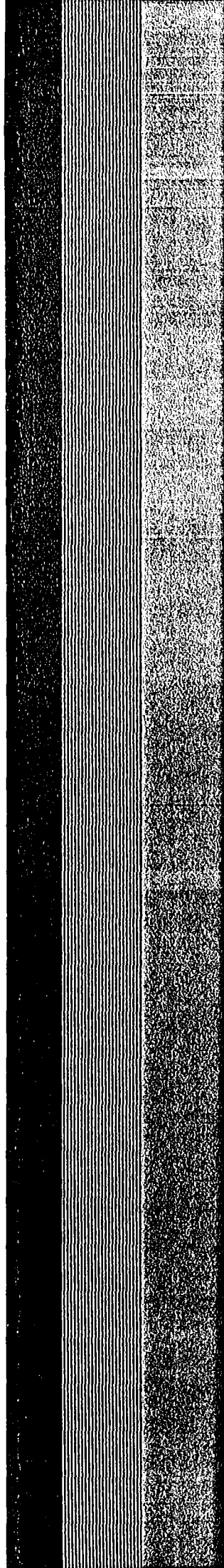


KfK 3177  
Juli 1981

# **Turbulenzstruktur in einem Wandkanal eines Stabbündels**

**K. Rehme**  
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik  
Projekt Schneller Brüter

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**





KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik  
Projekt Schneller Brüter

KfK 3177

Turbulenzstruktur in einem Wandkanal eines Stabbündels

K. Rehme

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
ISSN 0303-4003

## Turbulenzstruktur in einem Wandkanal eines Stabbündels

### Zusammenfassung

An einem Stabbündel aus vier parallelen Stäben wurden in einem Wandkanal ( $P/D=W/D=1.07$ ) die Geschwindigkeits-, Wandschubspannungs- und Turbulenzverteilungen gemessen. Die Reynoldszahl der Untersuchung betrug  $Re = 1.78 \times 10^4$ .

Die Meßergebnisse zeigten, daß die Anisotropie des Impulsaustausches bei niedrigen Reynoldszahlen von gleicher Größenordnung ist wie bei höheren Reynoldszahlen. Rechenergebnisse mit VELASCO stimmen besser mit den gemessenen Wandschubspannungen überein als bei höherer Reynoldszahl.

## Structure of turbulence in a wall subchannel of a rod bundle

### 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 ( $P/D=W/D=1.07$ ). The Reynolds number of this investigation was  $Re = 1.78 \times 10^4$ .

The experimental data showed, that the momentum exchange for this low Reynolds number is as high as for higher Reynolds numbers. There is a better agreement between wall shear stresses calculated by VELASCO and the experimental data than for higher Reynolds numbers.

## 1. Problemstellung

Für die Entwicklung von Rechenprogrammen, die eine detaillierte Berechnung der Strömungs- und Temperaturverteilungen in Stabbündeln ermöglichen, ist es erforderlich, experimentelle Ergebnisse zur Absicherung der in den Rechenprogrammen verwendeten Turbulenzmodelle und zur Verifikation der Rechenprogramme zu gewinnen. Die Rechenmethoden, die praktische Bedeutung haben und am weitesten entwickelt sind /1,2/, benutzen zur Beschreibung der turbulenten Bewegungsvorgänge und ihrer Wirkungen anisotrope Wirbelviskositäten (eddy diffusivities). Die Anisotropie des Impulsaustausches wird durch unterschiedliche Wirbelviskositäten in zur Wand senkrechter Richtung  $\epsilon_r$

$$\epsilon_r = \frac{-\overline{u'v'}}{\partial \bar{u} / \partial r} \quad (1)$$

und zur Wand paralleler Richtung  $\epsilon_\phi$

$$\epsilon_\phi = \frac{-\overline{u'w'}}{\frac{1}{r} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \phi}} \quad (2)$$

beschrieben.

Man findet in der Literatur nur wenige Meßergebnisse über die Anisotropie der Wirbelviskosität in Stabbündeln. Daher wurden an verschiedenen Stabbündel-Konfigurationen Messungen durchgeführt /3-12/.

Die Untersuchungen wurden für relativ hohe Reynoldszahlen durchgeführt ( $Re = 6 \times 10^4 \div 2 \times 10^5$ ). Um festzustellen, ob die Ergebnisse deutlich von der Reynoldszahl abhängen, wurde entschieden, Messungen an einer Anordnung auch bei kleineren Reynoldszahlen durchzuführen. Dazu wurde das Stabbündel aus vier parallelen Stäben mit  $P/D=W/D=1.07$  ausgewählt /3,12/.

Die Teststrecke und die Meßeinrichtungen waren die gleichen, wie in /3,12/ beschrieben abgesehen von dem Außendurchmesser des hier verwendeten Preston-Rohres, der größer war als bei den früheren Untersuchungen wegen der sehr geringen zu messenden Differenzdrücke.

## 2. Ergebnisse

### 2.1 Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit

Die mit Pitotrohren gemessenen zeitlichen Mittelwerte der Strömungsgeschwindigkeit sind als Funktion des Wandabstandes  $y$  in Abb.1. für den Teil des Strömungskanals, der dem Stab benachbart ist ( $r/\phi$ ) und in Abb.2 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 ( $\phi = 0 \text{ deg}$  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.3. Einflüsse von Sekundärströmungen sind nicht zu bemerken. Insgesamt verlaufen die Höhenlinien nicht so gleichmäßig wie bei höherer Reynoldszahl /3,12/. Das liegt aber daran, daß die zu messenden Drücke sehr klein waren (Größenordnung  $10 \text{ Nm}^{-2}$ ) und die Genauigkeit der Druckmessung geringer ist als bei den früheren Messungen. Das Verhältnis von Maximalgeschwindigkeit zu relativer Maximalgeschwindigkeit im Spalt zwischen Stab und Kanalwand beträgt 1.544 gegenüber 1.413 für  $Re=9.53 \times 10^4$ .

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

$$u_m = 5.366 \text{ ms}^{-1}.$$

während am fest eingebauten Pitotrohr eine Geschwindigkeit von

$$u_{\text{REF}} = 5.975 \text{ ms}^{-1}$$

während der Messungen konstant gehalten wurde.

Mit dem hydraulischen Durchmesser des Wandkanals von

$$D_h = 52.547 \text{ mm}$$

ergibt sich die mittlere Reynoldszahl der Untersuchungen zu

$$Re = 1.782 \cdot 10^4,$$

die damit etwa um den Faktor 5 kleiner ist als bei den früheren Untersuchungen.

## 2.2 Wandschubspannung

Abb.4 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

$$\tau_{W_{\text{av}}} = 0.1108 \text{ Nm}^{-2}.$$

Wie bei den Messungen bei höherer Reynoldszahl /3,12/ treten auch bei kleinerer Reynoldszahl Maximum und Minimum an der Kanalwand auf. Das Verhältnis von  $\tau_{W_{\text{max}}}/\tau_{W_{\text{min}}}$  ist 1.667 gegenüber 1.455 für  $Re = 8.53 \times 10^4$ .

Zur Messung der Wandschubspannung mußte der Außendurchmesser des Prestonrohres von  $d_a = 0.6$  auf  $d_a = 1.0$  mm erhöht werden, da sich die Messung von Differenzdrücken von  $\Delta p \approx 2 \text{ Nm}^{-2}$  als zu fehlerhaft erwies. Durch die Erhöhung des Durchmessers konnte der zu messende Differenzdruck auf  $\Delta p \approx 5 \text{ Nm}^{-2}$  erhöht werden.



### 2.3 Reibungsbeiwert und dimensionsloses Geschwindigkeitsprofil

Aus der Messung der Verteilung des statischen Drucks längs der Kanalwand, die in Abb.5 dargestellt ist, läßt sich der Reibungsbeiwert des Wandkanals berechnen. Mit dem gemessenen Druckgradienten von

$$\Delta p / \Delta L = 8.241 \text{ Nm}^{-3}$$

ergibt sich der Reibungsbeiwert nach

$$\lambda = \frac{\Delta p / \Delta L}{\frac{\rho}{2} u_m^2 \frac{1}{D_h}} \quad (3)$$

zu  $\lambda = 0.02568$

für  $Re = 1.782 \cdot 10^4$ .

Aus der gemessenen mittleren Wandschubspannung errechnet sich der Reibungsbeiwert nach

$$\lambda = \frac{8 \tau_{W_{av}}}{\rho u_m^2} \quad (4)$$

zu  $\lambda = 0.02628$

Beide Ergebnisse unterscheiden sich um 2%.

Für das Kreisrohr ergibt sich für die vorliegende Reynoldszahl nach der Beziehung von Maubach /13/:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2.035 \lg Re \sqrt{\lambda} - 0.989 \quad (5)$$

der Reibungsbeiwert zu:  $\lambda = 0.02716$ .

Der im Wandkanal gemessene Reibungsbeiwert liegt also etwa 4% niedriger als der Kreisrohrwert und damit genau um 1% niedriger als bei höherer Reynoldszahl /12/.

Den gemessenen Wert kann man mit dem theoretischen Wert vergleichen, der sich nach der Laminarmethode /14/ ergibt. Dazu wird für den Wandkanal der Geometrieparameter der Laminarströmung für  $P/D=1.071$  und  $W/D=1.072$  nach /15/ zu:

$$K = 58.3$$

bestimmt. Für die Geometrieparameter bei turbulenter Strömung ergibt sich nach /14/

$$\begin{aligned} A &= 1.02 \\ G^* &= 5.64 \end{aligned}$$

Das Reibungsgesetz für den Wandkanal lautet damit:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = 1.02 \left[ 2.5 \ln \operatorname{Re} \sqrt{\frac{\lambda}{8}} + 5.5 \right] - 5.64 \quad (6)$$

Man erhält für  $\operatorname{Re} = 1.782 \cdot 10^4$  einen Reibungsbeiwert von  $\lambda = 0.02578$ , der mit dem über den Druckverlust gemessenen Wert sehr gut übereinstimmt 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 benachbarten Strömungszone und in Abb.7 für die der Kanalwand benachbarte Strömungszone aufgetragen. Die Geschwindigkeit  $u$  wurde mit der örtlichen Wandschubsoannungsgeschwindigkeit

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (7)$$

zu

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

und der Wandabstand  $y$  zu

$$y^+ = \frac{y \cdot u^*}{\nu} \quad (9)$$

dimensionslos gemacht.

Zum Vergleich ist das bekannte Wandgesetz der Geschwindigkeitsverteilung in Kreisrohren von Nikuradse /16/

$$u^+ = 2.5 \ln y^+ + 5.5 \quad (10)$$

als durchgezogene Linie in die Abbildungen eingetragen.

Die Meßwerte streuen etwas stärker als bei höherer Reynoldszahl und liegen für  $y^+ > 100$  stets niedriger als die Vergleichskurve für das Kreisrohr. Die größere Streuung ist auf die größere Unsicherheit bei der Differenzdruckmessung zurückzuführen.

#### 2.4 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 ( $r/\phi \hat{=} \text{Stabwand}$ ;  $x/y \hat{=} \text{Kanalwand}$ ) 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 /17/ auf einem Zeichengerät erzeugt. Wegen der komplizierten Geometrie ( $r/\phi$  und  $x/y$ ) wurden aus den Meßdaten je zwei Bilder erzeugt, die anschließend an der Linie der Maximalgeschwindigkeit zusammen gesetzt 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  $\phi = 0 \text{ grad}$

(r/φ) gewählt.

### 2.4.1 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 Maximum zu etwa

$$\frac{\sqrt{u'^2}}{u_*} = 2.8 - 3.2$$

Diese Werte sind deutlich höher als die Ergebnisse von Messungen an Kreisrohren und auch höher als die Ergebnisse bei höherer Reynoldszahl im Wandkanal. Auffallend ist, daß die Werte in Richtung auf die Maximalgeschwindigkeit ( $y/L = 1$ ) wesentlich schwächer abfallen als bei 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- bzw. Kanalwand abhängt. Gleiches wurde auch bei höherer Reynoldszahl festgestellt. Für den wandfernen Bereich ( $y/L > 0.4$ ) ergeben sich annähernd gleiche Verteilungen wie bei höherer Reynoldszahl: In den weiten Querschnitten  $\phi = 35$  und  $40$  grad bzw.  $x = 80$  und  $84.4$  mm fällt die Turbulenzintensität mit dem Wandabstand stark ab, während sie für  $\phi = 40-70$  grad bzw.  $x = 30 - 70$  mm konstant ist oder sogar mit zunehmendem Wandabstand ansteigt. In Wandnähe dagegen steigen die axialen Turbulenzintensitäten bei kleiner Reynoldszahl stark an, das war bei höherer Reynoldszahl weniger ausgeprägt. Dazu ist zu bemerken, daß die neueren Messungen zu Werten des dimensionslosen Wandabstandes bis  $y^+ = 25$  herunterreichen, während bei den Untersuchungen bei höherer Reynoldszahl Ergebnisse nur für  $y^+ > 100$  gemessen wurden.

Das Höhenlinienbild (Abb.10) für die Messungen bei kleinerer Reynoldszahl unterscheidet sich praktisch nur in Wandnähe deutlich von den Ergebnissen bei höherer Reynoldszahl.

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

Die Turbulenzintensitäten in radialer Richtung (Abb. 11 und 12) fallen in der Regel mit wachsendem Wandabstand ab. In Wandnähe liegen die Werte zwischen 0.9 und 1.3, an der Linie der Maximalgeschwindigkeit zwischen 0.6 und 0.9. Im Spalt zwischen Stab und Kanalwand ergeben sich relativ hohe Werte für die radiale Turbulenzintensität in Wandnähe. Die Meßwerte der radialen Turbulenzintensität sind mit einer relativ großen Meßunsicherheit behaftet, daher ergibt auch das Höhenlinienbild (Abb.13) eine etwas uneinheitliche Darstellung.

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

Die Daten für die azimutale Turbulenzintensität (Abb. 14 und 15) zeigen mit wachsendem Wandabstand im allgemeinen einen leichten Abfall, wobei die Werte in Wandnähe etwas größer sind als bei Kreisrohren. Auffällig ist, daß im Spalt zwischen Stab und Kanalwand ( $\phi = 70 - 90$  grd bzw.  $x = 0-20$  mm) die Turbulenzintensität mit wachsendem Wandabstand stark ansteigt. Das gleiche Bild ergab sich auch bei den früheren Messungen bei höheren Reynoldszahlen /3,12/. Das Höhenlinienbild (Abb.16) ist gleichmäßiger als bei den früheren Messungen. Einige Einflüsse von Sekundärströmungen sind erkennbar. Insgesamt sind die Meßdaten für die azimutale Turbulenzintensität eher etwa höher als bei den Messungen bei höherer Reynoldszahl.

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

Die gemessene kinetische Energie der Turbulenz

$$\overline{k^T} = \frac{1}{2} \left[ \overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2} \right] \quad (11)$$

fällt mit wachsendem Wandabstand im allgemeinen mehr oder weniger stark ab (Abb. 17 und 18). Die Werte liegen in Wandnähe deutlich höher als beim Kreisrohr; die Werte sind ebenfalls höher als bei den Messungen bei höherer Reynoldszahl. Sehr hohe Meßwerte ergeben sich im Bereich zwischen Stab und Kanalwand.

Im wandfernen Bereich ( $y/L > 0.4$ ) und  $\phi = 50 \div 70$  grad bzw.  $x = 30-65$  mm ist die kinetische Energie der Turbulenz relativ unabhängig vom Wandabstand, wie auch das Höhenlinienbild zeigt (Abb.19). 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 ( $x = 84.4$  mm bzw.  $\phi = 40$  grad). Insgesamt gesehen ist die kinetische Energie im wandfernen Bereich wesentlich höher als beim Kreisrohr. Die Höhenliniendarstellungen bei hoher und kleiner Reynoldszahl sind relativ ähnlich.

### 2.5 Schubspannungen und Korrelationskoeffizienten

#### 2.5.1 Radiale Schubspannung $-\overline{u'w'}$

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. Da der Strömungsquerschnitt senkrecht zur Stabwand mit wachsendem Wandabstand leicht anwächst, sollten die Profile in Abb.20 leicht nach unten gekrümmt sein. Dieser Verlauf ist nicht überall vorhanden, vor allem deswegen, weil durch die gewählten Koordinaten ( $r/\phi$  im Bereich der Stabwand und entsprechend für Abb.21  $x/y$  im Bereich der Kanalwand) mit wachsen-

dem 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  $\phi = 0.5, 85$  und  $90$  grd bzw.  $x = 0$  und  $5$  mm leicht gekrümmt. Die größten Abweichungen ergeben sich dort, wo die Koordinaten im wandfernen Bereich am stärksten von Orthogonalen zur Geschwindigkeitsverteilung abweichen ( $\phi \approx 30-65$  grd bzw.  $x = 30-65$  mm). Insgesamt streuen die Meßwerte relativ stark und besonders nahe der Kanalwand stärker als bei höherer Reynoldszahl.

### 2.5.2 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 azimuthalen Schubspannung wechselt an der Position, wo der Gradient der mittleren axialen Geschwindigkeit in Umfangsrichtung verschwindet ( $\phi \approx 40$  grd, Abb.22). Weiterhin zeigt sich anhand der Meßdaten, daß im Spalt zwischen Stab und Kanalwand ( $\phi=90$  grd bzw.  $x=0$  mm) die azimutale Schubspannung ebenso verschwindet, wie auf der Symmetrielinie des Wandkanals nahe der Kanalwand ( $x=84.4$  mm). Das beweist, daß die Strömung im ausgemessenen Teil des Wandkanals praktisch unbeeinflusst von den Nachbarkanälen war. Die Höhenliniendarstellung der azimuthalen Schubspannung (Abb.24) 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 etwa zu hoch zu sein, wie aus den ermittelten Korrelationskoeffizienten  $R_{uw}$  (s. 2.5.4) 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 ganz ähnlich zu den früheren Ergebnissen bei höherer Reynoldszahl.

2.5.3 Korrelationskoeffizient  $R_{uv}$   
.....

Die gemessenen Korrelationskoeffizienten der Schubspannung in radialer Richtung (Abb.25 und 26)

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

streuen stark. Über einen großen Bereich des Strömungsquerschnitts liegt dieser Korrelationskoeffizient zwischen 0.2 und 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. Die Höhenliniendarstellung (Abb.27) zeigt ebenfalls einen relativ gleichmäßigen Verlauf. Insgesamt sind die Korrelationskoeffizienten  $R_{uv}$  kleiner als bei größerer Reynoldszahl.

2.5.4 Korrelationskoeffizient  $R_{uw}$   
.....

Die ermittelten Korrelationskoeffizienten der Schubspannung parallel zu den Wänden (Abb.29 und 30)

$$R_{uw} = \frac{-\overline{u'w'}}{\sqrt{\overline{u'^2}} \sqrt{\overline{w'^2}}} \quad (13)$$

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-orthogonale Koordinaten. Korrelationskoeffizienten



größer als 1, die physikalisch nicht sinnvoll sind, ergeben sich im Gebiet der Maximalgeschwindigkeit bei  $\phi = 70-85$  grad und  $x = 10-60$  mm, wie deutlich aus der Höhenliniendarstellung (Abb.30) entnommen werden kann.

## 2.6 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 ( $\epsilon_r$  bzw.  $\epsilon_y$ ) und azimuthaler ( $\epsilon_\phi$  und  $\epsilon_x$ ) Richtung gemäß den Definitionsgleichungen (1) und (2) ermittelt. Dazu wurde das Rechenprogramm EPSI /18/ 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.

### 2.6.1 Wirbelviskosität senkrecht zur Wand $\epsilon_r$ .....

Nach Gl.(1) ergibt sich die Wirbelviskosität senkrecht zur Wand in dimensionsloser Form zu:

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

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.30 und 31 dargestellt. Zum Vergleich wurde der Verlauf der Wirbelviskosität im Kreisrohr nach Reichardt /19/ 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 für die sehr kleinen Geschwindigkeitsgradienten bewirkt. In Wandnähe stimmen die ermittelten Wirbelviskositäten senkrecht zur Wand bis an den wandnächsten Meßwert ( $y^+ \approx 25$ ) sehr gut mit den Kreisrohrwerten überein. Die neuen Daten stimmen mit den früheren Ergebnissen sowohl qualitativ als auch quantitativ gut überein. Auch die Höhenliniendarstellung (Abb.33) zeigt eine relativ gleichmäßige Verteilung der Wirbelviskositäten senkrecht zur Wand.

### 2.6.2 Wirbelviskosität parallel zur Wand $\epsilon_\phi$ .....

Nach Gl.(2) ergibt sich die Wirbelviskosität parallel zur Wand in dimensionsloser Form zu:

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

Wie bei den früheren Messungen 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 stark ortsabhängig und zwar sowohl in zu Wand senkrechter Richtung als auch in Umfangsrichtung. So ergeben sich Maximalwerte der Wirbelviskosität parallel zur Wand jeweils in den engsten Querschnitten ( $\phi=10,75,80,85$  grad bzw.  $x = 5-20$  mm). Die in /3/ getroffenen Aussagen treffen auch für die neuen Messungen bei kleiner Reynoldszahl zu.

Betrachtet man den Verlauf der Wirbelviskosität parallel zur Wand im Strömungsbereich um den Stab, so erkennt man, daß die Wirbelviskositäten zunächst vom Höchstwert stark abfallen (etwa um den Faktor 100) bis  $\phi = 35$  grad: die Position, an der der Geschwindigkeitsgradient in Umfangsrichtung verschwindet. Anschließend steigen die Wirbelviskositäten wieder stark an zu einem Höchstwert im Spalt zwischen Stab und Wand. Entsprechend ergibt sich für den Strömungsbereich nahe der Kanalwand ein stetiger Abfall vom Höchstwert im Spalt auf den Minimalwert für  $x=84.4$  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. Insgesamt ist die Streuung der Meßwerte größer als bei großen Reynoldszahlen. Das muß vor allem auf die größere Ungenauigkeit bei der Messung der mittleren Geschwindigkeit zurückgeführt werden. Dadurch wird die Ermittlung des Geschwindigkeitsgradienten ungenauer und die Streuung der Wirbelviskositäten größer.

Abb. 36 zeigt eine Höhenliniendarstellung der Meßwerte. Die Ergebnisse ergeben ein recht einheitliches Bild.

### 2.6.3 Anisotropiefaktoren

Die Anisotropiekoeffizienten wurden nach

$$n = \frac{\epsilon_{\phi}}{\epsilon_r} \quad (16)$$

berechnet. Die ermittelten Werte sind in Abb. 37 und 38 dargestellt. In Wandnähe ergibt sich ein Anisotropiekoeffizient von 10 und höher. Die Maximalwerte der Anisotropiekoeffizienten ergeben sich zu größer als 100. Diese hohen Werte treten in den engsten Querschnitten auf.

Erklärt werden können diese hohen Werte durch den nahezu ungehinderten Impulstransport in Umfangsrichtung in den engen Spalten, während der radiale Impulstransport durch die Wände behindert ist. Die Anisotropiekoeffizienten fallen mit wachsendem Wandabstand zunächst schwach, schließlich stark ab. Dieses starke Absinken wird vor allem durch die hohen gemessenen Wirbelviskositäten in radialer Richtung im wandfernen Bereich verursacht. Qualitativ wie quantitativ stimmen die Anisotropiefaktoren mit den Ergebnissen bei höherer Reynoldszahl gut überein. Die Streuung ist bei den Messungen bei kleiner Reynoldszahl größer. Die Höhenliniendarstellung der ermittelten Anisotropiefaktoren (Abb.39) zeigt ebenfalls eine recht gleichmäßige Verteilung.

### 3. Vergleich mit Rechenergebnissen nach VELASCO

Einen Vergleich der gemessenen Wandschubspannungsverteilung mit Rechenergebnissen nach VELASCO zeigt Abb.40 für die Stabwand und Abb.41 für die Kanalwand.

Obwohl VELASCO die maximale Wandschubspannung an der Stabwand ermittelt, was nach dem experimentellen Befund nicht zutrifft, stimmen Meß- und Rechenwerte bei kleinerer Reynoldszahl besser überein als bei  $Re = 8.53 \times 10^4$  /4/.

Änderungen in den Annahmen für Anisotropie und Sekundärströmung bringen generell keine wesentliche Verbesserung, sondern nur örtlich bessere Übereinstimmung, dafür aber an anderer Stelle größere Diskrepanzen. Dargestellt sind die Ergebnisse der VELASCO-Standard-Version, sowie Ergebnisse bei Reduzierung der Sekundärgeschwindigkeitsamplitude im Ansatz in VELASCO bei gleichzeitiger Erhöhung der Anisotropie des Impulsaustausches in den Spalten.

Auffällig ist, daß Messungen und Rechnungen im Spalt zwischen Stab und Kanalwand gut übereinstimmen ( $\phi > 50$  grd,  $x < 50$  mm) abgesehen vom engsten Querschnitt, für den sich Abweichungen zwischen 4 und 8% ergeben, wobei die Rechenergebnisse stets kleiner sind. Im Spalt zwischen den Stäben wird die gemessene Wandschubspannungsverteilung von keiner Rechnung getroffen. Abgesehen vom unmittelbaren Spalt ( $\phi < 15$  grd) wird die Wandschubspannung überschätzt zwischen 8 und 12%. Im Spalt selbst liegen die berechneten Werte zwischen +4 und -8.5% (Abb.40). An der Kanalwand werden die gemessenen Wandschubspannungen durch die VELASCO-Rechnungen stets unterschätzt zwischen 5 und 7% (Abb.41).

#### 4. Schlußfolgerungen

Die Messungen der Turbulenzstruktur in einem Wandkanal eines Stabbündels mit  $P/D=W/D=1.07$  bei einer niedrigen Reynoldszahl von  $Re=1.782 \times 10^4$  haben insgesamt gezeigt, daß keine wesentlichen Unterschiede zu den Ergebnissen bei  $Re=8.53 \times 10^4$  bestehen. In Wandnähe sind die Turbulenzintensitäten, sowie die kinetische Energie der Turbulenz bei kleiner Reynoldszahl höher, vor allem deshalb, weil für  $y^+ > 25$  im Gegensatz zu  $y^+ > 100$  bei höherer Reynoldszahl gemessen wurde.

Die Messung des zeitlichen Mittelwerts der Strömungsgeschwindigkeit mit Pitotrohren war schwierig wegen der kleinen zu messenden Differenzdrücke. Daher sind die aus den Meßwerten ermittelten Geschwindigkeitsgradienten ungenauer als bei höherer Reynoldszahl, so daß die Wirbelviskositäten sowohl in radialer als auch in azimuthaler Richtung eine höhere Streuung aufweisen. Es ist jedoch eindeutig, daß die Wirbelviskositäten in Umfangsrichtung, sowie die Anisotropie des Impulsaustausches bei kleiner Reynoldszahl sowohl qualitativ als auch quantitativ gut mit den Meßergebnissen bei höherer Reynoldszahl übereinstimmen.

Die gemessene Wandschubspannungsverteilung stimmt mit VELASCO-Rechnungen besser überein als bei höheren Reynoldszahlen.

Der ermittelte Reibungsbeiwert im Wandkanal stimmt mit theoretischen Aussagen sehr gut überein.

Der Autor ist den Herren E. Mensinger und G. Wörner für ihre Mitarbeit bei der Vorbereitung und Durchführung der Versuche sehr zu Dank verpflichtet.

Nomenklatur:

A	-	Geometrieparameter
D	m	Stabdurchmesser
$D_h$	m	hydraulischer Durchmesser
$G^*$	-	Geometrieparameter
$k'$	$m^2 s^{-2}$	kinetische Energie der Turbulenz
L	m	Länge des Profils zwischen Wand und Maximalgeschwindigkeit
$\Delta L$	m	Differenzlänge
n	-	Anisotropiefaktor
P	m	Stababstand
$\Delta p$	$Nm^{-2}$	Druckdifferenz
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
$\epsilon$	$m^2 s^{-1}$	Wirbelviskosität
$\epsilon^+$	-	dimensionslose Wirbelviskosität
$\lambda$	-	Druckverlustbeiwert
$\phi$	grd	Umfangskoordinate
$\rho$	$kg m^{-3}$	Dichte
$\nu$	$m^2 s^{-1}$	kinematische Viskosität
$\tau_W$	$Nm^{-2}$	Wandschubspannung
$\tau_{Wav}$	$Nm^{-2}$	mittlere Wandschubspannung

Indizes

r radial

$\phi$  in Umfangsrichtung



Literatur

- /1/ W. Eifler und R. Nijsing  
VELASCØ-Velocity field in asymmetric rod configurations  
Report EUR-4950e (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  
Messungen der Geschwindigkeits-, Turbulenz- und Wandschubspannungsverteilungen in einem Eckkanal eines Stabbündels, KfK-Bericht 2512 (1977)
- /6/ 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 on Turbulent Forced Convection in Channels and Rod Bundles, Istanbul, Turkey, July 20 - August 2, 1978.  
Kakac, S.: Spalding, D.B.(Hrsg.): Turbulent Forced Convection in Channels and Bundles. Theory and Applications to Heat Exchangers and Nuclear Reactors. New York, N.Y.(u.a): Hemisphere Publ. 1979, Vol. 1, S. 505 (12592)
- /8/ K. Rehme  
Geschwindigkeits- und Turbulenzverteilung in einem Wandkanal 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, 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, 137-146 (1980).
- /12/ K. Rehme  
Untersuchungen zur Turbulenzstruktur in einem Wandkanal eines  
Stabbündels, KfK-Bericht 2983 (1980)
- /13/ K. Maubach  
Reibungsgesetze turbulente Strömungen  
Chemie-Ing.-Technik 42 (15), 995-1004 (1970)
- /14/ K. Rehme  
Simple method of predicting friction factors of turbulent  
flow in noncircular channels  
Int. J. Heat Mass Transfer 16, 933-950 (1973)
- /15/ K. Rehme  
Laminarströmung in Stabbündeln  
Chemie-Ing.-Technik 43, (17), 962-966 (1971)
- /16/ J. Nikuradse  
Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Strömung in glatten Röhren.  
VDI Forsch. Heft No. 356 (1932)
- /17/ U. Schumann  
- PLØTHL - Ein Fortran IV Unterprogramm zur Darstellung von  
Funktionen von zwei unabhängigen Variablen durch ihre Höhen-  
linien auf einem Plotter, KfK-Bericht Nr. 1486 (1971)

/18/ Ch. Hausmann und M. Mangelmann (unveröffentlicht)

/19/ H. Reichardt

Vollständige Darstellung der turbulenten Geschwindigkeits-  
verteilung in glatten Leitungen,

Z. angew. Math. Mech. 31, 208-219 (1951)

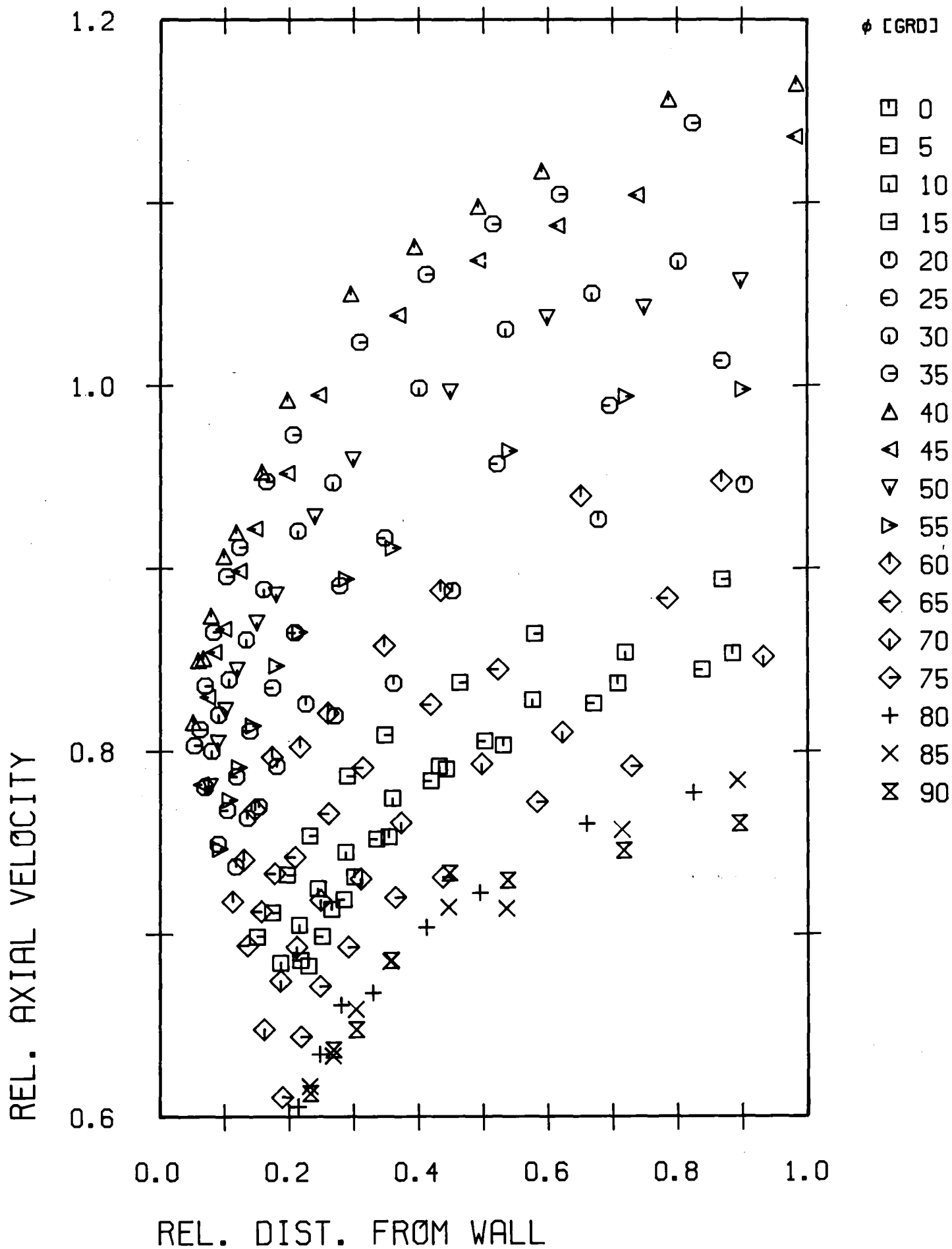


Abb. 1: Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit ( $r/\phi$ )

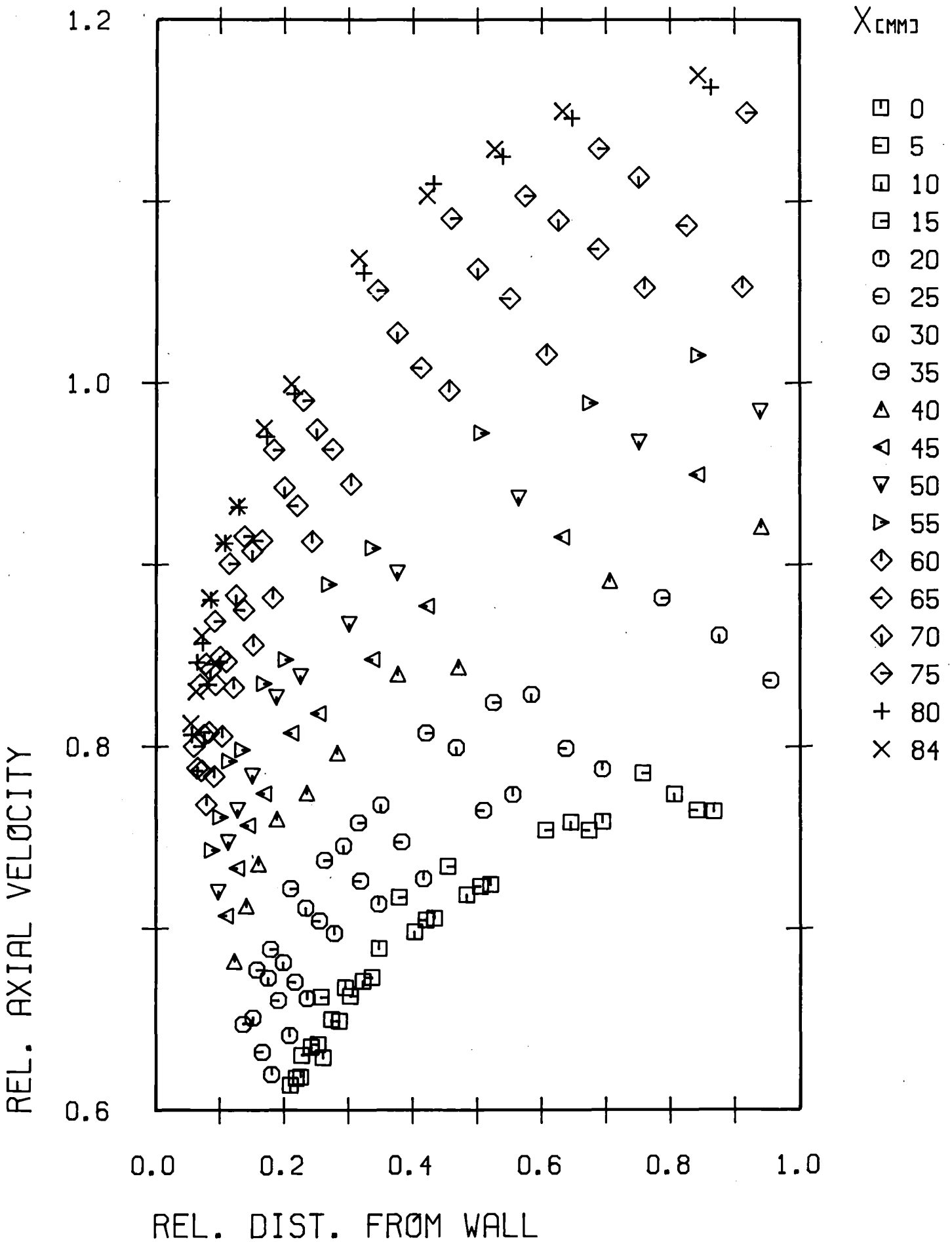


Abb.2: Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit (x/y)

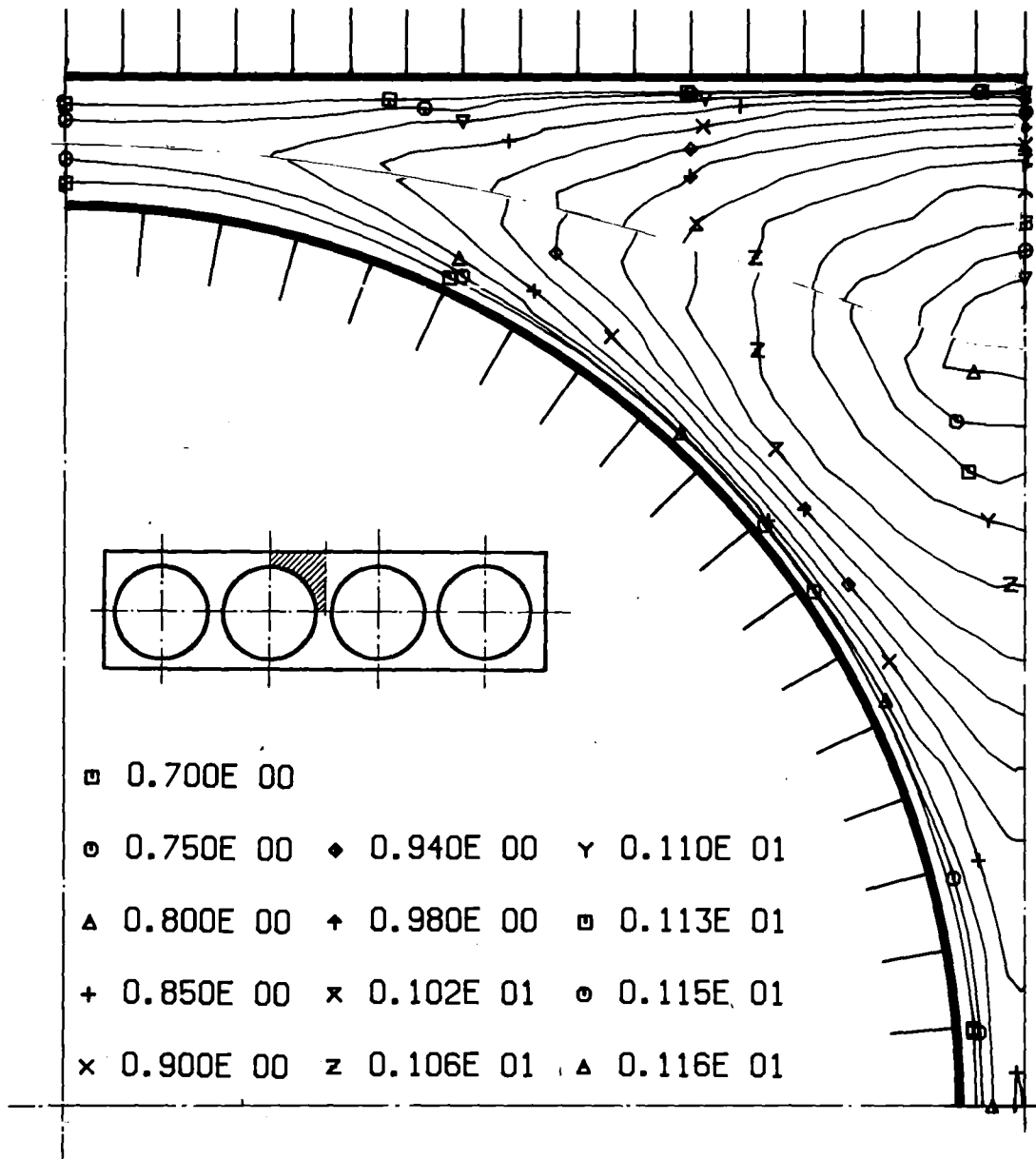


Abb.3: Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit (Höhenlinien)

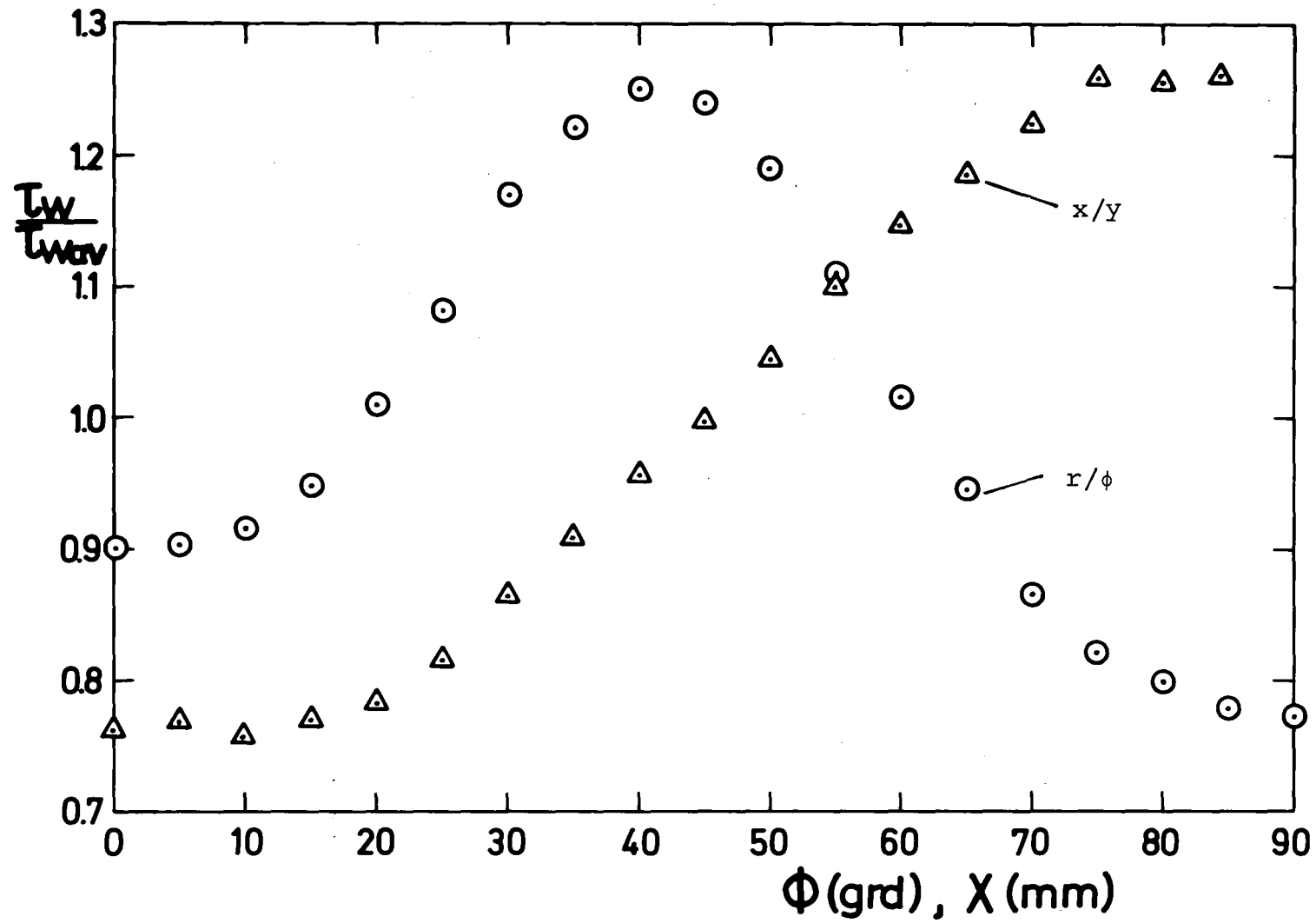


Abb.4: Wandschubspannungsverteilung

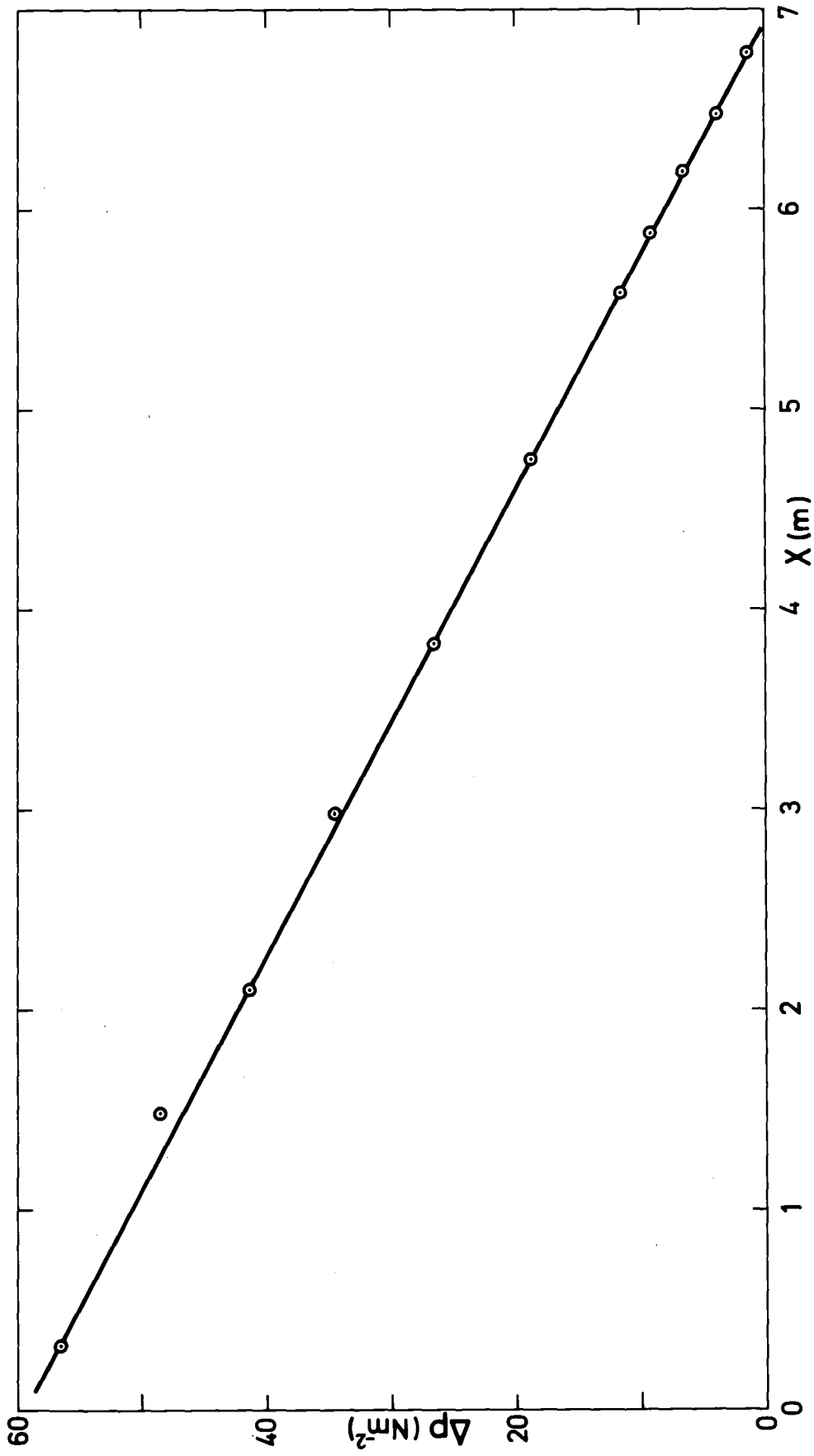


Abb.5: Gemessener statischer Druckverlauf



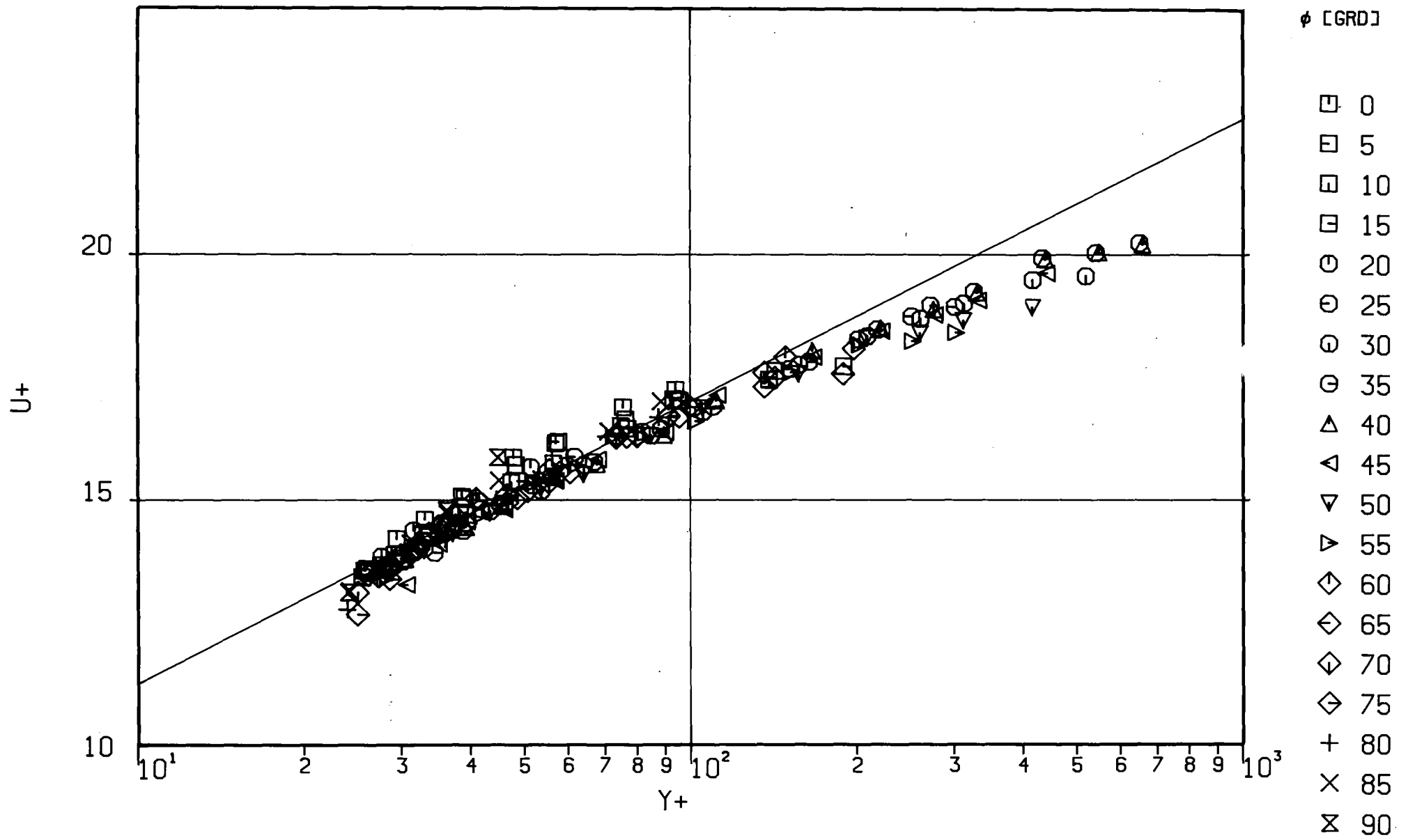


Abb.6: Dimensionsloses Geschwindigkeitsprofil ( $r/\phi$ )

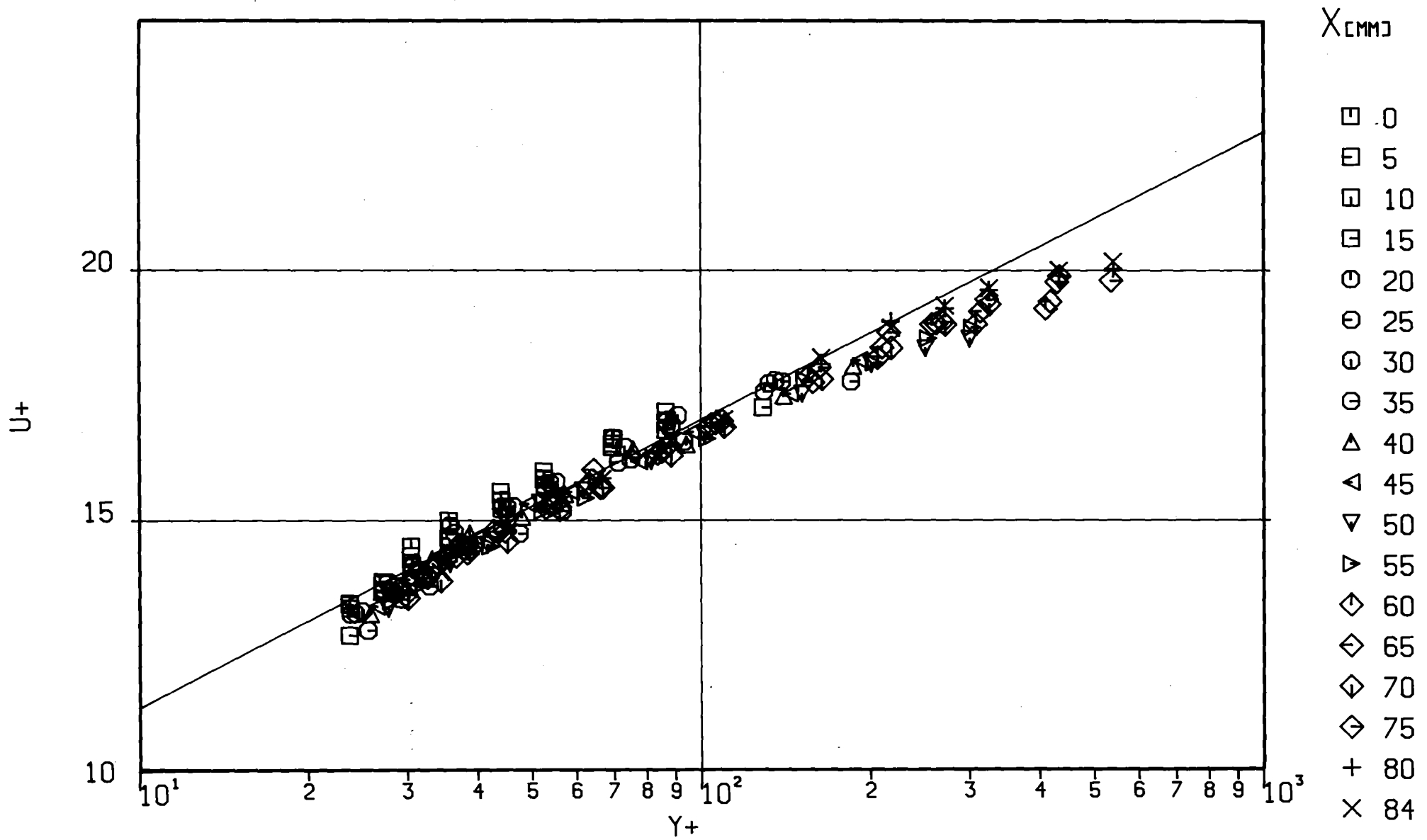


Abb.7: Dimensionsloses Geschwindigkeitsprofil (x/y)

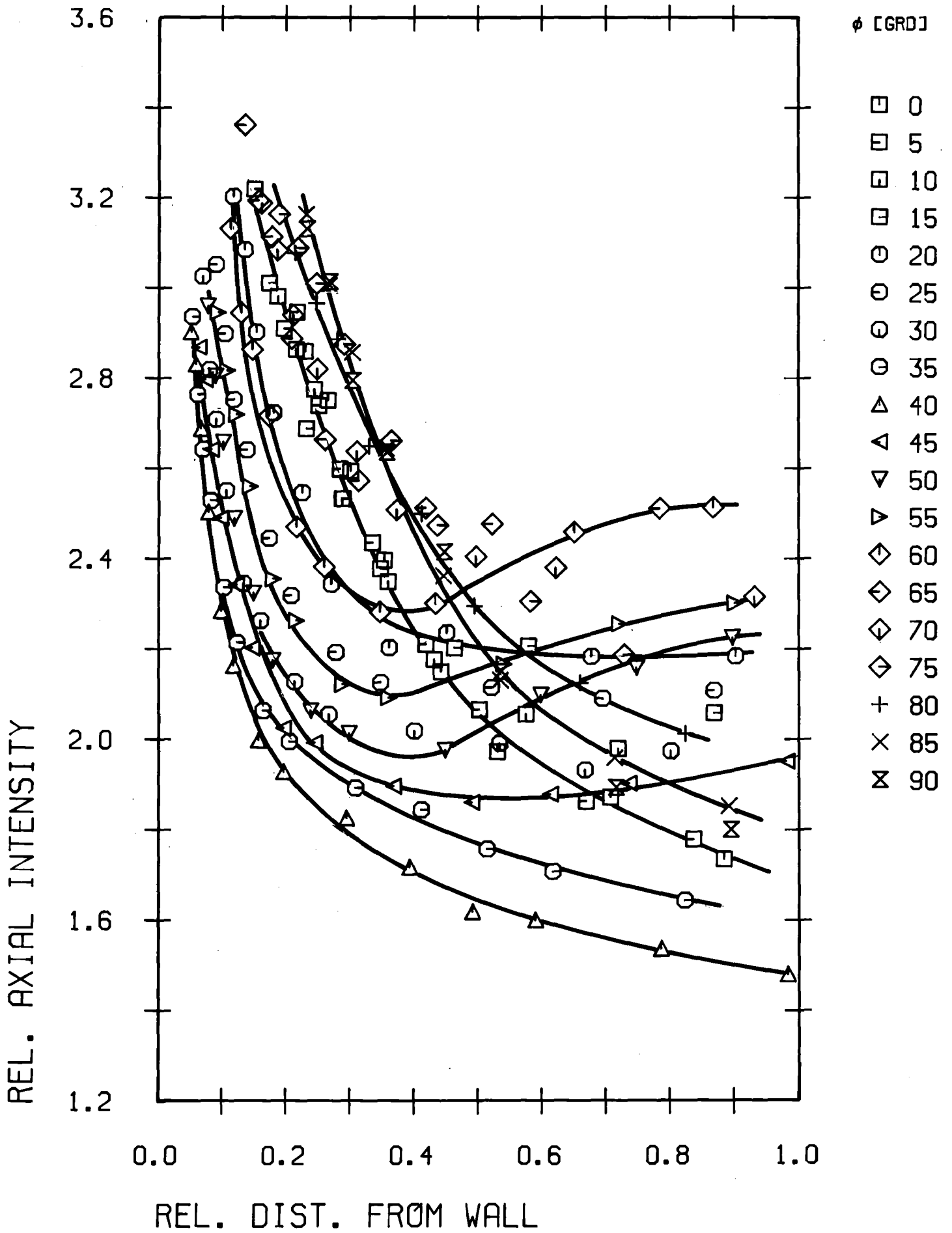


Abb.8: Axiale Turbulenzintensität ( $r/\phi$ )

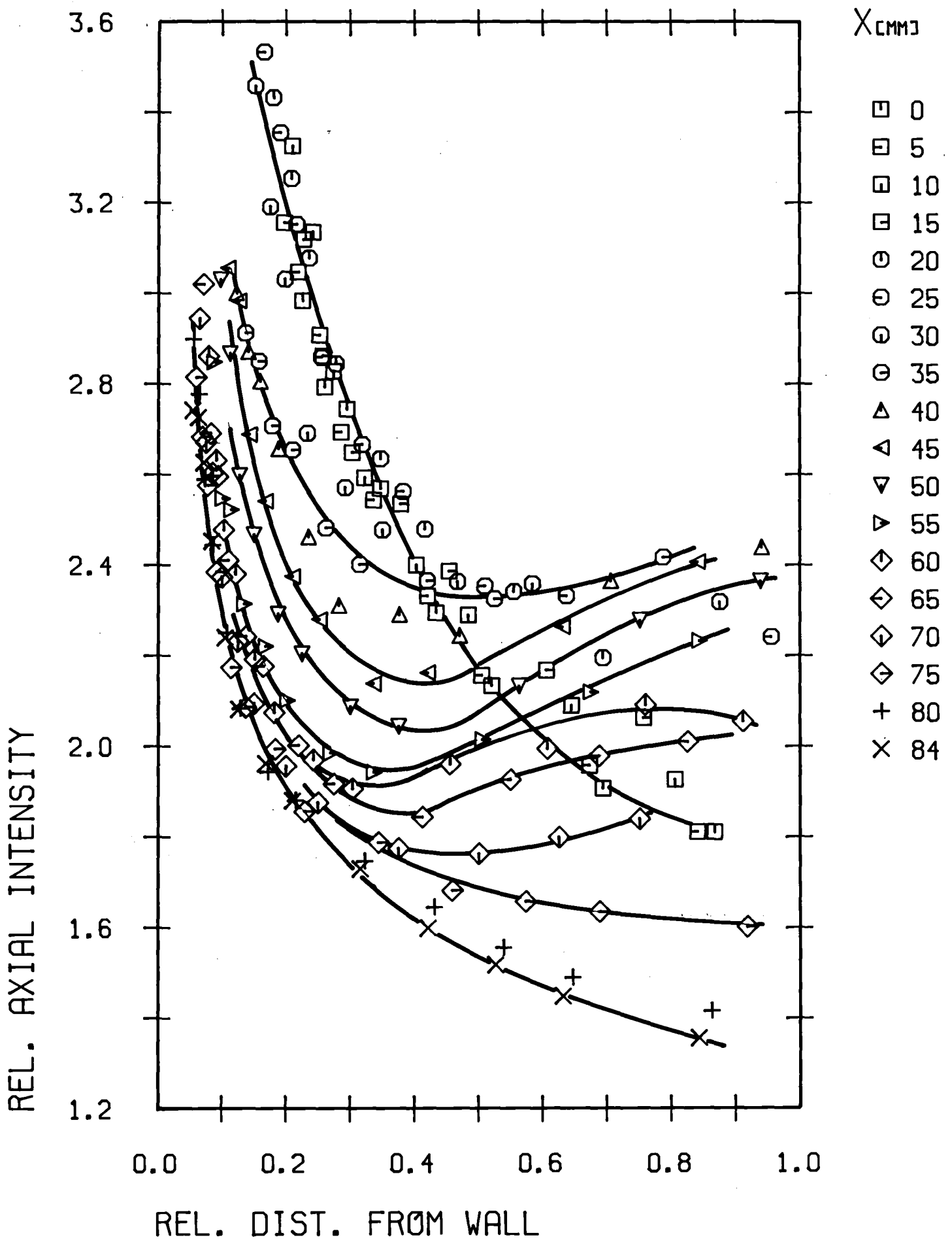


Abb.9: Axiale Turbulenzintensität (x/y)

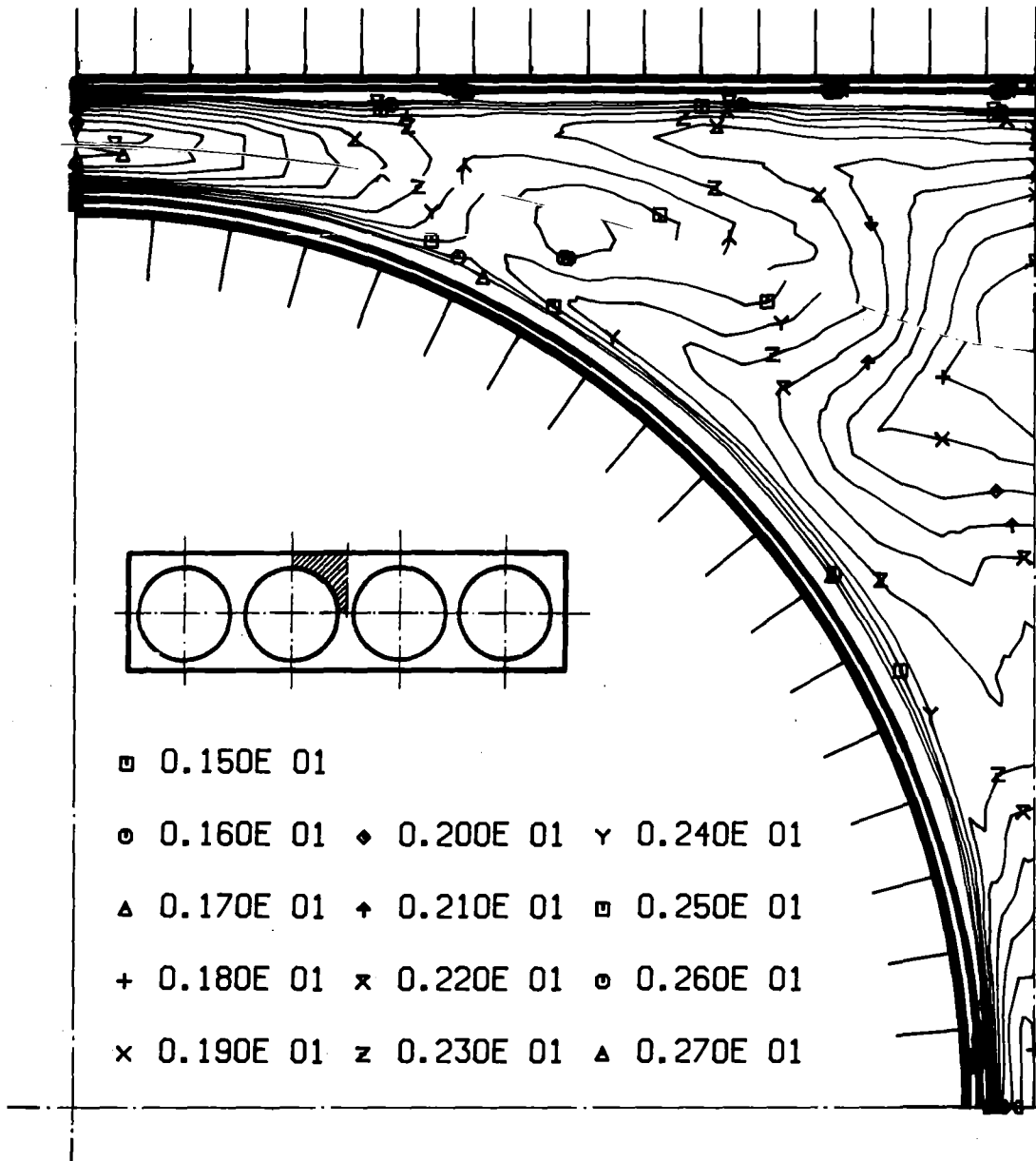


Abb.10: Axiale Turbulenzintensität (Höhenlinien)

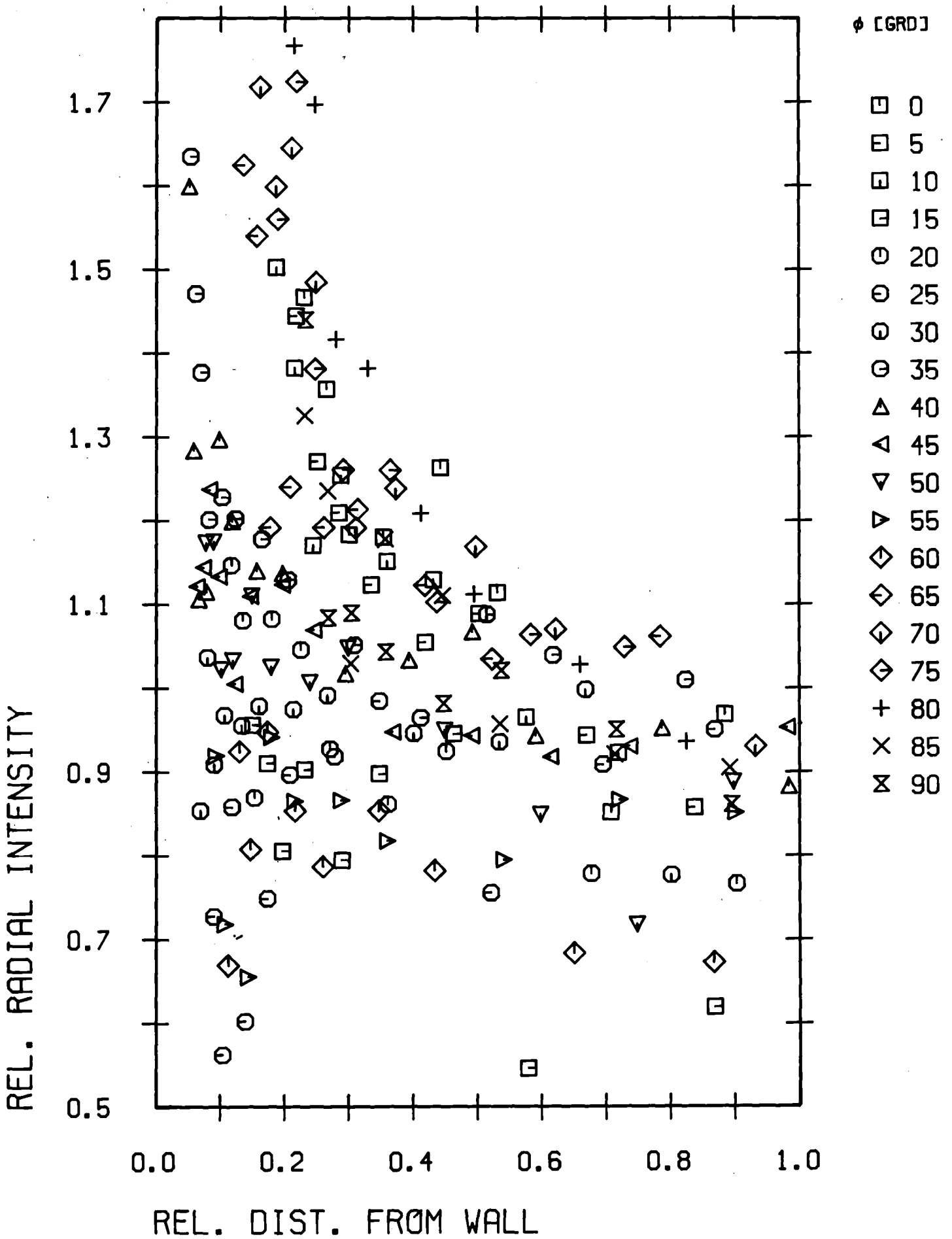


Abb.11: Radiale Turbulenzintensität ( $r/\phi$ )

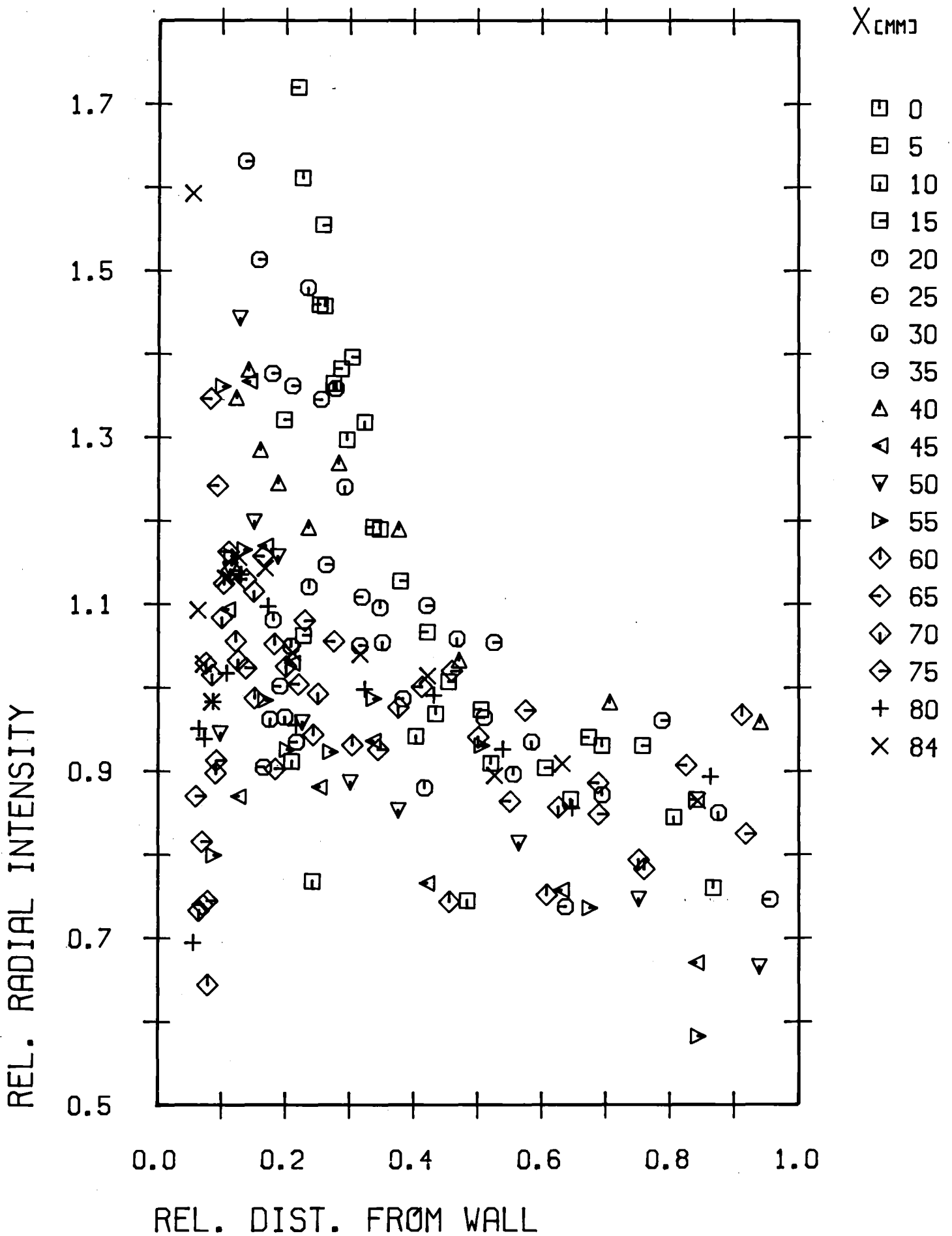


Abb.12: Radiale Turbulenzintensität (x/y)

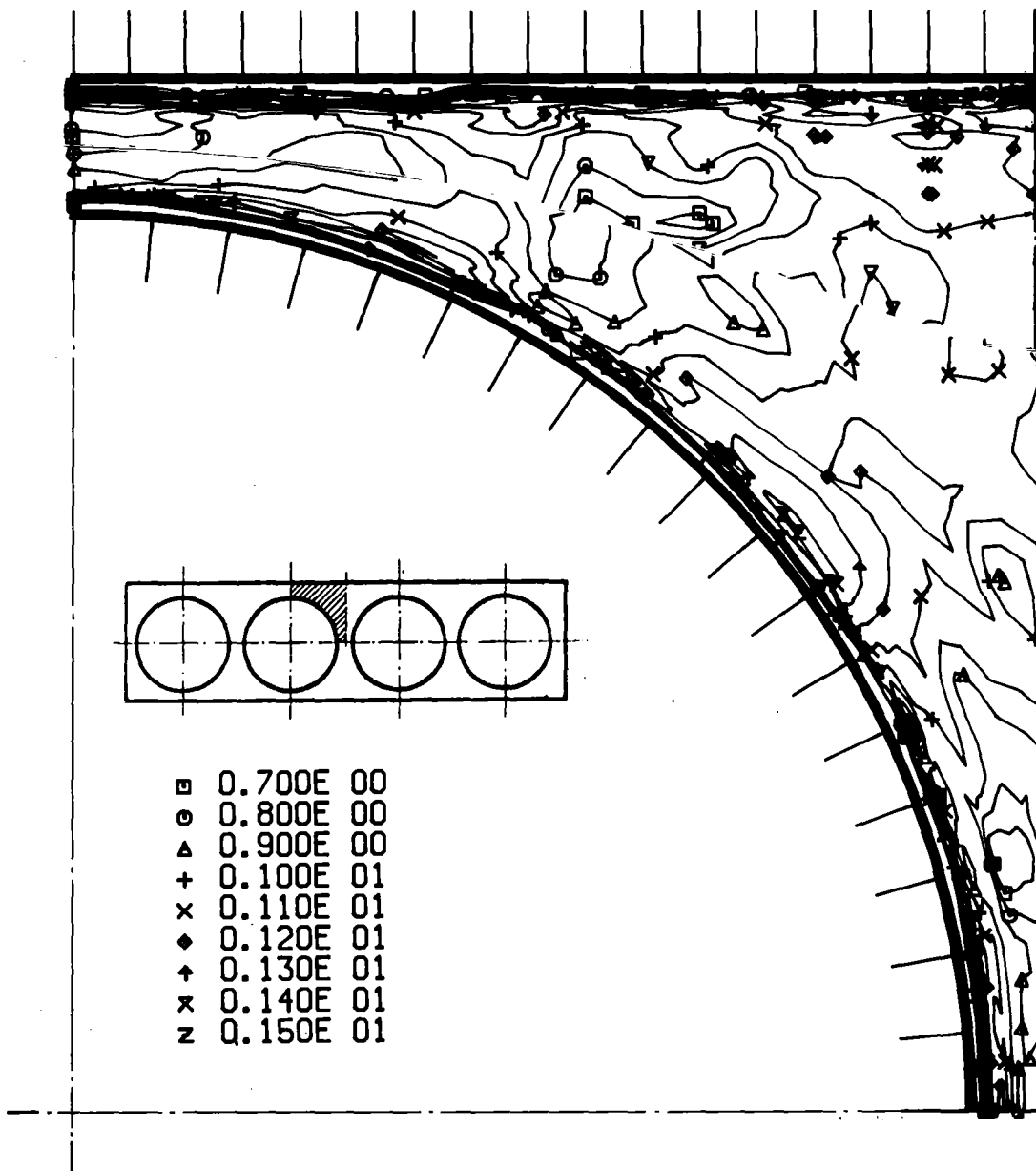


Abb.13: Radiale Turbulenzintensität (Höhenlinien)



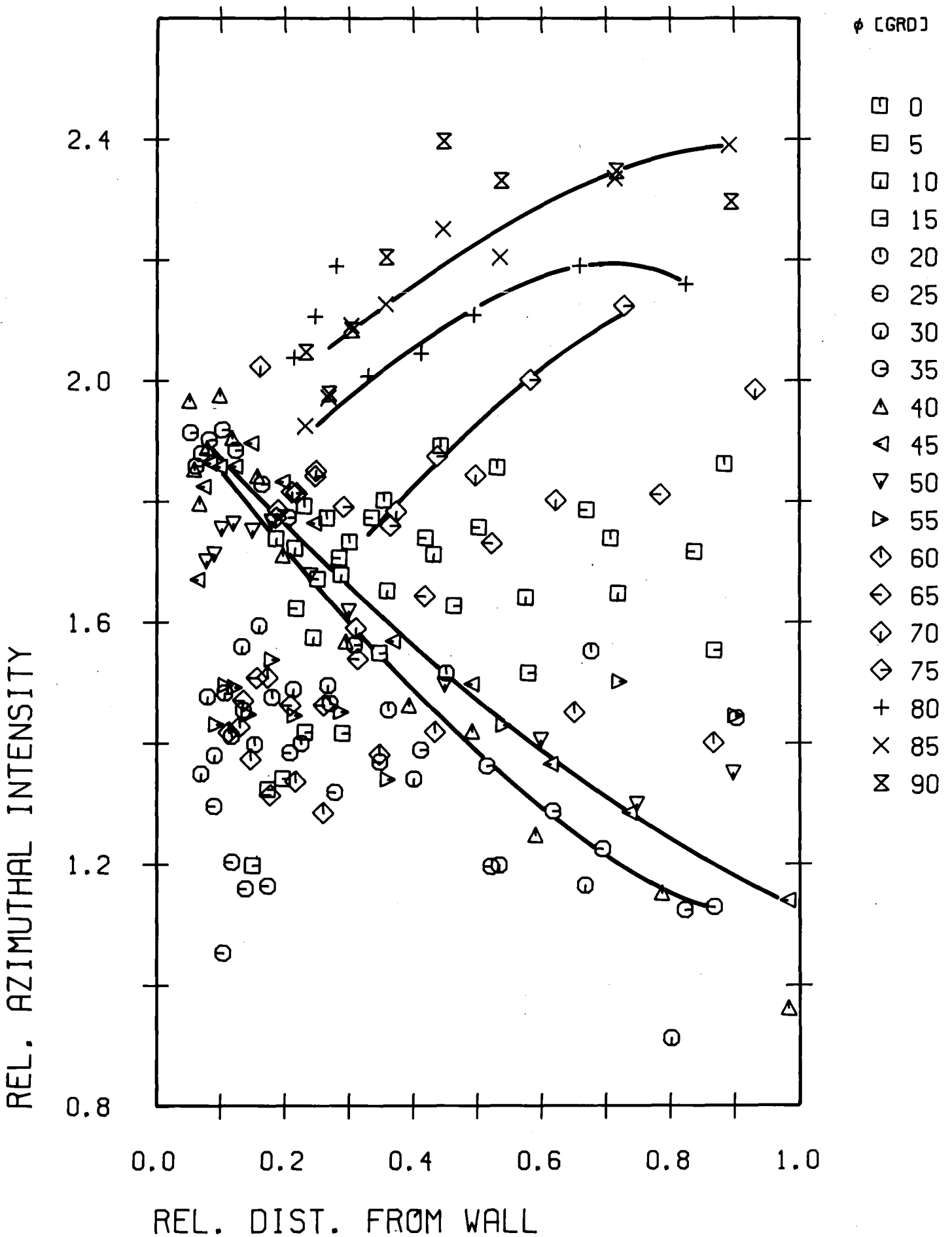


Abb.14: Azimutale Turbulenzintensität ( $r/\phi$ )

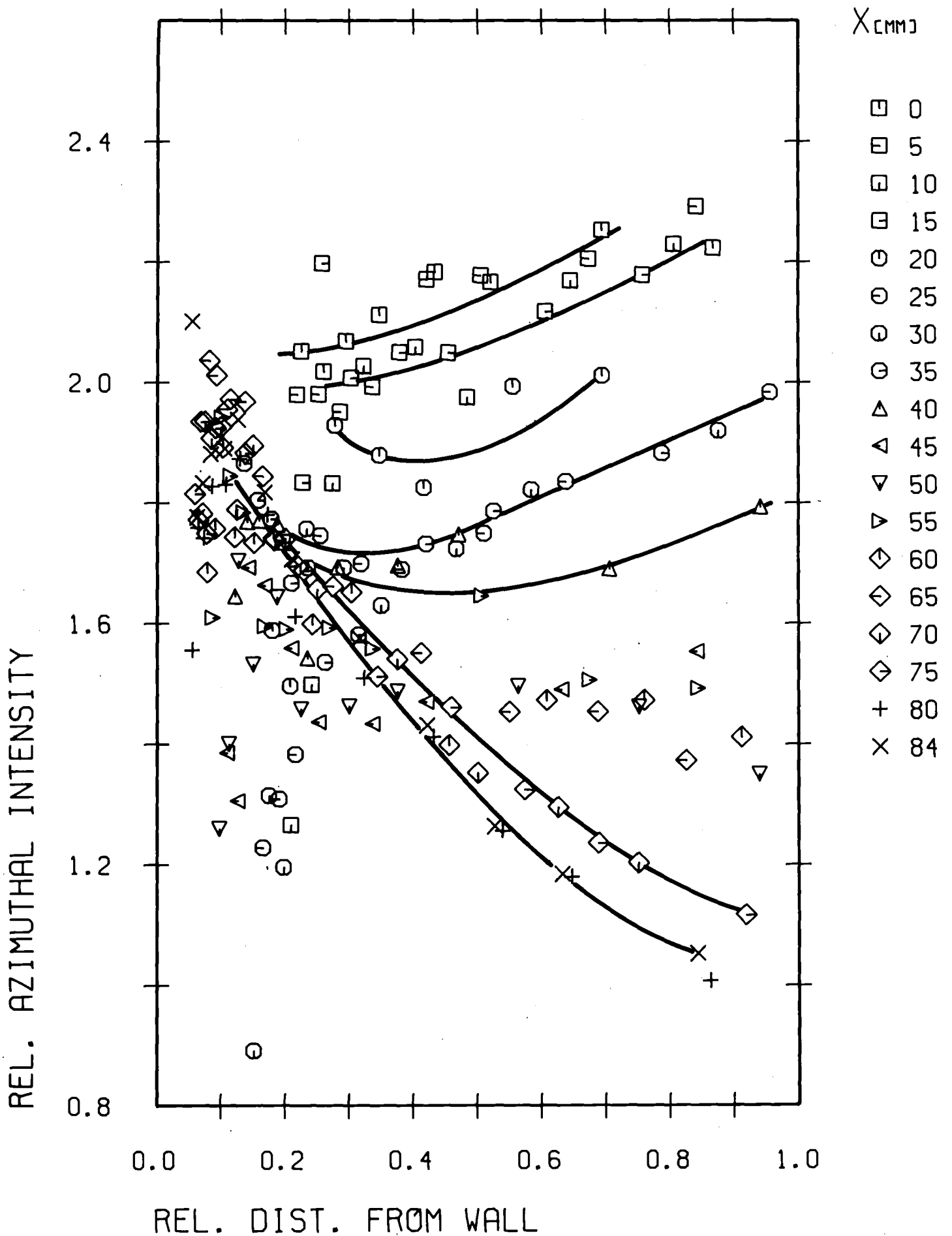


Abb.15: Azimutale Turbulenzintensität (x/y)

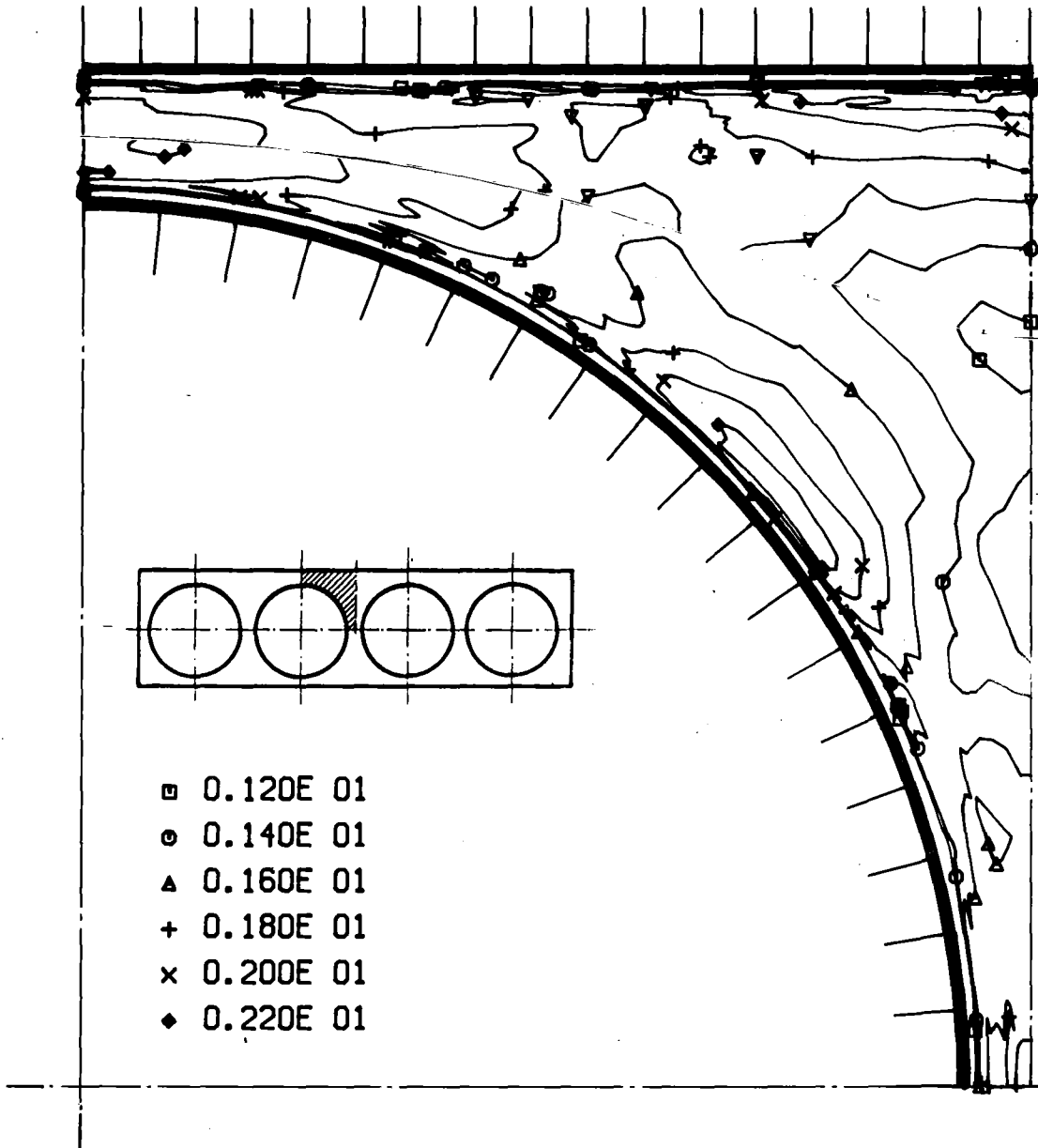


Abb.16: Azimutale Turbulenzintensität (Höhenlinien)

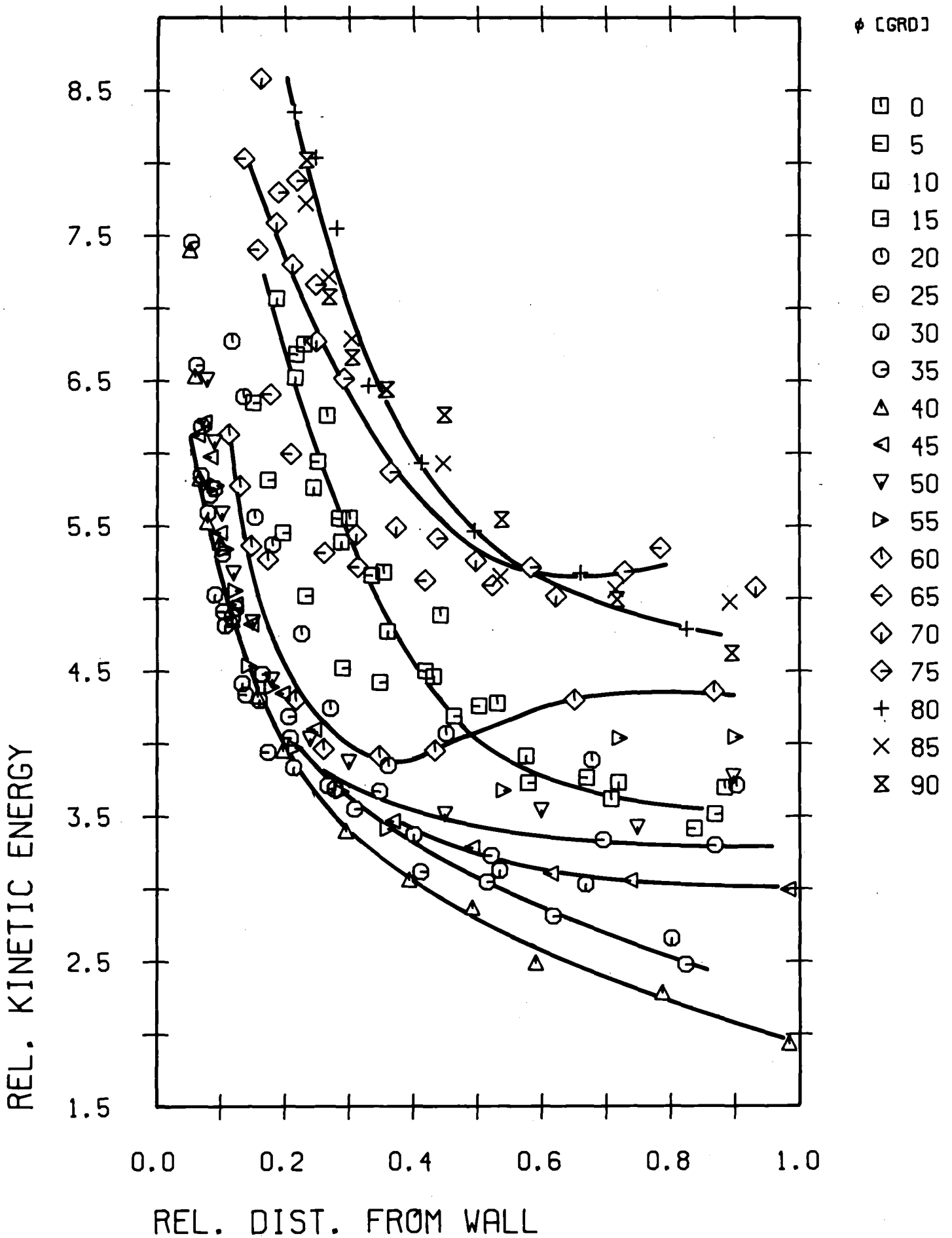


Abb.17: Kinetische Energie der Turbulenz ( $r/\phi$ )

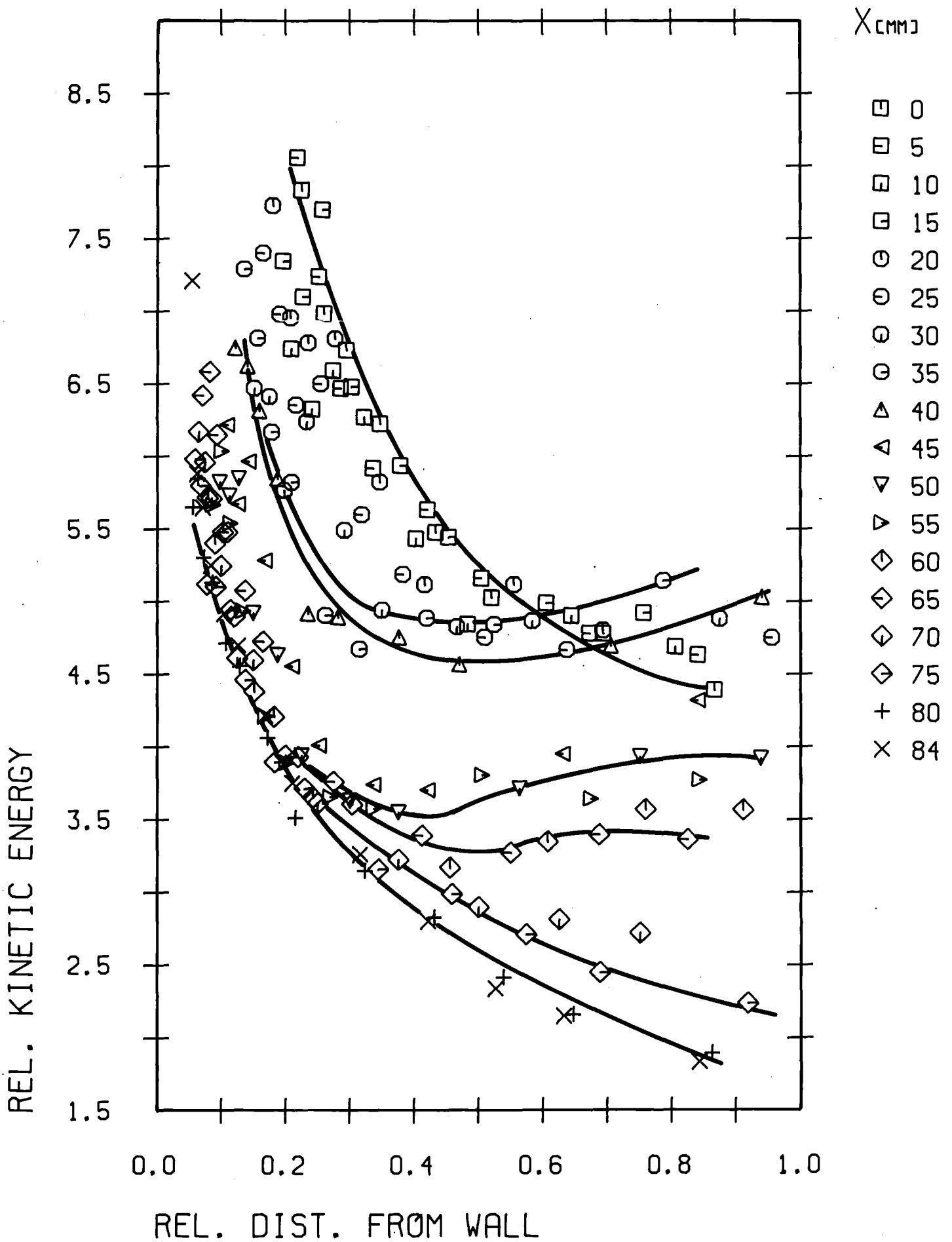


Abb.18: Kinetische Energie der Turbulenz (x/y)

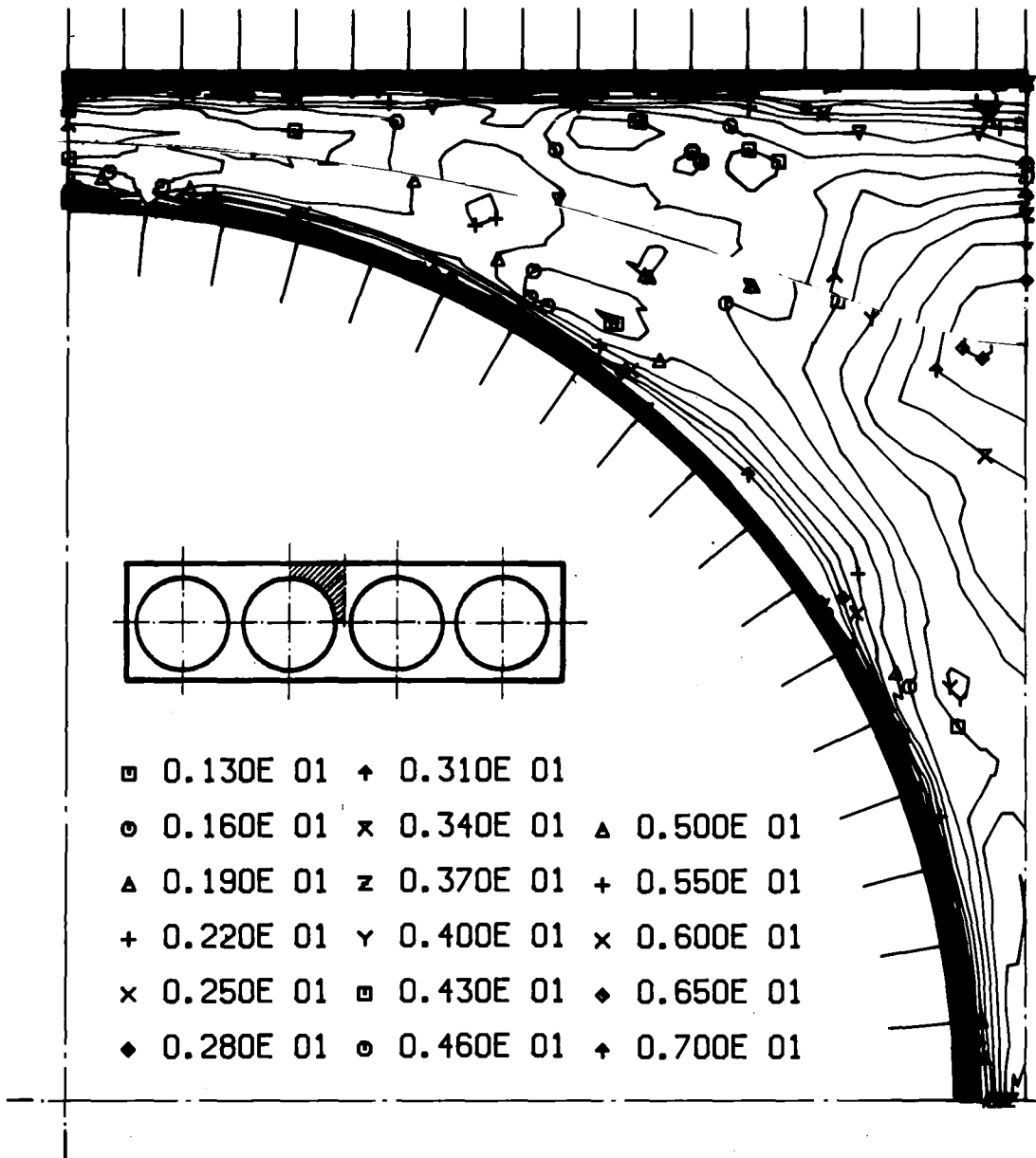


Abb.19: Kinetische Energie der Turbulenz (Höhenlinien)

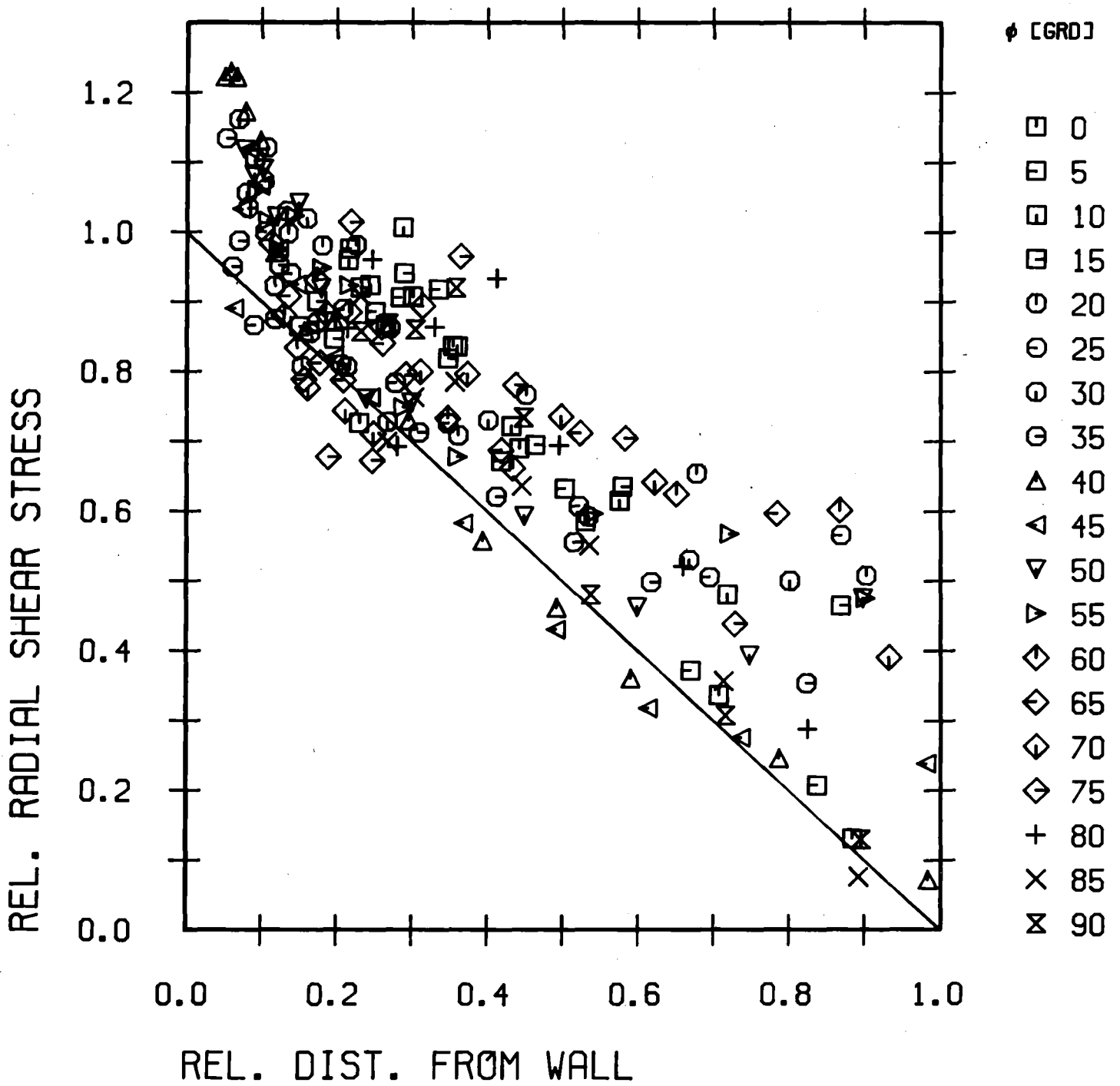


Abb.20: Radiale Schubspannung ( $r/\phi$ )

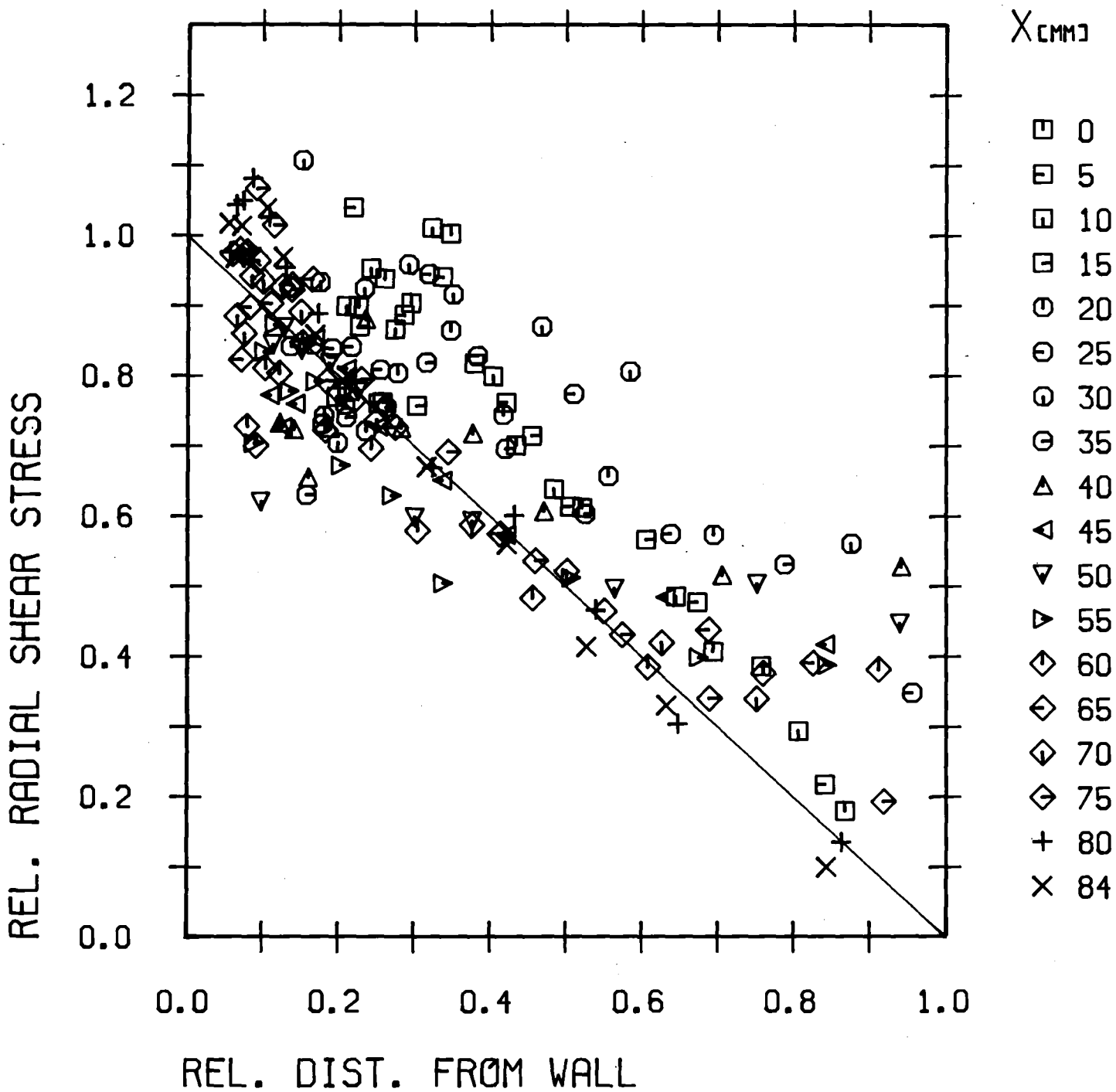


Abb.21: Radiale Schubspannung (x/y)



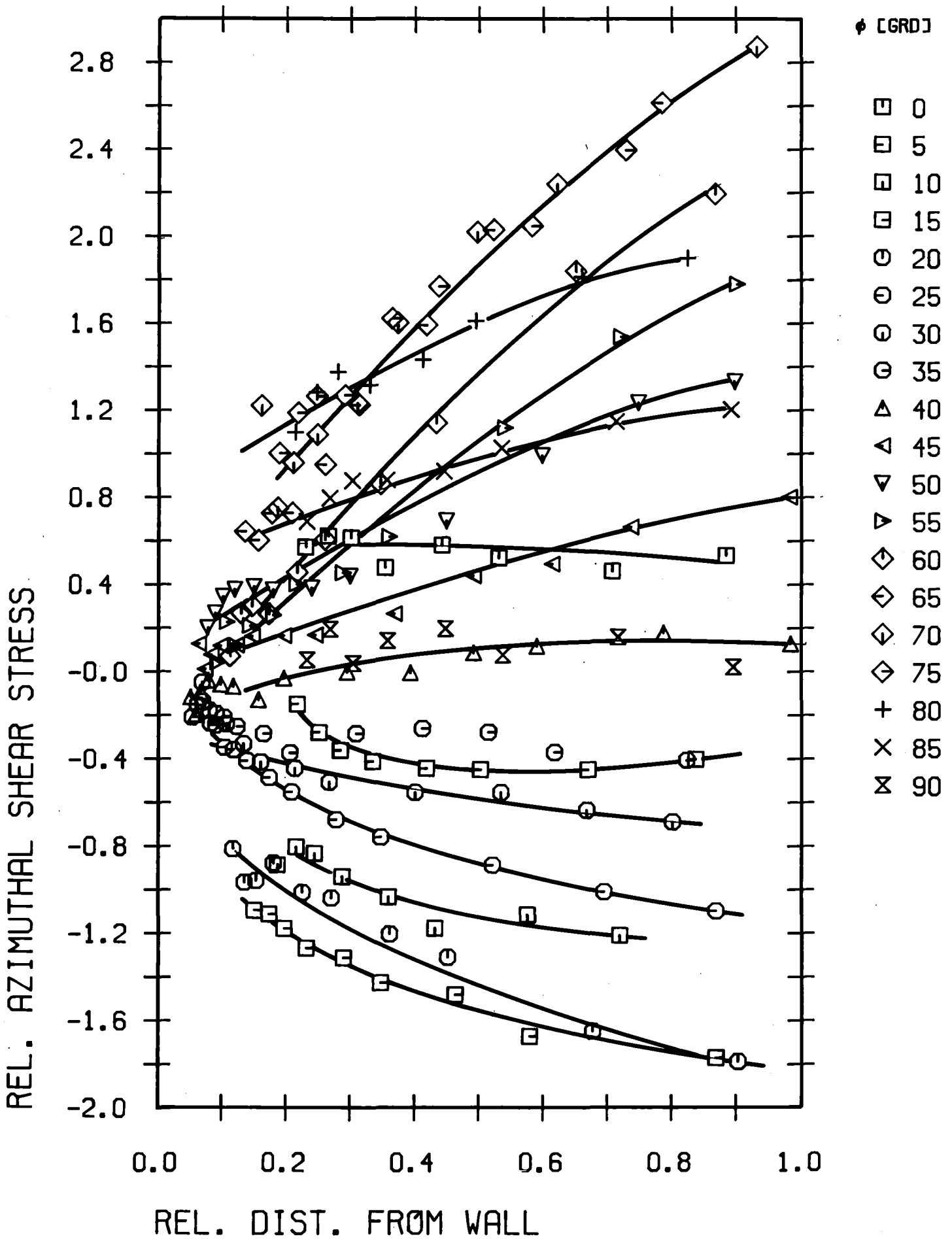


Abb.22: Azimutale Schubspannung ( $r/\phi$ )

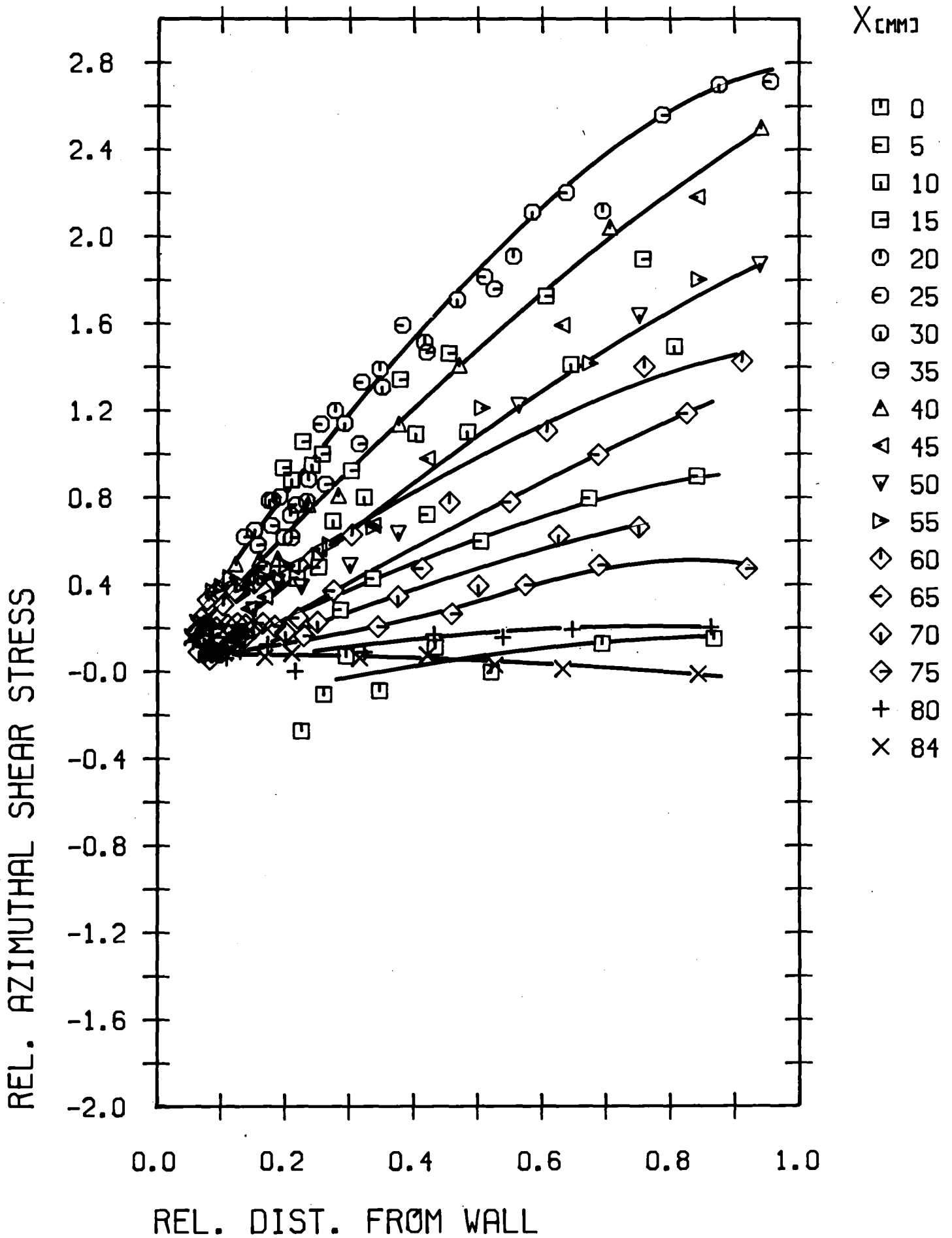


Abb.23: Azimutale Schubspannung (x/y)

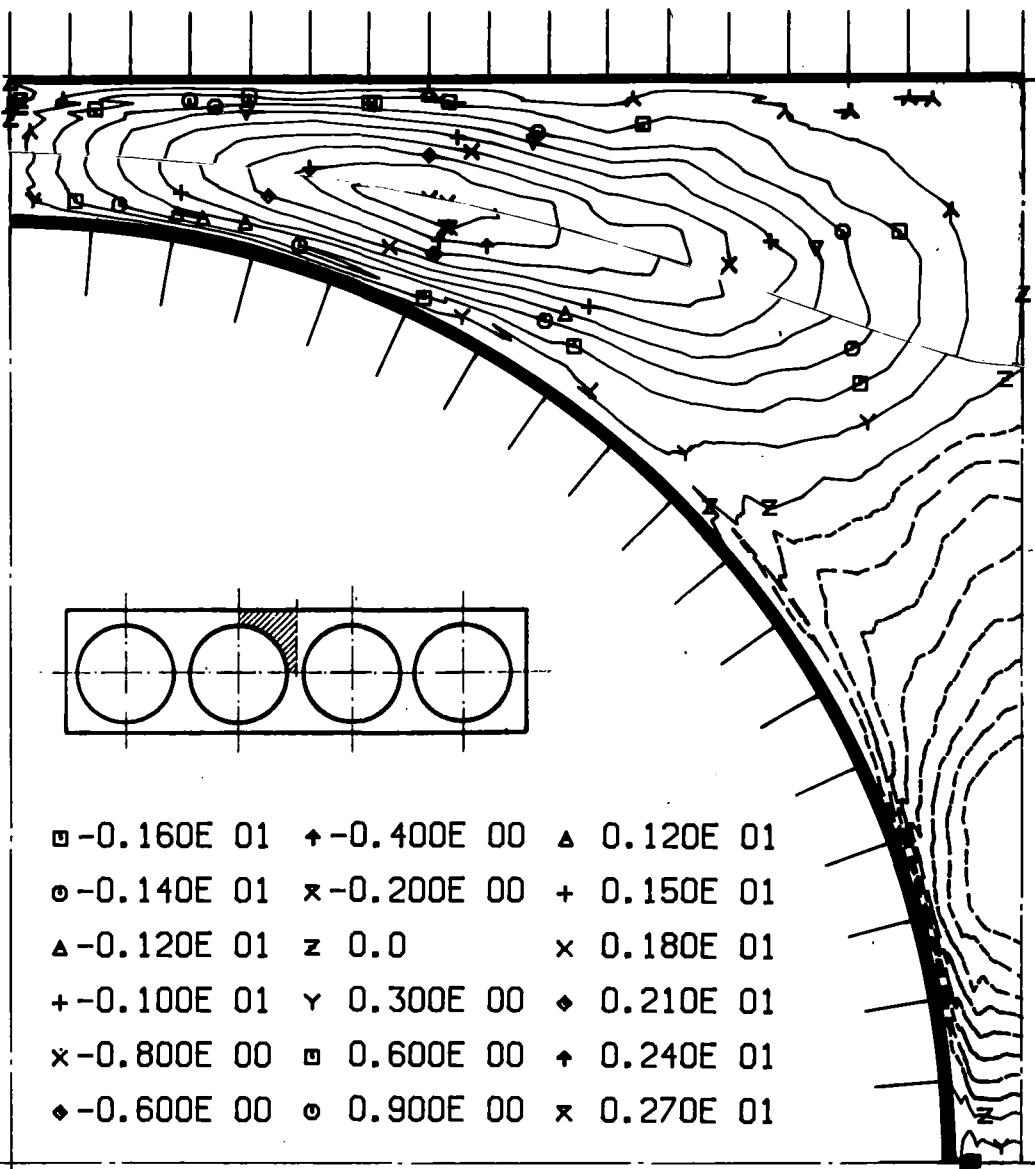


Abb.24: Azimutale Schubspannung (Höhenlinien)

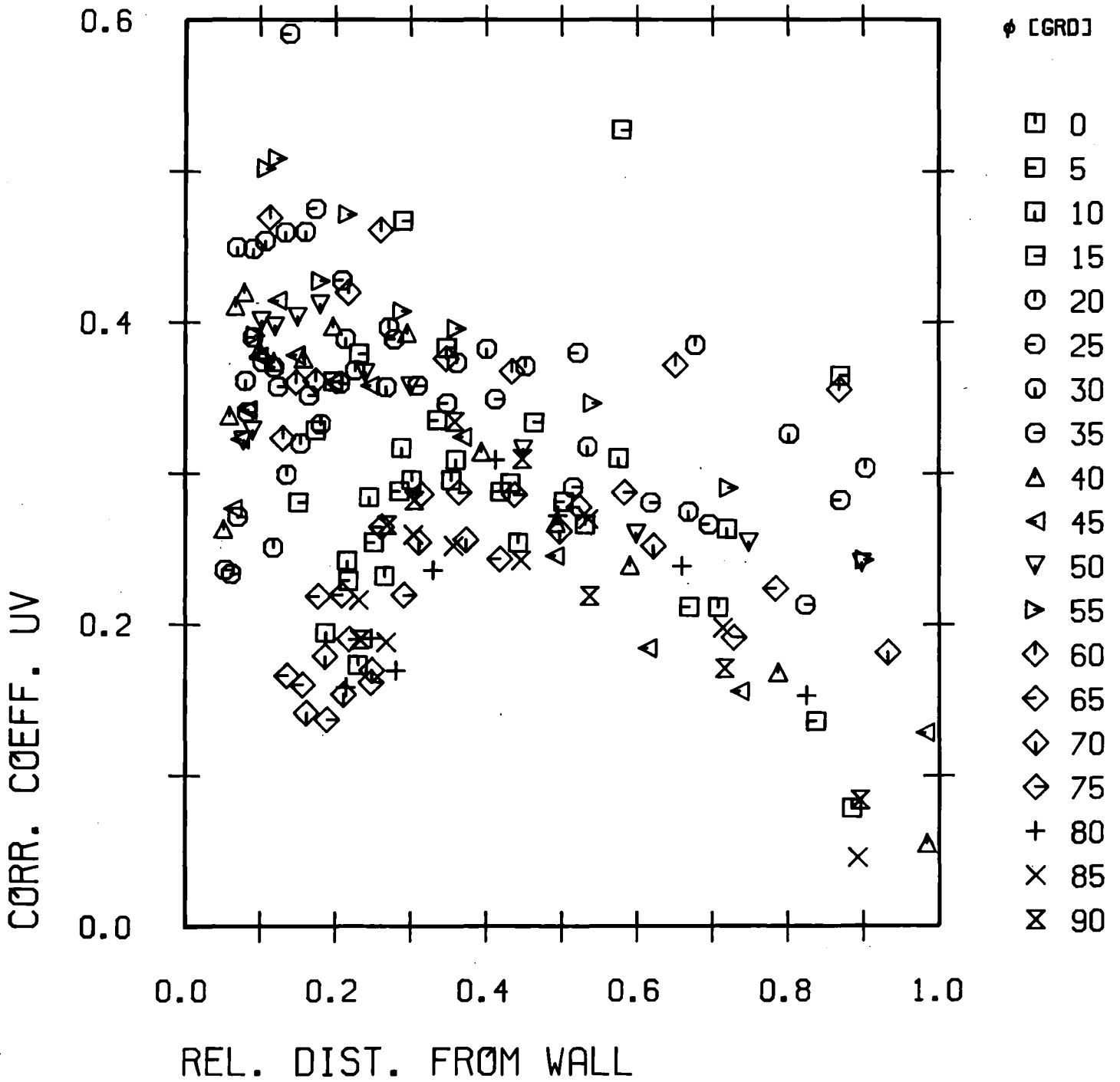


Abb.25: Korrelationskoeffizient  $R_{UV}$  ( $r/\phi$ )

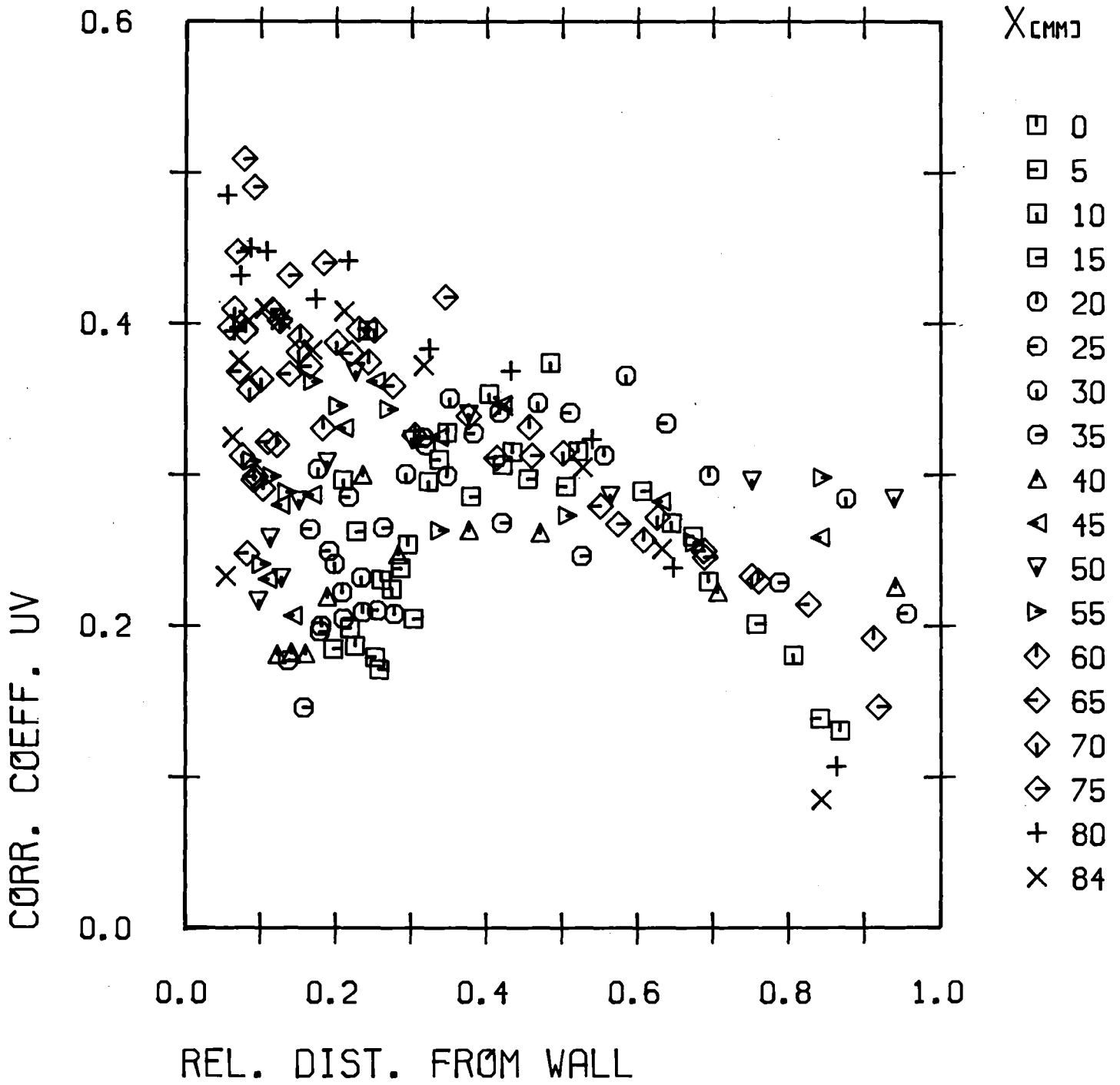


Abb.26: Korrelationskoeffizient  $R_{UV}$  (x/y)

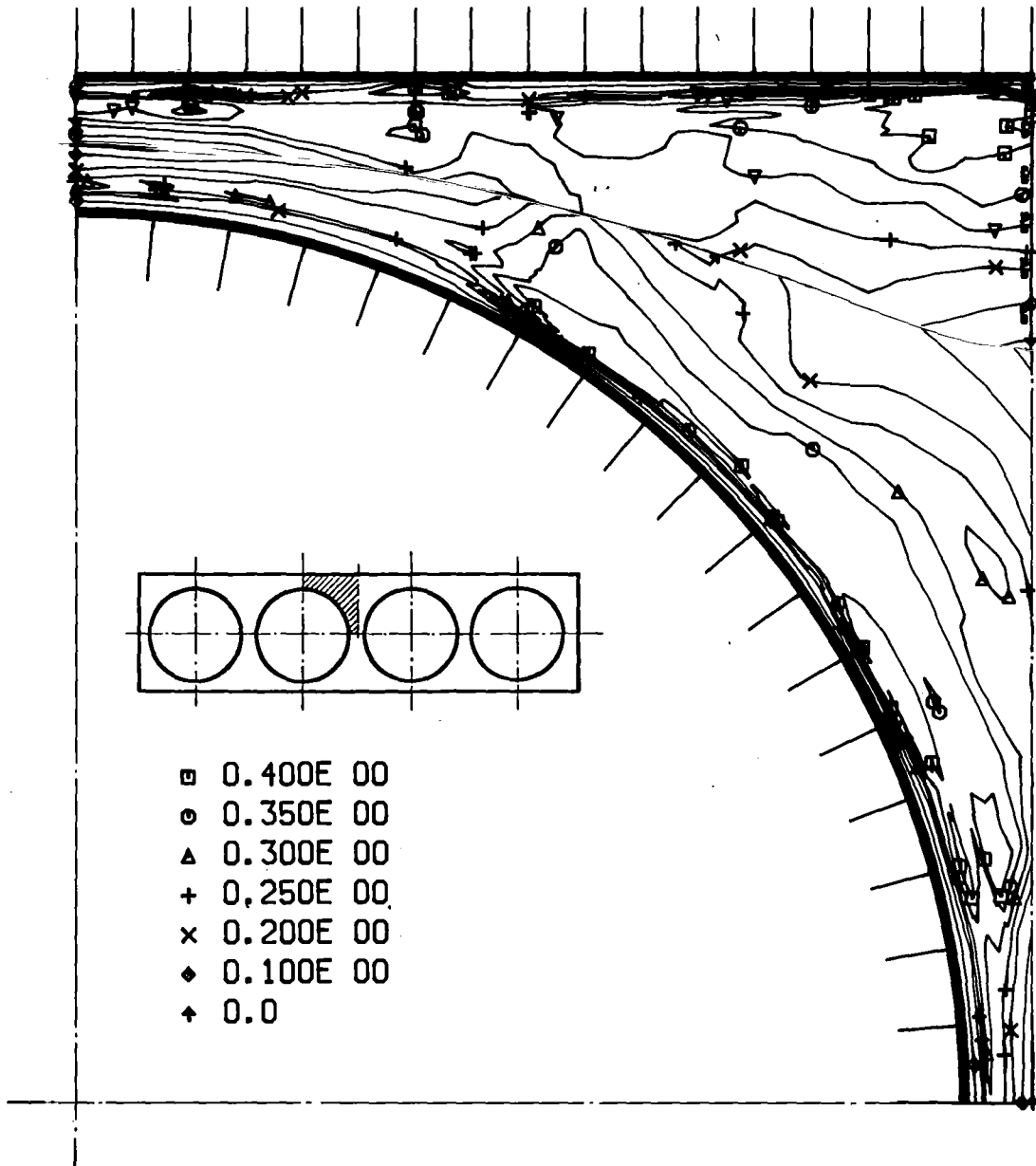


Abb.27: Korrelationskoeffizient  $R_{uv}$  (Höhenlinien)

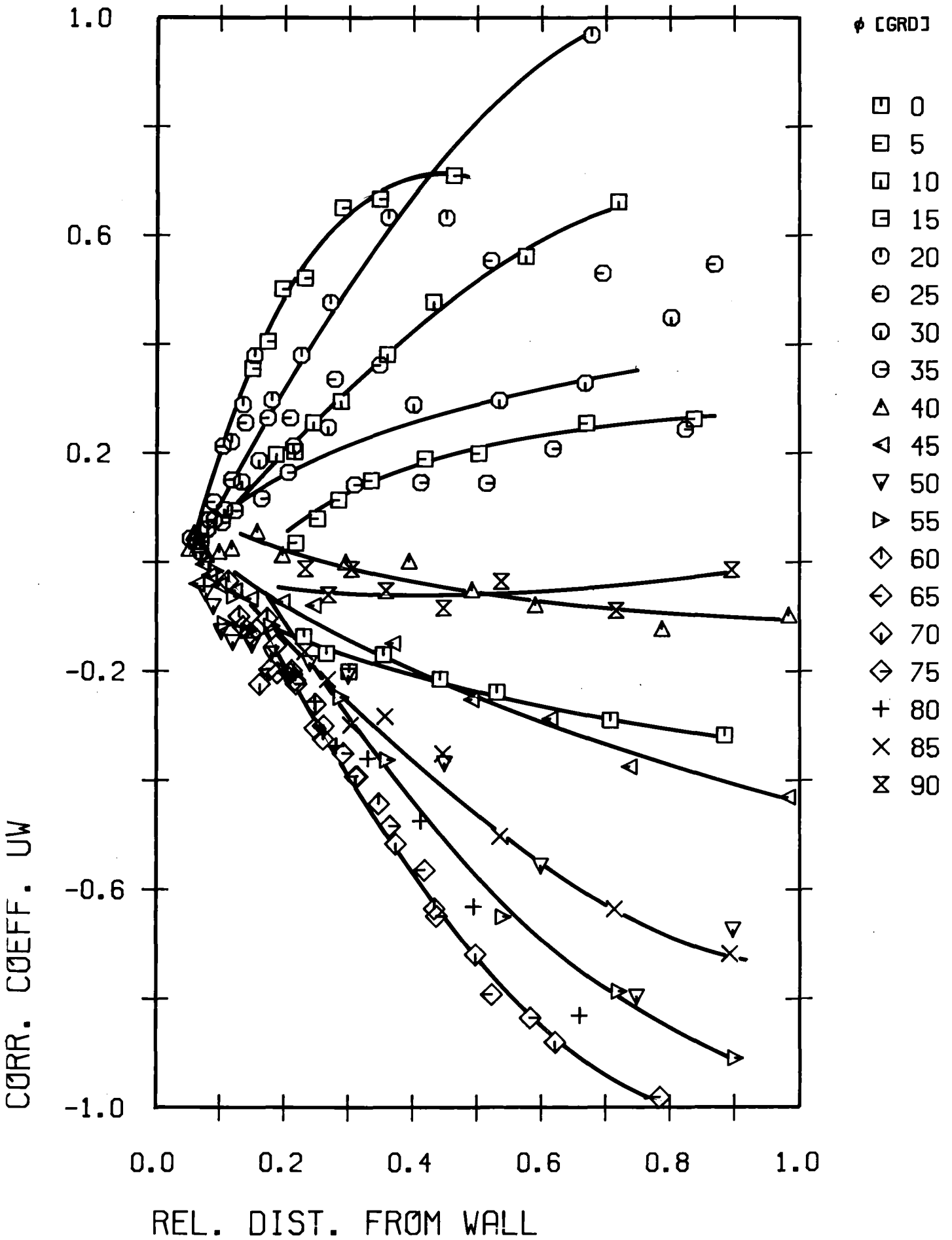


Abb.28: Korrelationskoeffizient  $R_{uw}$  ( $r/\phi$ )

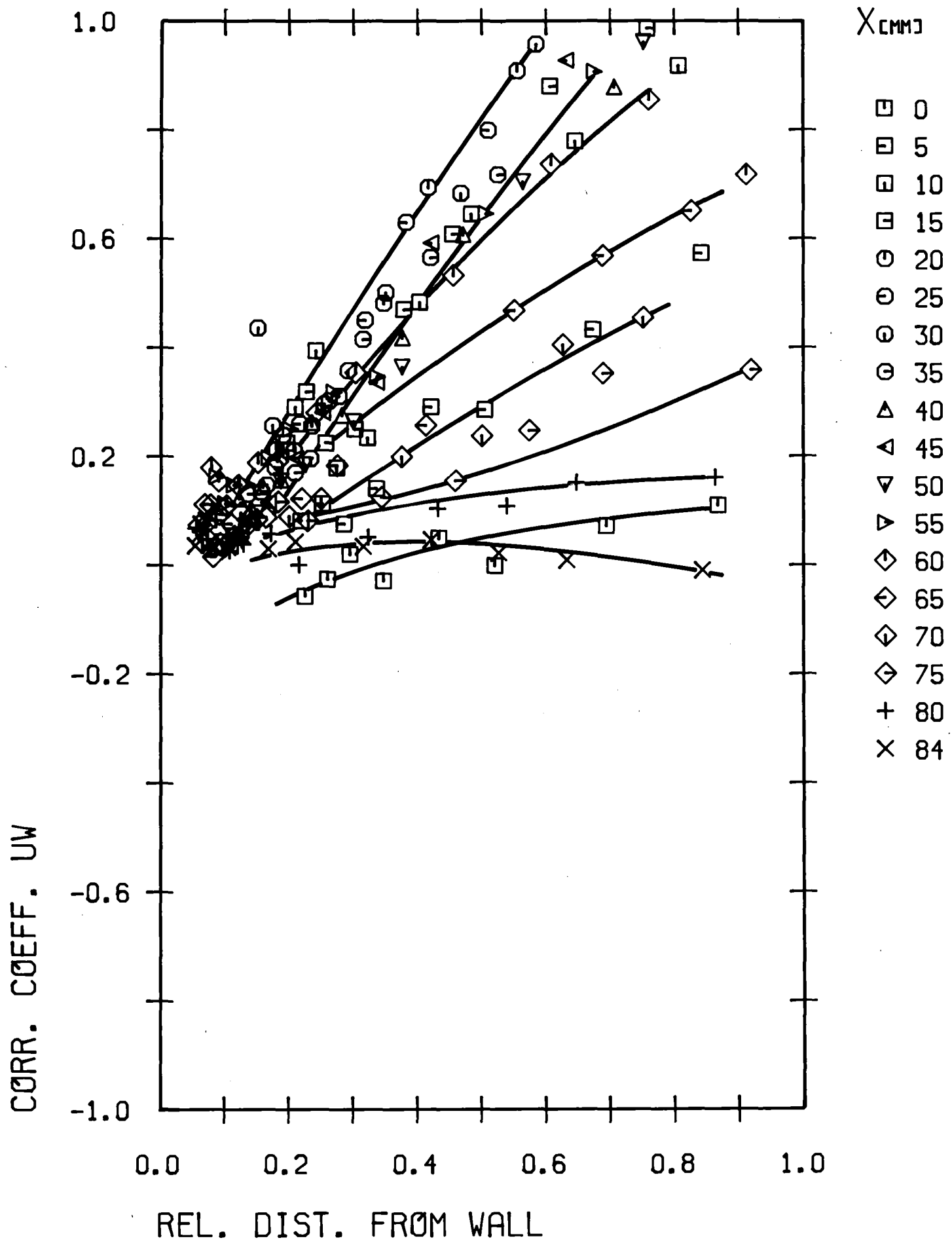


Abb.29: Korrelationskoeffizient  $R_{UW}$  (x/y)



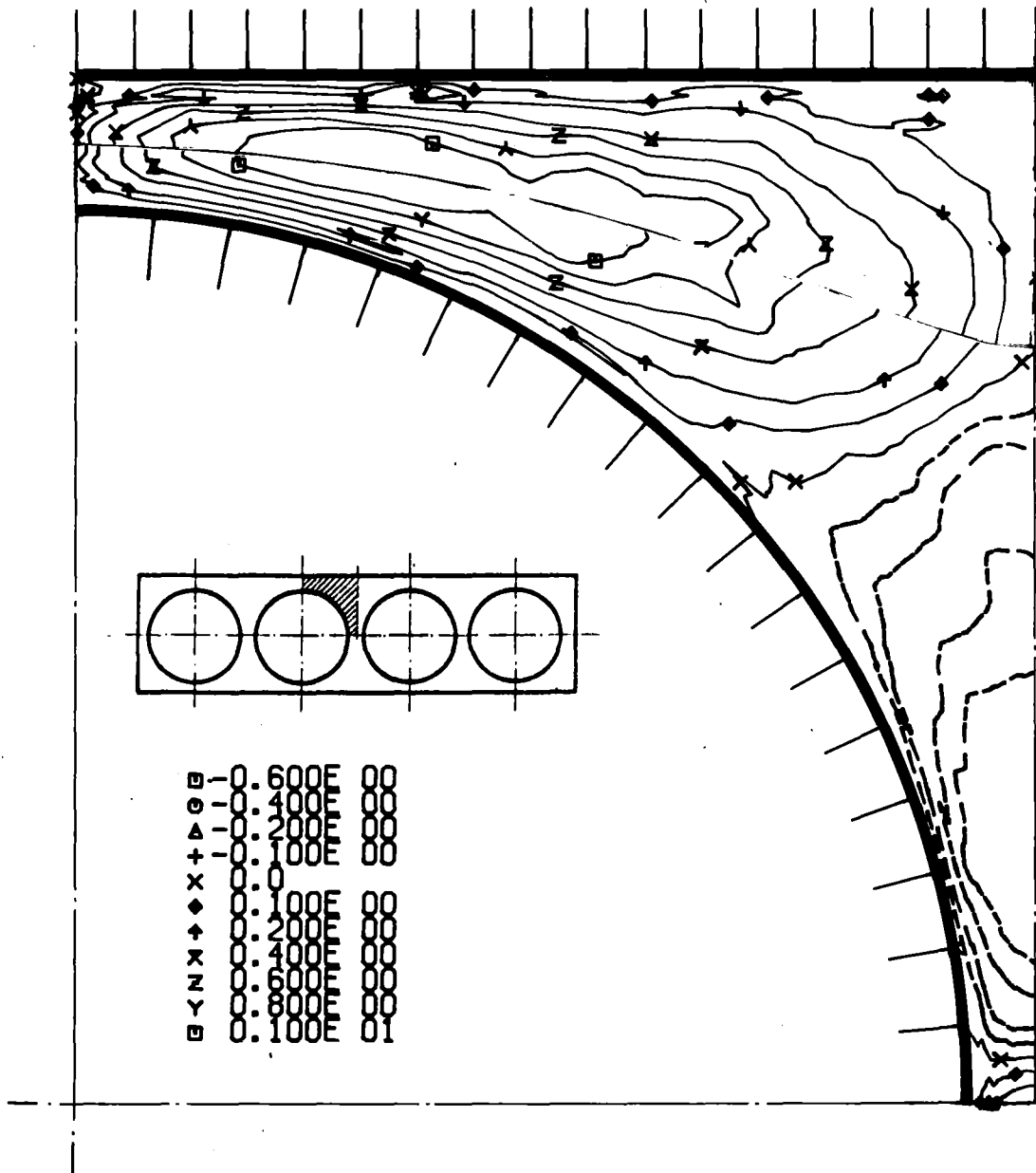


Abb.30: Korrelationskoeffizient  $R_{uw}$  (Höhenlinien)

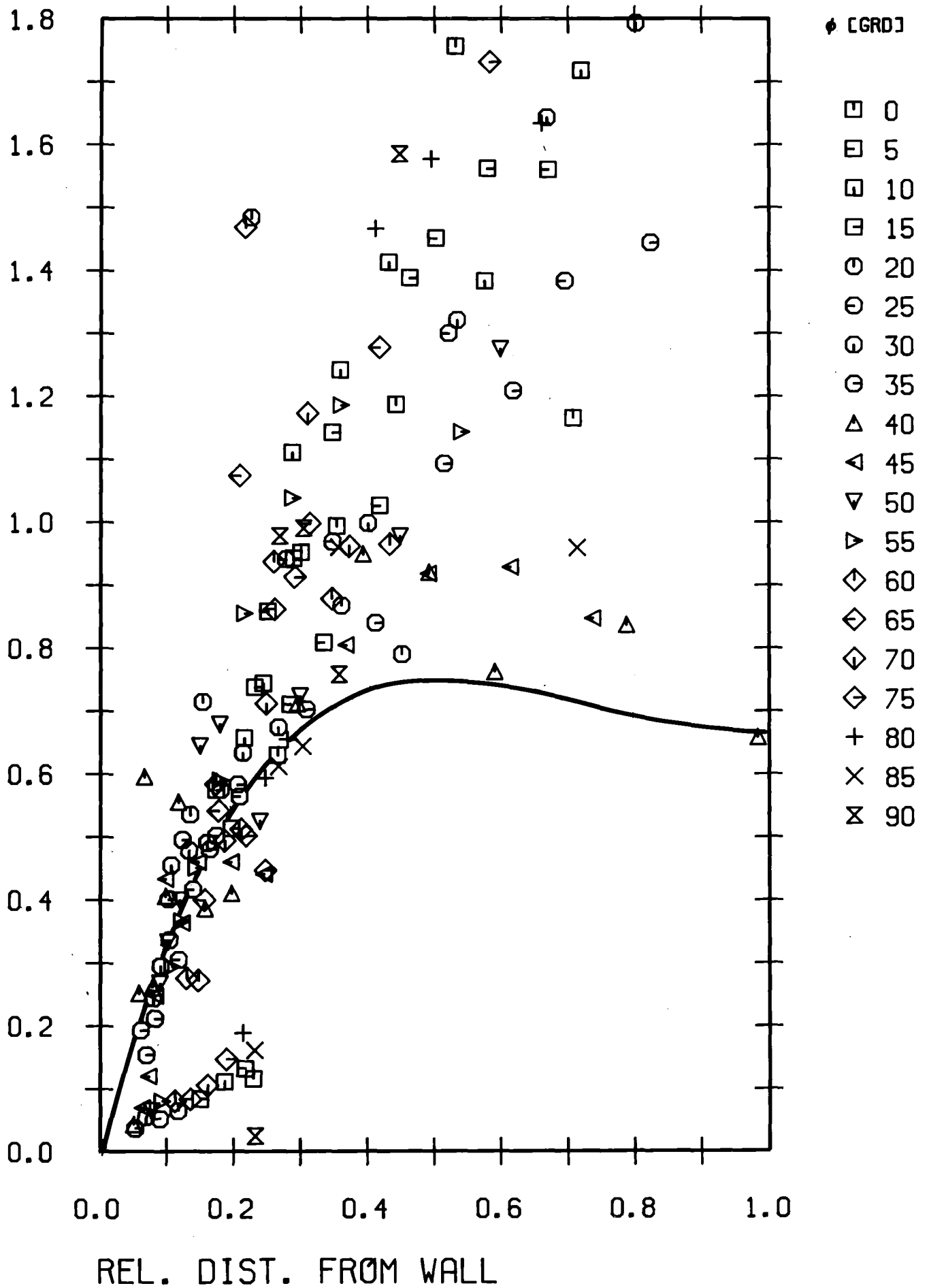


Abb.31: Wirbelviskosität senkrecht zur Wand ( $r/\phi$ )

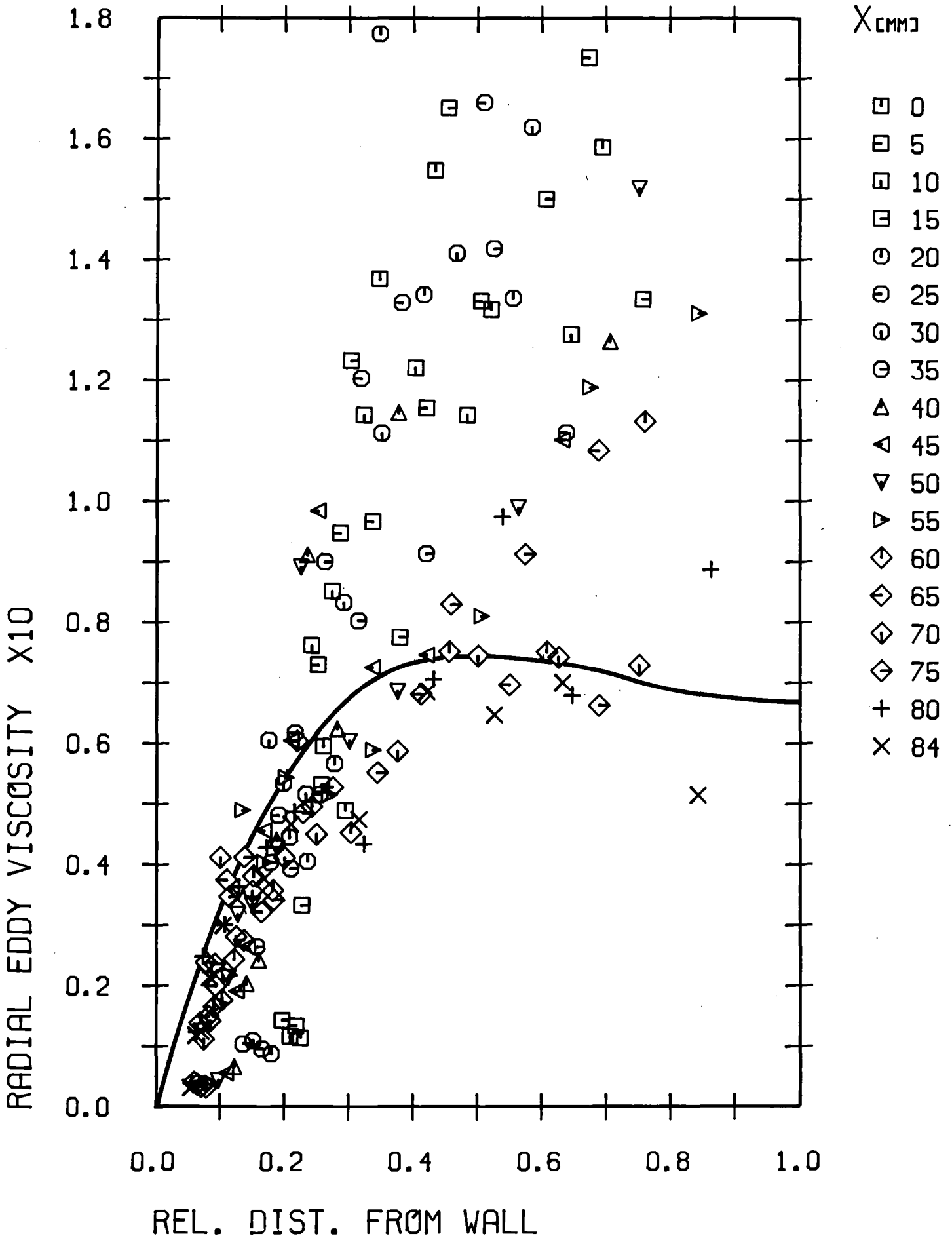


Abb.32: Wirbelviskosität senkrecht zur Wand (x/y)

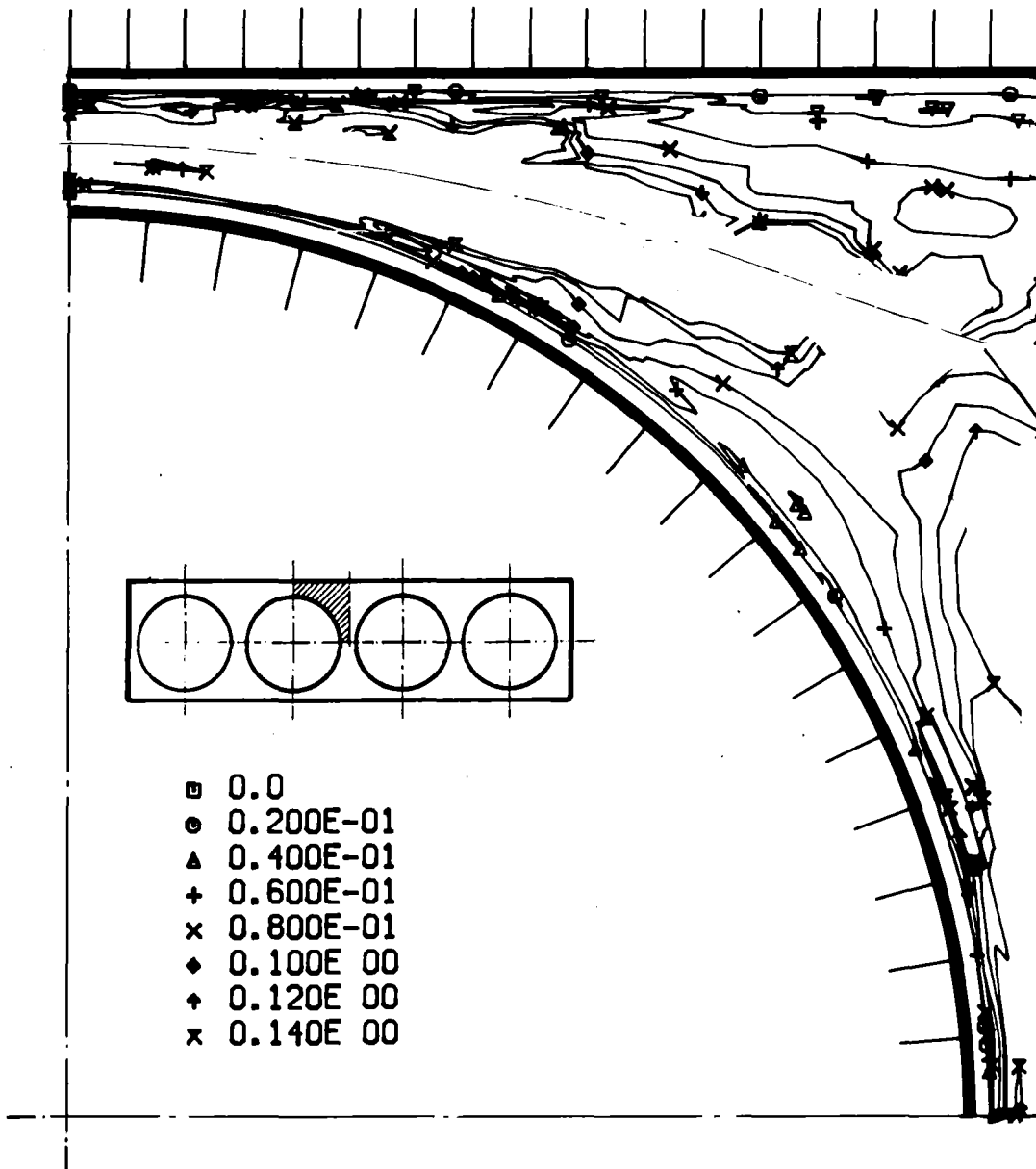


Abb.33: Wirbelviskosität senkrecht zur Wand (Höhenlinien)

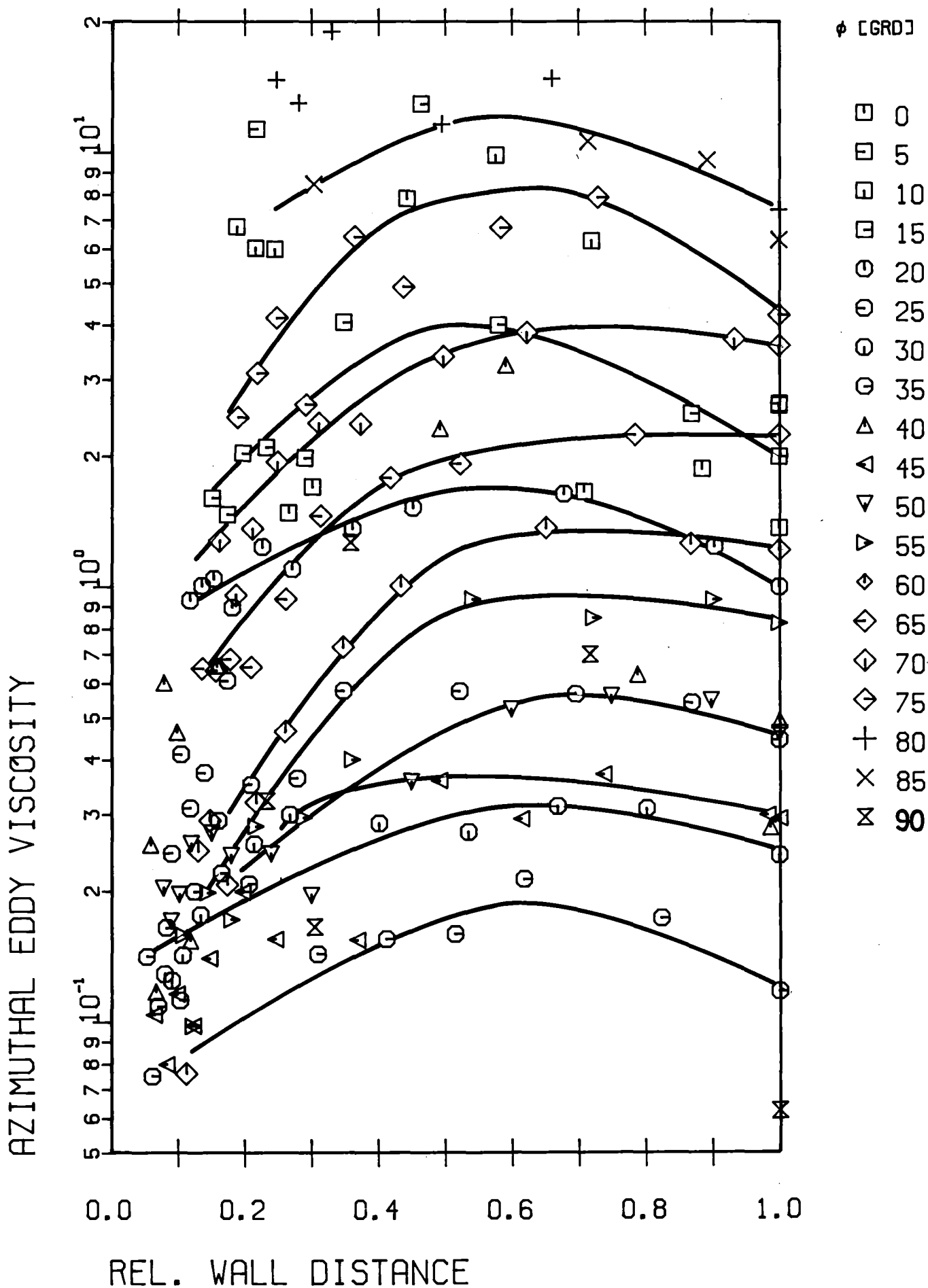


Abb. 34: Wirbelviskosität parallel zur Wand ( $r/\phi$ )

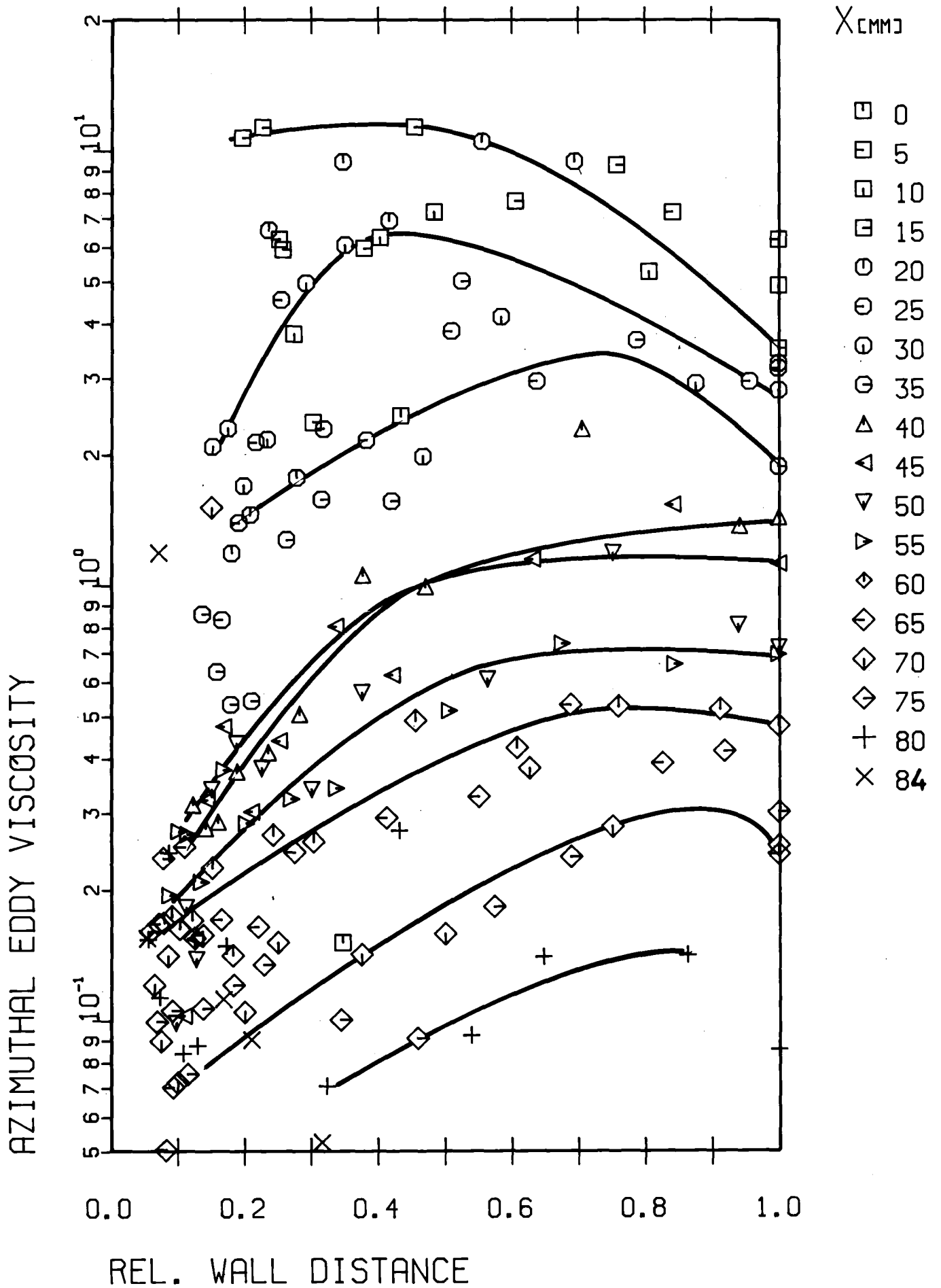


Abb.35: Wirbelviskosität parallel zur Wand (x/y)

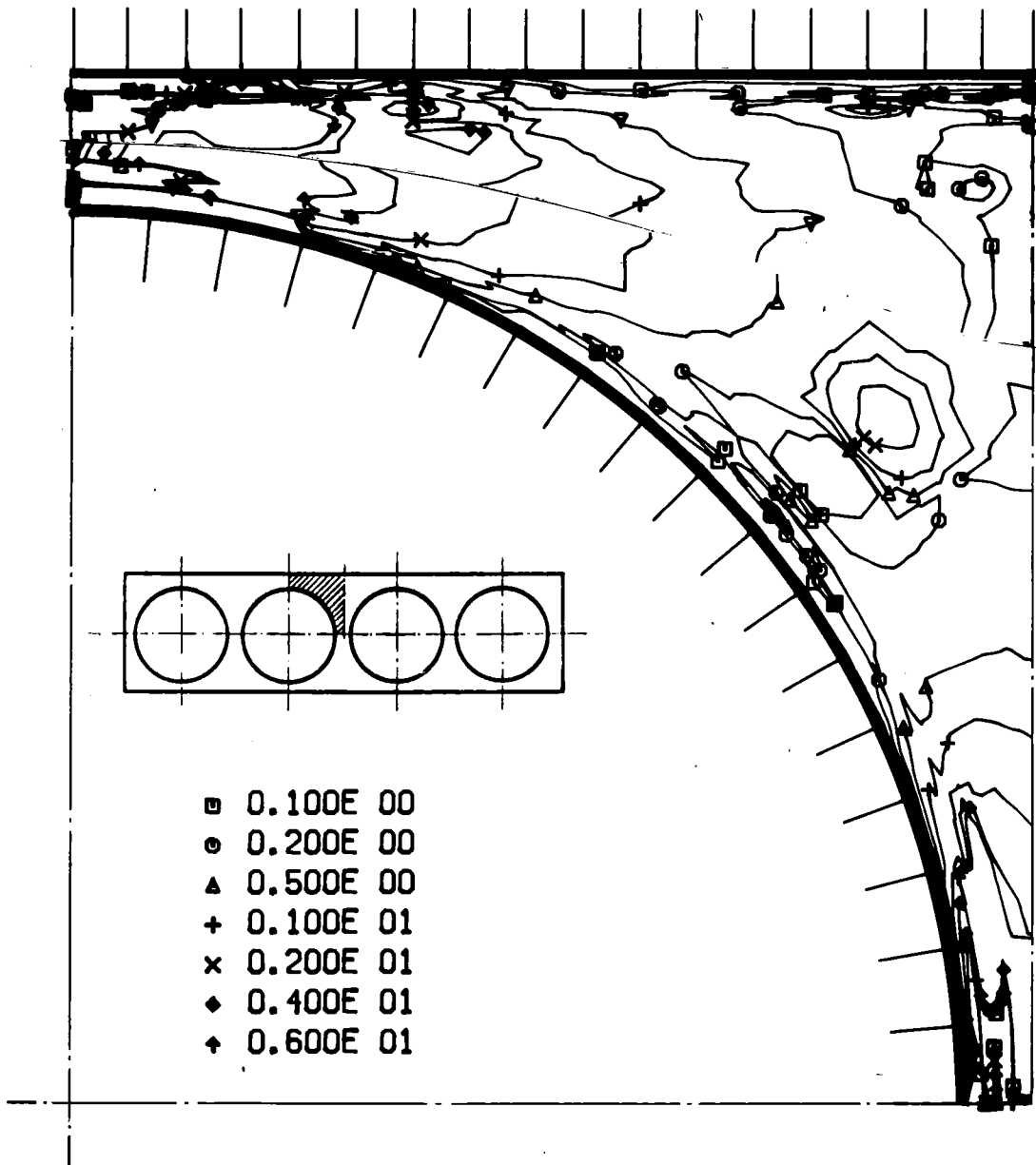


Abb.36: Wirbelviskosität parallel zur Wand (Höhenlinien)

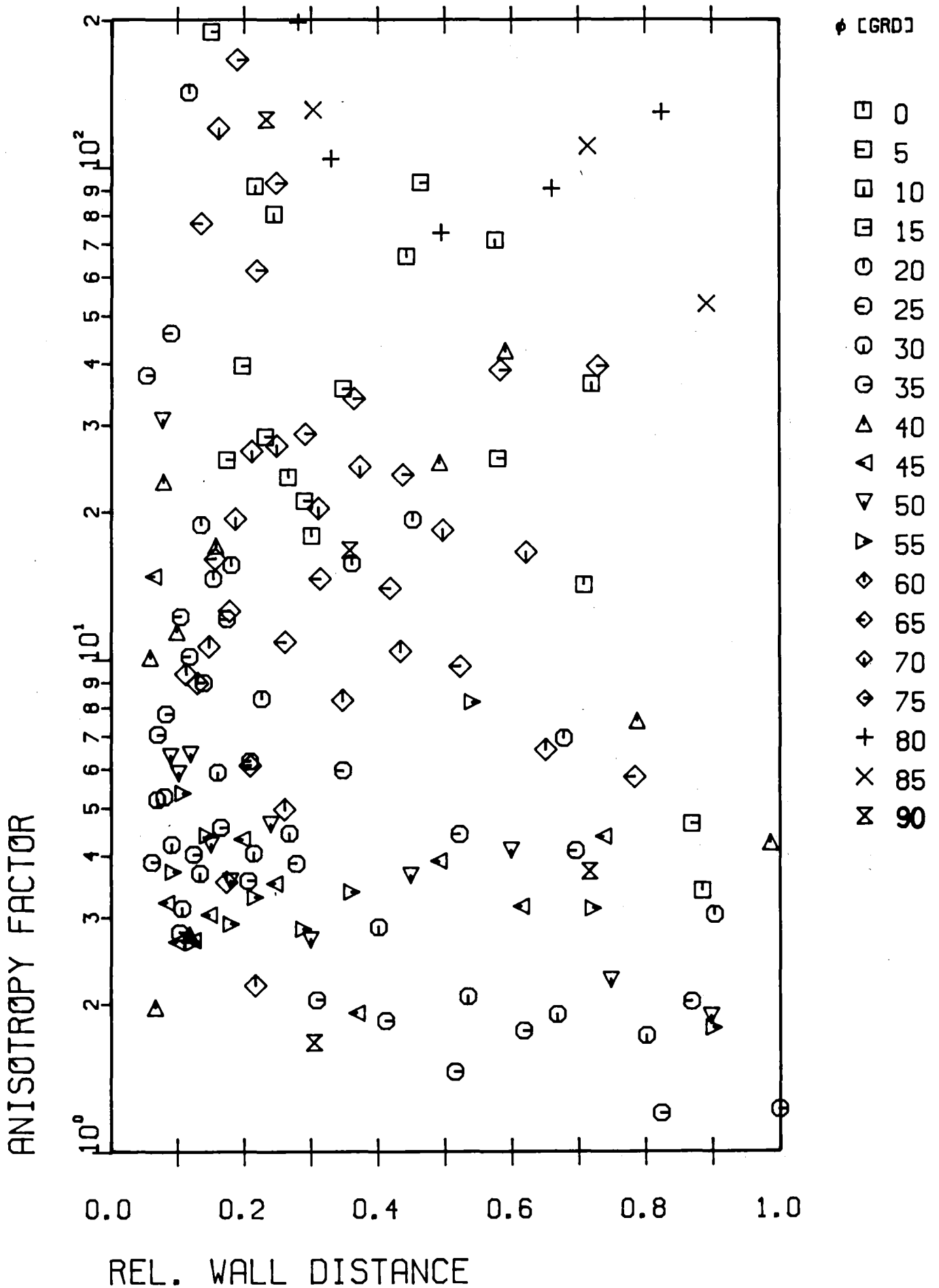


Abb.37: Anisotropiefaktor ( $r/\phi$ )



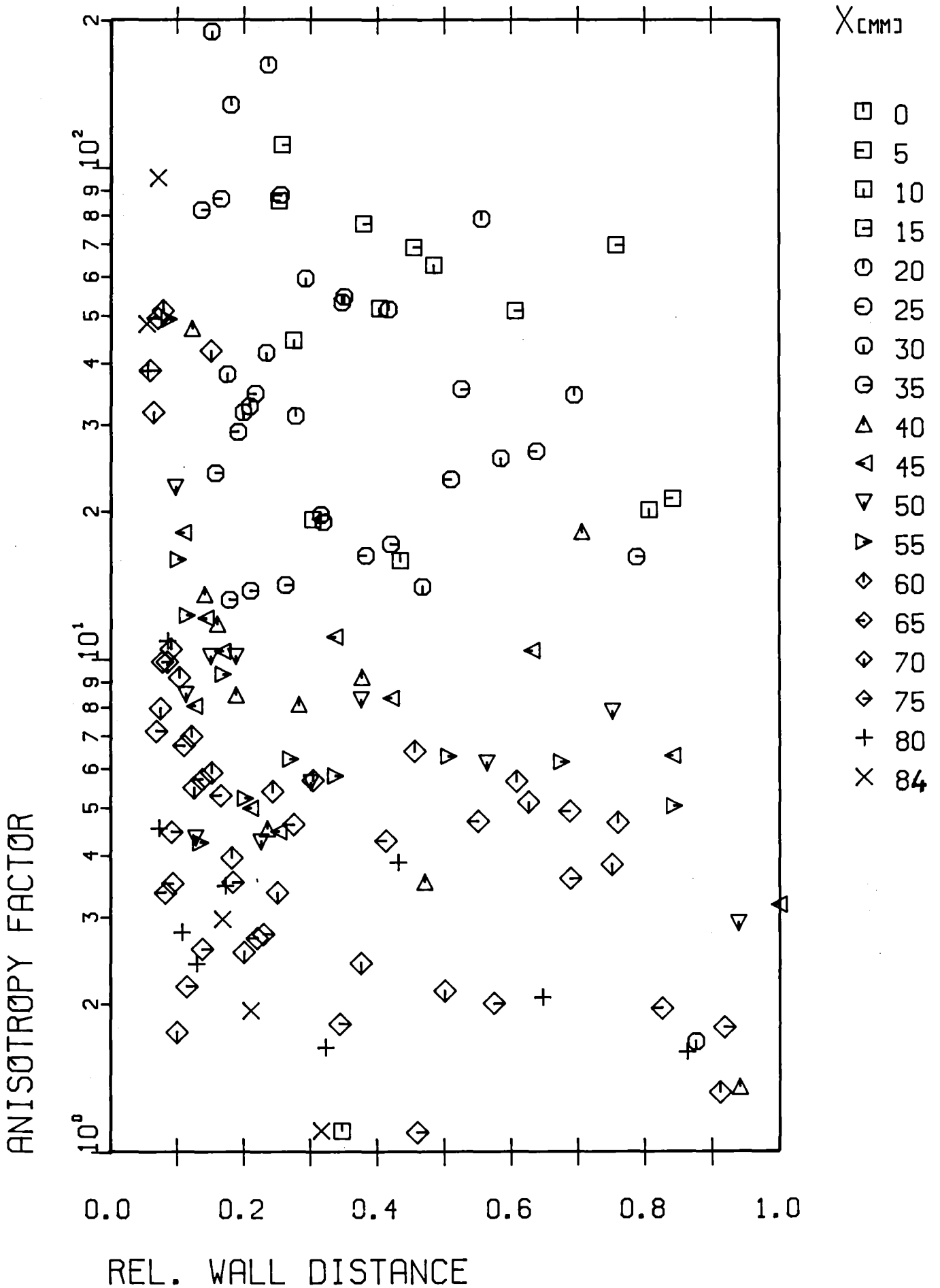


Abb.38: Anisotropiefaktor (x/y)

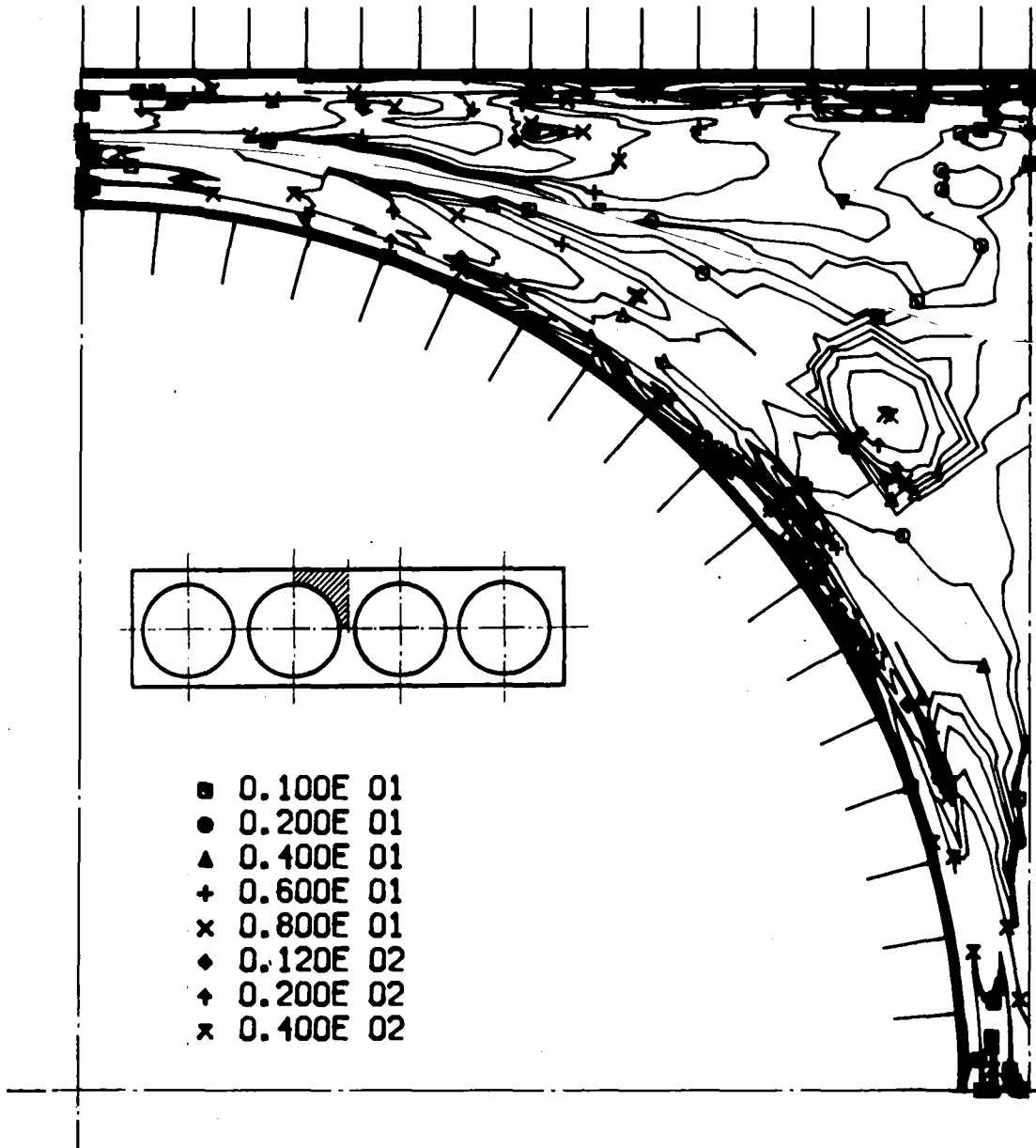


Abb.39: Anisotropiefaktor (Höhenlinien)

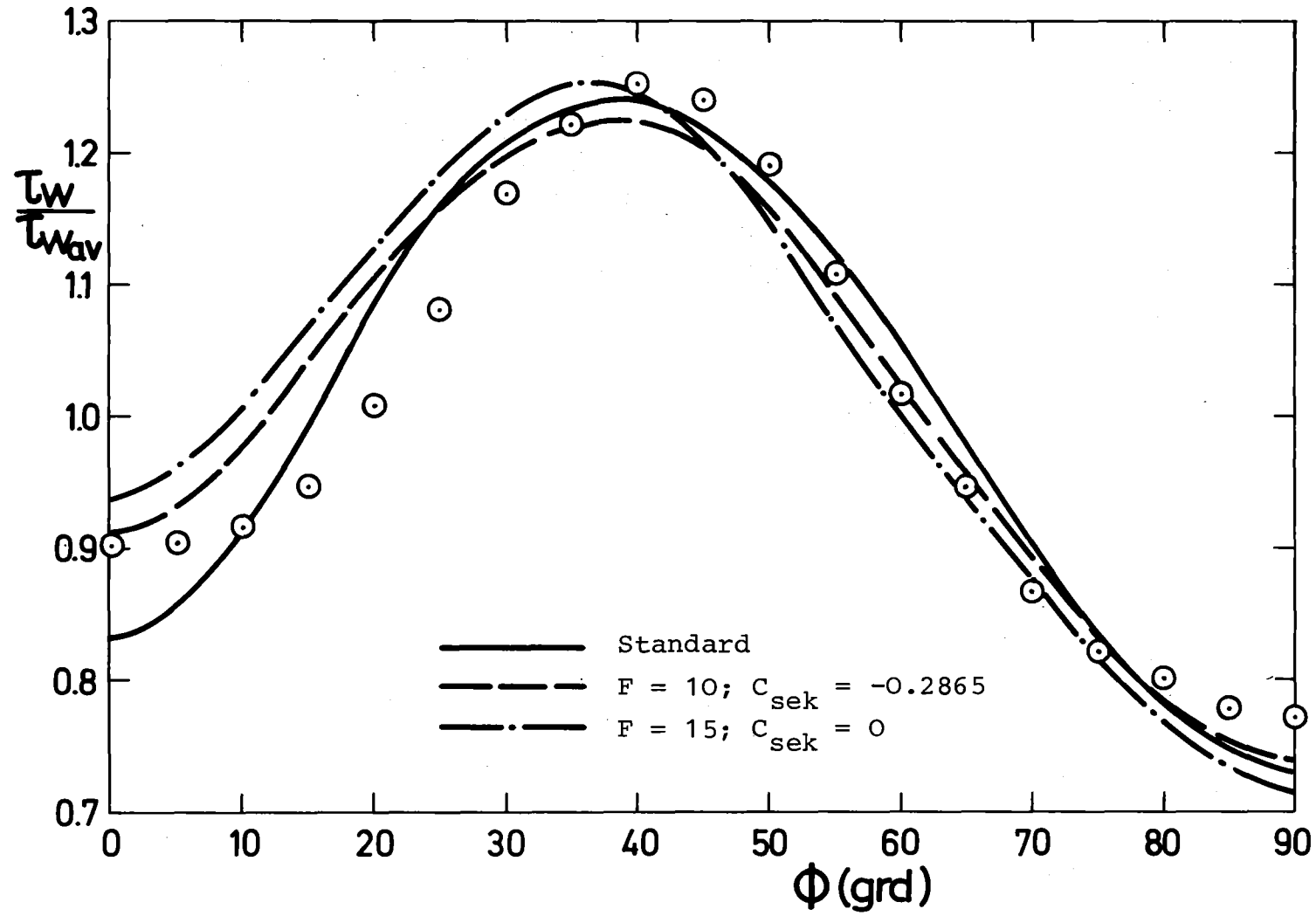


Abb.40: Wandschubspannungsverteilung an der Stabwand:  
Vergleich mit VELASCO

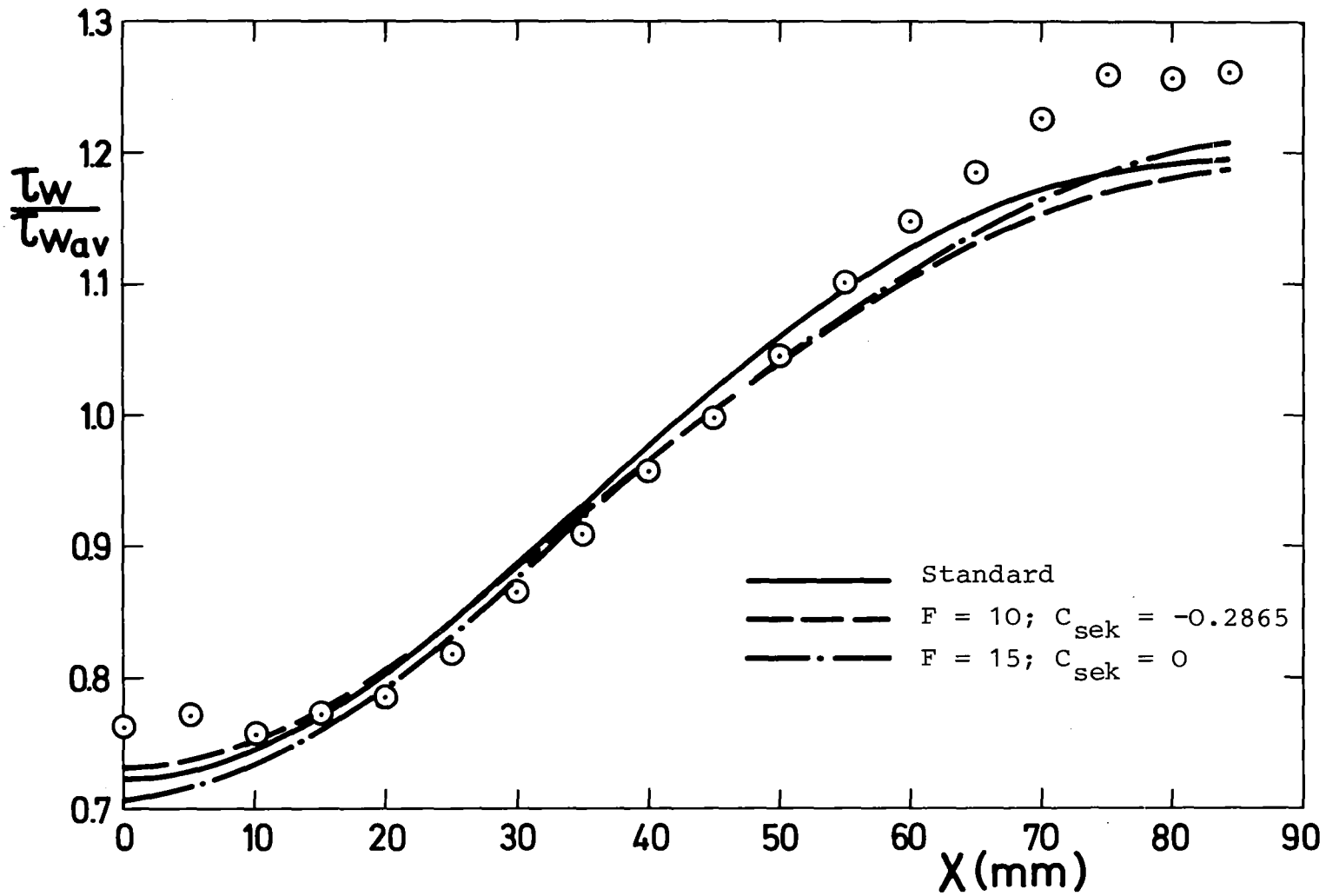


Abb.41: Wandschubspannungsverteilung an der Kanalwand:  
Vergleich mit VELASCO