

KfK 3598
November 1983

**Strömungsuntersuchungen
an einem
asymmetrischen Stabbündel
($P/D = 1.148$, $W/D = 1.252$)**

K. Rehme
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

KfK 3598

Strömungsuntersuchungen an einem asymmetrischen
Stabbündel ($P/D = 1.148$, $W/D = 1.252$)

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 = 1.252)

Zusammenfassung

An einem Stabbündel aus vier parallelen Stäben, das asymmetrisch in einem Rechteckkanal angeordnet war, wurden im Wandkanal (P/D = 1.148, W/D = 1.252) die Geschwindigkeits-, Wandschubspannungs- und Turbulenzverteilungen gemessen. Die Reynoldszahl der Untersuchung betrug $Re = 1.62 \times 10^5$.

Die Meßergebnisse zeigen, daß der Impulstransport besonders in den engen Stellen des Kanals zwischen den Stäben 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 starke Abweichungen im Bereich zwischen den Stäben, hervorgerufen durch den starken Impulstransport zwischen den benachbarten Wandkanälen unterschiedlicher Geometrie.

Experimental Investigations on the Fluid Flow Through an
Asymmetric Rod Bundle ($P/D = 1.148$, $W/D = 1.252$)

Abstract

Measurements of the distributions of the mean velocity, the wall shear stresses and the turbulence were performed in a wall subchannel of a rod bundle of four parallel rods arranged asymmetrically in a rectangular channel ($P/D = 1.148$, $W/D = 1.252$). The Reynolds number of this investigation was $Re = 1.62 \times 10^5$.

The experimental results show that the momentum transport is highly anisotropic especially in the gap between the rods. Influences of secondary flows cannot be detected in the distribution of the time-mean velocity.

The comparison between experimental wall shear stress distributions and those calculated by the VELASCO-code shows discrepancies especially in the gap between the rods caused by the high momentum transport between the subchannels of different geometry.

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 wurden Messungen der Geschwindigkeits-, Wandschubspannungs- und Turbulenzverteilungen an einem asymmetrischen Stabbündel durchgeführt.

2. Teststrecke

Für die Untersuchungen wurde ein Stabbündel mit einem Stababstandsverhältnis von $P/D = 1.148$ ausgewählt. Die vier parallelen Rohre wurden jedoch nicht wie in den Versuchen /3/ symmetrisch angeordnet, so daß das Wandabstandsverhältnis ebenfalls $W/D = 1.148$ betrug, sondern die Rohre wurden asymmetrisch angeordnet (Abb. 1). Die eingestellten Abstände betragen $a_1 = 35.00$ mm und $a_2 = 6.20$ mm. Mit dem Rohrdurchmesser von $D = 139.0$ mm ergeben sich die Wandabstandsverhältnisse zu

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

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

Wird die relative Exzentrizität als Verhältnis der Verschiebung aus der symmetrischen Lage ($e = 14.4$ mm) zur maximal möglichen Verschiebung ($e_{\text{max}} = 20.60$ mm) definiert, so ergibt sich

$$e^+ = 0.699$$

für diese Untersuchung.

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
weiten Wandkanal ($W/D = 1.252$) dargestellt und diskutiert. Die
Ergebnisse für den engen Wandkanal sind in /4/ 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 ($\phi = 0$ grad) 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

$$u_m = 26.47 \text{ ms}^{-1},$$

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

$$D_h = 96.215 \text{ mm}$$

ergibt sich die mittlere Reynoldszahl der Untersuchung zu

$$Re = 1.62 \times 10^5.$$

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

$$\tau_{\text{wav}} = 1.728 \text{ Nm}^{-2}.$$

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 $\lambda = 0.01686$

für $Re = 1.62 \times 10^5$.

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

$$\Delta p / \Delta L = 77.1 \text{ Nm}^{-3}$$

ergibt sich der Reibungsbeiwert nach

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

zu $\lambda = 0.01810$.

Beide Reibungsbeiwerte unterscheiden sich um 7.3 %. Dies ist bedingt durch den starken Impulstransport zwischen den beiden Wandkanälen.

Für das Kreisrohr ergibt sich für diese Reynoldszahl nach der Beziehung von Maubach /5/:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2.035 \lg Re \sqrt{\lambda} - 0.989 \quad (3)$$

der Reibungsbeiwert zu: $\lambda = 0.01645$.

Der im Wandkanal aufgrund der Wandschubspannungsverteilung gemessene Reibungsbeiwert liegt also etwa 2.4 % höher als der Kreisrohrwert, der aufgrund der statischen Druckdifferenz gemessene Reibungsbeiwert jedoch 10 % höher als der Kreisrohrwert.

Die gemessenen Werte kann man mit dem theoretischen Wert vergleichen, der sich nach der Laminarmethode /6/ ergibt. Dazu wird für den Wandkanal der Geometrieparameter der Laminarströmung für $P/D = 1.148$ und $W/D = 1.252$ nach /7/ zu:

$$K = 87.5$$

bestimmt. Für die Geometrieparameter bei turbulenter Strömung ergibt sich nach /6/

$$A = 1.0$$

$$G = 5.975$$

Das Reibungsgesetz für den Wandkanal lautet damit:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = 1.0 \left[2.5 \ln \operatorname{Re} \sqrt{\frac{\lambda}{8}} + 5.5 \right] - 5.975 \quad (4)$$

Man erhält für $\operatorname{Re} = 1.62 \times 10^5$ einen Reibungsbeiwert von $\lambda = 0.01683$, der um 0.2 % bzw. 7.5 % von den gemessenen Werten abweicht und damit eine gute Bestätigung der theoretischen Methode für einen Wandkanal liefert, für den Reibungsbeiwert berechnet aus der Wandschubspannungsverteilung. Dagegen weicht der Reibungsbeiwert aus der Messung des Druckgradienten stark ab wie auch im engen Wandkanal /4/. Betrachtet man beide Wandkanäle zusammen, dann ergibt sich die mittlere Geschwindigkeit zu

$$u_{\text{ges}} = \frac{u_1 F_1 + u_2 F_2}{F_1 + F_2} = 24.11 \text{ ms}^{-1} \quad (5)$$

und der gesamte hydraulische Durchmesser zu

$$D_{h_{\text{ges}}} = 71.891 \text{ mm}$$

und die mittlere Wandschubspannung zu

$$\tau_{\text{ges}} = \frac{\tau_1 + \tau_2}{2} = 1.384 \text{ Nm}^{-2}.$$

Der gemeinsame Reibungsbeiwert für beide Kanäle ergibt sich aus der gemessenen Wandschubspannungsverteilung zu

$$\lambda_{\text{ges}_\tau} = 0.01627$$

und aus dem gemessenen Druckgradienten

$$\lambda_{\text{ges}_{\Delta p}} = 0.01630$$

für die gesamte Reynoldszahl

$$\text{Re}_{\text{ges}} = 1.10 \times 10^5.$$

Die beiden Reibungsbeiwerte stimmen sehr gut überein, der Unterschied liegt mit 0.15 % innerhalb der Meßunsicherheiten. Die Unterschiede zwischen den Reibungsbeiwerten der einzelnen Wandkanäle für die Messungen aus Druckgradient und Wandschubspannung sind auf den starken Impulstransport zwischen den Wandkanälen mit stark unterschiedlicher Geometrie zurückzuführen. Die Auswirkung des Impulstransports auf die Wandschubspannung wird deutlich, wenn die Wandschubspannungsverteilung am Stab für beide Wandkanäle, bezogen auf die gemeinsame mittlere Wandschubspannung in beiden Kanälen, dargestellt wird (Abb. 7).

Die gemessenen Geschwindigkeitsprofile sind in dimensionsloser Darstellung in Abb. 8 für die dem Stab benachbarte Strömungszone und in Abb. 9 für die der Kanalwand benachbarte Strömungszone aufgetragen. Die Geschwindigkeit u wurde mit der örtlichen Wandschubspannungsgeschwindigkeit

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (6)$$

zu

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

und der Wandabstand y zu

$$y^+ = \frac{y \cdot u^*}{\nu} \quad (8)$$

dimensionslos gemacht.

Zum Vergleich ist das bekannte Wandgesetz der Geschwindigkeitsverteilung in Kreisrohren von Nikuradse /8/

$$u^+ = 2.5 \ln y^+ + 5.5 \quad (9)$$

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 /9/ 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 $\phi = 0$ grd (r/ϕ) gewählt.

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

Die gemessenen Verläufe der axialen Turbulenzintensität sind in Abb. 10 für den Bereich nahe der Stabwand und in Abb. 11 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

$$\frac{\sqrt{u'^2}}{u^*} = 2.2 - 2.6$$

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 $\phi \geq 40$ grd und an der Kanalwand mit dem Wandabstand stark abfällt, ist z. B. für $\phi = 0 - 30$ grd (Abb. 10), also im Spalt zwischen den Stäben, die axiale Turbulenzintensität nahezu konstant über den Querschnitt, ja sie steigt in einigen Fällen mit der Entfernung von der Wand leicht an. Eine Erklärung für diese Tatsache kann wohl nur in der Wirkung des starken Impulsaustausches zwischen den beiden Unterkämen gefunden werden. Dies zeigt sich auch in der Höhenlinien-darstellung der axialen Turbulenzintensität (Abb. 12).

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

Die Turbulenzintensitäten in radialer Richtung (Abb. 13 und 14) fallen generell mit wachsendem Wandabstand ab. In Wandnähe liegen die Werte zwischen 0.9 und 1.2, an der Linie der Maximalgeschwindigkeit zwischen 0.7 und 1.0. Die Meßwerte der radialen Turbulenzintensität sind mit einer relativ großen Meßunsicherheit behaftet, daher ergibt auch das Höhenlinienbild (Abb. 15) eine etwas uneinheitliche Darstellung.

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

Die Daten für die azimutale Turbulenzintensität (Abb. 16 und 17) zeigen mit wachsendem Wandabstand in großen Teilen des Strömungsquerschnitts, 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 den Stäben ($\phi = 0 - 30$ grd) 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. 18).

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

Die gemessene kinetische Energie der Turbulenz

$$\overline{k'} = \frac{1}{2} \left[\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right] \quad (10)$$

fällt mit wachsendem Wandabstand außer zwischen den Stäben stark ab (Abb. 19 und 20). Die Werte in Wandnähe liegen höher als beim Kreisrohr. Sehr hohe Werte ergeben sich für die kinetische Energie

der Turbulenz im Spalt zwischen den Stäben ($\phi < 30$ grad). In diesem Bereich ist die kinetische Energie der Turbulenz relativ unabhängig vom Wandabstand, wie auch das Höhenlinienbild zeigt (Abb. 21). Diese Bereiche zeigen die größten Gradienten der zeitlich gemittelten Strömungsgeschwindigkeit in Umfangsrichtung ($\partial u / \partial \phi$) (s. Abb. 2). Der Abfall der kinetischen Energie der Turbulenz zur Linie der Maximalgeschwindigkeit ist schwächer als beim Kreisrohr und ist dort am stärksten ausgeprägt, wo der Kanalquerschnitt die größte Ausdehnung hat für $\phi > 35$ grad bzw. an der Kanalwand. Insgesamt gesehen ist die kinetische Energie im wandfernen Bereich etwas höher als beim Kreisrohr.

3.5 Schubspannungen und Korrelationskoeffizienten

3.5.1 Radiale Schubspannung - $\overline{u'v'}$

Die gemessenen turbulenten Schubspannungen senkrecht zu den Wänden sind in Abb. 22 und 23 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. 22 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. 23 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 $\phi \geq 40$ grad bzw. $x \leq 40$ mm schwach gekrümmt. Auffällig sind die hohen Meßwerte für die radiale Schubspannung bei $\phi = 15$ bis 30 grad. Vermutlich wird dieser Effekt durch den starken Impulsaustausch zwischen den Unterkanälen verursacht. Das Höhenlinienbild der radialen Schubspannung ergibt eine sehr gleichmäßige Verteilung (Abb. 24), abgesehen von dem Bereich $\phi < 30$ grad.

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. 25 und 26). Es ergibt sich in vernünftiger Weise, daß das Vorzeichen der azimutalen Schubspannung wechselt an der Position, wo der Gradient der mittleren axialen Geschwindigkeit in Umfangsrichtung verschwindet ($\phi \approx 40 - 55$ grad, Abb. 25). Weiterhin zeigt sich anhand der Meßdaten, daß etwa im Spalt zwischen Stab und Kanalwand ($\phi \approx 90$ grad bzw. $x = 5$ mm) die azimutale Schubspannung ebenso gegen Null geht, wie nahe der Symmetrielinie des Wandkanals an der Kanalwand ($x \approx 79.8$ mm). Das beweist, daß die Strömung im ausgemessenen Teil des Wandkanals nur wenig von den Nachbarkanälen beeinflusst war. Die Höhenliniendarstellung der azimutalen Schubspannung (Abb. 27) verdeutlicht die Meßwerte. Es ergeben sich die Maximalwerte der azimutalen Schubspannung in den Gebieten des maximalen Gradienten der Strömungsgeschwindigkeit in Umfangsrichtung, wie zu erwarten war ($\phi = 0 - 30$ grad). Im Bereich an der Kanalwand und für $\phi = 40$ grad sind die gemessenen azimutalen Schubspannungen sehr klein. 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 radialer Richtung (Abb. 28 und 29)

$$R_{uv} = \frac{\overline{-u'v'}}{\sqrt{\overline{u'^2}} \cdot \sqrt{\overline{v'^2}}} \quad (11)$$

zeigen einen ähnlichen Verlauf wie bei Kreisrohren. Über einen großen Bereich des Strömungsquerschnitts liegt dieser Korrelationskoeffizient bei etwa 0.4 ± 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. Die Höhenliniendarstellung (Abb. 30) zeigt einen relativ gleichmäßigen Verlauf.

3.5.4 Korrelationskoeffizient R_{uw}

Die ermittelten Korrelationskoeffizienten der Schubspannung parallel zu den Wänden (Abb. 31 und 32)

$$R_{uw} = \frac{\overline{-u'w'}}{\sqrt{\overline{u'^2}} \cdot \sqrt{\overline{v'^2}}} \quad (12)$$

steigen im wandfernen Bereich für $\phi < 20$ grad 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 bei dieser Untersuchung im Gegensatz zu früheren Ergebnissen nicht, wie das Höhenlinienbild deutlich zeigt (Abb. 33).

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 /10/ 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:

$$\epsilon_r^+ = \frac{\epsilon_r}{Lu^*} = \frac{-\overline{\partial u'v'}/\tau_w}{\frac{\partial (u/u_{REF})}{\partial (r/L)}} \cdot \frac{u^*}{u_{REF}} \quad (13)$$

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. 34 und 35 dargestellt. Zum Vergleich wurde der Verlauf der Wirbelviskosität im Kreisrohr nach Reichardt /11/ 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 ($\phi = 40 \text{ grd}$, $x = 79.8 \text{ mm}$) sind die Wirbelviskositäten in radialer Richtung am ehesten mit den Kreisrohrdaten vergleichbar. Die neuen Daten stimmen mit Ergebnissen in Unterkanälen mit anderer Geometrie /3/ sowohl qualitativ als auch quantitativ gut überein. Auch die Höhenliniendarstellung (Abb. 36) zeigt in Wandnähe 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:

$$\epsilon_{\phi}^+ = \frac{\epsilon_{\phi}}{Lu^*} = \frac{-\overline{\rho u' w'} / \tau_w}{\frac{r}{L} \frac{\partial (u/u_{REF})}{\partial \phi}} \frac{u^*}{u_{REF}} \quad (14)$$

Wie bei den früheren Messungen /3/ unterscheiden sich die Ergebnisse für die Wirbelviskosität parallel zur Wand ganz erheblich von denen senkrecht zur Wand. Die ermittelten Werte sind in Abb. 37 und 38 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 dem engsten Querschnitt zwischen den Stäben ($\phi = 0 - 15 \text{ grd}$). Im Spalt zwischen Stab und Kanalwand ($\phi = 90 \text{ grd}$ bzw. $x = 0 \text{ mm}$) sind die Wirbelviskositäten nicht definiert, da der Geschwindigkeitsgradient in Umfangsrichtung gegen Null geht. Das gleiche gilt für die Symmetrielinie bei $x = 84.4 \text{ mm}$ und für $\phi \approx 40 \text{ grd}$.

Betrachtet man den Verlauf der Wirbelviskosität parallel zur Wand im Strömungsbereich um den Stab, so erkennt man, daß die Wirbelviskositäten zunächst vom Höchstwert $\varepsilon_{\phi}^{+} \approx 3$ stark abfallen (etwa um den Faktor 30 bei $\phi = 40$ grd: 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 sind die Wirbelviskositäten etwa konstant. Für den Strömungsbereich nahe der Kanalwand ergibt sich eine relativ große Streuung der Werte, sie sind aber ziemlich klein ($\varepsilon_{\phi}^{+} \approx 0.1 - 0.4$). Die Streuung liegt an den sehr niedrigen turbulenten Schubspannungen an der Kanalwand.

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.

4. Vergleich der Meßergebnisse mit Berechnungen mit VELASCO

Mit dem Rechenprogramm VELASCO /1/ wurden die Geschwindigkeits- und Wandschubspannungsverteilungen im untersuchten Wandkanal ($P/D = 1.148$ $W/D = 1.252$) 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 ($\epsilon_{\phi}^+ = 0.154$, $C_{sec} = -0.573$) zeigen eine stärkere Variation der Wandschubspannung am Umfang des Stabes (durchgezogene Linie) als die Meßwerte. Dieses Ergebnis wurde auch bei früheren Vergleichen für kleine Stababstandsverhältnisse beobachtet. Insbesondere im engen Spalt zwischen den Stäben sind die berechneten Wandschubspannungen bis zu 32 % niedriger als die Meßwerte, verursacht durch den Impulstransport zwischen den Unterkanälen.

Für die Wandschubspannungsverteilung an der Kanalwand ergibt sich mit der Standard-Version ebenfalls eine Abweichung zwischen Rechnung und Messung von 9 %. Allerdings liegen hier die berechneten Wandschubspannungen höher als die gemessenen.

5. Schlußfolgerungen

Die Meßergebnisse mit einem asymmetrischen Stabbündel aus vier parallelen Stäben im Rechteckkanal zeigen, daß auch für den Fall eines Wandabstandsverhältnisses ($W/D = 1.252$) größer als das Stababstandsverhältnis ($P/D = 1.148$) der Impulsaustausch hochgradig anisotrop ist. Das gilt besonders für den engen Spalt zwischen den Stäben. Der zeitliche Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit zeigt keine Einflüsse von Sekundärströmungen.

Die Vergleichsrechnungen mit VELASCO ergeben starke Abweichungen in der Wandschubspannungsverteilung im engen Spalt zwischen den Stäben.

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
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^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

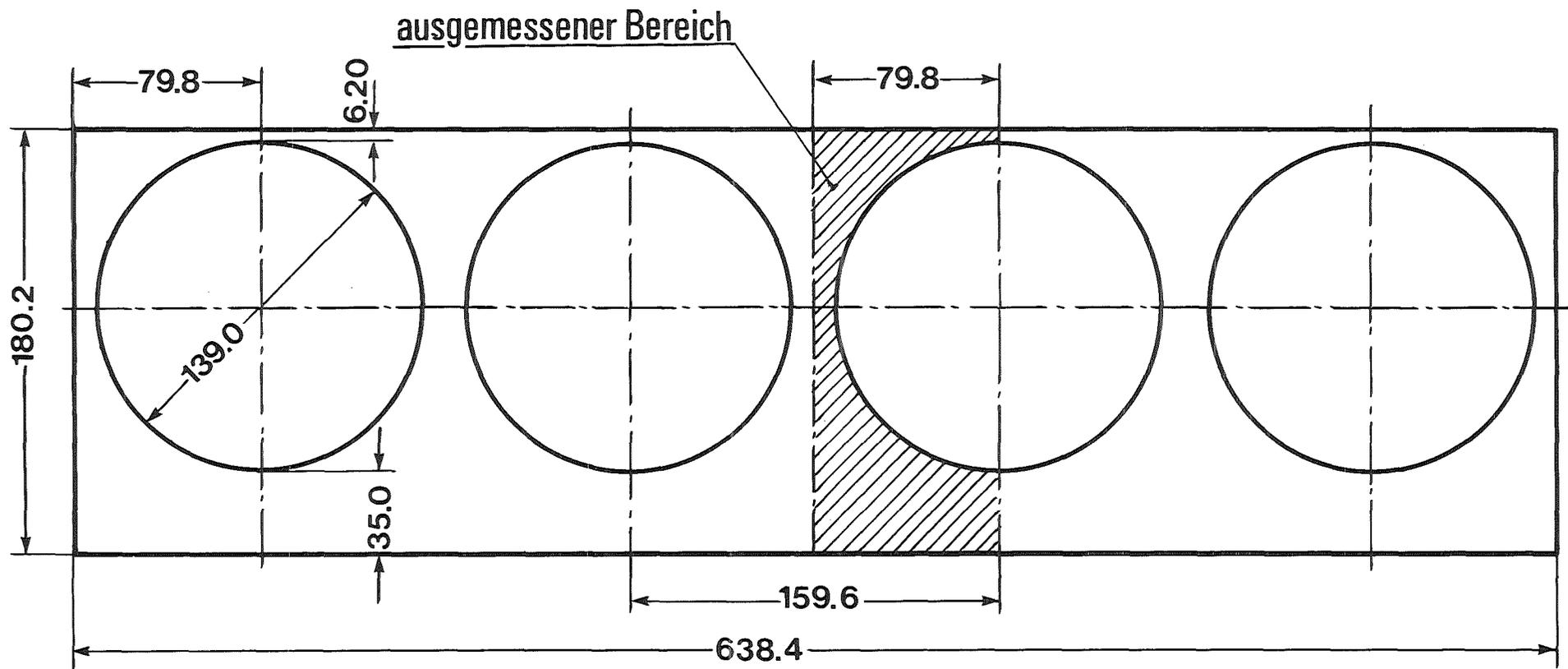
Literatur

- /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:
Turbulent momentum transport in rod bundles, Nucl. Engng.
Design 62, pp. 137 - 146 (1980)
- /4/ K. Rehme:
Strömungsuntersuchungen an einem asymmetrischen Stabbündel
(P/D = 1.148, W/D = 1.045)
KfK-Bericht 3597 (1983)
- /5/ K. Maubach:
Reibungsgesetze turbulenter Strömungen
Chemie-Ing.-Technik 42 (15), 995 - 1004 (1970)
- /6/ K. Rehme:
Simple method of predicting friction factors of turbulent
flow in noncircular channels
Int. J. Heat Mass Transfer 16, 993 - 950 (1973)
- /7/ K. Rehme:
Laminarströmung in Stabbündeln
Chemie-Ing.-Technik 43, (17), 962 - 966 (1971)

- /8/ J. Nikuradse:
Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Strömung in glatten
Rohren
VDI Forsch. Heft No. 356 (1932)
- /9/ 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)
- /10/ Ch. Hausmann und M. Mangelmann
persönliche Mitteilung (1972)
- /11/ 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.	39	Versuch Nr.	40
W/D	1.252	W/D	1.252
τ_{wav} (Nm ⁻²)	1.728	τ_{wav} (Nm ⁻²)	1.728
ϕ (grd)	τ_w/τ_{wav}	x (mm)	τ_w/τ_{wav}
0	0.8469	0	0.9351
5	0.8879	5	0.9355
10	0.9283	10	0.9389
15	0.9725	15	0.9488
20	1.0126	20	0.9533
25	1.0504	25	0.9632
30	1.0821	30	0.9691
35	1.0986	35	0.9804
40	1.1099	40	0.9865
45	1.1081	45	0.9927
50	1.0950	50	0.9948
55	1.0745	55	0.9922
60	1.0490	60	0.9923
65	1.0257	65	0.9889
70	1.0056	70	0.9855
75	0.9928	75	0.9852
80	0.9782	79.8	0.9846
85	0.9729		
90	0.9759		



$P/D = 1.148$

$W/D = 1.045$ (eng)

$W/D = 1.252$ (weit)

Abb. 1 Kanalquerschnitt

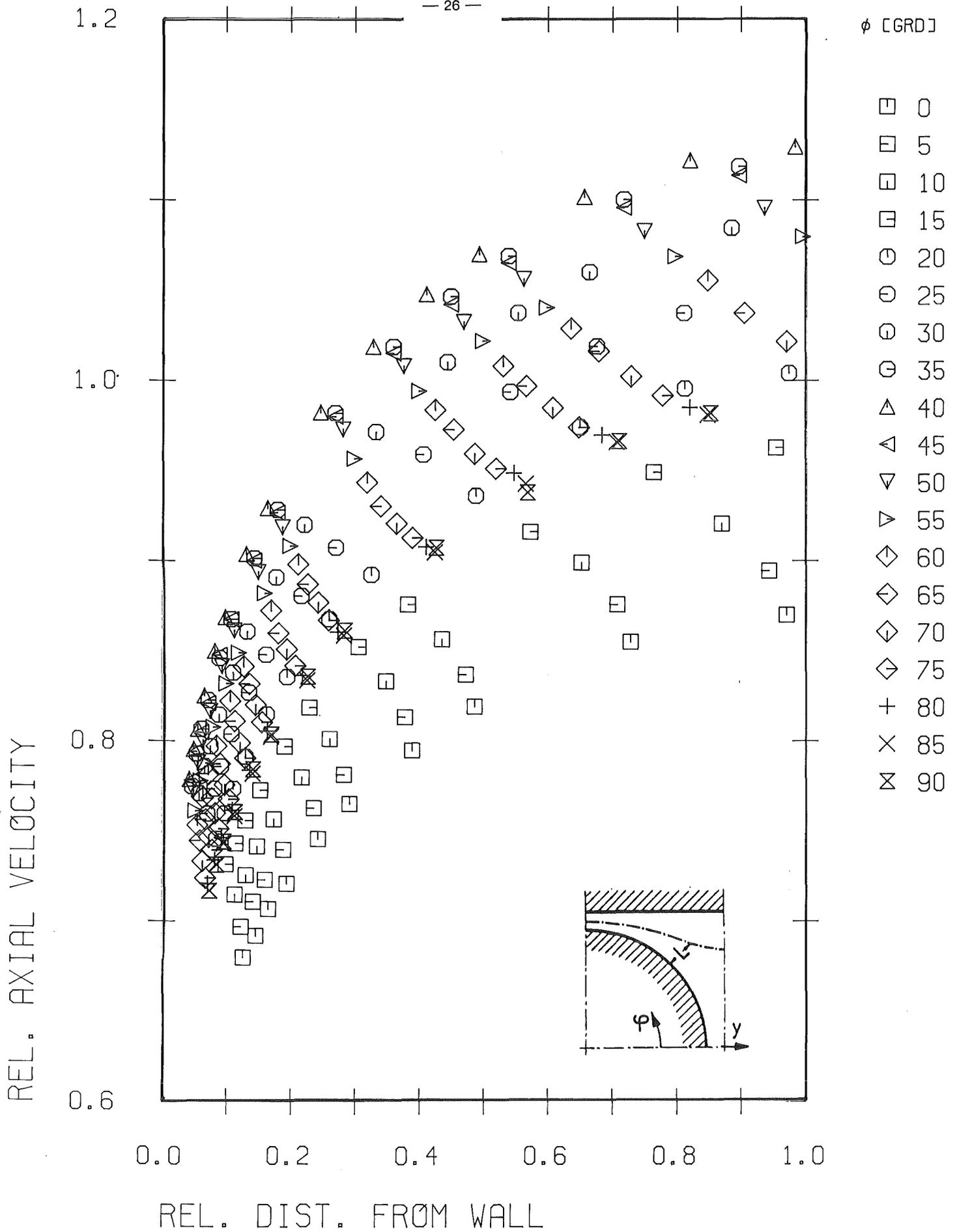


Abb. 2 Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit (r/ϕ)

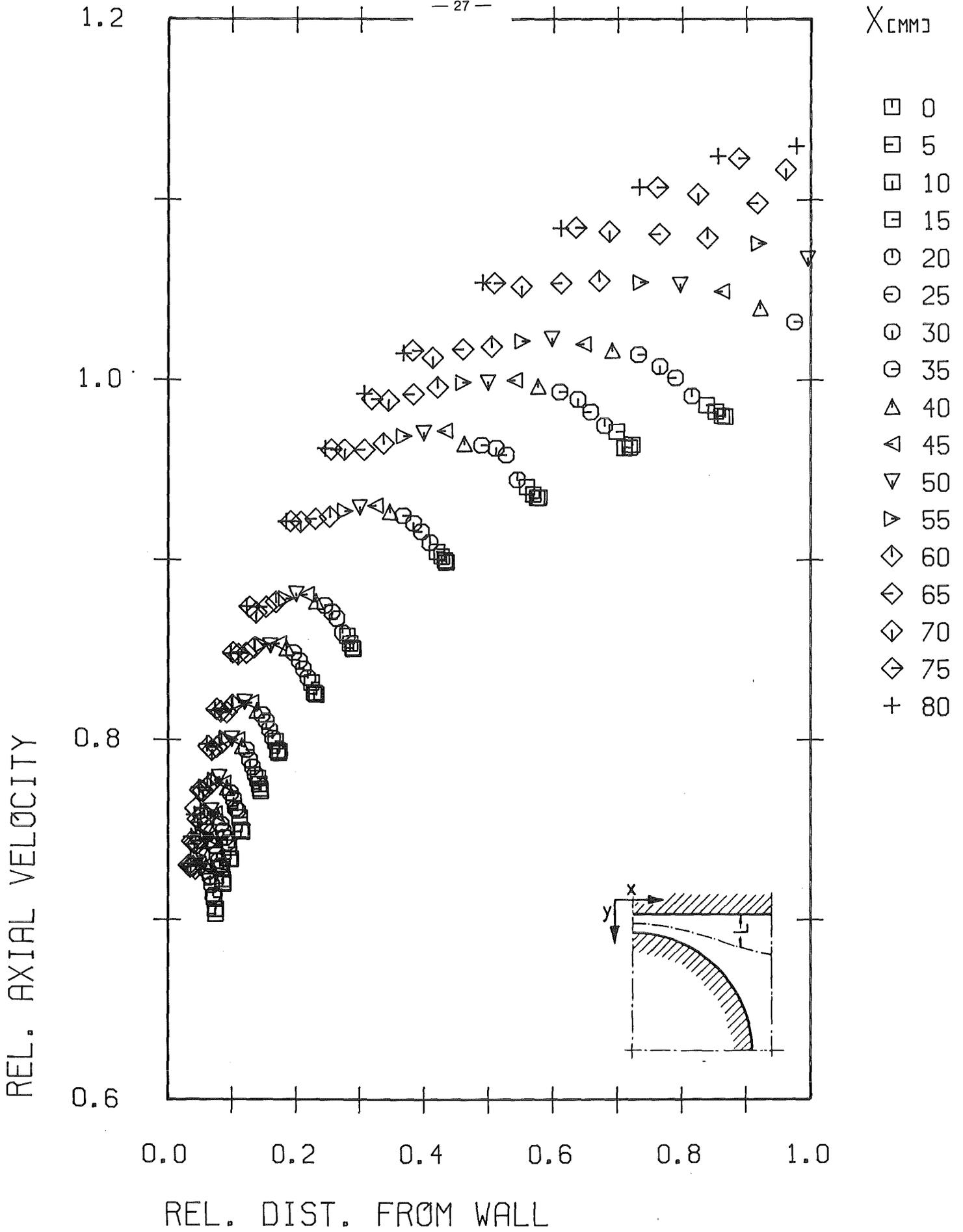


Abb. 3 Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit (x/y)

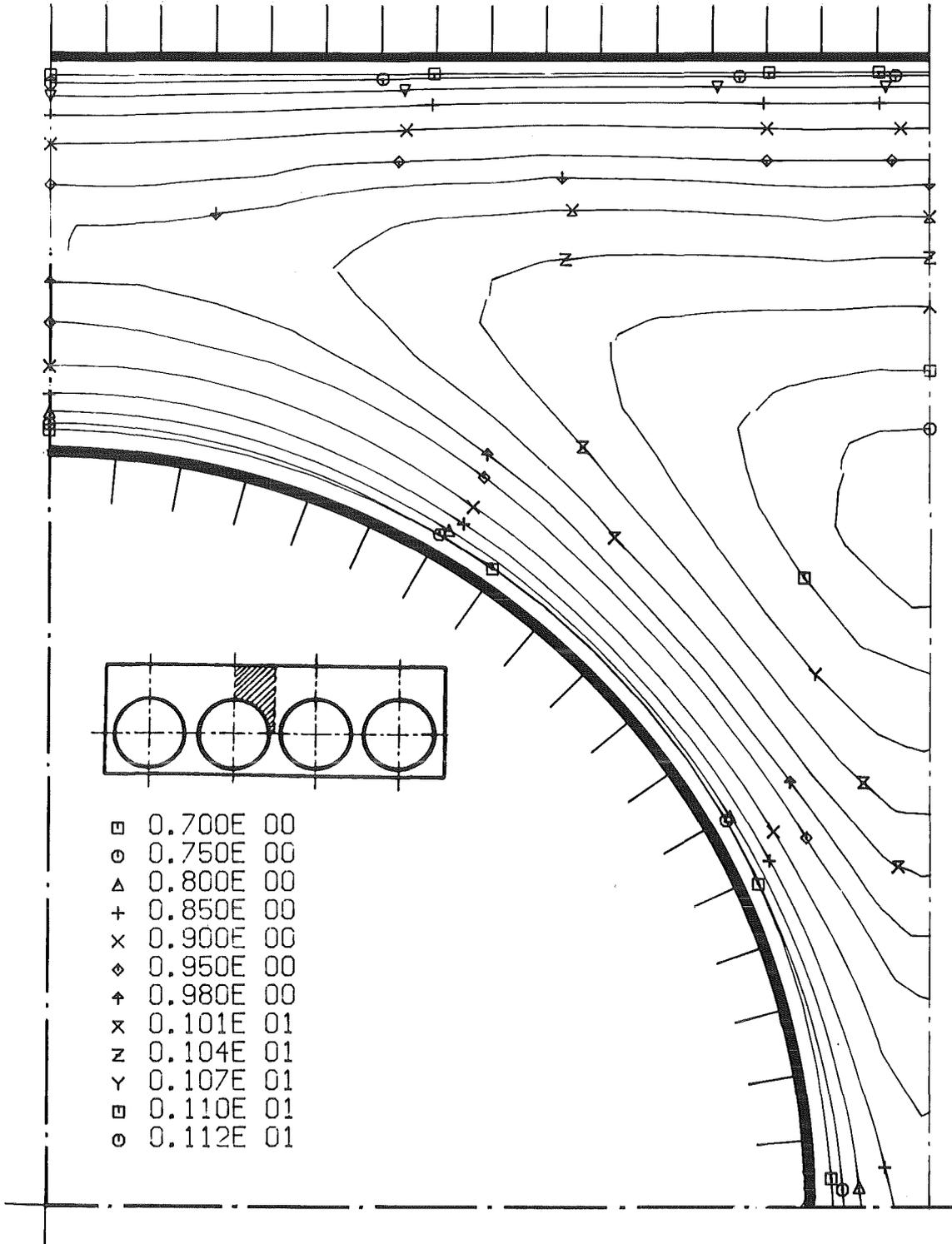


Abb. 4 Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit (Höhenlinien)

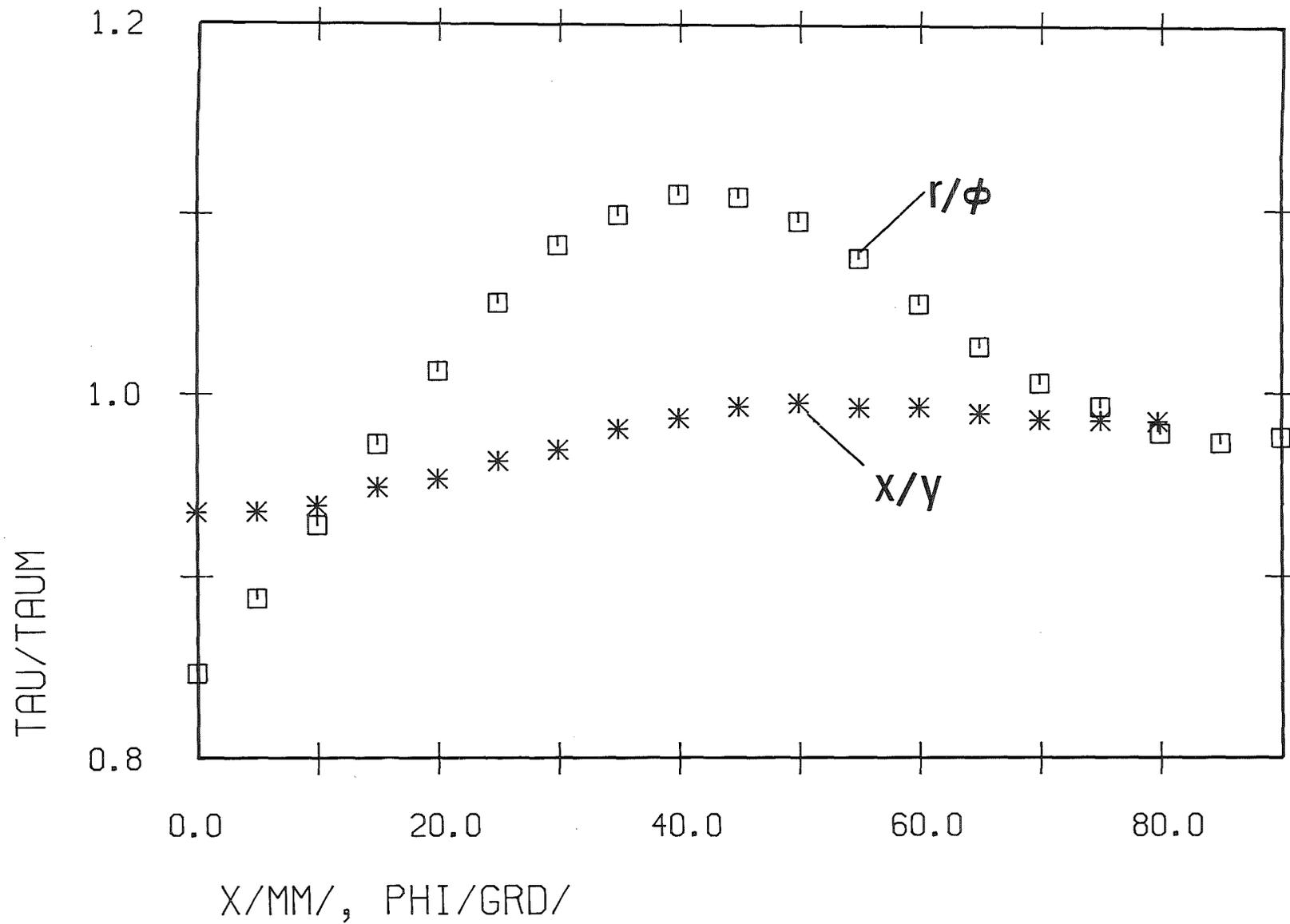


Abb. 5 Wandschubspannungsverteilung

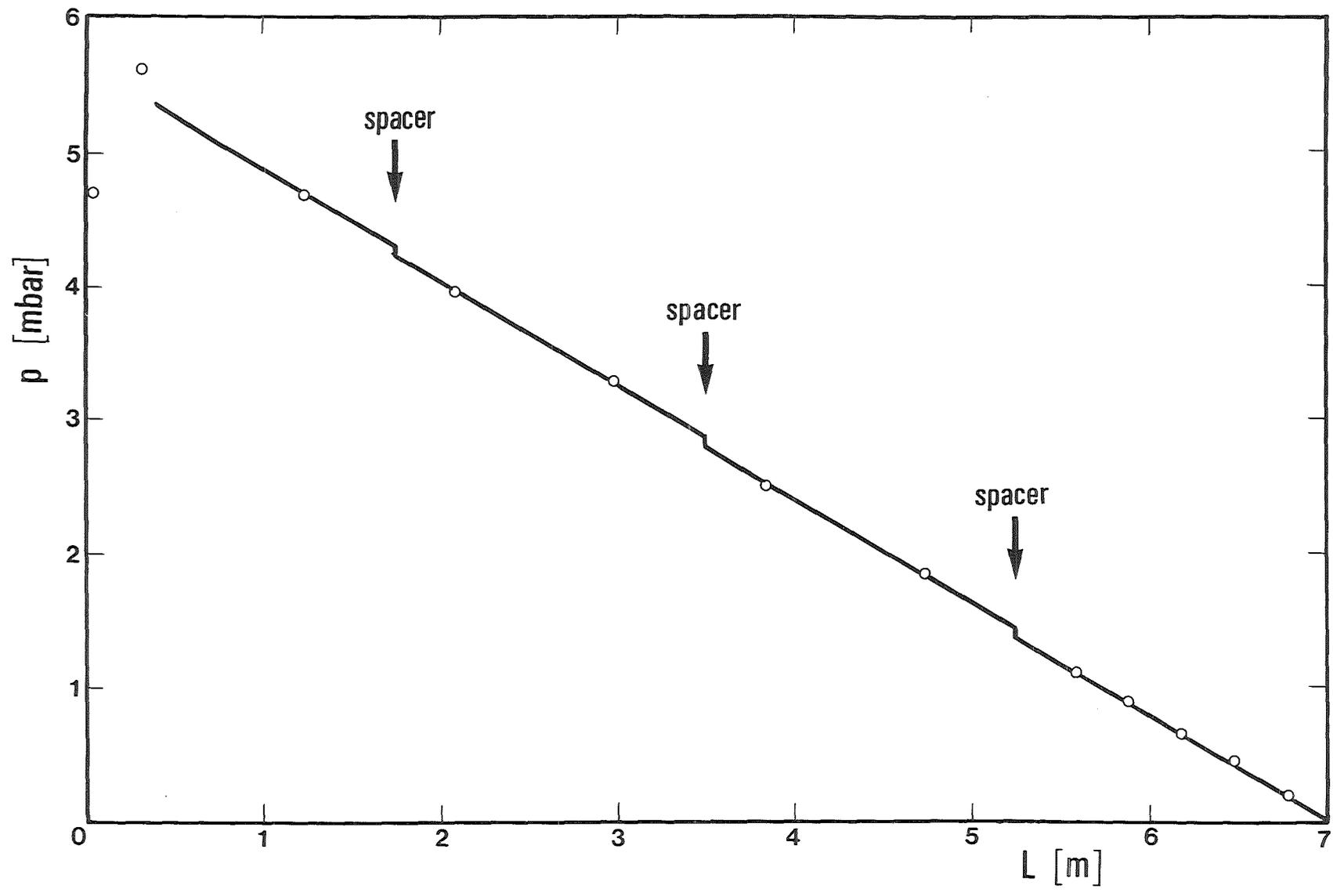


Abb. 6 Gemessener Verlauf des statischen Drucks

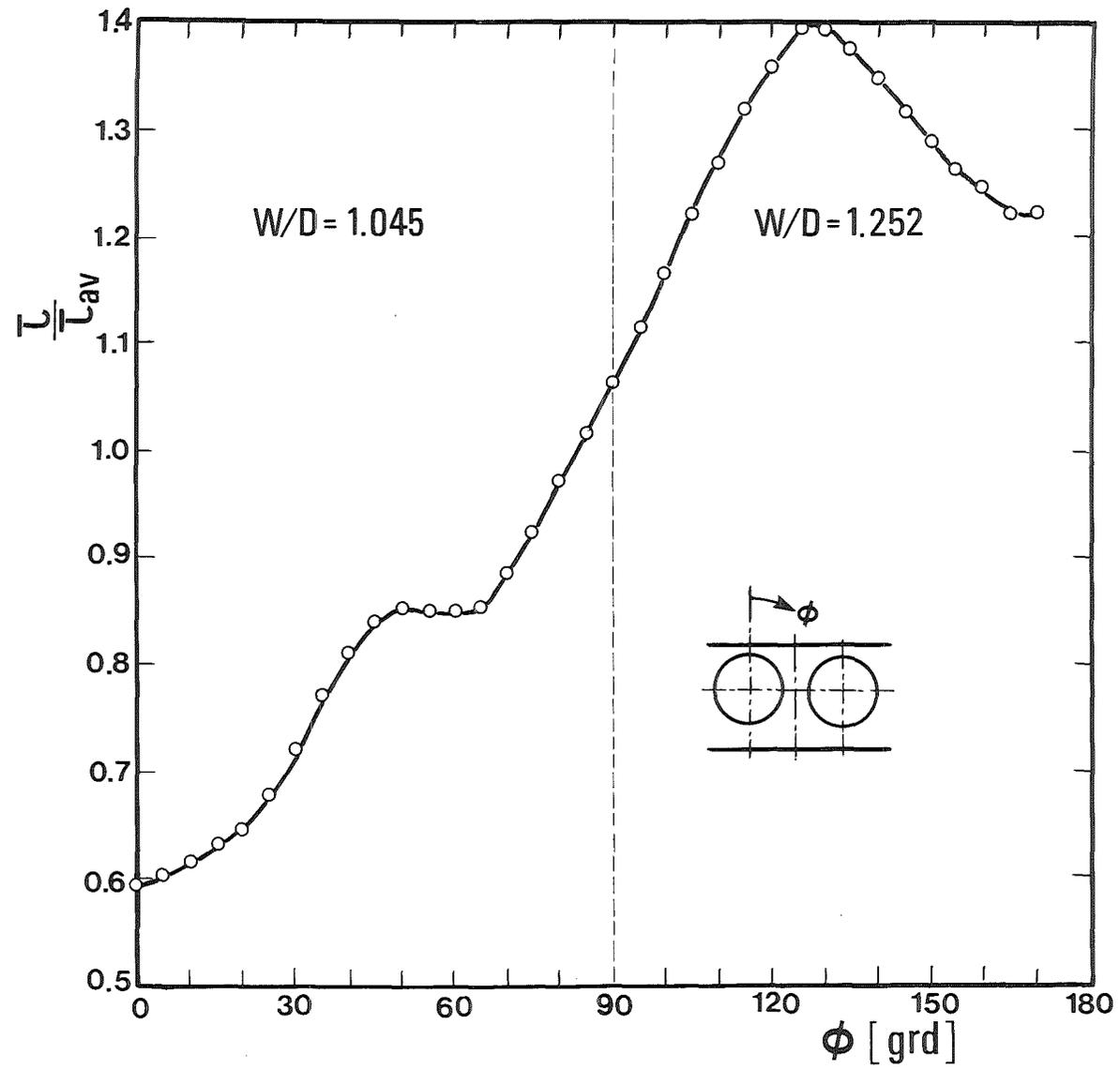


Abb. 7 Wandschubspannungsverteilung am Stab in beiden Wandkanälen

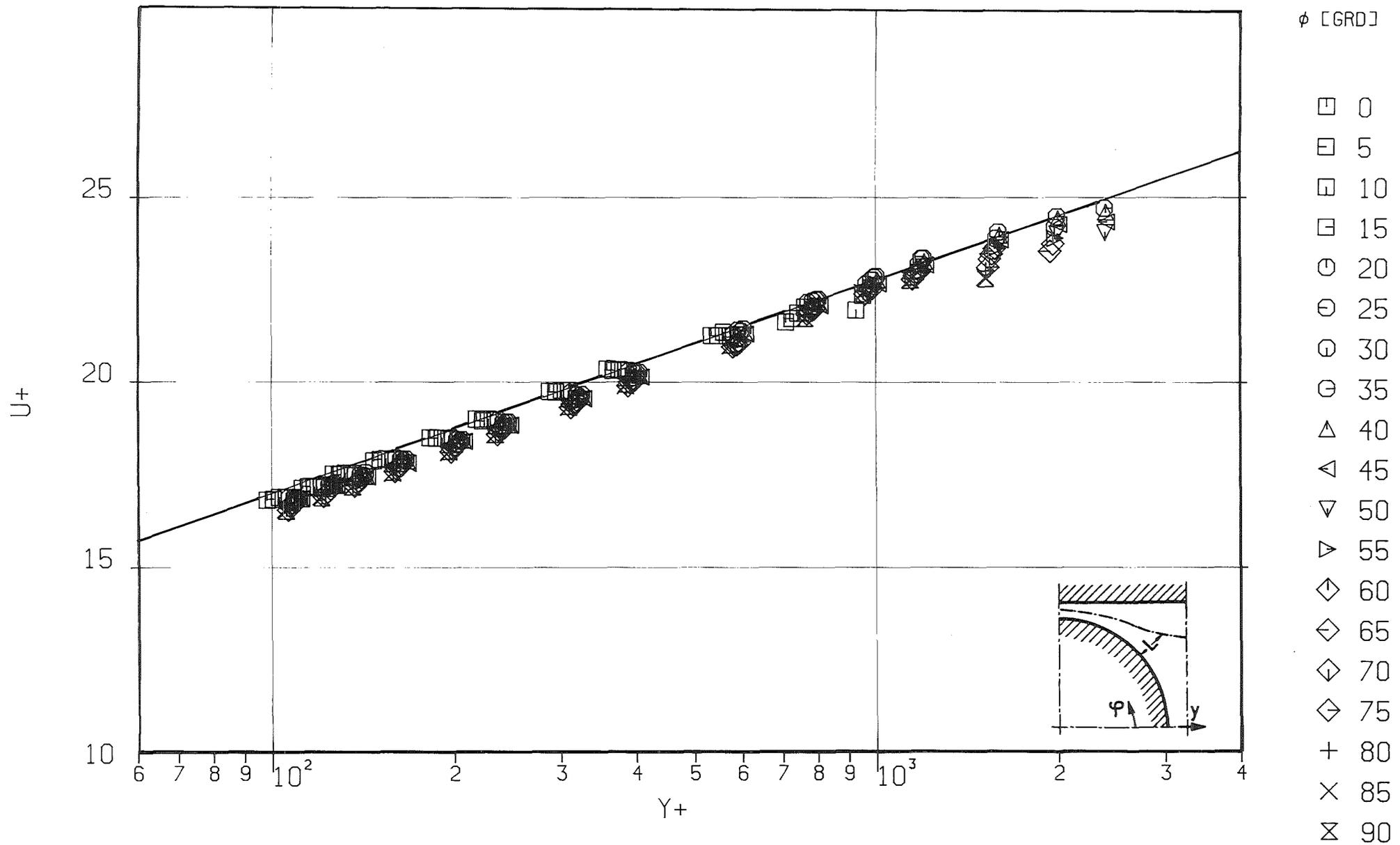


Abb. 8 Dimensionsloses Geschwindigkeitsprofil (r/ϕ)

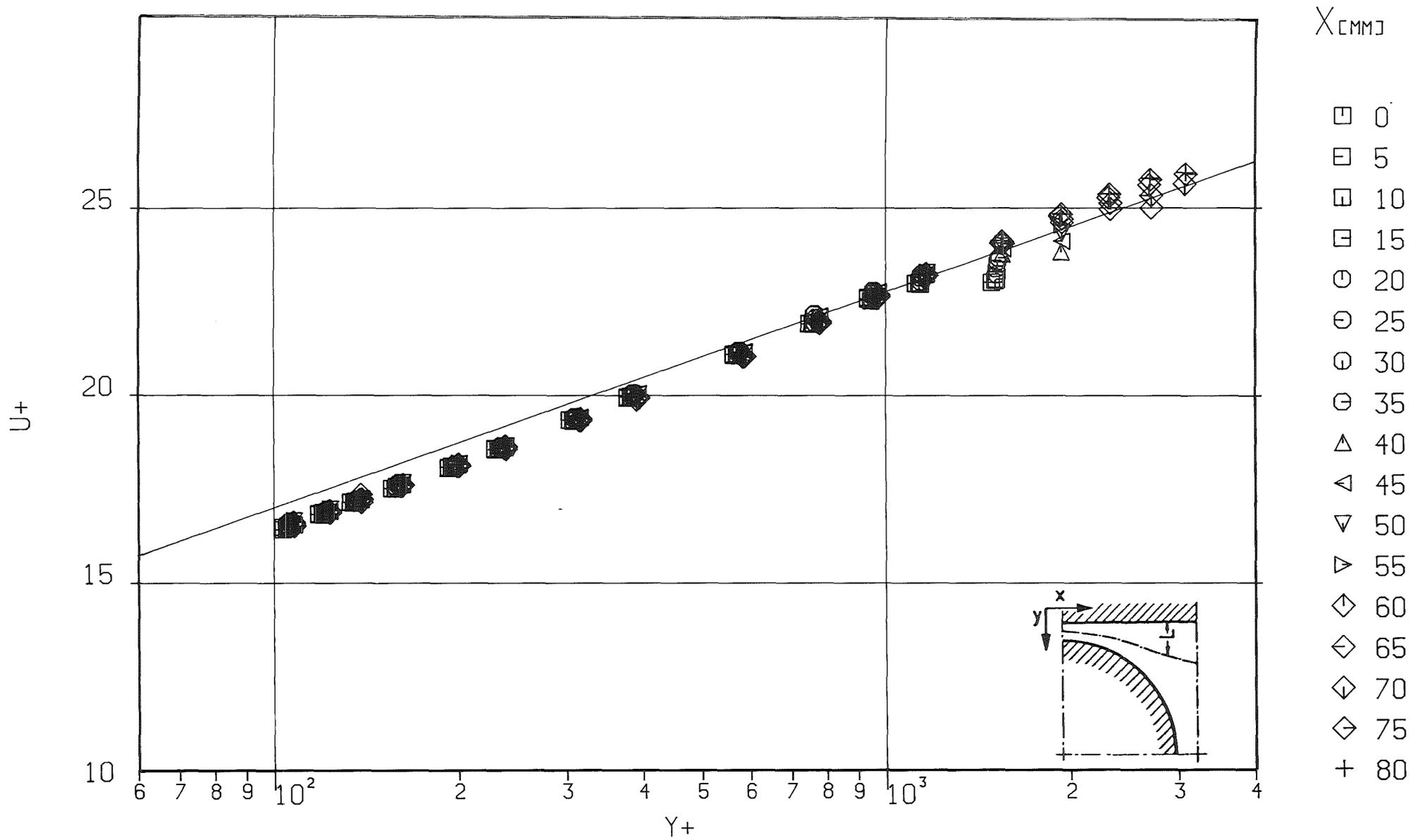


Abb. 9 Dimensionsloses Geschwindigkeitsprofil (x/y)

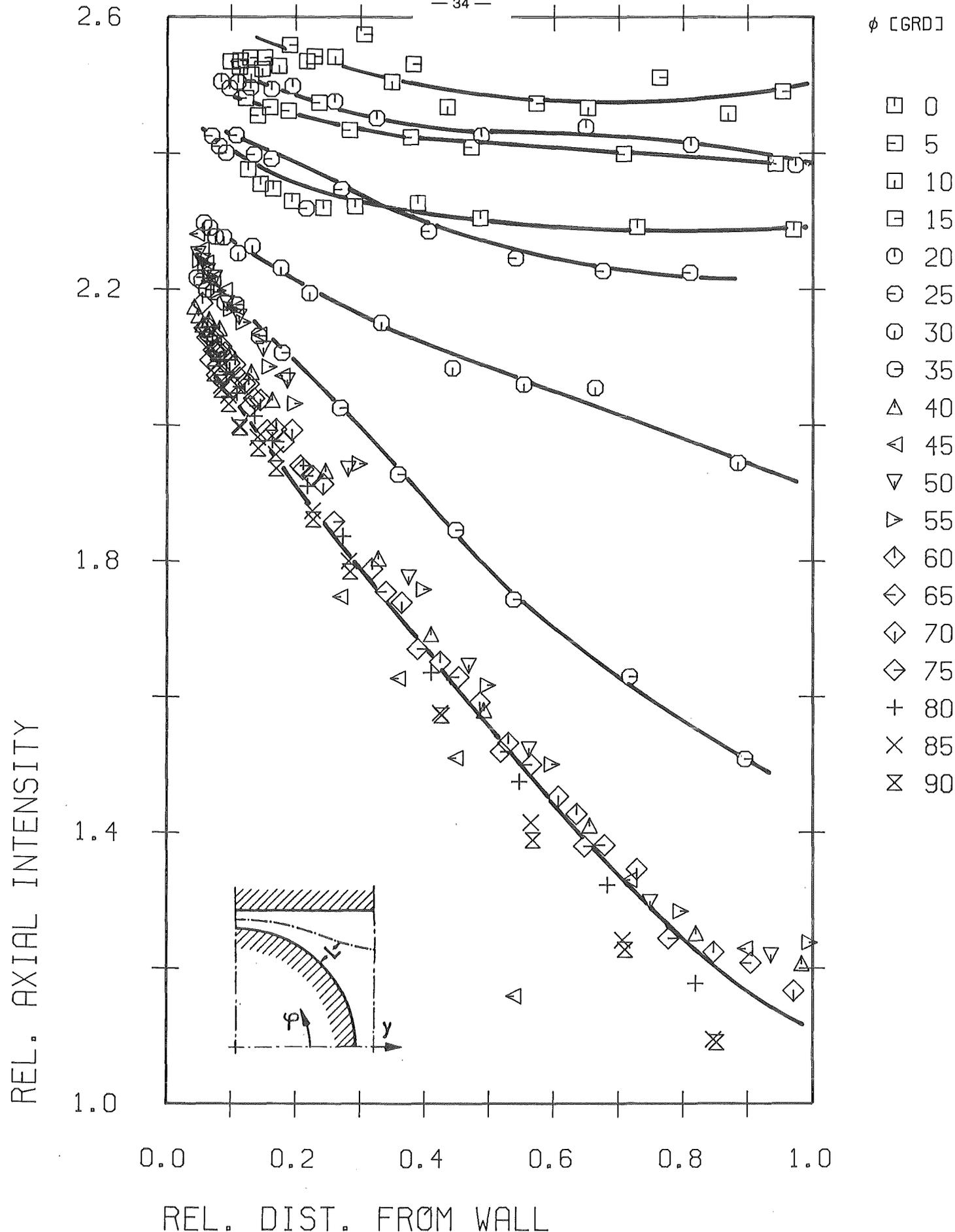


Abb. 10 Axiale Turbulenzintensität (r/ϕ)

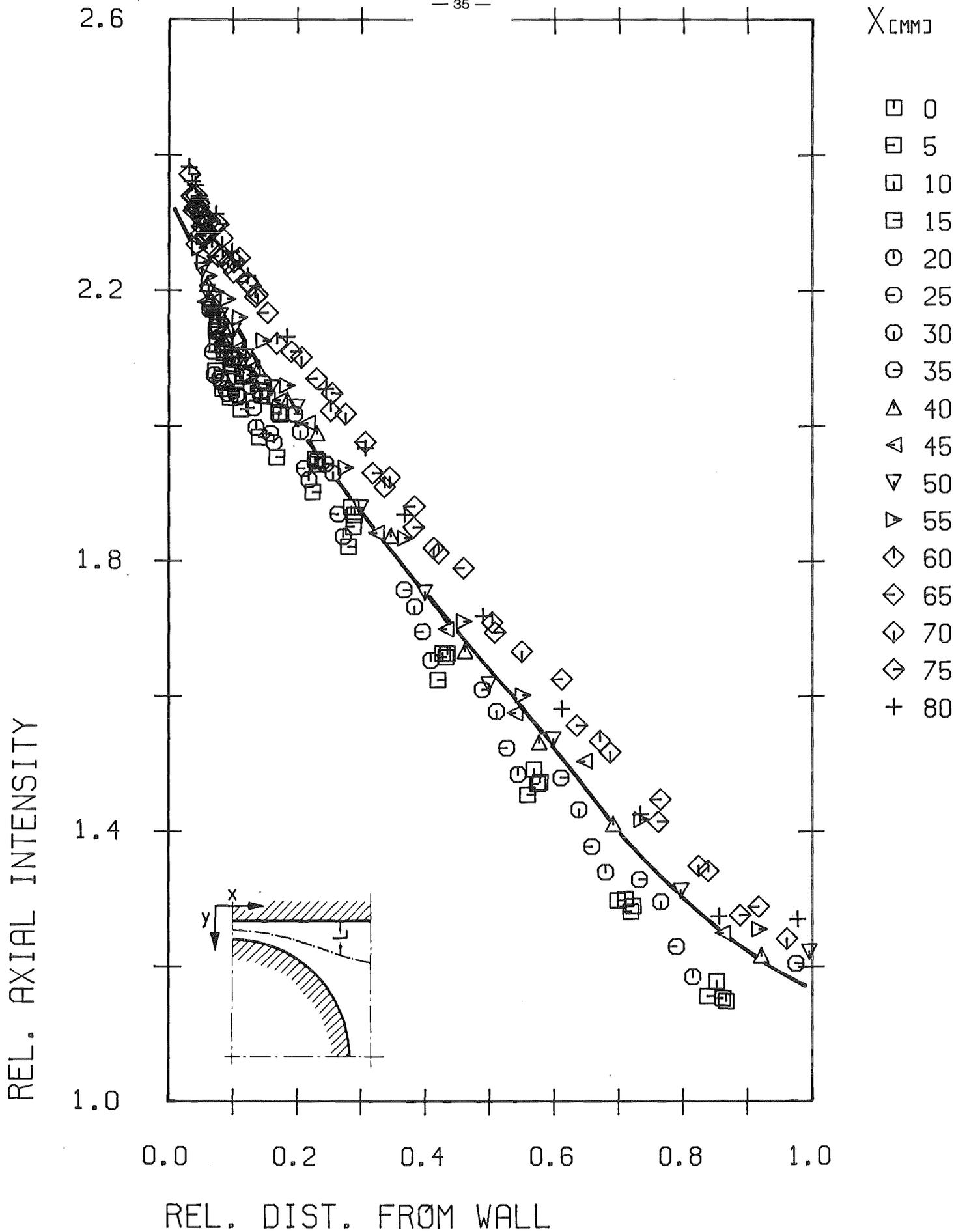


Abb. 11 Axiale Turbulenzintensität (x/y)

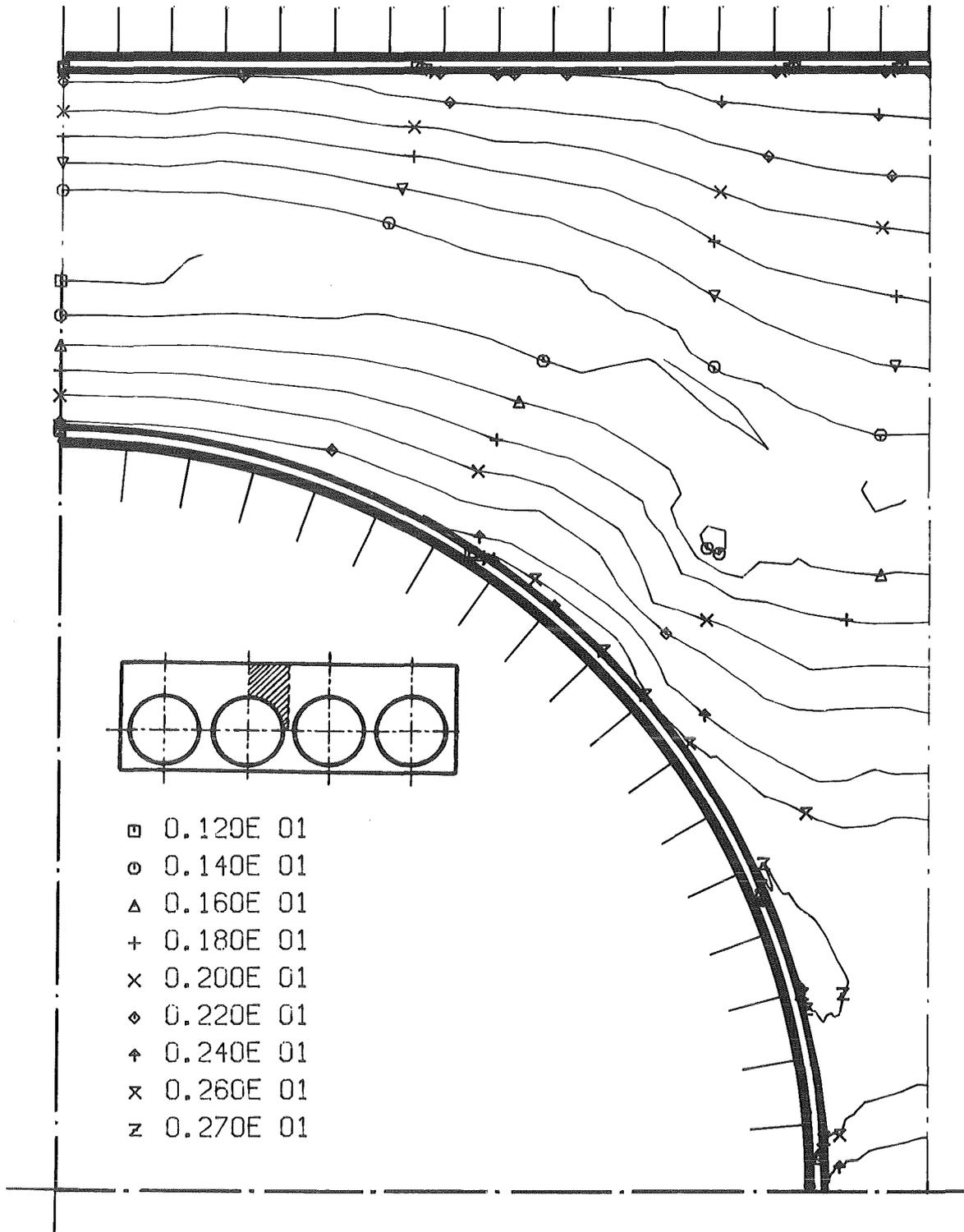


Abb. 12 Axiale Turbulenzintensität (Höhenlinien)

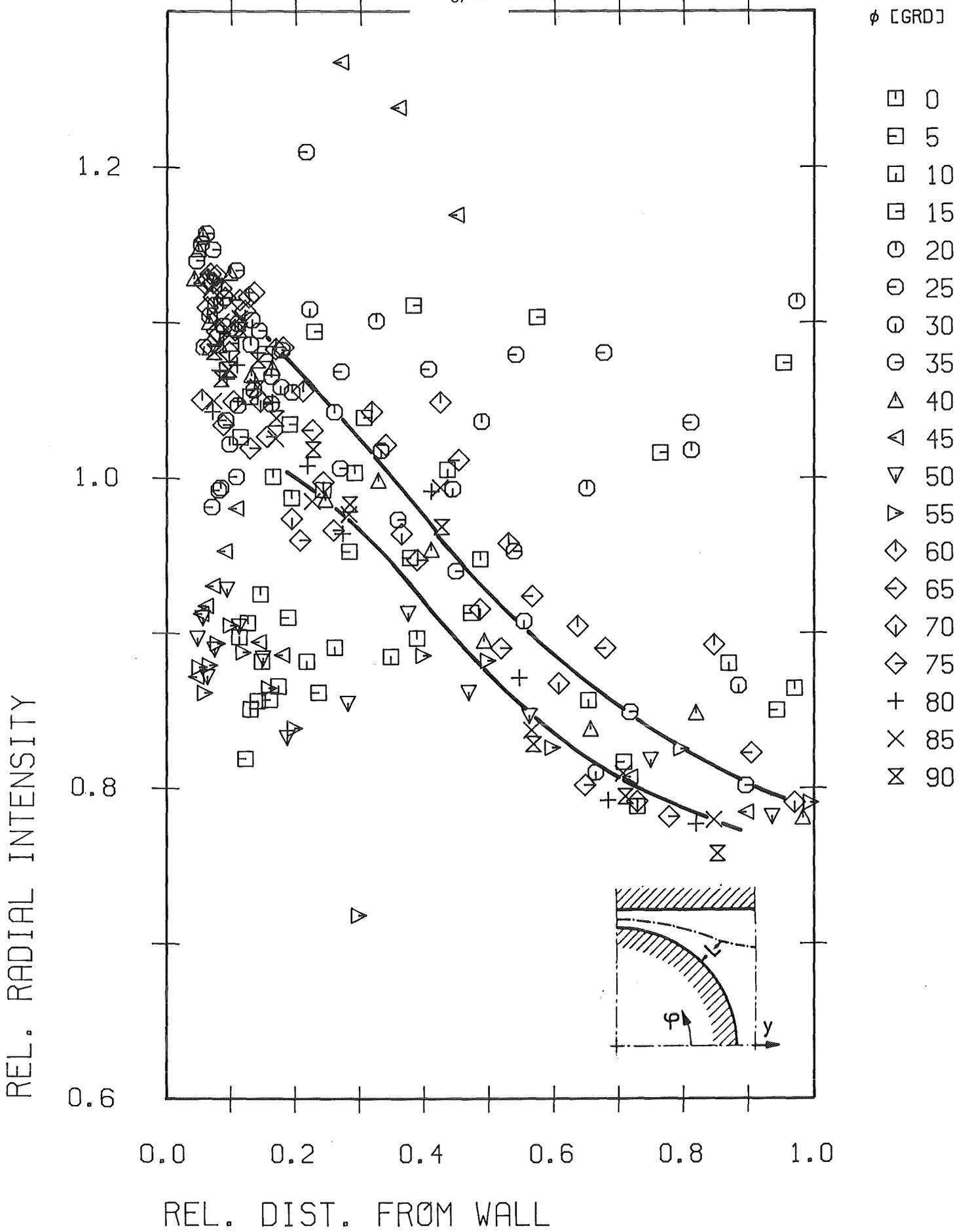


Abb. 13 Radiale Turbulenzintensität (r/ϕ)

X_{EMM}

REL. RADIAL INTENSITY

1.2
1.0
0.8
0.6

0.0 0.2 0.4 0.6 0.8 1.0

REL. DIST. FROM WALL

- 0
- ▣ 5
- ▢ 10
- ▤ 15
- 20
- ⊖ 25
- ⊗ 30
- ⊕ 35
- △ 40
- ▽ 45
- ∇ 50
- ◇ 60
- ◊ 65
- ◈ 70
- ◉ 75
- + 80

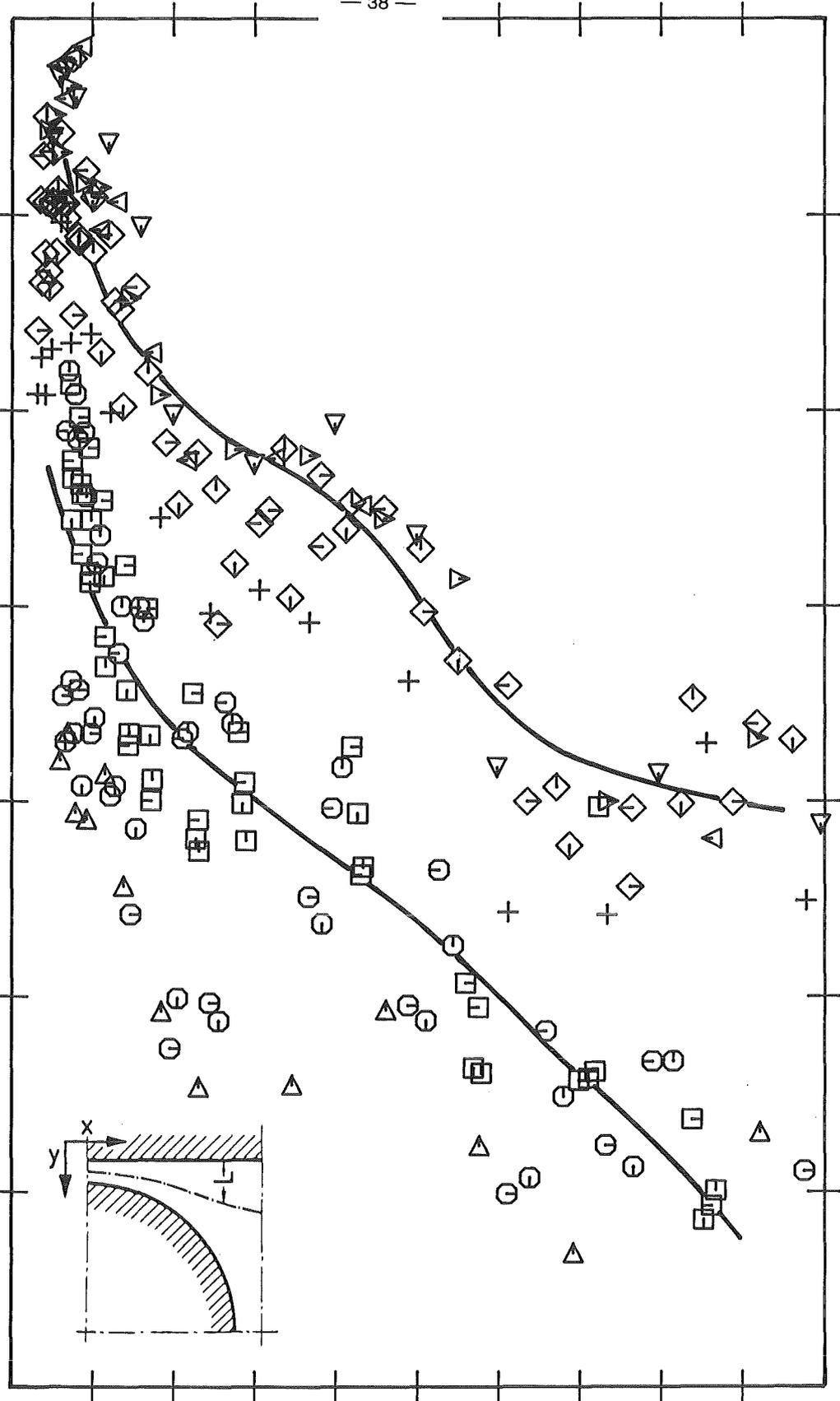


Abb. 14 Radiale Turbulenzintensität (x/y)

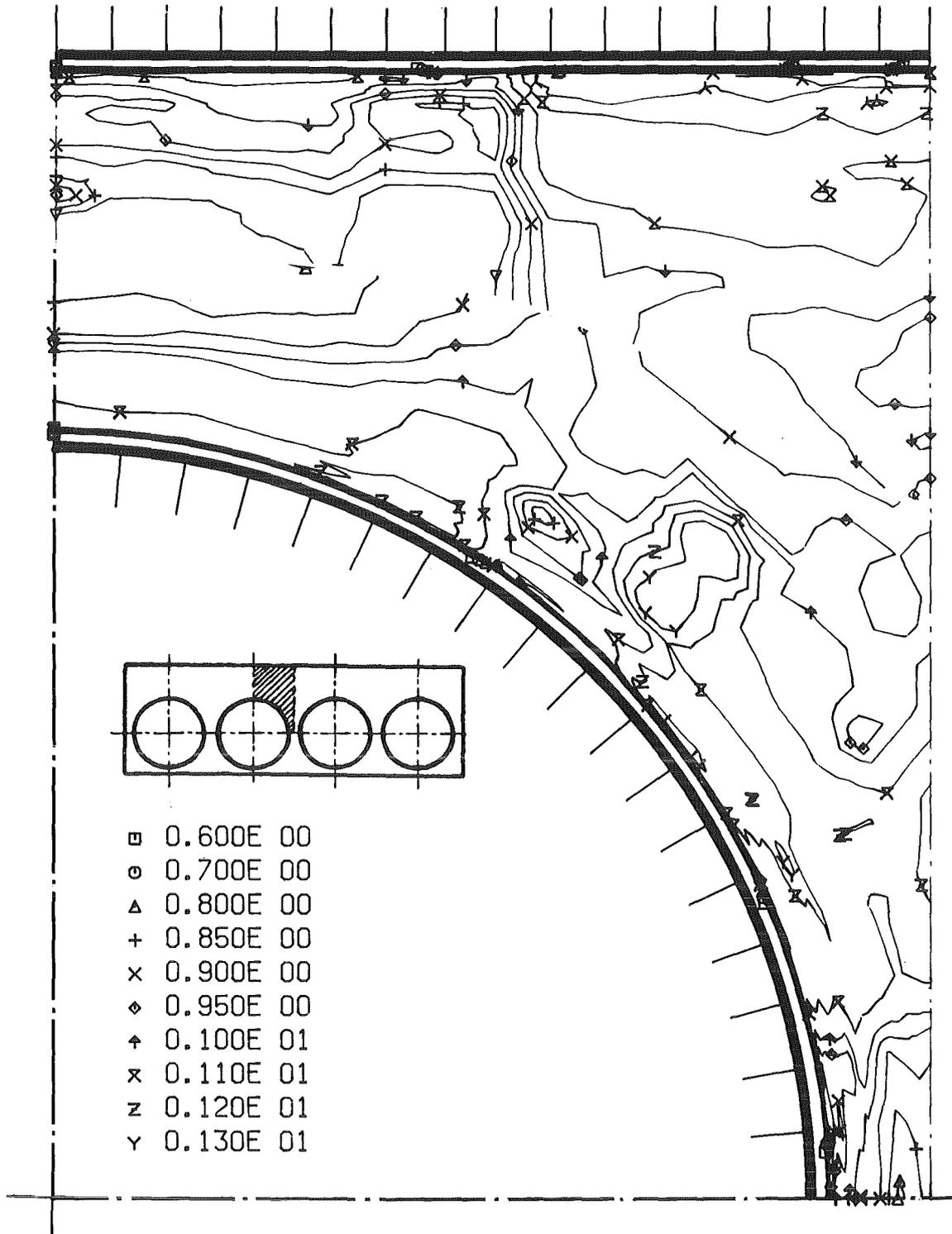


Abb. 15 Radiale Turbulenzintensität (Höhenlinien)

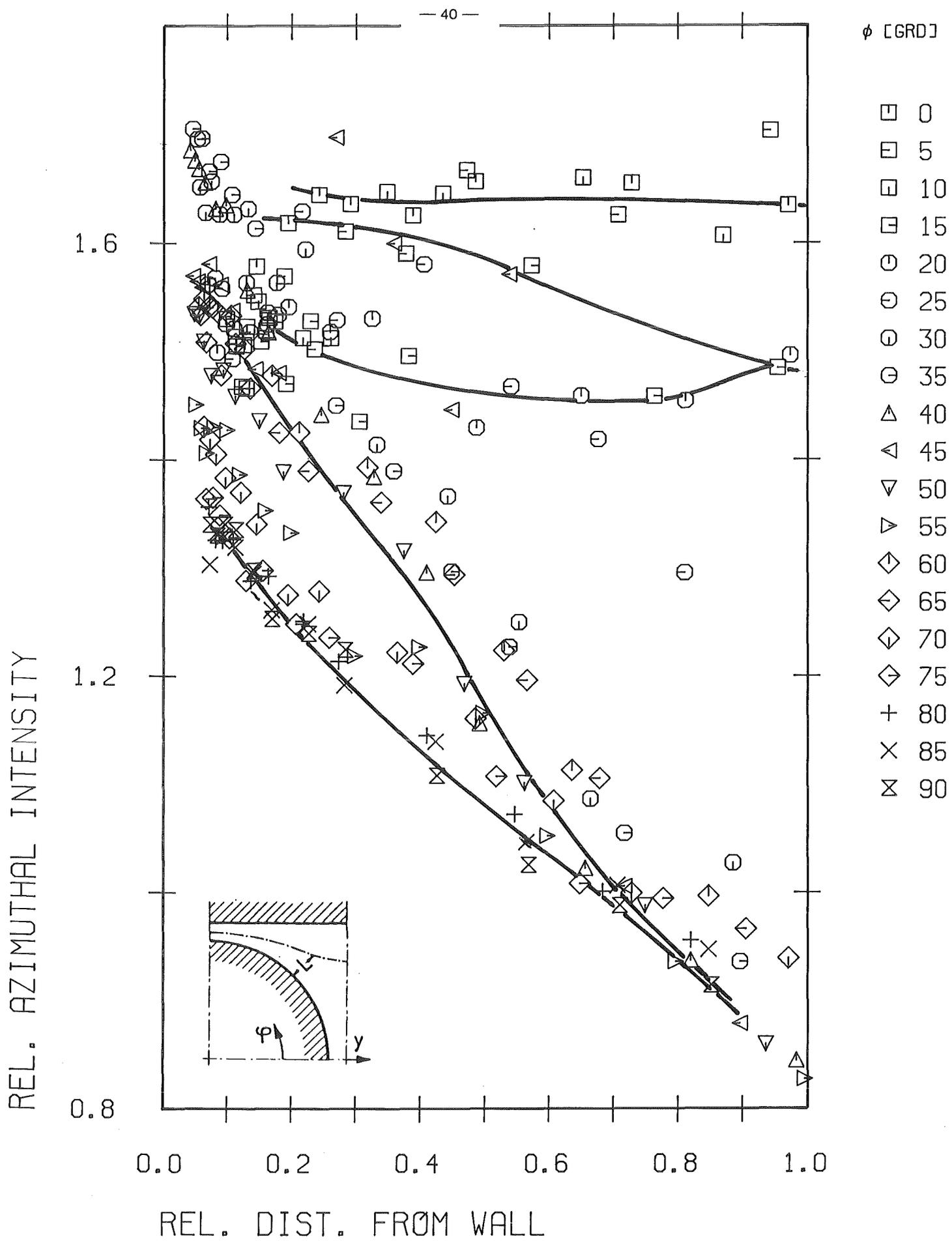


Abb. 16 Azimutale Turbulenzintensität (r/ϕ)

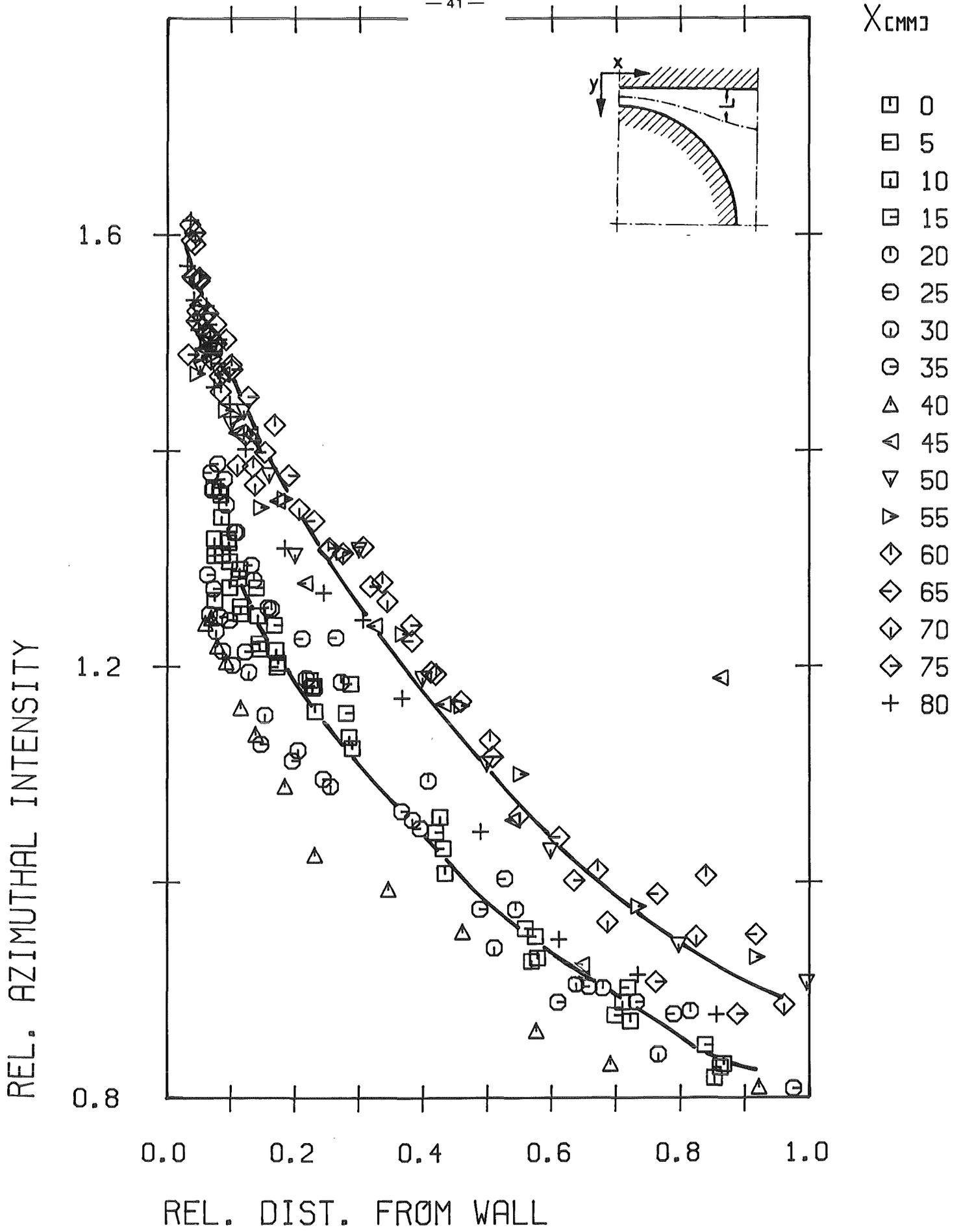


Abb. 17 Azimutale Turbulenzintensität (x/y)

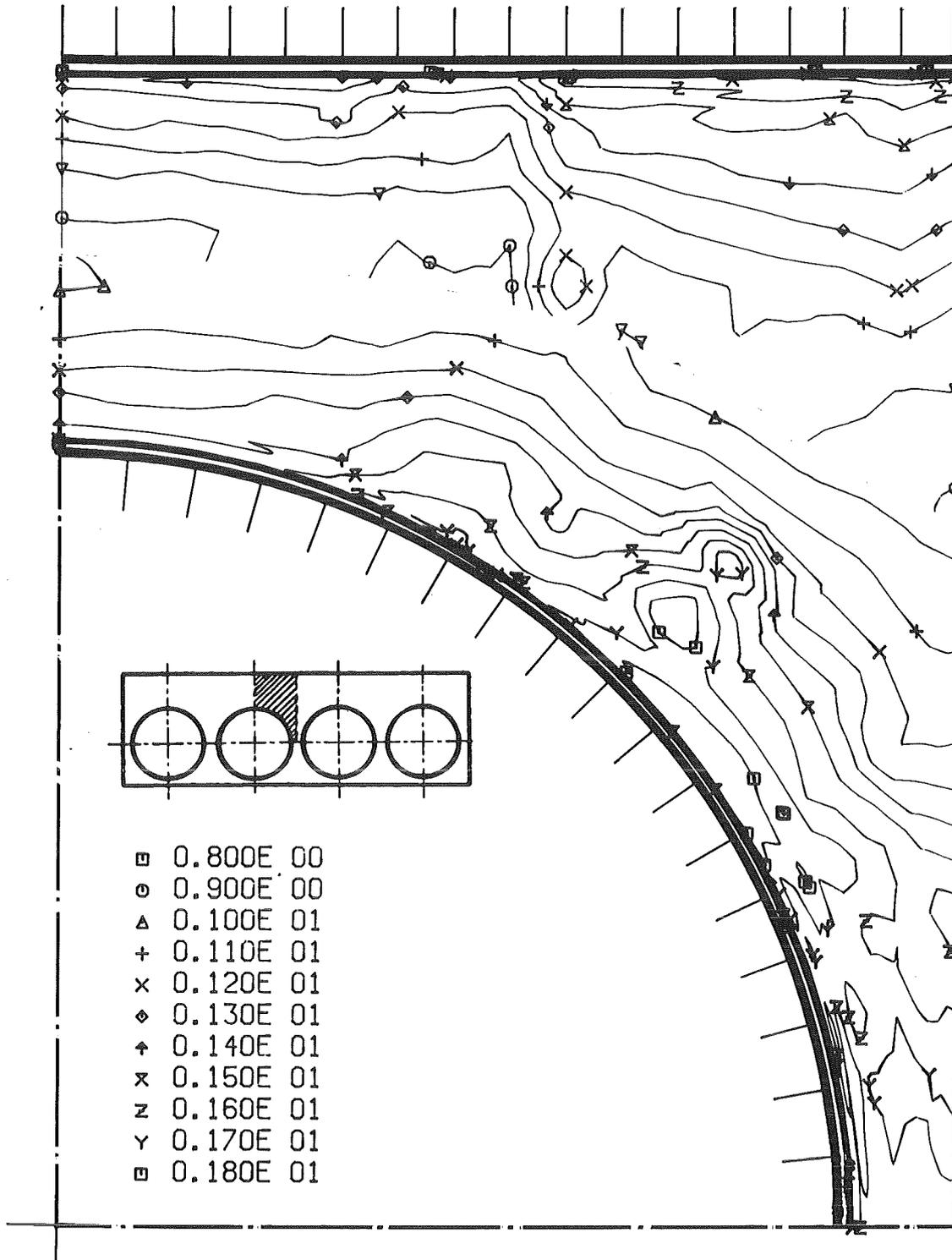


Abb. 18 Azimutale Turbulenzintensität (Höhenlinien)

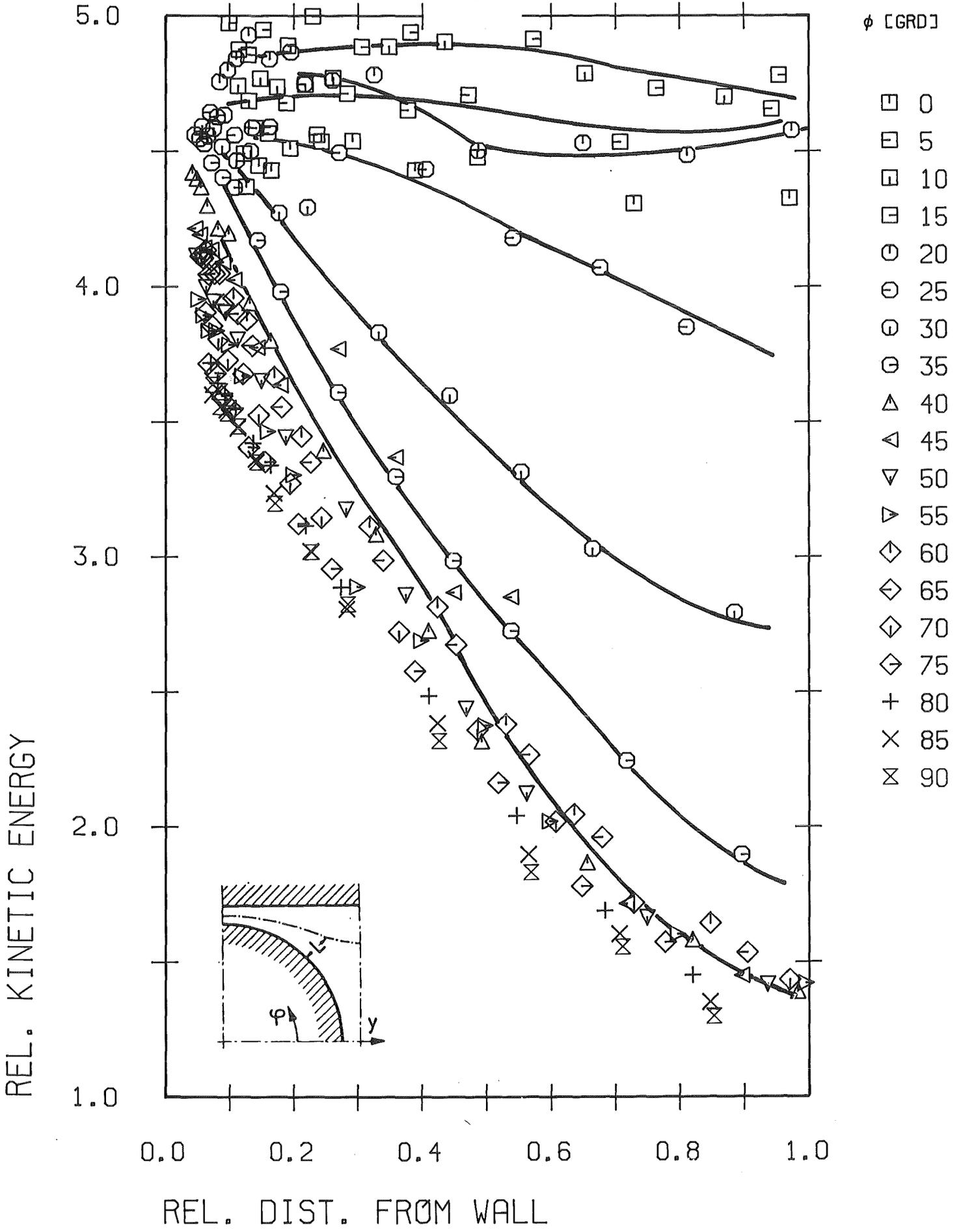
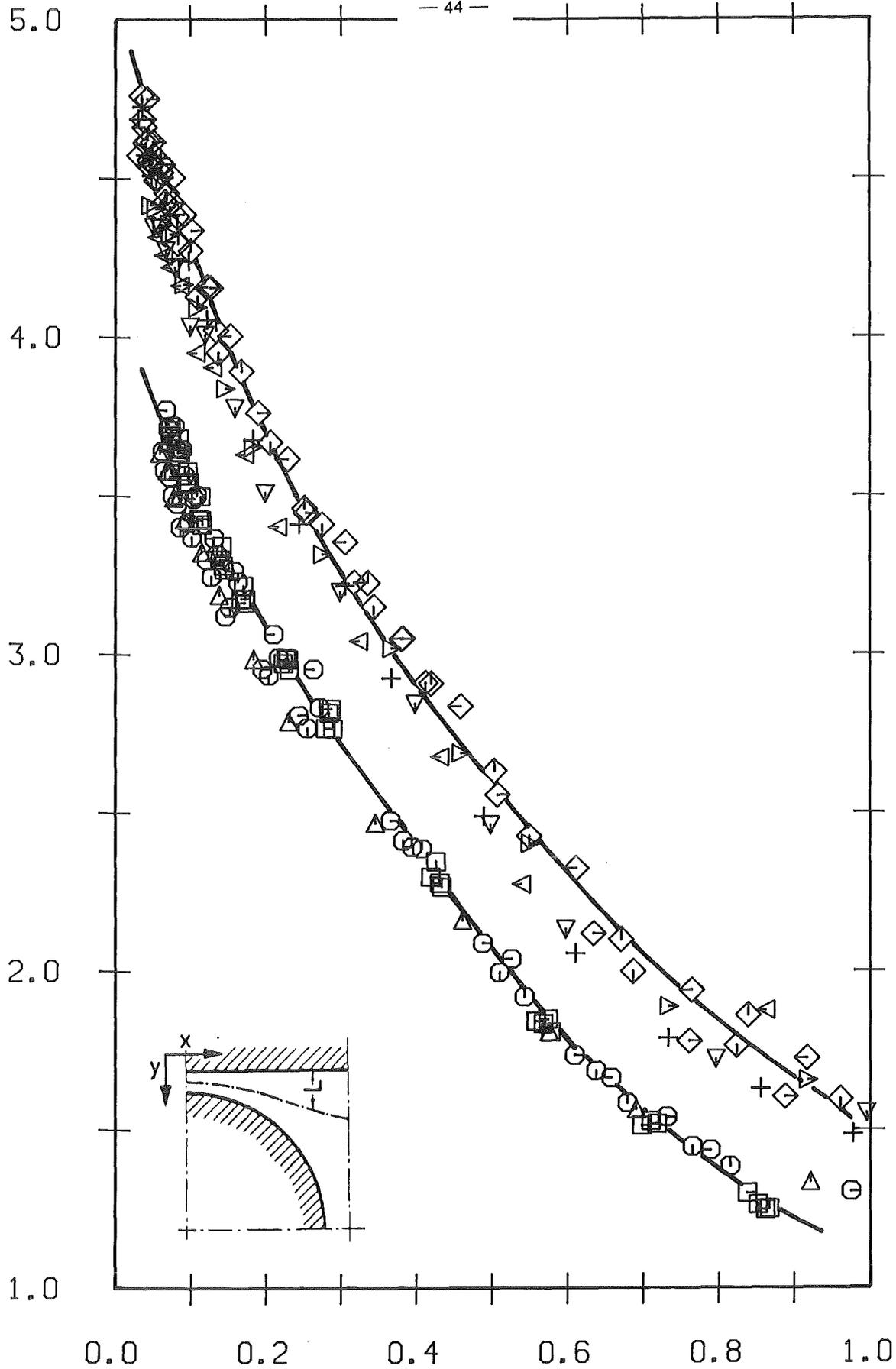


Abb. 19 Kinetische Energie der Turbulenz (r/ϕ)

X_{EMM}

REL. KINETIC ENERGY



REL. DIST. FROM WALL

Abb. 20 Kinetische Energie der Turbulenz (x/y)

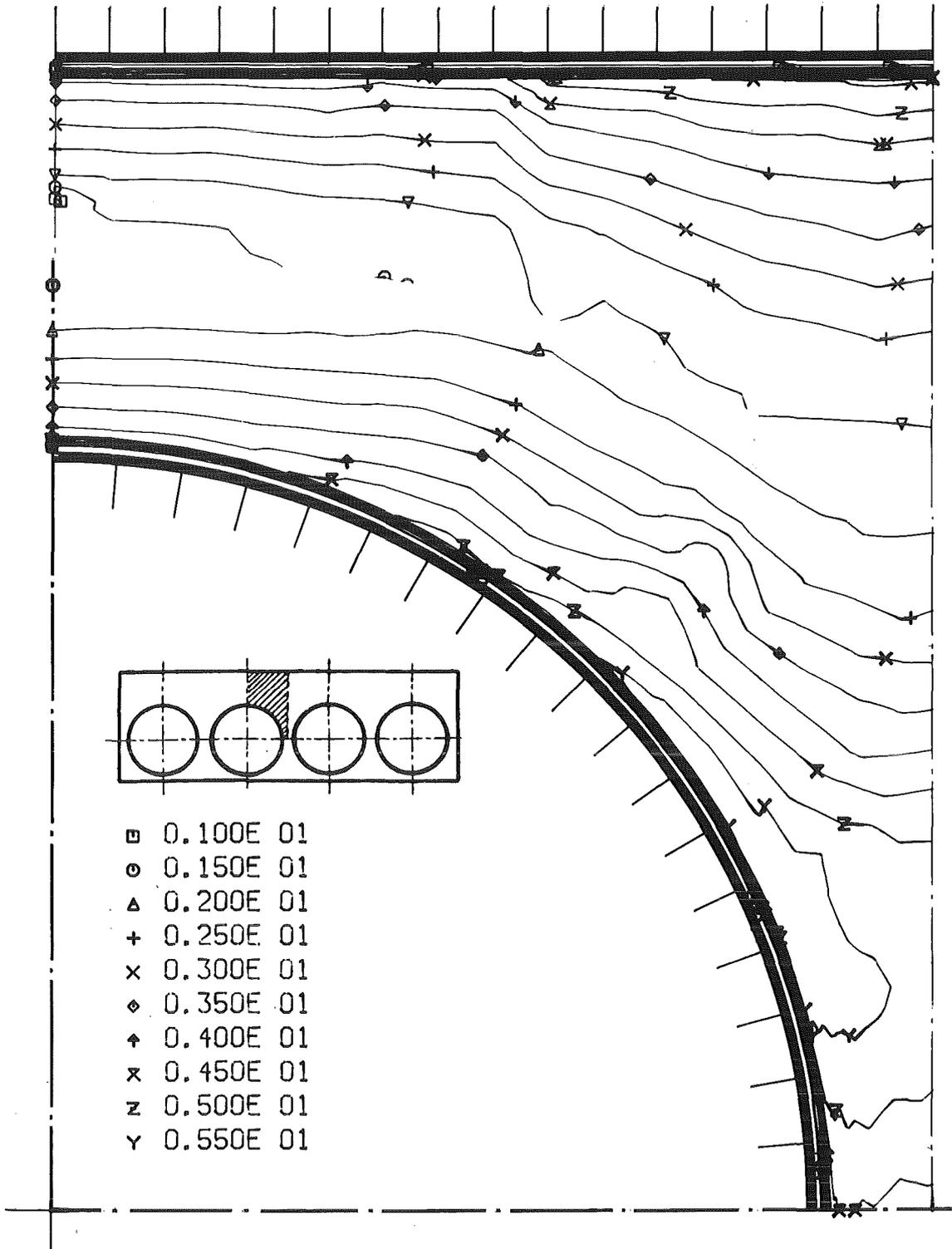


Abb. 21 Kinetische Energie der Turbulenz (Höhenlinien)

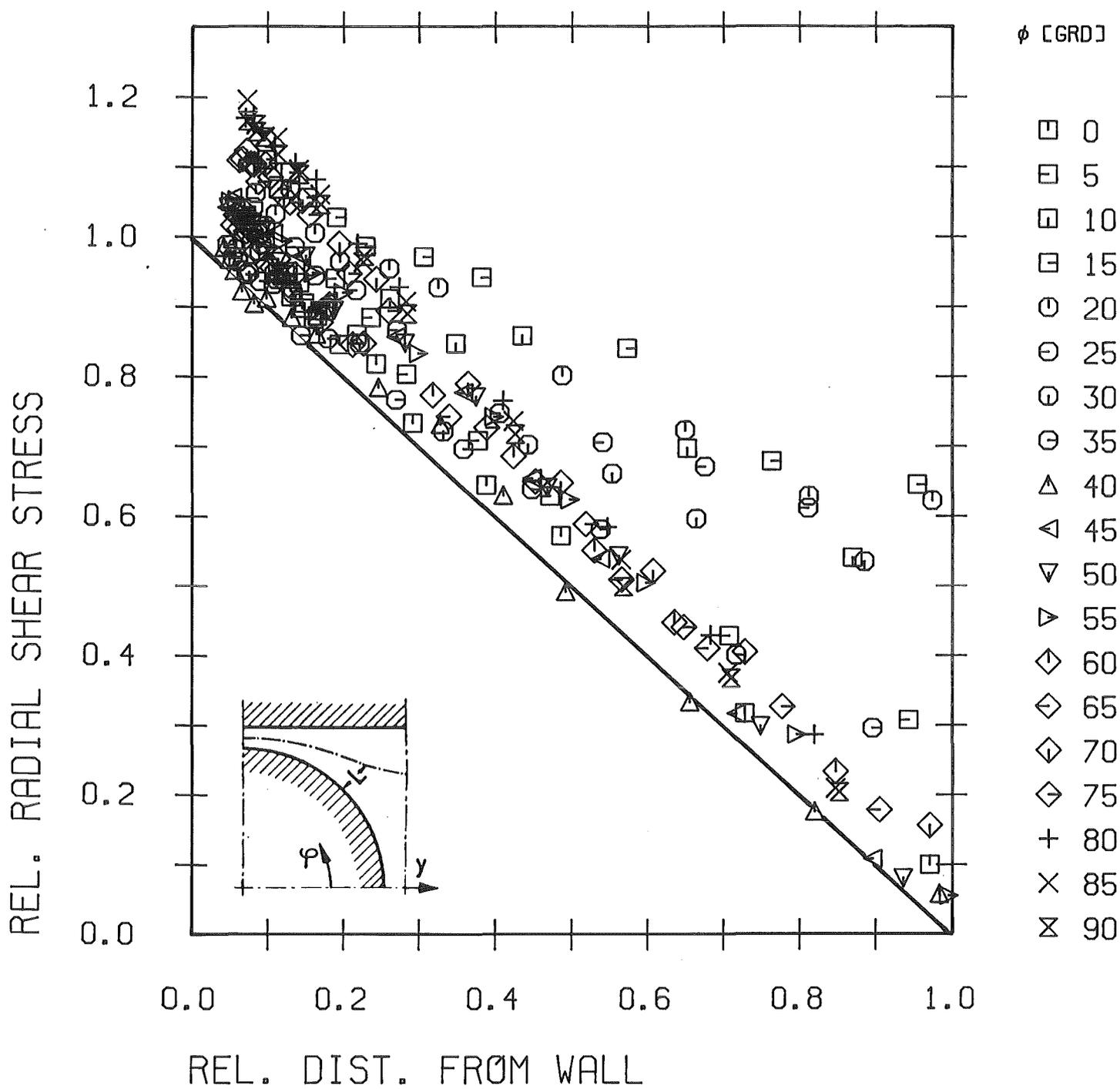


Abb. 22 Schubspannung senkrecht zur Wand (r/ϕ)

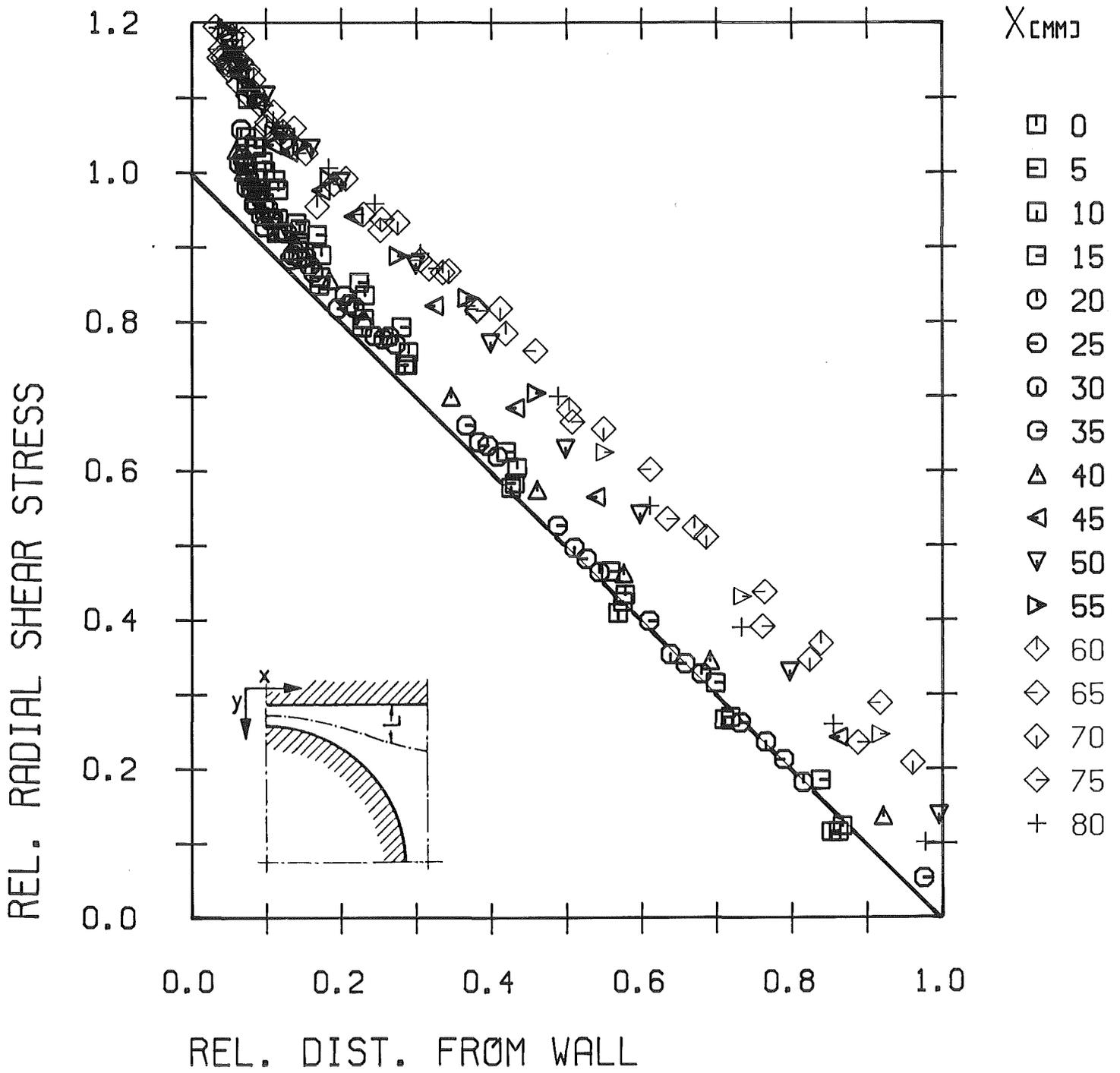


Abb. 23 Schubspannung senkrecht zur Wand (x/y)

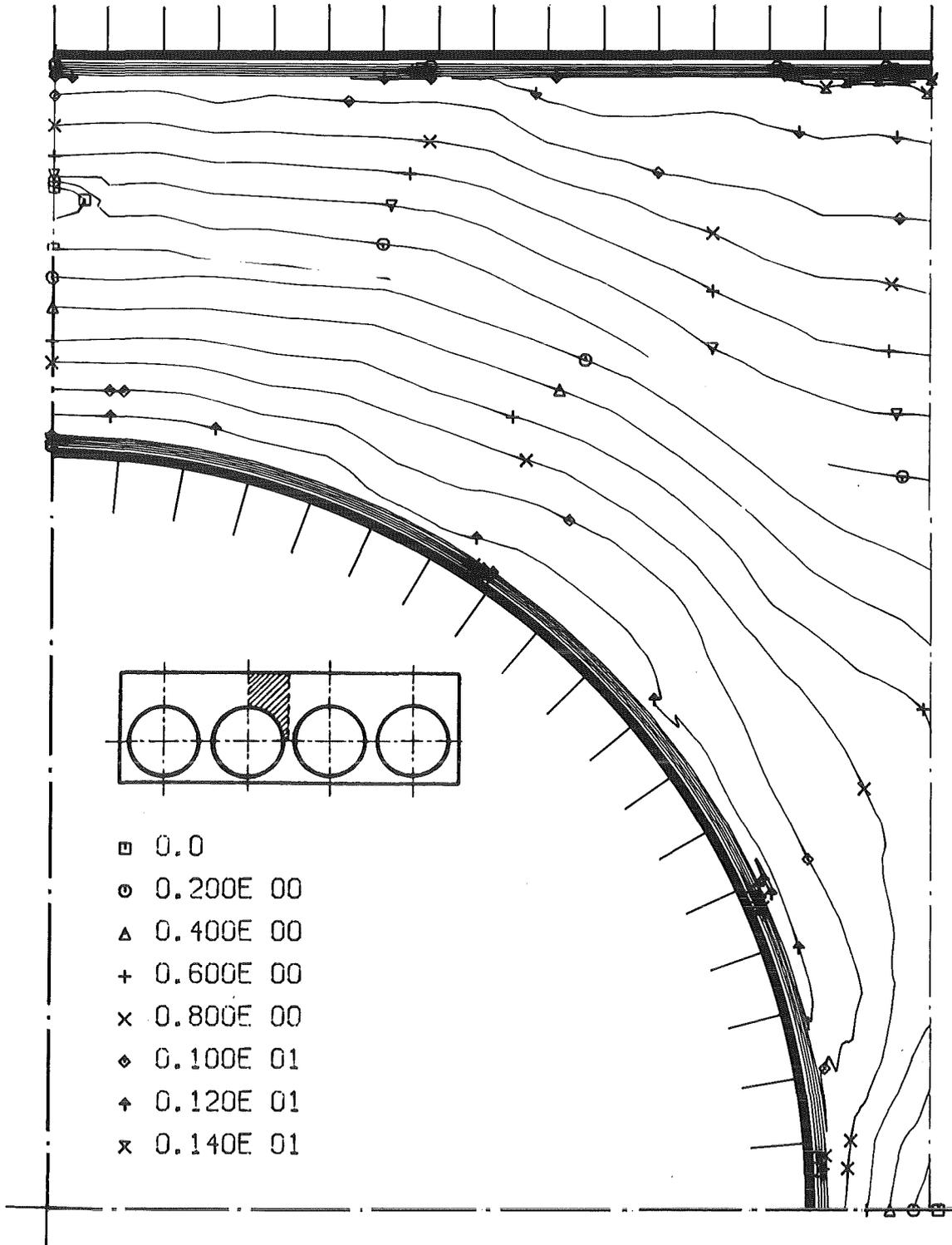


Abb. 24 Schubspannung senkrecht zur Wand (Höhenlinien)

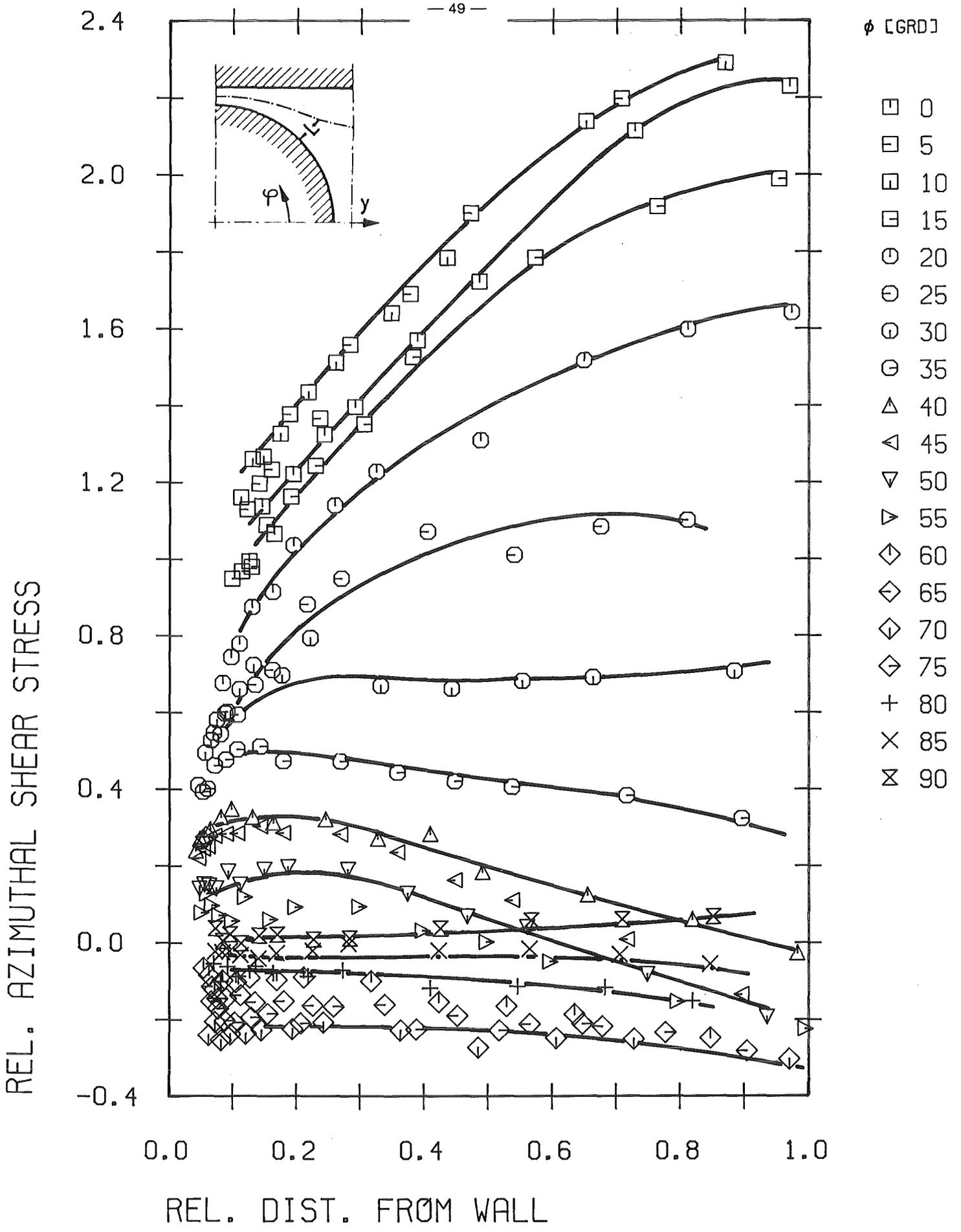
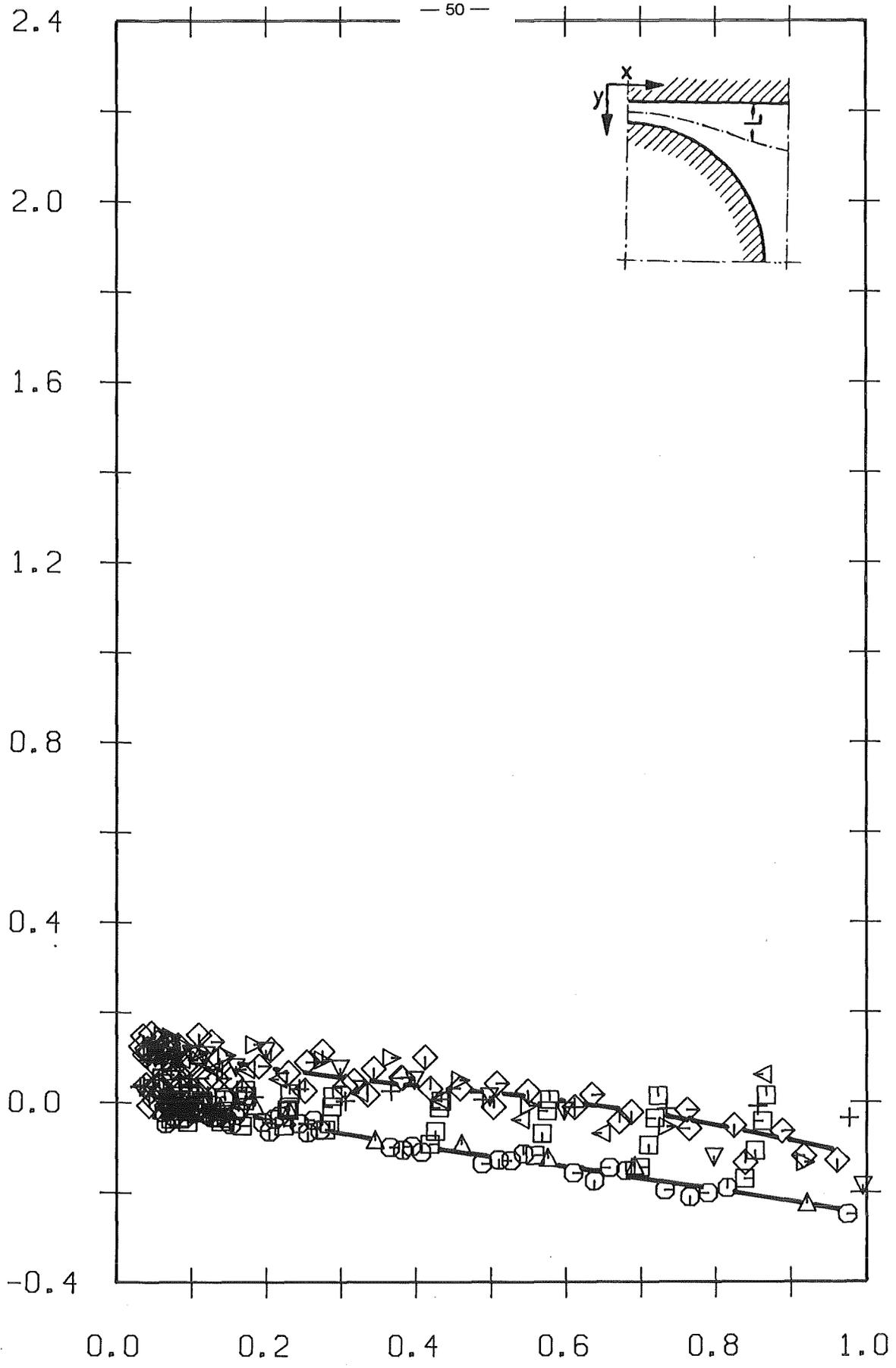


Abb. 25 Schubspannung parallel zur Wand (r/ϕ)

$X_{[MM]}$

REL. AZIMUTHAL SHEAR STRESS



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

REL. DIST. FROM WALL

Abb. 26 Schubspannung parallel zur Wand (x/y)

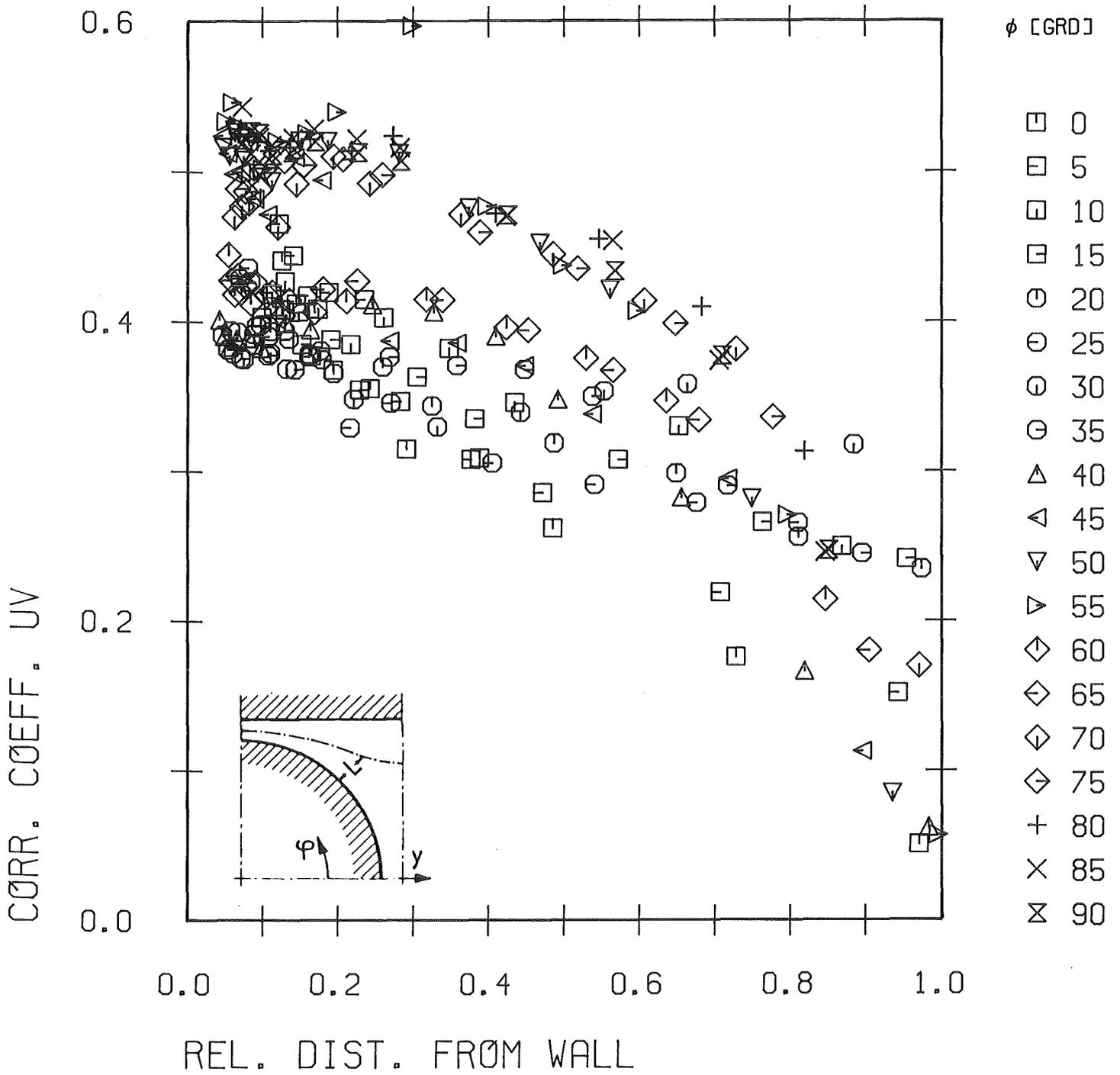


Abb. 28 Korrelationskoeffizient R_{uv} (r/ϕ)

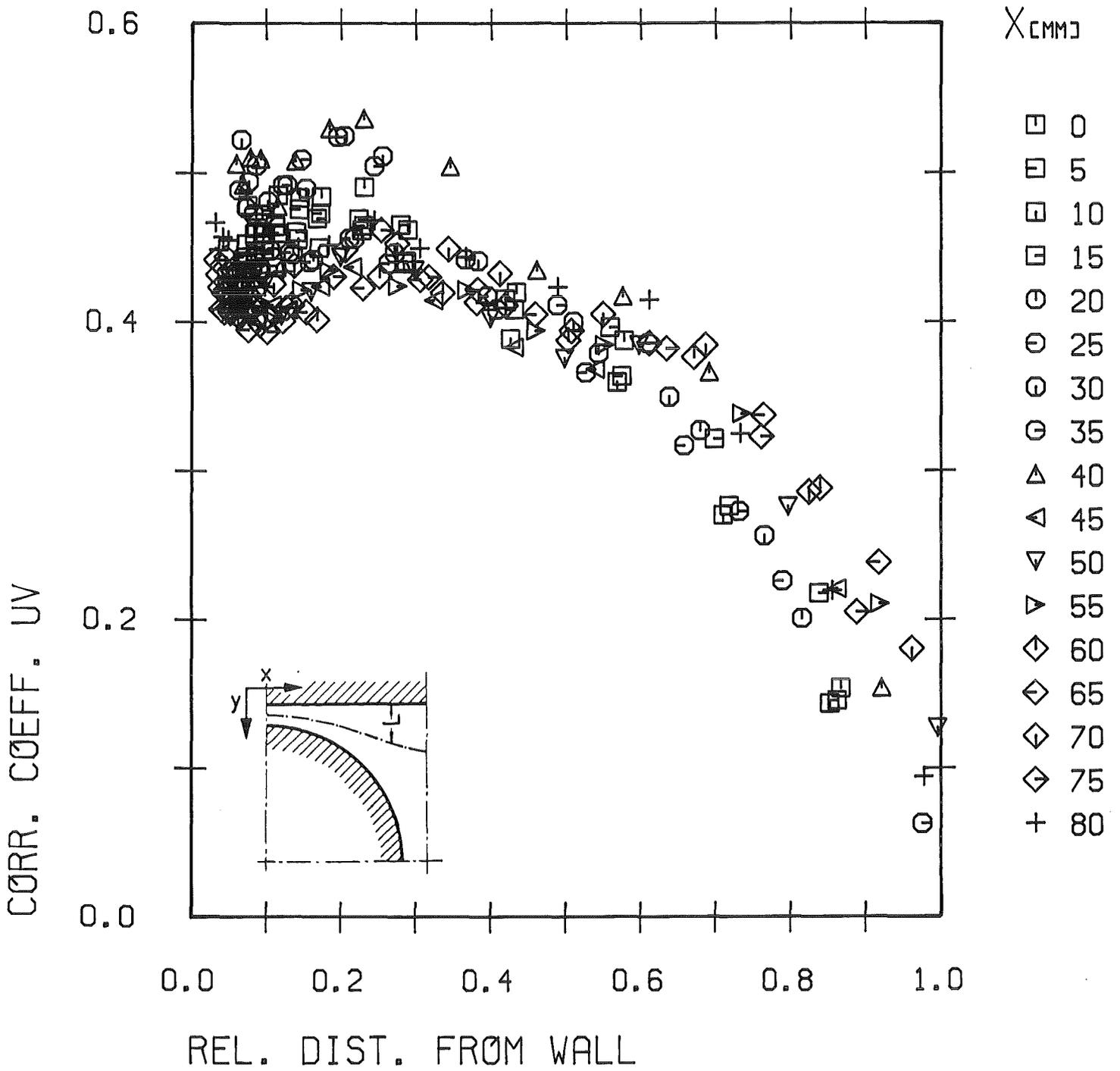


Abb. 29 Korrelationskoeffizient R_{uv} (x/y)

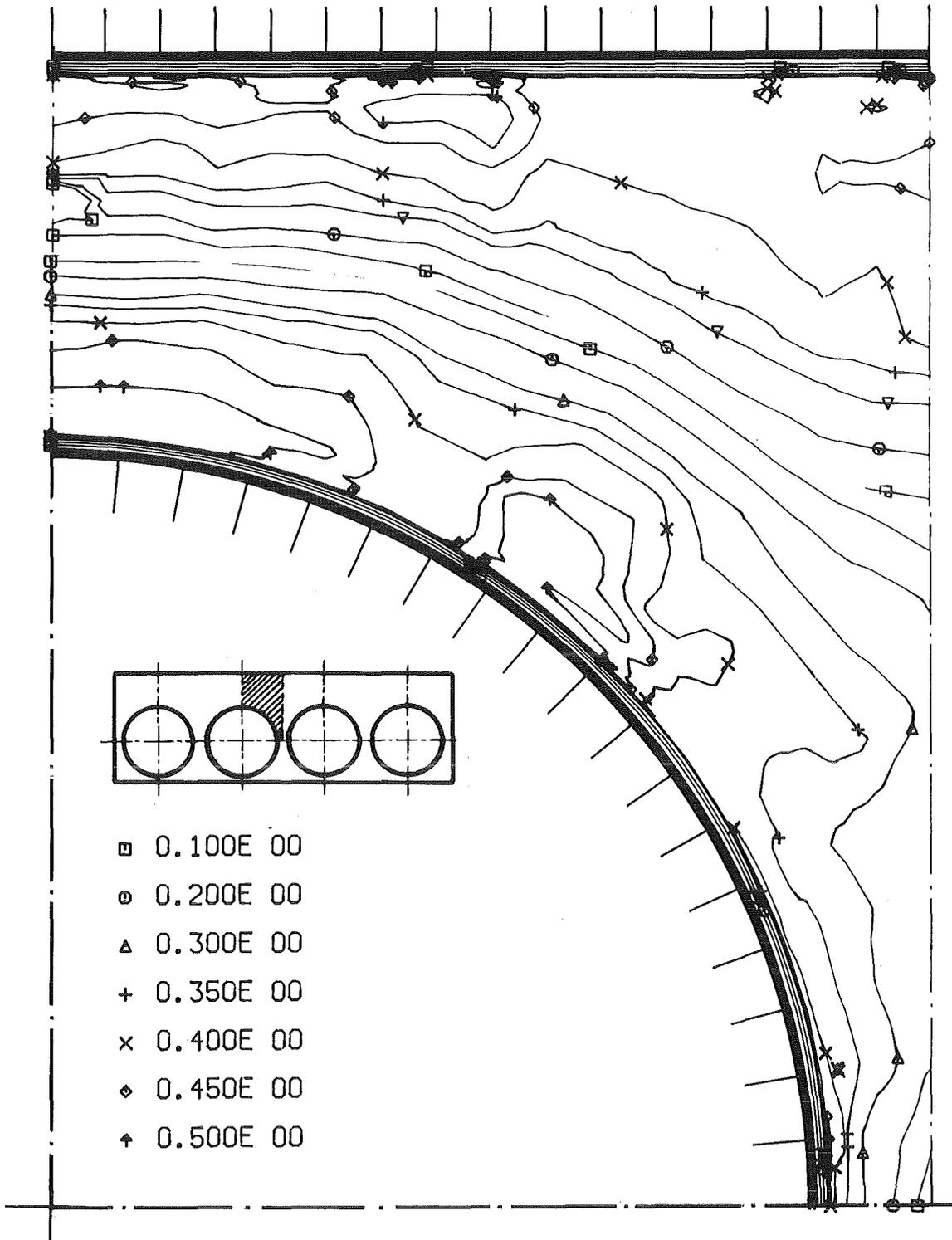


Abb. 30 Korrelationskoeffizient R_{uv} (Höhenlinien)

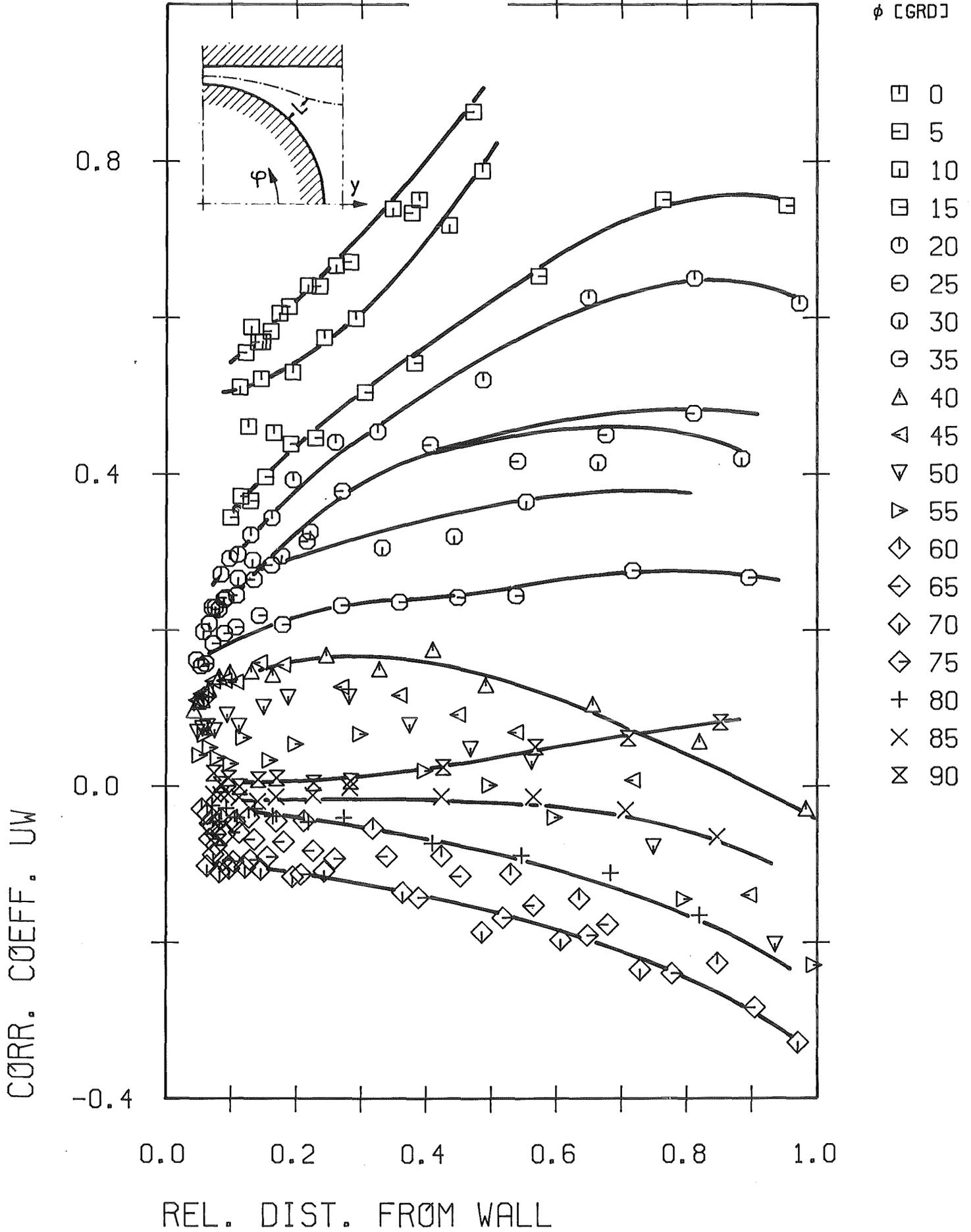


Abb. 31 Korrelationskoeffizient R_{uw} (r/ϕ)

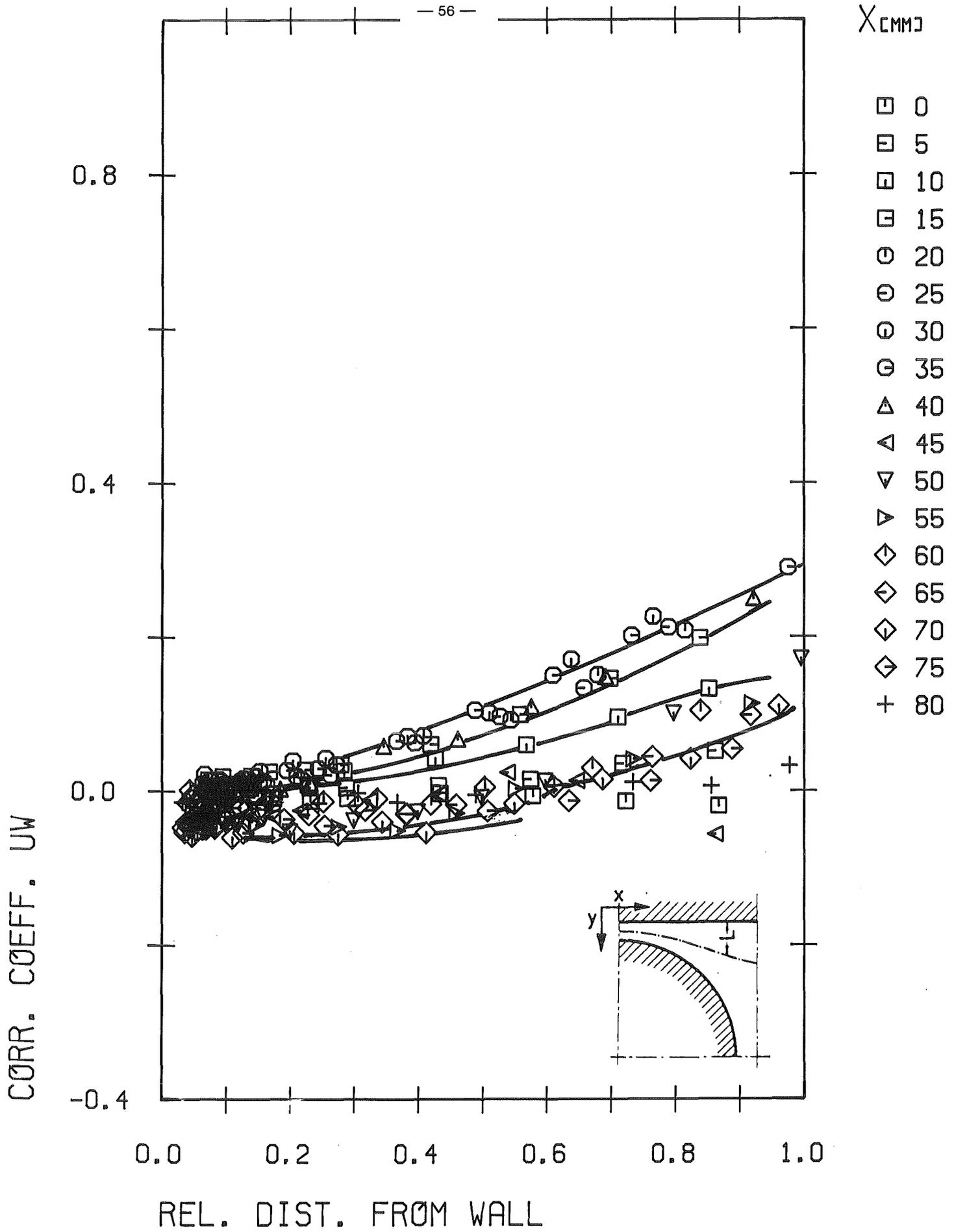


Abb. 32 Korrelationskoeffizient $R_{uw}(x/y)$

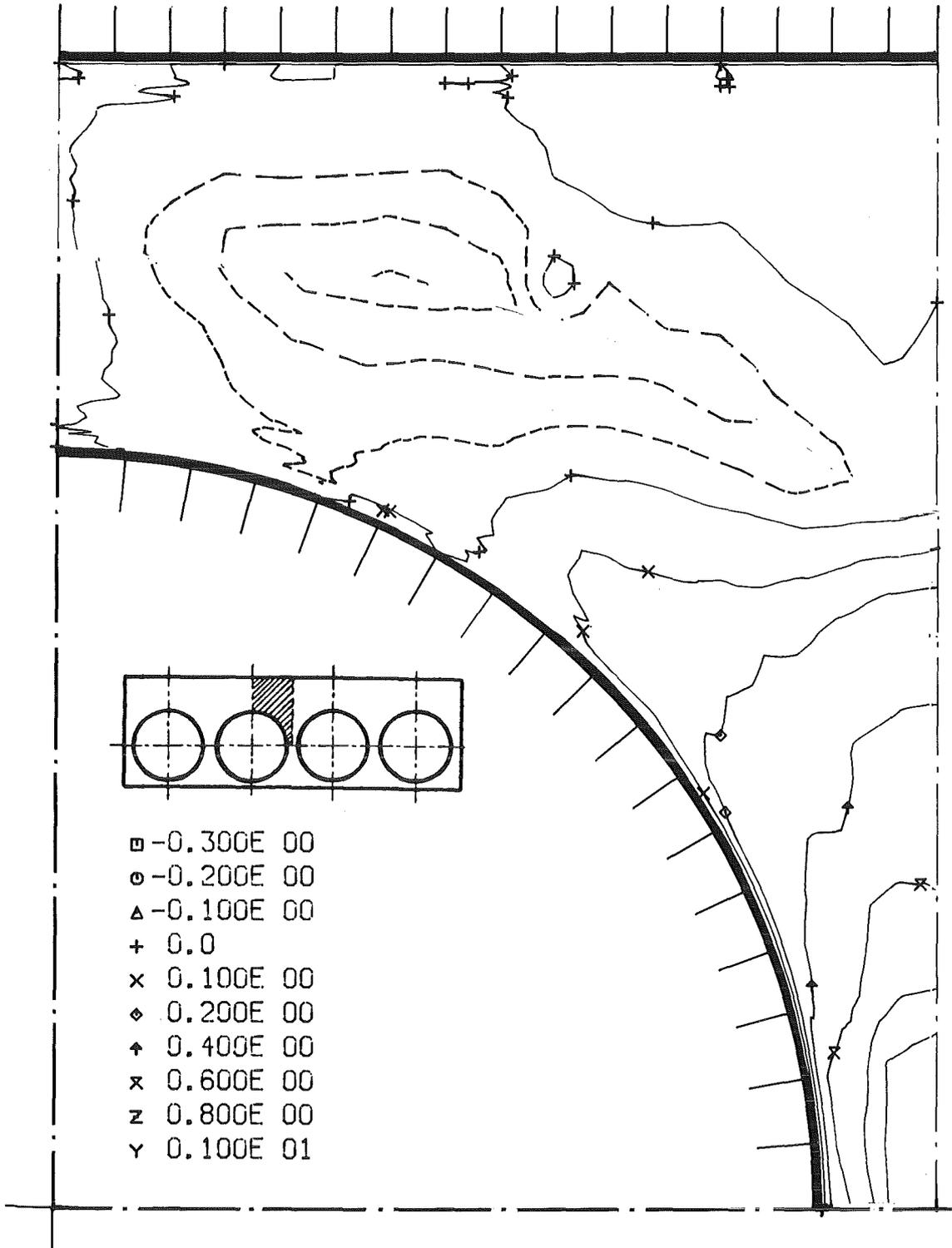


Abb. 33 Korrelationskoeffizient R_{uw} (Höhenlinien)

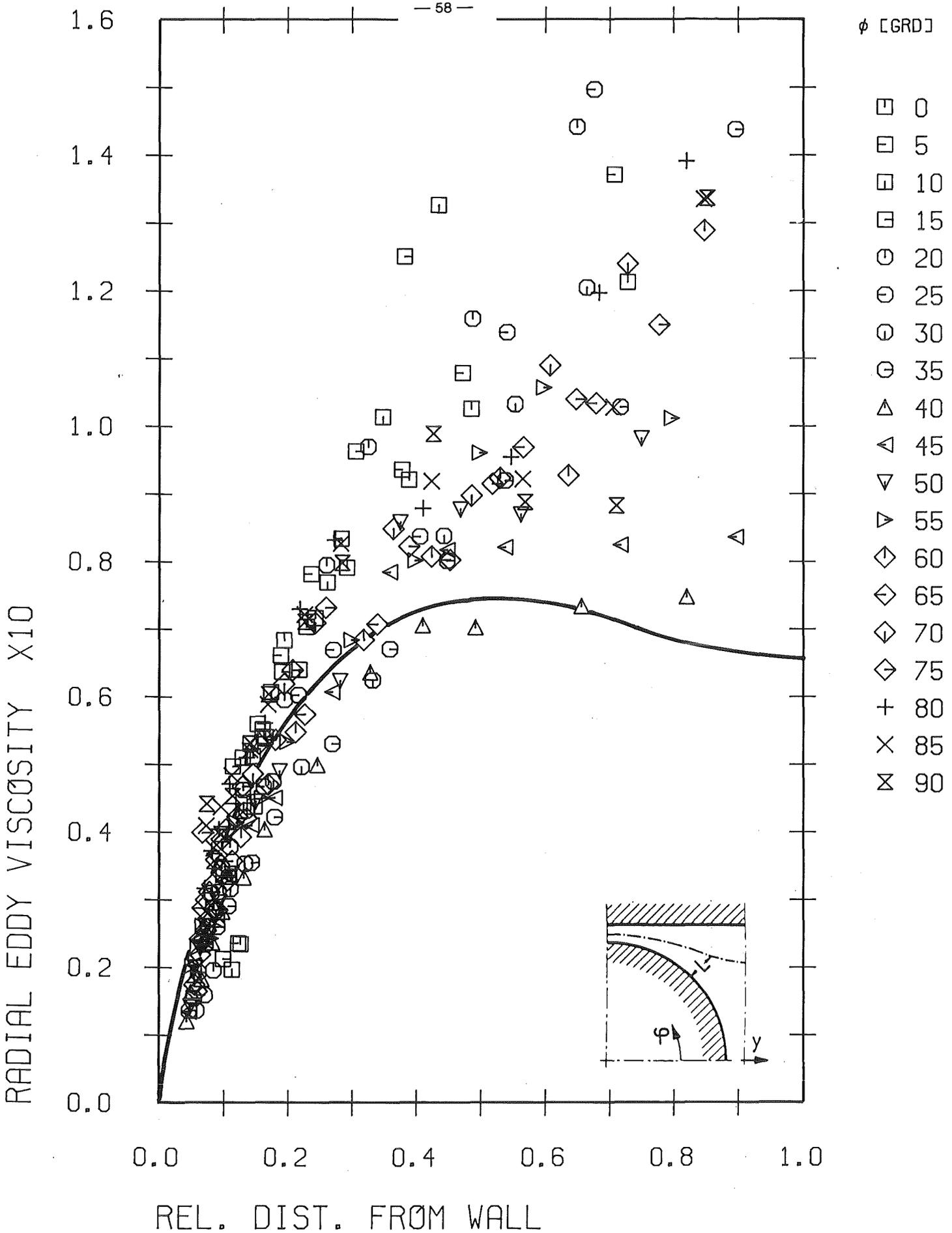


Abb. 34 Wirbelviskosität senkrecht zur Wand (r/ϕ)

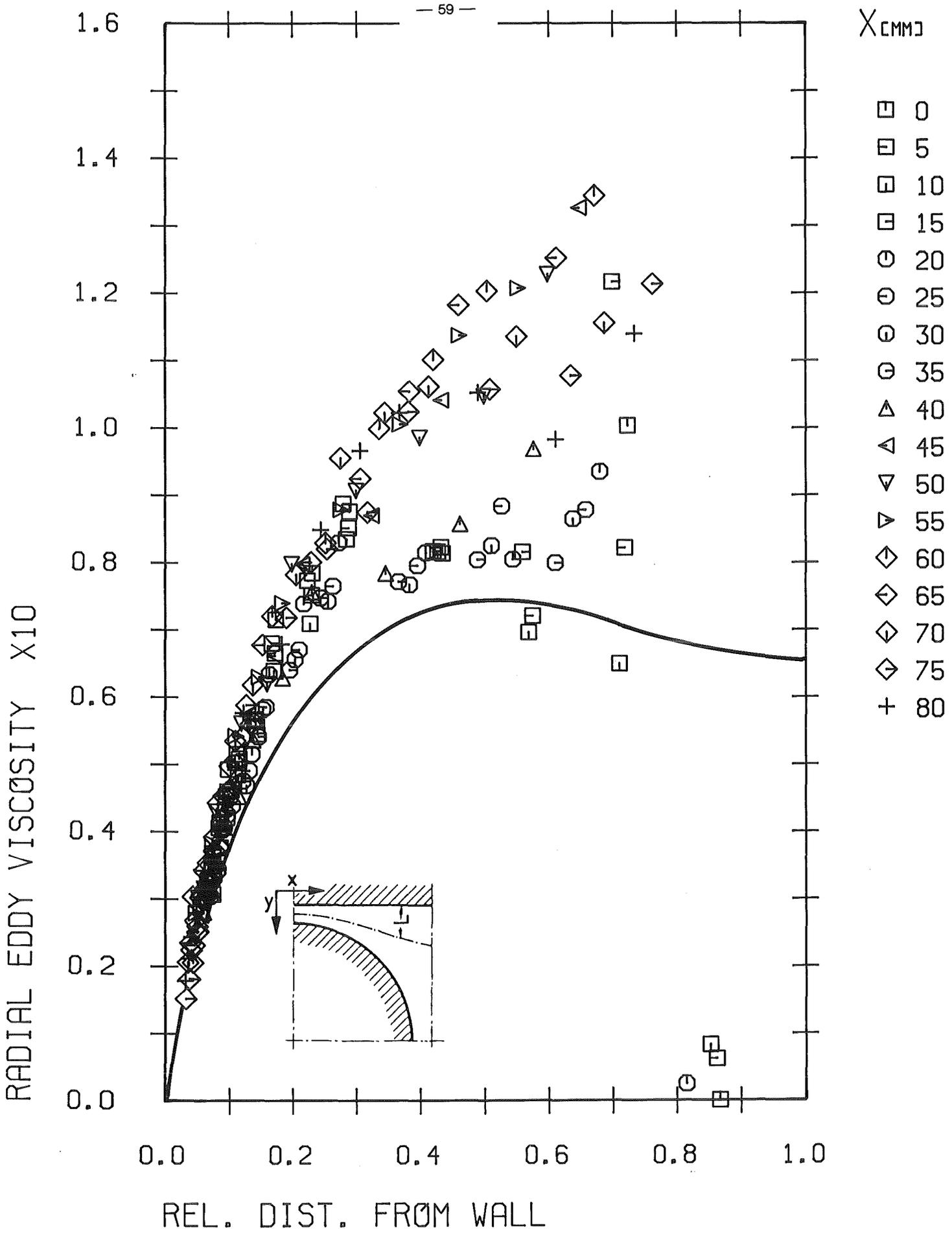


Abb. 35 Wirbelviskosität senkrecht zur Wand (x/y)

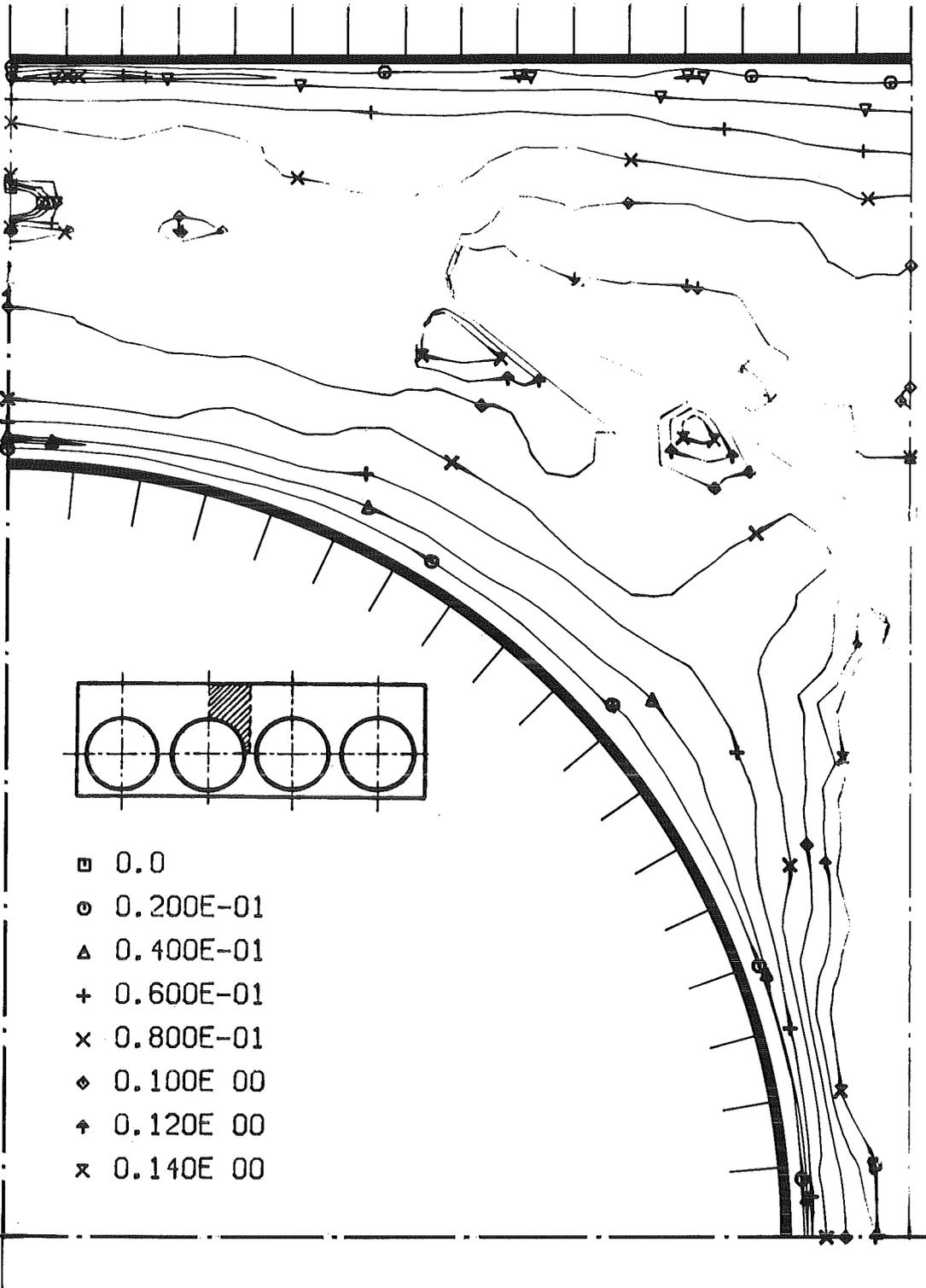


Abb. 36 Wirbelviskosität senkrecht zur Wand (Höhenlinien)

AZIMUTHAL EDDY VISCOSITY

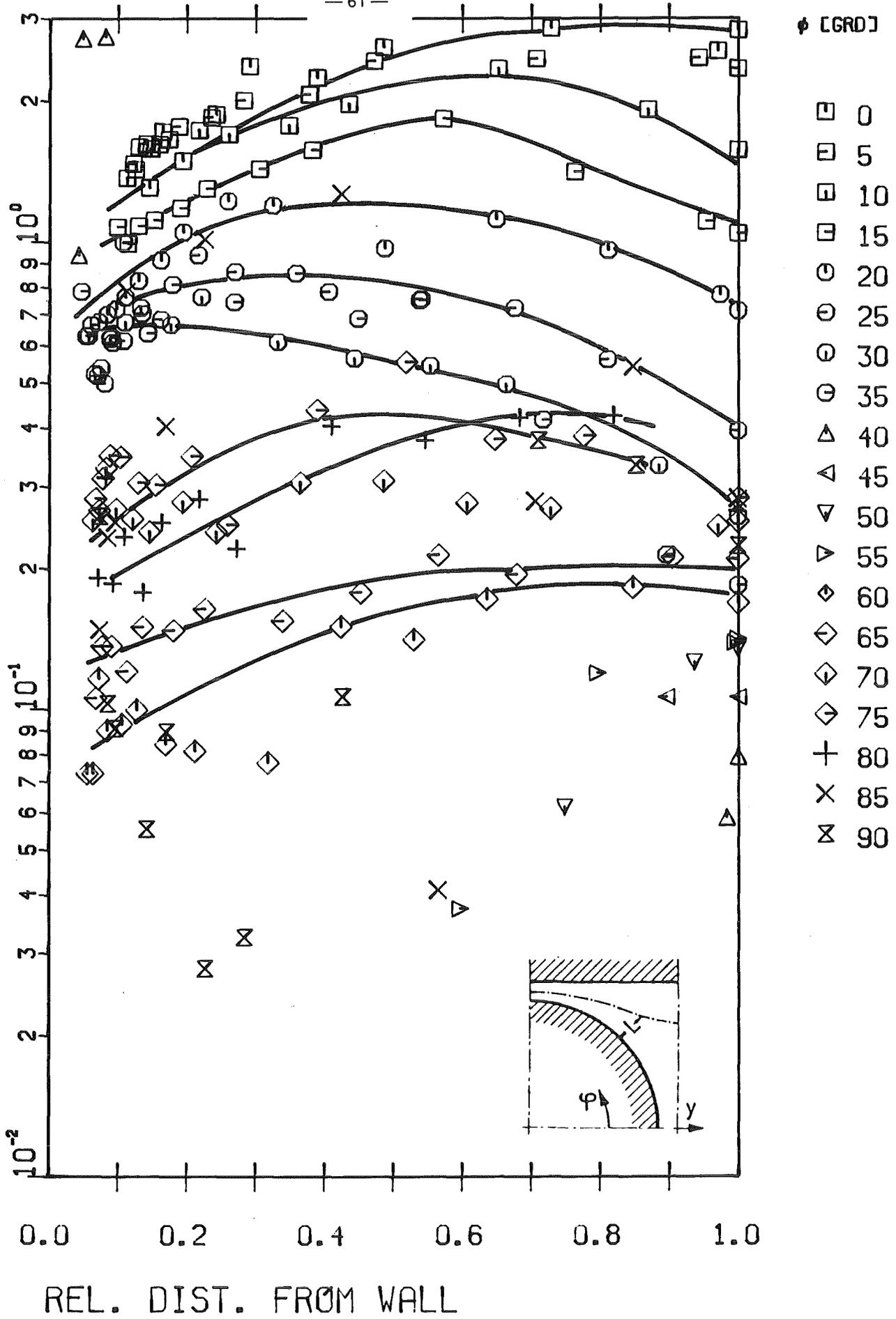


Abb. 37 Wirbelviskosität parallel zur Wand (r/ϕ)

AZIMUTHAL EDDY VISCOSITY

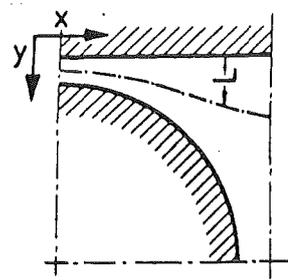
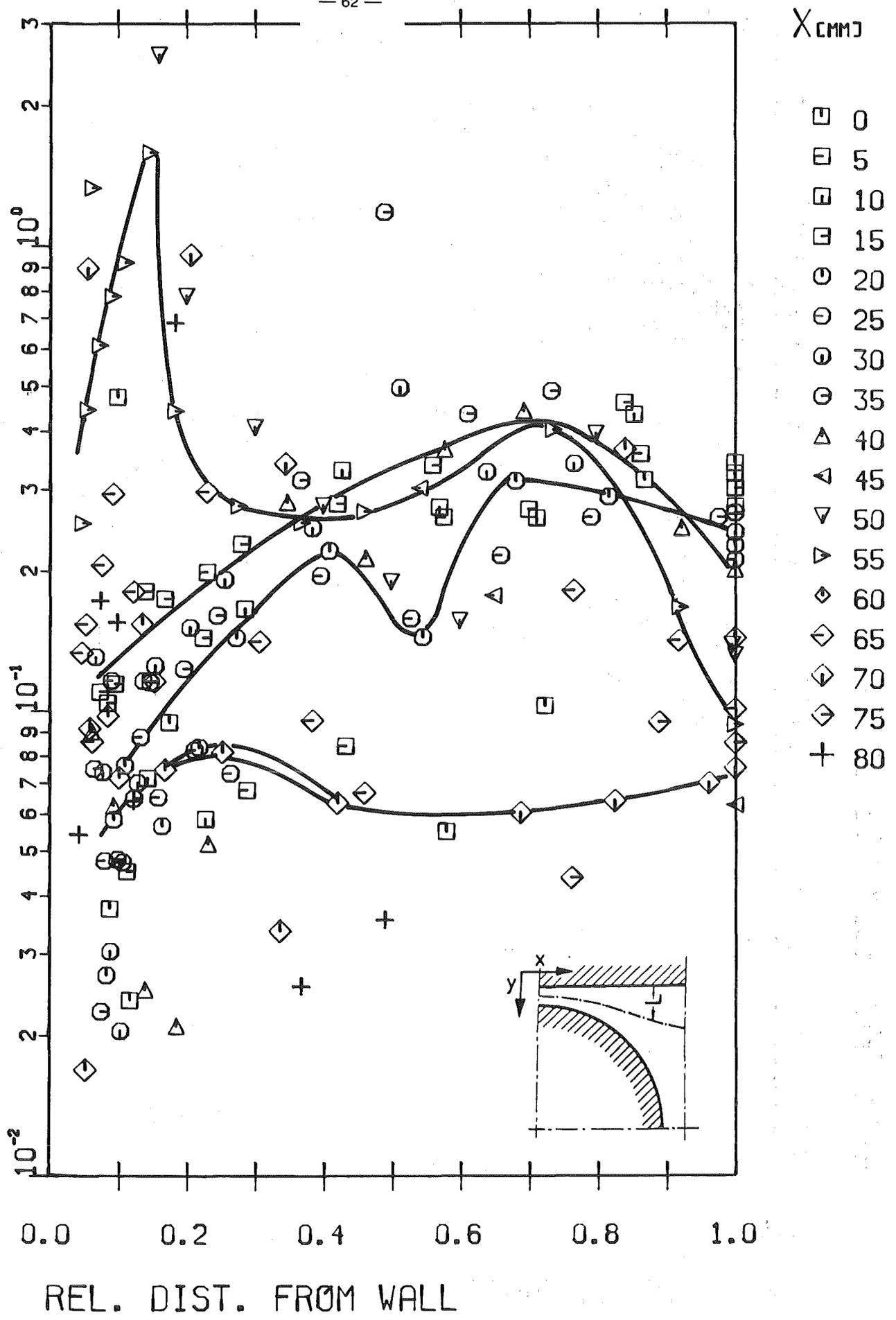


Abb. 38 Wirbelviskosität parallel zur Wand (x/y)

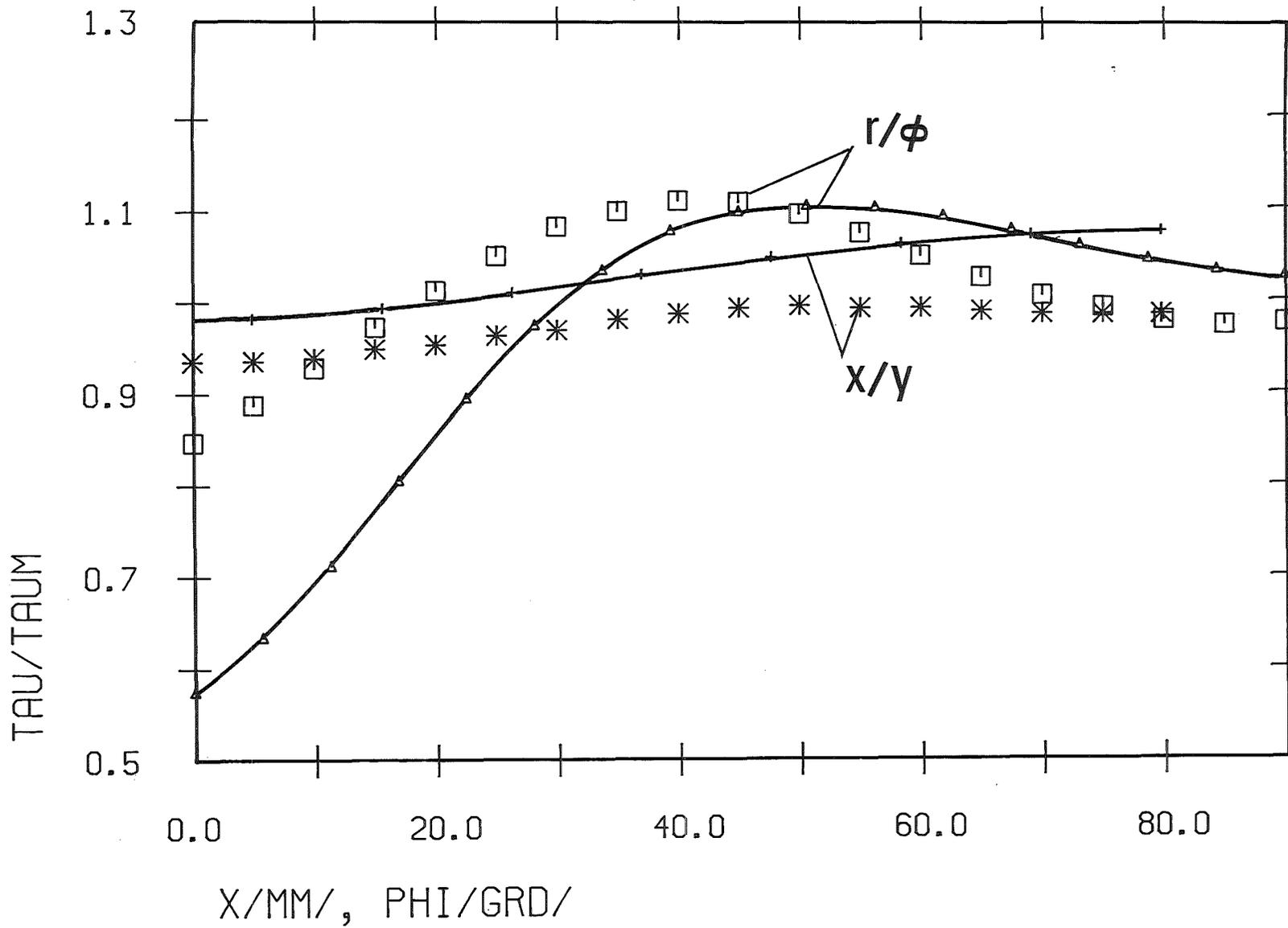


Abb. 39 Wandschubspannungsverteilung: Vergleich mit VELASCO