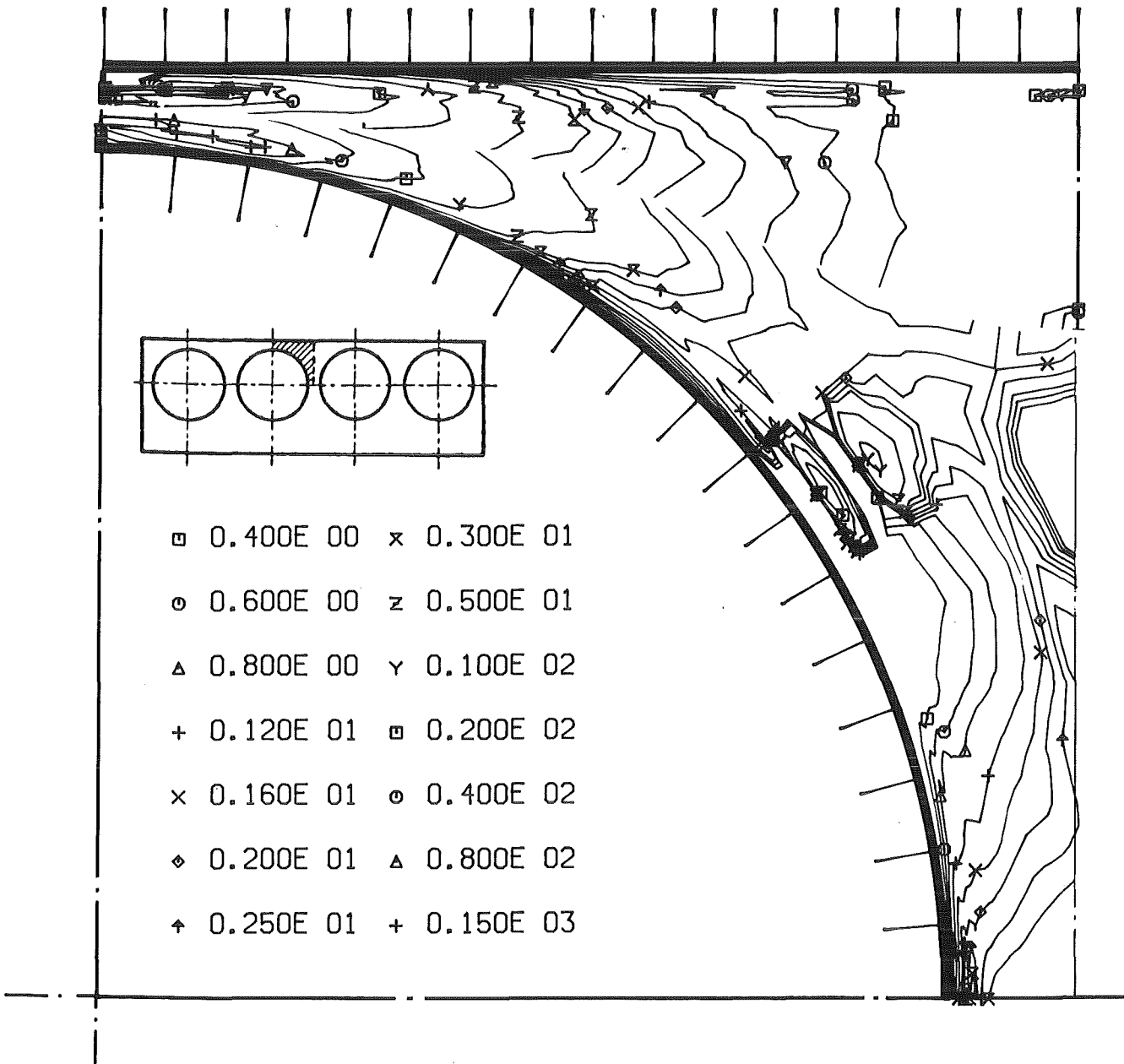


Abb. 36 Wirbelviskosität parallel zur Wand (Höhenlinien)

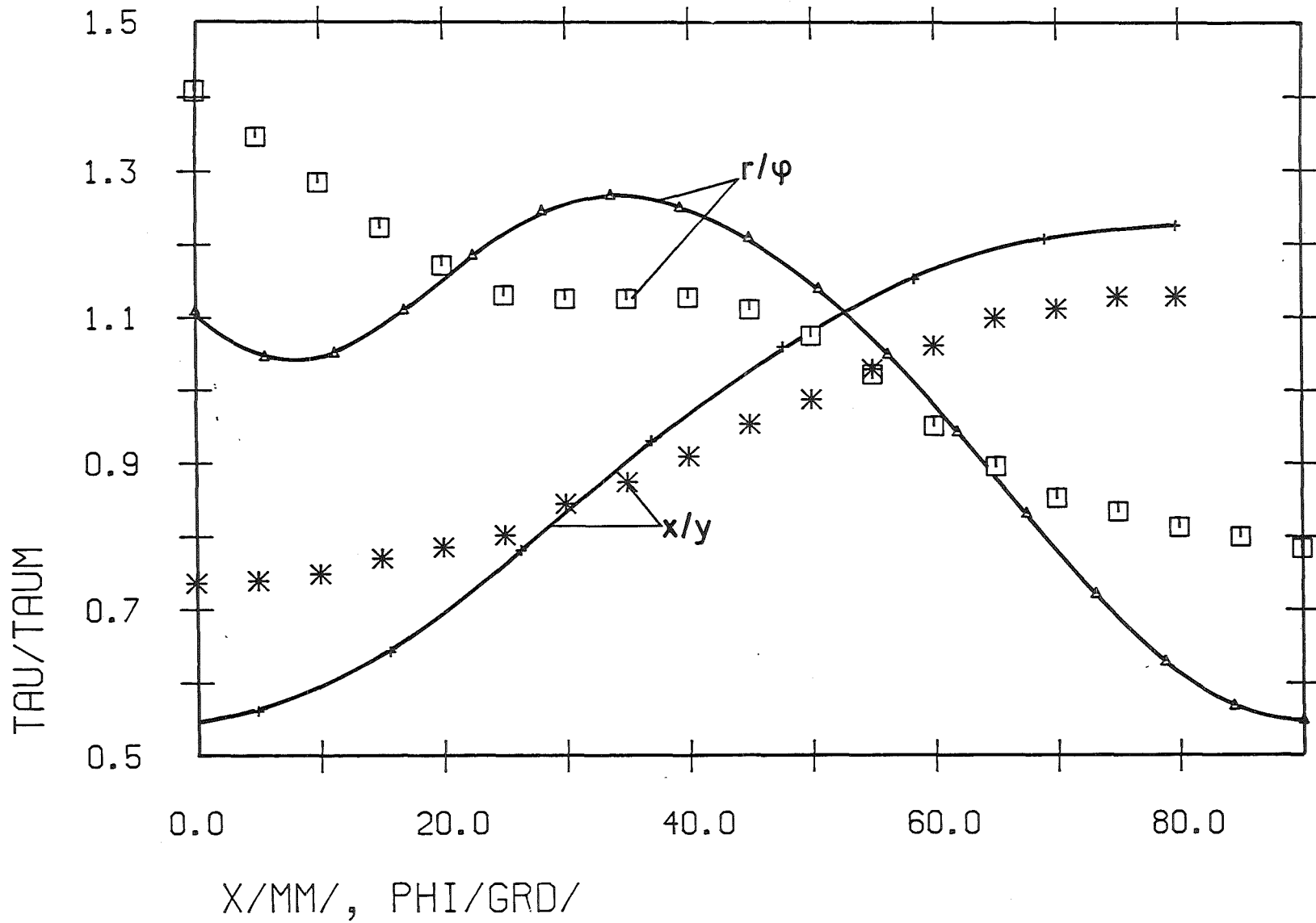


Abb. 37 Wandschubspannungsverteilung: Vergleich mit VELASCO