

KfK 4027
Februar 1986

**Turbulenzstruktur im Wandkanal
eines Stabbündels
($P/D = W/D = 1.148$) für
drei Ebenen im Einlauf**

K. Rehme
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

KfK 4027

Turbulenzstruktur im Wandkanal eines Stabbündels
($P/D=W/D=1.148$) für drei Ebenen im Einlauf

K. Rehme

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

An einem Stabbündel aus vier parallelen Stäben in einem Rechteckkanal wurden in Wandkanälen ($P/D=W/D=1.148$) in drei axialen Ebenen nach dem Eintritt der Strömung in das Stabbündel Geschwindigkeits-, Wandschubspannungs- und Turbulenzverteilungen gemessen. Die Geschwindigkeits- und Wandschubspannungsverteilungen wurden für $L/D_h=48.7$, 73.0 und 97.4 in jeweils vier Quadranten gemessen. Der komplette Reynoldsche Spannungstensor wurde für die drei L/D_h -Verhältnisse nur in einem Quadranten mit Hitzdraht-Technik ermittelt. Die Reynoldszahl der Untersuchung betrug $Re=1.19 \cdot 10^5$.

Die Meßergebnisse zeigen, daß sich die Turbulenzstruktur zwischen $L/D_h=48.7$ und 97.4 nur unwesentlich ändert. Verursacht durch die Strömungsbedingungen am Eintritt in das Stabbündel, ist die Strömungsumverteilung zwischen den Unterkanälen jedoch bei $L/D_h=97.4$ noch nicht beendet.

Structure of turbulence in a wall subchannel of a rod bundle ($P/D=W/D=1.148$) in three axial planes downstream of the entrance

Abstract

Measurements of the mean velocity, of the wall shear stresses, and of the turbulence have been performed in a rod bundle of four parallel rods arranged in a rectangular channel ($P/D=W/D=1.148$) for three axial planes downstream of the entrance of the flow into the rod bundle. Distributions of the mean velocity and of the wall shear stresses have been measured in four quadrants for $L/D_h=48.7$, 73.0 , and 97.4 . The full Reynolds stress tensor has been determined by hot-wire technique only in one quadrant for each L/D_h -ratio. The Reynolds number of this investigation was $Re=1.19 \cdot 10^5$.

The experimental results show that the structure of turbulence does not change significantly between $L/D_h=48.7$ and 97.4 . The flow redistribution among the subchannels caused by the inlet conditions, however, is not completed at $L/D_h=97.4$.

1. Einleitung

Beim Strömungseinlauf in Stabbündel kann man zwei verschiedene Einlaufvorgänge unterscheiden. Zum einen bildet sich vom Eintritt der Strömung in ein Stabbündel wie in jedem anderen Strömungskanal in Strömungsrichtung das Geschwindigkeitsprofil aus. Bei der Einlaufströmung im Stabbündel ist diesem Vorgang die Umverteilung der Massenströme zwischen den einzelnen Unterkanälen überlagert. Diese Umverteilung wird dadurch verursacht, daß am Kanaleintritt die Massenstromaufteilung in die einzelnen Unterkanäle durch die Strömungsbedingungen am Kanaleintritt beeinflußt wird. Dadurch entsprechen die Massenströme in den einzelnen Unterkanälen am Kanaleintritt nicht den Massenströmen für den ausgebildeten Zustand.

Um zu überprüfen, wie sich die Strömung in einem Stabbündel ausbildet und welche Rolle die Eintrittsbedingungen bei den Untersuchungen der Geschwindigkeits- und Turbulenzverteilung spielen, wurden für eine Geometrie aus vier parallelen Stäben in einem Rechteckkanal in drei axialen Ebenen vom Eintritt in das Stabbündel entsprechende Messungen durchgeführt. Für die Ebene, die der maximalen Kanallänge entspricht, sind die Messungen gleichzeitig eine Wiederholung früher durchgeführter Experimente, bei denen die Meßsonden jedoch manuell verstellt wurden und wobei nicht der gesamte Querschnitt eines Wandkanal ausgemessen wurde, weil in den engen Spalten zwischen den Stäben und zwischen Stäben und Kanalwand im Meßquerschnitt Abstandshalter verwendet wurden /1/. Die neuen Messungen erfolgten mit einem vollautomatisierten, durch einen Rechner gesteuerten Meßverfahren /2/.

2. Versuchsanlage

Für die Untersuchungen wurde ein Stabbündel mit einem Stababstandsverhältnis von $P/D=1.148$ und einem Wandabstandsverhältnis von $W/D=1.148$ ausgewählt. Die vier parallelen Rohre von $D=139.0$ mm wurden in einen Rechteckkanal mit den Abmessungen 180.2×659 mm symmetrisch angeordnet (Abb.1). Die maximale Kanallänge von $L_K=7000$ m war aus vier Schüssen von je $L_S=1750$ mm zusammengesetzt.

Der hydraulische Durchmesser des Wandkanals

$$D_h = \frac{4F}{U} \quad (1)$$

ergibt sich mit

$$F = (W - \frac{D}{2})P - \frac{D^2\pi}{8} \quad (2)$$

$$U = P + \frac{D\pi}{2} \quad (3)$$

zu

$$D_h = 71.891 \text{ mm.}$$

Damit ergibt sich für die maximale Kanallänge ein Verhältnis von Länge zu hydraulischem Durchmesser des Wandkanals von

$$L/D_h = 97.4.$$

Die beiden anderen ausgemessenen Ebenen waren durch die Verkürzung der Kanallänge um jeweils einen Schuß gegeben. Für den 3/4-Kanal ergibt sich $L/D_h=73.0$, für den halben Kanal $L/D_h=48.7$.

In allen drei Ebenen wurden die Geschwindigkeits- und Wandschubspannungsverteilungen mit Pitot- bzw. Preston-Rohren in jeweils vier Quadranten (Abb.2:1-4) ausgemessen. Die Turbulenzverteilung

wurde mit Hitzdrähten jeweils im Quadranten 1 gemessen. Dabei wurde der komplette Reynoldsche Spannungstensor, also alle Normal- und Schubspannungen, bestimmt, auch die bei den früheren Versuchen nicht bestimmte Schubspannung $\overline{v'w'}$ /1/. Die Meßergebnisse wurden nach der von Hooper /3/ vorgeschlagenen Methode ausgewertet /4/. Dabei werden die Hitzdrahtkoeffizienten durch eine Eichung bestimmt. Außerdem wird über das in /2/ und /4/ beschriebene Verfahren hinaus bei den Hitzdrahtmessungen als Anfangstraverse entlang den Wänden beim kleinsten Wandabstand (1.3 mm) für jede später ausgemessene Traverse senkrecht zu den Wänden ein Referenzwert für die Hitzdrahtmessungen ermittelt. Auf diesen Referenzwert werden die Meßwerte auf der Traverse im Auswerteprogramm korrigiert, dadurch kann die geringe Drift der Ausgangssignale beim Hitzdraht durch Verschmutzung und Oxydation korrigiert werden. Die Korrekturfaktoren liegen für alle Meßwerte bei dieser Untersuchung unter 2%.

3. Ergebnisse

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 maximalen Wandabstandes /4/) in Abb.3 für den Teil des Strömungskanals, der dem Stab benachbart ist (r/ϕ), und in Abb.4 für den der Kanalwand benachbarten Teil (x/y) dargestellt. Die Messungen beziehen sich auf den Quadranten 1 für die drei ausgemessenen L/D_h -Verhältnisse; die Geschwindigkeiten sind auf die mittlere Geschwindigkeit im ausgemessenen Teil des Wandkanals bezogen. Die mittleren Geschwindigkeiten wurden mit einem Rechenprogramm durch Integration über den Strömungsquerschnitt bestimmt zu:

$$L/D_h = 48.7$$

$$u_m = 24.61 \text{ ms}^{-1}$$

$$L/D_h = 73.0$$

$$u_m = 25.47 \text{ ms}^{-1}$$

$$L/D_h = 97.4$$

$$u_m = 26.03 \text{ ms}^{-1}$$

Die mittleren Geschwindigkeiten steigen mit wachsendem L/D_h -Verhältnis leicht an, obwohl die Referenzgeschwindigkeit am fest eingebauten Pitotrohr bei allen Versuchen konstant auf

$$u_{REF} = 27.75 \text{ ms}^{-1}$$

gehalten wurde.

Mit dem hydraulischen Durchmesser des Wandkanals ergeben sich die Reynoldszahlen in den verschiedenen Querschnitten zu:

$$L/D_h = 48.7$$

$$Re = 1.125 \times 10^5$$

$$L/D_h = 73.0$$

$$Re = 1.165 \times 10^5$$

$$L/D_h = 97.4$$

$$Re = 1.191 \times 10^5$$

Die gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten im Quadranten 1 in den drei Ebenen zeigen nur geringe Unterschiede.

Die geringen Unterschiede werden deutlicher durch die Darstellung der gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten als Höhenlinien. Dazu wurden die gemessenen Strömungsgeschwindigkeiten auf die Referenzgeschwindigkeit u_{REF} bezogen. Abb.5 zeigt Höhenlinienbilder der gemessenen Geschwindigkeitsverteilungen für die beiden Ebenen im Einlauf, sowie für die maximale Kanallänge. Für $L/D_h=48.7$ ist eine deutliche Asymmetrie der Geschwindigkeitsverteilung zu erkennen. Die Ursache dafür liegt an den Bedingungen am Eintritt in den Kanal. Durch die Anordnung der Eintrittsleitung in den Eintrittstopf (Abb.2) an der Seite, an der sich die Teilkanäle 2 und 3 befinden, ist der Massendurchsatz in diesen Teilkanälen zunächst höher als in den Teilkanälen 1 und 4. Außerdem ist durch die asymmetrische Anordnung des durchströmten Teils des Kanals zur Eintrittsleitung der Massendurchsatz im Teilkanal 3 höher als in 2 und entsprechend in Teilkanal 4 höher als in 1. Diese Asymmetrie,

die durch die Bedingungen am Kanaleintritt erzeugt werden, sind für $L/D_h=73.0$ schon stark abgeschwächt und sind bei $L/D_h=97.3$ fast völlig verschwunden, wie das Höhenlinienbild der Geschwindigkeitsverteilung zeigt.

Deutlich wird die Umverteilung der Massenströme zwischen den Teilkanälen ebenfalls durch die mittleren Geschwindigkeiten in den Teilkanälen, die durch Integration der gemessenen Geschwindigkeitsverteilung bestimmt wurden. Die Teilkanäle 1 bis 4 werden dazu noch einmal unterteilt in den Teil nahe der Stabwand (S) und den Teil nahe der Kanalwand (W). Die Trennlinie zwischen den beiden Teilen ergibt sich als Linie größten senkrechten Wandabstandes von den beiden Wänden (Abb.6). Tabelle 1 zeigt die mittleren Teilkanalgeschwindigkeiten bezogen auf die über alle Teilkanäle gemittelte Geschwindigkeit, die in der letzten Spalte der Tabelle angegeben ist. Diese Geschwindigkeiten steigen mit L/D_h nur unwesentlich an. Der maximale Unterschied zwischen den mittleren Geschwindigkeiten in den Teilkanälen nahe der Stabwand von $1.057 - 0.980$ für $L/D_h=48.7$ baut sich auf $1.013-0.995$ für $L/D_h=97.4$ ab. In den Teilkanälen nahe der Kanalwand reduziert sich die Differenz von $1.001-0.960$ für $L/D_h=48.7$ auf $1.000-0.976$ bei $L/D_h=97.4$. Die Unterschiede für $L/D_h=97.4$ betragen nur 1.8 bzw. 2.4%, damit kann die Strömung für L/D_h als weitgehend eingelaufen angesehen werden, wenn man bedenkt, daß Toleranzen in den Kanalabmessungen ebenfalls Unterschiede in den Massendurchsätzen hervorrufen.

3.2 Wandschubspannung

Die in den vier Quadranten gemessenen Wandschubspannungen an Stab- und Kanalwand sind in den Abb. 7-9 für die drei L/D_h -Verhältnisse dargestellt. Die Meßwerte sind auf den Mittelwert in dem Quadranten bezogen. Die Koordinaten, die für die Darstellung verwendet wurden, sind so gewählt, daß für die Stabwand (R/PHI), $\phi=0$ grad jeweils im engsten Spalt zwischen den Stäben und $\phi=90$ grad im engsten Spalt zwischen Stab und Kanalwand liegt. Entsprechend ist die Position $X=0$ mm an der Kanalwand und die Position $X=79.3$ mm auf der Symmetrielinie der beiden Wandkanäle (s.Abb.10).

Die Umverteilung der Massenströme zwischen den Teilkanälen spiegelt sich natürlich auch in den Wandschubspannungsverteilungen wider. So ergibt sich für $L/D_h=48.7$ (Abb.7) in den Quadranten 1 und 4 die maximale Wandschubspannung an der Stabwand für die Position $\phi=0$ grad, d.h. im Spalt zwischen den Stäben; das Maximum wird hervorgerufen durch den starken Impulstransport von den Quadranten 2 und 3 zu den Quadranten 1 und 4. Entsprechend sind die Wandschubspannungen an der Stabwand in den Quadranten 2 und 3 bei $\phi=20$ bis 30 grad relativ hoch, da der Massenstrom in diesem Gebiet hoch ist. Für die Quadranten 1 und 4 ergeben sich an den entsprechenden Positionen relative Minima. An der Kanalwand in den Quadranten 2 und 3 liegt das Maximum der Wandschubspannung im Quadranten 3 bei $x=65$ mm, konsistent mit dem gegenüber dem Quadranten 2 höheren Massendurchsatz im Quadranten 3.

Für $L/D_h=73.0$ (Abb.8) ergeben sich qualitativ ähnliche Verhältnisse wie bei $L/D_h=48.7$, jedoch sind die relativ großen Unterschiede zwischen den Wandschubspannungsverteilungen in den vier Quadranten deutlich reduziert.

Bei $L/D_h=97.4$ sind die Unterschiede in den Wandschubspannungsverteilungen zwischen den Unterkanälen weiter abgebaut, jedoch nicht vollkommen. Insbesondere ergibt sich an den Stabwänden ein relatives Minimum für die Wandschubspannung für $\phi=10$ grad in den Quadranten 1 und 4. Die Wandschubspannungsverteilungen an den Kanalwänden zeigen für $L/D_h=97.4$ etwa den gleichen Verlauf in allen Quadranten. Für den Quadranten 2 ergeben sich relative Minima bei $\phi=80$ grad und $x=10$ mm, was darauf hin deutet, daß der Massendurchsatz in dem Wandkanal, der an den Quadranten 2 grenzt und der nicht ausgemessen wurde, noch zu groß ist bezogen auf den eingelaufenen Zustand. Dagegen ergibt sich für den Quadranten 4 und noch deutlicher für den Quadranten 1, daß die Massendurchsätze in den benachbarten Wandkanälen zu klein sind bezogen auf den eingelaufenen Zustand. Dies erkennt man daran, daß die Gradienten der Wandschubspannung für $\phi=90$ grad bzw. $x=0$ mm nicht verschwinden.

Die Unterschiede in den Wandschubspannungsverteilungen und deren Abbau mit zunehmendem L/D_h -Verhältnis werden besonders deutlich, wenn die Wandschubspannungen auf den Mittelwert aus allen vier Quadranten aufgetragen werden. Abb.11 zeigt diese Darstellung für die jeweilig gegenüberliegenden Stabwände und Abb.12 für die gegenüberliegenden Kanalwände. Die Mittelwerte der Wandschubspannungen in den einzelnen Quadranten ($\tau_{w,g}$) können Tab.2 entnommen werden. An den Stabwänden (Abb.11) werden die Wandschubspannungen in den Quadranten 1 und 4 in der negativen ϕ -Richtung dargestellt. Für $x/D_h=48.7$ ist zu beachten, daß der Ordinatenmaßstab gegenüber den beiden übrigen x/D_h -Verhältnissen geändert ist. Die maximale Wandschubspannungen in den Quadranten 2 und 3 sind bis zu mehr als 20% höher als in den Quadranten 1 und 4. Dieser Unterschied reduziert sich auf weniger als 10% für $x/D_h=73.0$ und für $x/D_h=97.4$ sind die Differenzen bis auf wenige Prozent abgebaut.

An den Kanalwänden (Abb.12) sind die Unterschiede in den Wandschubspannungsverteilungen kleiner als an den Stabwänden. Für $L/D_h=48.7$ ergeben sich Differenzen von bis zu 10% zwischen den Quadranten 3 und 2, wobei die Wandschubspannungen im Quadranten 3 höher sind wegen des höheren Massendurchsatzes in diesem Quadranten. Mit wachsendem L/D -Verhältnis werden die Differenzen geringfügig abgebaut, insbesondere die starke Asymmetrie zwischen den Quadranten 3 und 2. Bei $L/D_h=97.4$ liegen die größten Abweichungen bei ca. 8% zwischen den Quadranten 1 und 2.

Insgesamt entsprechend die relativen mittleren Wandschubspannungen in den einzelnen Quadranten bezogen auf den Mittelwert in allen vier Quadranten (Tabelle 2) den relativen Durchsatzverteilungen nach Tabelle 1 für alle L/D_h -Verhältnisse. Jedoch sind die Unterschiede zwischen den einzelnen Quadranten für die Wandschubspannungen stärker ausgeprägt als für die Durchsatzverteilungen bzw. mittleren Geschwindigkeiten.

3.3 Reibungsbeiwerte und dimensionslose Geschwindigkeitsprofile

Aus den gemessenen Wandschubspannungen und den integrierten mittleren Geschwindigkeiten errechnet sich der Reibungsbeiwert zu

$$\lambda = \frac{8\tau_{w,lg}}{\rho u_m^2} \quad (4)$$

für die drei L/D_h -Verhältnisse. Tabelle 3 enthält die Ergebnisse. Da mit wachsendem L/D -Verhältnis die Reynoldszahl leicht ansteigt, fällt der Reibungsbeiwert entsprechend leicht ab. Die Reibungsbeiwerte für das Kreisrohr (λ_{Rohr}) bei den entsprechenden Reynoldszahlen sind ebenfalls in Tabelle 3 angegeben. Die Reibungsbeiwerte der Wandkanäle liegen 1-2% niedriger als die Kreisrohrwerte nach der Beziehung von Maubach /5/:

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

Die gemessenen Reibungsbeiwerte können mit den theoretischen Werten verglichen werden, die sich nach der Laminarmethode /6/ ergeben. Dazu wird für den Wandkanal der Geometrieparameter der Laminarströmung für $P/D=W/D=1.148$ nach /7/ zu:

$$K = 77.4$$

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

$$A = 1.0$$

$$G = 5.865.$$

Das Reibungsgesetz für den Wandkanal lautet damit:

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = 1.0 \left[2.5 \ln \text{Re} \sqrt{\frac{\lambda}{8}} + 5.5 \right] - 5.865. \quad (6)$$

Die Reibungsbeiwerte nach dieser Beziehung sind in Tabelle 3 für die entsprechenden Reynoldszahlen angegeben (λ_{G^*}). Die Meßwerte liegen 2-3.5% niedriger als die Reibungswerte nach der Laminarmethode.

Die gemessenen Geschwindigkeitsprofile sind in dimensionsloser Darstellung in Abb. 13-18 für alle L/D_h -Verhältnisse und alle Quadranten jeweils für die Strömungszone nahe der Stabwand (r/ϕ) und nahe der Kanalwand (x/y) dargestellt. Dazu wird die gemessene Geschwindigkeit u mit der örtlichen Wandschubspannungsgeschwindigkeit

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

zu

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

und der Wandabstand y zu

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

dimensionslos gemacht. Zum Vergleich ist das bekannte Wandgesetz von Nikuradse /8/ für Kreisrohre

$$u^+ = 2.5 \ln y^+ + 5.5$$

als durchgezogene Linie in die Abbildungen eingetragen.

Die Abbildungen zeigen, daß die Meßwerte in allen Quadranten und für alle L/D_h -Verhältnisse mit einer geringen Streuung dem Wandgesetz folgen. Das bedeutet, daß auch für den nicht-eingelaufenen Zustand zumindest im L/D_h -Bereich dieser Untersuchung in Stabbündeln das Wandgesetz gültig ist.

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 Position des maximalen senkrechten Wandabstandes 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 des maximalen Wandabstandes 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.

Die Hitzdrahtmessungen wurden jeweils nur im Quadranten 1 durchgeführt. Damit der Vergleich der Meßergebnisse für die drei L/D_h -Verhältnisse möglich ist, werden die Ergebnisse für die drei L/D_h -Verhältnisse jeweils in einer Abbildung nebeneinander dargestellt.

3.4.1 Axiale Turbulenzintensität

Die gemessenen Verläufe der axialen Turbulenzintensität sind in Abb.19 für den Bereich nahe der Stabwand und in Abb.20 für das Gebiet nahe der Kanalwand über dem dimensionslosen senkrechten Wandabstand dargestellt. Der Wandabstand y wird dazu auf den senkrechten Abstand von der Wand zur Position des maximalen senkrechten

Wandabstandes bezogen (Länge des Geschwindigkeitsprofils bis zur relativen Maximalgeschwindigkeit).

Die Ergebnisse zeigen, daß die axiale Turbulenzintensität - wie erwartet - in Wandnähe am größten ist. In Wandnähe ergeben sich Werte für die auf die lokale Wandschubspannungsgeschwindigkeit bezogenen axialen Turbulenzintensitäten von $\sqrt{u'^2}/u^* = 2.1-2.2$. Diese Werte stimmen mit Ergebnissen von Messungen an Kreisrohren gut überein. Der Abfall der axialen Turbulenzintensität mit wachsendem Wandabstand ist jedoch schwächer als bei Kreisrohren, für die sich in Rohrmitte ein Wert von ca. 0.8 ergibt. Der Abfall der axialen Turbulenzintensität mit wachsendem Wandabstand hängt außerdem stark von der Position an der Stab- bzw. Kanalwand ab. In dem Bereich des Wandkanals größten maximalen Wandabstandes, d.h. für $\phi=35-45$ grd bzw. $x=75-79.8$ mm fällt die axiale Turbulenzintensität stärker ab, nämlich auf Werte von 1.0 für $y/L=1$. Dagegen fallen die axialen Turbulenzintensitäten deutlich schwächer mit wachsendem Wandabstand ab für $\phi=0-10$ grd bzw. $\phi=55-90$ grd im Bereich der Stabwand und $x=0-65$ mm im Bereich der Kanalwand. Besonders hoch sind die axialen Turbulenzintensitäten an der Position größten Wandabstandes ($y/L=1$) für $\phi=65-75$ grd bzw. $x=30-35$ mm. Beide Positionen liegen sich gegenüber und die Werte für $y/L=1.0$ ergeben sich für dieses Gebiet zu 1.7, also mehr als doppelt so hoch wie im Zentrum von Kreisrohren. Diese hohen Turbulenzintensitäten können wohl nur durch den starken Impulsaustausch zwischen benachbarten Unterkanälen /10/ erklärt werden.

In den Höhenliniendarstellungen (Abb.21) ist der Bereich relativ hoher Turbulenzintensität ebenfalls deutlich zu erkennen. Die Höhenliniendarstellungen sind insgesamt sehr gleichmäßig. Der Vergleich der gemessenen axialen Turbulenzintensitäten für die verschiedenen L/D_h -Verhältnisse zeigt, daß sich die Ergebnisse von $L/D_h=48.7$ nach $L/D_h=97.4$ nur unwesentlich ändern. Der in den Höhenliniendarstellungen erkennbare Trend zu höheren axialen Turbulenzintensitäten mit wachsendem L/D_h -Verhältnis ist zum Teil durch die Normierung bedingt. Wie oben ausgeführt, sind die Turbulenzintensitäten für die Höhenliniendarstellungen auf einen festen

Wert der Wandschubspannungsgeschwindigkeit bezogen. Dieser Wert wurde als Wandschubspannungsgeschwindigkeit für $\phi=0$ grad festgelegt. Für die verschiedenen L/D_h -Verhältnisse ergaben sich folgende Werte:

$L/D_h=48.7$	$u^* = 1.2436 \text{ ms}^{-1}$
$L/D_h=73.0$	$u^* = 1.2213 \text{ ms}^{-1}$
$L/D_h=97.4$	$u^* = 1.2000 \text{ ms}^{-1}$

3.4.2 Turbulenzintensität senkrecht zur Wand

Die Turbulenzintensitäten senkrecht zur Wand sind in Abb. 22 für den Bereich nahe der Stabwand und Abb.23 für den Bereich nahe der Kanalwand dargestellt. Die Turbulenzintensitäten senkrecht zur Wand fallen mit wachsendem Wandabstand leicht ab. In Wandnähe liegen die Werte zwischen 0.9 und 1.1 und für den Bereich größten Wandabstandes zwischen 0.6 und 0.8. Die Streuung der Meßwerte ist relativ gering. Die Höhenlinienbilder (Abb.24) zeigen eine relativ gleichmäßige Struktur. Aus den Höhenlinienbilder kann man eine schwache Tendenz entnehmen, daß die Turbulenzintensitäten senkrecht zur Wand mit wachsendem L/D_h -Verhältnis schwach ansteigen. Dabei muß beachtet werden, daß die Bezugswandschubspannungsgeschwindigkeit mit wachsendem L/D_h -Verhältnis leicht abfällt (s.3.4.1).

3.4.3 Turbulenzintensität parallel zur Wand

Die Meßergebnisse für die Turbulenzintensität parallel zur Wand sind in Abb.25 für den Bereich nahe der Stabwand und in Abb.26 für den Bereich nahe der Kanalwand dargestellt. Die Daten fallen mit wachsendem Wandabstand ab und sind in Wandnähe von etwa gleicher Größe wie bei Kreisrohren. Für den Bereich nahe der Stabwand fällt auf, daß die Streuung der Meßwerte bei $L/D_h=48.7$ höher ist als bei den anderen L/D_h -Verhältnissen.

Die Höhenliniendarstellungen (Abb.27) zeigen eine sehr gleichmäßige Struktur der Turbulenzintensitäten parallel zur Wand. Aus den Höhenliniendarstellungen erkennt man eine schwache Tendenz, daß die Turbulenzintensitäten parallel zur Wand mit wachsendem L/D_h -Verhältnis schwach ansteigen.

3.4.4 Kinetische Energie der Turbulenz

Die kinetische Energie der Turbulenzbewegung wird aus den gemessenen Turbulenzintensitäten in den drei Koordinatenrichtungen bestimmt zu

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

Die kinetische Energie der Turbulenz fällt mit wachsendem Abstand von den Wänden (Abb.28 und 29). In Wandnähe liegt die kinetische Energie der Turbulenz bei Werten zwischen 3.5 und 4.0, etwa von gleicher Größe wie bei Kreisrohren gemessen wurde. Dagegen sind die Meßwerte der kinetischen Energie in einem Wandkanal an den Positionen größten Wandabstandes mit Werten zwischen 1.0 und 2.0 für weite Teile des Wandkanals wesentlich höher als in Kreisrohren. Die Höhenliniendarstellungen (Abb.30) zeigen eine sehr gleichmäßige Struktur der kinetischen Energie der Turbulenz.

Man erkennt aus den Höhenlinienbildern ebenfalls die Bereiche relativ hoher kinetischer Energie, nämlich für $\phi=15-25$ grad bzw. $\phi=60-70$ grad, sowie für $x=10-35$ mm. Wie für die Turbulenzintensitäten ist natürlich auch für die kinetische Energie der Turbulenz eine Tendenz erkennbar, nach der die kinetische Energie mit wachsendem L/D_h -Verhältnis leicht ansteigt. Das gilt selbst bei Berücksichtigung der bereits diskutierten Tatsache, daß die Normierungswerte für die Wandschubspannungsgeschwindigkeit bei den unterschiedlichen L/D_h -Verhältnissen mit wachsendem L/D_h leicht absinken (s.3.4.1).

3.5 Schubspannungen und Korrelationskoeffizienten

3.5.1 Schubspannung senkrecht zur Wand

Die gemessenen turbulenten Schubspannungen senkrecht zu den Wänden sind in Abb.31 für das Gebiet nahe der Stabwand und in Abb.32 für das Gebiet nahe der Kanalwand dargestellt. Mit wachsendem L/D_h -Verhältnis nimmt die Streuung der Meßwerte ab, außerdem steigen die Schubspannungen leicht an.

Die Höhenliniendarstellungen (Abb.33) zeigen für alle L/D_h -Verhältnisse eine sehr gleichmäßige Verteilung. In Spaltmitte zwischen den Stäben verschwindet die Schubspannung senkrecht zur Wand für $\phi=0$ grad aus Symmetriegründen. Im Spalt zwischen Stab und Kanalwand verschwindet die wandsenkrechte Schubspannung an einer Position, die näher zum Stab liegt als der Mitte des maximalen Abstandes zwischen Wand und Stab entspricht. Hier liegt wegen der unterschiedlichen Wandkrümmung keine Symmetrie vor.

3.5.2 Schubspannung parallel zur Wand

Die gemessenen turbulenten Schubspannungen parallel zur Wand sind in Abb. 34 und 35 dargestellt. In Wandnähe geht die wandparallele Schubspannung gegen Null, steigt im wandfernen Bereich jedoch mehr oder weniger stark an. In vernünftiger Weise ergibt sich, daß das Vorzeichen der wandparallelen Schubspannung dort wechselt, wo der Gradient der mittleren axialen Geschwindigkeit in Umfangsrichtung verschwindet ($\phi \approx 45$ grad, Abb.34). Bedingt durch die Umverteilung der Massenströme zwischen den einzelnen Quadranten verschwindet die wandparallele Schubspannung ebenfalls für $\phi \approx 25$ grad bei $L/D_h=48.7$, $\phi \approx 10$ grad bei $L/D_h=73.0$ und $\phi \approx 5$ grad bei $L/D=97.4$. Dies ist sehr deutlich in der Höhenliniendarstellung zu erkennen (Abb.36), die im übrigen sehr gleichmäßige Verläufe zeigt.

Im Spalt zwischen Stab und Kanalwand ($\phi=90$ grd bzw. $X=0$ mm) wird auch für $L/D_h=97.4$ noch kein Verschwinden der wandparallelen Schubspannung festgestellt wegen des Impulstransports zum benachbarten Wandkanal. Aus dem gleichen Grund ist zwar für $L/D_h=48.7$ die wandparallele Schubspannung für $x=79.8$ mm (Symmetrielinie) nahe Null, jedoch verschiebt sich diese Nulllinie zu kleineren x für $L/D_h=73.0$ bzw. $L/D=97.4$.

3.5.3 Transverse Schubspannung

Die gemessenen transversen Schubspannungen sind in Abb.37 für den Bereich nahe der Stabwand und in Abb.38 für den Bereich nahe der Kanalwand dargestellt. Alle Meßwerte sind sehr klein, in der Größenordnung von 10% des Quadrates der Wandschubspannungsgeschwindigkeit. Die Meßergebnisse streuen sehr stark; das liegt an den geringen Werten und auch an dem Meßfehler, der für die transverse Schubspannung am größten ist von allen gemessenen Turbulenzgrößen. Die Ergebnisse werden daher nicht in Form von Höhenlinien dargestellt.

3.5.4 Korrelationskoeffizienten der wandsenkrechten Schubspannung

Die ermittelten Korrelationskoeffizienten der turbulenten Schubspannung senkrecht zur Wand ergeben sich zu

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

Die Daten sind in Abb.39 und 40 dargestellt und zeigen einen ähnlichen Verlauf wie bei Kreisrohren. Über einen großen Bereich des Strömungsquerschnitts liegen die Korrelationskoeffizienten um Werte von 0,4. Im wandfernen Bereich fallen die Korrelationskoeffizienten ähnlich wie beim Kreisrohr ab. Mit wachsendem L/D_h -Verhältnis scheint es eine sehr schwache Tendenz zu geben, daß die Korrelationskoeffizienten ansteigen, wie aus den Höhenliniendarstellungen (Abb.41) zu entnehmen ist.

3.5.5 Korrelationskoeffizienten der wandparallelen Schubspannung

Die ermittelten Korrelationskoeffizienten der Schubspannung parallel zu den Wänden (Abb.42 und 43)

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

liegen in Wandnähe bei Werten um Null. Im wandfernen Bereich steigen die Korrelationskoeffizienten an und erreichen Maximalwerte auf der Linie größten Wandabstandes von 0,45 bei r/ϕ und 0,4 bei x/y . Mit wachsendem L/D_h -Verhältnis zeigen die Korrelationskoeffizienten den gleichen Trend wie die Schubspannung parallel zur Wand (3.5.2), der durch den Impulstransport zwischen den einzelnen Quadranten bzw. zwischen den Wandkanälen hervorgerufen wird. Die Höhenliniendarstellungen (Abb.44) verdeutlichen diese Tatsache.

3.5.6 Quellterm für die axiale Wirbelstäbe

Die Differenz der Turbulenzintensitäten in Richtung parallel und senkrecht zur Wand $-\rho(\overline{w'^2} - \overline{v'^2})$ wird als Quellterm für die axiale Wirbelstäbe angesehen /11/. Die Ergebnisse für den untersuchten Wandkanal (Abb.45 und 46) zeigen, daß mit wachsendem L/D_h -Verhältnis im Bereich der Stabwand die Daten in Wandnähe leicht ansteigen (Abb.45). Im Spalt zwischen den Stäben ($\phi=0-10$ grd) und im Spalt zwischen Stab und Kanalwand ($\phi=75-90$ grd bzw. $x=0-20$ mm) fallen die Daten nicht so stark ab wie es in Kreisrohren beobachtet wird. Dem Kreisrohrverhalten sind die Ergebnisse für $\phi=40-55$ grd bzw. $x=70-79.8$ mm am ähnlichsten, d.h. in den Gebieten größter Ausdehnung des Strömungsquerschnitts. Die Höhenliniendarstellungen (Abb.47) ergeben sehr gleichmäßige Verteilungen.

3.6 Wirbelviskosität senkrecht zur Wand

Die Wirbelviskositäten senkrecht zur Wand ergeben sich in dimensionsloser Form zu:

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

mit u^* als der Wandschubspannungsgeschwindigkeit an der betrachteten Umfangsposition und L als der Länge zwischen der Wand und dem Ort maximalen Wandabstandes.

Die ermittelten Wirbelviskositäten sind in Abb.48 und 49 dargestellt. Zum Vergleich wurde der Verlauf der Wirbelviskosität im Kreisrohr nach Reichardt /12/ miteingetragen. In Wandnähe stimmen die ermittelten Wirbelviskositäten recht gut mit den Kreisrohrwerten überein. Im wandfernen Bereich sind die Ergebnisse für den Wandkanal durchweg höher als bei Kreisrohren. Die größere Streuung

im wandfernen Bereich ist darauf zurückzuführen, daß die Geschwindigkeitsgradienten dort gegen Null gehen.

4. Vergleich der Meßergebnisse mit früheren Ergebnissen

An der gleichen Geometrie ($P/D=W/D=1.148$) wurden bereits vor einigen Jahren Messungen der Geschwindigkeits- und Turbulenzverteilung durchgeführt /1/. Der Unterschied zu den neuen Ergebnissen liegt einerseits in der automatischen Versuchssteuerung gegenüber dem früheren Experiment, andererseits wurde bei den früheren Versuchen die transverse Schubspannung vernachlässigt wegen der damals verwendeten Meß-Auswertemethode nach Kjellström /13/.

Die früheren Messungen wurden im Quadranten 2 durchgeführt; die Reynoldszahl der Untersuchung war $Re=1.23 \cdot 10^5$, die sich nur unwesentlich von der Reynoldszahl $Re=1.191 \cdot 10^5$ der neuen Untersuchung unterscheidet.

Generell läßt sich feststellen, daß die Ergebnisse beider Untersuchungen im wesentlichen übereinstimmen. Die Streuung der Meßergebnisse ist bei der neuen Untersuchung geringer. Das wird auf die höhere Genauigkeit der Ergebnisse zurückgeführt, was zum Teil durch die voll automatisierte Datenerfassung bedingt ist, zum größten Teil jedoch auf die Auswertemethode nach Hooper zurückzuführen ist. Diese Methode basiert anschließend auf den Eichmessungen für die Hitzdrahtmessung.

Im einzelnen ergibt sich, daß die Streuung der Meßwerte für die Turbulenzintensitäten senkrecht und parallel zur Wand erheblich geringer ist für die neue Untersuchung. Dabei sind die Turbulenzintensitäten senkrecht zur Wand im Bereich der Kanalwand (x/y) etwas höher als bei der früheren Untersuchung. Hingegen sind die Meßwerte für die Turbulenzintensität parallel zur Wand im Bereich der Stabwand für $\phi=30-75$ grad niedriger als bei der früheren Untersuchung.

Die neuen Ergebnisse für die turbulente Schubspannung senkrecht zur Wand zeigen eine wesentlich geringere Streuung und die Ergebnisse für $\phi=0-15$ grd sind niedriger als bei der früheren Untersuchung. Besonders im Bereich der Kanalwand sind die neuen Ergebnisse für die turbulente Schubspannung parallel zu den Wänden erheblich kleiner in den Maximalwerten. Die Ergebnisse für die turbulenten Schubspannungen zeigen sich ebenfalls bei den entsprechenden Korrelationskoeffizienten.

Durch den Vergleich können damit im wesentlichen die früher getroffenen Aussagen bestätigt werden.

5. Vergleich der Wandschubspannungen mit Ergebnissen mit dem VELASCO-Rechenprogramm

Mit dem Rechenprogramm VELASCO /14/ wurden die Geschwindigkeits- und Wandschubspannungsverteilungen für den untersuchten Wandkanal ($P/D=W/D=1.148$) für die voll ausgebildete Strömung berechnet. In Abb. 50 sind die gemessenen Wandschubspannungsverteilungen in den vier Quadranten zusammen mit den berechneten Verläufen dargestellt. Alle Werte sind auf den Mittelwert der Wandschubspannung im jeweiligen Quadranten bezogen.

Die Ergebnisse mit der Standard-Version von VELASCO (Wirbelviskosität parallel zur Wand $\epsilon_p^+=0.154$ und Amplitude der Sekundärströmungsgeschwindigkeit $C_{sec}=-0.573$) zeigen insgesamt eine etwas stärkere Variation der Wandschubspannungen als die Meßwerte. Dabei ist berücksichtigt, daß die Meßdaten nicht für den voll eingelaufenen Zustand gelten. Die Abbildungen zeigen deutlich im Bereich zwischen den Stäben ($\phi=0-30$ grd), daß bei $L/D_h=97.4$ der Einlaufvorgang, nämlich der Ausgleich der Massenströme zwischen den einzelnen Unterkanälen noch nicht abgeschlossen ist.

6. Schlußfolgerungen

Die durchgeführten Untersuchungen an einem Stabbündel aus vier parallelen Stäben in einem Rechteckkanal für $P/D=W/D=1.148$ in drei axialen Ebenen nach dem Eintritt der Strömung in das Stabbündel zeigen deutlich, daß auch für $L/D_h=97.4$ die Strömung noch nicht voll eingelaufen ist.

Die dimensionslosen Geschwindigkeitsprofile stimmen bereits für das kleinste untersuchte L/D_h -Verhältnis von 48.7 mit dem Wandgesetz in Kreisrohren überein. Die Turbulenzstruktur, die durch die Meßwerte des kompletten Reynoldsschen Spannungstensors gegeben ist, ändert sich praktisch von $L/D_h=48.7$ nicht mehr.

Hingegen ist aus den gemessenen Verteilungen des zeitlichen Mittelwerts der axialen Strömungsgeschwindigkeit und insbesondere der Wandschubspannung in den ausgemessenen vier Quadranten der Effekt der Umverteilung der Massenströme zwischen den verschiedenen Unterkanälen deutlich erkennbar.

Die Versuchsergebnisse für $L/D_h=97.4$ stimmen mit früheren Meßwerten an dieser Geometrie gut überein. Jedoch sind die neuen Meßdaten genauer als die früheren, erkennbar an der geringen Streuung der Meßergebnisse. Dies wird zum Teil auf die voll automatisierte Meßwerterfassung bei den neuen Untersuchungen zurückgeführt; im wesentlichen ist die höhere Genauigkeit der neuen Meßwerte jedoch durch die Auswertemethode der Hitzdrahtmessungen nach Hooper bedingt.

Der Autor dankt Herrn G. Wörner für die sorgfältige Durchführung und Auswertung der Versuche.

Nomenklatur:

A	-	Geometrieparameter
C_{sec}	-	Sekundärströmungsamplitude in VELASCO
D	m	Stabdurchmesser
D_h	m	hydraulischer Durchmesser
F	m^2	Fläche
G^*	-	Geometrieparameter
K	-	Geometrieparameter
$\overline{k^+}$	$m^2 s^{-2}$	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
U	m	Umfang
\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^+	ms^{-1}	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^2s^{-1}	kinematische Viskosität
τ_w	Pa	Wandschubspannung
$\tau_{w,g}$	Pa	mittlere Wandschubspannung

Indizes

K	Kanal
N	normal zur Wand
P	parallel zur Wand

Literatur

- /1/ K. Rehme, Turbulente Strömung in einem Wandkanal eines Stabbündels, KfK-Bericht Nr. 2617 (1978).
- /2/ K. Rehme, Rechnergesteuerte Versuchsanlage zur Messung von Geschwindigkeits- und Turbulenzverteilungen mit Hitzdrähten, KfK-Bericht Nr. 3744 (1984).
- /3/ J.D. Hooper, Fully developed turbulent flow through a rod cluster, Ph.D. Thesis, University of New South Wales, Sydney (Australia) (1980).
- /4/ L. Vosáhlo, Computer programs for evaluation of turbulence characteristics from hot-wire measurements, KfK-Bericht Nr. 3743 (1984).
- /5/ K. Maubach, Reibungsgesetze turbulenter Strömungen, Chemie-Ing.-Technik 42 (15), pp. 995-1004 (1970).
- /6/ K. Rehme, Simple method of predicting friction factors of turbulent flow in noncircular channels, Int. J. Heat Mass Transfer 16, pp. 993-950 (1973).
- /7/ K. Rehme, Laminarströmung in Stabbündeln, Chemie-Ing.-Technik 43 (17), pp.962-966 (1971).
- /8/ J. Nikurađse, 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 Nr. 1486 (1971).
- /10/ J.D. Hooper and K. Rehme, Large-scale structural effects in developed turbulent flow through closely-spaced rod arrays, J. Fluid Mech. 145, pp. 305-337 (1984).

- /11/ M.A. Hague et al., An observation on the origin of secondary flow in straight noncircular ducts, Wärme- und Stoffübertragung 17, pp.93-95, (1983).
- /12/ H. Reichardt, Vollständige Darstellung der turbulenten Geschwindigkeitsverteilung in glatten Leitungen, Z. angew. Math. Mech. 31, pp. 208-219 (1951).
- /13/ B. Kjellström, Studies of turbulent flow parallel to a rod bundle of triangular array, Report AE-487, Studsvik, Schweden (1974).
- /14/ W. Eifler and R. Nijsing, VELASCO-Velocity field in asymmetric rod configurations, Report EUR-4550e (1973).

Tabelle 1: Mittlere Geschwindigkeiten in den Unterkanälen und Teilen der Unterkanäle bezogen auf die mittlere Geschwindigkeit in allen vier Quadranten

Kanal	$L/D_h = 48.7$	$L/D = 73.0$	$L/D = 97.4$
1S	0.980	0.998	1.012
1W	0.966	0.998	1.000
1	0.974	0.998	1.007
2S	1.028	1.019	1.010
2W	0.960	0.970	0.976
2	1.001	1.000	0.996
3S	1.057	1.029	1.013
3W	1.001	0.987	0.981
3	1.035	1.012	1.000
4S	0.990	0.991	0.995
4W	0.990	0.990	0.998
4	0.990	0.990	0.997
$u_m \text{ ms}^{-1}$	25.258	25.522	25.859

Tabelle 2: Mittlere Wandschubspannungen in den einzelnen Quadranten bezogen auf den Mittelwert in allen vier Quadranten ($\tau_{w,g}$ in Pa)

Quadrant	$L/D_h=48.7$	$L/D_h=73.0$	$L/D_h=97.4$
1	0.958	1.001	1.023
2	0.998	0.998	0.980
3	1.062	1.019	1.000
4	0.982	0.982	0.997
$\tau_{w,g} / \text{Pa/}$	1.638	1.662	1.674

Tabelle 3: Reibungsbeiwerte für die drei untersuchten L/D_h -Verhältnisse

L/D_h	Re	λ	λ_{Rohr}	λ_G^*
48.7	$1.125 \cdot 10^5$	0.01757	0.01774	0.01796
73.0	$1.165 \cdot 10^5$	0.01747	0.01762	0.01783
97.4	$1.191 \cdot 10^5$	0.01713	0.01753	0.01774

Die in den Abbildungen verwendeten Bezeichnungen haben die folgende Bedeutung:

Q1: Quadrant 1
Q2: Quadrant 2
Q3: Quadrant 3
Q4: Quadrant 4

A : $L/D_h = 48.7$
B : $L/D_h = 73.0$
C : $L/D_h = 97.4$

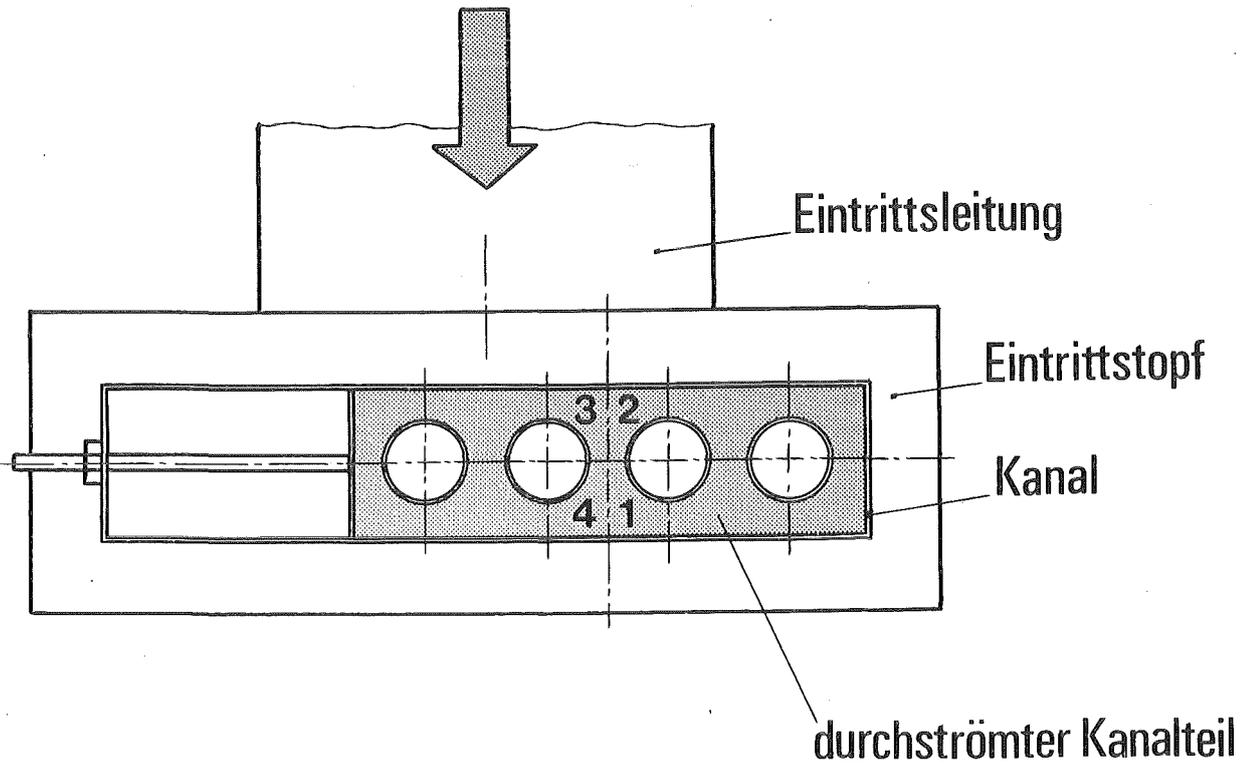


Abb.2. Aufsicht auf den Strömungskanal mit Eintrittsbedingungen

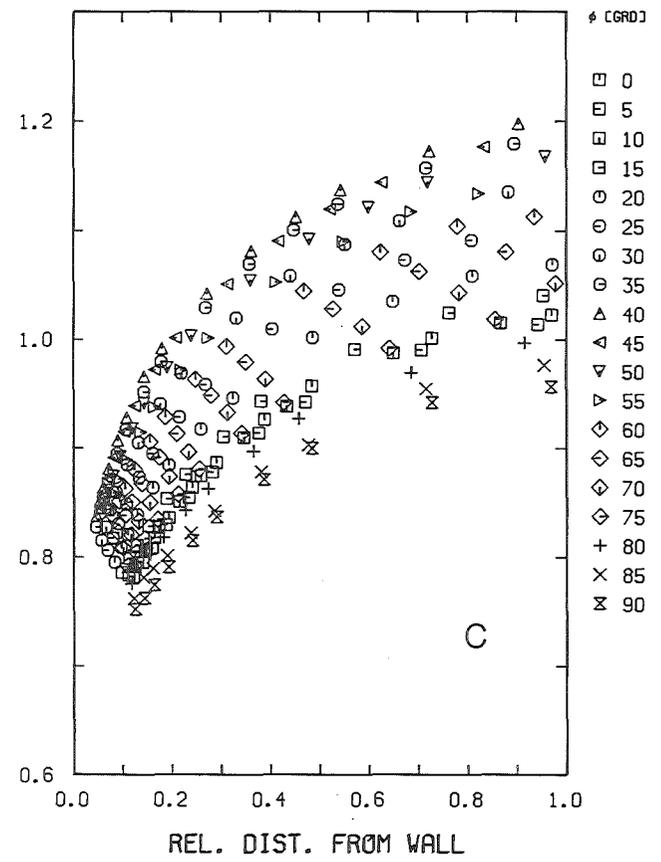
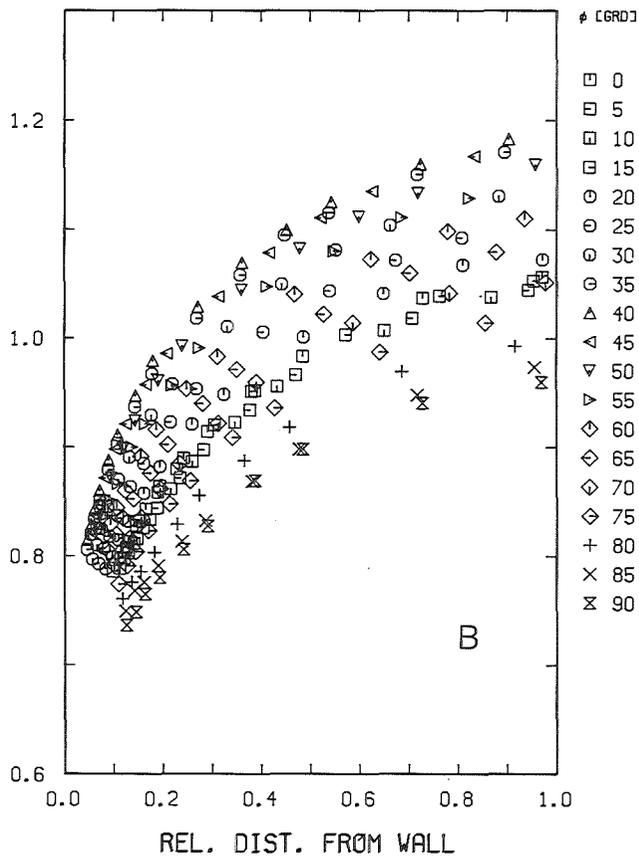
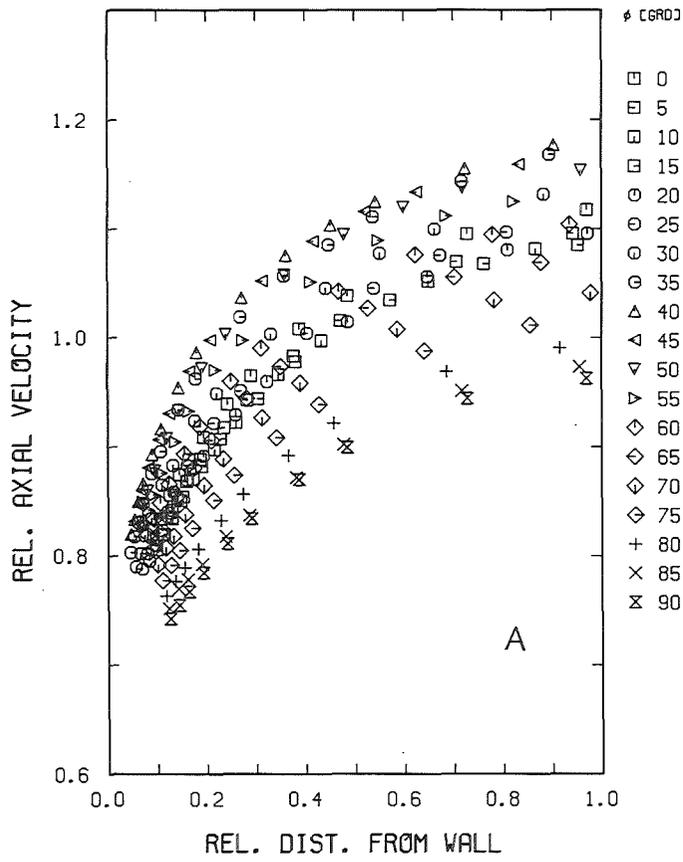


Abb.3. Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit (r/ϕ)

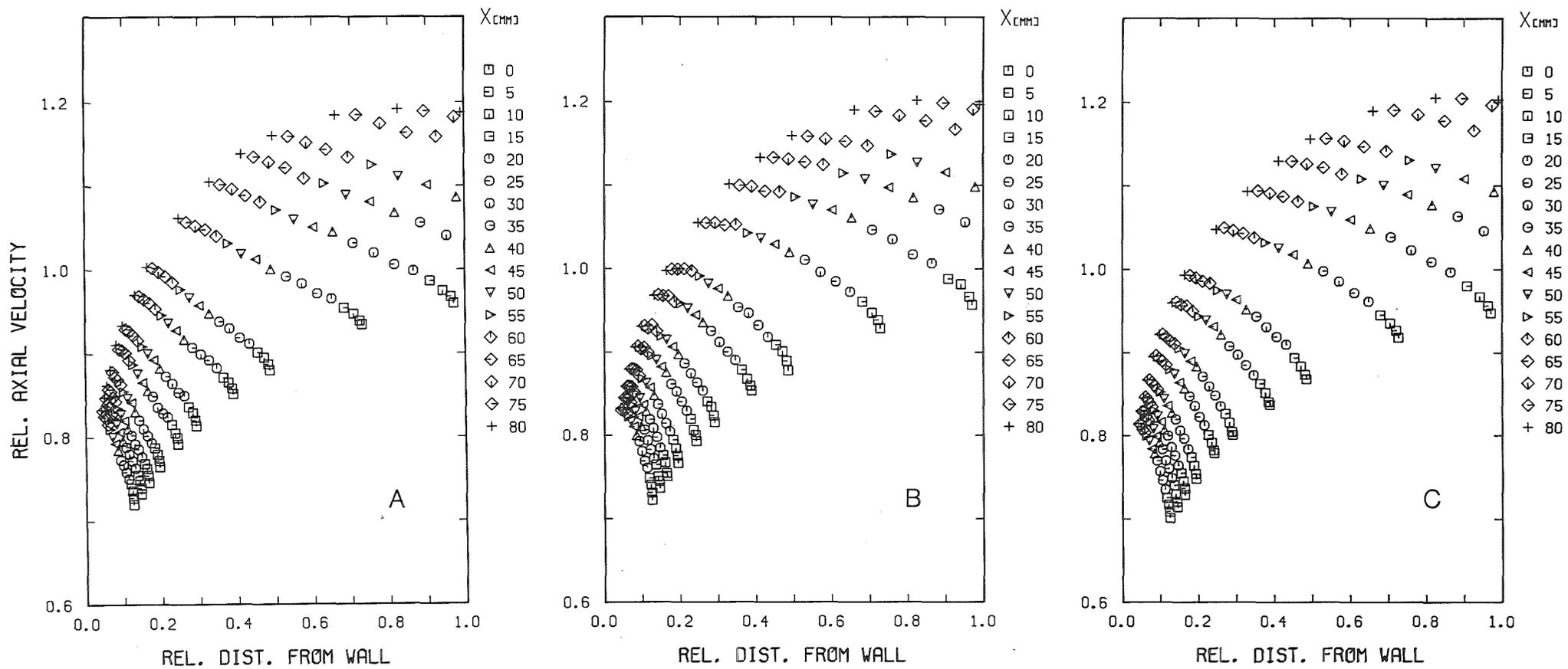


Abb.4. Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit (x/y)

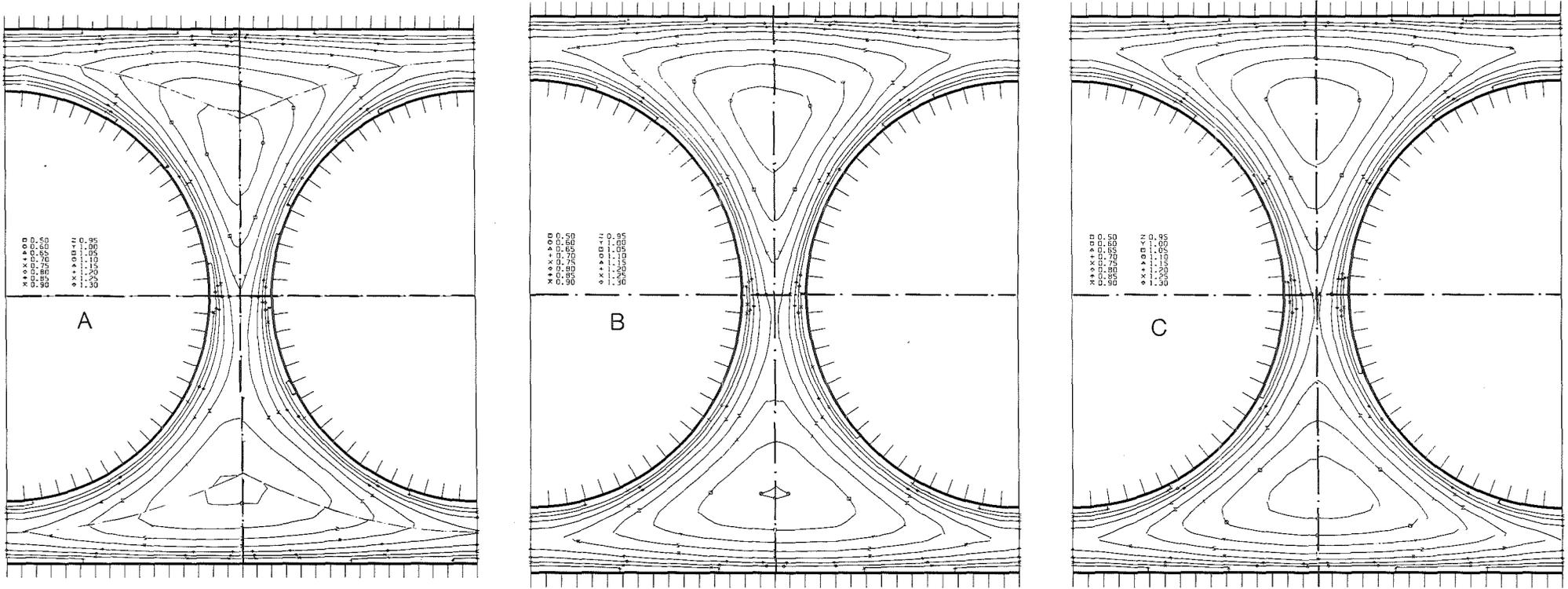
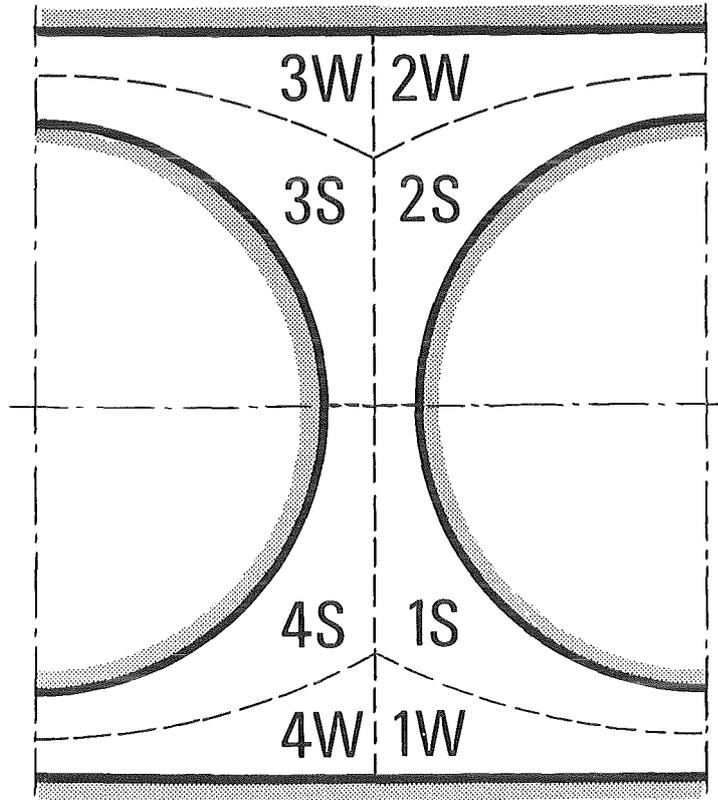


Abb.5. Zeitlicher Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit (Höhenlinien)



KfK

Abb.6. Teilkanäle des untersuchten Strömungsquerschnitts

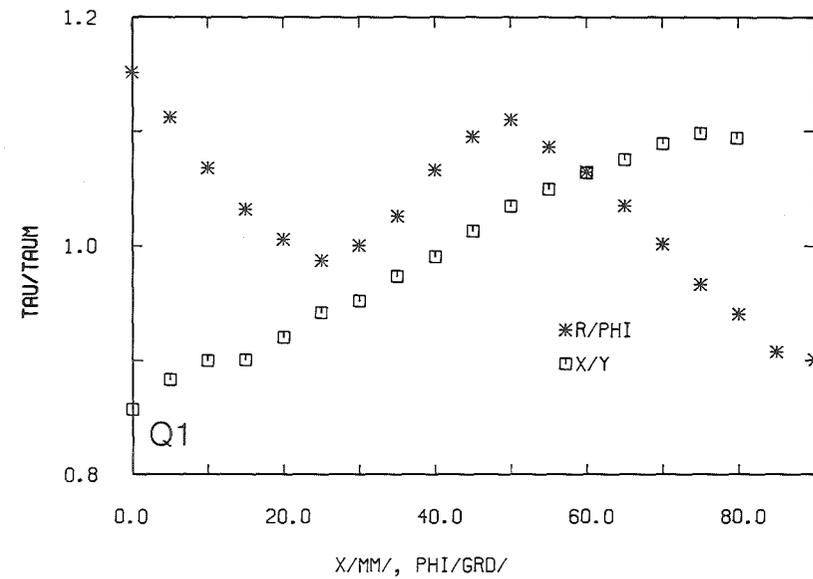
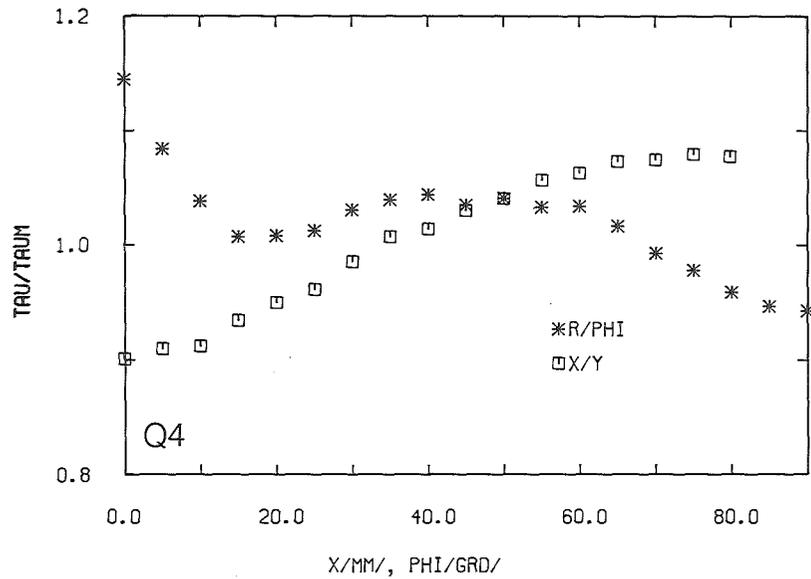
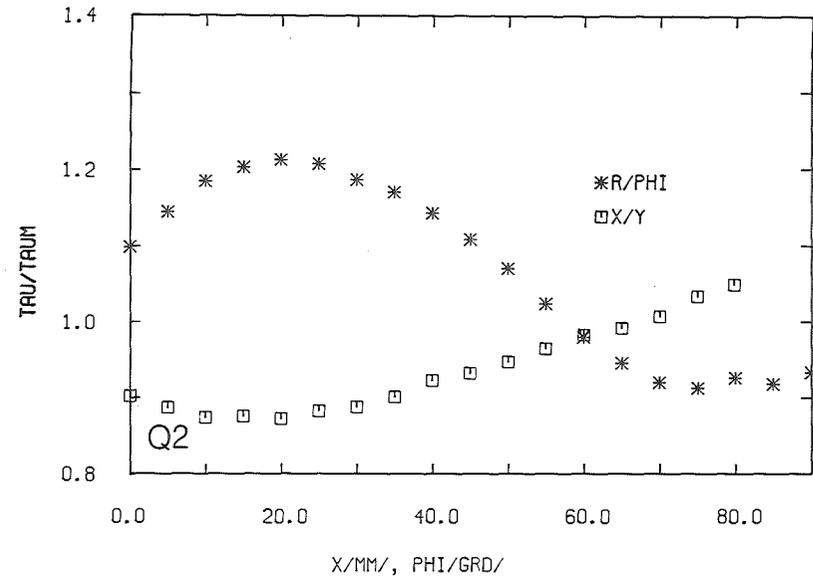
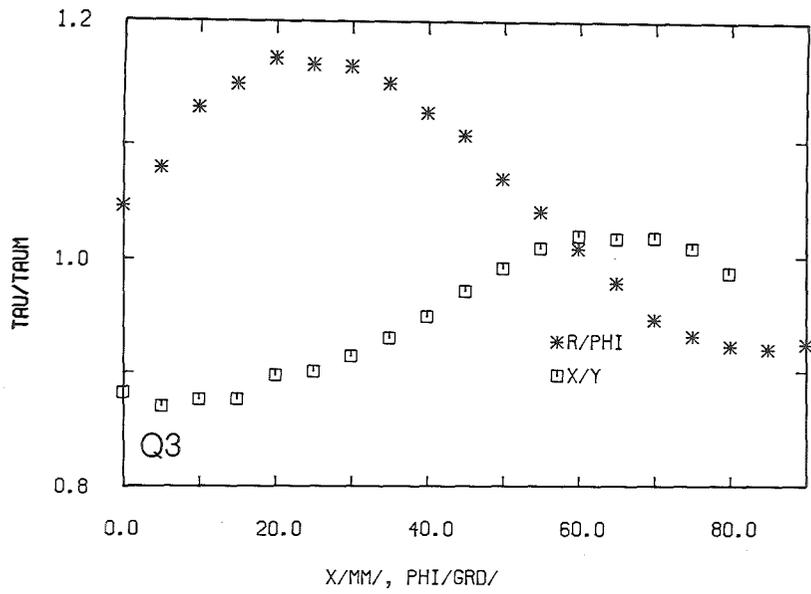


Abb.7. Wandschubspannungsverteilung in vier Quadranten für $L/D_h=48.7$

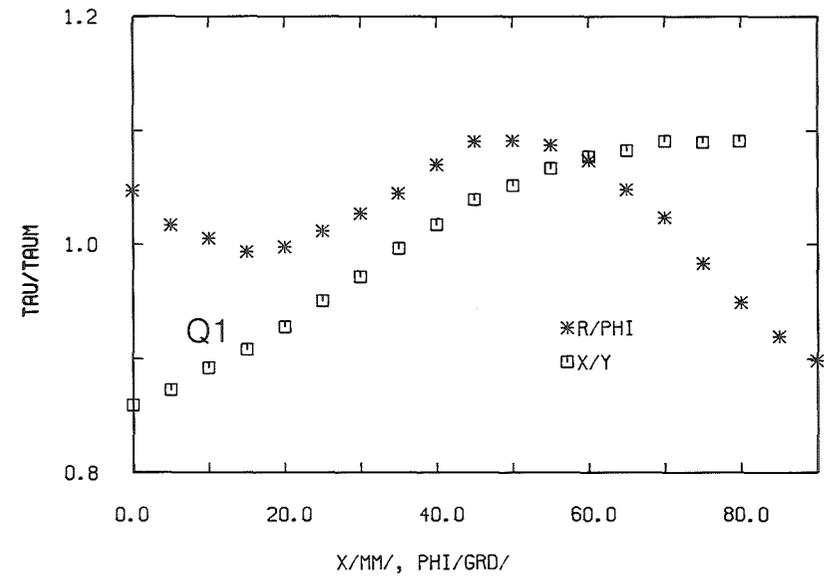
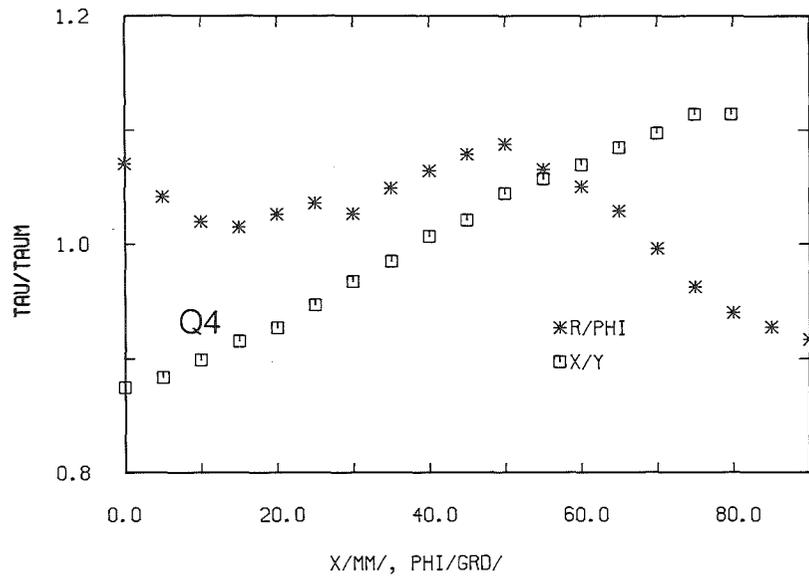
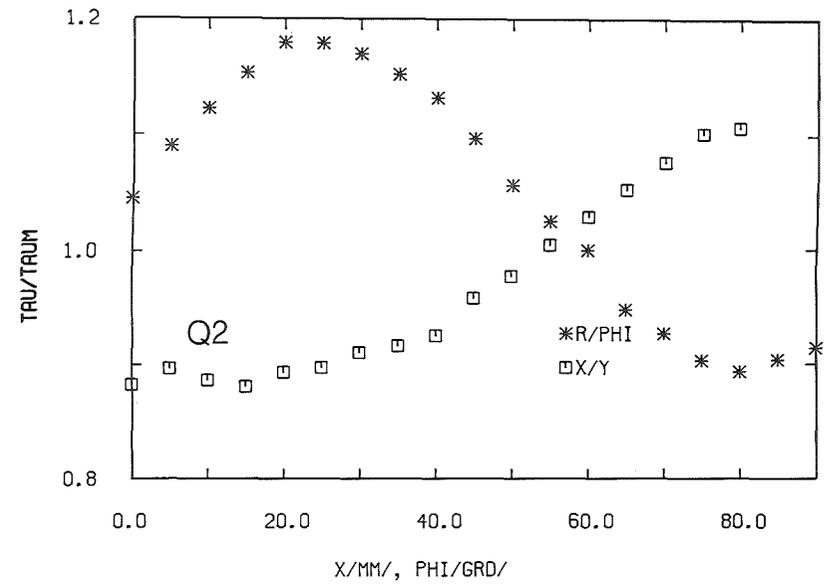
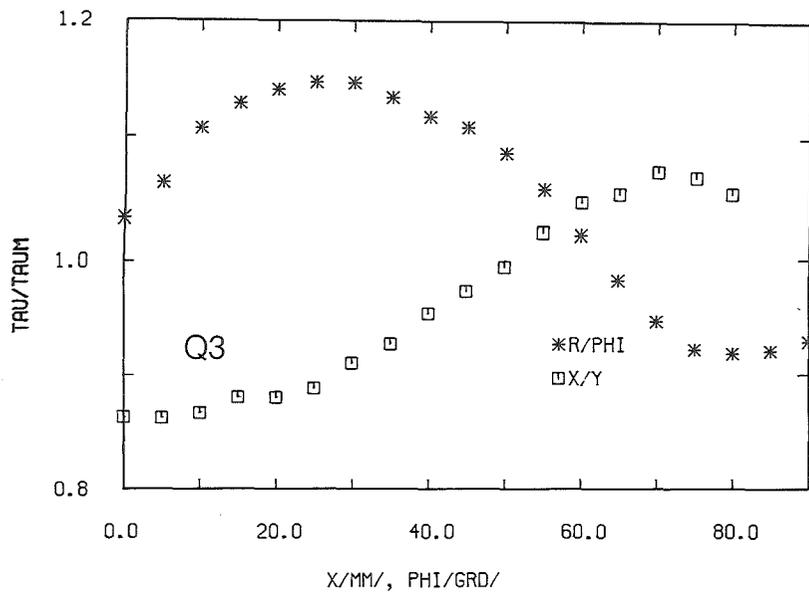


Abb.8. Wandschubspannungsverteilung in vier Quadranten für $L/D_h=73.0$

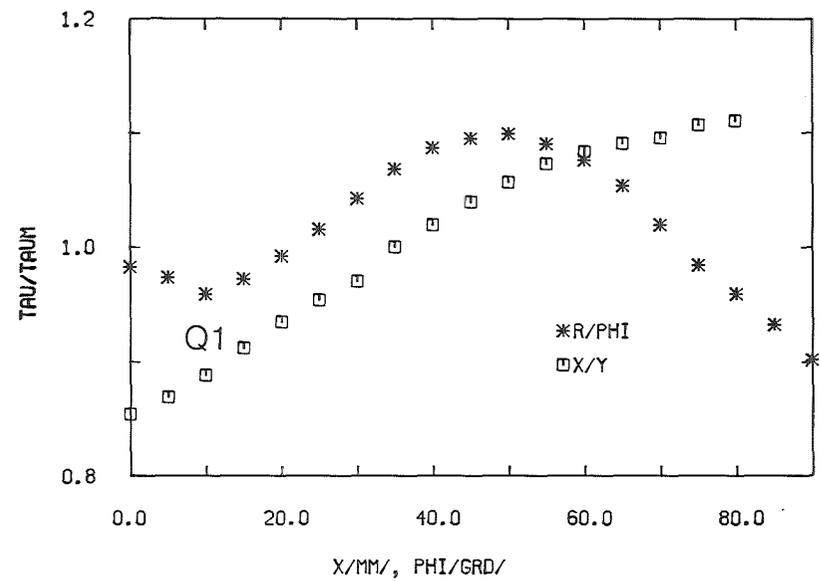
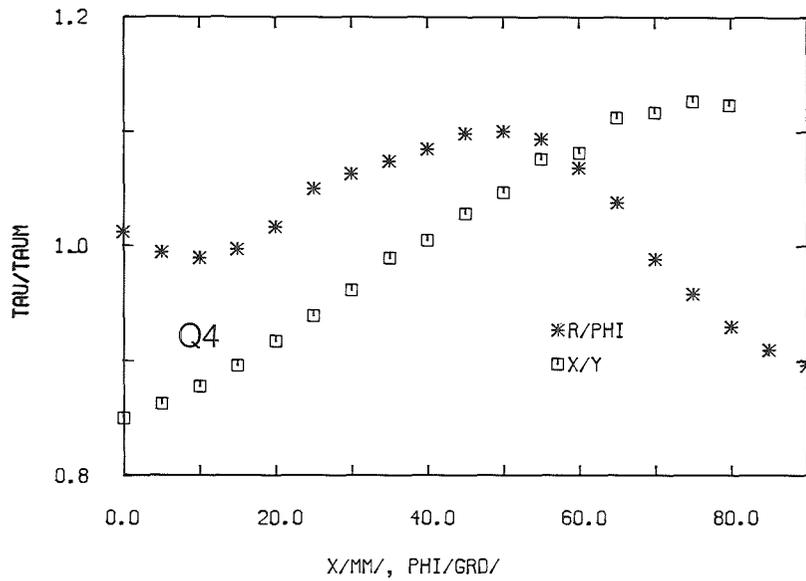
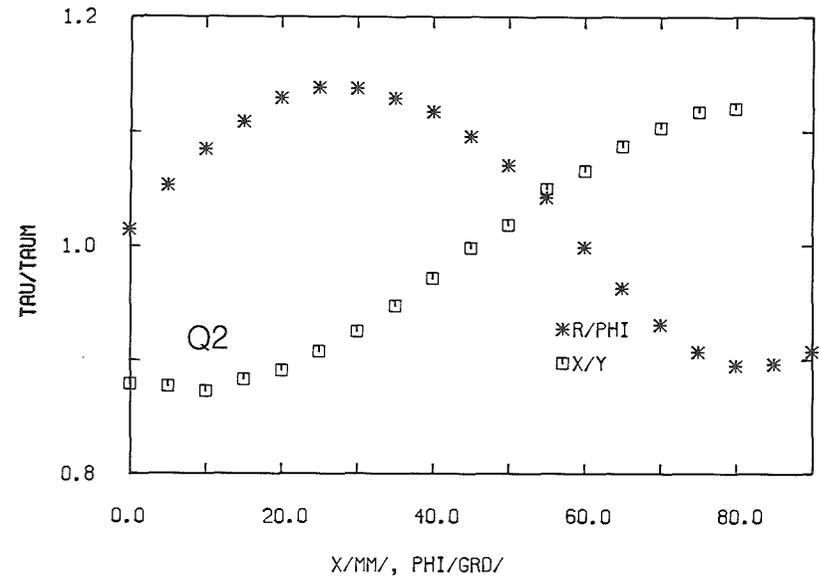
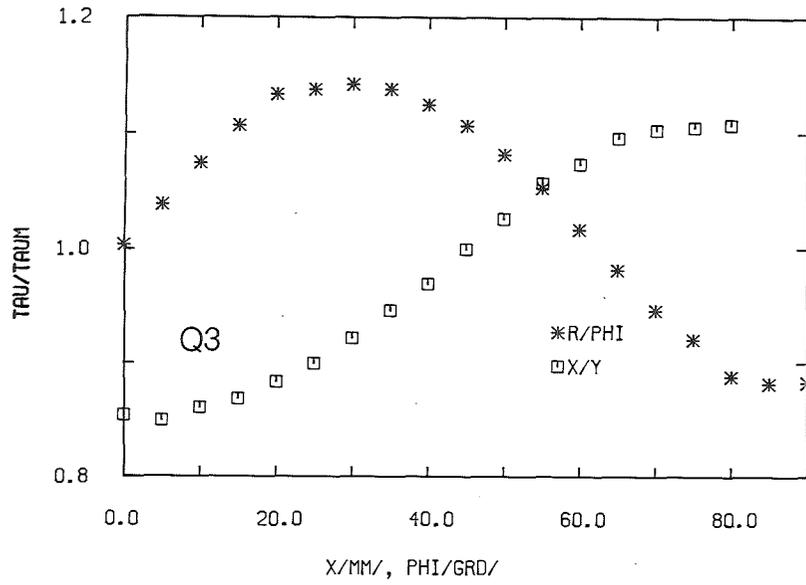
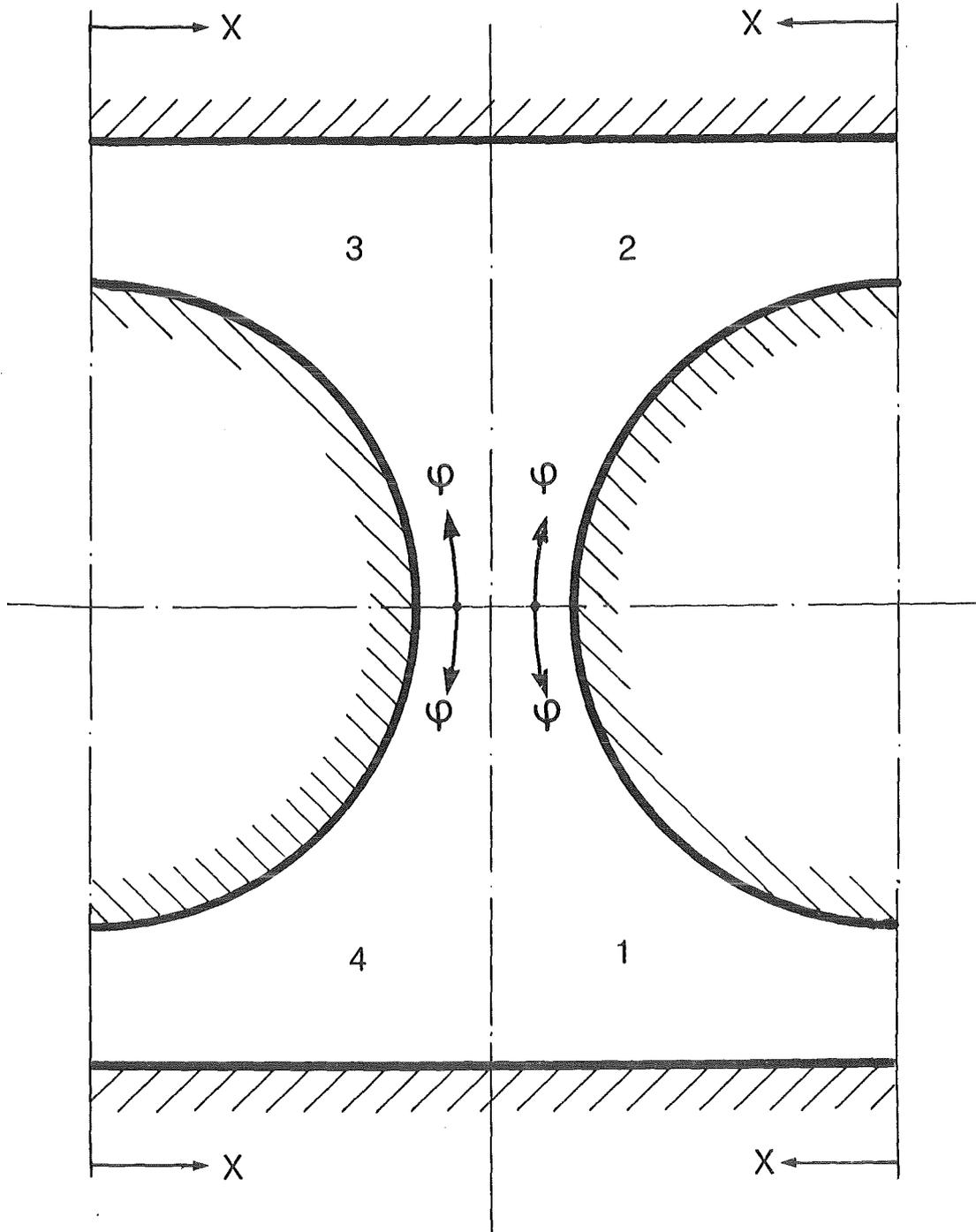


Abb.9. Wandschubspannungsverteilung in vier Quadranten für $L/D_h=97.4$



KfK

Abb. 10. Verwendete Koordinatensysteme in den vier Quadranten

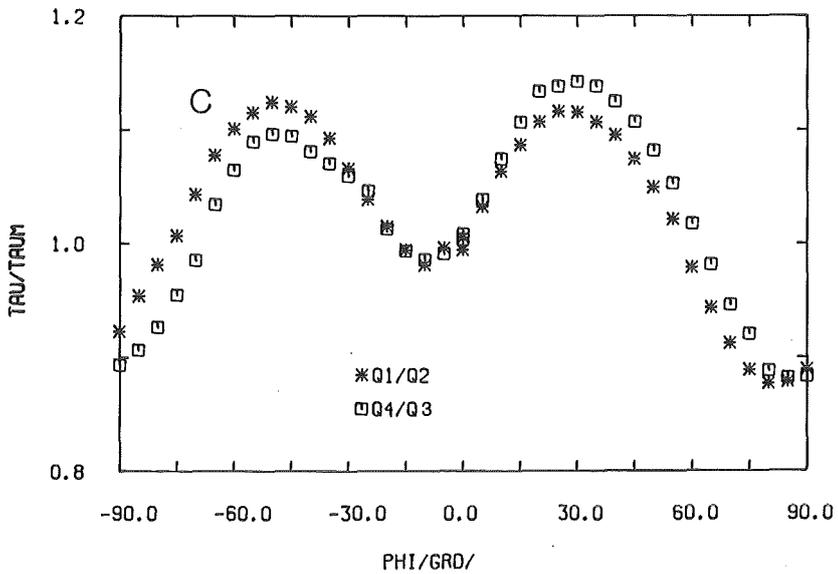
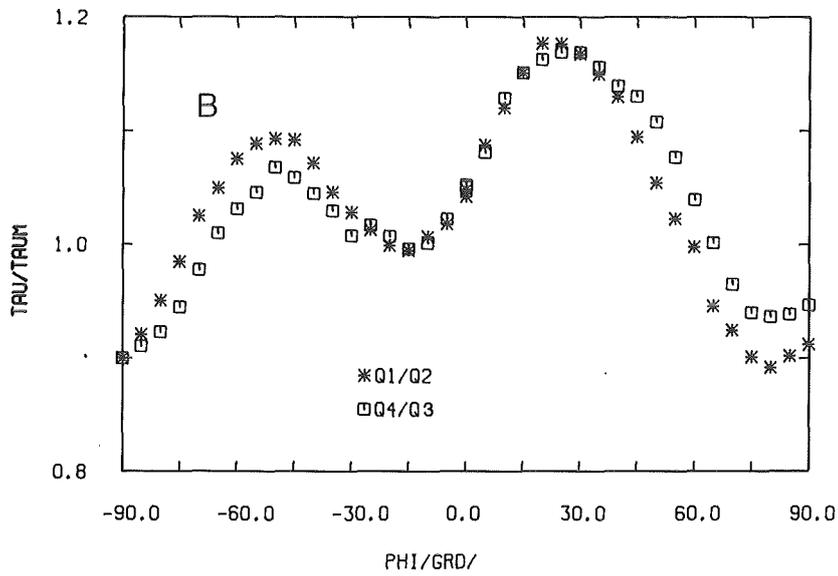
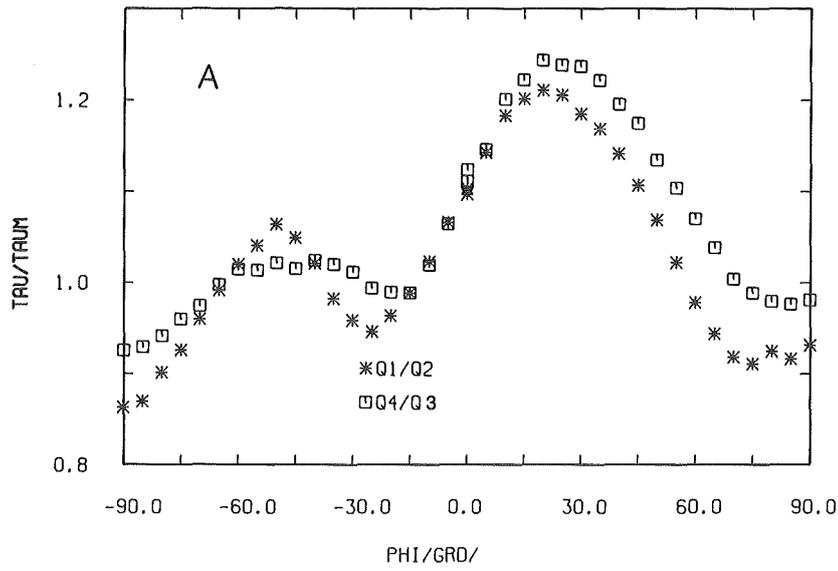


Abb.11. Wandschubspannungsverteilung bezogen auf den Mittelwert aus vier Quadranten (r/ϕ)

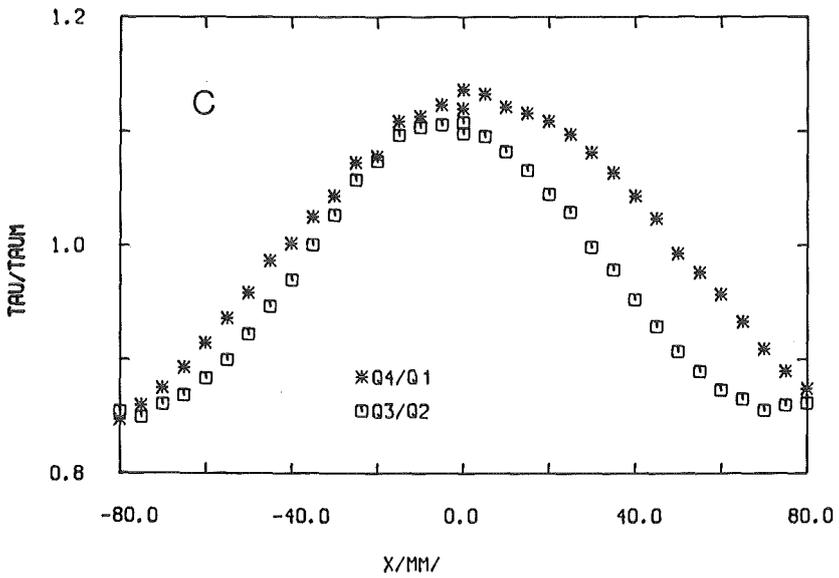
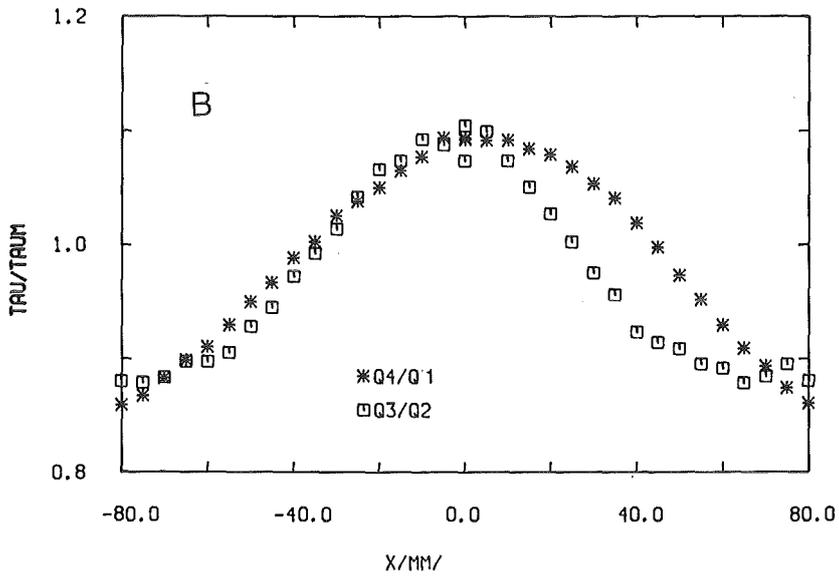
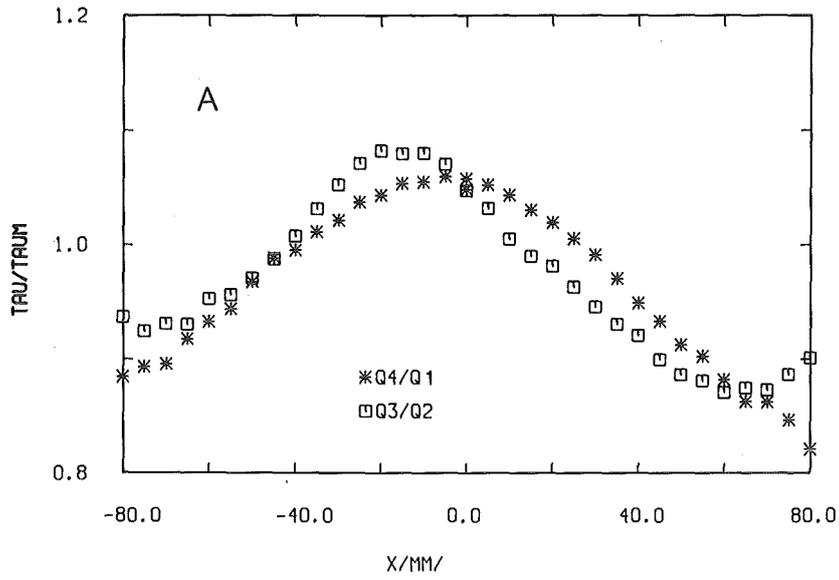


Abb. 12. Wandschubspannungsverteilung bezogen auf den Mittelwert aus vier Quadranten (x/y)

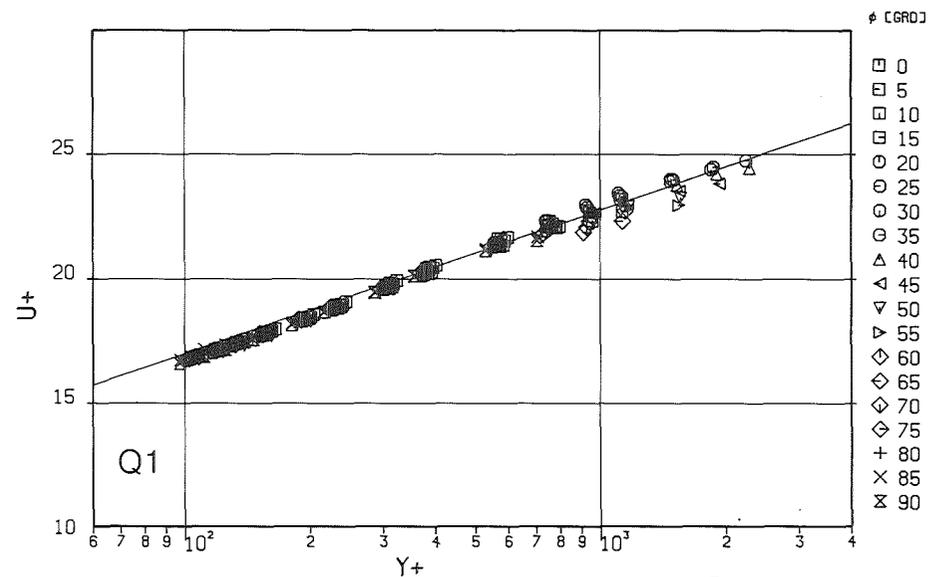
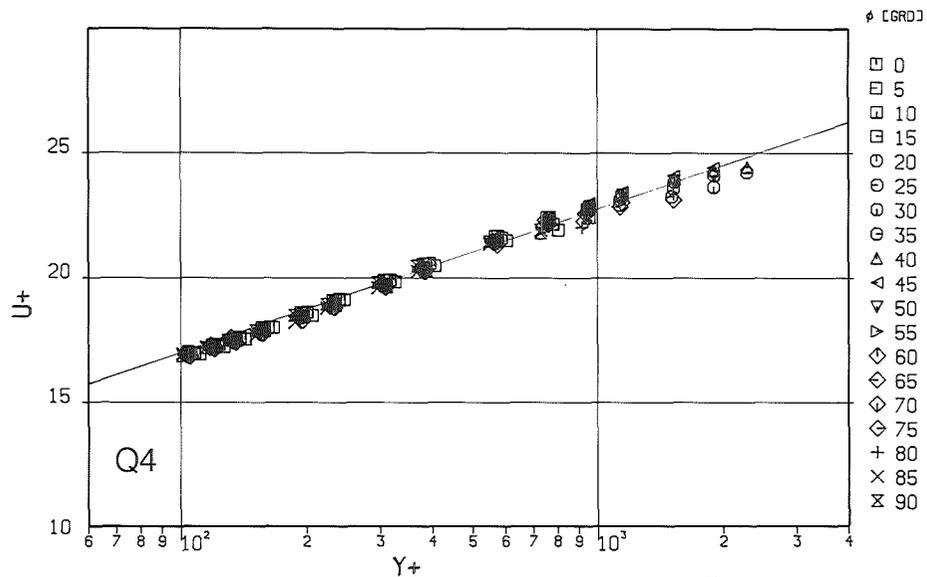
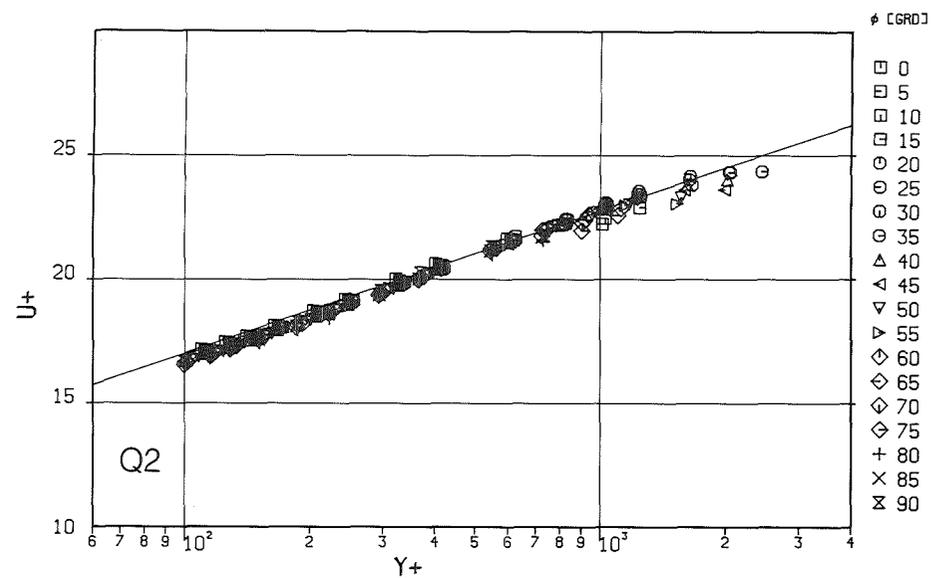
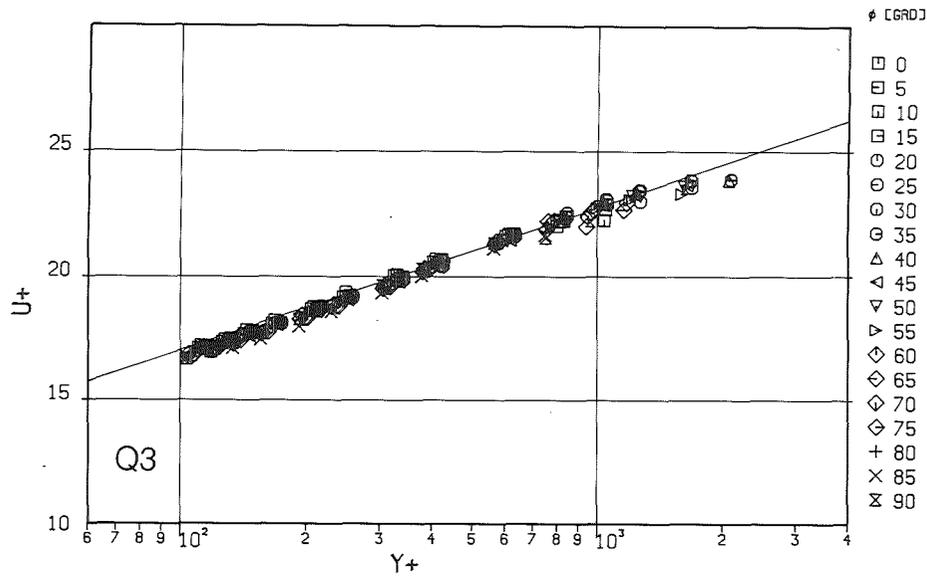


Abb.13. Dimensionslose Geschwindigkeitsprofile für $L/D_h=48.7$ (r/ϕ)

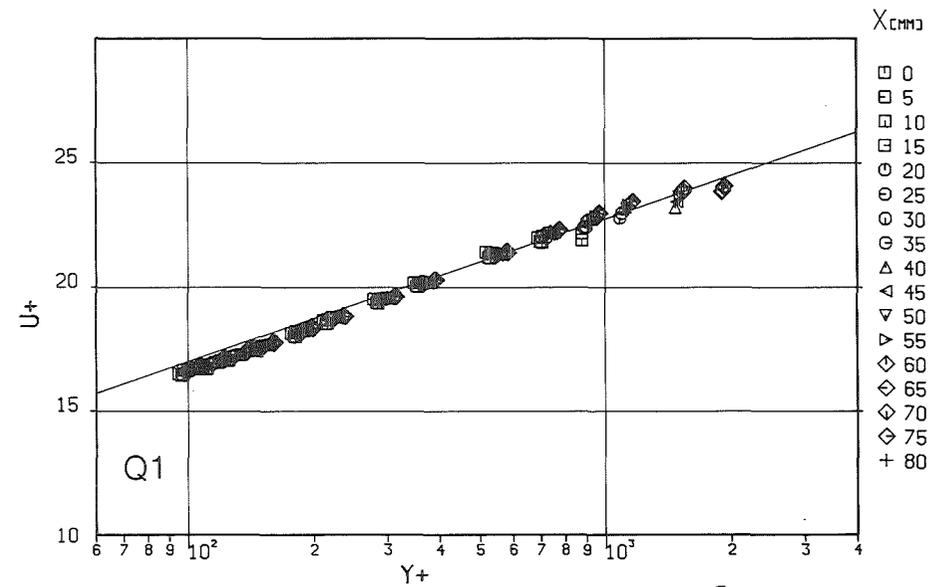
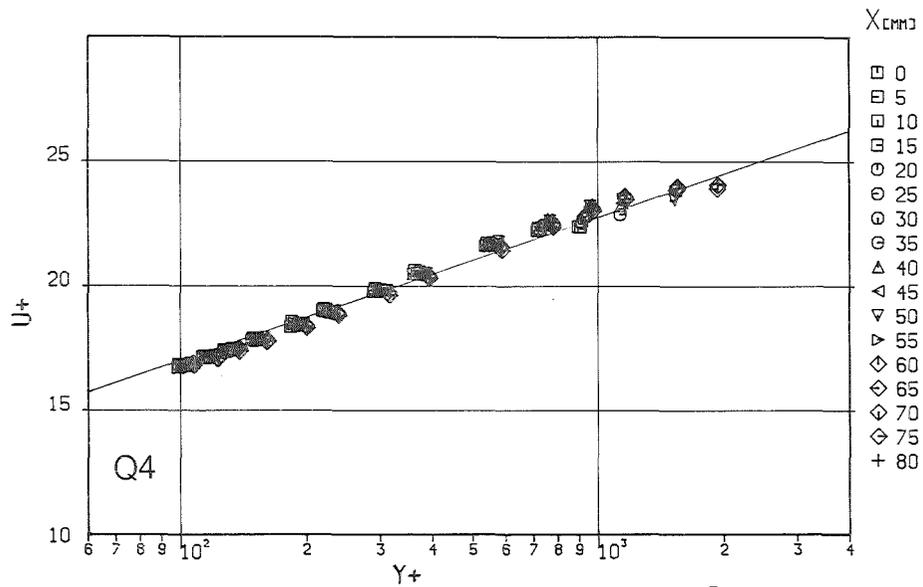
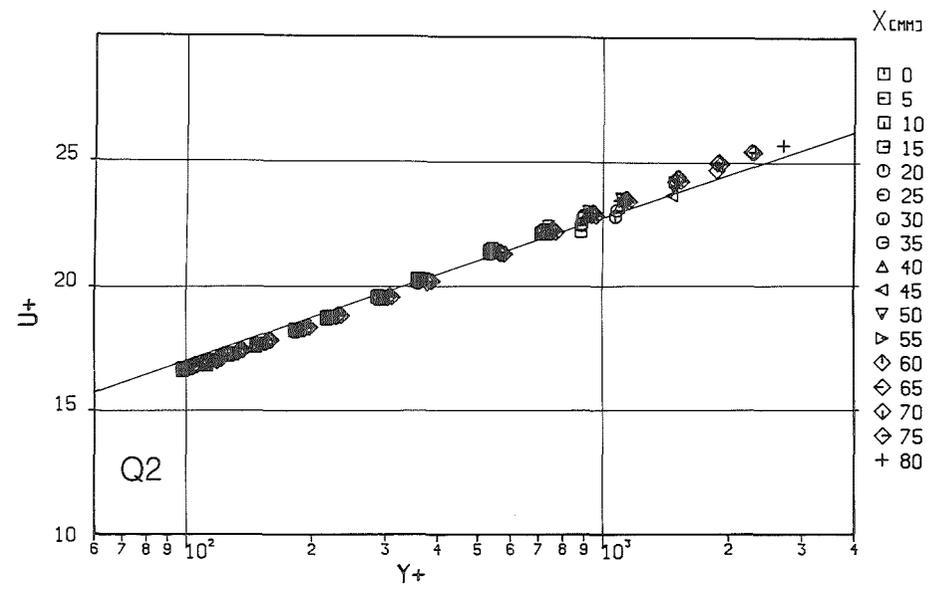
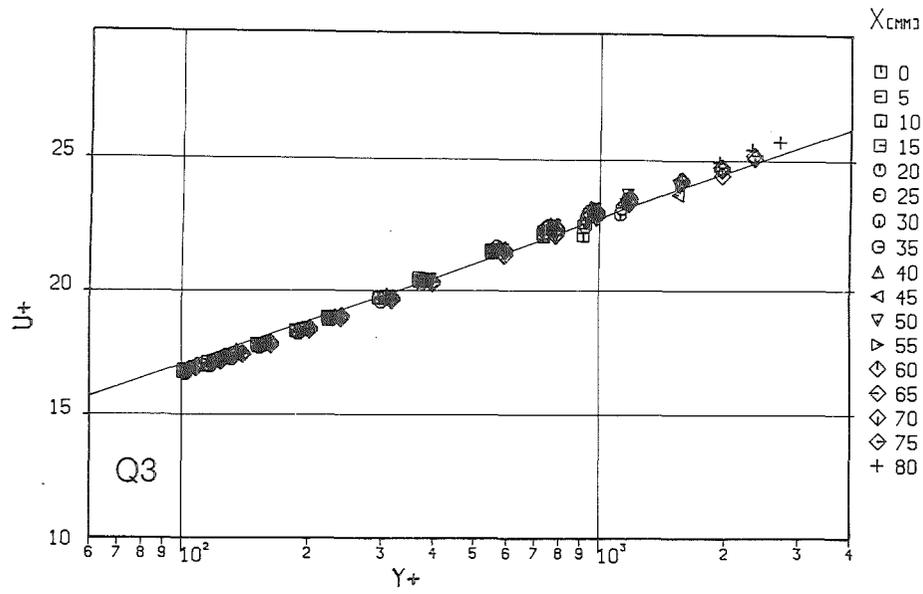


Abb.14. Dimensionslose Geschwindigkeitsprofile für $L/D_h=48.7$ (x/y)

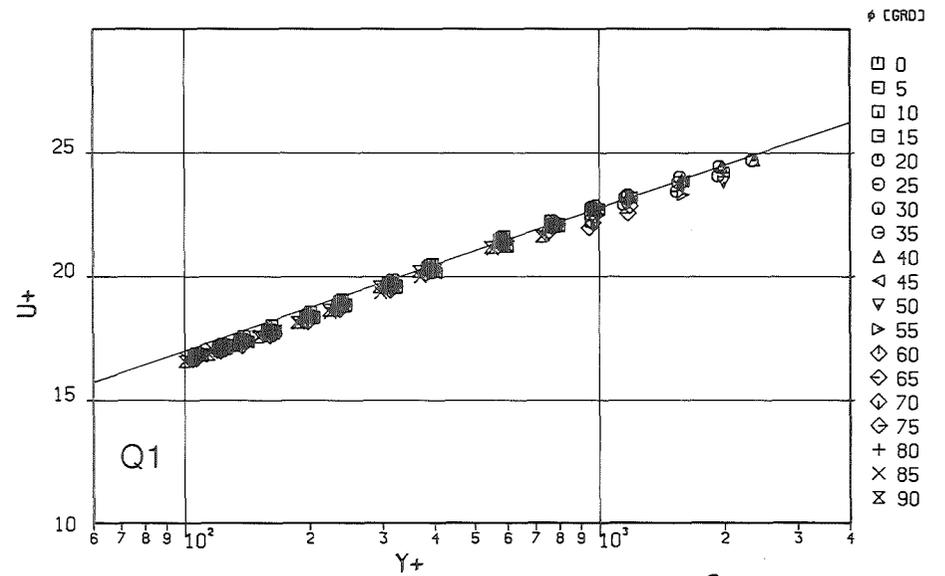
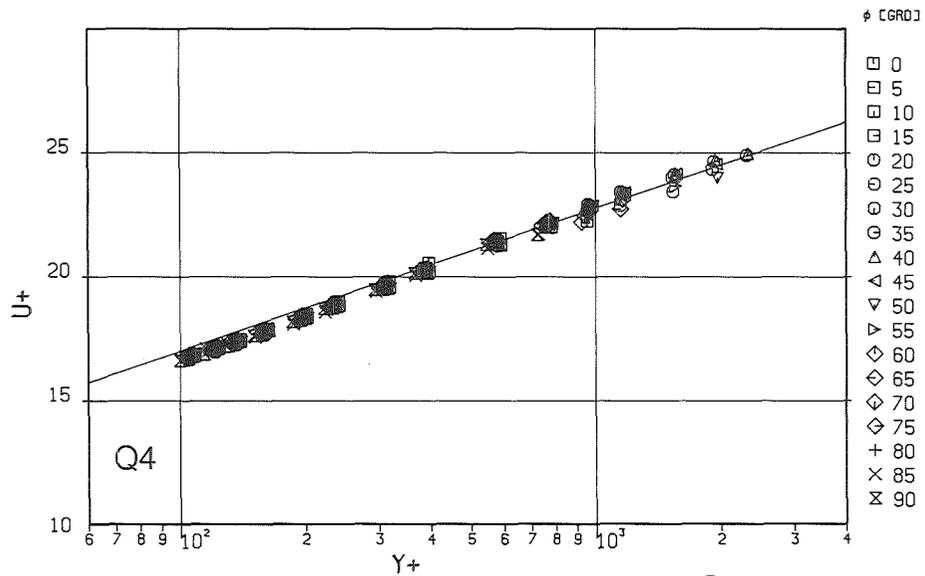
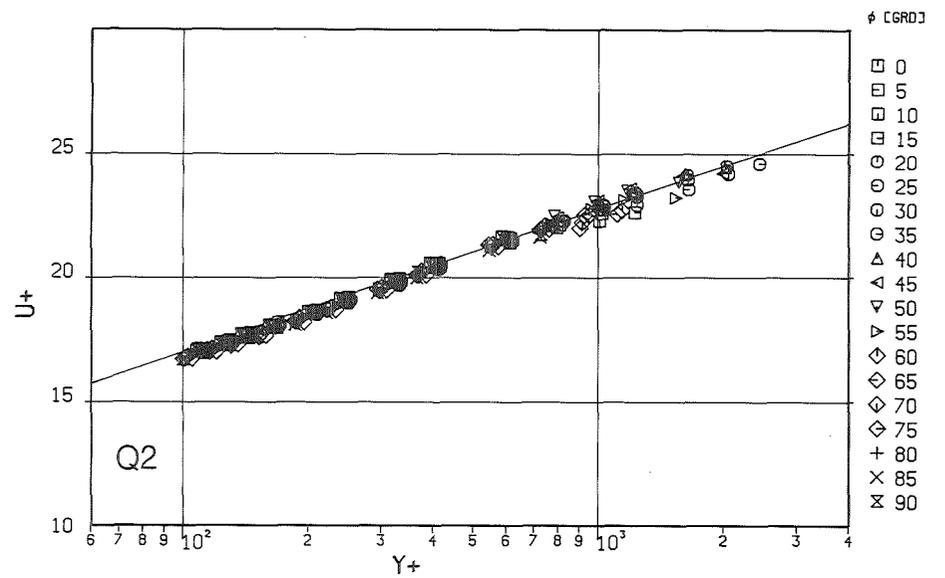
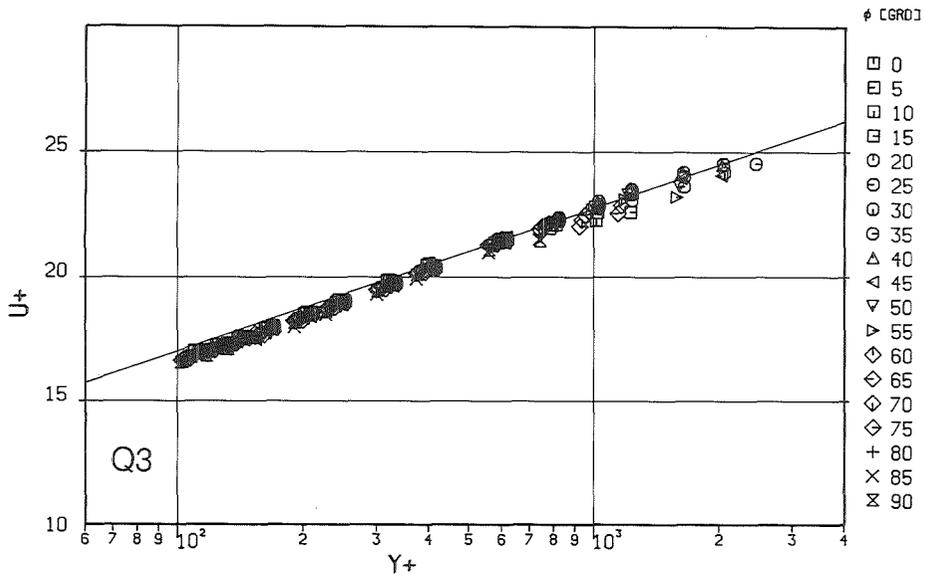


Abb.15. Dimensionslose Geschwindigkeitsprofile für $L/D_h=73.0$ (r/ϕ)

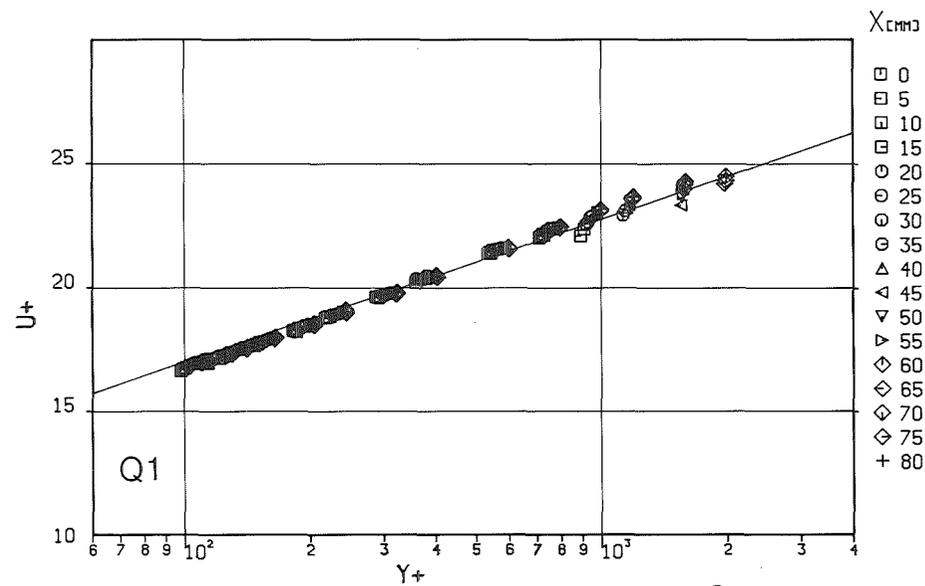
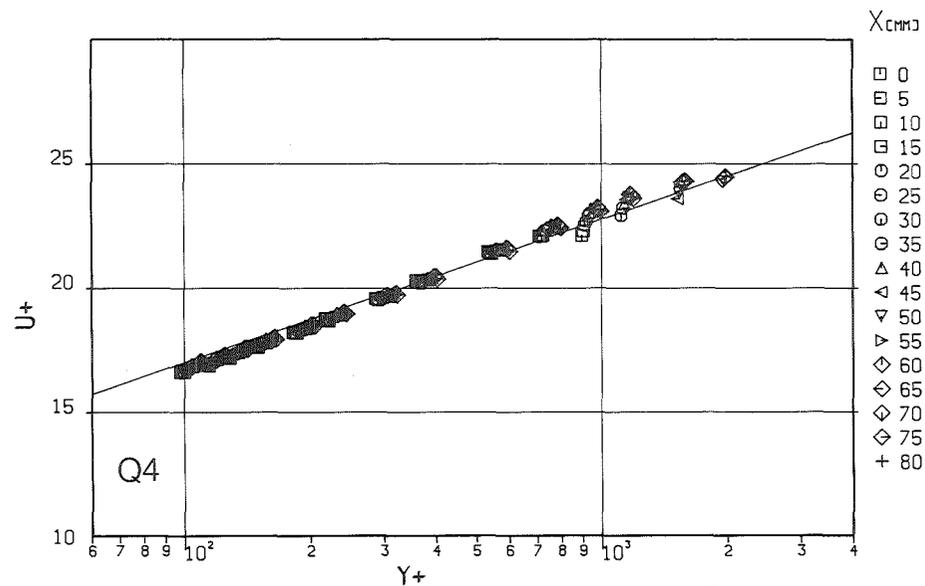
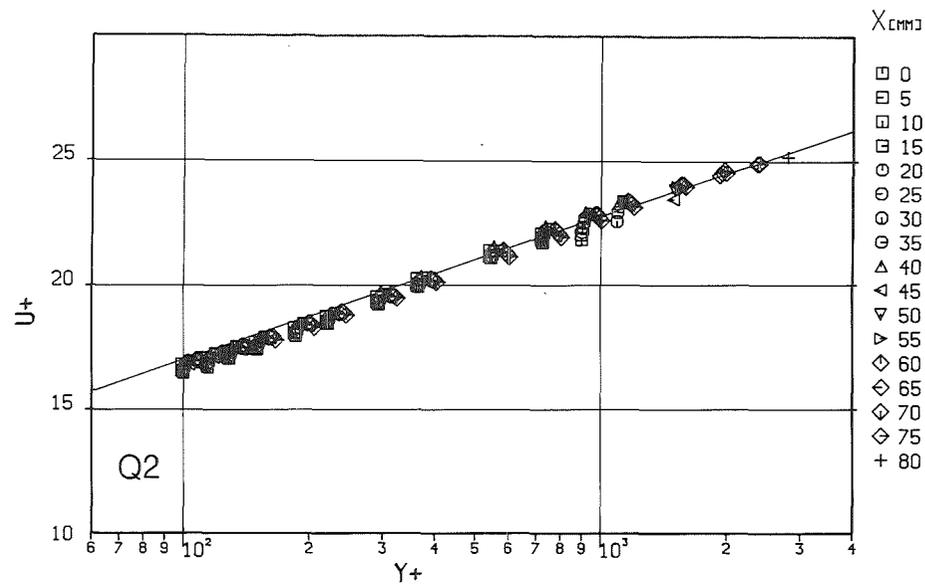
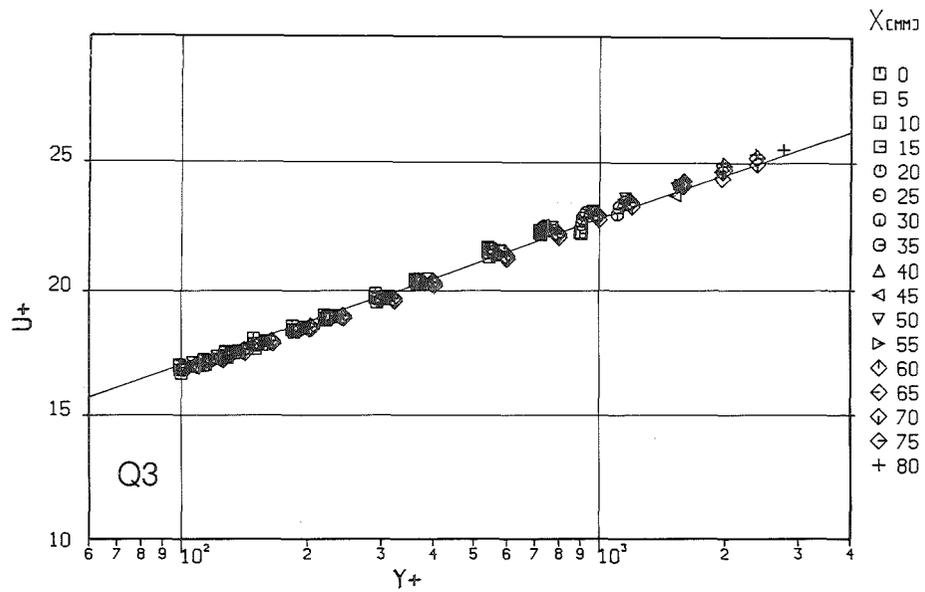


Abb.16. Dimensionslose Geschwindigkeitsprofile für $L/D_h=73.0$ (x/y)

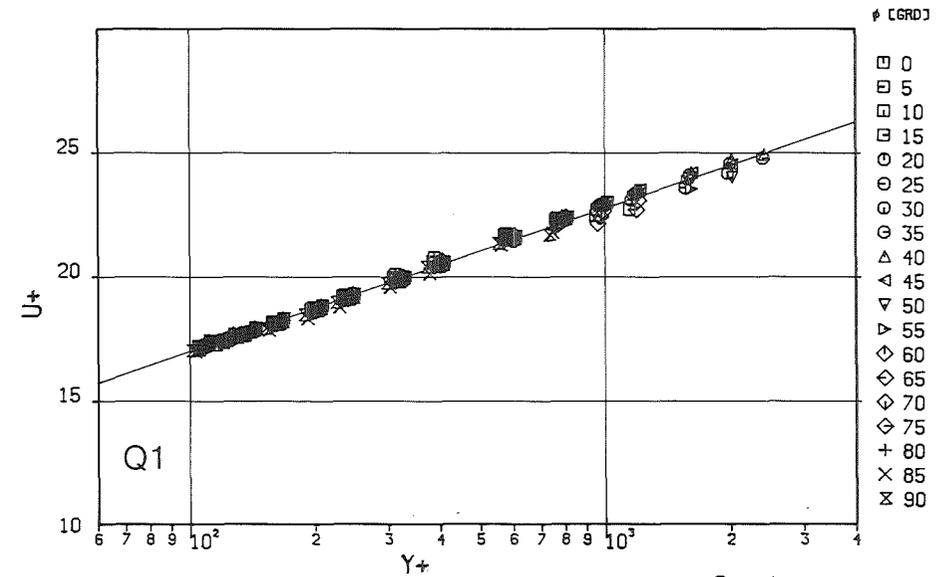
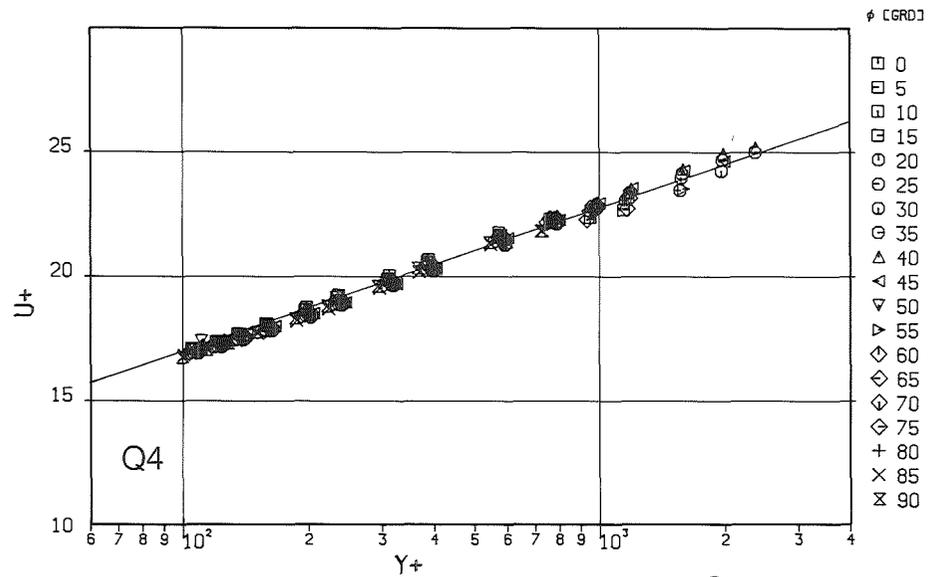
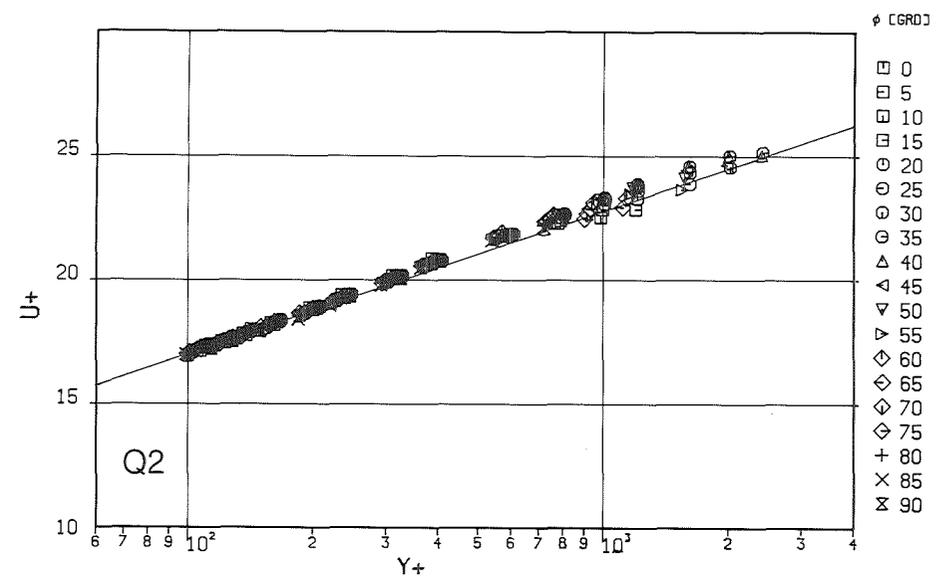
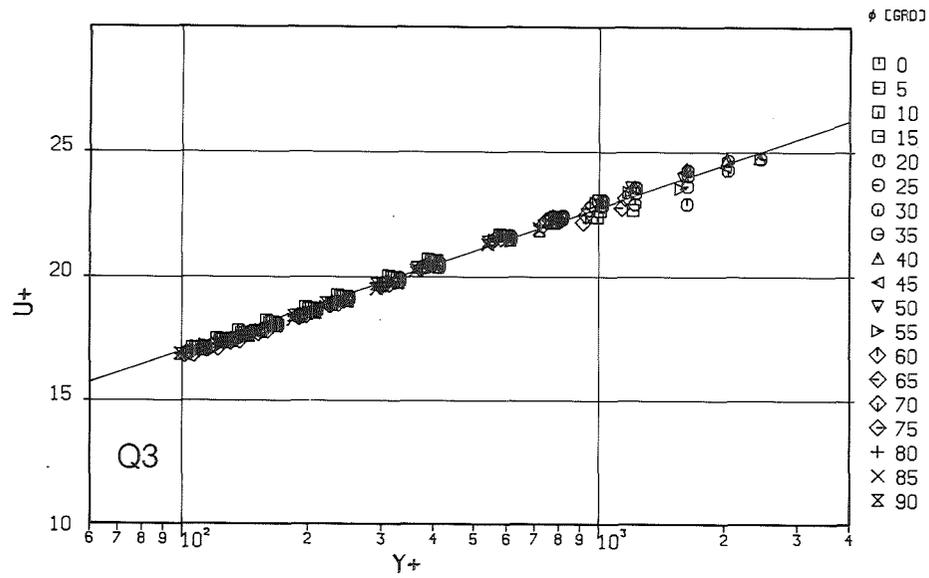


Abb.17. Dimensionslose Geschwindigkeitsprofile für $L/D_h = 97.4$ (r/ϕ)

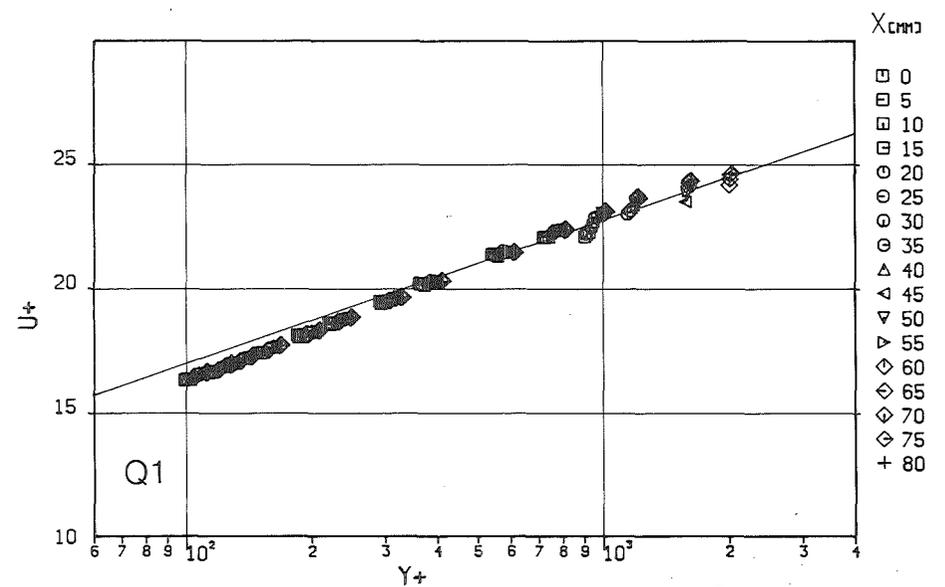
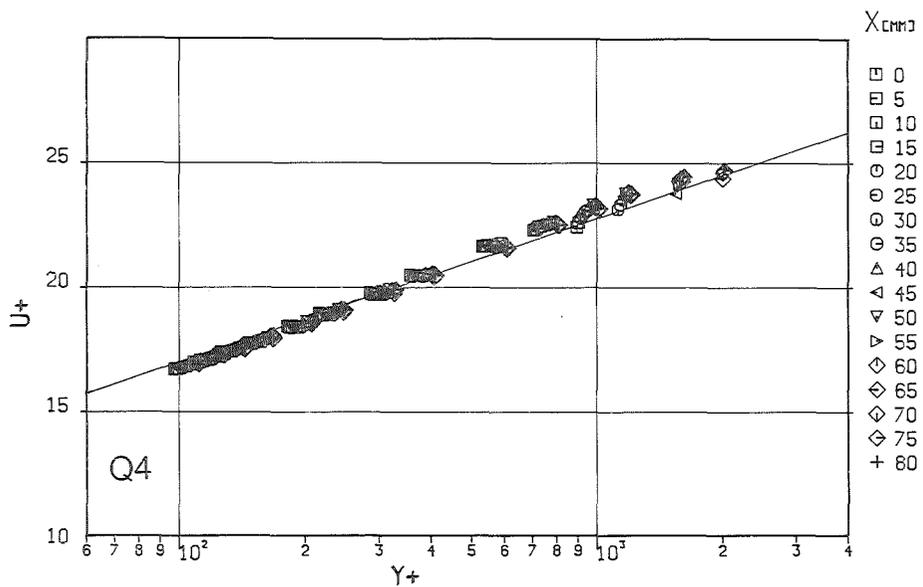
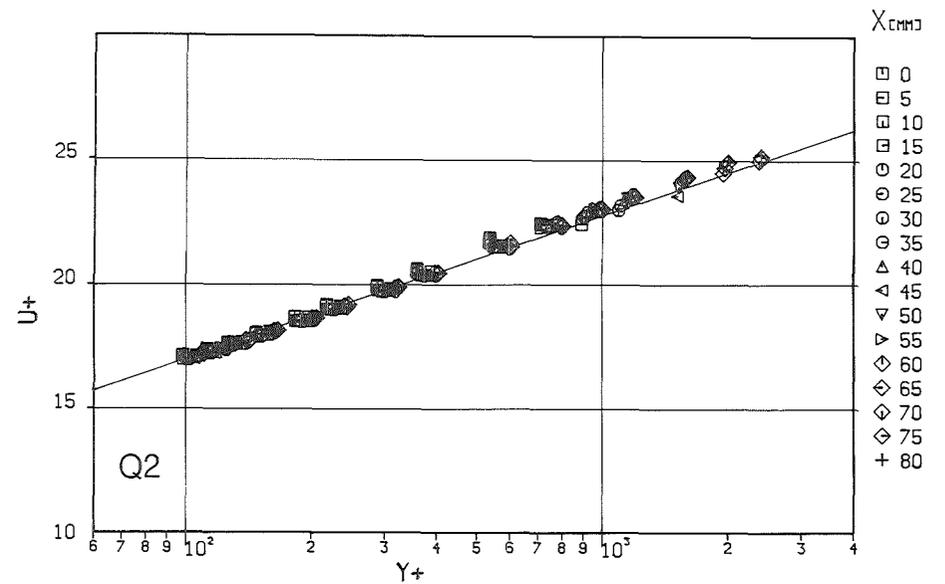
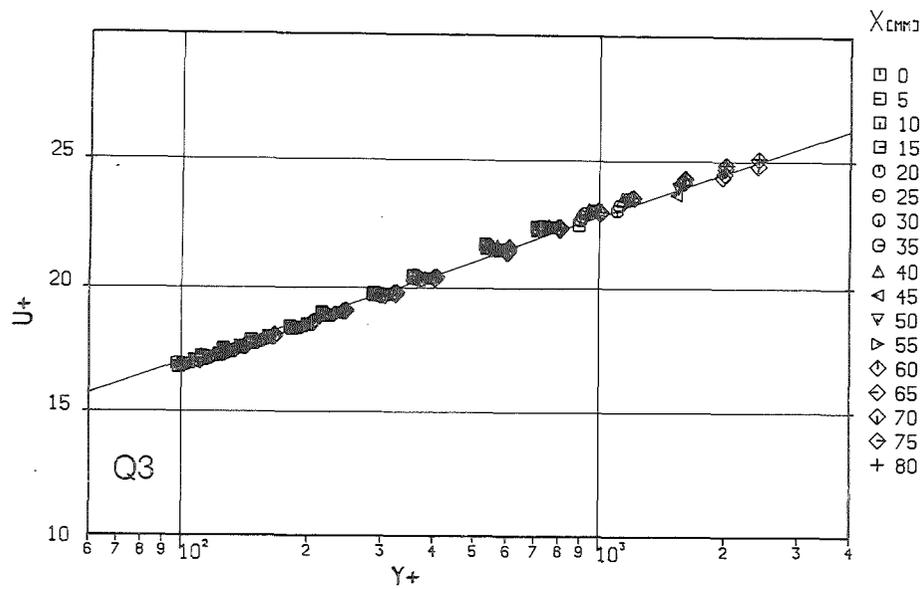


Abb.18. Dimensionslose Geschwindigkeitsprofile für $L/D_h=97.4$ (x/y)

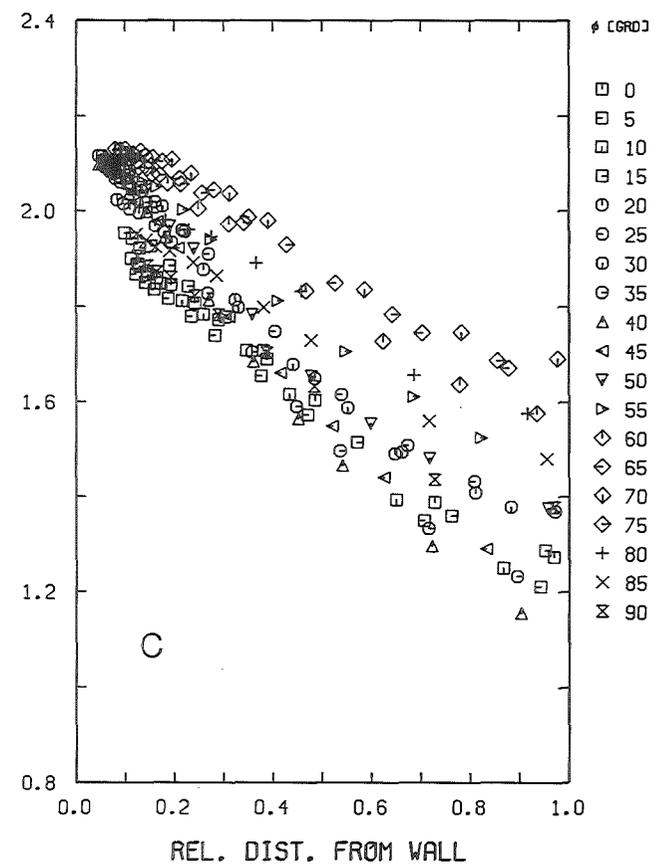
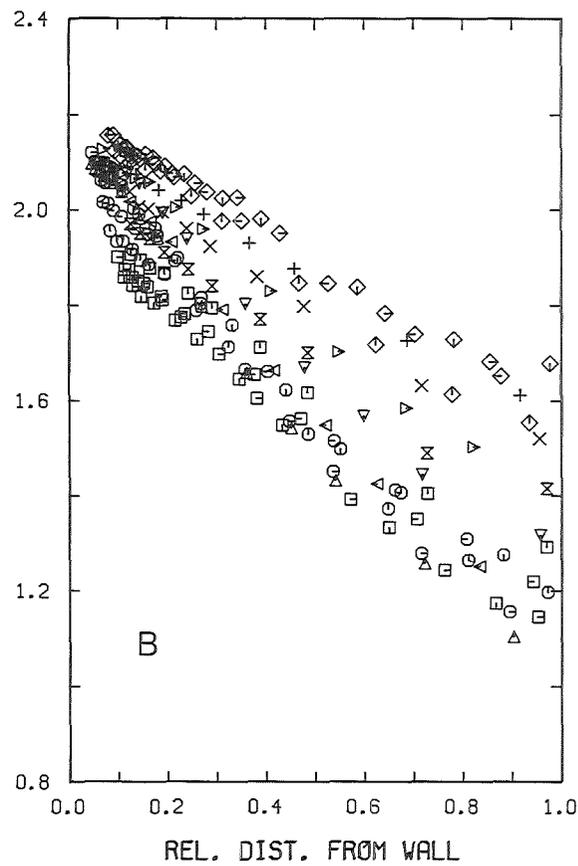
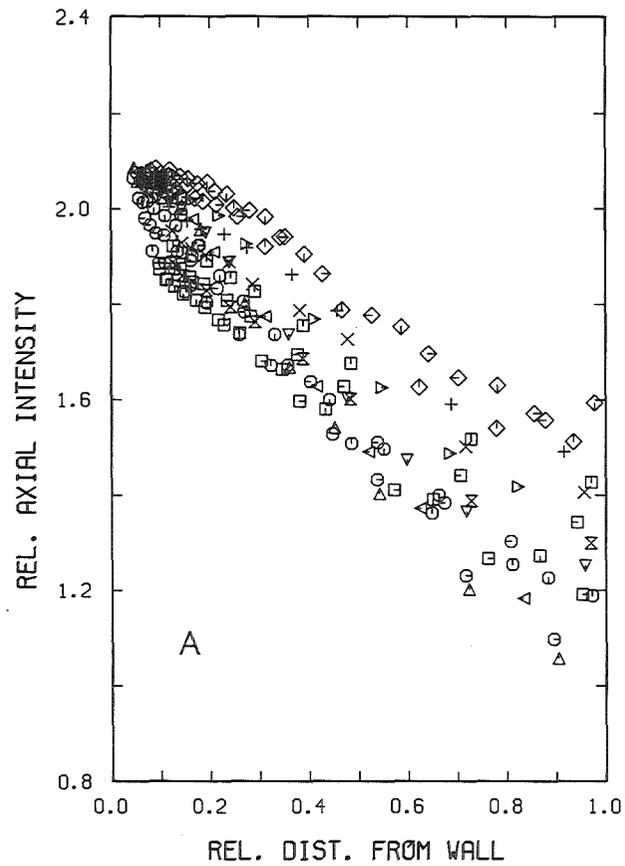


Abb.19. Axiale Turbulenzintensität (r/ϕ)

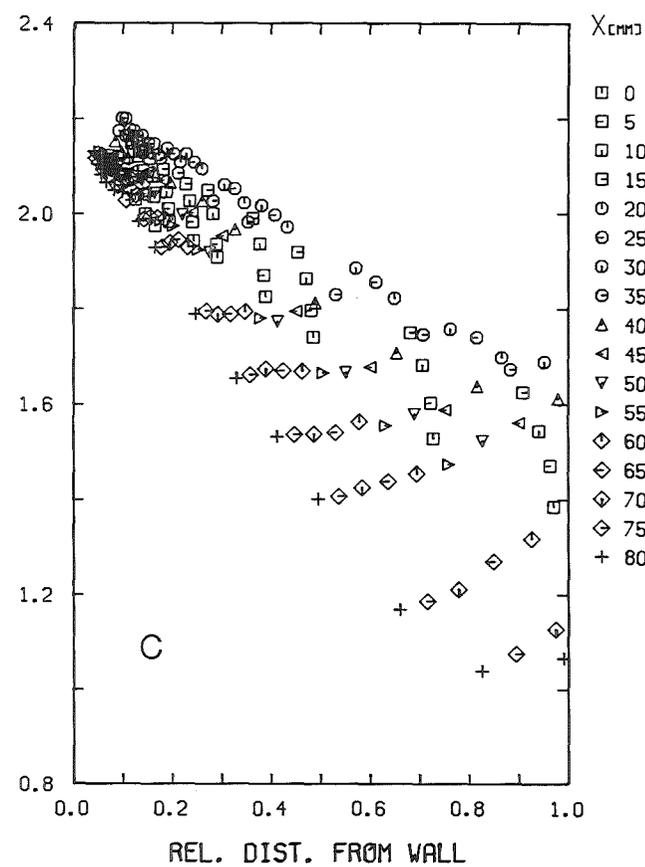
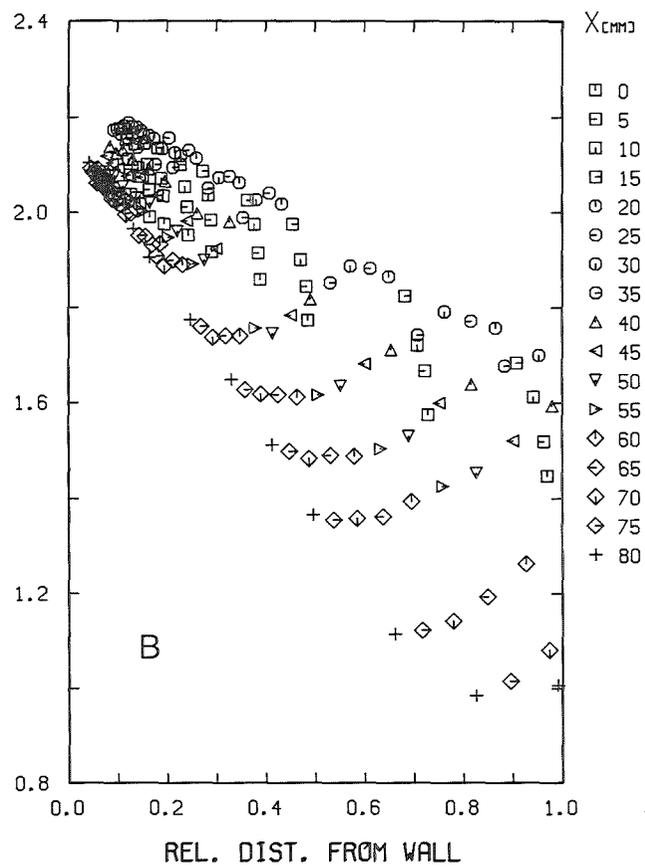
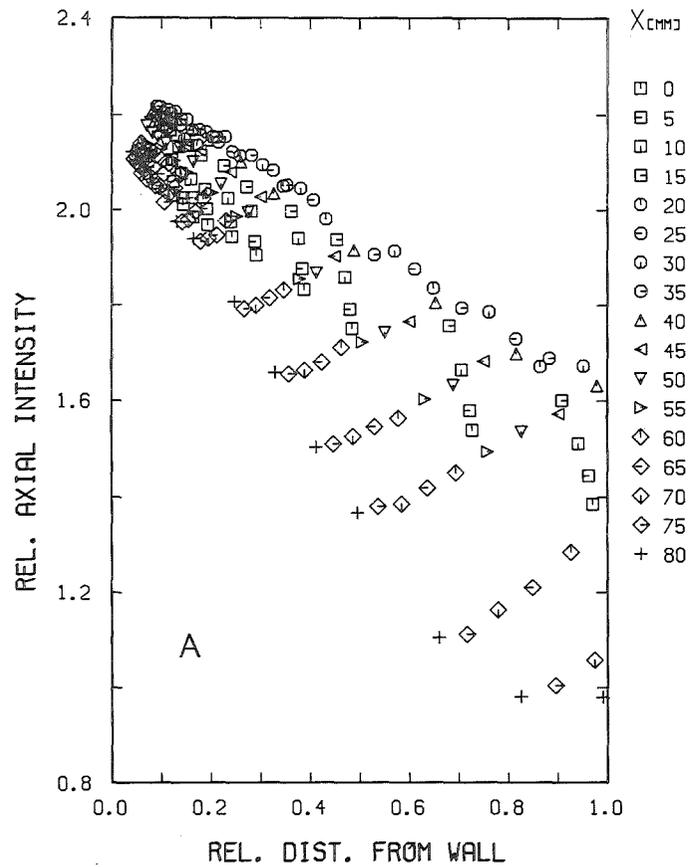


Abb.20. Axiale Turbulenzintensität (x/y)

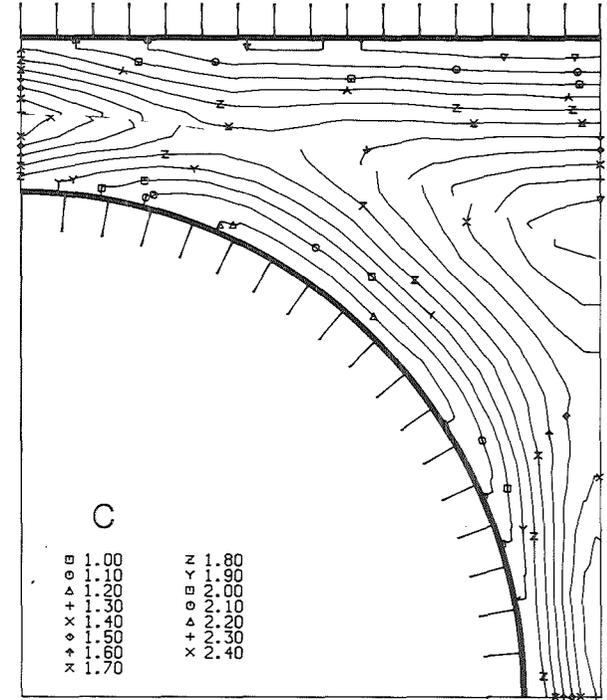
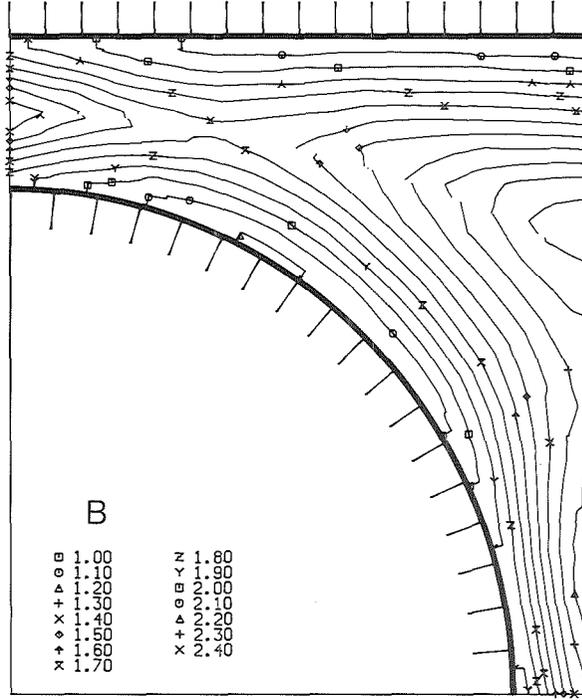
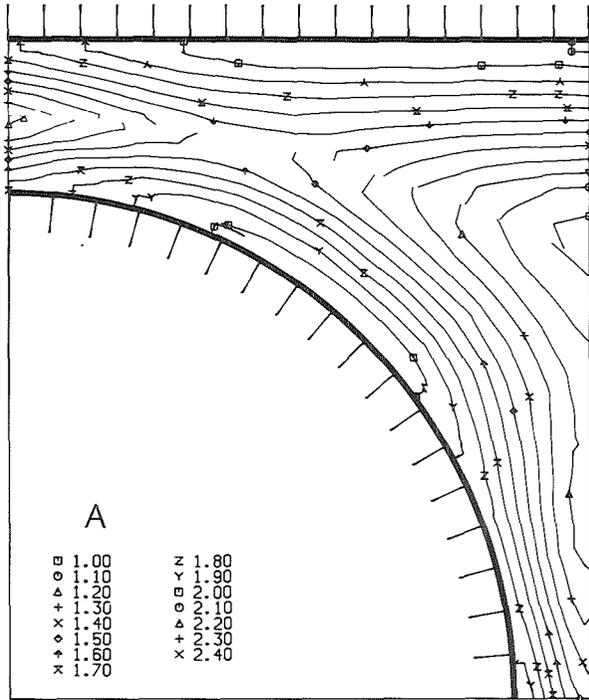


Abb.21. Axiale Turbulenzintensität (Höhenlinien)

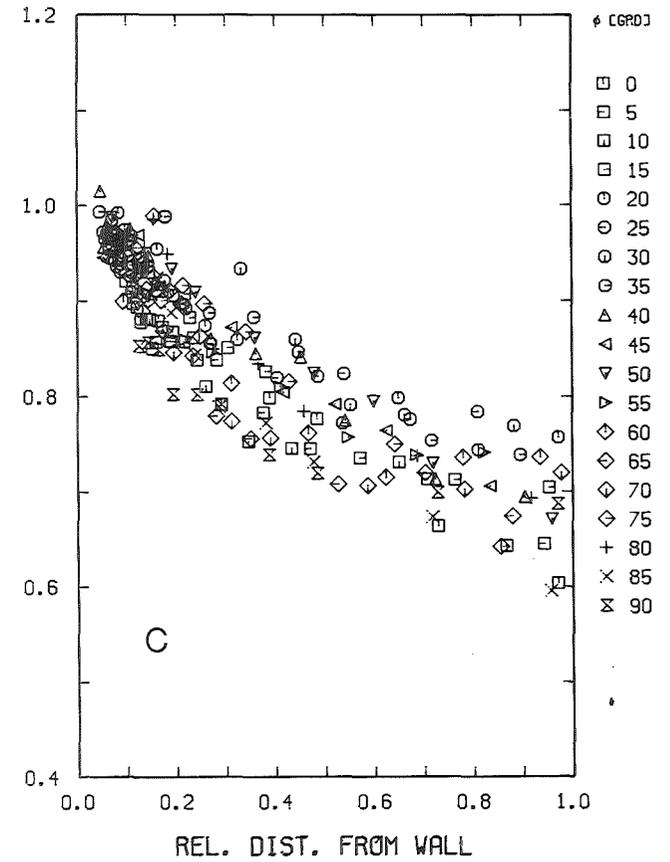
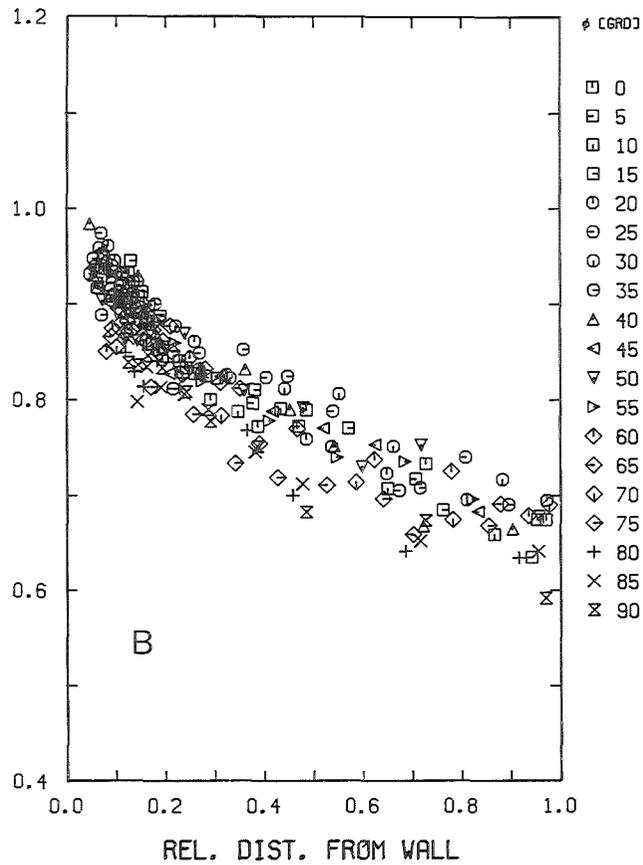
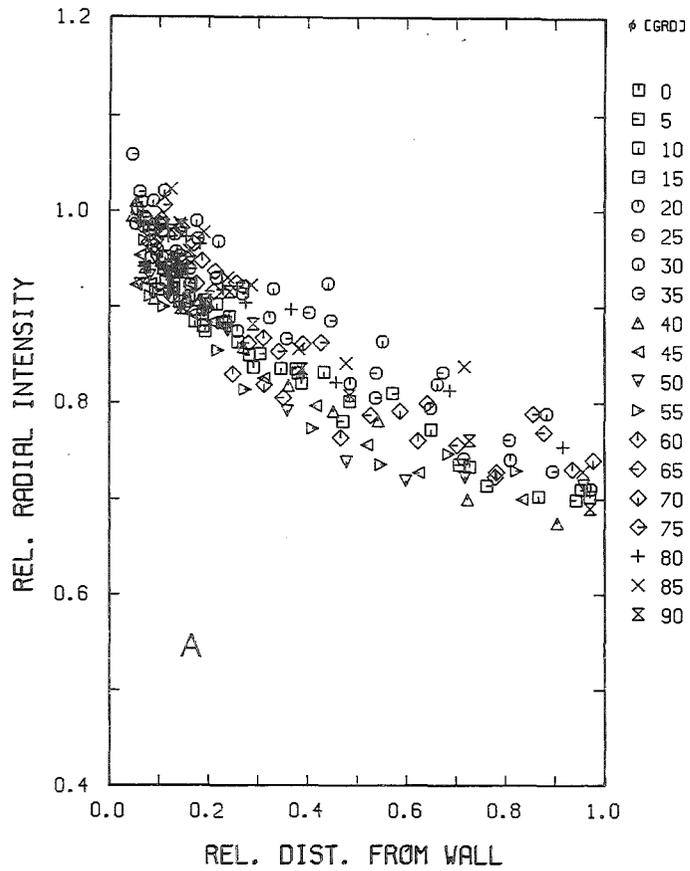


Abb.22. Turbulenzintensität senkrecht zur Wand (r/ϕ)

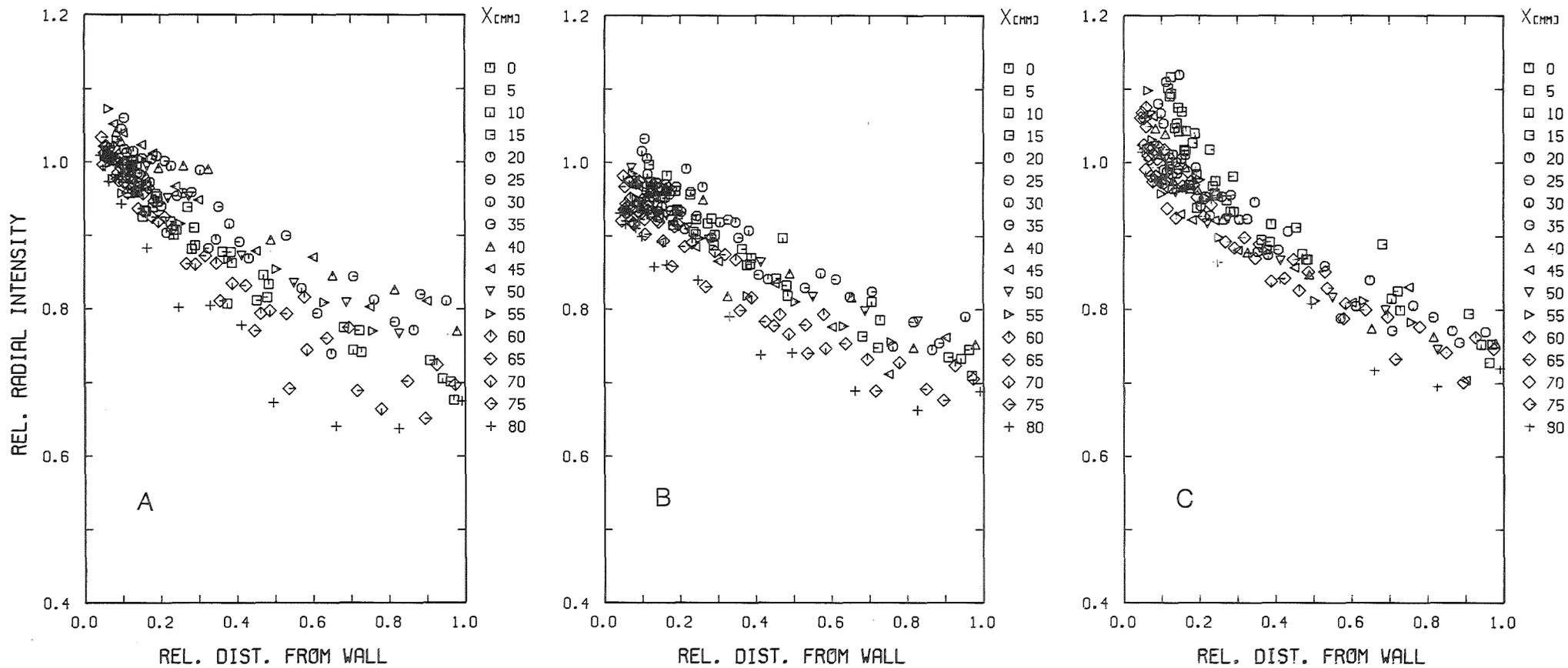


Abb.23. Turbulenzintensität senkrecht zur Wand (x/y)

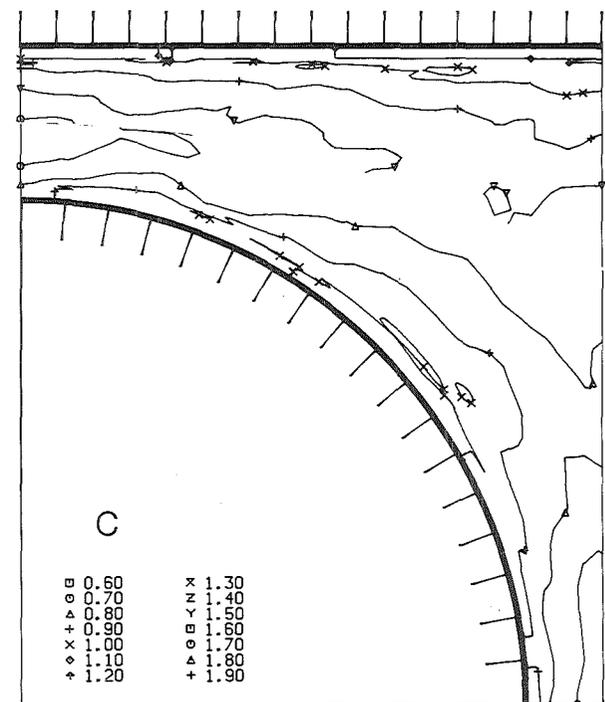
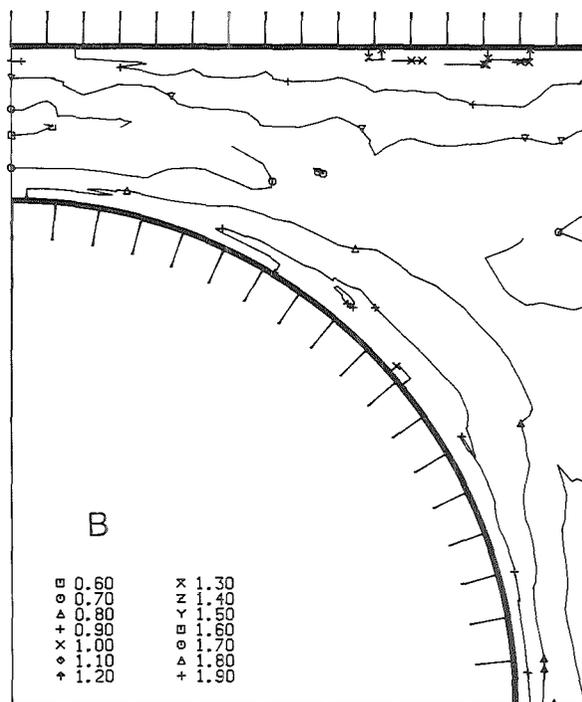
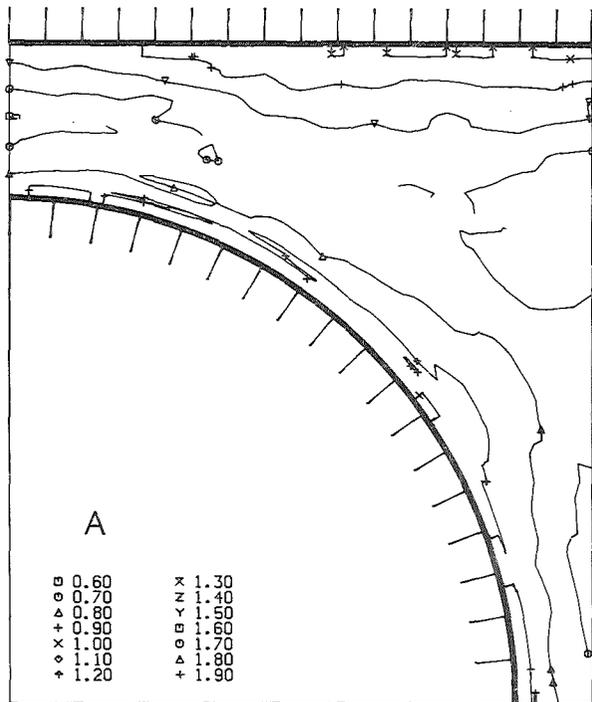


Abb.24. Turbulenzintensität senkrecht zur Wand (Höhenlinien)

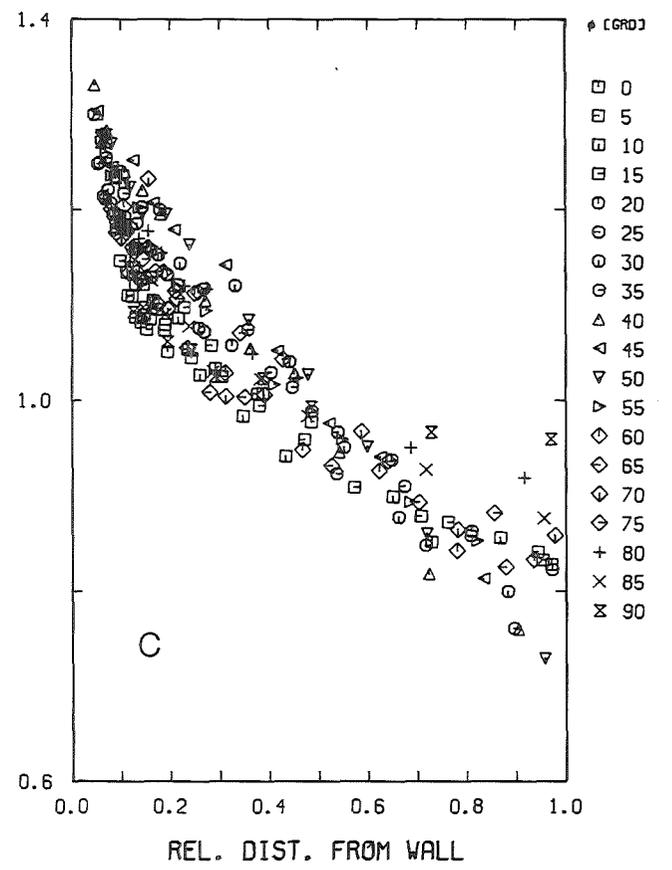
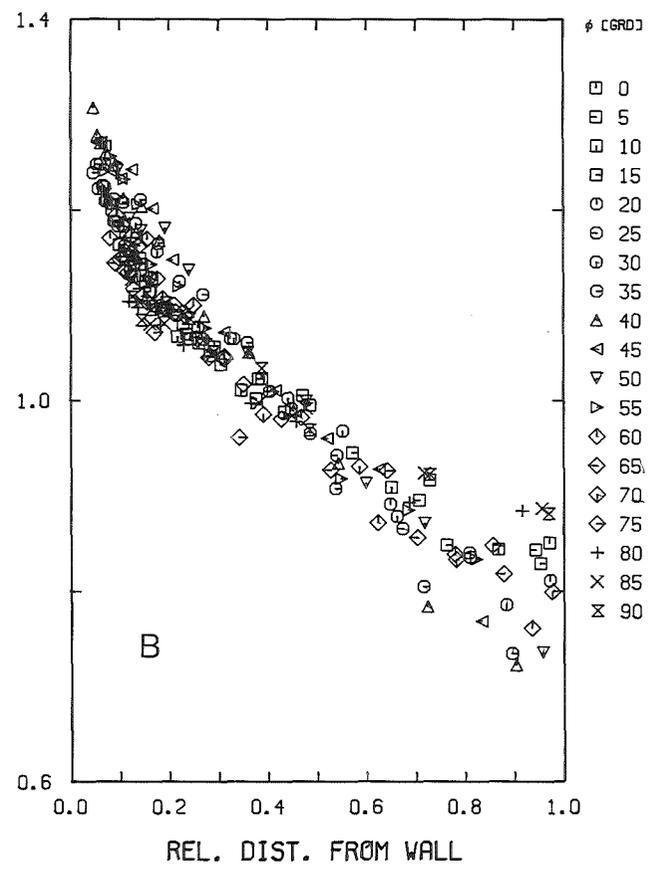
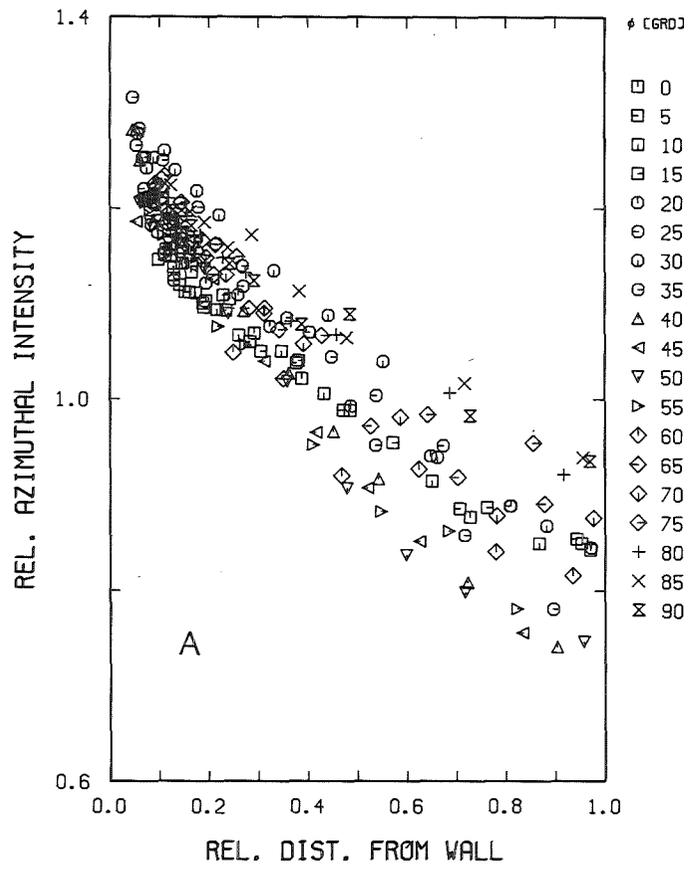


Abb.25. Turbulenzintensität parallel zur Wand (r/ϕ)

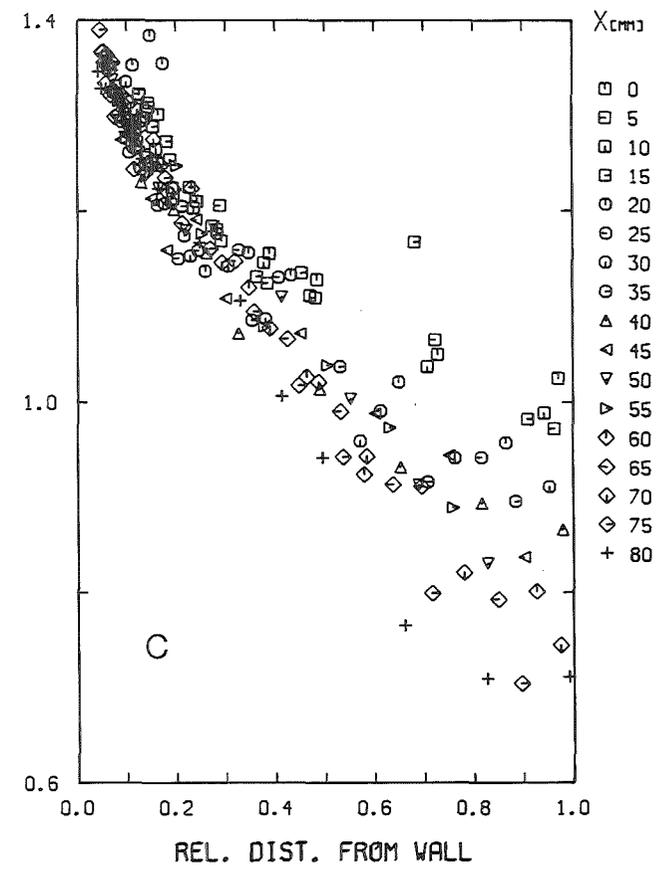
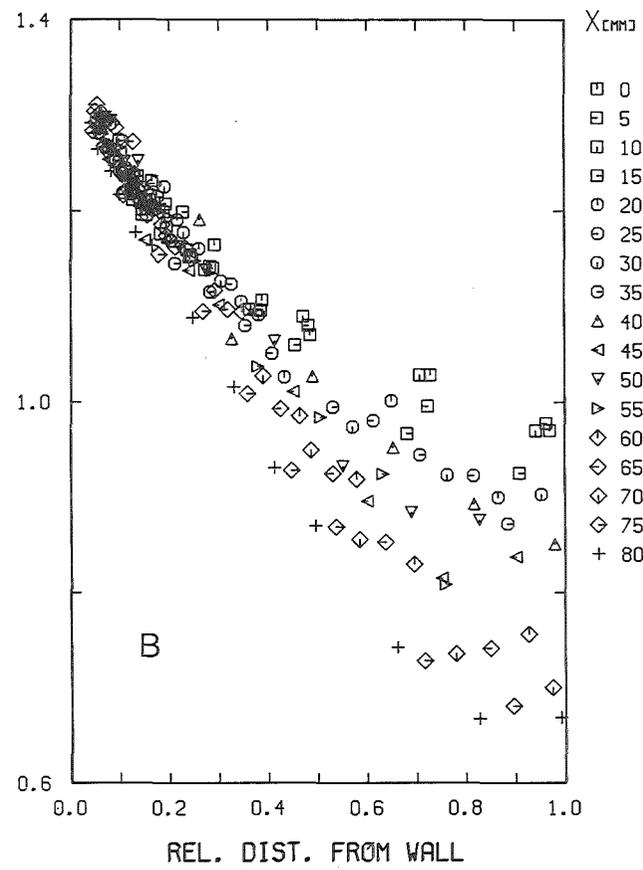
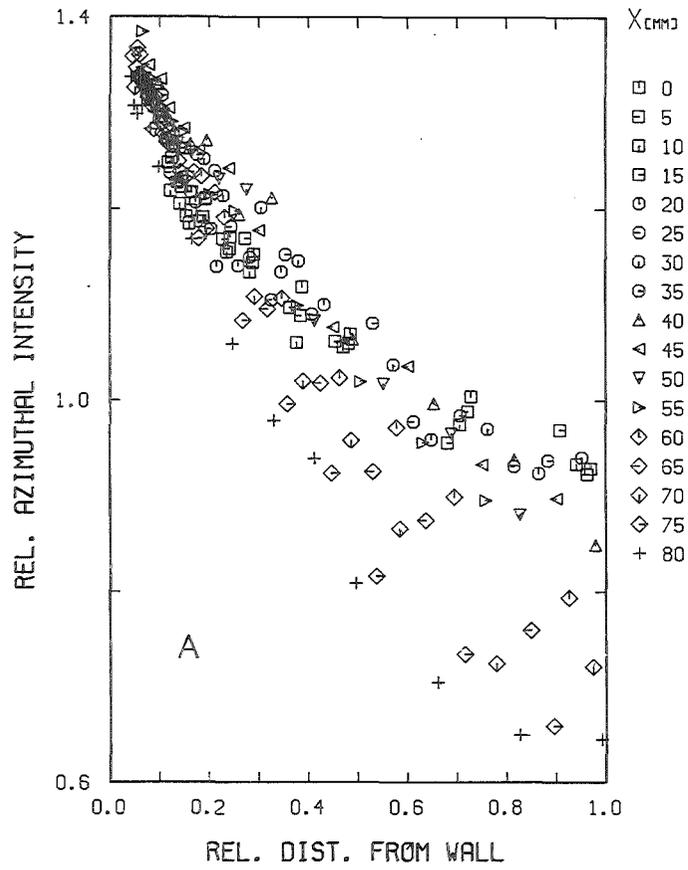


Abb.26. Turbulenzintensität parallel zur Wand (x/y)

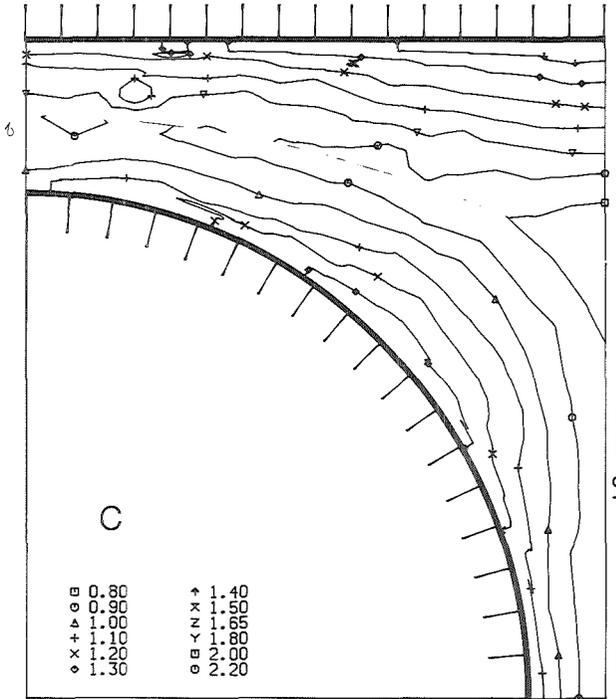
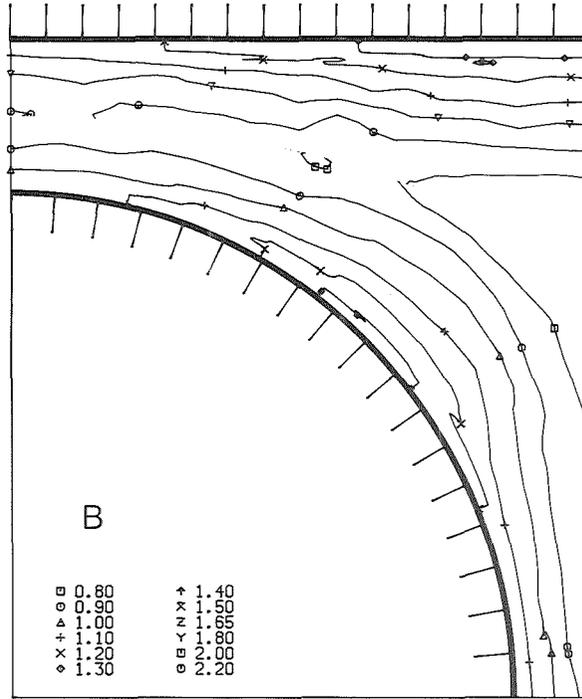
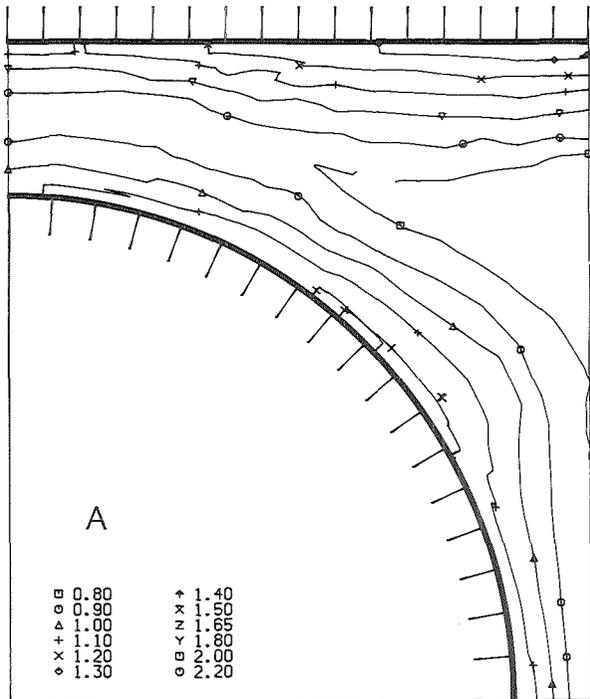


Abb.27. Turbulenzintensität parallel zur Wand (Höhenlinien)

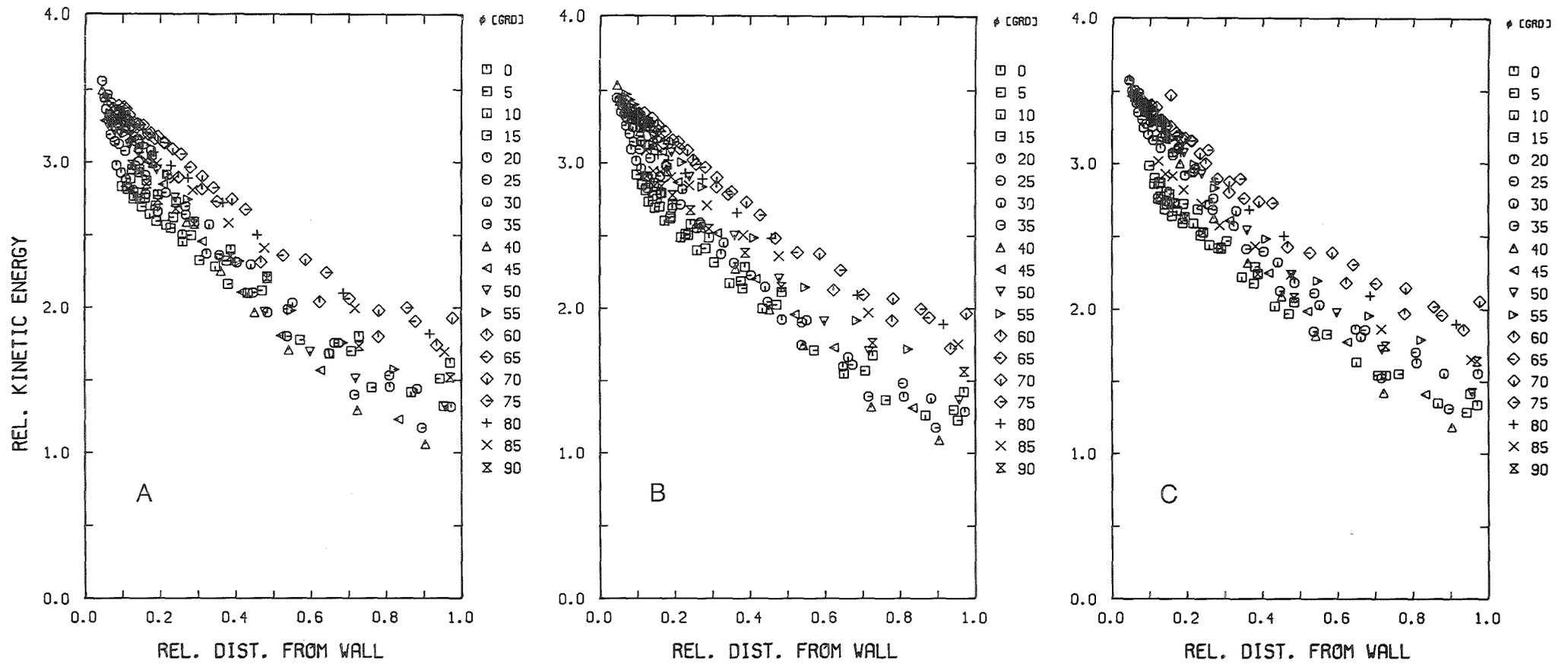
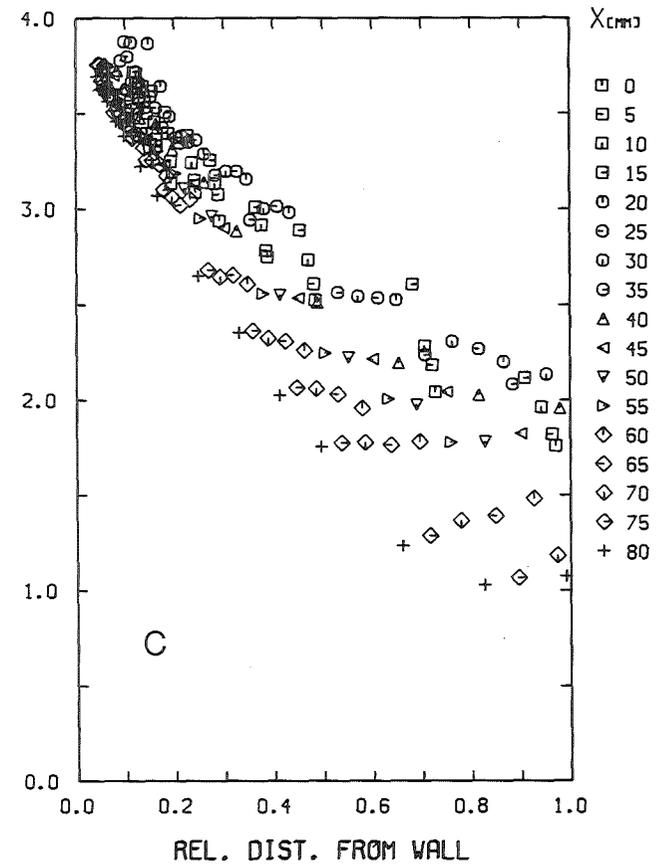
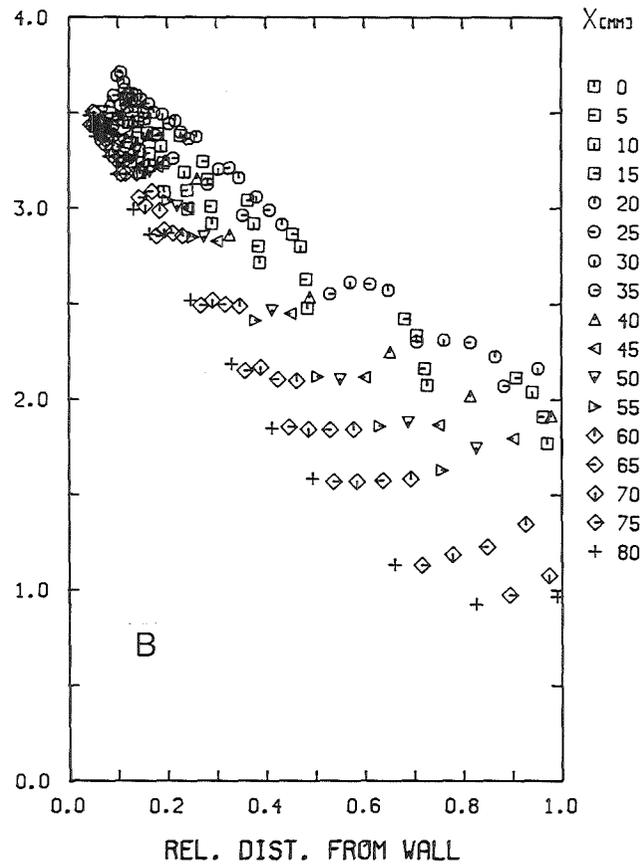
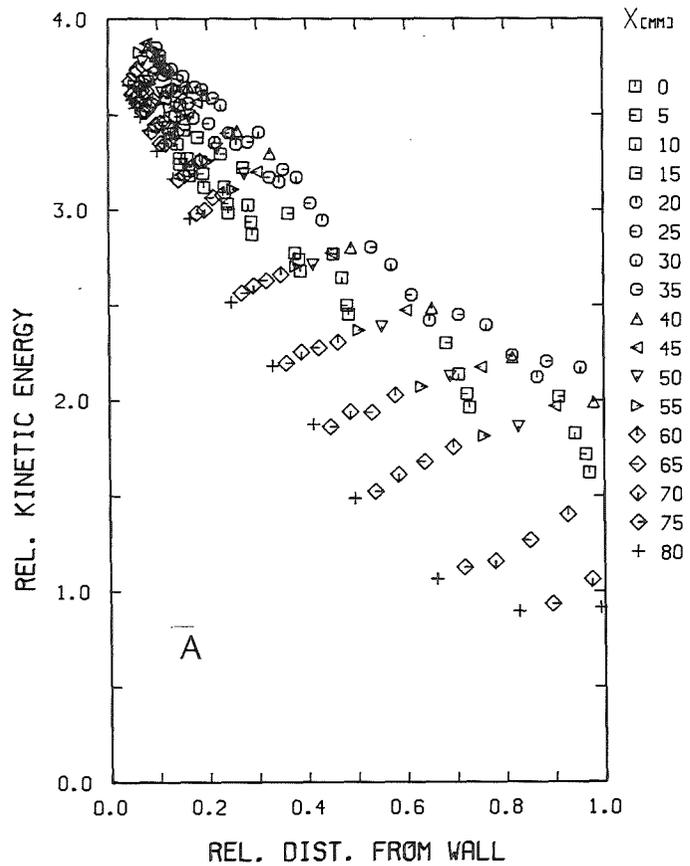


Abb.28. Kinetische Energie der Turbulenz (r/ϕ)



KJK

KJK

KJK

Abb.29. Kinetische Energie der Turbulenz (x/y)

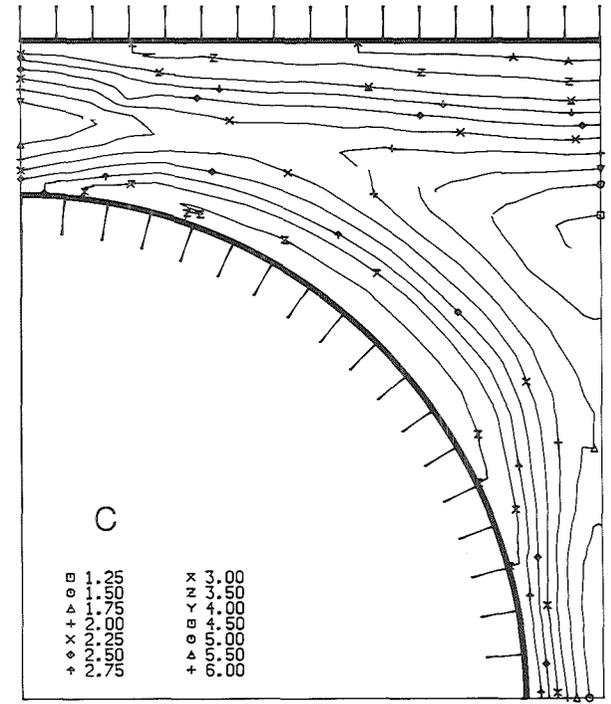
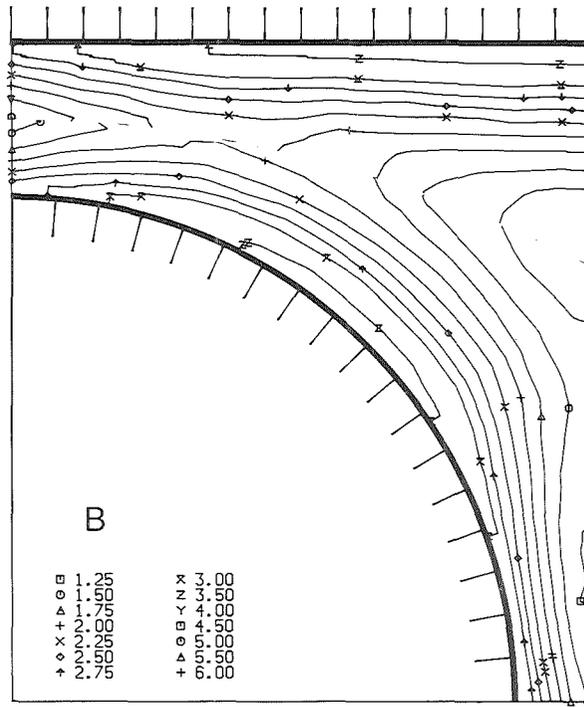
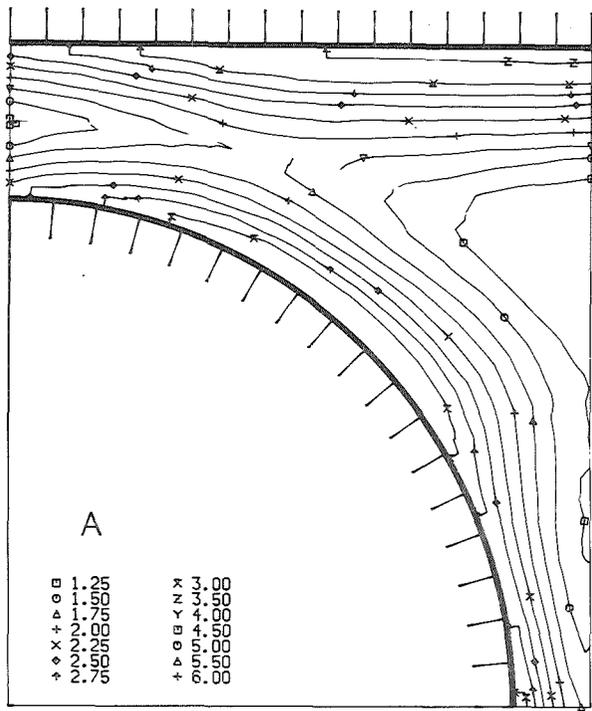


Abb.30. Kinetische Energie der Turbulenz (Höhenlinien)

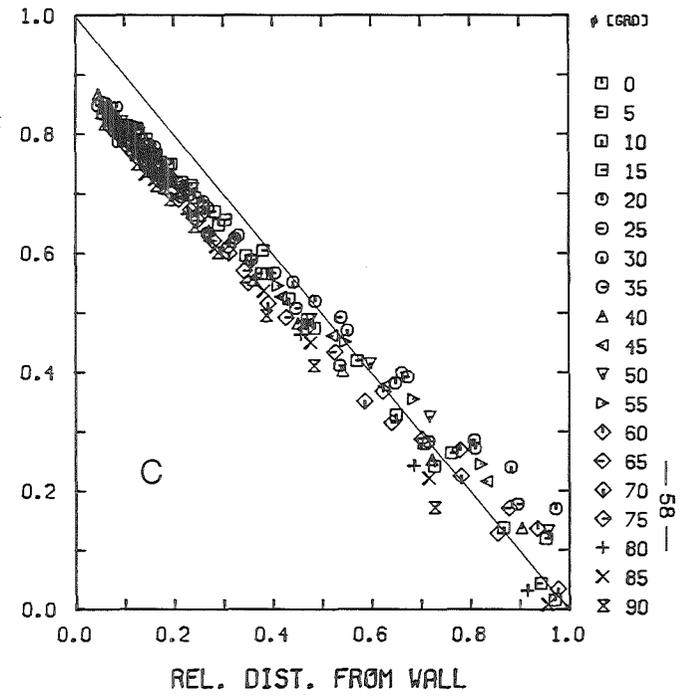
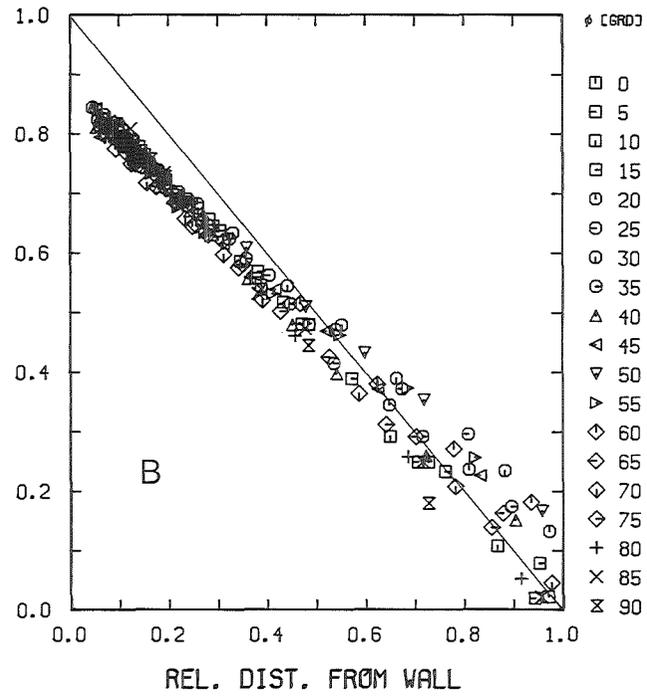
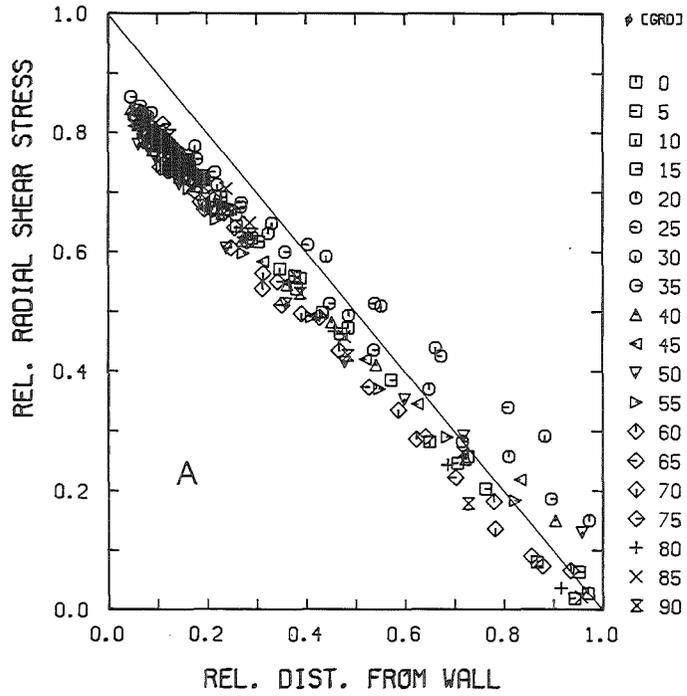


Abb.31. Turbulente Schubspannung senkrecht zur Wand (r/ϕ)

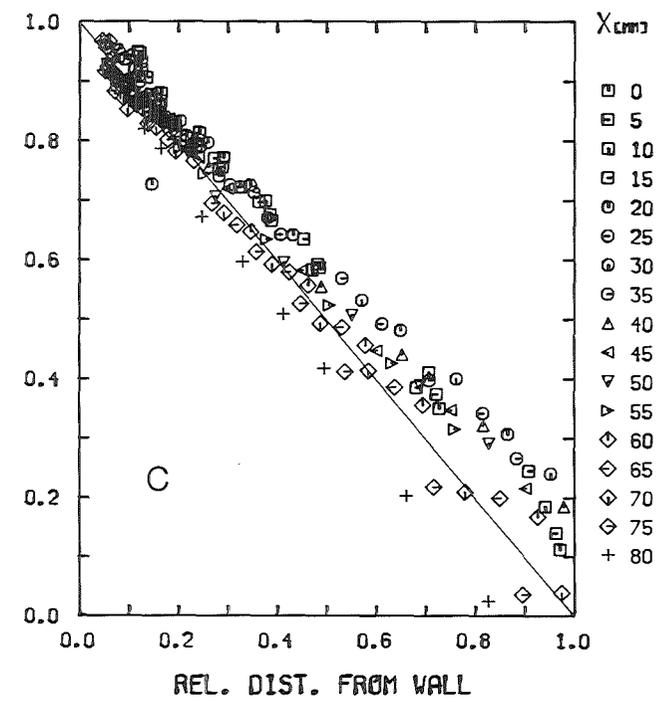
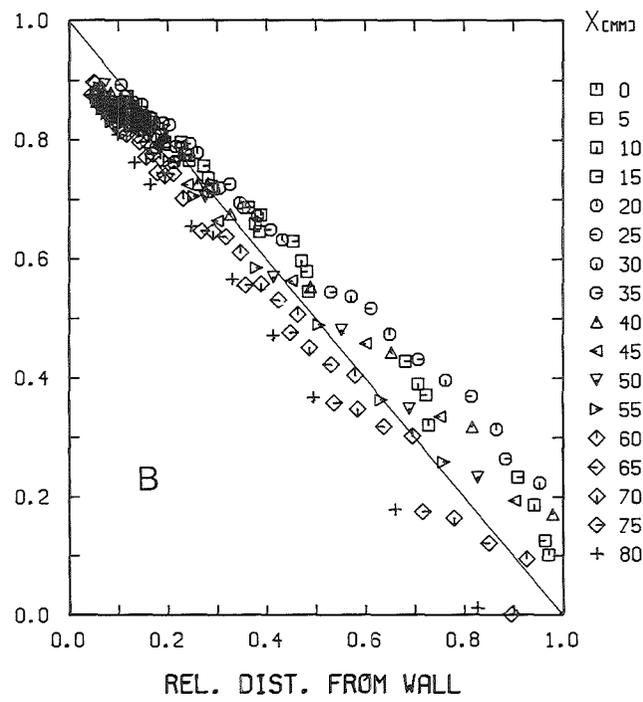
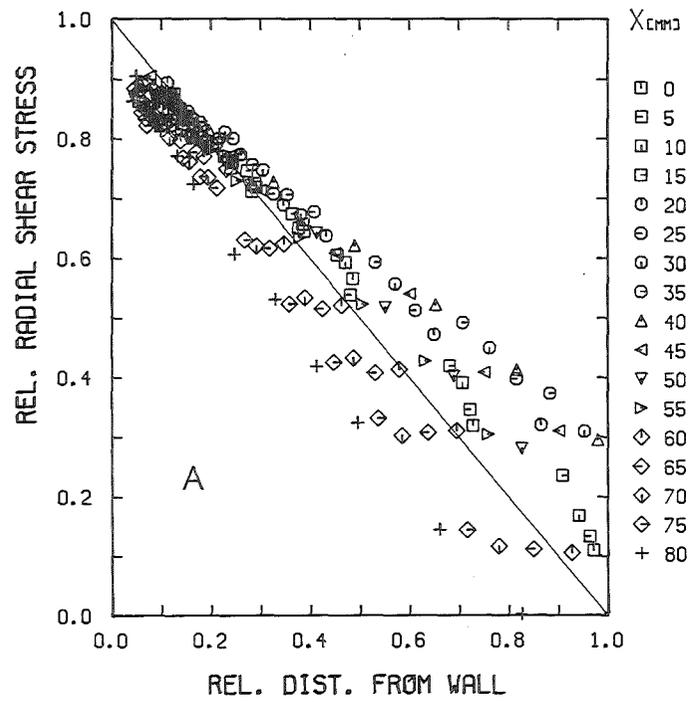
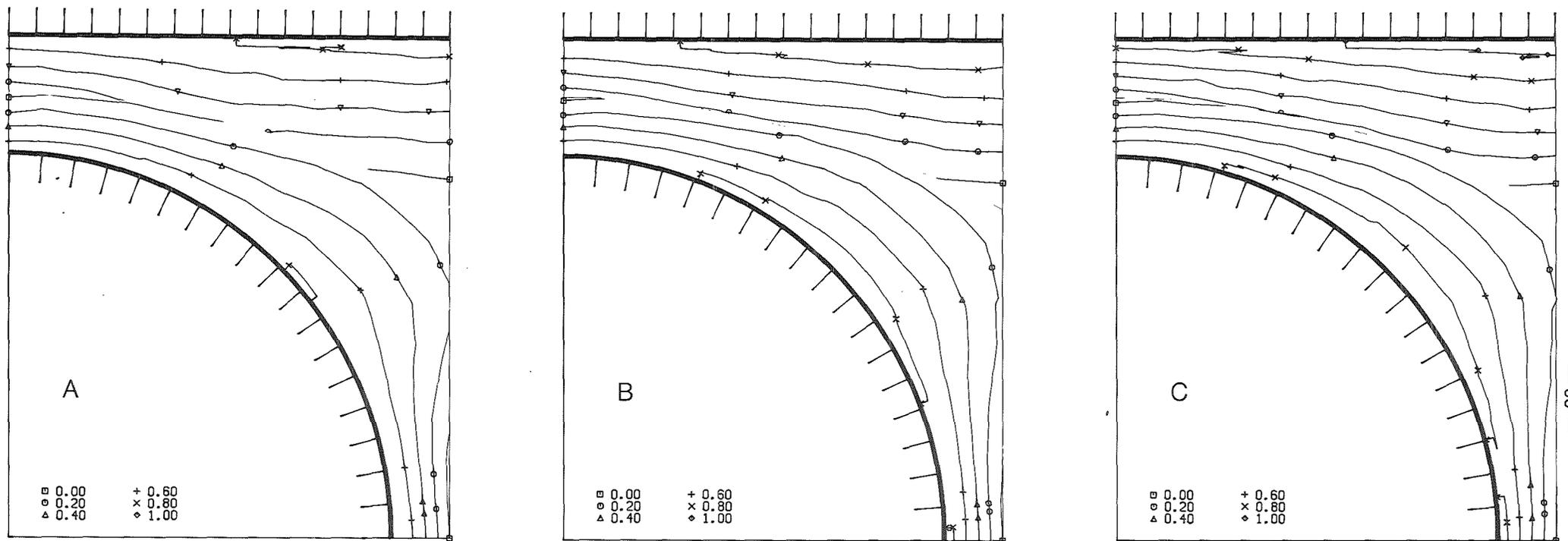


Abb.32. Turbulente Schubspannung senkrecht zur Wand (x/y)



— 69 —

KfK

KfK

KfK

Abb.33. Turbulente Schubspannung senkrecht zur Wand (Höhenlinien)

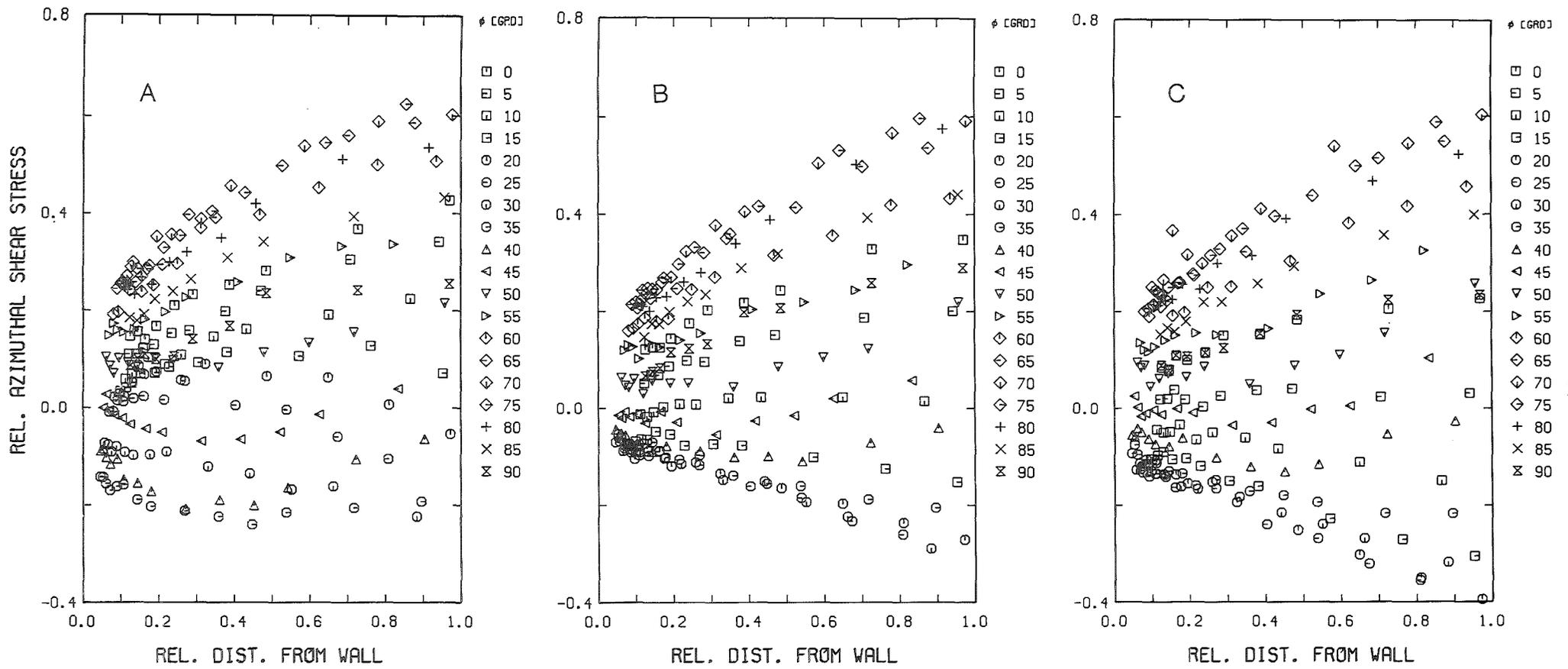
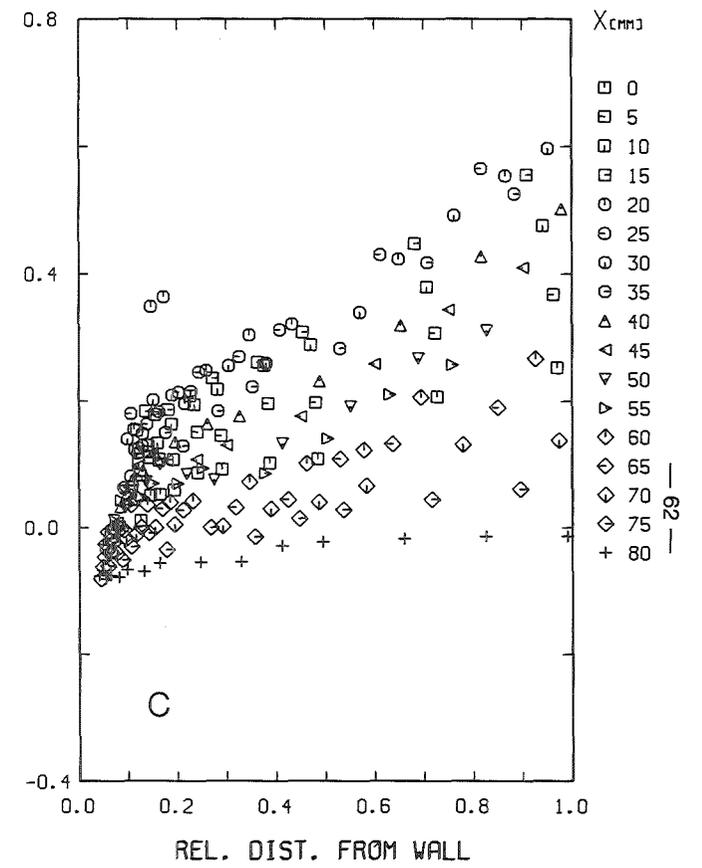
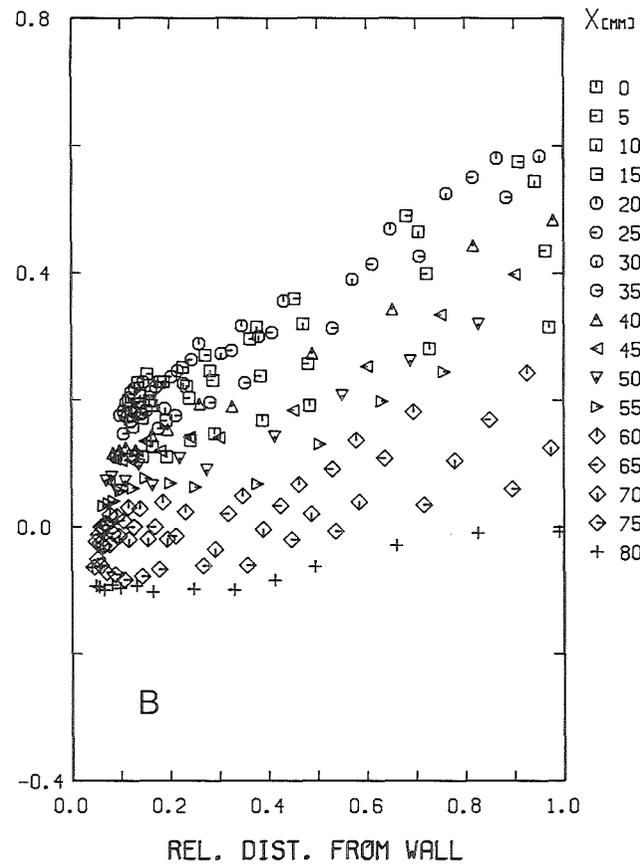
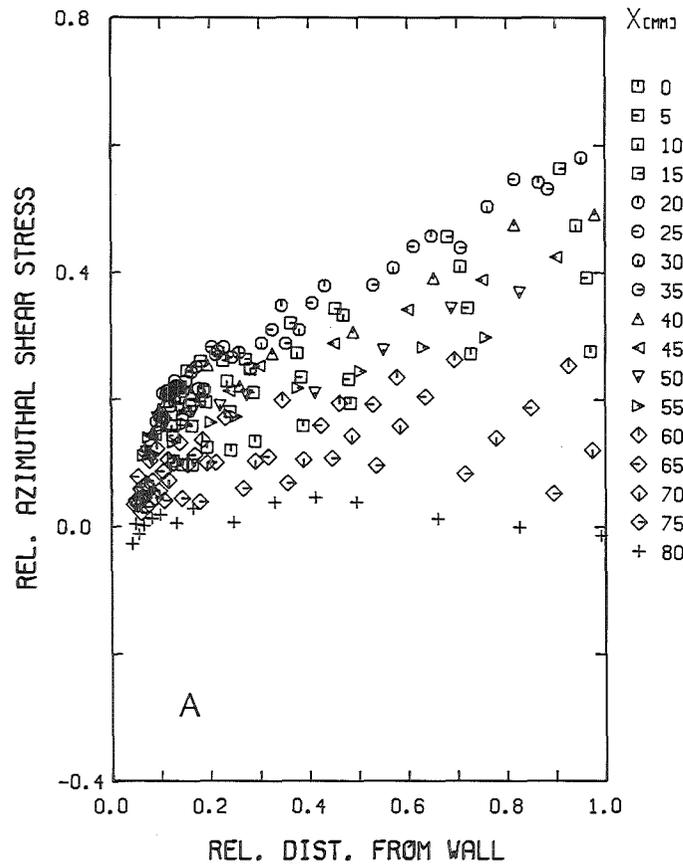


Abb.34. Turbulente Schubspannung parallel zur Wand (r/ϕ)



KfK

KfK

KfK

Abb.35. Turbulente Schubspannung parallel zur Wand (x/y)

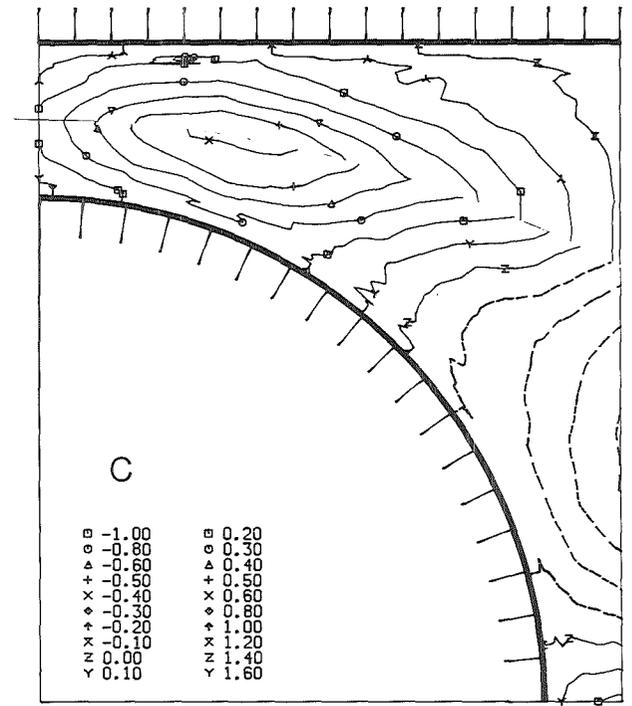
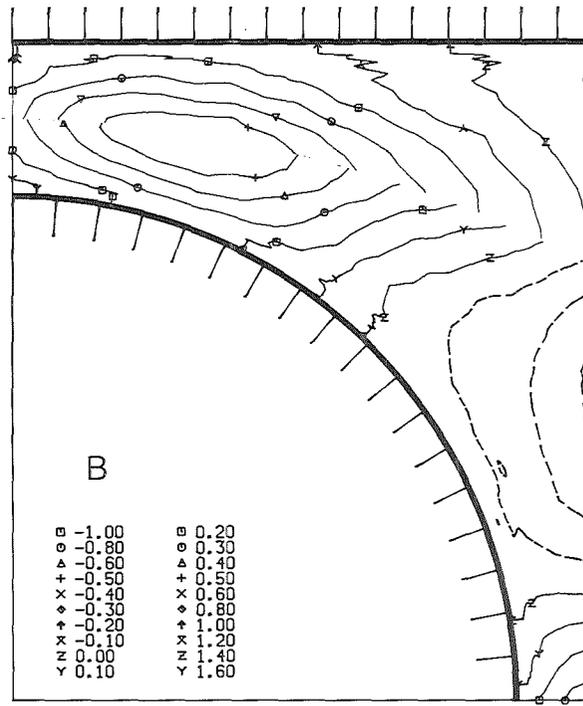
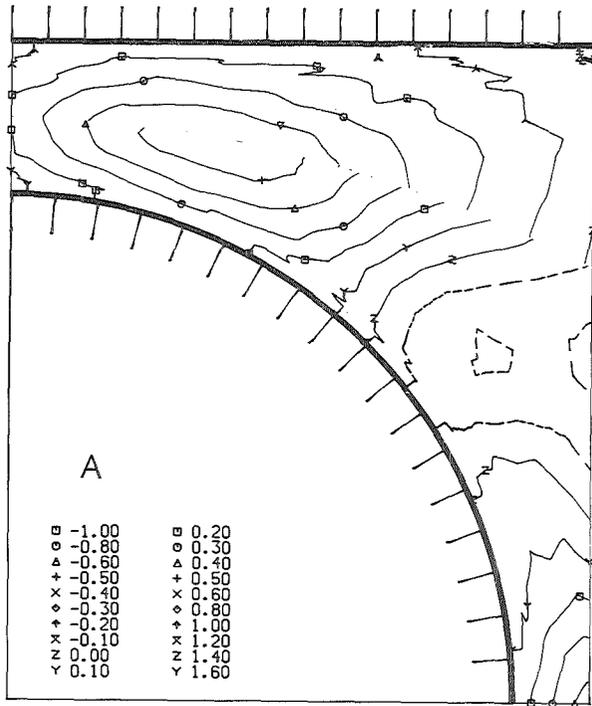


Abb.36. Turbulente Schubspannung parallel zur Wand (Höhenlinien)

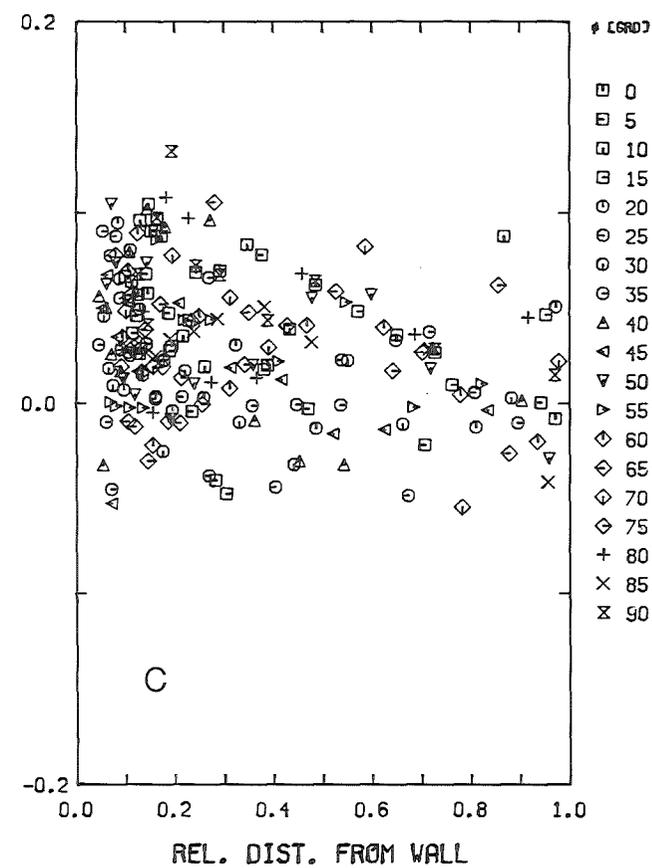
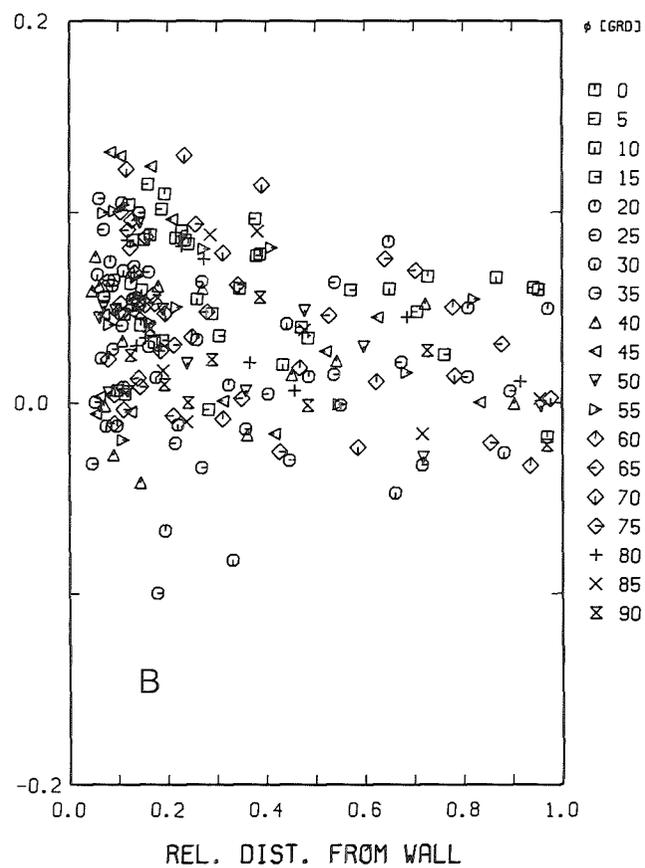
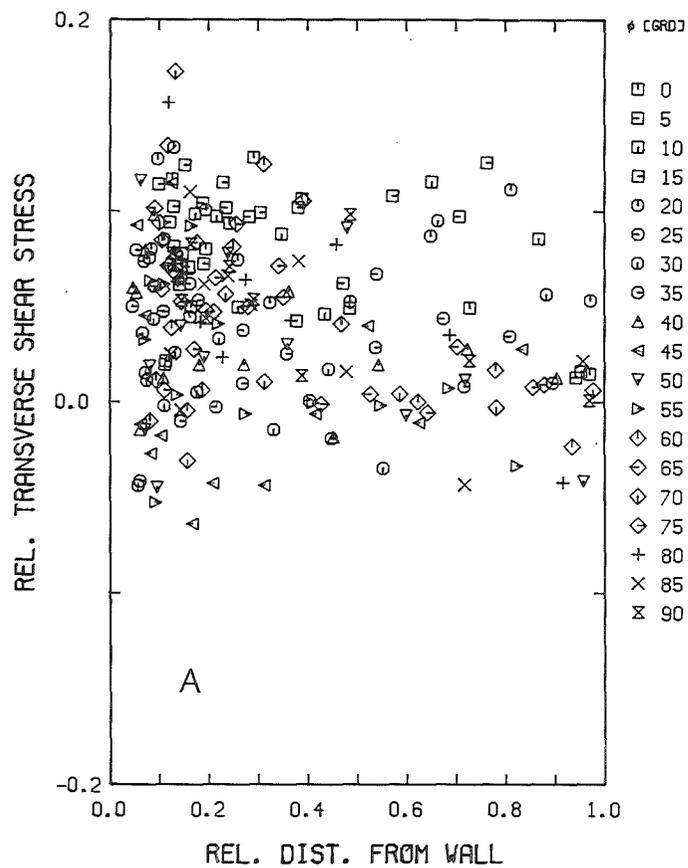


Abb.37. Transverse turbulente Schubspannung (r/ϕ)

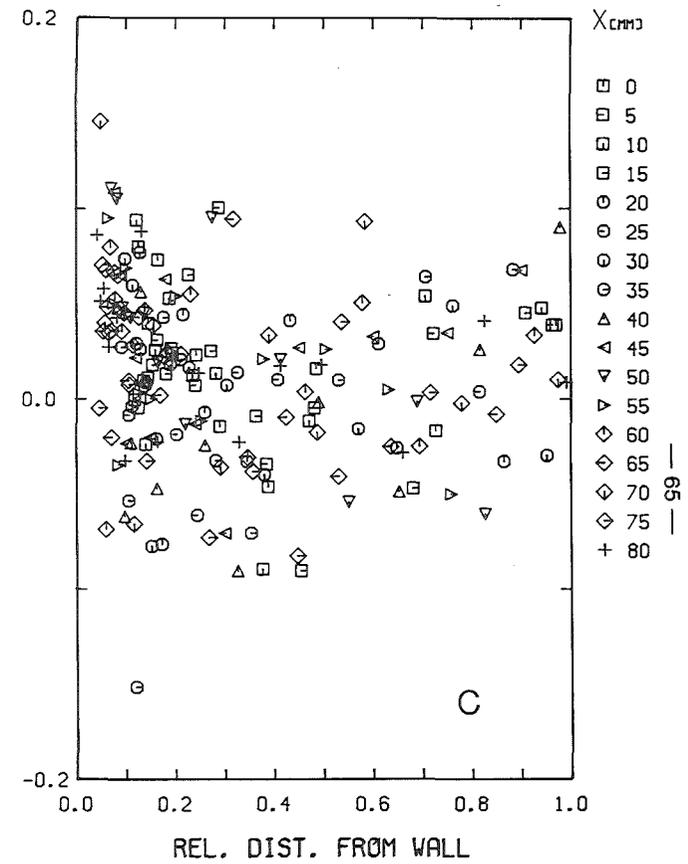
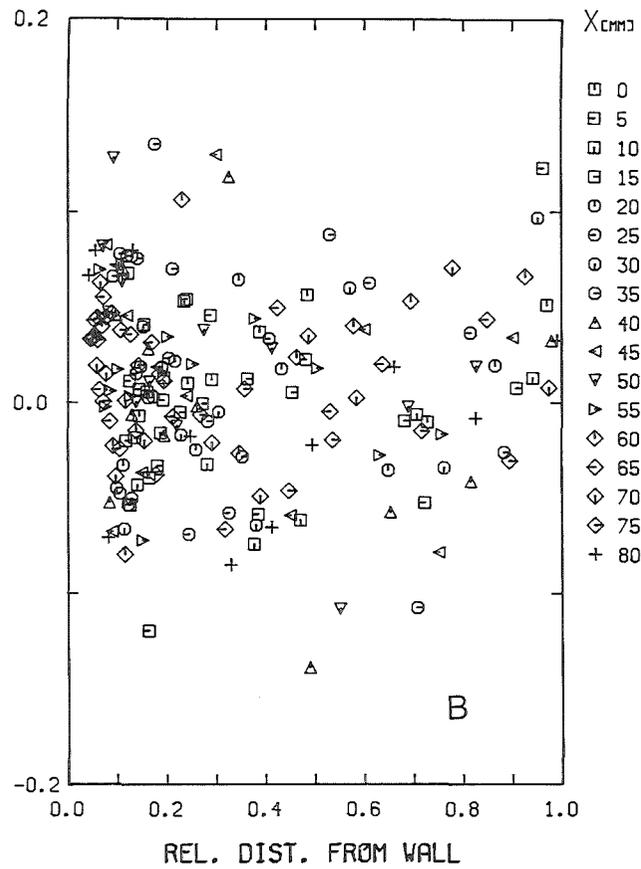
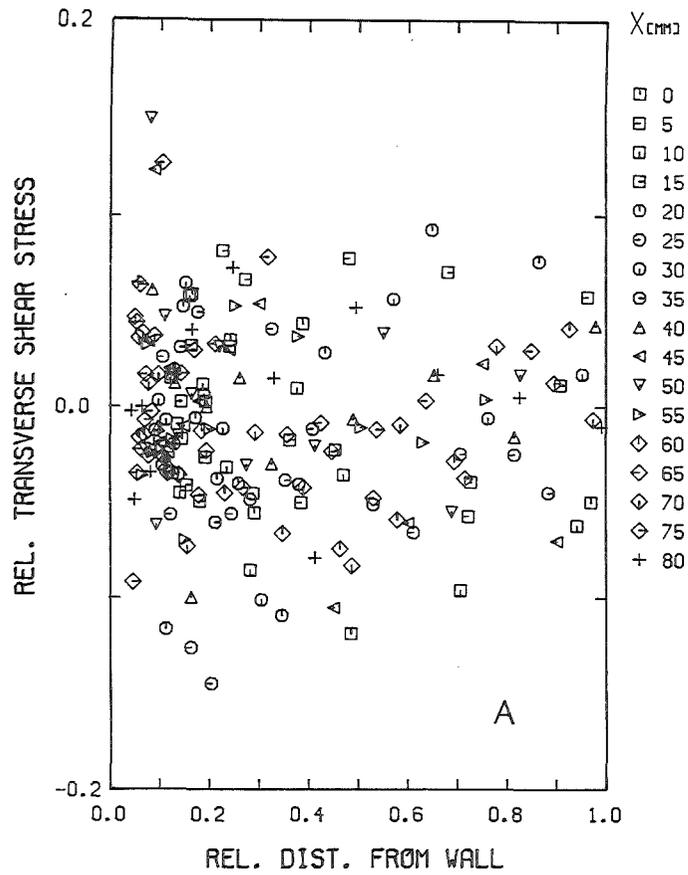


Abb.38. Transverse turbulente Schubspannung (x/y)

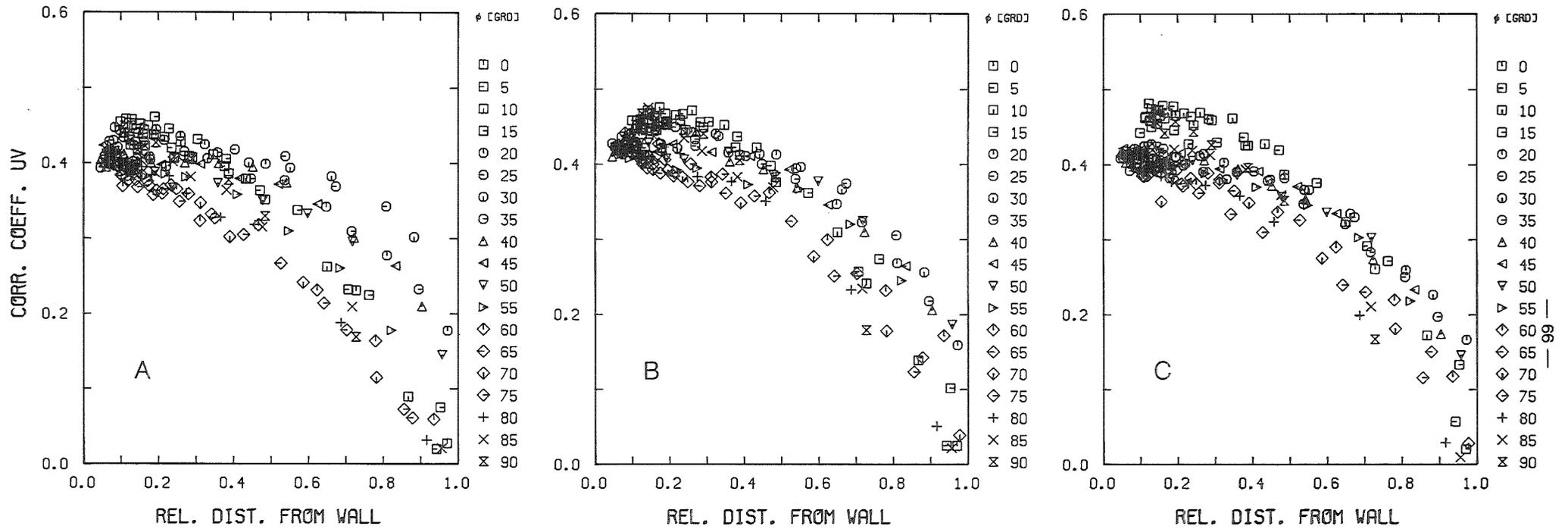


Abb.39. Korrelationskoeffizient der Schubspannung senkrecht zur Wand (r/ϕ)



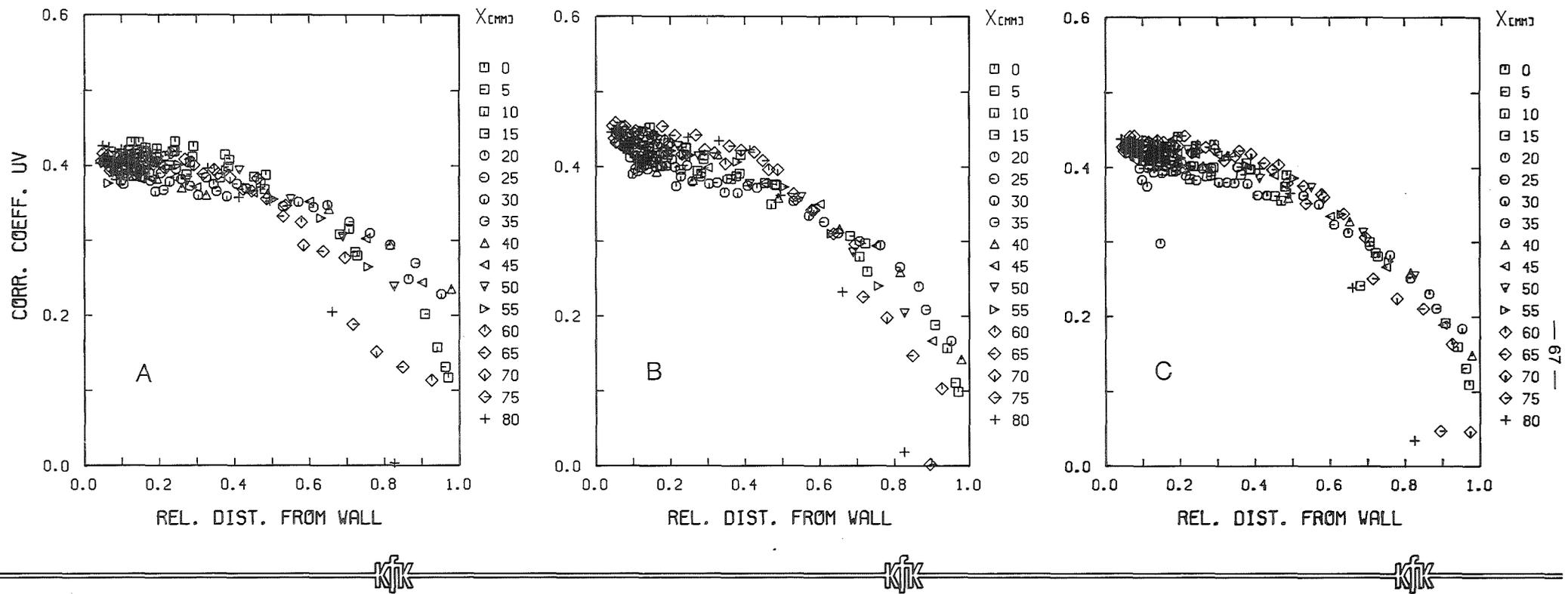


Abb.40. Korrelationskoeffizient der Schubspannung senkrecht zur Wand (x/y)

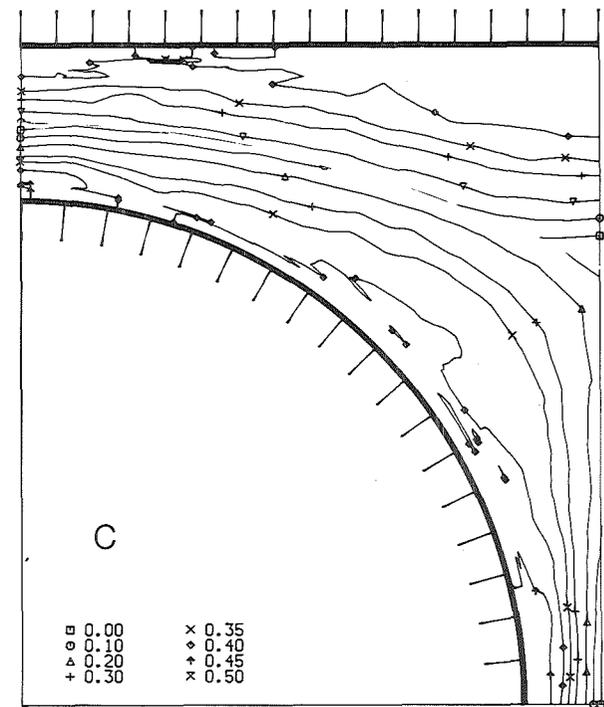
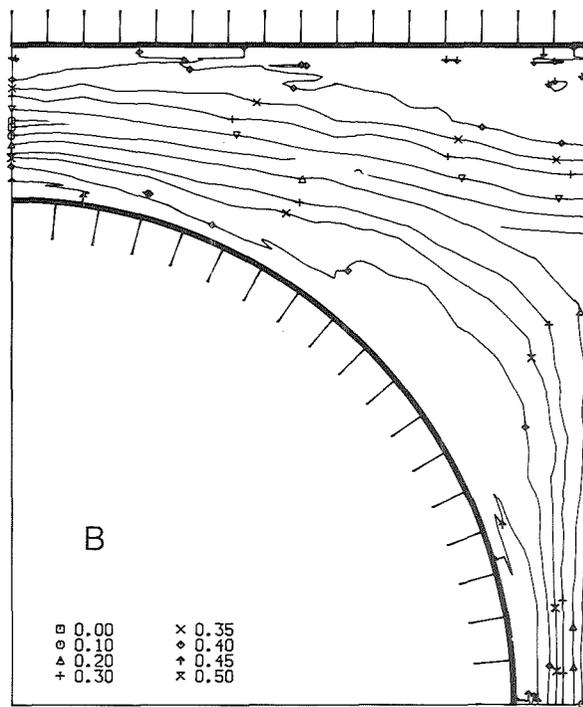
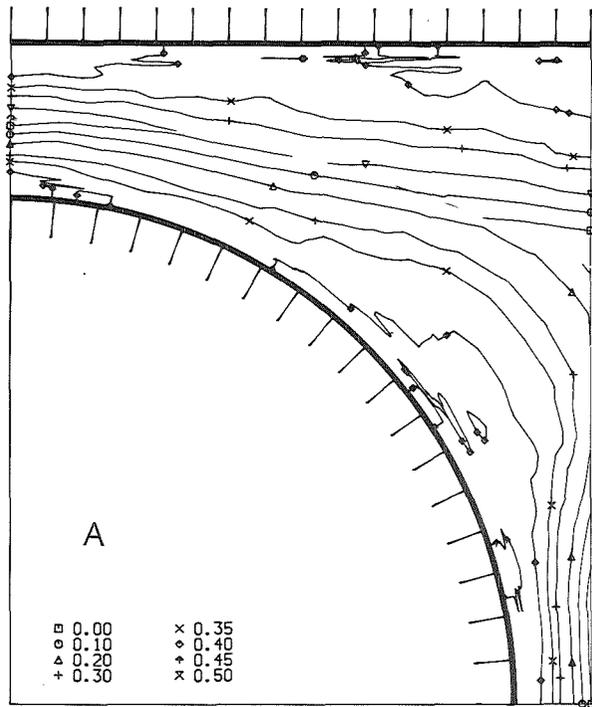


Abb.41. Korrelationskoeffizient der Schubspannung senkrecht zur Wand (Höhenlinien)

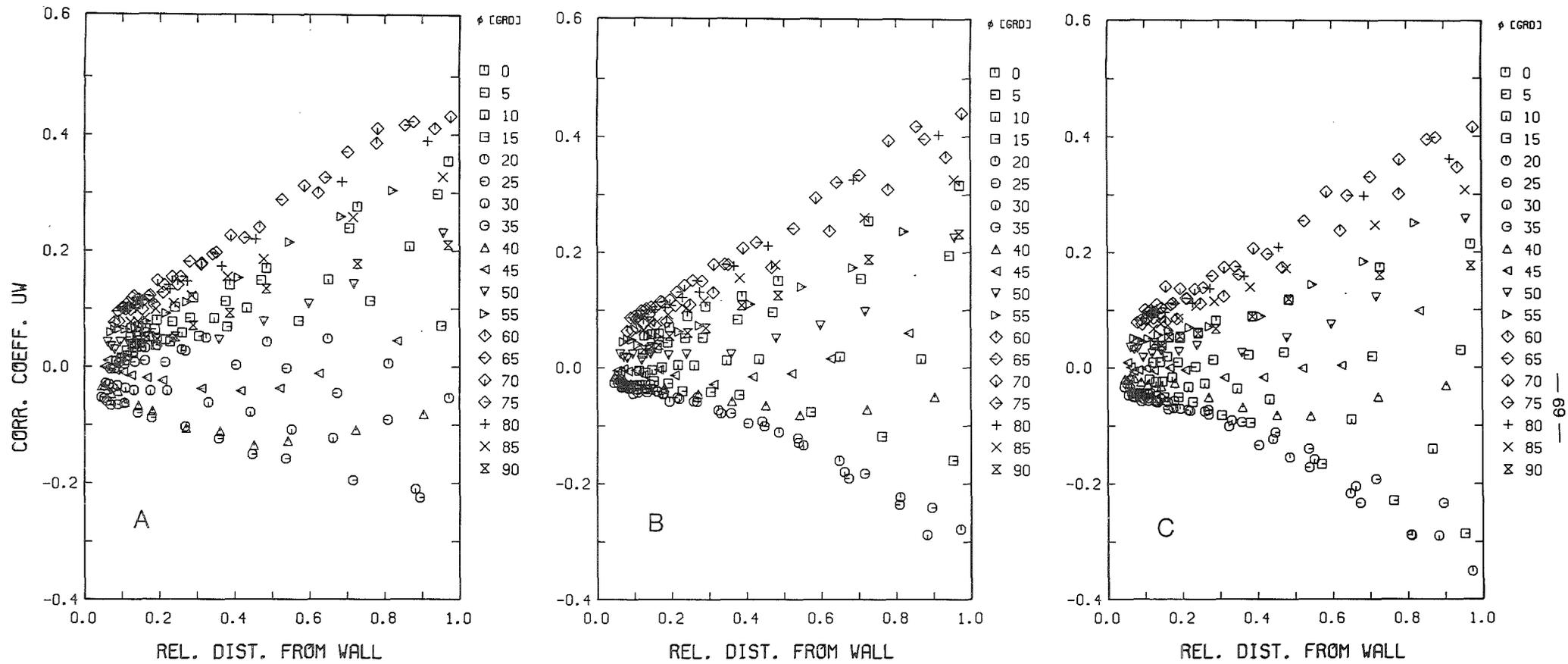


Abb.42. Korrelationskoeffizient der Schubspannung parallel zur Wand (r/ϕ)

KfK

KfK

KfK

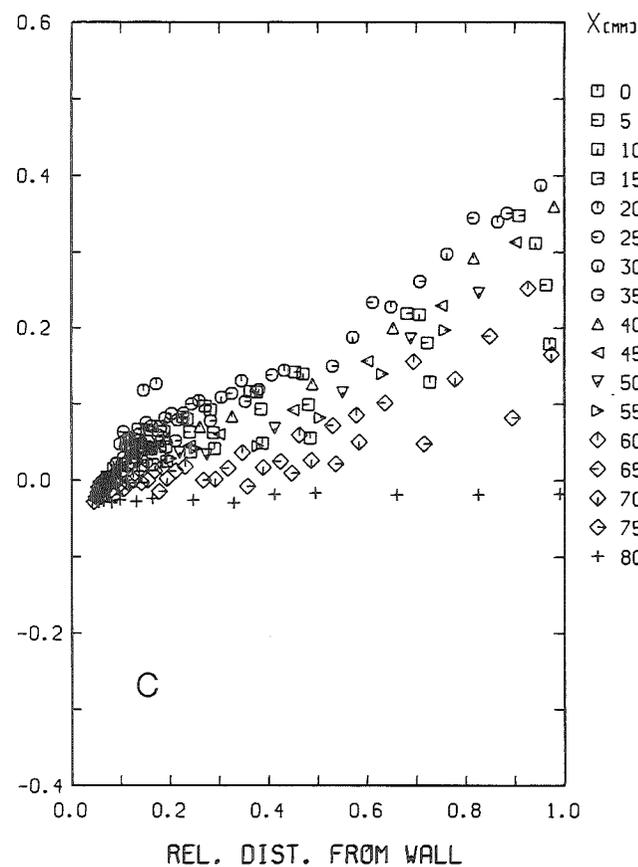
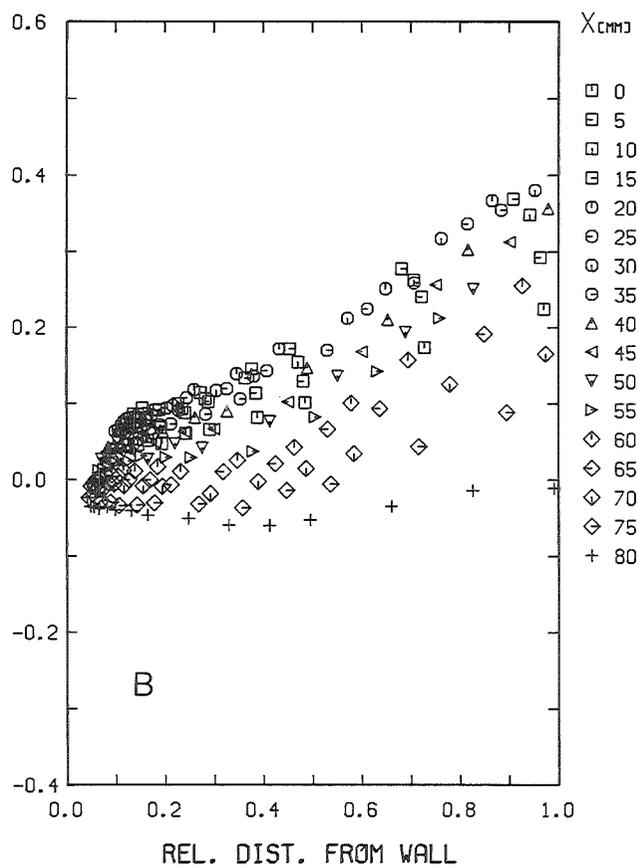
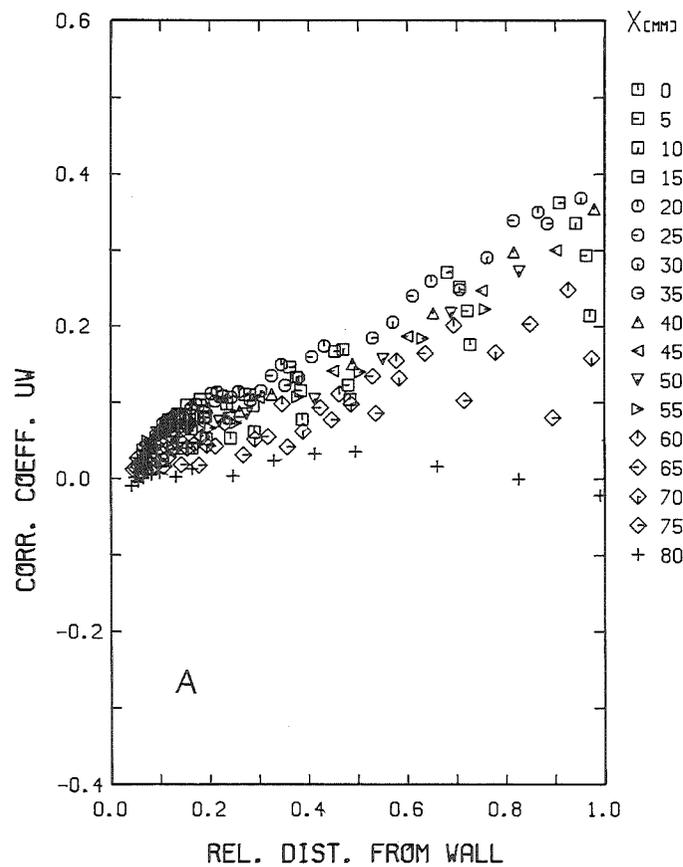
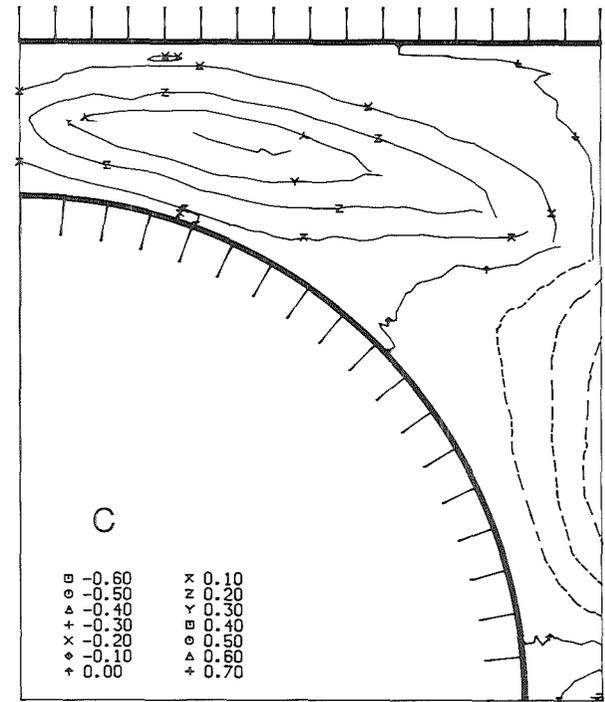
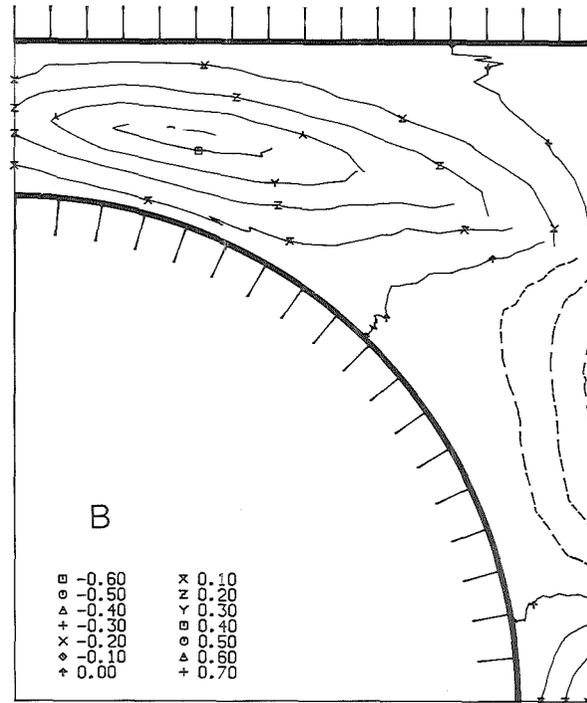
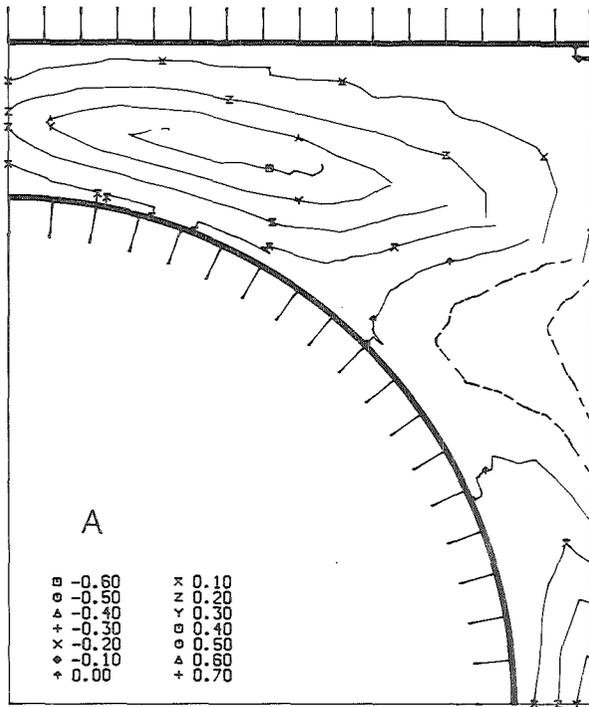


Abb.43. Korrelationskoeffizient der Schubspannung parallel zur Wand (x/y)



кпк

кпк

кпк

Abb.44. Korrelationskoeffizient der Schubspannung parallel zur Wand (Höhenlinien)

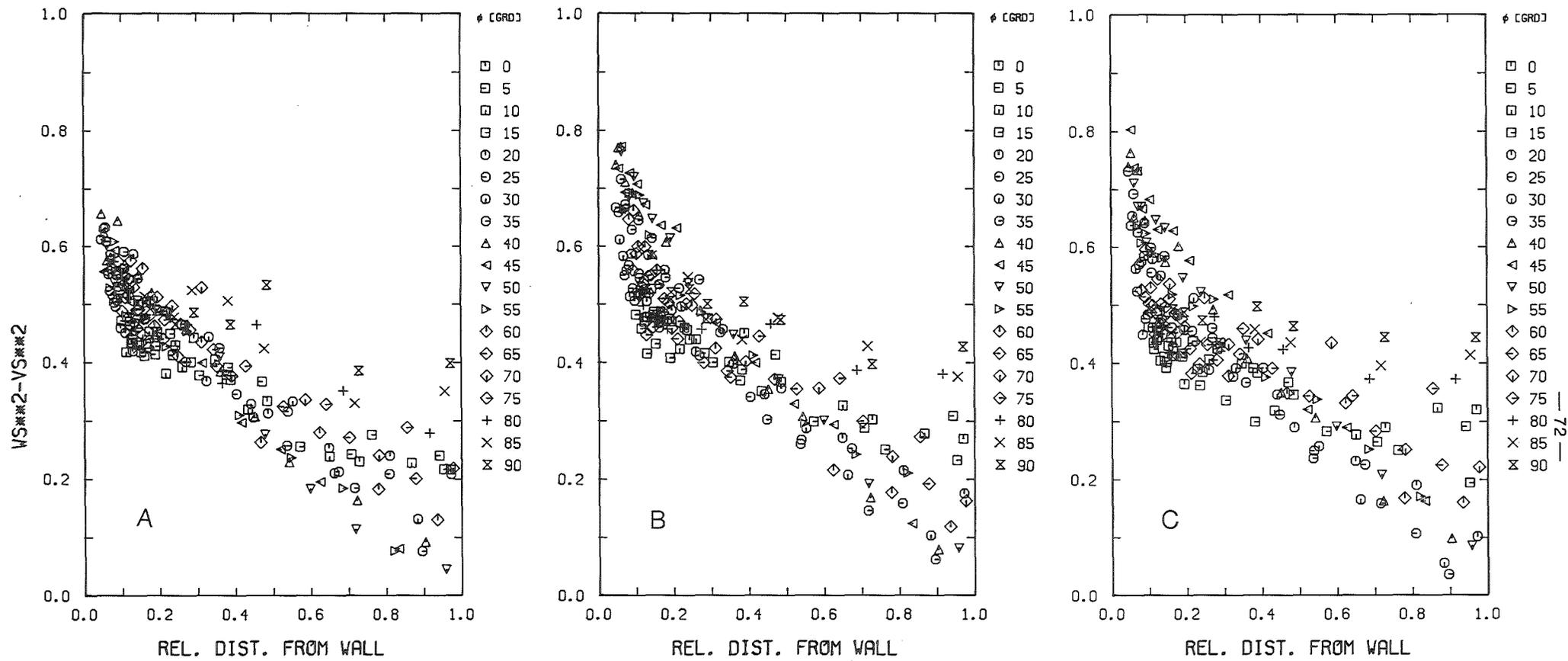


Abb.45. Quellterm für axiale Wirbelstärke (r/ϕ)

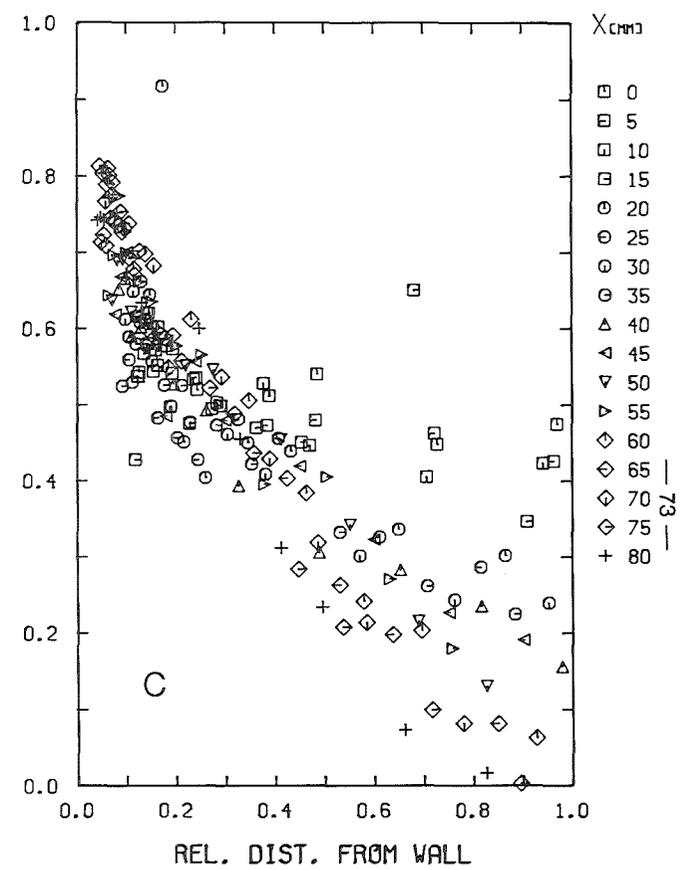
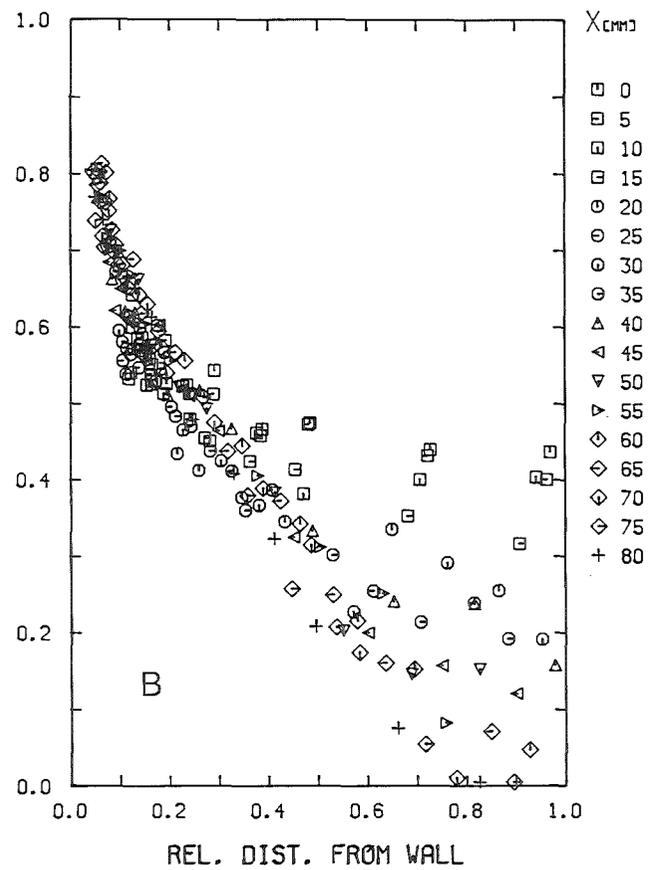
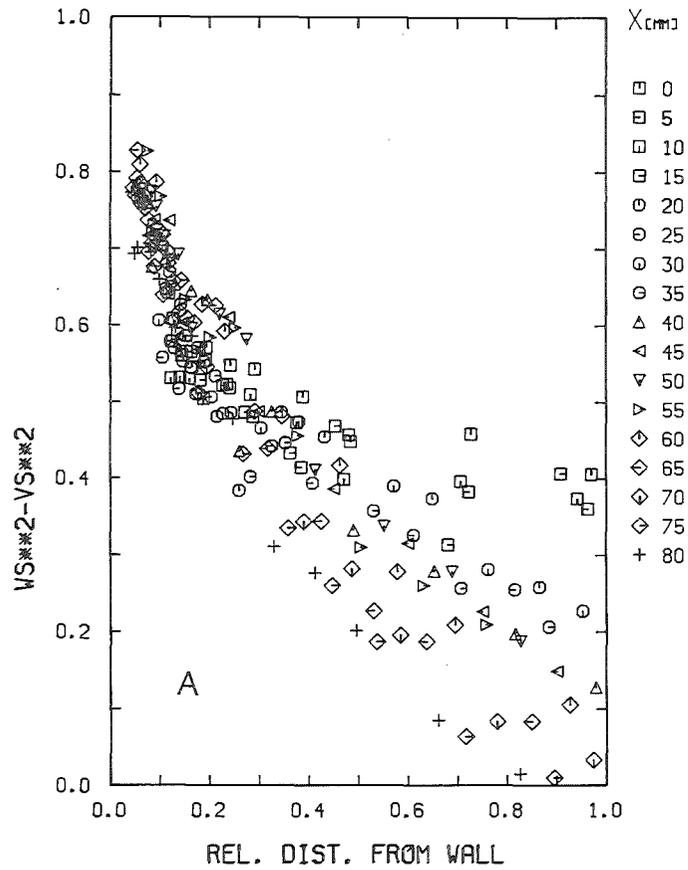
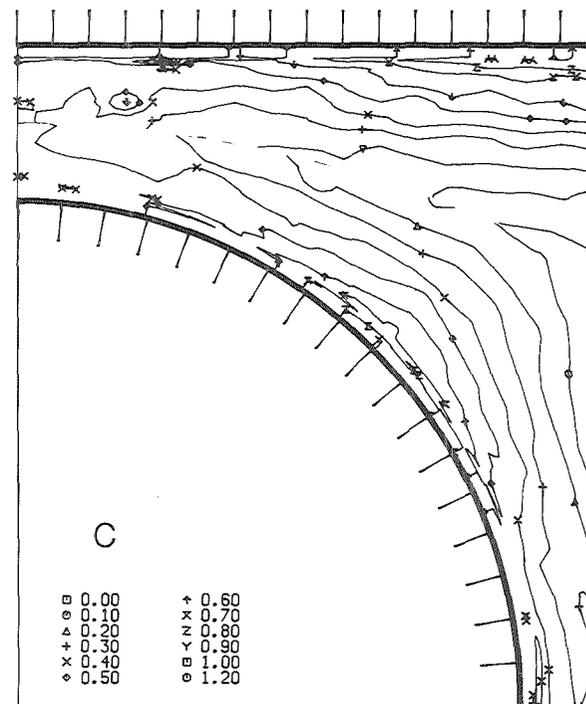
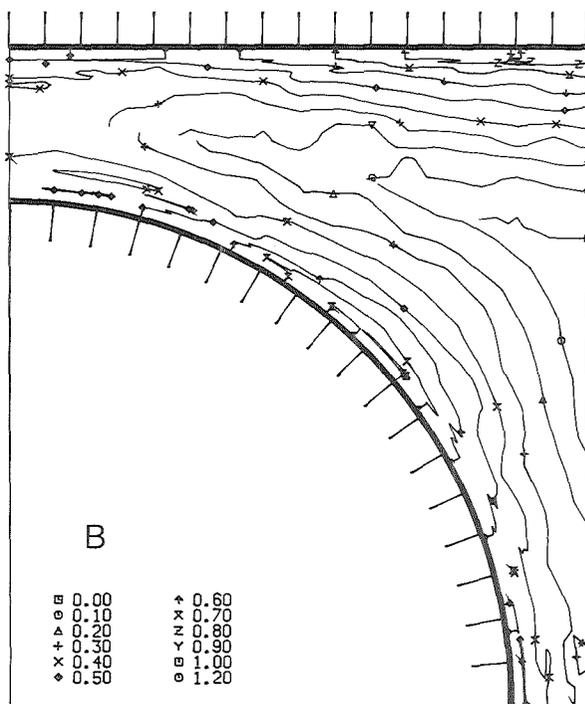
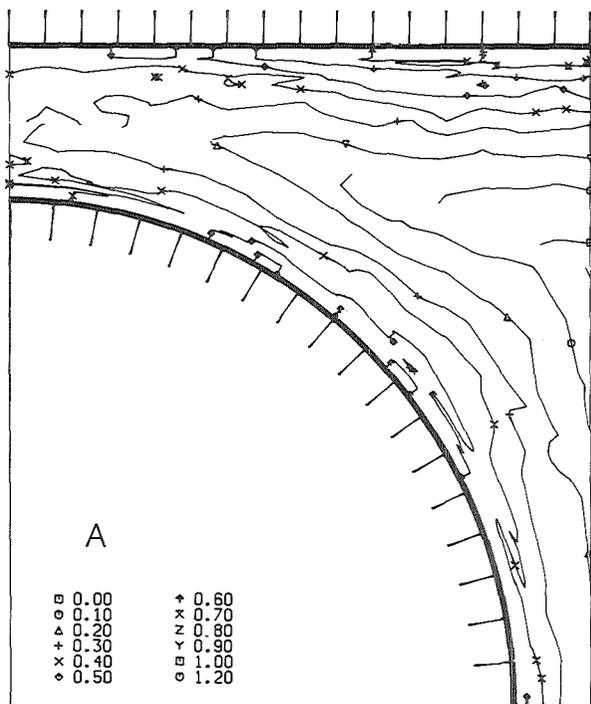


Abb.46. Quellterm für axiale Wirbelstärke (x/y)



kkk

kkk

kkk

Abb.47. Quellterm für axiale Wirbelstärke (Höhenlinien)

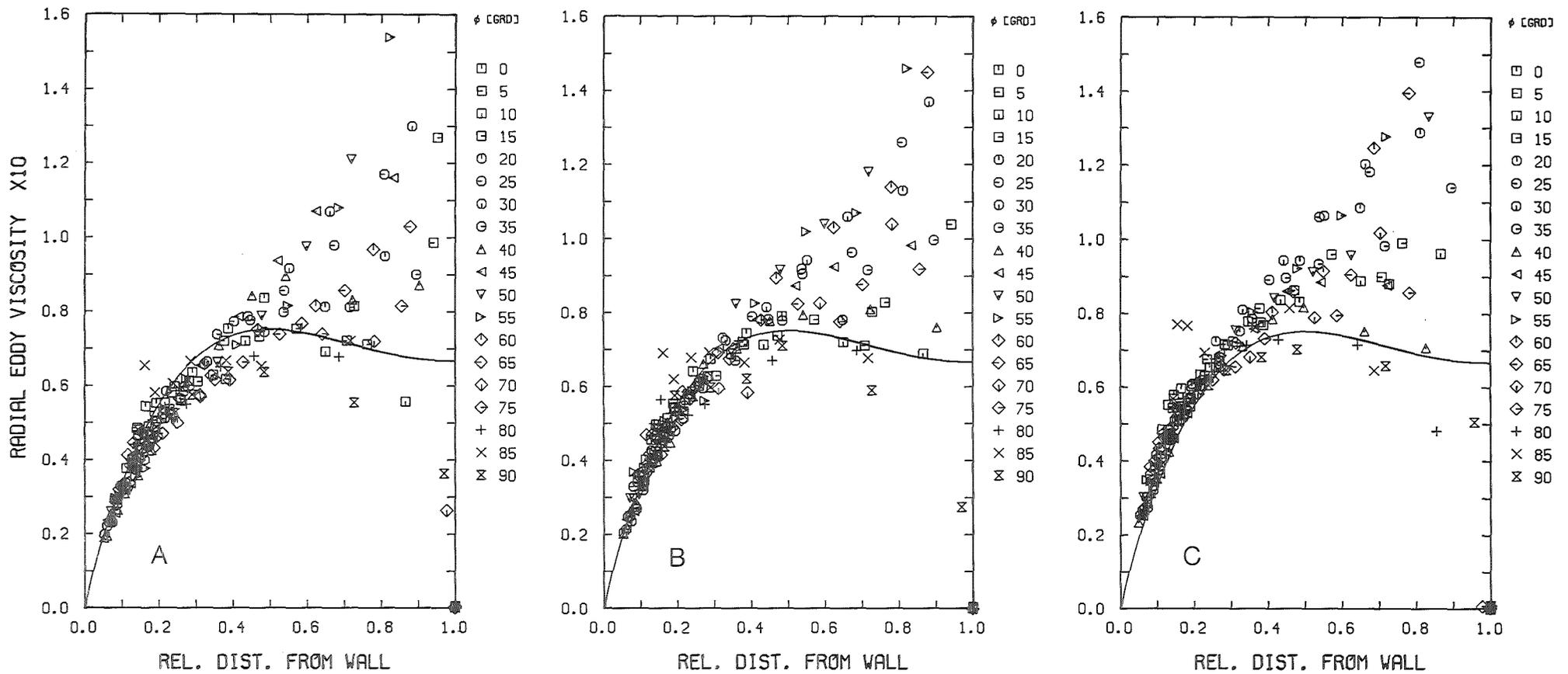
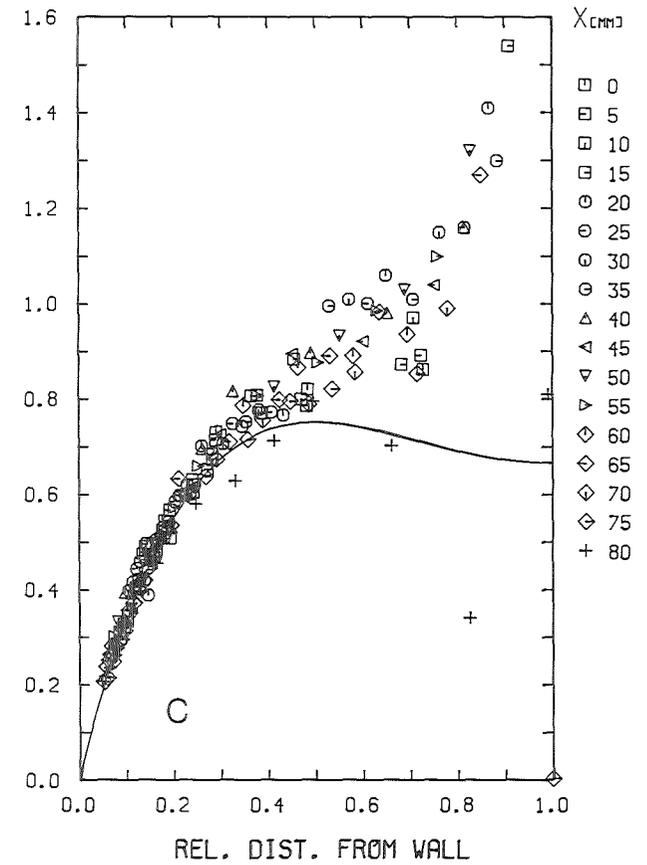
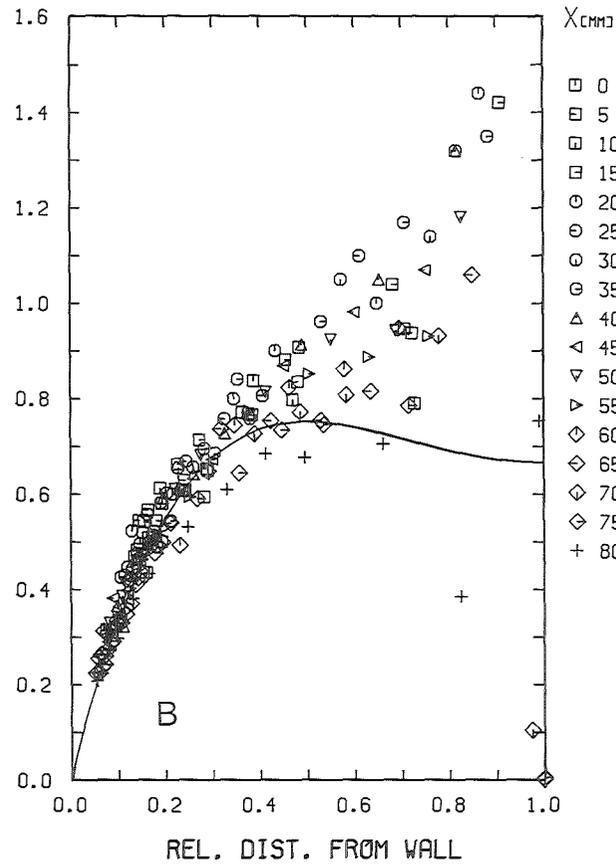
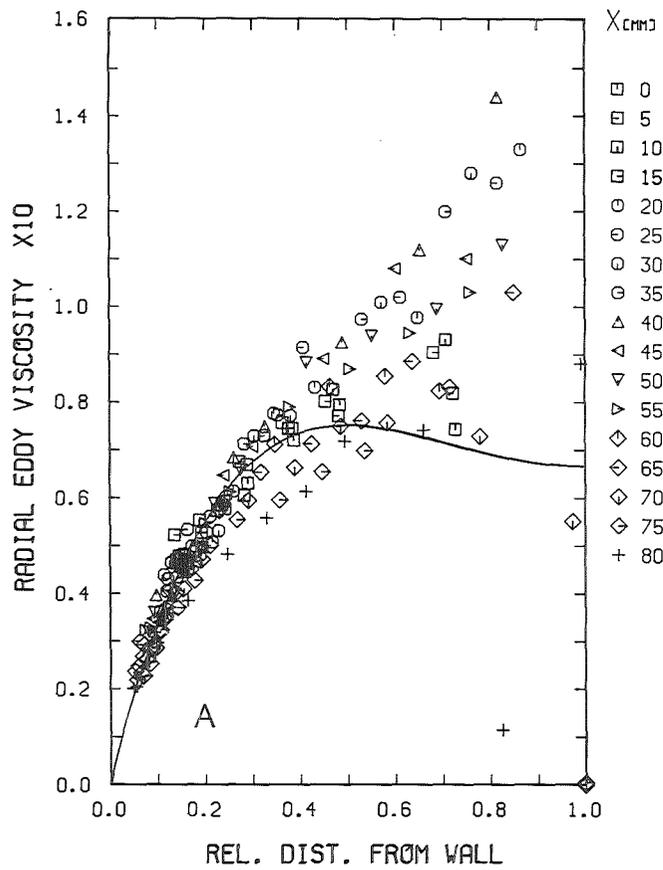


Abb.48. Dimensionslose Wirbelviskosität senkrecht zur Wand (r/ϕ)



KJK

KJK

KJK

Abb.49. Dimensionslose Wirbelviskosität senkrecht zur Wand (x/y)

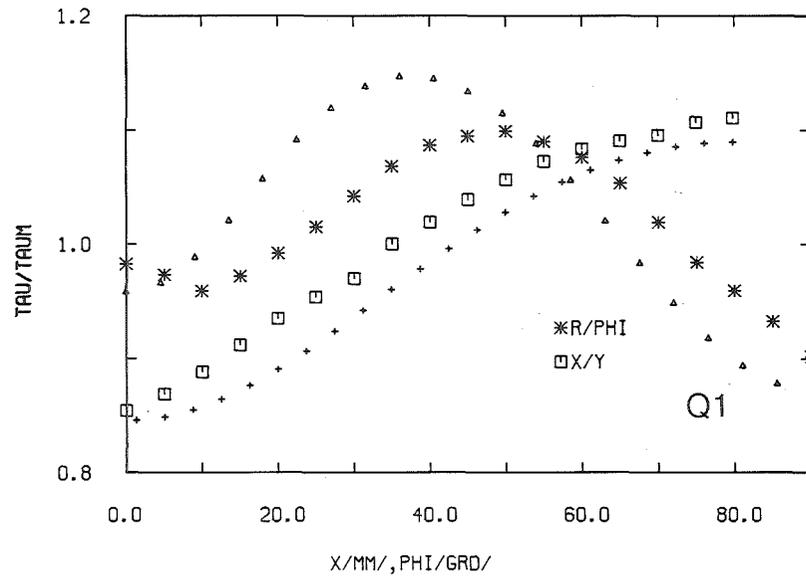
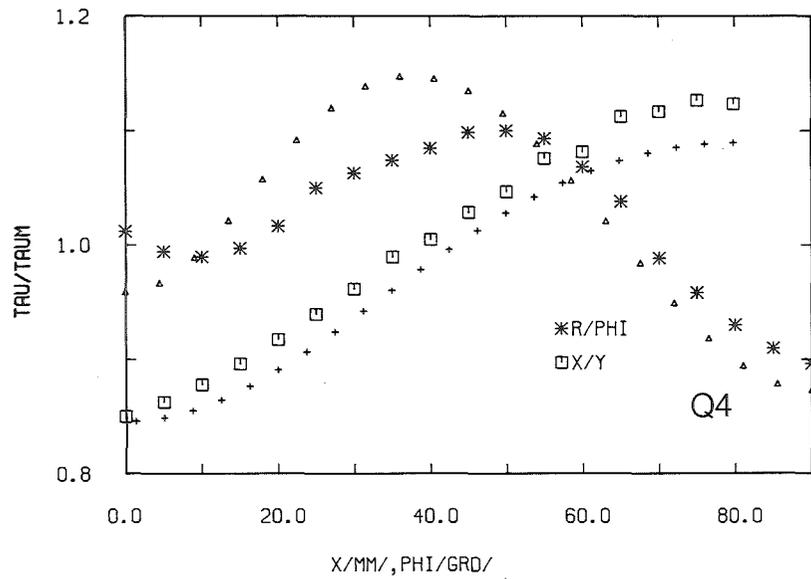
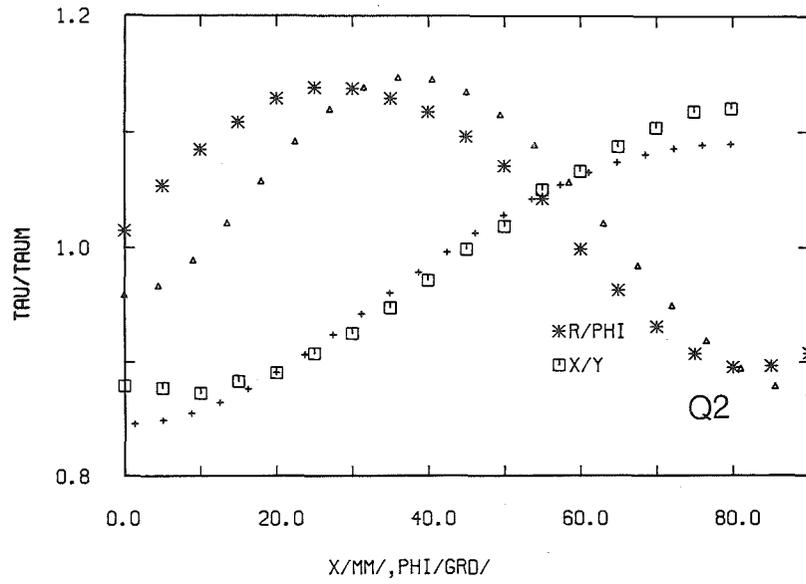
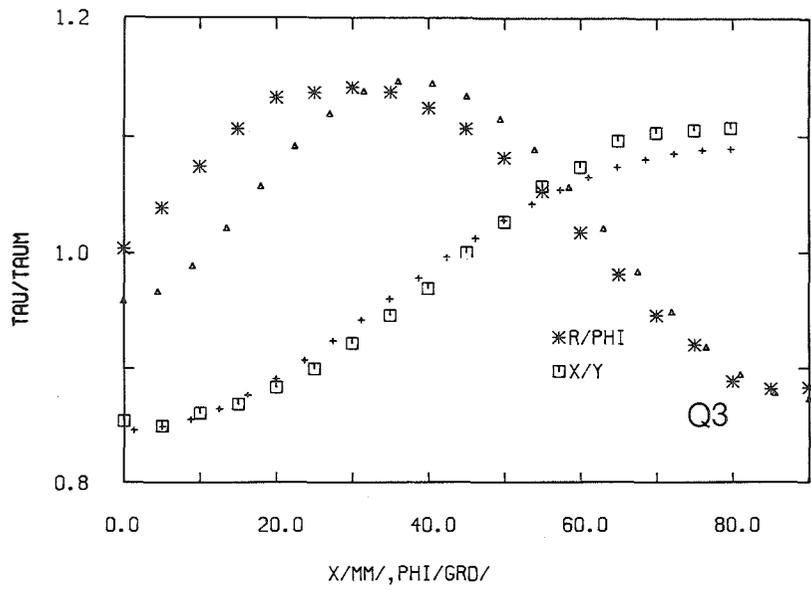


Abb.50. Vergleich der gemessenen Wandschubspannungen mit berechneten Werten nach VELASCO