

KfK 2618
April 1978

Geschwindigkeitsverteilung bei turbulenter Strömung an rauhem Wänden

W. Baumann
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

Kernforschungszentrum Karlsruhe

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

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE GMBH

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

KfK 2618

Geschwindigkeitsverteilung bei turbulenter Strömung
an rauhen Wänden

W. Baumann

Dissertation genehmigt von der Fakultät für Maschinen-
bau der Universität Karlsruhe

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Zusammenfassung

Im Rahmen experimenteller Untersuchungen wurden Geschwindigkeitsprofile und Druckverluste an 17 verschiedenen künstlichen Rauheitsgeometrien über einen großen Bereich der Reynoldszahlen gemessen. Die Rauheitselemente waren auf ebenen Versuchsplatten befestigt und in einem wasserdurchströmten glatten Rechteckkanal eingebaut, so daß asymmetrische Geschwindigkeitsverteilungen entstanden.

Die Meßergebnisse zeigen einige bemerkenswerte Abweichungen vom bisherigen Wissensstand.

So z.B. ist das Wandgesetz der Geschwindigkeit nicht ohne weiteres auf die Strömung an künstlich rauhen Wänden anwendbar, da der Gradient des Wandgesetzes stark von der auf die Dicke der rauhen Strömungsschicht bezogenen Rauigkeitshöhe h/L abhängt.

Die Grenze des voll-rauhen Strömungszustandes, in dem das quadratische Widerstandsgesetz gilt, stellt keinen konstanten Wert dar, sondern hängt ebenfalls von der relativen Rauigkeitshöhe h/L ab.

Schließlich ergibt sich, daß die transformierten Reibungswerte der glatten Strömungszone unter dem Einfluß der erhöhten Turbulenz in der rauhen Strömungszone ansteigen.

Herrn Prof. Dr. phil. K. Wirtz danke ich dafür, daß ich diese Untersuchungen am Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik durchführen konnte, sowie für die stete Förderung der Arbeit und die Übernahme des Korreferates.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Priv. Doz. Dr.-Ing. K. Rehme, der die Arbeit anregte, und durch wertvolle Beiträge im Laufe zahlreicher fruchtbarer Diskussionen bereicherte. Ihm danke ich auch für die kritische Durchsicht des Manuskriptes und die Übernahme des Hauptreferates.

Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr.-Ing. J. Zierrep für das freundliche Interesse, das er der Arbeit zuteil werden ließ.

Mein weiterer Dank gebührt Herrn Priv. Doz. Dr.-Ing. M. Dalle Donne und Herrn Dipl.-Ing. L. Meyer für gute Ratschläge bei der Auswertung der Versuche und die kritische Durchsicht des Textes.

Ferner danke ich Herrn Ing. J. Marek für die zuverlässige Erledigung der Konstruktionsarbeiten an der Versuchsanlage sowie für die Anfertigung verschiedener Abbildungen.

Besonderen Dank schulde ich Herrn A. Roth, der die umfangreichen Messungen mit großer Sorgfalt durchführte und darüberhinaus nützliche Gedanken zum Aufbau und zur Instrumentierung der Teststrecke beisteuerte.

Danken möchte ich auch Herrn Ing. W. Hommenrichhausen von der Fa. Hottinger Baldwin Meßtechnik, der beim Einbau der Differenzdruckmeßgeräte mit Rat und Tat hilfreich zur Seite stand.

Turbulent flow velocity distribution at rough walls

Abstract

In the course of experimental investigations velocity distributions and pressure drops were measured at 17 different artificial roughness geometries over a large range of Reynolds numbers. The roughness elements were attached at flat plates and inserted into a smooth channel with water flow forming asymmetrical velocity distributions.

The measured results show some remarkable discrepancies from the present state of knowledge.

Thus, the law of the wall cannot be easily applied to the flow at artificially roughened walls. The reason is that the gradient of the law of the wall depends strongly on the height of roughness related to the thickness of the rough-wall flow layer h/L .

The limiting value of the fully-rough flow, characterized by the law of square resistance, is not a constant value but also depends on the relative height of roughness h/L .

Finally, the transformed friction factors of the smooth-wall flow zone are found to increase by the effect of the higher turbulence of the rough-wall flow zone.

Inhalt:

	Seite
1. Einleitung	1
2. Grundlagen und Literatur	3
2.1 Wandgesetz für die glatte Wand	3
2.2 Wandgesetz für die rauhe Wand	5
2.2.1 Sandrauhigkeit	5
2.2.2 Künstliche Rauigkeit	6
2.3 Diskussion und Aufgabenstellung	12
3. Experimentelle Untersuchung von Druckverlust und Geschwindigkeitsverteilung bei turbulenter Strömung und künstliche Wandrauhigkeit	14
3.1 Auswahl der Parameter	14
3.2 Versuchsaufbau	16
3.2.1 Versuchsanlage	16
3.2.2 Meßanordnung	17
3.2.2.1 Teststrecke	17
3.2.2.2 Meßkasten	19
3.2.2.3 Rauigkeitsplatten	20
3.2.3 Meßeinrichtung	21
3.2.3.1 Meßgeräte	21
3.2.3.2 Meßanschlüsse und Leitungen	23
3.3 Durchführung der Messungen	24
4. Auswertungsverfahren	25
4.1 Annahmen	25
4.2 Druckverlust	26
4.3 Geschwindigkeitsverteilung	27
4.4 Position der Nullschubspannung	28

	Seite
5. Versuchsergebnisse	30
5.1 Gesamt-Reibungsbeiwerte	30
5.2 Geschwindigkeitsverteilung	32
5.2.1 Lineare Darstellung	32
5.2.2 Logarithmische Darstellung	33
5.2.2.1 Profile der glatten Zone	33
5.2.2.2 Profile der rauhen Zone	36
6. Analyse und Diskussion der Versuchsergebnisse	39
6.1 Ergebnisse zum Wandgesetz	39
6.1.1 Übergangsbereich zwischen hydraulisch- glatter und voll ausgebildeter Strömung	41
6.1.1.1 Rauigkeitsfunktionen	41
6.1.1.2 Grenze zwischen glatt-rauher Übergangsbereich und voll-rauher Strömung	43
6.1.2 Voll-rauher Strömungszustand	44
6.1.2.1 Die Profilgradienten $A_{r\infty}$	44
6.1.2.2 Die Profilkonstanten R_∞	49
6.2 Beeinflussung der Strömung der glatten Zone durch die Strömung der rauhen Zone	55
6.2.1 Transformierte Reibungsbeiwerte	55
6.2.2 Vergleich mit der Beziehung von WARBURTON /43/	57
6.3 Modell der Wirbelviskosität	59
7. Zusammenfassung	62
Nomenklatur	64
Literatur	66

1. Einleitung

Der Wärmeübergang in Strömungen bei nicht allzu hohen Temperaturen beruht im wesentlichen auf zwei Transportmechanismen: Molekulare Diffusion (Wärmeleitung) und turbulente Konvektion (Verwirbelung). Die Größe der molekularen Diffusion hängt von den Stoffeigenschaften (Prandtl-Zahl) der Strömung ab; die Größe der Konvektion wird durch den Grad der Turbulenz (Wirbelviskosität) bestimmt.

Bei Fluiden mit guten Wärmeleiteigenschaften wie z.B. Flüssigmetalle ($Pr \ll 1$) überwiegt bei gleichem Grad der Turbulenz die molekulare Diffusion, was in der Regel guten Wärmeübergang, d.h. geringe Temperaturunterschiede in der Grenzschicht zwischen Wand und Kernströmung bedeutet.

Bei Fluiden mit weniger guten Wärmeleiteigenschaften wie Gase ($Pr \approx 1$), Wasser ($Pr \approx 7$) oder organische Flüssigkeiten ($Pr > 10$) steht für den Wärmeübergang praktisch nur der konvektive Energietransport zur Verfügung. Das bedeutet in der Regel weniger guten Wärmeübergang und größere Temperaturunterschiede in der Grenzschicht zwischen Wand und Kernströmung.

In diesem Fall ist es häufig erforderlich, den Wärmeübergang durch technische Maßnahmen zu verbessern, damit die wärmeübertragende Apparate klein gehalten werden können. Ein zweckmäßiges und häufig angewandtes Verfahren, das auch für die Brennelemente des gasgekühlten Schnellen Brüters vorgeschlagen wird /1/, besteht darin, die wärmeübertragende Wand des Strömungskanals künstlich aufzurauen und so die Turbulenz in der Strömung zu erhöhen. Da auf diese Weise jedoch nicht nur der Wärmeübergang, sondern auch der Druckverlust ansteigt, ist es ratsam, die künstliche Rauigkeit optimal zu gestalten, d.h. nicht mehr Druckverlust zu erzeugen, als die Wärmeabfuhr unter den gegebenen technischen Randbedingungen erfordert. Als wesentliche Voraussetzung hierfür gilt, daß die Höhe der Rauigkeitselemente bestmöglich auf die Strömung und damit auf die zähe Schicht an der Wand abgestimmt ist.

Nach NIKURADSE /2/, der den Einfluß der Rauigkeitshöhe auf den Strömungswiderstand in Rohren mit Sandrauigkeit untersuchte, unterscheidet man insgesamt drei Bereiche für den Strömungswiderstand (Abb.1):

Bei kleinen Re-Zahlen ist der Widerstand eines Kanals mit und ohne Wandrauigkeit derselbe, da die Rauigkeiten vollkommen von der an der Wand haftenden zähen Schicht überdeckt sind (hydraulisch-glatte Bereich). Der Widerstandsbeiwert λ stellt eine Funktion der Reynoldszahl dar.

Für große Re-Zahlen hängt der Widerstand nicht mehr von der Reynoldszahl, sondern nur noch von der relativen Rauigkeitshöhe h/L ab, d.h. es gilt das quadratische Widerstandsgesetz. Hier ragen alle Rauigkeitselemente in die voll-turbulente Kernströmung hinein (voll-rauher Bereich).

Im dazwischen liegenden Bereich, dem sogenannten glatt-rauhen Übergangsbereich, ragen mit steigender Reynoldszahl immer mehr Rauigkeitselemente in die Kernströmung hinein. Damit nimmt die Anzahl der erzeugten Wirbel ständig zu, so daß der Strömungswiderstand wächst.

Dieses Übergangsbereich gewinnt für die Auslegung von Strömungskanälen mit künstlicher Rauigkeit außerordentliche Bedeutung. Einerseits existiert hier ein besonders günstiges Verhältnis zwischen dem Anstieg von Wärmeübergang und Druckverlust, weil die Rauigkeitselemente nur dort Wirbel erzeugen, wo sie für den Wärmetransport nützlich sind. Andererseits befindet sich dieses Übergangsbereich in unmittelbarer Nähe des wärmetechnisch weniger günstigen hydraulisch-glatte Gebietes, was zu einer Gefährdung der Anlage führen kann. Gerade für gasgekühlte Schnelle Reaktoren, deren Sicherheit sowohl für den Teillastbetrieb als auch für die Notkühlung gewährleistet sein muß, ist deshalb die strömungstechnische Beherrschung des glatt-rauhen Übergangsbereiches von Wichtigkeit.

*) vgl. Skizze S.14

2. Grundlagen und Literatur

Die ersten richtungsweisenden Überlegungen zur mathematischen Erfassung turbulenter Strömungsvorgänge stammen von PRANDTL /3/. Ausgehend von der Vorstellung, daß die Geschwindigkeitsverteilung in einer turbulenten Strömung praktisch durch die an der Wand auf die Strömung einwirkenden Eigenschaften bestimmt sein müsse, schuf er die Idee der viel verwendeten, aber auch viel umstrittenen Wandgesetze.

Der Prandtlsche Ansatz für die Strömungsgeschwindigkeit

$$u = f(\rho, \nu, y, \tau_w) \quad (1)$$

besagt, daß die Geschwindigkeitsverteilung in der Nähe einer Wand nur von 4 Größen abhängt, nämlich von der Dichte ρ , der Zähigkeit ν , dem Wandabstand y und der Schubspannung τ_w an dieser Wand, aber nicht beeinflußt wird von Vorgängen in größerer Entfernung von der betrachteten Stelle.

Definiert man als Hilfsgröße die sogenannte Wandschubspannungsgeschwindigkeit

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}, \quad (2)$$

so ergeben sich aus der obigen Parameterliste (1) zwei Kennzahlen, die die Strömungsverteilung hinreichend beschreiben:

die dimensionslose Geschwindigkeit

$$u^+ = \frac{u}{u^*} \quad (3)$$

und der dimensionslose Wandabstand

$$y^+ = \frac{yu^*}{\nu} \quad (4)$$

2.1 Wandgesetz für die glatte Wand

Aus Geschwindigkeitsmessungen in glatten Rohren über einen großen Bereich der Reynoldszahlen fand NIKURADSE /4/ die einfache logarithmische Beziehung

$$u^+ = A_s \ln y^+ + B_s \quad (5)$$

mit $A_s = 2.5$
und $B_s = 5.5$ für $y^+ \geq 30$,

wobei er die Wandschubspannungsgeschwindigkeit u^* , was bei symmetrischer Rohrströmung möglich ist, direkt aus Druckverlustmessungen bestimmte. Dieses Ergebnis wurde von REICHARDT /5/ durch ähnliche Messungen in glatten Rohren bestätigt und stimmt auch mit neueren Werten überein, die z.B. MILLIONSHCHIKOV und Mitarbeiter /6/ ebenfalls in glatten Rohren erzielten.

Geringfügig andere Werte nämlich

$A_s = 2.39$
und $B_s = 5.45$

fanden PATEL /7/ in glatten Rohren, LAWN und HAMLIN /8/ im Ringspalt mit rauhem Innenrohr und schließlich HANJALIC und LAUNDER /9/ sowie LAWN /10/ im glatt-rauhen Plattenkanal. BRUNELLO /11/, der Versuche mit ebenen Platten im Windkanal durchführte, erhielt die Koeffizienten

$A_s = 2.43$
und $B_s = 5.2$,

die ebenfalls nur geringfügig abweichen.

Damit war gezeigt, daß das für Kreisrohre ermittelte Wandgesetz auch für nichtkreisförmige glatte Strömungskanäle oder umströmte Platten anwendbar ist.

Bemerkenswerte Ergebnisse lieferten Versuche, die REHME /12/ in glatten Ringspalten mit extrem kleinen Radienverhältnissen, also stark asymmetrischen Strömungen durchführte. Anhand sorgfältig gemessener Geschwindigkeits- und Schubspannungsverteilungen fand er, daß die in der Innenzonen des Ringspaltes ermittelten Geschwindigkeitsprofile im Gebiet der Nullschubspannung vom Wandgesetz abweichen (Abb. 3a), während in der Außenzone gute Übereinstimmung herrscht (Abb. 3b).

REHME wies damit nach, daß in Bezug auf das Geschwindigkeitsprofil keine universellen Gesetzmäßigkeiten existieren. Die Abweichungen vom Wandgesetz für Kreisrohre, bedingt durch die starke Asymmetrie der Strömung, sind jedoch "nur gering und um-

so kleiner, je höher die Reynoldszahl ist", so daß das Wandgesetz auf jeden Fall als gute Näherung betrachtet werden kann.

Darüberhinaus zeigte REHME, daß die von verschiedenen Autoren in asymmetrischer Strömung (Ringspalt) beobachteten starken Abweichungen vom Wandgesetz auf einer Fehlinterpretation der Messungen beruhen, die ursächlich mit der Nicht-Koinzidenz der Position von Maximalgeschwindigkeit und Nullschubspannung bei Strömungsasymmetrie zusammenhängt.

2.2 Wandgesetz für die raue Wand

2.2.1 Sandrauhigkeit

Die ersten systematischen Untersuchungen von Druckverlust und Geschwindigkeitsverteilung in rauhen Strömungskanälen stammen von NIKURADSE /13/. Er benutzte Rohre, deren Innenwände mit Sand bestimmter Körnung beklebt waren und führte als Bezugsgröße den volumetrisch definierten hydraulischen Durchmesser ein. Seine Messungen ergaben, daß das Wandgesetz für raue Rohre sich von dem für glatte Rohre nur durch eine Parallelverschiebung nach unten unterscheidet und zweckmäßigerweise in der Form

$$u^+ = A_r \ln y/h + R \quad (6)$$

geschrieben wird, wobei $A_r = A_s = 2.5$ gilt.

Der Rauigkeitsparameter R ist eine Funktion der Rauigkeits-Reynoldszahl"

$$h^+ = \frac{hu^*}{\nu} \quad (7)$$

und hängt im wesentlichen von der Geometrie der Wandrauhigkeit ab.

NIKURADSE erhielt für Sandrauhigkeit unterschiedlicher Korngrößen über ein weites Gebiet der Reynoldszahl Meßpunkte, die sich durch eine gemeinsame Funktion $R(h^+)$ darstellen lassen (Abb.2). Es sind deutlich 3 Bereiche im Kurvenverlauf zu erkennen, die den bereits diskutierten Bereichen des Strömungswiderstandes entsprechen (vgl.S.2):

Im Bereich $0 < h^+ \leq 5$ verläuft die Funktion $R(h^+)$ längs der Geraden

$$R = A_R \ln h^+ + B_S \quad (8)$$

d.h. die Geschwindigkeitsprofile stimmen hier mit Gl. (5) überein. Die Strömung ist hydraulisch-glatt.

Für $h^+ > h^+_{\infty}$ hängt der Rauigkeitsparameter R nicht mehr von der Rauigkeits-Reynoldszahl h^+ ab. Es gilt

$$R = \text{const.} \quad (9)$$

d.h. das Geschwindigkeitsprofil $u^+(y/h)$ ändert sich mit steigender Strömungsgeschwindigkeit nicht mehr. Die Strömung befindet sich im voll-rauen Zustand.

Im dazwischen liegenden Bereich $5 < h^+ < h^+_{\infty}$ durchläuft die Funktion $R(h^+)$ ein Maximum, d.h. die Strömungsgeschwindigkeit erreicht relativ zur Wandschubspannungsgeschwindigkeit einen Höchstwert, oder der Strömungswiderstand sinkt auf ein Minimum, was dem Verlauf im glatt-rauen Übergangsgebiet in Abb.1 entspricht. Der Wert von h^+_{∞} , bei dem die Strömung den voll-rauen Zustand erreicht, wurde für Sandrauhigkeit zu $h^+_{\infty} = 70$ ermittelt.

2.2.2 Künstliche Rauigkeit

Während die von NIKURADSE an Sandrauhigkeit gewonnenen Ergebnisse inzwischen von anderen Autoren /13, 14, 15/ experimentell überprüft und in wesentlichen Punkten bestätigt wurden, gibt es keine derartigen Untersuchungen für künstliche Rauigkeit, obwohl diese Rauigkeit zweifellos die technisch wichtigere ist. Zwar wurden schon ausführliche Geschwindigkeits- und Druckverlustmessungen an künstlichen Rauigkeiten durchgeführt; doch begnügten sich die Autoren in der Regel mit Versuchen, die nicht darauf abzielten, das von NIKURADSE /2/ vorgezeichnete Bild der Wandgesetze, des Übergangsverhaltens und der Grenzen des Übergangsgebietes in Frage zu stellen.

So bestimmte SCHLICHTING /16/ den Rauigkeitsparameter R für 21 verschiedene künstliche Rauigkeiten in einem glatt-rauen Plattenkanal. Er beschränkte sich dabei jedoch auf hohe Reynoldszahlen ($10^5 \leq Re \leq 2 \cdot 10^5$ bzw. $10^3 \leq h^+ \leq 2 \cdot 10^3$), obwohl seine Versuchsanlage die gleiche war, die vorher NIKURADSE /2, 4/ benutzt hatte. Innerhalb seines Meßbereichs bestätigte SCHLICHTING die von NIKURADSE angegebenen Wandgesetze; seine Meßwerte erlauben aber aufgrund der engen Geschwindigkeitsgrenzen keine endgültige Zuordnung im Übergangsverhalten, dies um so mehr, als berechnete Zweifel an der Korrektheit seiner Daten aufkamen.

Bei der Überprüfung der Versuchsergebnisse stellten MAUBACH und REHME /17/ nämlich eine gewisse Inkonsistenz der von SCHLICHTING tabellierten Daten fest. Sie beruht offensichtlich darauf, daß SCHLICHTING den Gradienten des Wandgesetzes mit $A_r = 2.5$ als allgemeingültig betrachtete und unter dieser Annahme aus der Neigung des logarithmisch aufgetragenen Geschwindigkeitsprofils die Schubspannung der rauhen Wand bestimmte. SCHLICHTING bestimmte die Wandschubspannung noch nach einem zweiten Verfahren, das auch in dieser Arbeit benutzt wird, und bildete schließlich das arithmetische Mittel aus beiden Werten, weil diese seine Angaben zufolge divergierten.

Untersuchungen in Rohren und damit in symmetrischer Strömung führte MÖBIUS /18/ durch. Seine Rauigkeit bestand aus Elen-
denschleiben, die durch Distanzbüchsen gehalten wurden. Die Geschwindigkeitsprofile wurden bei höheren Reynoldszahlen ($3 \cdot 10^4 \leq Re < 3 \cdot 10^5$ bzw. $250 \leq h^+ < 2500$) gemessen, bei denen aber, wie am Strömungswiderstand zu erkennen ist (Abb.4a) der voll-rauhe Zustand nicht erreicht war. Demzufolge betreffen alle diese Messungen das glatt-rauhe Übergangsgebiet, was bedeutet, daß der von NIKURADSE ermittelte Grenzwert $h_{\infty}^+ = 70$ für künstliche Rauigkeit nicht anwendbar ist.

Als Gradient des Wandgesetzes erhielt MÖBIUS im Mittel den Wert $A_r = 2.5$ und bestätigte damit das Ergebnis von NIKURADSE. Dies stimmt auch mit einer Neuauswertung (Abb.5a) der von MÖBIUS tabellierten Geschwindigkeitsprofile überein, die vom

Verfasser mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate unter unter üblichen Randbedingungen*) vorgenommen wurde.

Ein weiteres bemerkenswertes Ergebnis von MÖBIUS ist die Beobachtung, daß sich bei ausgebildeter turbulenter Strömung außerhalb einer wandnahen Schicht "ein einheitliches Profil längs des ganzen Rohres einstellt, das sich auch an den Stellen der Rauigkeitselemente nicht merklich verändert."

LAWN und HAMLIN /8/ führten zwei Testreihen mit Ringspalten durch, wobei das gleiche raue Kernrohr mit zwei verschiedenen Mantelrohren kombiniert wurde. Im ersten Fall hatte das Mantelrohr innerhalb der Fertigungstoleranzen die gleiche Rauigkeitsgeometrie wie das Kernrohr, im zweiten Fall war das Mantelrohr glatt. Die für die Trennung der äußeren und inneren Strömungszonen erforderliche Nullschubspannungslinie bestimmten LAWN und HAMLIN mit einer Hitzdrahtsonde. Die Wandschubspannungen ergaben sich dann aus der Lage der Nullschubspannung und dem gemessenen Druckgradienten. Die tabellierte Geschwindigkeitsprofile wurden vom Verfasser auf vergleichbare volumetrische Bedingungen transformiert und mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate neu ausgewertet. Wie Abb.5b zeigt, lassen die ermittelten Gradienten A_r keine Abhängigkeit von h^+ oder h/L erkennen, sondern streuen ziemlich gleichmäßig um den Wert $A_r = 2.10$. Dies deckt sich auch in etwa mit dem von LAWN und HAMLIN angegebenen Schaubild, wenn man die dort zusätzlich eingezeichneten, von einem Rohr-Versuch stammenden Meßpunkte ignoriert.

Ein ähnliches Ergebnis berichten HANJALIC und LAUNDER /19/, die Versuche in einem glatt-rauen Plattenkanal vornahmen. Auch sie bestimmten die Linie der Nullschubspannung, an der die Trennung der Strömungszonen erfolgte, nach dem in dieser Arbeit benutzten Verfahren. Die angegebenen Geschwindigkeitsprofile wurden im Bereich $3 \cdot 10^4 < Re < 8 \cdot 10^4$ bzw. $100 < h^+ < 225$ gemessen. Es zeigte sich, daß die Autoren den Wert $A_r=2.39$ übereinstimmend mit dem im gleichen Kanal an der glatten Wand ermittelten Wert A_s (vgl.S.4), dann erhielten, wenn sie den

*) $y^+ > 60$, $y/h > 2.5$, Abzug von 3 Punkten im Gebiet $r=0$

Ursprung des Geschwindigkeitsprofils um $0.4 \cdot$ Rippenhöhe hinter die rauhe Kanalwand verlegten. Da dieses Unterfangen physikalisch betrachtet absurd ist, verbleibt nur die Alternative, für einen sinnvoll definierten Profilursprung (z.B. volumetrisch) einen Profilgradienten zu akzeptieren, dessen Wert niedriger liegt als A_S .

Umfangreiche Versuche an einer Vielzahl von künstlichen Rauigkeiten in Rohren unternahm MILLIONSHCHIKOV und Mitarbeiter /20/. Die Messungen erstreckten sich insgesamt über einen großen Bereich der Reynoldszahlen ($1.5 \cdot 10^4 < Re < 1.1 \cdot 10^5$ bzw. $0.7 < h^+ < 500$), jedoch waren die Bereiche in h^+ für die einzelnen Rauigkeiten wesentlich kleiner und die Strömung war nicht voll-rau ausgebildet (Abb.4b). Sämtliche von MILLIONSHCHIKOV und Mitarbeitern tabellierte Geschwindigkeitsprofile wurden vom Verfasser mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate neu ausgewertet. Aus Abb.5c geht hervor, daß die Gradienten A_r stark streuen, insbesondere für größere h^+ -Werte. Der Mittelwert ergibt sich für $h^+ \leq 30$ zu ungefähr 2.5, während er für $h^+ > 30$ bei etwa 3.0 liegt. Das stark Auseinanderfallen der A_r -Werte wird dadurch verursacht, daß die von MILLIONSHCHIKOV und Mitarbeitern gemessenen Geschwindigkeitsprofile teilweise einen etwas krummlinigen Verlauf haben und so bereits von der Grundform des Wandgesetzes (Gl.6) abweichen.

Einen kritischen Beitrag zur Strömungsanalyse in künstlich rauhen Kanälen lieferte LAWN /10/, der Messungen in einem glatt-rauen Plattenkanal durchführte. Er untersuchte die Geschwindigkeitsverteilung mit verschiedenen Meßmethoden und die Verteilung des statischen Druckes insbesondere an der glatten und rauhen Wand. Dabei kam er zu folgenden Ergebnissen:

- a) Die Verteilung des statischen Druckes in der Nähe der rauhen Wand hängt vom Wandabstand und von der Anordnung der Rauigkeitselemente ab. Sie verläuft axial nicht linear, wie dies in der Nähe der glatten Wand beobachtet wird.

- b) Die mit dem Pitotrohr ermittelte Geschwindigkeitsverteilung ($Re \approx 2 \cdot 10^5$, $h^+ = 755$) weicht geringfügig von den nach anderen Verfahren (Hitzdraht, Prandtlrohr) ermittelten Geschwindigkeitsverteilungen insbesondere in der rauhen Strömungszone ab. Dies ist darauf zurückzuführen, daß das Pitotverfahren die Konstanz des statischen Druckes quer zur Strömung voraussetzt, was, wie LAWN zeigte, bei Wandrauigkeit nicht zutrifft.
- c) Der Gradient A_R des rauhen Geschwindigkeitsprofils, das mit der Hitzdrahtsonde gemessen wurde und deshalb den fehlerhaften Einfluß des statischen Druckfeldes nicht enthält, stimmt nur dann mit dem für die glatte Kanalwand ermittelten Gradienten $A_S = 2.39$ überein, wenn der Ursprung des rauhen Profils um 1 Rippenhöhe hinter die Kanalwand verlegt wird. Bei volumetrisch definiertem Ursprung des Geschwindigkeitsprofils ergibt sich damit für A_R ein Wert, der kleiner ist als A_S .

Wie die Ergebnisse von LAWN zeigen, birgt der Einsatz von Pitotrohren in rauhen Strömungskanälen Meßfehler, die insbesondere bei asymmetrischer Strömung auftreten. Diese Meßfehler werden jedoch als klein betrachtet und bilden offensichtlich nicht die Hauptursache für die Unregelmäßigkeit in Bezug auf den Profilgradienten A_R .

Eine systematische Variation des Profilgradienten A_R fand erstmals BAYAZIT /21/, der Strömungsversuche in einem offenen Gerinne mit halbkugelförmigen Rauigkeitselementen durchführte. Die Geschwindigkeitsprofile, die er mit Hitzdrahtsonden bestimmte, unterscheiden sich in der Strömungstiefe, die bei konstant gehaltener Neigung des Gerinnes (0.01) im Bereich $1.07 \leq L/h \leq 4.60$ verändert wurde und üblicherweise durch den reziproken Parameter h/L erfaßt wird (vgl. Skizze S.14). Den Ursprung des Geschwindigkeitsprofils wählte er im wesentlichen anhand der Bedingung, daß sich bei großen Strömungstiefen (kleines h/L) der Profilgradient zu etwa $A_R = 2.5$ ergibt. Wie BAYAZIT fand, nimmt mit kleiner werdender Strömungstiefe (wachsendes h/L) der Gradient A_R beträchtlich ab (Tab.I).

h/L	A_r
0.217	2.300
0.268	2.300
0.348	2.162
0.417	1.613
0.495	1.093
0.613	1.003
0.752	0.833
0.935	0.656

Tab.I: Profilgradient A_r
für halbkugelförmige
Rauhigkeiten /21/

Leider ist aus den in /21/ angegebenen Daten jedoch nicht zu entnehmen, ob diese Abhängigkeit eine eigentliche Funktion von h/L darstellt, weil BAYAZIT mit der Strömungstiefe gleichzeitig auch die Reynoldszahl der Strömung änderte. Weiter ist unklar, ob BAYAZIT im Übergangsbereich oder im voll-rauhen Zustand gemessen hat.

Über detaillierte Messungen in Rohrströmung mit blendenförmigen Rauhigkeiten berichten BERGER und WHITEHEAD /22/. Sie untersuchten den Einfluß der Rippenteilung auf den Druckverlust im Bereich $6 \cdot 10^3 < Re < 3 \cdot 10^5$ und bestimmten die Geschwindigkeitsverteilung im voll-rauhen Bereich mit Pitotrohren. Dabei kamen sie zu folgenden wichtigen Ergebnissen:

- a) Für die verwendeten Rauhigkeitselemente existiert ein voll-rauher Strömungszustand. Sein Grenzwert h_{∞}^+ hängt vom Rippenteilungsverhältnis p/h ab und ist immer größer oder gleich dem von NIKURADSE für Sandrauhigkeit gefundenen Wert $h_{\infty}^+ = 70$.
- b) Im voll-rauhen Strömungszustand ($h^+ > h_{\infty}^+$) hängt der Gradient $A_{r_{\infty}}$ des Wandgesetzes vom Rippenteilungsverhältnis p/h ab (Tab.II).

p/h	h_{∞}^{+}	$A_{R\infty}$
10	185	2.04
7.2	104	1.94
5	120	2.25
3	78	2.65

Tab.II: Grenzwerte h_{∞}^{+} , $A_{R\infty}$
für quadrat. Rippen /22/.

2.3 Diskussion und Aufgabenstellung

Aus den in der Literatur vorhandenen Arbeiten ergibt sich keine Klarheit über die Gesetzmäßigkeiten, die die Strömungsverteilung und damit auch den Strömungswiderstand an Wänden mit künstlicher Rauigkeit beschreiben. Gerade die Aussagen in Bezug auf den Gradienten A_R des Wandgesetzes erscheinen z.T. sehr widersprüchlich, obwohl manche Abweichungen sicherlich auf fertigungsbedingte Toleranzen in der Rauigkeitsgeometrie oder Unsicherheiten in der Meßtechnik zurückzuführen sind. Insgesamt lassen sich die Ergebnisse wie folgt zusammenfassen:

- a) Der Grenzwert h_{∞}^{+} für voll-rauhe Strömung hängt offensichtlich vom Typ der Rauigkeit ab und hat mindestens den Wert $h^{+}=70$. Genauere allgemein anwendbare Angaben für künstliche Rauigkeiten sind nicht vorhanden.
- b) Der Gradient A_R des Wandgesetzes hängt ebenfalls vom Typ der Rauigkeit ab. In der Literatur existiert kein Konsensus darüber, daß irgendwelche möglichen Parameter wie Rippenform, p/h , h/b , h/L oder h^{+} als Funktionsvariable ausscheiden.

Daraus ergeben sich zwei Schlußfolgerungen:

- a) Alle Arbeiten, in denen die für Sandrauigkeit gefundenen Konstanten $A_R=2.5$ und $h_{\infty}^{+}=70$ für künstliche Wandrauigkeit angewendet werden /23,24,25,26/, beruhen auf diesen Annahmen, so daß die Ergebnisse fehlerhaft sein können.

- b) Zur Beherrschung der turbulenten Strömung bei künstlicher Wandrauigkeit sind neue ausführliche, systematische Untersuchungen notwendig. Diese Untersuchungen müssen Messungen des Druckverlustes und der Geschwindigkeitsverteilung umfassen und sich über einen möglichst großen Bereich der Reynoldszahlen erstrecken, damit eindeutige Aussagen über die Grenze des glatt-rauhen Übergangsgebietes und die Eigenschaften der Strömungsverteilung beiderseits dieser Grenze möglich sind. Die Untersuchungen müssen ferner wegen der Vielzahl von Funktionsparametern gezielt durchgeführt werden, d.h. die Parameter sind so auszuwählen, daß mit vertretbarem Aufwand möglichst viele Informationen gewonnen werden.

3. Experimentelle Untersuchung von Druckverlust und Geschwindigkeitsverteilung bei turbulenter Strömung und künstlicher Wandrauheit

Zur Durchführung von Versuchsarbeiten wurde ein Meßkanal mit rechteckigem Strömungsquerschnitt und dem Seitenverhältnis 4.25 : 1 angefertigt (Abb.6,7). Drei Seiten dieses Kanals waren glatt. Die vierte Seite, eine Hauptseite, wurde durch auswechselbare Platten gebildet, auf denen die zu untersuchende künstliche Rauheit angebracht war.

3.1 Auswahl der Parameter

Die Versuchsrauheiten wurden auf insgesamt 17 verschiedene Anordnungen (Tab.III, Abb.8) begrenzt, davon 16 mit rechteckförmigen 2-dimensionalen Querrippen. Ein Plattentyp (G) war mit rautenförmigen 3-dimensionalen Rippen versehen (Fischgrätenmuster). Diese Anordnung sollte als Vergleich dienen.

Die Abmessungen der rechteckigen Rauheitselemente wurden so gewählt, daß systematische Untersuchungen über deren Einfluß auf die Reibungsgesetze der Strömung möglich sind. Für quadratische Rippen ($h/b=1$) existieren beispielsweise bis zu 4 Anordnungen mit gleicher Rippenhöhe und unterschiedlichem relativen Abstand $4 \leq p/h \leq 32$. Ebenfalls für quadratische Rippen existieren bis zu 4 Anordnungen mit gleichem p/h und unterschiedlicher Rippenhöhe $0.3 \leq h \leq 6$ mm. Darüberhinaus existieren bis zu 3 Anordnungen mit gleichem p/h , aber unterschiedlichem Höhe-zu-Breite-Verhältnis $0.33 \leq h/b \leq 5$ und variierender Rippenhöhe $0.3 \leq h \leq 6$ mm.

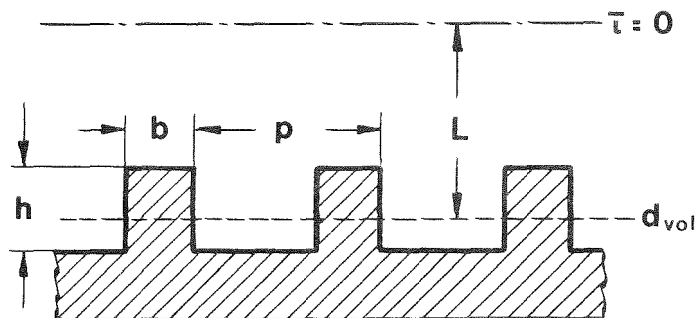


Tabelle III: Abmessungen der Versuchsplatten und der Rauheitsgeometrie

Plattentyp	Anzahl der Platten	Plattenlänge (mm)	p mm	h mm	b mm	$\frac{p}{h}$	$\frac{h}{b}$
A	6	504	1.2 2.4	0.3	0.3	4 8	1
B	6	504	12 24 48	3	3	4 8 16	1
C	6	504	4 8 16	1	1	4 8 16	1
D	5	576	24 48 96 192	6	6	4 8 16 32	1
E	6	504	6 12	1.5	0.3	4 8	5
F	6	504	4 8	0.5	1.5	8 16	0.33
G	6	504	2	0.5	0.428 ^{*)}	4	---

*) dreidimensionale Rauigkeit; angegeben ist die mittlere Breite der rautenförmigen Rippen

3.2 Versuchsaufbau

3.2.1 Versuchsanlage

Die Versuche wurden an einem Wasserversuchsstand durchgeführt, der nach dem Kreislaufprinzip arbeitet (Abb.6). Eine Ansicht des Versuchsstandes zeigt Abb.9. Aus dem Vorratsbehälter wird das Wasser von einer Kreiselpumpe angesaugt und über einen Kühler, der die im System entwickelte Wärme abführt, in die Teststrecke gefördert, von wo aus das Wasser in den Vorratsbehälter wieder zurückfließt.

Zur Verfügung stehen zwei Kreiselpumpen, die im Nennbetrieb bei 15 bar Nenndruck jeweils 500 l/min bzw. 6000 l/min fördern.

Die Durchsatzregelung erfolgt teils über einen Bypass, teils durch Drosselung. Für die Drosselung sind zwei Keilovalschieber vorhanden; der Bypass wird über Ventile eingestellt.

Vor dem Eintritt in die Teststrecke befinden sich zwei parallel geschaltete Durchsatzmeßgeräte für den unteren und mittleren Geschwindigkeitsbereich. Das Meßgerät für die hohen Durchsätze ist nach der Teststrecke eingebaut. Unmittelbar vor und nach der Teststrecke sind Temperaturmeßstellen vorhanden.

Zur Reinhaltung des Wassers und als Schutzmaßnahme für die Anlage werden Rohrleitungen, Armaturen und Geräte aus korrosionsbeständigen Edelstählen verwendet. Darüberhinaus sind zur mechanischen Reinigung des Wassers zwei Filtereinheiten installiert.

Eine Filtereinheit dient zur Reinigung des in den Vorratsbehälter zulaufenden Frischwassers, die andere ist in einen besonderen Filterkreislauf geschaltet und dient zur Aufbereitung des Kreislaufwassers. Die benutzten Filtereinsätze aus Zellulosefaser-Phenolharz haben eine Feinheit von 5 my.

Um die Übertragung der im wesentlichen von der Pumpe ausgelösten Stöße und Vibrationen auf Test- und Meßeinrichtungen möglichst zu unterbinden, ist die Anlage an geeigneten Stellen mit Axialkompensatoren ausgestattet.

3.2.2 Meßanordnung

Die Meßanordnung besteht aus der Teststrecke mit den eingebauten rauhen Versuchsplatten, dem Meßkasten, in dem sich das verfahrbare Pitotrohr befindet, und den Geräten für die Durchfluß- und Differenzdruckmessung.

3.2.2.1 Teststrecke

Die Teststrecke entspricht in Form und Abmessungen bis auf geringe Unterschiede dem von SCHLICHTING /16/ verwendeten Meßkanal (Tab.IV).

Sie besteht aus einem schräg zur Seite gestellten offenen Gerinne mit glatten Wänden und seitlich eingelassenen Nuten, in welche die Versuchsplatten eingelegt werden, und einem Deckel, der auf die Versuchsplatten aufgebracht und mit dem unteren Kanalteil fest verschraubt wird. Die Schrägstellung des Kanals und die damit eigentlich bezweckte Schrägstellung der Versuchsplatten erwies sich bei den Vorversuchen als notwendig, um die gute Entlüftung des Kanals zu gewährleisten.

Der Kanalquerschnitt beträgt genau wie bei SCHLICHTING 40 mm auf 170 mm; die Länge ist etwas geringer, sie beträgt 6 m. Aus Fertigungsgründen wurde die Teststrecke aus 4 gleichen Teilstücken von je 1.5 m Länge hergestellt, wobei die unteren Kanalstücke mit Flanschen aneinander geschraubt sind. Die Deckelstücke haben abgeschrägte Enden und werden durch passende keilförmige Distanzstücke gegeneinander verspannt, die von oben eingelegt und mit dem Kanalunterteil verschraubt werden.

Da zur Erzielung einwandfreier Meßergebnisse der Kanalquerschnitt auf die gesamte Länge sehr eng toleriert sein muß und sich auch bei Betrieb der Teststrecke unter Innendruck nicht merklich verformen darf, wurden die Kanalteile als dickwandige Gußstücke aus korrosionsbeständigem Edelstahl hergestellt. Durch Feinstbearbeitung der Wandflächen und der seitlichen Längsnuten der unteren Kanalteile wurde die notwendige Gleichmäßigkeit des Strömungsquerschnittes erreicht.

Tab. IV: Abmessungsdaten der Teststrecke:

Gesamtlänge	6000 mm
Länge eines Teilstücks	1500 mm
Kanalhöhe	40 ± 0.01 mm
Kanalbreite	170 ± 0.05 mm
Wandstärke	40 mm

Die Abdichtung der Teststrecke erfolgt zwischen den einzelnen Teilstücken des Kanalunterteils sowie zwischen Kanalunterteil und Deckelstücken mit Hilfe einer speziell zusammengeklebten endlosen Rundschnur, die in einer Nut eingebettet ist. Als Dichtungsmaterial zwischen den Distanz- und Deckelstücken wird dünnes Gummiband verwendet.

Der Raum zwischen Versuchsplatten und Deckel ist gegen den Strömungskanal hin nicht abgedichtet und daher stets mit Wasser erfüllt. Auf diese Weise heben sich die statischen Druckkräfte an den Versuchsplatten auf und können keine nachteiligen Durchwölbungen bewirken. Beim Fluten der Teststrecke muß jedoch verhindert werden, daß sich an den quer zur Strömung liegenden Distanzstücken im Totraum zwischen Deckel und Versuchsplatten verborgene Lufteinschlüsse bilden, die aus Gründen der Kompressibilität die im Versuch auftretenden Druckstöße in Geschwindigkeitsschwankungen umwandeln. Hierzu sind an den jeweils stromabwärts gelegenen Deckelenden Entlüftungshähne angebracht. Auf der Unterseite des Kanals befinden sich Anbohrungen zur Abnahme des statischen Druckes, und zwar existiert eine Anbohrung pro Strömungsquerschnitt. Der Durchmesser der Bohrung beträgt 0.8 mm, ihr Abstand im letzten Kanalteil 20 cm, in den anderen drei Kanalteilen 30 cm.

3.2.2.2 Meßkasten

Der Meßkasten ist am Austrittsquerschnitt der Teststrecke mit Flanschen angeschraubt (Abb.10). Im Meßkasten befindet sich die verfahrbare Staudruck- Meßsonde (Pitotrohr), mit der das Geschwindigkeitsprofil senkrecht zur Versuchsrauhigkeit gemessen wird. In die Wand des Meßkastens sind zwei einander gegenüberliegende Fenster von je 110 mm Durchmesser eingelassen, die es gestatten, die Meßsonde in der Strömung zu beobachten. Die Sonde, deren Abmessungen $D_i = 0.3$ mm, $D_a = 0.6$ mm und $L \approx 25$ mm betragen, wurde durch Feinstbearbeitung aus einer medizinischen Injektionsnadel hergestellt. Besondere Sorgfalt wurde dabei auf die gratfreie achsennormale Ausführung ihrer Mündungsfläche verwendet. Mit einem speziellen Klebstoff ist die Sonde in der passend angefertigten Bohrung einer Meßspindel befestigt, und zwar mit einem kleinen Winkel zur Strömungsrichtung, derart, daß beim Anfahren der Sonde gegen die glatte Wand die Berührung mit der Kante der Sondenspitze erfolgt. Die Meßspindel, die quer zur Hauptströmungsrichtung in der Mitte des Kanals angeordnet und in ihrer Achsrichtung verfahrbar ist, wurde mit Stromlinien - Querschnitt versehen, an beiden Enden gelagert und dort mit O-Ringen abgedichtet. Die Positionseinstellung der Meßspindel erfolgt mit einer Mikrometerschraube, die auf das obere Ende der Meßspindel aufgeschraubt ist. Da die verfügbare Mikrometerschraube nur einen Einstellweg von 25 mm gegenüber 40 mm Kanalhöhe aufweist, wurde die Mikrometerschraube an einem Joch befestigt, das in Stehbolzen auf dem Meßkasten geführt ist und durch Ausklappen von Distanzstücken in bestimmte Ausgangspositionen gebracht werden kann.

Die Abführung des Staudrucks erfolgt über eine Längsbohrung in der Meßspindel, die sich vom unteren Ende her bis in Höhe des Pitotrohres erstreckt.

Um mit dem relativ kurzen Pitotrohr möglichst weit in die Teststrecke hineinmessen zu können, wurde die Lagerbohrung

für die Meßspindel in der entsprechend ausgelegten Wand des Meßkastens angebracht. Auf diese Weise wurde erreicht, daß die Spitze der Meßsonde etwa 15 mm über die Plattenkante der Versuchsrauhigkeit in die Teststrecke hineinragt.

Für spezielle Vorversuche wie z.B. Symmetrietests der Strömungsverteilung oder Untersuchungen des Seitenwandeinflusses auf die Strömungsgeschwindigkeit wurden zwei zusätzliche Staudrucksonden in den Meßkasten eingebaut.

Ihre Positionen lagen bei ± 42.5 mm von der Kanalmitte, d.h. sie hatten genau den halben Wandabstand der mittleren Staudrucksonde. Da diese Sonden samt den zugehörigen Meßspindeln eine gewisse unkalkulierbare Störung der Strömung bedeuten und außerdem durch die größere Reibung im Gesamtsystem die Bewegung des Jochs und der Mikrometerschrauben erschweren, wurden sie für die Abwicklung der Serienversuche wieder ausgebaut.

3.2.2.3 Rauhigkeitsplatten

Die Versuchsplatten mit den künstlichen Rauhigkeiten wurden aus 10 bis 13 mm starkem Messingblech hergestellt. Die Rauhigkeitsgeometrie entstand in der Regel durch Ausfräsen aus dem vollen Material. Für jeden Plattentyp wurde dabei mit der größten Besetzungsdichte angefangen. Durch Ausfräsen jeder zweiten Rippe entstand jeweils die Geometrie mit der nächst größeren Rippenteilung.

Anders wurde bei der 6 mm-Rauhigkeit (D) verfahren. Hier wurden die Rippenelemente der Reihe nach aufgeschraubt, und zwar angefangen mit der größten Rippenteilung. Die Abmessungen der Versuchsplatten sind im wesentlichen durch den Versuchskanal festgelegt. Die Breite beträgt 179.5 mm, so daß sich die Platten mit dem beiderseits bearbeiteten Rand etwa 5 mm in der Auflagenut des Kanals abstützen.

Die Länge der Platten ist der besseren Handhabung wegen auf etwa 0.5 m begrenzt. Der genaue Wert von 504 mm bzw. 576 mm bei Plattentyp D ergab sich aus der Forderung, daß die

Rauhigkeitsgeometrie bei jeder Rippenteilung unabhängig von der Reihenfolge der einzelnen Teilplatten sein soll. Die Gesamtlänge der Versuchsplatten beträgt etwa 3 m und deckt damit die Hälfte des Versuchskanals ab. Die andere Hälfte, die als hydrodynamischer Einlauf betrachtet wird, ist mit glatten Messingplatten versehen.

3.2.3 Meßeinrichtung

3.2.3.1 Meßgeräte

Der Durchfluß wurde mit 3 verschiedenen Meßgeräten ermittelt, die für folgende Meßbereiche verfügbar sind:

- | | |
|-----------------------------------|------------------|
| I. Turbinenzähler | 25 - 240 l/min |
| II. Schwingkörper-Durchflußmesser | 60 - 1000 l/min |
| III. Induktiver Durchflußmesser | 700 - 6000 l/min |

Die Meßgenauigkeit des Turbinenzählers und des Schwingkörper-Durchflußmessers ist vom Hersteller mit $\pm 0.5\%$ des jeweiligen Meßwertes angegeben. Durch Einteilung der GeräteKennlinie in bestimmte Arbeitsbereiche gelang es, die Meßgenauigkeit auf $\pm 0.25\%$ des Meßwertes zu steigern.

Die Meßgenauigkeit des induktiven Durchflußmessers beträgt laut Hersteller 0.5% des Meßbereichsendwertes zuzüglich 0.5% des jeweiligen Meßwertes. Da der Meßbereichsendwert während der Messungen über ein Potentiometer ständig optimal angepaßt werden konnte, beträgt die Meßgenauigkeit praktisch etwa $\pm 1\%$ des angezeigten Meßwertes.

Der statische Druck wurde als Differenzdruck zwischen zwei Druckmeßanbohrungen über eine Distanz von etwa 2 m gemessen. Der Staudruck ergab sich als Differenzdruck zwischen dem im Pitotrohr auftretenden Gesamtdruck und dem im gleichen Strömungsquerschnitt herrschenden statischen Druck. Zur Messung der Differenzdrücke wurden induktive Meßaufnehmer verwendet, bei denen der Druckunterschied eine Membranfeder aus der Nulllage auslenkt. Die Größe der Auslenkung, die maximal 0.1 mm erreicht, wird elektronisch über die Änderung der Induktion einer Feldspule erfaßt und stellt ein direktes Maß für den wirkenden Differenzdruck dar. Verwendet wurden 3 Differenz-

druckaufnehmer mit den Nenn-Differenzdrücken 0.01 bar, 0.1 bar und 1 bar. Zur Verstärkung und Umformung der Meßsignale diente ein Trägerfrequenz-Meßverstärker mit hohem Auflösungsvermögen (Linearitätsfehler < 0.05%, Langzeitdrift im Mittel Null, Störpegel 0.3 $\mu\text{m}/\text{m}_{\text{SS}}$ bei 10 V Brückenspeisespannung).

Die vom Hersteller garantierte Meßgenauigkeit beträgt $\pm 1\%$ des Nennwertes (Fa. Hottinger Baldwin Meßtechnik, Darmstadt).

Eine höhere Genauigkeit, nämlich < $\pm 1\%$ des angezeigten Meßwertes, wurde durch Analyse der Hauptfehlerquellen und entsprechende Gegenmaßnahmen erzielt. Um beispielsweise die Temperatureinflüsse der Umgebung zu vermindern, wurde der Meßaufnehmer in einem wärmeisolierten Meßschrank (Abb.11) eingeschlossen und durch ein Kühlsystem für die Dauer der jeweiligen Messungen auf praktisch konstanter Temperatur gehalten. Um natürliche Konvektion und die damit mögliche Verunreinigungen des Meßaufnehmers zu vermeiden, wurde der Meßschrank unterhalb der Teststrecke angeordnet. Ferner wurde der Prüfstand zum Schutz gegen Temperatureinflüsse durch Luftzug mit einer Schirmwand aus Plastikfolie umgeben. Der Linearitätsfehler des kombinierten Systems von Meßaufnehmer und Meßverstärker wurde durch eine Kalibrierkurve ausgeglichen, die sich aus statischen Vergleichsmessungen mit U-Rohrmanometern ergab. Die bei den U-Rohrmanometern jeweils gegen Wasser eingesetzten Sperrflüssigkeiten waren

- a) Dichloräthan bis 0.01 bar, $\rho_{\text{sp}} = 0.2547 \text{ g/cm}^3$,
- b) Tetrachlorkohlenstoff bis 0.1 bar, $\rho_{\text{sp}} = 0.5958 \text{ g/cm}^3$,
- c) Quecksilber bis 1 bar $\rho_{\text{sp}} = 12.548 \text{ g/cm}^3$.

Die Dichteangaben gelten für 20°C Flüssigkeitstemperatur. Größere Differenzdrücke als 1 bar wurden direkt mit dem U-Rohrmanometer und Quecksilber als Sperrflüssigkeit gemessen. Der damit verfügbare Meßbereich erstreckt sich über 1600 mm Quecksilbersäule. Die Ablesegenauigkeit des U-Rohrmanometers beträgt 0.1 Skalenteile bzw. 0.2 mm Quecksilbersäule. Die Wassertemperatur wurde mit zwei Quecksilberfederthermometern gemessen. In der Regel wurden die Versuche bei Wassertemperaturen von $17^{\circ}\text{C} \leq t_w \leq 25^{\circ}\text{C}$ durchgeführt.

3.2.3.2 Meßanschlüsse und Leitungen

Die Übertragung des Differenzdruckes von den Meßstellen auf die Meßgeräte erfolgte mit Hilfe von glasfaserverstärkten durchsichtigen PVC-Schläuchen, die folgende Vorteile bieten:

- a) Luft- und Gasblasen sind gut zu erkennen und zu entfernen;
- b) Erschütterungen werden nicht übertragen;
- c) Druckschwingungen werden gedämpft;
- d) es gibt keine Anschlußprobleme. Die Leitungen können mit Metallhülsen und Schlauchbinder einfach verbunden und gelöst werden.
- e) Die Unterbrechung der Leitungen kann durch einfaches Abklemmen erfolgen, wobei absolute Dichtheit gewährleistet ist.

Die Druckzuführungen zu den Differenzdruckaufnehmern waren über Druckausgleichsleitungen kurzgeschlossen, um beim Anfahren und Abschalten des Prüfstandes Überlastungen der Meßaufnehmer durch auftretende Druckspitzen zu vermeiden.

Das Differenzdruck-Meßsignal wurde durch Abklemmen der Druckausgleichsleitungen erzeugt. Durch Öffnen der Abklemmung war es bei laufendem Experiment jederzeit möglich, den Nullpunkt des Meßgeräts zu justieren.

Das Verfahren des Schlauchabklemmens bietet gegenüber der Verwendung von Absperrhähnen zwei entscheidende Vorteile:

- a) Keine Dichtheitsprobleme, da die Klemmen absolut sicher zu schließen sind;
- b) keine Druckspitzen durch Flüssigkeitsverdrängungen, da das Volumen beim Schließen nach beiden Seiten gleichmäßig verdrängt wird und folglich keine äußere Kraft auf die Federmembran des Meßaufnehmers ausübt.

Die Überprüfung der Meßsignale bei der Staudruckmessung ergab, daß beim statischen Druck wesentlich höhere Schwingungsamplituden auftraten als beim Gesamtdruck, was durch die besseren Dämpfungseigenschaften des Pitotrohres

($D_1 \approx 0.3 \text{ mm}$, $L \approx 25 \text{ mm}$) gegenüber der statischen Druckmeßbohrung ($D = 0.8 \text{ mm}$, $L = 5 \text{ mm}$) zu erklären ist.

Um die Meßkomponenten des Staudruckes mit etwa gleich niedrigen Schwingungsamplituden zu erfassen, wurde die Leitung des statischen Druckes mit einer Drossel versehen.

3.3 Durchführung der Messungen

Vor Beginn der Messungen wurden alle Leitungen sorgfältig entlüftet und die Anschlüsse auf Dichtheit überprüft. Nachdem die Beharrungstemperatur des wärmeisolierten Differenzdruck-Meßaufnehmers erreicht war (meist über Nacht), wurde der Meßverstärker abgeglichen und die Kalibrierkurve aufgenommen.

Zur Messung der Geschwindigkeitsprofile wurde bei konstant gehaltenem Durchfluß der Beharrungszustand der Wassertemperatur abgewartet. Dann wurden die Meßpositionen der Staudrucksonde von der rauhen zur glatten Kanalwand hin angefahren. Die Einstellgenauigkeit betrug etwa 0.005 mm. Nach einer Beruhigungszeit von etwa 2 Minuten wurde das Differenzdruck-Meßsignal über 200 Sekunden integriert. Der Nullpunkt des Geschwindigkeitsprofils an der glatten Wand wurde zunächst näherungsweise dadurch ermittelt, daß der Wandabstand der Staudrucksonde im Fenster des Meßkastens beobachtet wurde. Der genauere Wert des Nullpunktes ergab sich an der Stelle des Differenzdruck-Minimums durch Absuchen der Meßpositionen, die in unmittelbarer Wandnähe nur um 0.01 mm verändert wurden.

Für jede Versuchsrauhigkeit wurden etwa 10 Geschwindigkeitsprofile mit je etwa 40 Meßpunkten aufgenommen. Die Profile wurden in allen Fällen über den Rippen gemessen.

Für die Messungen nach der Preston-Methode /7/ wurde das Pitotrohr an die glatte Wand gefahren und dort in unveränderter Position belassen, während der Durchsatz von der unteren Grenze bis zum möglichen Maximalwert gesteigert wurde.

Zur Messung des statischen Druckabfalls wurden die Meßleitungen an die Druckmeßanbohrungen umgeklemmt und der Druckabfall ebenfalls mit steigendem Durchsatz gemessen.

Nach Ausschöpfen des jeweiligen Differenzdruck-Meßbereiches wurde der Meßaufnehmer ausgewechselt. Die Messungen erstreckten sich insgesamt über den Versuchsbereich $3 \cdot 10^3 < Re < 2 \cdot 10^6$ bzw. $3 < h^+ < 10^4$.

Dieser war nach oben hin begrenzt durch die Leistung der Kreiselpumpe, nach unten hin durch die zu geringe und zu fehlerhafte Anzeige des Differenzdruck-Meßsystems.

4. Auswertungsverfahren

Die Meßergebnisse wurden mit Rechenprogrammen auf einer IBM 370/168 unter den folgenden Annahmen ausgewertet.

4.1 Annahmen

- a) Der hydraulische Durchmesser der Teststrecke und damit der Ursprung des Geschwindigkeitsprofils an der rauhen Wand sind volumetrisch definiert, d.h. sie ergeben sich durch "Einschmelzen" der Versuchsrauigkeit.
- b) Die Schubspannung an der glatten Wand wird durch Preston-Messungen bestimmt, wobei sich das Pitotrohr in wandberührender Position befindet. Die gesuchte Schubspannung folgt aus dem gemessenen Staudruck mithilfe der von PATEL /7/ gefundenen Beziehungen.
- c) Aufgrund der endlichen Abmessungen der Pitotsonde und der in Wandnähe existierenden Scherströmung stimmt das geometrische Zentrum der Sonde (Sondenachse) nicht mit dem eigentlich wirksamen Zentrum überein. Die erforderliche Korrektur der Sondenposition wird nach der Methode von MACMILLAN /27/ vorgenommen.
- d) Aufgrund der endlichen Abmessungen der statischen Druckmeßanbohrung an der glatten Wand entsteht eine Störung der Strömung und damit eine fehlerhafte Abweichung des statischen Druckes, die bei der Geschwindigkeitsmessung eingeht. Die Korrektur des statischen Druckes erfolgt nach der Methode von SHAW /28/.

- e) Die Staudrucksonde erfaßt nicht den dem zeitlichen Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit entsprechenden Staudruck, sondern einen etwas höheren Wert, der, wie GOLDSTEIN /29/ anhand theoretischer Überlegungen feststellte, durch den Einfluß der Turbulenzintensität bedingt ist. Die ermittelten Geschwindigkeiten werden nach Angaben von EIFLER /30/ korrigiert, die sich auf Messungen von LAUFER /31/ in Kreisrohren stützen.
- f) Im Bereich der vollausgebildeten Strömung hängt der statische Druck nur von der Koordinate x in Strömungsrichtung ab, d.h. die Ableitungen $\partial p/\partial y$ und $\partial p/\partial z$ verschwinden.

4.2 Druckverlust

Der Gesamtreibungsbeiwert λ ergibt sich zu

$$\lambda(\text{Re}) = 8 \frac{F^3}{U \cdot \dot{V}^2} \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} \quad (10)$$

mit der Reynoldszahl

$$\text{Re} = \frac{4}{U} \frac{\dot{V}}{v} \quad (11)$$

wobei \dot{V} der gemessene Volumendurchsatz bedeutet. Wie Vorversuche zeigten, ist der Druckgradient dp/dx bereits wenige hydraulische Durchmesser nach Eintritt in die Teststrecke konstant und kann deshalb mit den endlichen Größen $\Delta p/\Delta x$ bestimmt werden. Die Messung des Druckgradienten erfolgte über die Länge $\Delta x = 1934$ mm. Zähigkeit und Dichte der Strömung wurden als Temperaturfunktionen $\rho(t)$ und $v(t)$ berücksichtigt.

4.3 Geschwindigkeitsverteilung

Die Verteilung der Strömungsgeschwindigkeit u als Funktion des Wandabstandes y folgt aus der Beziehung:

$$u(y) = \sqrt{\frac{2}{\rho} \Delta p_{\text{dyn}}(y)} \quad (12)$$

wobei Δp_{dyn} der mit dem Pitotrohr gemessene Staudruck bedeutet.

Die dimensionslosen logarithmischen Geschwindigkeitsprofile sind auf die Schubspannungsgeschwindigkeiten $u_{g,r}^*$ der jeweiligen Wand bezogen. Für die glatte Strömungszone wird

$$u_g^* = \sqrt{\frac{\tau_g}{\rho}} \quad (13)$$

aus Preston-Messungen bestimmt (vgl. 4.1b); für die rauhe Strömungszone ergibt sich u_r^* aus einer Kräftebilanz zwischen den Druckkräften in der Strömung und den Scherkräften an der Wand (Abb. 12):

$$dp \cdot F = (\tau_g U_g + \tau_r U_r) dx \quad (14)$$

Für den mittleren Teil des Strömungsquerschnittes, also in genügender Entfernung von den Seitenwänden, erhält man mit

$$S = U_g = U_r \quad (15)$$

$$\text{und} \quad F = H_v \cdot S \quad (16)$$

die Beziehung

$$H_v \cdot \frac{dp}{dx} = \tau_g + \tau_r \quad (17)$$

und zusammen mit (13):

$$u_r^* = \sqrt{\frac{H_v}{\rho} \frac{dp}{dx} - u_g^{*2}} \quad (18)$$

wobei H_v die volumetrische Kanalhöhe oder den Abstand der "eingeschmolzenen" Versuchsrauigkeit von der gegenüberliegenden glatten Wand bedeutet.

4.4 Position der Nullschubspannung

Wird die Kräftebilanz zwischen Druck- und Scherkräften nacheinander auf die glatte und raue Strömungszone angewendet, so ergibt sich wegen der Übereinstimmung der Druckgradienten (vgl. 4.1f) entsprechend zu (14):

$$\frac{dp}{dx} = \tau_r \frac{U_r}{F_r} = \tau_g \frac{U_g}{F_g} \quad (19)$$

und wegen

$$L_{r,g} = \left(\frac{F}{U} \right)_{r,g} \quad (20)$$

die Beziehung

$$\frac{L_r}{L_g} = \frac{\tau_r}{\tau_g} = \left(\frac{u_r^*}{u_g^*} \right)^2 \quad (21)$$

Damit ist ein funktionaler Zusammenhang zwischen den Längen $L_{r,g}$ des rauhen und glatten Geschwindigkeitsprofils und den beiden Wandschubspannungsgeschwindigkeiten $u_{r,g}^*$ hergestellt. Berücksichtigt man, daß

$$L_g = H_v - L_r, \quad (22)$$

so folgt für die Position der Nullschubspannung:

$$\beta = \frac{L_r}{H_V} = \frac{\left(\frac{u_r^*}{u_g^*}\right)^2}{1 + \left(\frac{u_r^*}{u_g^*}\right)^2} \quad (23)$$

die auf diese Weise aus den Wandschubspannungen zu berechnen ist.

5. Versuchsergebnisse

5.1 Gesamt-Reibungsbeiwerte

Die Reibungsbeiwerte λ des Gesamtkanals sind als Funktion der Reynoldszahl für die einzelnen Versuchsrauhigkeiten in den Abb. 13-29 dargestellt. Als Orientierungslinien sind zusätzlich die Reibungsgesetze für den laminaren und turbulenten Strömungszustand eingezeichnet, nämlich

$$\lambda = K/Re \quad (24)$$

für laminare Strömung mit $K = 74.68 /32/$
und

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda}} = 2.5 \ln(Re\sqrt{\frac{\lambda}{8}}) + 5.5 - G^* \quad (25)$$

für turbulente Strömung mit $G^* = 5.805 /33/$.

Die Meßkurven für die Versuchsrauhigkeiten zeigen unterschiedliche Werte und unterschiedlichen Verlauf. Dabei ist festzustellen:

- a) Der Reibungsbeiwert λ wächst allgemein mit zunehmender Rippenhöhe, und zwar degressiv. Im Bereich $10^4 < Re < 10^6$ ergibt er sich für $h = 0.3 \text{ mm}$ zu $\lambda \approx 0.03$ (Abb.13,14), für $h = 6 \text{ mm}$ zu $\lambda \approx 0.12$ (Abb.22,23).
- b) Bei gleicher Rippenhöhe ergibt sich für $p/h = 4$ der kleinste Reibungsbeiwert, also die schwächste Rauhigkeit. Das größte λ und damit die wirksamste Rauhigkeit tritt in fast allen Fällen bei $p/h = 8$ auf. Mit weiter steigendem p/h sinkt der Reibungsbeiwert langsam wieder ab. Eine

Ausnahme macht die flache Rauigkeit (Abb. 27,28).

Hier erscheint das größere λ bei $p/h = 16$, was darauf hindeutet, daß die Verbreiterung der Rippen auf Kosten des freien Rippenabstandes die Wirksamkeit der Rauigkeit beeinträchtigt. Dies stimmt voll mit den Ergebnissen einer Literaturlauswertung überein /24/.

Für die 3-dimensionale Rauigkeit (Abb. 29) zeigt sich, daß der Strömungswiderstand den der gleich hohen 2-dimensionalen Rauigkeit (Abb. 27) übertrifft.

- c) Die Abhängigkeit $\lambda(Re)$ erscheint so vielfältig, daß sie durch Angaben in allgemeiner Form nicht beschrieben werden kann. Sie tritt bei kleinen Rauigkeiten ($h = 0.3 - 1$ mm) mit entsprechend niedrigem Strömungswiderstand (Abb. 13-15, 27, 28) insbesondere bei großen Reynoldszahlen deutlicher auf als bei hohen Rauigkeiten (Abb. 18-24), was wohl auf den nicht zu vernachlässigenden Einfluß der glatten Kanalwände zurückzuführen ist. Es erweist sich daher als nicht zweckmäßig, aus diesen Meßkurven Angaben über die Erstreckung des glatt-rauen Übergangsgebietes entnehmen zu wollen.

Im laminar-turbulenten Übergangsgebiet bewirken die kleinen Rauigkeiten mit $h/b > 1$ fast durchweg einen steilen Anstieg der Meßkurven (Abb. 13-15, 17, 28, 29), d.h. sie entwickeln die "rauhe" Strömung unmittelbar aus dem laminaren Zustand. Das gleiche trifft zu für die flache Rauigkeit ($h/b = 0.33$) bei $p/h = 16$ (Abb. 28), also bei hochwirksamer Rippenteilung. Bei $p/h = 8$, das in diesem Falle einer weniger wirksamen Rippenteilung entspricht (Abb. 27), verhält sich die flache Rauigkeit im Bereich $5 \cdot 10^3 \leq Re \leq 2 \cdot 10^4$ hydraulisch-glatt, d.h. die Meßpunkte stimmen gut mit dem nach REHME /33/ berechneten Reibungsgesetz für turbulent-glatte Strömung überein.

5.2 Geschwindigkeitsverteilung

Die Verteilung der Strömungsgeschwindigkeit wurde für alle Versuchsrauhigkeiten bei mindestens 9 verschiedenen Durchsätzen ermittelt.

5.2.1 Lineare Darstellung

Eine repräsentative Auswahl dieser Messungen ist in den Abb. 30-46 im linearen Maßstab dargestellt. Die Position der Nullschubspannung, die Reynoldszahl und der zugehörige h^+ -Wert sind für jedes Profil angegeben.

Es ist festzustellen:

- a) Die Geschwindigkeitsverteilungen weisen eine Asymmetrie auf, die mit zunehmender Reynoldszahl und zunehmender Rauigkeitshöhe wächst. Geschwindigkeitsmaximum und Nullschubspannung fallen insbesondere bei höheren Reynoldszahlen deutlich auseinander, wobei die Nullschubspannung näher zur glatten Wand liegt.
- b) Bei den niedrigen Rauigkeiten ($h = 0.3; 0.5; 1 \text{ mm}$) treten rund geformte Geschwindigkeitsverteilungen auf, die mit zunehmender Reynoldszahl in beiden Strömungszonen auffächern (Abb. 30-34, 44-46). Für die höheren Rauigkeiten ($h \geq 1.5 \text{ mm}$) verlaufen die Geschwindigkeitsverteilungen spitzer, und die Auffächerung ist praktisch nur noch in der glatten Strömungszone zu beobachten.
- c) Mit ansteigender Rauigkeitshöhe dehnt sich der Bereich an der rauhen Wand aus, in dem keine Meßpunkte existieren. In diesem Bereich wurden beim Versuch negative Druckdifferenzen, also rauigkeitsbedingte Rückströmungen gemessen.

d) Ein eigenartiger Effekt zeigt sich bei der 6 mm-Rauhigkeit. Mit steigendem p/h verschieben sich hier die für die raue Zone gemessenen Profile zu höheren Geschwindigkeiten hin und nehmen gleichzeitig eine immer kantigere und gedrungene Gestalt an. Daraus scheint hervorzugehen, daß die 6 mm-Rauhigkeit offensichtlich aufgrund ihrer Abmessungen im Rahmen dieser Versuchsreihen eine gewisse Sonderstellung einnimmt.

5.2.2 Logarithmische Darstellung

5.2.2.1 Profile der glatten Zone

Die Geschwindigkeitsprofile der glatten Strömungszone sind logarithmisch in der Form des Wandgesetzes (5) in den Abb. 47-63 zusammen mit den zugehörigen Reynoldszahlen wiedergegeben. Zur Orientierung ist ein Bezugsprofil eingezeichnet, und zwar

$$u^+ = y^+ \quad (26)$$

für $0 < y^+ \leq 5$ (zähe Schicht),

$$u^+ = 5 \ln y^+ - 3.05 \quad (27)$$

für $5 < y^+ \leq 30$ (Übergangsschicht)

$$\text{und } u^+ = 2.5 \ln y^+ + 5.5 \quad (28)$$

für $y^+ > 30$ (Kernströmung).

Die beiden ersten Beziehungen entsprechen den Angaben von V. KÁRMÁN /34/, die Gleichung (28) ist das von NIKURADSE /4/ gefundene Wandgesetz.

Den Darstellungen ist zu entnehmen:

- a) Die Meßkurven passen sich weitgehend dem Verlauf des Bezugsprofils an und verschieben sich mit steigender Reynoldszahl in sich selbst zu höheren Werten von u^+ . Bei den jeweiligen Höchstwerten von u^+ bzw. y^+ , also im Gebiet der Nullschubspannung, ist der charakteristische Buckel, wie er von anderen Autoren im Kreisrohr /4,7/, an der frei angeströmten Platte /11/ und in der Außenzone des Ringspaltes /12/ (vergl. Abb. 3b) gemessen wurde, nicht festzustellen. Dagegen zeigt sich hier eine leichte Krümmung der Meßkurve zur Horizontalen hin, wie sie von REHME /12/ in der Innenzone des Ringspaltes bei kleinem Radienverhältnis beobachtet wurde (vergl. Abb. 3a).
- b) Im Bereich $y^+ \leq 30$ fallen die Meßkurven praktisch mit dem Bezugsprofil zusammen. Dies läßt nach (29,30) in Verbindung mit (2,3) den Schluß zu, daß u_g^* und damit die Wand-Schubspannung an der glatten Wand mit guter Genauigkeit bestimmt wurde, solange das Preston-Rohr in dieser Schicht lag. Eine gute Übereinstimmung existiert, abgesehen von meßfehlerbedingten Abweichungen (s. unten), auch für $y^+ > 30$ bei den kleineren Rauigkeiten (Abb. 47-51, 59-63).

Für die größeren Rauigkeiten ($h = 3; 6$ mm) ist der Gradient A_s der Meßkurven kleiner als 2.5, und er nimmt ab mit steigender Rippenhöhe, was hier gleichbedeutend ist mit steigender Turbulenz in der benachbarten Strömungszone (Abb. 52-58).

Dieser Effekt stimmt mit den Beobachtungen von REHME /12/ in glatten konzentrischen Ringspalten mit kleinen Radienverhältnissen überein (Abb. 3a) und wurde bereits von DALLE DONNE berücksichtigt, der eine fortgeschrittene

Methode /25/ zur Transformation von Reibungsbeiwerten asymmetrischer Strömungen entwickelte (s. auch Abschnitt 6.2).

- c) In den Abb. 47-63 weichen einzelne Geschwindigkeitsprofile vom Gesamtbild der Messungen ab. Die Abweichungen treten mit Ausnahme eines Falles (Abb. 47a) nur bei kleineren Reynoldszahlen auf (Abb. 48, 50, 51, 63). Im folgenden Abschnitt werden die Gründe für diese Abweichungen diskutiert.

Fehlerdiskussion mithilfe der Preston-Meßkurven

Zur genaueren Untersuchung der erwähnten Abweichungen wurde die Wandschubspannungsgeschwindigkeit u_g^* , die aus der kleinsten, nämlich an der glatten Wand gemessenen Profilmessung (Abb. 30-46) hervorgeht und deshalb die fehlerempfindlichste Meßgröße für das Geschwindigkeitsprofil der glatten Zone bedeutet, ein zweites Mal bestimmt. Dabei wurde das Pitotrohr in unmittelbarer Wandnähe fixiert und der Durchsatz wie bei Druckverlustmessungen in kleinen Intervallen gesteigert (Preston-Kurve). Die so ermittelten Wandschubspannungsgeschwindigkeiten sind zusammen mit den aus Profilmessungen erhaltenen und bei der Auswertung benutzten Werten in den Abb. 64-80 in Abhängigkeit der Reynoldszahl dargestellt. Es ist folgendes zu sehen:

- a) Die mit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit u_m normierten Preston-Kurven verlaufen mit wachsender Reynoldszahl alle fallend, da das Quadrat der Größe u_g^*/u_m dem Reibungsbeiwert der glatten Zone ungefähr proportional ist (vergl. (54)).

- b) Für kleine Reynoldszahlen zeigt sich eine erhebliche Streuung (Abb. 66, 69, 75) oder Abweichung vom weitgehend geradlinigen Verlauf (Abb. 65, 76, 79), was offensichtlich auf Unsicherheiten bei der Messung kleiner Differenzdrucke ($< 10 \text{ Pa}$) zurückzuführen ist.
- c) Nur in einem Fall (Abb. 64) treten Abweichungen bei höheren Reynoldszahlen zwischen der Preston-Kurve und den aus Profilmessungen ermittelten u_g^* -Werten auf. Sie entsprechen genau den bereits beobachteten Abweichungen in Abb. 47a und sind offensichtlich darauf zurückzuführen, daß zum Zeitpunkt dieser Versuche die Differenzdruck-Meßgeräte noch nicht optimal eingesetzt waren.

5.2.2.2 Profile der rauhen Zone

Die Geschwindigkeitsprofile der rauhen Strömungszone sind logarithmisch in der Form des Wandgesetzes (6) in den Abb. 81-97 dargestellt. Sie wurden nach aufsteigender Reihenfolge der mitangegebenen Reynoldszahlen und h^+ -Werte geordnet. Gleichzeitig wurde versucht, eine sinnvolle Einteilung bezüglich der Bereiche des glatt-rauhen Überganges und des voll-rauhen Strömungszustandes zu finden. Die dabei für den als voll-rauh betrachteten Bereich erhaltenen Geschwindigkeitsprofile sind als Bezugslinien für die betreffenden Meßkurven eingetragen. Die mathematische Funktion dieser Bezugslinien ist angegeben. Ihre Bestimmung wird in Abschnitt 6.1 beschrieben.

Aus den Abbildungen geht hervor:

- a) Die Meßkurven aller Versuchsrauigkeiten steigen fast geradlinig mit dem normierten Wandabstand y/h an. Die Streuung der Meßwerte ist gering und macht sich lediglich bei niedrigen Reynoldszahlen ($Re < 10^4$) nachteilig bemerkbar (Abb. 82, 85a, 90a, 92a).

b) Systematische Abweichungen von der Geradlinigkeit treten für kleine y/h , d.h. in Wandnähe, und für große y/h , d.h. im Bereich der Nullschubspannung auf. Während die Abweichungen für große y/h durchweg nur jeweils die letzten 2 bis 4 Meßpunkte betreffen, beeinträchtigen sie für kleine y/h ganz verschieden breite Wandbereiche der Strömung, deren Erstreckung y der Rippenhöhe h ungefähr proportional ist, darüber hinaus aber offensichtlich vom Teilungsverhältnis p/h abhängt. So zeigt sich allgemein für $p/h = 4$ ein praktisch geradliniger Verlauf bis $y/h \approx 1.5$ (Abb. 83, 86, 89, 93). Für $p/h = 8$ liegt die Grenze offensichtlich bei $y/h \approx 2$ (Abb. 84, 87, 90, 94), und für $p/h > 16$ tritt sie bei $y/h \approx 2.5$ auf (Abb. 88, 91, 92). Die Breite des beeinträchtigten Wandbereichs kann jedoch nicht immer eindeutig festgestellt werden, da die Abweichungen bei etlichen Meßkurven langsam einsetzen und nur schwach zunehmen (Abb. 83, 86, 87, 89, 90). Auch liegen in einigen Fällen die Meßpunkte außerhalb dieser Wandzone, so daß die Grenze überhaupt nicht erkennbar ist (Abb. 96, 97).

Die Variation der beeinträchtigten Wandzone mit p/h ergibt sich auch aus den Messungen anderer Autoren. So z.B. fanden BERGER und WHITEHEAD /22/ für $p/h = 5$ den Wert $y/h \approx 1.5$, LAWN und HAMLIN /8/ für $p/h = 7.2$ den Wert $y/h = 2$ und HANJALIC und LAUNDER /19/ für $p/h = 10$ den Wert $y/h \approx 3$. Bei BAYAZIT /21/, dessen Rauigkeit aus dichtgepackten Halbkugeln bestand, erstreckt sich die Geradlinigkeit bis $y/h \approx 0.8$.

c) Weitgehende systematische Abweichungen von der Geradlinigkeit ergeben sich zusätzlich durch den Einfluß der Zähigkeit an der Wand bei kleinen Reynoldszahlen und ins-

besondere bei kleinen Werten von h^+ . Diese Beeinträchtigungen reichen z.B. bis $y/h < 9$ für $h^+ = 3$ (Abb. 81a), $y/h < 15$ für $h^+ = 2$ (Abb. 82) und $y/h < 10$ für $h^+ < 6$ (Abb. 97a).

- d) Mit zunehmender Reynoldszahl verschieben sich die Geschwindigkeitsprofile meist nichtparallel und in der Regel nach unten, was besonders deutlich bei Rauigkeitshöhen $h \leq 0.5$ mm und $h^+ < 70$ erkennbar wird (Abb. 81a-c, 82, 95a-97a). Die Verschiebungen sind bei kleinen Werten von h^+ relativ groß und nehmen mit wachsenden h^+ ab, so daß bei allen Rauigkeiten eine Verdichtung (Abb. 82) oder Koinzidenz (Abb. 81d, 83b-85b, 86c, 87b-97b) der Meßkurven beobachtet wird.

Die koinzidierenden Meßkurven werden, abgesehen von den ohnehin vernachlässigten Zonen an der Wand und im Gebiet der Nullschubspannung, mit geringer Streuung von den eingezeichneten Bezugslinien beschrieben. Aus den angegebenen Funktionen der Bezugslinien ist erkennbar, daß die Gradienten der als voll-rauh betrachteten Profile im Bereich $1.71 \leq A_r \leq 3.48$ variieren und damit zum Teil erheblich vom Wert 2.5 des von NIKURADSE gefundenen Wandgesetzes abweichen. Auf diesen Tatbestand, der im Einklang mit den Messungen anderer Autoren steht (vgl. Abschnitt 2.2.2), wird in den folgenden Abschnitten näher eingegangen. Zu bemerken ist noch, daß bei einer Versuchsrauigkeit (Abb. 82) das Bezugsprofil fehlt, weil im Rahmen dieser Messungen kein als voll-rauh anzusehender Bereich festgestellt werden konnte. Auch diesbezüglich wird auf die folgenden Abschnitte verwiesen.

6. Analyse und Diskussion der Versuchsergebnisse

Zur näheren Betrachtung der turbulenten Strömungsvorgänge an künstlich rauhen Wänden und zur Ableitung allgemeingültiger Darstellungen wurden verschiedene Analysen der Versuchsergebnisse durchgeführt. Dabei wurden die in der rauhen Strömungszone gemessenen Geschwindigkeitsprofile auf ihre Verträglichkeit mit dem Wandgesetz überprüft und gleichzeitig in Bezug auf das Strömungsverhalten im glatt-
rauen Übergangsbereich ausgewertet. Ferner wurde die Beeinträchtigung der Geschwindigkeitsprofile der glatten Strömungszone durch die benachbarte rauhe Zone (vgl. S. 34), die sich in der logarithmischen Darstellung deutlich offenbart (Abb. 47-63), anhand der transformierten Reibungsbeiwerte diskutiert.

Anschließend wurde untersucht, inwieweit die turbulenten Transportvorgänge beider Strömungszonen einem allgemeinen Modell der Wirbelviskosität genügen.

6.1 Ergebnisse zum Wandgesetz

Die in der rauhen Strömungszone gemessenen Geschwindigkeitsprofile wurden in der mit dem Wandgesetz vergleichbaren logarithmischen Form mithilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate analysiert und auf diese Weise die Koeffizienten A_T und R des Wandgesetzes (6) bestimmt.

Da die logarithmischen Profile sowohl in Wandnähe als auch im Gebiet der Nullschubspannung von der Geradlinigkeit abweichen (Abb. 81-97), wurden in Übereinstimmung mit den in Abschn. 5.2.2.2 angegebenen Grenzen nur Meßpunkte für

$$y/h > 2.5 \quad (29)$$

$$\text{und } y^+ = h^+ \cdot y/h > 60 \quad (30)$$

berücksichtigt mit Ausnahme der jeweils letzten 4 Werte vor der

$\tau=0$ -Linie. Eine zweite Auswertung wurde versuchsweise mit $y/h > 3$ vorgenommen. Sie führte zum gleichen Ergebnis und erbrachte damit den Nachweis für die Geradlinigkeit der logarithmischen Profile innerhalb der beachteten Grenzen.

Die aus den Meßkurven ermittelten Koeffizienten A_r und R sind in Abhängigkeit von h^+ für die einzelnen Versuchsrauhigkeiten in den Abb. 98-114 dargestellt.

Als Orientierungslinien sind für die hydraulisch-glatte Strömung nach NIKURADSE die Horizontale (vgl. S. 4)

$$A_r = A_s = 2.5 \quad (31)$$

und die (8) entsprechende Gerade

$$R = 2.5 \ln h^+ + 5.5 \quad (32)$$

eingetragen.

Wie aus den Abb. hervorgeht, heben sich die ermittelten Kurven $A_r(h^+)$ und $R(h^+)$ deutlich von den die hydraulisch-glatte Strömung beschreibenden Geraden ab und zeigen einen besonderen Verlauf, der als charakteristisch für die betreffende Wandrauhigkeit angesehen werden muß. Sie tragen daher auch den Namen Rauheitsfunktionen. Da A_r und R die Größen sind, die das Geschwindigkeitsprofil der rauhen Zone in der logarithmischen Form bestimmen, ist es sofort möglich, bei bekanntem Verlauf $A_r(h^+)$ und $R(h^+)$ das glatt-rauhe Übergangsverhalten der betreffenden Strömung zu diskutieren. Insbesondere ist es möglich, Aussagen über den Bereich der voll-entwickelten rauhen Strömung zu machen. Dieser Bereich beginnt allgemein dort, wo der Strömungswiderstand sich mit der Reynoldszahl nicht mehr ändert, d.h.

wo die Geschwindigkeitsverteilung konstant bleibt und damit auch die Rauigkeitsfunktionen unabhängig von h^+ werden.

6.1.1 Übergangsgebiet zwischen hydraulisch-glatte und voll ausgebildeter rauher Strömung

6.1.1.1 Rauhigkeitsfunktionen

Die in den Abb. 98-114 dargestellten Rauigkeitsfunktionen $A_r(h^+)$ und $R(h^+)$ beschreiben das Strömungsverhalten in der durch die Versuchsrauhigkeit bestimmten sog. rauhen Zone. Die Kurven unterscheiden sich grundsätzlich in ihrem Verlauf, wobei jedoch festzustellen ist, daß sich die Bereiche von h^+ ungefähr proportional zu den jeweiligen Rauigkeitshöhen verhalten, d.h. die Kurven verschieben sich etwa im Verhältnis der Rauigkeitshöhen zu größeren Werten von h^+ . Dies läßt sich leicht verstehen, wenn man berücksichtigt, daß alle Messungen im gleichen Bereich der Reynoldszahl $2 \cdot 10^3 < Re < 2 \cdot 10^6$ durchgeführt wurden (Abb. 13-29, Abb. 47-63). Dividiert man nämlich (18) auf beiden Seiten durch die mittlere Strömungsgeschwindigkeit u_m , so erhält man die Beziehung

$$\phi(Re) \equiv \frac{u_r^*}{u_m} = \sqrt{\psi(Re) - \left(\frac{u_g^*}{u_m}\right)^2} \quad (33)$$

wobei sich mithilfe von (10) zeigen läßt, daß

$$\psi(Re) \sim \lambda(Re). \quad (34)$$

Aus (33) und (7) ergibt sich

$$h^+ = h \cdot \phi(Re) \cdot u_m / \nu \quad (35)$$

und wegen $Re \sim u_m$

$$h^+ \sim h \cdot \phi(Re) \cdot Re \quad (36)$$

Da $\lambda(\text{Re})$ und $\frac{u_g^*}{u_m} = f(\text{Re})$ nur schwache Funktionen der Reynoldszahl darstellen (Abb. 13-29, Abb. 64-80), folgt aus (33) und (34) vereinfacht

$$\phi(\text{Re}) \approx \text{konst.} \quad (37)$$

und damit in erster Näherung

$$h^+ \sim h \cdot \text{Re} \quad , \quad (38)$$

d.h. bei gleichem Bereich der Reynoldszahlen ist der Bereich der h^+ -Werte praktisch durch die Rauigkeitshöhe bestimmt.

Über die Rauigkeitsfunktionen selbst ist folgendes zu bemerken:

- a) Die Gradienten A_r der logarithmischen Profile weichen fast durchweg von dem von NIKURADSE /2/ gefundenen Wert 2.5 ab und lassen deutlich mit zunehmenden h^+ eine überwiegend fallende Tendenz erkennen (Abb. 99-103, Abb. 109-113).
- b) Die Profilkonstanten R stimmen ebenfalls nicht mit dem von NIKURADSE angegebenen Verlauf (vgl. Abb. 2) überein. Zwar nähern sie sich bei kleinen abnehmenden Werten von h^+ der "hydraulisch-glatte" Geraden (32) (Abb. 98, 99, 102, 112-114), münden aber keineswegs für $h^+ = 70$ in eine Horizontale (z.B. Abb. 99, 113) noch koinzidieren sie für ähnliche Rauigkeitsgeometrien (gleiches p/h , gleiches h/b).
- c) Auffallende Meßwert-Divergenzen sind in den Abb. 98 und 103 enthalten. Im Falle der Abb. 98 beruhen sie vermutlich darauf, daß, wie schon im Zusammenhang mit Abb. 47a) erläutert (vgl. S. 36), die Meßgeräte zu Beginn der Versuche nicht optimal eingesetzt waren (z.B. Fehlen des wärme-

isolierten Meßschrankes); im Falle der Abb. 103 handelt es sich bei den abweichenden Meßpunkten um Ergebnisse, die mit zusätzlich eingebauten, also im halben Wandabstand arbeitenden Pitotsonden gewonnen wurden (vgl. S. 20). Die geringen Abweichungen innerhalb dieser Sonderversuche veranschaulichen die Symmetrie der betrachteten Strömung und weisen durch ihre relativ gute Übereinstimmung mit den anderen Ergebnissen gleichzeitig nach, daß der von den glatten Seitenwänden herührende Einfluß auf die in Kanalmitte gemessenen Geschwindigkeitsprofile vernachlässigt werden kann.

- d) Bei genauerer Betrachtung zeigt sich insbesondere für $h^+ > 60$ ein spiegelbildähnlicher Verlauf der Rauigkeitsfunktionen, d.h. A_r fällt bei steigendem R oder umgekehrt, was einer Drehbewegung der Geschwindigkeitsprofile gleichkommt. Mit wachsendem h^+ ist zu erkennen, daß in der Regel alle Kurven eine geringere Variation aufweisen und bis auf wenige Ausnahmen (Abb. 99, 100, 103, 113) in einer praktisch horizontalen Geraden auslaufen. Die Ursache der Profildrehungen ist unklar. Es ist möglich, daß der von LAWN /10/ (vgl. S. 9/10) im Bereich der Rauigkeitserhebungen gemessenen Variation des statischen Druckes hier eine gewisse Bedeutung zukommt.

6.1.1.2 Grenze zwischen glatt-rauhem Übergangsgebiet und voll-rauher Strömung

Die als h^+_{∞} bezeichnete Grenze zwischen dem glatt-rauhem Übergangsgebiet und der voll entwickelten rauhen Strömung existiert dort, wo sich die Rauigkeitsfunktionen A_r und R und damit die Geschwindigkeitsprofile $u(y)$ praktisch nicht mehr ändern.

Die aus den Rauigkeitsfunktionen ermittelten Grenzen h_{∞}^{+} sind in Abb. 115 über der relativen Rippenhöhe h/L dargestellt. Angegeben sind jeweils die beiden h^{+} -Werte, zwischen denen der Übergang als beendet angesehen wird. Zum Vergleich sind entsprechende Werte von BERGER und WHITEHEAD /22/ für $h/L = 0.04$ mit eingetragen.

Es zeigt sich, daß die Übergangsgrenze für $h/L < 0.01$ ungefähr bei $h_{\infty}^{+} = 60$ liegt und etwa proportional zur relativen Rippenhöhe h/L wächst. Da die Meßpunkte ziemlich breit streuen, ist eine Systematik für den Einfluß der Geometrieparameter p/h und h/b nicht eindeutig erkennbar.

Die Werte von BERGER und WHITEHEAD liegen etwas niedriger als die eigenen Meßpunkte, streuen aber in der gleichen Breite.

6.1.2 Voll-rauher Strömungszustand

6.1.2.1 Die Profilgradienten $A_{r\infty}$

Der voll-rauher Strömungszustand ist definiert durch die in Abb. 115 für die einzelnen Rauigkeiten angegebenen Grenzen h_{∞}^{+} . Für $h^{+} > h_{\infty}^{+}$ wird angenommen, daß keine Änderung der Geschwindigkeitsverteilung mehr stattfindet. Die in diesem Bereich nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate sich ergebenden Ausgleichsgeraden (vgl. S. 39)

$$u_{\infty}^{+} = A_{r\infty} \ln y/h + R_{\infty} \quad (39)$$

sind in den Abb. 81-97 als Bezugsprofile verwendet. Die zugehörigen Koeffizienten $A_{r\infty}$ und R_{∞} enthält Tab. V. Da im Falle der Abb. 82 kein voll ausgebildeter Zustand zu erkennen ist, wurden in Tab. V die letzten 3 arithmetisch gemittelten Meßwerte eingetragen. Zur Veranschaulichung der Parametereinflüsse p/h , h/b und h/L sind die Profilgradienten $A_{r\infty}$ in

Abb. 116 zusammen mit Ergebnissen von BAYAZIT /21/ (Tab. I) sowie BERGER und WHITEHEAD /22/ (Tab. II) über dem Logarithmus der relativen Rauigkeitshöhe h/L aufgetragen. Aus der Abb. geht hervor:

a) Der Profilgradient $A_{r\infty}$ läßt sich in einer Kurvenschar darstellen, deren Äste durch p/h und h/b bestimmt sind und sich für $h/L < 0.01$ bei $A_{r\infty} \approx 2.5$ vereinen. Mit wachsendem h/L ergibt sich bei quadratischen Rauigkeiten ($h/b = 1$) für $p/h = 4$ ein progressiver Anstieg, für $p/h = 8$ ein progressiver Abfall von $A_{r\infty}$. Für $p/h = 16$ sinkt die Kurve leicht ab bis $h/L \approx 0.1$ und steigt dann wieder an. Der für $p/h = 32$ ermittelte Wert $A_{r\infty} = 1.71$ bei $h/L = 0.177$ (Tab. V) läßt sich nicht ohne weiteres in die Kurvenschar einordnen.

Für $h/L < 0.02$ liegen die Meßpunkte im Bereich $2.47 < A_{r\infty} < 2.62$. Die Abweichung von dem von NIKURADSE gefundenen Wert $A_r = 2.5$ beträgt hier weniger als 5% und liegt damit innerhalb der Meßgenauigkeit.

b) Die Ergebnisse von BERGER und WHITEHEAD weichen von den eigenen Meßkurven nach unten hin ab, zeigen aber für konstantes h/L tendenzmäßig die gleiche Abhängigkeit von p/h :

Für $p/h = 8$, also für die am schärfsten wirkende Rauigkeitsgeometrie (vgl. S. 30) ergibt sich das kleinste $A_{r\infty}$, für die schwächste Rauigkeit mit $p/h = 3$ das größte $A_{r\infty}$.

c) Die von BAYAZIT angegebenen Werte, die für halbkugelförmige Rauigkeitselemente im Bereich $0.21 < h/L < 0.94$ ermittelt wurden, sind aus mehr spekulativen Gründen eingetragen. Einmal entspricht die Rauigkeit nicht der hier diskutierten Rechteckform; zum anderen bestehen die auf S. 11 erwähnten Unklarheiten bezüglich des Strömungszustandes und der Abhängigkeit der Meßwerte.

Tab. V: Profilkoeffizienten $A_{r\infty}$ und R_{∞} des voll-rauhen Bereiches

p (mm)	h (mm)	b (mm)	h/L (%)	$A_{r\infty}$	R_{∞}
1.2	0.3	0.3	1.07	2.60	4.74
2.4			~1	~2.54	~2.83
4	1	1	3.31	2.75	4.59
8			3.09	2.44	3.14
16			3.24	2.52	3.80
12	3	3	9.42	3.10	4.29
24			8.76	2.25	3.51
48			8.88	2.37	4.19
24	6	6	18.54	3.48	4.48
48			17.0	2.05	3.70
96			17.2	2.44	4.05
192			17.7	1.71	6.10
6	1.5	0.3	4.47	2.65	2.35
12			4.48	2.54	2.40
4	0.5	1.5	1.73	2.62	4.66
8			1.69	2.47	4.61
2	0.5	0.428	1.63	2.55	3.22

Dennoch schließen sich die Meßpunkte von BAYAZIT recht gut an die eigenen Meßkurven für $p/h = 8;16$ an und zeigen einen ähnlich progressiv abfallenden Verlauf bis $A_{r\infty} \approx 0.7$. Aus den dargestellten Ergebnissen geht hervor, daß bei extremen relativen Rauigkeitshöhen h/L mit beträchtlichen Abweichungen von $A_{r\infty} = 2.5$ zu rechnen ist.

Der Geschwindigkeitsnullpunkt für $A_r = 2.5$

Der hydraulische Durchmesser von Strömungskanälen ist in jeder axialen Position durch Flächeninhalt und Länge der Grenzlinien gegeben, für die die Randbedingung $u = 0$ erfüllt ist /35/. Bei glatten Kanälen fallen diese Grenzlinien mit dem benetzten Umfang zusammen. Bei rauhen Kanalwänden ist eine allgemeine exakte Bestimmung der Grenzlinien bisher gescheitert, weil in diesem Falle der Geschwindigkeitsnullpunkt außer von der axial wechselnden Wandgeometrie zusätzlich vom Strömungszustand und von der Reynoldszahl abhängt. Zur näherungsweise Berechnung des hydraulischen Durchmessers rauher Kanäle wurden deshalb Definitionen zur Festlegung des Nullpunktes der Geschwindigkeit eingeführt. Die bekanntesten Definitionen sind

- a) Geschwindigkeitsnullpunkt am Rippenfuß,
also Ignoration der Rauigkeiten,
 - b) Geschwindigkeitsnullpunkt am Rippenkopf,
also Ignoration der Rauigkeitszwischenräume
- und c) Geschwindigkeitsnullpunkt an der glatten Wand,
die durch Einschmelzen der Rauigkeiten entsteht
(volumetrischer Nullpunkt).

In der vorliegenden Arbeit wurde die am häufigsten verwendete Definition c) gewählt (vgl. S. 25). Die mit dieser Annahme für den voll-rauhen Bereich ausgewerteten Profilgradienten $A_{r\infty}$ unterscheiden sich bei relativen Rippenhöhen $h/L > 0.02$ zum Teil erheblich von dem Wert 2.5 (Abb. 116), der in der Literatur sehr häufig als universelle Konstante betrachtet wird /2, 9, 13-16, 18, 23-26, 36-39/.

Da die festgestellten Differenzen möglicherweise auf Abweichungen des definierten Geschwindigkeitsnullpunktes vom wirklichen Nullpunkt zurückzuführen sein könnten, wurden alle Geschwindigkeitsprofile ein zweites Mal ausgewertet. Hierbei wurde jedoch die Profilsteigung $A_r = 2.5$ fest vorgegeben und der Bezugsnullpunkt an der rauhen Wand bestimmt. Die ermittelten Verschiebungen Δy des Geschwindigkeitsnullpunktes gegenüber dem volumetrisch definierten Nullpunkt sind bezogen auf die jeweilige Rauigkeitshöhe h in den Abb. 117a-d als Funktion der Reynoldszahl der rauhen Zone

$$Re_r = Re \frac{U \cdot L_r}{F} \quad (40)$$

dargestellt.

Allgemein zeigen die Meßkurven eine Abhängigkeit von der Rauigkeitshöhe und fallen mit zunehmender Reynoldszahl leicht ab. Abgesehen von den offensichtlich durch Meßungenauigkeiten (vgl. S. 42) verursachten Abweichungen bei der 0.3 mm-Rauigkeit (Abb. 117a) fällt auf, daß der für $A_r = 2.5$ ermittelte Nullpunkt im Bereich $10^5 < Re < 10^6$ einmal über die Rauigkeitshöhe in die Strömung hineinragt (Abb. 117a), zum anderen aber sich beträchtlich hinter die Kanalwand verschiebt (Abb. 117b-d). Der zweite Effekt ist für alle Rauigkeiten mit $h > 1$ mm zu beobachten und verstärkt sich mit zunehmender Rauigkeitshöhe. Im Falle der 6 mm-Rauigkeit bei $p/h = 32$ (Abb. 117d) beträgt die Verschiebung bis zu 3.5 Rippenhöhen, also etwa 20 mm. Ähnliche Verschiebungen hinter die Kanalwand wurden, wie bereits erwähnt (vgl. S. 9), auch von HANJALIC und LAUNDER /19/ festgestellt.

Da der Geschwindigkeitsnullpunkt an rauhen Wänden nach den Gesetzen der Physik zwischen Rippenfuß und Rippenkopf erwartet werden muß, sind Verschiebungen jenseits dieser Grenzen als

absurd zu betrachten. Das bedeutet, daß die Annahme eines konstanten Profilgradienten für die Strömung an rauhen Wänden nicht zutrifft.

6.1.2.2 Die Profilkonstanten R_∞

Die aus den logarithmischen Profilen (Abb. 81-97) der rauhen Zone im Bereich $h^+ > h_\infty^+$ sich ergebenden Profilkonstanten sind in Abb. 118 über der relativen Rauigkeitshöhe h/L dargestellt. Die Meßpunkte der quadratischen Rauigkeiten ($h/b = 1$) sind durch gestrichelte Linien verbunden.

Die obere Linie gilt für $p/h = 4$. Sie beginnt bei $R_\infty = 4.75$, nimmt mit wachsendem h/L leicht ab, durchläuft bei $h/L \approx 0.1$ den Minimalwert $R_\infty = 4.3$ und steigt wieder an.

Die untere Linie gilt für $p/h = 8$. Sie steigt mit zunehmendem h/L kontinuierlich von 2.8 auf 3.7 an.

Dazwischen verläuft die Linie für $p/h = 16$. Sie beginnt bei $R_\infty = 3.8$, erreicht bei $h/L \approx 0.1$ den Maximalwert 4.2 und fällt wieder leicht ab.

Der höchste Wert ergibt sich mit $R_\infty = 6.1$ für $p/h = 32$, der niedrigste Wert mit $R_\infty = 2.35$ für $p/h = 4$ und $h/b = 5$. Allgemein zeigt sich bei konstantem p/h ein starkes Anwachsen der R_∞ für $h/b < 1$, ein starkes Absinken für $h/b > 1$. Darüberhinaus fallen die Werte von $p/h = 4; 8$ für $h/b = 5$ und die Werte von $p/h = 8; 16$ für $h/b = 0.33$ praktisch zusammen.

Insgesamt ist zu beobachten, daß sich die Meßpunkte mit wachsendem h/L einander annähern, was auf einen abnehmenden Einfluß von p/h mit steigender relativer Rauigkeitshöhe h/L hindeutet.

Zusammenhang zwischen R_∞ und A_{r_∞}

Im Vergleich zu den in Abb. 116 aufgetragenen Profilgradienten A_{r_∞} zeigt sich hier eine gewisse Gegenläufigkeit. Dem abfallenden

R_∞ entspricht in der Regel ein ansteigendes $A_{r\infty}$, dem Minimum ein Maximum und umgekehrt. Nur in einem Falle, für $p/h = 4$ und $h/L = 0.185$ verschoben sich beide Werte nach oben.

Diese Unstimmigkeit wird deutlich, wenn man nach (39) mit Hilfe von Tab. V die normierten Maximalgeschwindigkeiten

$$(u_{r\infty}^+)_{\max} = f(A_{r\infty}, R_\infty, h/L_\infty, p/h) \quad (41)$$

bestimmt und über dem Logarithmus von h/L aufträgt (Abb. 119). Es zeigt sich nämlich, daß die angegebenen Werte durch Geraden mit p/h als Parameter darstellbar sind. Die Geraden fallen mit wachsendem h/L , wobei die höher liegenden eine geringere Steilheit aufweisen. Die Reihenfolge von oben nach unten mit $p/h = 4; 16; 8$ entspricht naturgemäß genau der Reihenfolge der Koeffizienten $A_{r\infty}$ und R_∞ . Wie aus dem Vergleich der Abb. 116, 118 und 119 hervorgeht, stellen sich für vorgegebene Profilgradienten $A_{r\infty}$ die Profilkonstanten R_∞ bei konstantem p/h im allgemeinen so ein, daß $(u_{r\infty}^+)_{\max}$ über h/L eine praktisch geradlinige Funktion bildet. Eine merkliche Abweichung von der Geraden ergibt sich nur für $p/h = 4$ und $h/L = 0.185$, was der bereits oben festgestellten Unstimmigkeit entspricht. Sie ist dadurch zu erklären, daß der verwendete volumetrisch definierte Geschwindigkeitsnullpunkt in der rauhen Zone sich bei kleinem p/h und großen Rauigkeitshöhen hier besonders stark vom Rippenfuß abhebt, weil die Rauigkeiten quadratisch sind ($h/b=1$). Dies ergibt sich aus folgender Betrachtung:

Für die volumetrisch bezogenen Parameter $\lambda_r, \bar{u}_r, u_{r,L_r}^*$ seien noch die auf den Rippenfuß bezogenen Bezeichnungen $\lambda_r', \bar{u}_r', u_{r,L_r}'^*$ eingeführt.

Mithilfe der volumetrischen Verschiebung des Profilursprungs

$$\Delta L_r = \frac{h \cdot b}{p} \quad (42)$$

gegenüber dem Rippenfuß erhält man so

die neue Profillänge

$$L_r' = L_r + \Delta L_r \quad (43)$$

und damit für die mittlere Geschwindigkeit aufgrund der Kontinuität

$$\frac{\bar{u}_r}{\bar{u}_r'} = \frac{L_r'}{L_r} \quad (44)$$

Unter Vernachlässigung des Seitenwandeffektes, was für die Meßposition der Geschwindigkeitsprofile als zulässig betrachtet wird, folgt aus (10) die Beziehung

$$\frac{\lambda_r}{\lambda_r'} = \left(\frac{L_r}{L_r'} \right)^3 \quad (45)$$

Eliminiert man weiter in (10) den Druckgradienten dp/dx mit Hilfe von (19), so ergibt sich

$$\frac{\tau_r}{\rho} = \bar{u}_r^2 \frac{\lambda_r}{8} \quad (46)$$

und entsprechend zu (13)

$$u_r^* = \bar{u}_r \sqrt{\frac{\lambda_r}{8}} \quad (47)$$

Unter Verwendung von (44) und (45) folgt daraus:

$$\frac{u_r^*}{u_r^*'} = \frac{L_r'}{L_r} \left(\frac{L_r}{L_r'} \right)^{3/2}, \quad (48)$$

so daß

$$\frac{\bar{u}_r}{\left(\frac{u_r^*}{u_r^*'} \right)^2} = \left(\frac{L_r'}{L_r} \right)^{3/2} = \left(\frac{L_r'}{L_r' - \frac{h \cdot b}{p}} \right)^{3/2} \quad (49)$$

oder vereinfacht wegen $\frac{h \cdot b}{p} \ll L_r'$

$$\frac{\bar{u}_r}{\left(\frac{\bar{u}_r}{u_r^*}\right)'} = 1 + \frac{3}{2} \frac{h \cdot b}{L_r' \cdot p} \quad (50)$$

Setzt man weiter vereinfacht

$$u_{rmax} \sim \bar{u}_r \quad (51)$$

und $h = b$ für quadratische Rippen, so ergibt sich

$$\frac{u_{rmax}^+}{(u_{rmax}^+)'} = 1 + \frac{3}{2} \frac{h/L_r}{p/h} \quad (52)$$

d.h. bei volumetrischer und damit geometrieabhängiger Definition des Profilursprungs weichen die normierten Geschwindigkeiten u_{rmax}^+ von einer offensichtlich existierenden logarithmischen Geraden in h/L ab. Diese Abweichung wächst mit h/L umgekehrt proportional zu p/h . Für $p/h = 4$ und $h/L = 0.185$ erhält man beispielweise eine Abweichung von 6.9%, was ungefähr der in Abb. 119 vorhandenen Differenz entspricht.

Vergleich mit Ergebnissen der MAUBACH-Methode /23/

Die über h/L in Abb. 118 dargestellten Profilkonstanten R_∞ zeigen für verschiedene p/h keinen einheitlichen Verlauf. Insbesondere zeigt sich für $p/h = 4; 16$ im Bereich $h/L < 0.2$ nicht die ansteigende Tendenz, wie sie bei der Auswertung von Druckverlust-Ergebnissen mithilfe von Transformationsmethoden beobachtet wurde /24, 25/. Aus diesem Grunde wurde vergleichshalber eine der dabei verwendeten Methoden, die von MAUBACH /23/ ent-

wickelt wurde, auf die vorliegenden Druckverlust-Messungen angewendet.

Diese Methode beruht auf der Gültigkeit der Wandgesetze (5, 6), die als Geschwindigkeitsprofile für die Strömungszonen interpretiert werden. Nach MAUBACH existiert die Nullschubspannung dort, wo die theoretischen Profile sich schneiden. Diese Profile wurden entsprechend zu /24, 25/ mit den von MAUBACH vorgeschlagenen Koeffizienten benutzt, die mit den Angaben von NIKURADSE (vgl. S. 4, 5) übereinstimmen.

Der wegen der Rechteckform des Strömungsquerschnitts vorhandene Einfluß der Seitenwände auf den Reibungsbeiwert wurde dadurch ausgeglichen, daß der Bereich der Seitenwände durch zusätzliche, in die Ecken und senkrecht zu den Wänden verlaufende Nullschubspannungslinien in paarweise zueinander liegende Strömungszonen aufgeteilt wurde. So entstand ein Gesamtsystem von Strömungszonen, auf das die MAUBACH-Methode schrittweise und iterativ angewandt werden konnte. Die nach der MAUBACH-Methode unter der Annahme $A_r = A_s = 2.5$ aus den Druckverlust-Messungen ausgewerteten Profilkonstanten R sind für $h^+ = 150$ und $p/h = 4; 8; 16$ in Abb. 120 über h/L dargestellt. Mit eingetragen sind zueinander parallele Geraden, deren allgemeine Funktion

$$R_{150} = R_{(150, 0.01)} + 0.5 \ln \left(\frac{h/L}{0.01} \right) \quad (53)$$

mit $R_{150} = R(h^+ = 150)$

und $R_{(150; 0.01)} = R(h^+ = 150, h/L = 0.01)$

von DALLE DONNE /25/ aus eigenen, nach der MAUBACH-Methode transformierten Druckverlust-Messungen in Ringspalten hergeleitet wurde.

Wie aus der Abb. hervorgeht, stimmen die Meßpunkte insbesondere für $p/h = 8$ recht gut mit dem von DALLE DONNE angegebenen Verlauf überein. Auch bei $p/h = 4; 16$ ist ein ähnlicher Anstieg deutlich zu erkennen, obwohl die Werte etwas streuen.

Im Vergleich zu Abb. 118 ist jedoch festzustellen:

- a) Die Auswertung wurde mit den konstant angenommenen Profilsteigungen $A_r = A_s = 2.5$ durchgeführt. Dies steht im Gegensatz zu den hier gefundenen Ergebnissen, nach denen A_r insbesondere eine Funktion von h/L und p/h darstellt (Abb. 116) und A_s mit steigender Rauigkeitshöhe, d.h. steigender Turbulenzproduktion in der rauhen Zone abnimmt.
- b) Die Werte R_{150} wurden für $h^+ = 150$ ermittelt, d.h. sie beziehen sich nicht auf den voll-rauhen Zustand (vgl. Abb. 115), was auch aus den von DALLE DONNE grafisch angegebenen $R(h^+)$ -Funktionen klar entnommen werden kann /25/. Da h_∞^+ nach Abb. 115 von h/L abhängt, wird im Vergleich der R - oder A_r -Werte bei $h^+ = \text{konst} < h_\infty^+$ stets ein Reynolds-Effekt impliziert.

Das bedeutet:

Die durch (53) beschriebene Abhängigkeit $R_{150}(h/L)$ sowie andere ähnliche Beziehungen /24, 40, 41/ sind keine allgemein gültigen Funktionen, da sie die Annahmen nicht zutreffender Grenzen ($h_\infty^+ = 150$ bzw. $h_\infty^+ = 100$) für den voll-rauhen Strömungszustand und nicht zutreffender Profilsteigungen A_r und A_s beinhalten. So konnte denn DALLE DONNE /25/ anhand seiner Meßwerte nachweisen, daß die h/L -Abhängigkeit von R_{150} sich bereits um 20% vermindert, wenn die turbulenzbedingten Änderungen von A_s bei der Transformation berücksichtigt werden.

6.2 Beeinflussung der Strömung der glatten Zone durch die Strömung der rauhen Zone

Aus den Abb. 47-63 geht hervor, daß die Gradienten A_s der glatten Geschwindigkeitsprofile mit steigender Rauighöhe kleiner werden (vgl. S. 34). Nach REHME /12/ ist dieser Effekt durch den Netto-Transport turbulenter kinetischer Energie zu erklären, der grundsätzlich bei asymmetrischen Strömungen auftritt und stets von der energiereicheren (breiten) in die energieärmere (schmale), d.h. hier von der rauhen in die glatte Strömungszone stattfindet.

Ursache des Energietransports ist die für die beiden Strömungszonen unterschiedliche Turbulenzerzeugung, die durch den einseitigen Einsatz der Versuchsrauigkeit bedingt ist. Da die Wirkung der Rauigkeit auf die Strömung in integraler Form durch den Reibungsbeiwert λ_r der rauhen Zone beschrieben wird, kann aus dem Vergleich der transformierten Reibungsbeiwerte $\lambda_{r,g}$ die Beeinträchtigung der Strömung der glatten Zone durch die Strömung der rauhen Zone festgestellt werden.

6.2.1 Transformierte Reibungsbeiwerte

Die Reibungsbeiwerte $\lambda_{r,g}$ der rauhen und glatten Strömungszone lassen sich aus den Wandschubspannungen und der Geschwindigkeitsverteilung berechnen, wenn man (10) auf die spezifische Zonengeometrie anwendet und den Druckgradienten dp/dx mithilfe von (19) eliminiert. Auf diese Weise entsteht die (47) entsprechende allgemeine Beziehung

$$\sqrt{\frac{\lambda_{r,g}}{8}} = \left(\frac{u^*}{\bar{u}} \right)_{r,g} \quad (54)$$

Die mittlere Geschwindigkeit $\bar{u}_{r,g}$ ergibt sich aus der Integration der gemessenen Geschwindigkeitsverteilung innerhalb

der jeweiligen Strömungszone zu

$$\bar{u}_{r,g} = \frac{1}{L_{r,g}} \int_0^{L_{r,g}} u(y) dy, \quad (55)$$

wobei für die glatte und rauhe Wand die Haftbedingung

$$u(y = 0) = 0 \quad (56)$$

als gültig betrachtet wird.

Die für die glatte Zone ermittelten Reibungsbeiwerte λ_g sind in den Abb. 121a-d jeweils für die Teilungsverhältnisse $p/h = 4; 8; 16; 32$ dargestellt. Die Werte für die 3-dimensionale Rauigkeit sind in Abb. 121d miteingetragen. Als Bezugslinien sind die Beziehungen für die Strömung zwischen parallelen Platten angegeben, und zwar im Falle der laminaren Strömung

$$\lambda_g = \frac{K}{Re_g} \quad (57)$$

mit $K = 96$, und im Falle der turbulenten Strömung die von MAUBACH /23/ gefundene implizite Funktion

$$\sqrt{\frac{8}{\lambda_g}} = 2.5 \ln \left(\frac{Re_g}{4} \sqrt{\frac{\lambda_g}{8}} \right) + 5.5 - G \quad (58)$$

mit $G = 2.5$.

Wie sich aus den Abb. 121a-d ergibt, folgen die im Bereich $5 \cdot 10^3 < Re_g < 4 \cdot 10^5$ liegenden Meßkurven $\lambda_g(Re_g)$ allgemein der Bezugslinie für turbulente Strömung, weichen jedoch in manchen Fällen bis zu 30% nach oben hin ab.

Bei genauerer Betrachtung zeigt sich, daß die Abweichungen, die für $Re < 1.5 \cdot 10^4$ offensichtlich z.T. auf Meßungenauigkeiten

beruhen, für größere Reynoldszahlen jedoch systematisch mit steigender Rippenhöhe zunehmen, was bedeutet, daß für größere Rippenhöhen die Bezugslinie im Vergleich mit den Meßkurven zu niedrig liegt. Dies ist dadurch zu erklären, daß (58) unter der Annahme konstanter Profilgradienten $A_s = 2.5$ hergeleitet wurde, was für asymmetrische Strömungen offensichtlich nicht zutrifft.

6.2.2 Vergleich mit der Beziehung von WARBURTON /43/

In Abb. 122a-c) ist der Reibungsbeiwert λ_g der glatten Zone bezogen auf den Reibungsbeiwert des glatten Rohres /42/

$$\lambda_o = 0.0056 + 0.5 \operatorname{Re}^{-0.32} \quad (59)$$

für alle Versuchsrauigkeiten über dem Verhältnis λ_r/λ_g dargestellt, und zwar einmal für alle Reynoldszahlen (Abb. 122a),

$$\text{für } \operatorname{Re} > 5 \cdot 10^4 \quad (\text{Abb. 122b})$$

$$\text{und für } \operatorname{Re} > 10^5 \quad (\text{Abb. 122c}).$$

Folgende nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmten Ausgleichgeraden sind in den Abb. eingetragen:

$$\frac{\lambda_g}{\lambda_o} = 1.066 + 0.0136 \frac{\lambda_r}{\lambda_g}, \quad (60)$$

(alle Reynoldszahlen, $\zeta = 0.091$)

$$\frac{\lambda_g}{\lambda_o} = 1.025 + 0.0192 \frac{\lambda_r}{\lambda_g} \quad (61)$$

($\operatorname{Re} > 5 \cdot 10^4$, $\zeta = 0.044$)

$$\text{und } \frac{\lambda_g}{\lambda_o} = 1.040 + 0.0176 \frac{\lambda_r}{\lambda_g} \quad (62)$$

($\operatorname{Re} > 10^5$, $\zeta = 0.046$)

Darüberhinaus ist in den Abb. die von WARBURTON /43/ gefundene Beziehung

$$\frac{\lambda_g}{\lambda_o} = 1.056 + 0.005 \frac{\lambda_r}{\lambda_g} \quad (63)$$

angegeben.

Wie aus der Abb. 122a) hervorgeht, streuen die Meßpunkte sehr weit, eine Tatsache, die auch bei WARBURTON /43/ zu beobachten ist. Entsprechend den verwendeten Versuchsrauigkeiten verdichten sich die Werte im Bereich $1 < \lambda_r/\lambda_g < 5$, in dem gleichzeitig die größte Streuung existiert. Die Streuung nimmt mit wachsendem λ_r/λ_g stark ab. Die aus den Meßwerten mit der Standardabweichung $\zeta = 0.091$ ermittelte Ausgleichsgerade (60) besitzt gegenüber der von WARBURTON angegebenen Beziehung (63) etwa die 2.5-fache Steilheit.

Ausgleichsgeraden mit noch größerer Steilheit (3.5-3.8-fach) ergeben sich, wenn man die durch Meßungenauigkeiten gekennzeichneten Werte (vgl. Abschn. 6.2.1) ausschließt. Diese Geraden sind für $Re > 5 \cdot 10^4$ mit $\zeta = 0.044$ (Abb. 122b) und für $Re > 10^5$ mit $\zeta = 0.046$ (Abb. 122c) angegeben.

Wie die Abbildungen zeigen, liegt die Meßkurve der 6mm-Rauhigkeit für $p/h = 32$ abseits über den anderen Meßkurven, so daß es notwendig erscheint, die Einflüsse der Geometrieparameter p/h , h/b und h/L getrennt zu untersuchen.

Insgesamt ist zu beobachten, daß der Reibungsbeiwert der glatten Zone durch den Einfluß der benachbarten rauhen Zone erheblich ansteigt, was bereits aus den Abb. 121a-d) zu erkennen war. Für $Re > 5 \cdot 10^4$ ändert sich die Funktion nur noch unwesentlich. Die gefundene Abhängigkeit ist etwa 3.5 mal größer als in der von WARBURTON angegebenen Beziehung.

Zur eingehenderen Betrachtung der gefundenen Abhängigkeit wurde die Größe λ_g/λ_o in den Abb. 123a-d) jeweils für $p/h = 4; 8; 16; 32$ über der relativen Rippenhöhe h/L aufgetragen. Es wurden nur Werte für $Re > 5 \cdot 10^4$ berücksichtigt.

Geht man davon aus, daß für $h/L = 0$ ein theoretischer Wert von $\lambda_g/\lambda_o \approx 1.03$ (parallele Platten) existiert, so ergibt sich allgemein eine von p/h abhängende, nicht geradlinige Kurve, die durch einen steilen Anstieg im Bereich $h/L < 0.01$ und einen daran anschließenden flacheren Verlauf gekennzeichnet ist. Ein Einfluß von h/b ist nicht festzustellen.

6.3 Modell der Wirbelviskosität

Die Definitionsgleichung der radialen Wirbelviskosität für die glatte und rauhe Strömungszone lautet:

$$\epsilon_{r,g} = \left(\frac{\tau/\rho}{\frac{\partial u}{\partial y}} - \nu \right)_{r,g} \quad (64)$$

Mit der Annahme einer linearen Schubspannungsverteilung zwischen der Versuchsrauigkeit und der gegenüberliegenden glatten Wand

$$\frac{\tau}{\tau_{r,g}} = 1 - \frac{y}{L_{r,g}} \quad , \quad (65)$$

die durch die Messungen von HANJALIC und LAUNDER /9/ bestätigt wird, erhält man mithilfe von (2) die dimensionslose Wirbelviskosität

$$\left(\frac{\epsilon}{u^* L} \right)_{r,g} = \left(\frac{1 - \frac{y}{L}}{\frac{\partial u^+}{\partial \left(\frac{y}{L} \right)}} - \frac{\nu}{Lu^*} \right)_{r,g} \quad (66)$$

bezogen auf die Wandschubspannung u^+ und die Profillänge L . Die nach (66) ermittelten normierten Wirbelviskositäten sind für die glatte Zone in Abb.124-140, für die rauhe Zone in Abb.141-157 dargestellt. Zum Vergleich wurde der von REICHARDT /44/ für das Kreisrohr angegebene Verlauf der Wirbelviskosität

$$\frac{\epsilon}{u^*L} = \frac{\kappa}{3} \left[0.5 + \left(\frac{z}{r} \right)^2 \right] \left[1 - \left(\frac{z}{r} \right)^2 \right] \quad (67)$$

mit $\kappa = 0.4$ und $\frac{z}{r} = 1 - \frac{y}{L}$ miteingetragen.

Die für die glatte Zone gültigen Meßkurven stimmen im Bereich $y/L < 0.2$ im allgemeinen gut mit der von REICHARDT angegebenen Funktion überein. Lediglich bei großen Rauigkeiten ($h = 6$ mm) zeigen sie für $p/h > 4$ einen steileren Anstieg (Abb. 133-135).

Im Bereich $y/L > 0.2$ liegen die Meßkurven mit einer Ausnahme für kleine Rauigkeiten (Abb.124) stets über der Bezugslinie, wobei sich die Maxima mit wachsender Rauigkeitshöhe nach oben verschieben. Gleichzeitig ist eine zunehmende Streuung der Werte zu beobachten, was mit der Abflachung der Geschwindigkeitsverteilung und des damit verbundenen größeren Fehlers bei der Bestimmung des Geschwindigkeitsgradienten $\partial u / \partial y$ zu erklären ist.

Mit Annäherung an die Linie der Nullschubspannung ($y/L \rightarrow 1$) fallen die Wirbelviskositäten deutlich gegen Null ab, was dem von REICHARDT angegebenen Verlauf widerspricht, aber eine von NIKURADSE /4/ gefundene Beziehung bestätigt.

Für die rauhen Strömungszonen zeigt sich, daß die Meßkurven in Wandnähe bei kleinen Rauigkeiten ($h \leq 1.5$ mm) steiler verlaufen als die für glatte Kreisrohre gültige Bezugslinie nach REICHARDT. Dies bestätigt Beobachtungen von REHME /45/, der Messungen im simulierten Wandkanal eines Bündels mit rauhen Brennstäben durchführte.

Bei größeren Rauigkeiten ($h = 3; 6 \text{ mm}$) weitet sich der Wandbereich aus, in dem wegen rauigkeitsbedingter Rückströmungen (vgl. Abschn. 5.2.1c) keine Meßpunkte existieren oder in dem die Meßpunkte den örtlichen Wandeigenschaften unterliegen, wodurch der Kurvenverlauf stark beeinträchtigt wird (Abb.148-152).

Im Bereich $y/L > 0.6$ nimmt die Streuung stark zu, was dadurch zu erklären ist, daß bei der Bestimmung der kleinen Geschwindigkeitsgradienten $\partial u / \partial y$ im Bereich der Maximalgeschwindigkeit relativ große Fehler entstehen. Für $y/L \rightarrow 1$ haben der Geschwindigkeitsgradient und die Schubspannung entgegengesetztes Vorzeichen, weil Geschwindigkeitsmaximum und Nullschubspannung nicht am gleichen Ort auftreten. In diesem in der Regel sehr kleinen Gebiet (vgl. Abb.30-46) ist die Verwendung turbulenter Austauschkoefizienten nicht mehr sinnvoll /12/.

Insgesamt ist festzustellen, daß in den Abb.124-157 zum Teil erhebliche Differenzen zwischen den aus eigenen Messungen ermittelten radialen Wirbelviskositäten und dem von REICHARDT für glatte Kreisrohre vorgeschlagenen Modell auftreten. Die Differenzen zeigen sich sowohl in der glatten als auch in der rauhen Zone und entwickeln sich mit wachsender Rauigkeitshöhe, also mit zunehmender Asymmetrie der Strömung. Hieraus folgt, daß das für symmetrische Strömung konzipierte Modell der Wirbelviskosität nicht genügend allgemeingültig ist, um die vorliegende asymmetrische Strömung und die darin existierenden speziellen turbulenten Transportvorgänge zu beschreiben.

7. Zusammenfassung

Für die Auslegung von Strömungskanälen mit künstlich rauhen Wänden, wie sie in den Brennelementen Schneller Gasgekühlter Brutreaktoren vorkommen, wurden eingehende strömungstechnische Untersuchungen durchgeführt. Diese Untersuchungen sind notwendig

- a) zur Überprüfung des bei den Auslegungsrechnungen zur Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung verwendeten Wandgesetzes, das auf Messungen an Sandrauhigkeit basiert.
- b) Zur Erforschung des zwischen glatten und voll-rauhem Zustand existierenden Übergangsverhaltens der Strömung, dem im Hinblick auf die ausreichende Wärmeabfuhr bei Teillast-Betrieb und Notkühlung eine entscheidende Bedeutung zukommt.

Gemessen wurden der Druckverlust und die Geschwindigkeitsverteilung über einen großen Bereich der Reynoldszahlen ($3 \cdot 10^3 < Re < 2 \cdot 10^6$) an 17 verschiedenen Rauheitsgeometrien. Insgesamt 16 dieser Anordnungen haben 2-dimensionale rechteckförmige Querrippen, eine Rauigkeit besteht aus rautenförmigen 3-dimensionalen Rippen. Die Rauigkeiten sind auf ebenen Versuchsplatten angebracht, und die Abmessungsverhältnisse variieren im Bereich $4 \leq p/h \leq 32$, $0.33 \leq h/b \leq 5$ und $0.01 \leq h/L \leq 0.2$. Die Versuche fanden in einem glatten Rechteckkanal statt, dessen eine Hauptseite zum Einbau der Rauigkeitsplatten ausgewechselt werden konnte. Als Strömungsmedium wurde Wasser verwendet. Die Auswertung der gewonnenen Versuchsdaten führte zu folgenden Ergebnissen:

- a) Die Grenze h_{∞}^+ zwischen dem glatt-rauhem Übergangsgebiet und dem voll-rauhem Strömungszustand ist entgegen bisherigen Annahmen keine Konstante, sondern hängt von der relativen Rauigkeitshöhe h/L ab (Abb.115).
- b) Der Gradient A_F des Wandgesetzes ist entgegen bisherigen Annahmen ebenfalls keine Konstante, sondern hängt

von der Rauheitsgeometrie, d.h. vom Rippenteilungsverhältnis p/h , vom Seitenverhältnis h/b und von der relativen Rippenhöhe h/L ab (Abb.116). Im Übergangsbereich ($h^+ < h_{\infty}^+$) ist der Gradient A_r zusätzlich eine Funktion der Rauheits-Reynoldszahl h^+ .

- c) Die Abweichung der Größe A_r von der bisherigen Annahme $A_r = 2.5$ kann nicht als Effekt des an der rauhen Wand verwendeten volumetrisch definierten Geschwindigkeitsnullpunktes betrachtet werden, da sich für $A_r = 2.5$ dieser Nullpunkt zum Teil beträchtlich hinter die Kanalwand verschiebt, was physikalisch nicht sinnvoll erscheint (117a-d).
- d) Die Konstante R_{∞} des Wandgesetzes im voll-rauhen Zustand ($h^+ \geq h_{\infty}^+$) stellt entgegen bisherigen Annahmen keine einheitlich für alle Abmessungen ansteigende Funktion in h/L dar, sondern ändert sich praktisch gegenläufig zu $A_{r\infty}$ (Abb.118).
- e) Die Strömung der glatten Zone wird durch den Transport turbulenter kinetischer Energie aus der rauhen Zone beeinträchtigt, so daß der Reibungsbeiwert der glatten Zone ansteigt (Abb.122a-c). Die für $Re > 5 \cdot 10^4$ gefundene Beziehung

$$\frac{\lambda_g}{\lambda_0} = 1.025 + 0.0192 \frac{\lambda_r}{\lambda_g}$$

deutet auf einen wesentlich höheren turbulenten Transport, als er den Angaben von WARBURTON entspricht.

- f) Der Vergleich eigener Werte mit dem von REICHARDT für glatte Kreisrohre vorgeschlagenen Modell der Wirbelviskosität zeigt, daß dieses Modell nicht hinreichend genau ist, um die Transportvorgänge in der vorliegenden asymmetrischen Strömung zu beschreiben.

Nomenklatur

A_S	Gradient des Wandgesetzes (glatt)
A_R	Gradient des Wandgesetzes (rauh)
B_S	Konstante des Wandgesetzes (glatt)
F	Strömungsquerschnitt
G	Geometrieparameter der turbulenten Strömung
G^*	Geometrieparameter
h	Rauhigkeitshöhe
$h^+ = hu^*/\nu$	Rauhigkeits-Reynoldszahl
H_V	volumetrische Kanalhöhe
K	Geometrieparameter der laminaren Strömung
L	Länge des Geschwindigkeitsprofils
p	Rippenteilung
ΔP_{dyn}	Staudruck
r	Rohrradius
R	Konstante des Wandgesetzes (rauh)
Re	Reynoldszahl
S	Strecke, Hilfsgröße
u	zeitlich gemittelte örtliche Geschwindigkeit
\bar{u}	mittlere Geschwindigkeit einer Traverse
u_m	mittlere Durchsatzgeschwindigkeit
u^*	Wandschubspannungsgeschwindigkeit
$u^+ = u/u^*$	dimensionslose Geschwindigkeit
U	benetzter Umfang
\dot{V}	Volumenstrom
x	Koordinate in Strömungsrichtung
y	Wandabstand
$y^+ = yu^*/\nu$	dimensionsloser Wandabstand
z	Abstand von Rohrmitte
β	Strömungszonenparameter
ϵ	Wirbelviskosität
κ	Konstante
λ	Reibungsbeiwert nach (10)
λ_0	Reibungsbeiwert des glatten Rohres /42/
ν	kinematische Viskosität
ρ	Dichte

σ	Standardabweichung
τ	Schubspannung
ϕ	Hilfsgröße
ψ	Hilfsgröße

Indizes

g	glatt
r	rauh
w	Wand
∞	voll-rauhe Strömung

In selbsterklärenden Fällen wie bei "h/L" wurde der Index "r" weggelassen.

Literatur

- /1/ Gasbrüter-Memorandum, Ergebnisse einer Untersuchung über die Realisierbarkeit und Wirtschaftlichkeit eines gasgekühlten Schnellen Brüters, KFK-Bericht Nr. 1375, EUR 4575d, JÜL 744-RG (1971)
- /2/ J. Nikuradse
Strömungsgesetze in rauhen Rohren, VDI-Forschungsheft 361 (1933)
- /3/ L. Prandtl
Über den Reibungswiderstand strömender Luft, Ergebn. d. Aerodyn. Versuchsanstalt zu Göttingen, III. Lief. S. 1 (1927)
- /4/ J. Nikuradse
Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Strömung in glatten Rohren, VDI-Forschungsheft 356 (1932)
- /5/ H. Reichardt
Wärmeübertragung in turbulenten Reibungsschichten, ZAMM 20, 6, 297-328 (1940)
- /6/ M.D. Millionshchikov, V.I. Subbotin, M.Kh. Ibragimov, G.S. Taranov and L.L. Kobzar',
Hydraulic resistance and velocity fields in tubes with artificial wall roughness,
Soviet Atomic Energy 34, 4, 306-315 (1973)
- /7/ V.C. Patel
Calibration of the preston tubes and limitations on its use in pressure gradients,
J. Fluid Mech. 23(1), 185-208 (1965)

- /8/ C.J. Lawn and M.J. Hamlin
Velocity measurements in roughened annuli,
C.E.G.B. Report RD/B/N-1278 (1969)
- /9/ K. Hanjalić and B.E. Launder
Fully-developed flow in rectangular ducts of non-
uniform surface texture, I - an experimental in-
vestigation, Report TWF/TN/48 des Imperial College,
London (1968)
- /10/ C.J. Lawn
Flow measurements for establishing the mechanisms
of heat transfer from a rib-roughened surface,
C.E.G.B. Report RD/B/N-3514 (1976)
- /11/ G. Brunello
Contribution à l'étude de la convection forcée,
P.S.T. du Ministère de l'Air, Nr. 332 (1957)
- /12/ K. Rehme
Turbulent flow in smooth concentric annuli with
small radius ratios,
J. Fluid Mech. 64(2), 263-287 (1974)
- /13/ F.R. Hama
Boundary-layer characteristics for smooth and rough
surfaces,
Trans. Soc. Naval Arch. and Marine Engrs. 62, 333-358
(1954)
- /14/ J.M. Robertson, T.H. Burkhart and J.D. Martin
Turbulent flow in rough pipes,
I&EC Fundamentals 7, 2, 253-268 (1968)
- /15/ H.W. Townes
An investigation of turbulent flow in a rough pipe,
RLO-1954-3 (1970)

- /16/ H. Schlichting
Experimentelle Untersuchungen zum Rauigkeitsproblem,
Ingenieur-Archiv 7, 1, 1-34 (1936)
- /17/ K. Maubach and K. Rehme
Negative eddy diffusivities for asymmetric turbulent
velocity profiles?
J. Heat Mass Transfer 15, 425-432 (1972)
- /18/ H. Möbius
Experimentelle Untersuchung des Widerstandes und der
Geschwindigkeitsverteilung in Rohren mit regelmäßig
angeordneten Rauigkeiten bei turbulenter Strömung,
Physikal. Zeitschrift 41, 202-225 (1940)
- /19/ K. Hanjalić and B.E. Launder
Fully developed asymmetric flow in a plane channel,
J. Fluid Mech. 51(2), 301-335 (1972)
- /20/ M.D. Millionshchikov, V.I. Subbotin, M.Kh. Ibragimov,
G.S. Taranov, L.L. Kobzar', I.P. Gomonov und A.R.
Sokolovskii
Untersuchung der Geschwindigkeitsfelder und Druckver-
lustbeiwerte in Rohren mit künstlicher Wandrauigkeit,
Fiziko-energeticheskii institut, Obninsk 1973-FEI-385
(GfK/LTA-Übers. Nr. 0436 (1973-IV))
- /21/ M. Bayazit
Free surface flow in a channel of large relative roughness,
J. Hydr. Research 14, 2, 115-126 (1976)
- /22/ F.P. Berger and A.W. Whitehead
Fluid flow and heat transfer in tubes with internal
square rib roughening,
J. Br. Nucl. Energy Soc., 16, 2, 153-160 (1977)

- /23/ K. Maubach
Reibungsgesetze turbulenter Strömungen in geschlossenen
glatten und rauhen Kanälen von beliebigem Querschnitt,
Diss. Univ. Karlsruhe (1969)
- /24/ W. Baumann and K. Rehme
Friction correlations for rectangular roughness,
Int. J. Heat Mass Transfer 18, 1189-1197 (1975)
- /25/ M. Dalle Donne
Wärmeübergang von rauhen Oberflächen,
KFK-Bericht Nr. 2397 (1977)
- /26/ A. Martelli
Thermo- und fluiddynamische Analyse von gasgekühlten
Brennelementbündeln,
Diss. Univ. Karlsruhe (1977)
- /27/ F.A. MacMillan
Experiments on Pitot-tubes in shear flow,
Rep. and Memoranda Nr. 3028 (1956)
- /28/ R. Shaw
The influence of hole dimensions on static pressure
measurements,
J. Fluid Mech. 7, 4, 550-564 (1960)
- /29/ S. Goldstein
A note on the measurement of total head and static
pressure in a turbulent stream,
Proc. Roy. Soc. London, A155, 570-575 (1936)
- /30/ W. Eifler
Über die turbulente Geschwindigkeitsverteilung und
Wandreibung in Strömungskanälen verschiedener Querschnitte,
Diss. TH Darmstadt (1968)

- /31/ J. Laufer
The structure of turbulence in fully developed pipe flow, NACA TN 1174 (1954)
- /32/ O.C. Jones, Jr.
An improvement in the calculation of turbulent friction in rectangular ducts,
75 - WA/FE-12, ASME (1975)
- /33/ K. Rehme
Simple method of predicting friction factors of turbulent flow in non-circular channels,
Int. J. Heat Mass Transfer 16, 933-950 (1973)
- /34/ Th. v. Kármán
The analogy between fluid friction and heat transfer,
Trans. ASME 61, 705-710 (1939)
- /35/ B. Eck
Technische Strömungslehre,
5. Aufl., Springer-Verlag (1958)
- /36/ J. Rotta
Das in Wandnähe gültige Geschwindigkeitsgesetz turbulenter Strömungen,
Ing. Arch. XVIII, 277-280 (1950)
- /37/ H. Schlichting
Grenzschicht-Theorie,
3. Aufl., Verlag G. Braun (1958)
- /38/ J.O. Hinze
Turbulence, an introduction to its mechanism and theory,
Mc Graw-Hill Book Company, New York - Toronto -London (1959)

- /39/ D. Bettermann
Contribution à l'étude de la convection forcée
turbulente le long de plaques rugueuses,
Int. J. Heat Mass Transfer 9, 153-164 (1966)
- /40/ M. Dalle Donne and E. Meerwald
Heat transfer and friction correlations for surfaces
roughened by transversal ribs,
NEA-Coordinating Group on Gas Cooled Fast Reactor
Development, Core Performance Specialist Meeting,
Studsvik, Schweden (1973)
- /41/ W. Baumann
Pressure drop performance of artificial roughness
as a function of roughness geometry,
Proc. Int. Meeting on Reactor Heat Transfer,
Karlsruhe, 155-174 (1973)
- /42/ J.B. Drew, E.C. Koo and W.M. McAdams
The friction factor for clean round pipes,
Trans. Am. Inst. Chem. Eng. 28, 56-72 (1932)
- /43/ C. Warburton
The interpretation of tests on roughened pins in
rough channels and the prediction of cluster pressure
drop from single-pin data,
C.E.G.B. Report RD/B/N-2930, Berkeley Nucl. Lab. (1974)
- /44/ H. Reichardt
Vollständige Darstellung der turbulenten Geschwindig-
keitsverteilung in glatten Leitungen,
ZAMM 31, 7, 208-219 (1951)

/45/ K. Rehme

The structure of turbulent flow through a wall channel of a rod bundle with roughened rods, NEA Coordinating Group on Gas Cooled Fast Reactor Development, Fourth Specialist Meeting on GCFR Heat Transfer, Karlsruhe (1977)

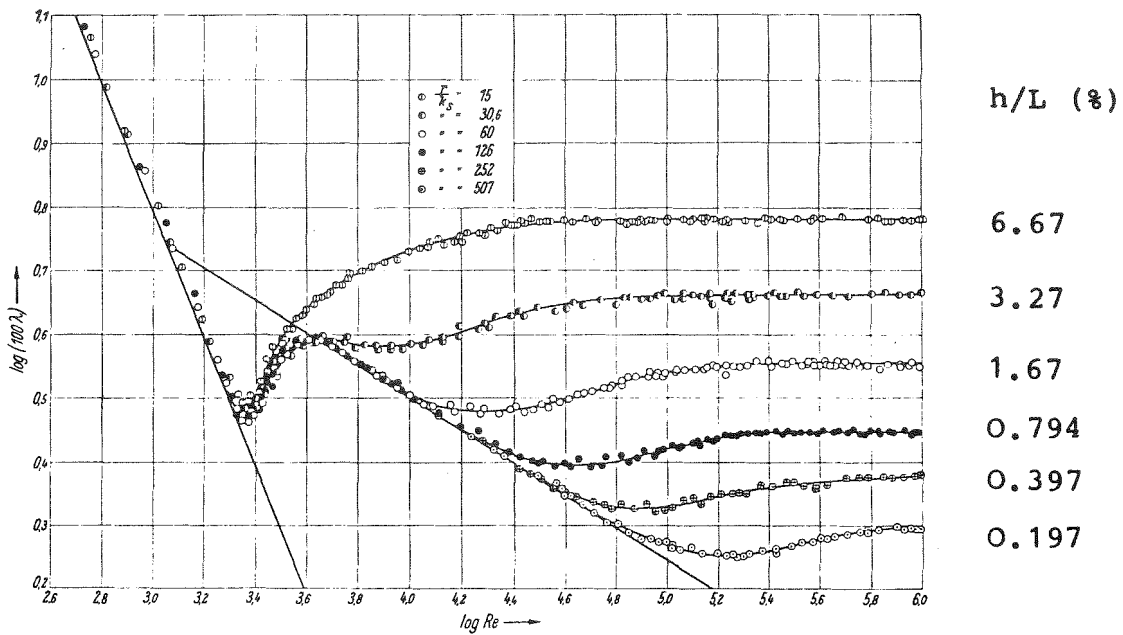


Abb.1: Widerstandsbeiwert λ (Re) für sandrauhe Rohre nach NIKURADSE /2/

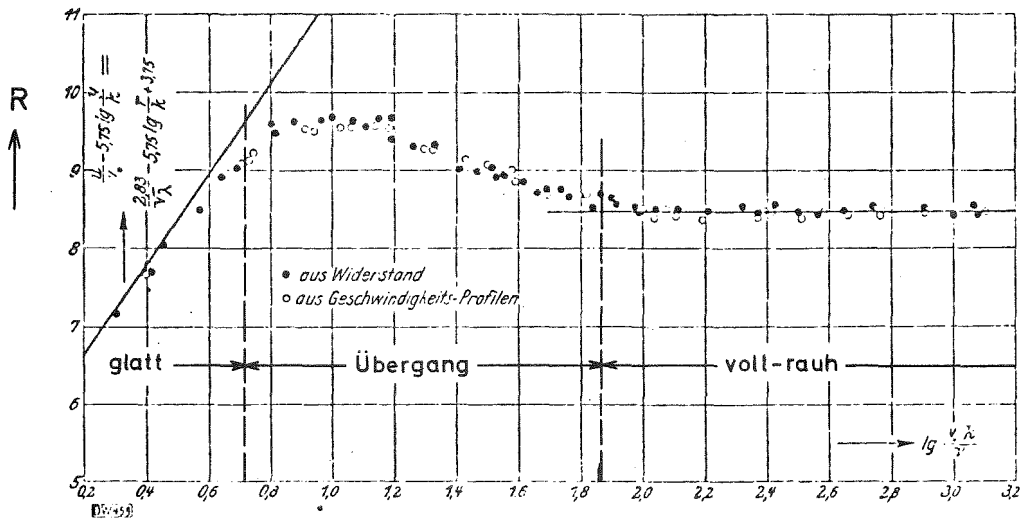
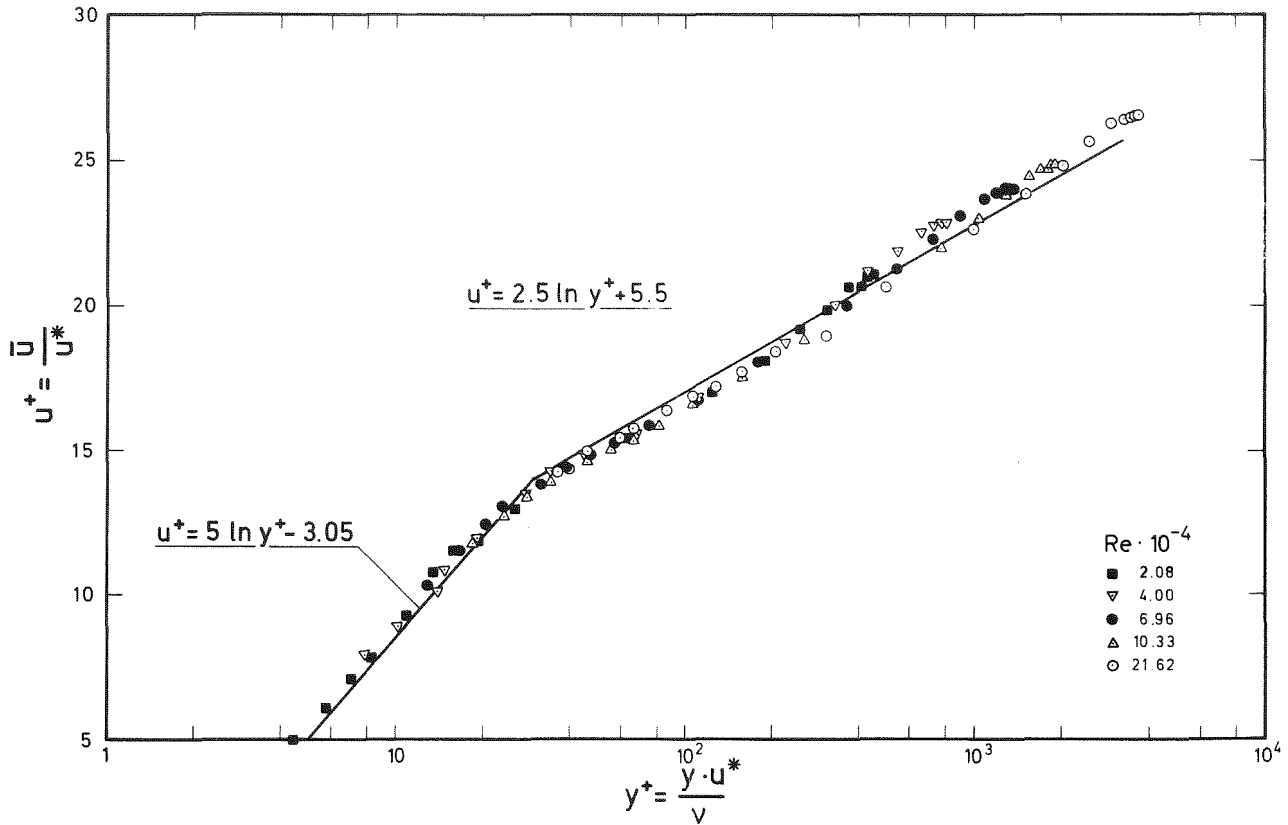
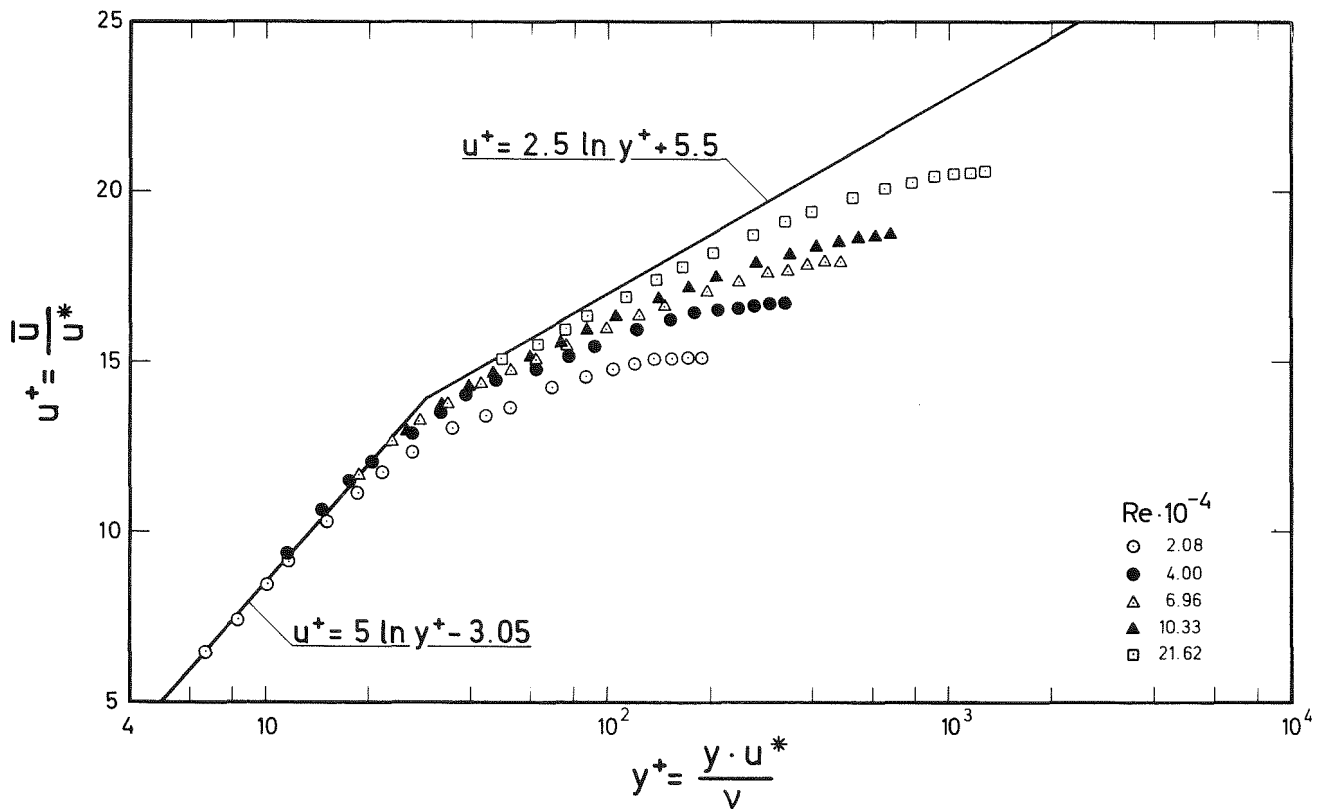


Abb.2: Rauigkeitsfunktion $R(h^+)$ für sandrauhe Rohre nach NIKURADSE /2/

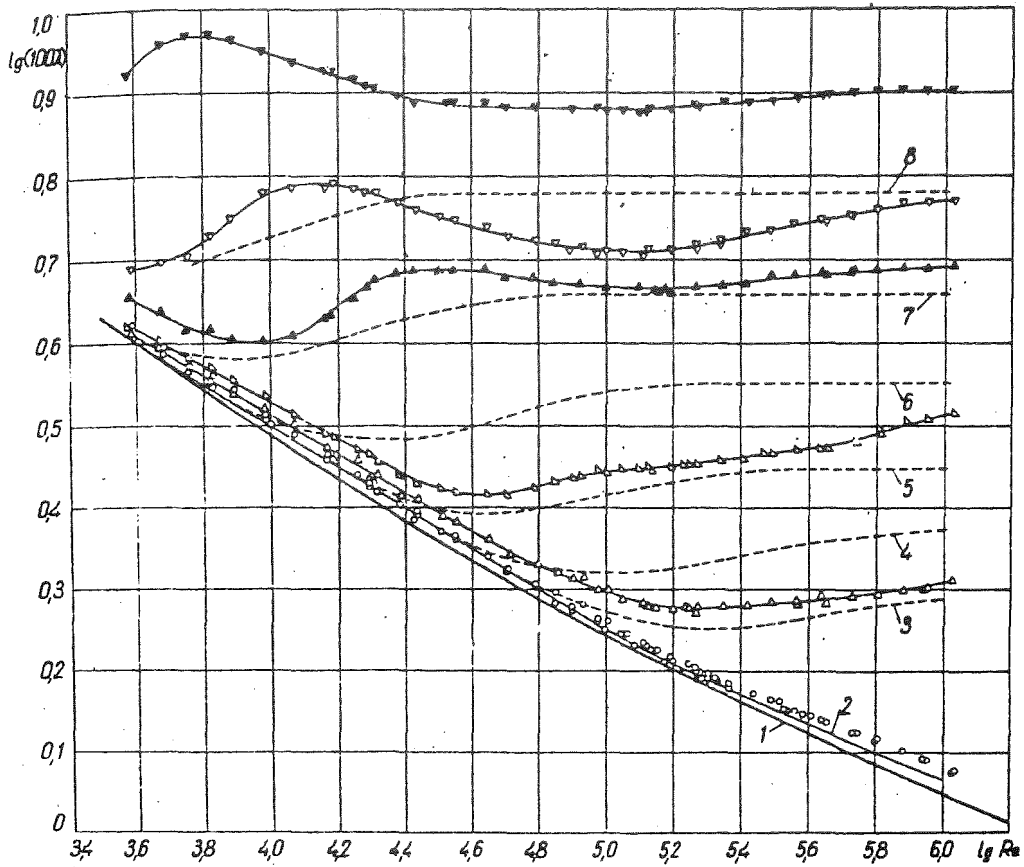


b) Außenzone



a) Innenzone

Abb.3: Geschwindigkeitsprofile im Ringspalt mit kleinem Radienverhältnis ($r_1/r_2 = 0.04$) nach REHME /12/.



b) nach MILLIONSHCHIKOV und Mitarb. /20/

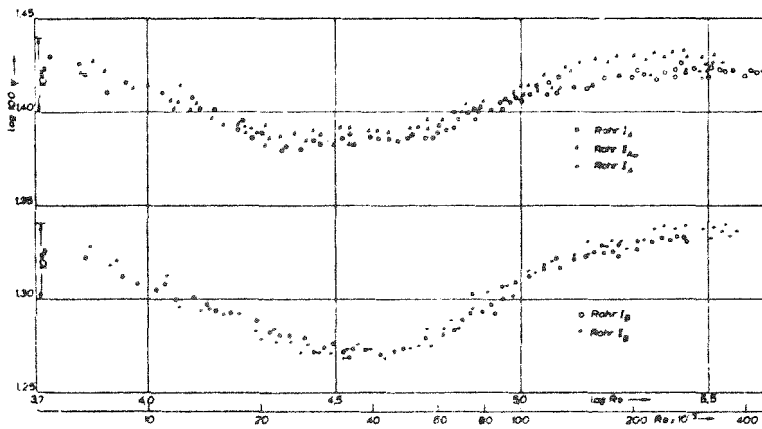


Fig. 9. Messungen zum Ähnlichkeitsgesetz der rauhen Rohre.

a) nach MÖBIUS /18/

Abb.4: Widerstandsbeiwert λ (Re) für Rohre mit künstlicher Rauigkeit

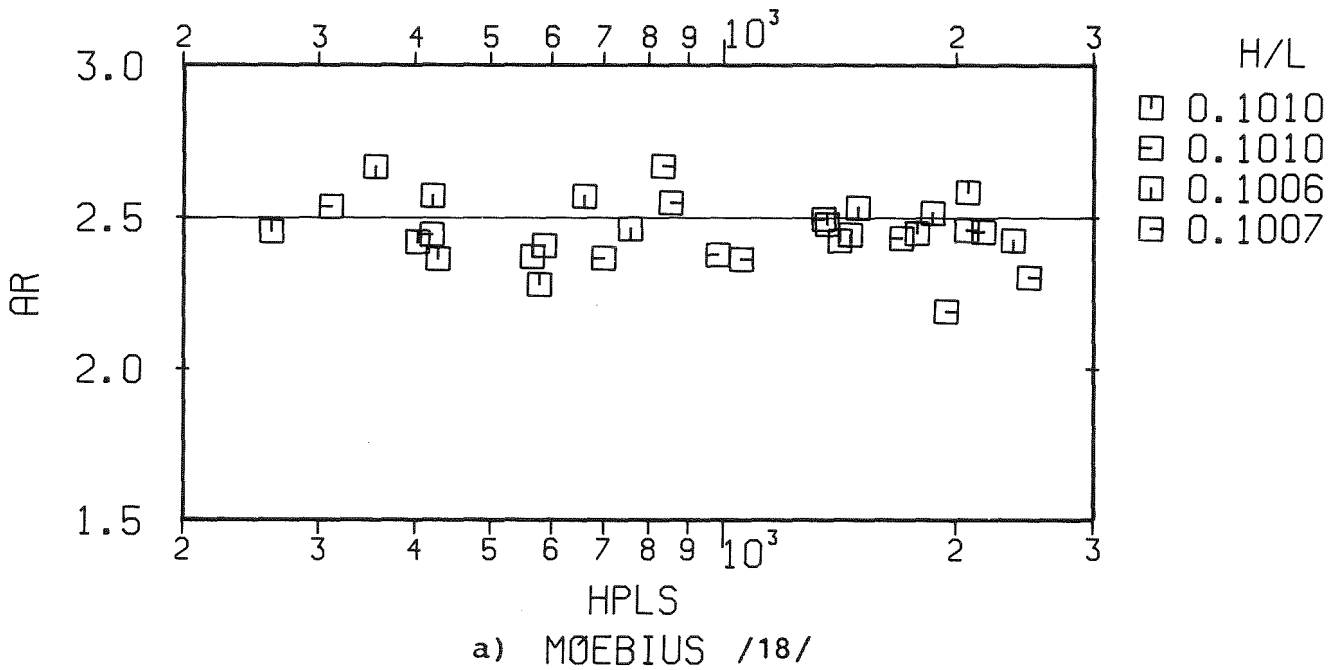
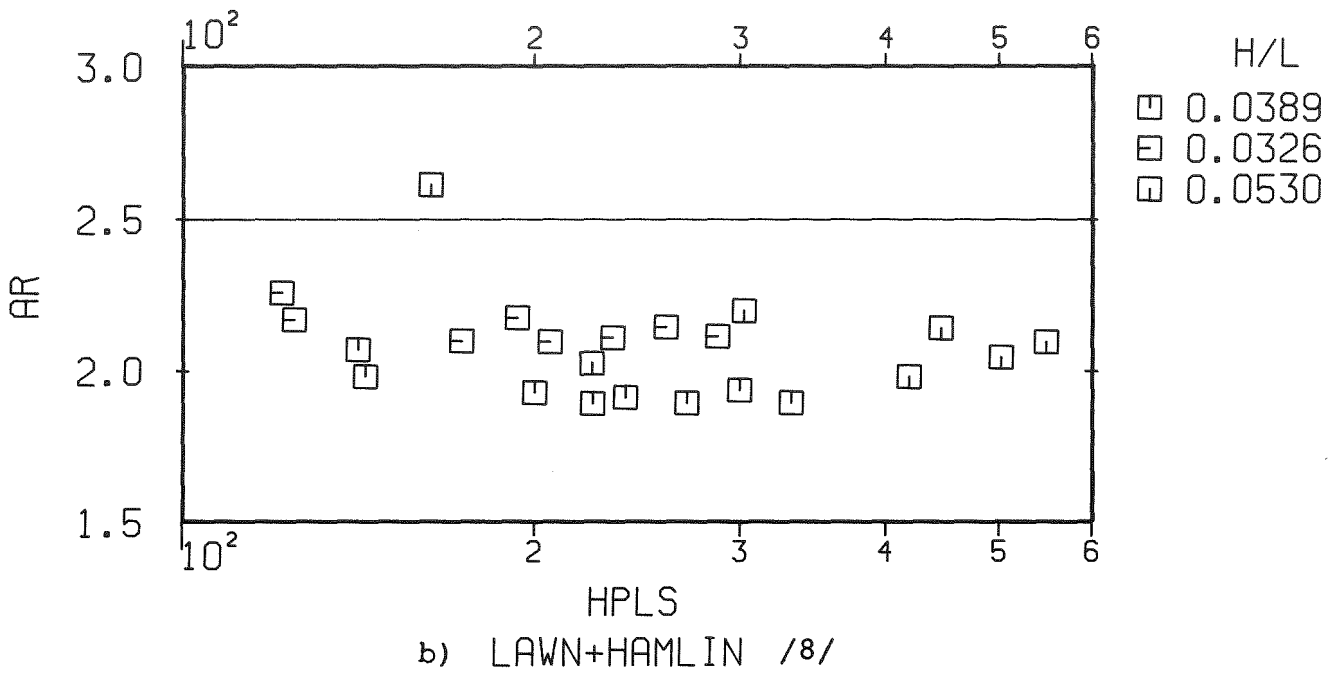
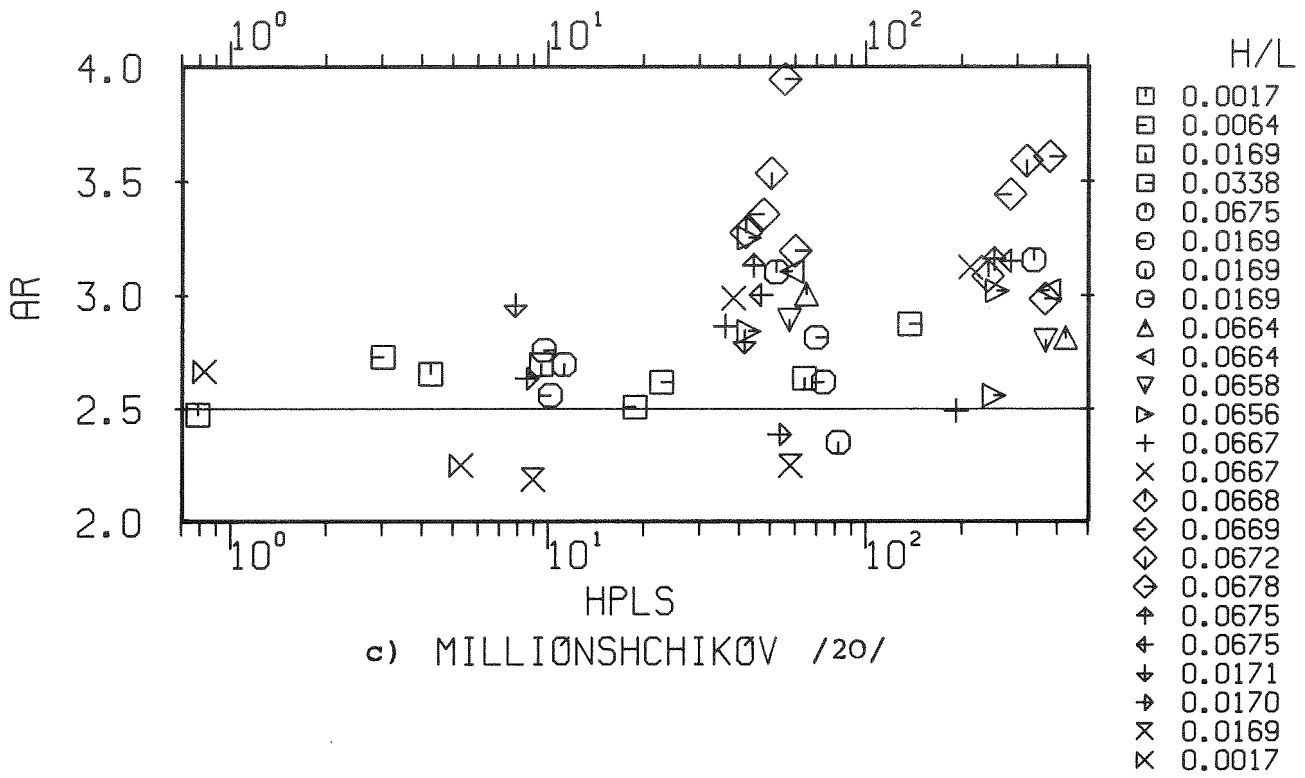


Abb.5: Neuausgewerteter Gradient $AR(h^+)$ des log. Wandgesetzes für Geschwindigkeitsmessungen verschiedener Autoren



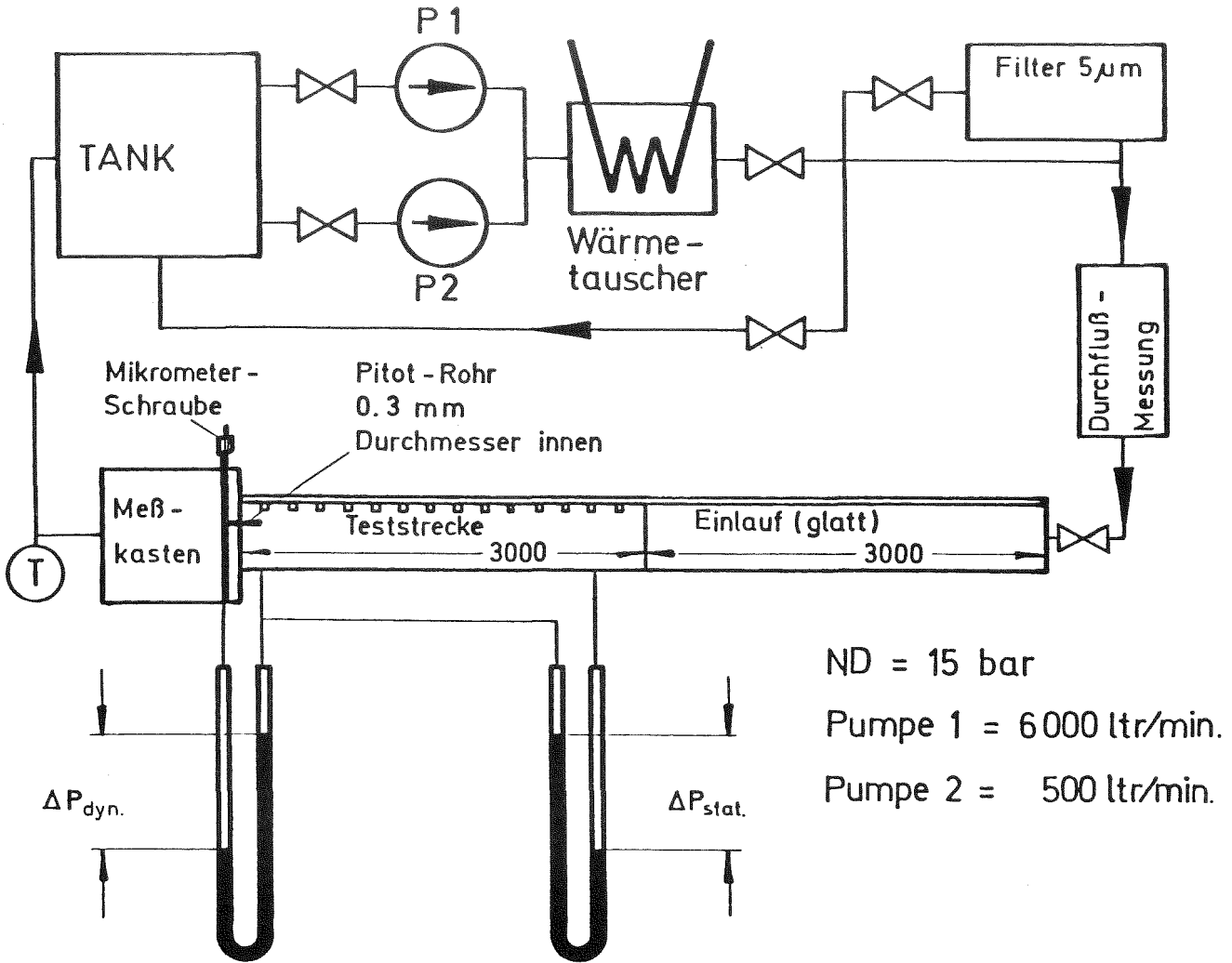


Abb. 6: Schema der Wasserversuchsanlage

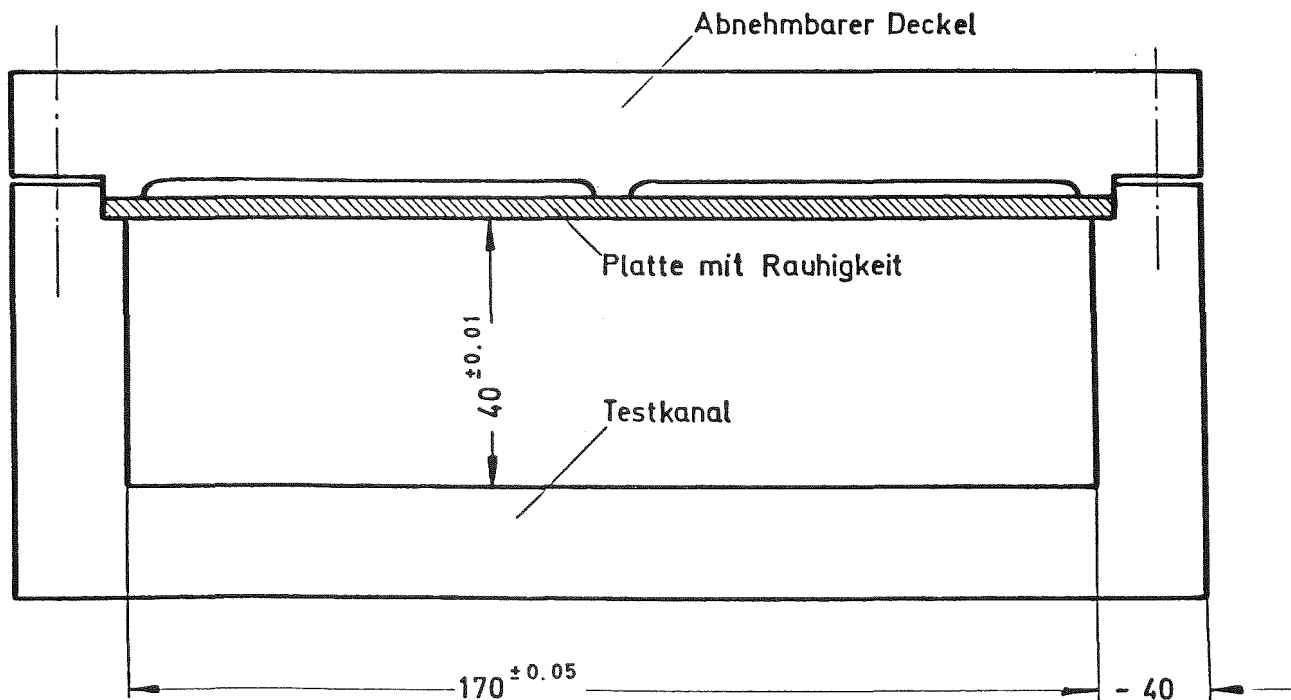
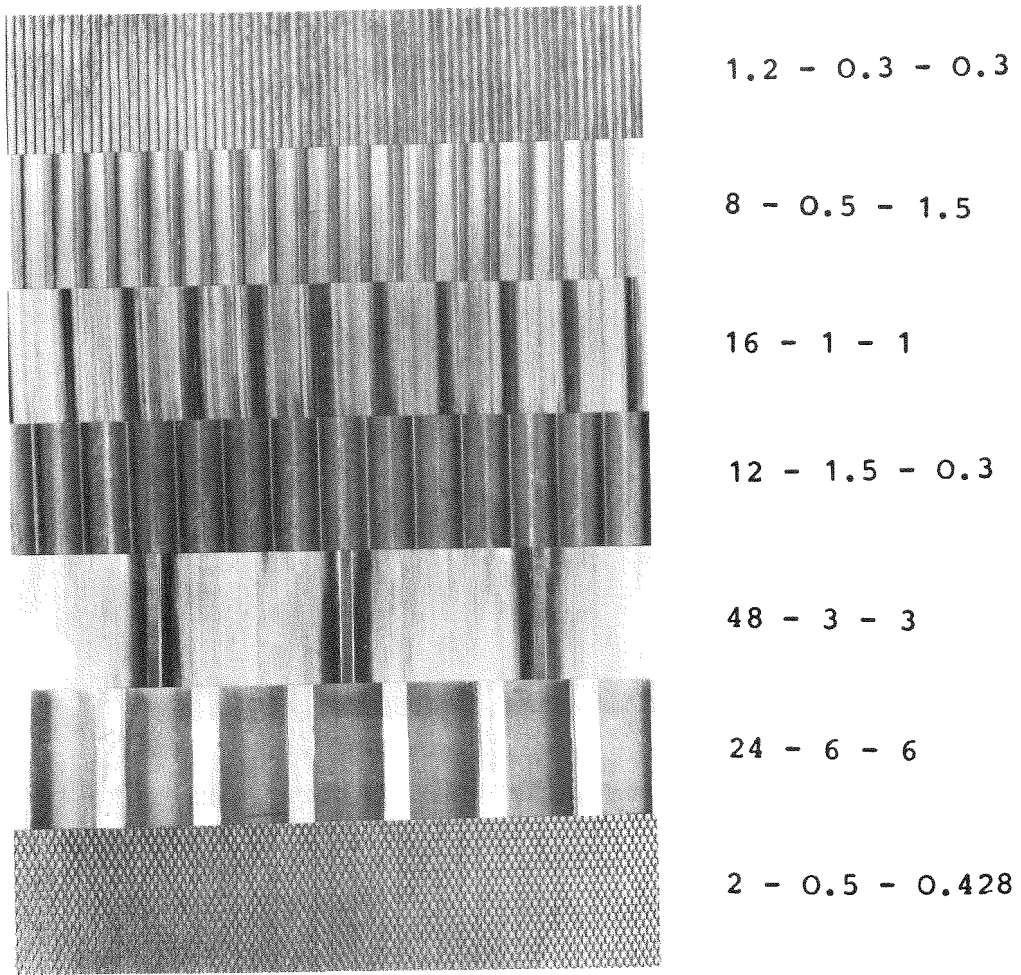
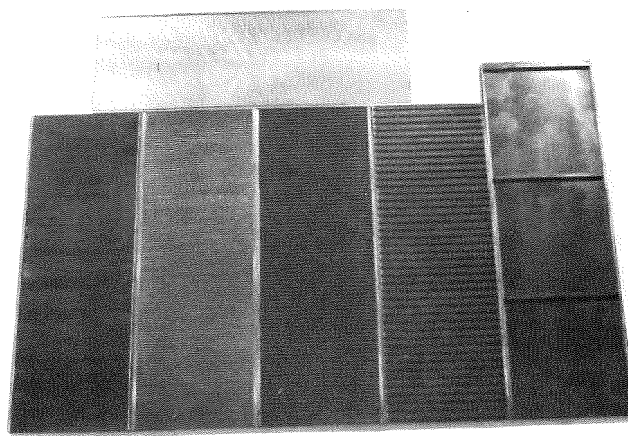


Abb. 7: Querschnitt der Teststrecke



b) Endvarianten



a) Ausgangsvarianten

Abb.8 Versuchsrauhigkeit

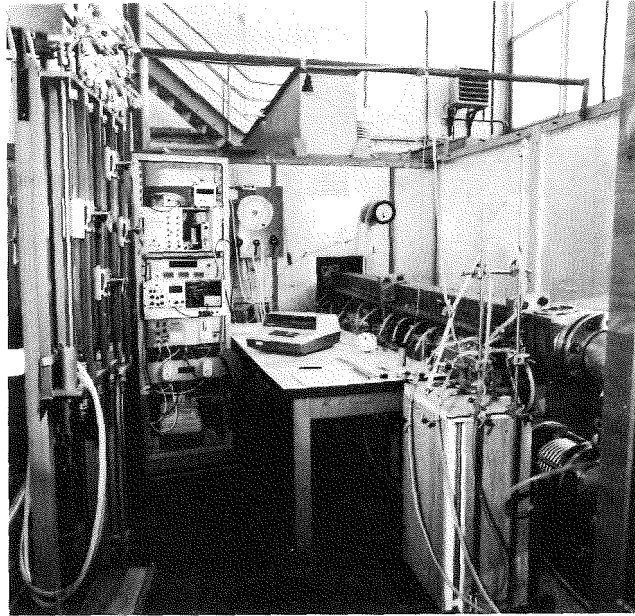


Abb.9: Teststrecke mit Instrumentierung

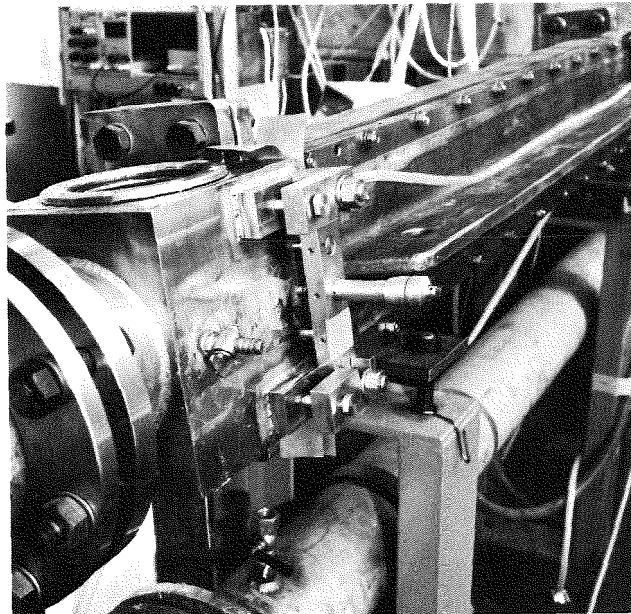


Abb.10: Meßgehäuse mit Joch und Mikrometerschraube

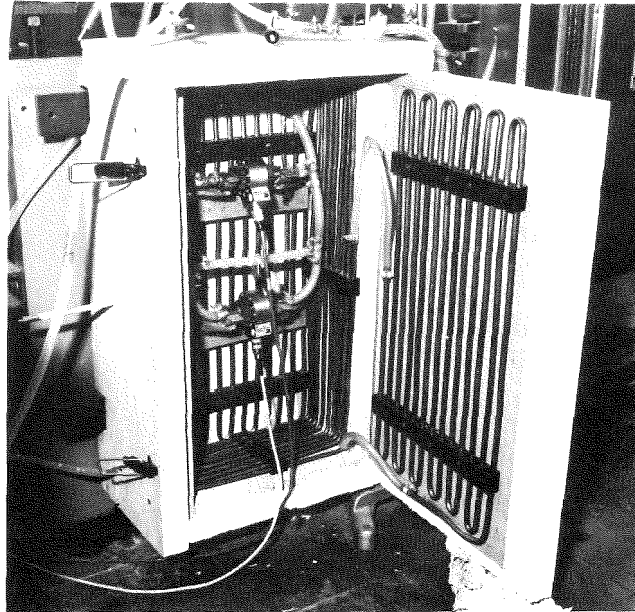


Abb.11: Thermostatschrank für Differenzdruck-Meßaufnehmer

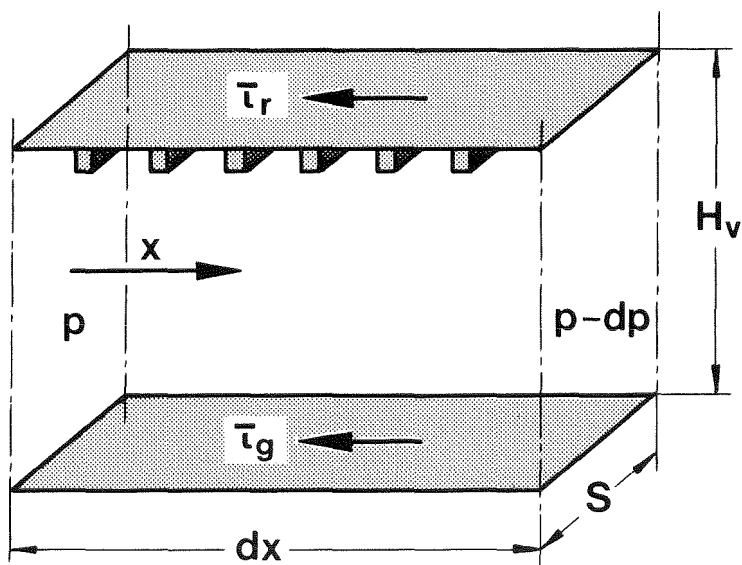
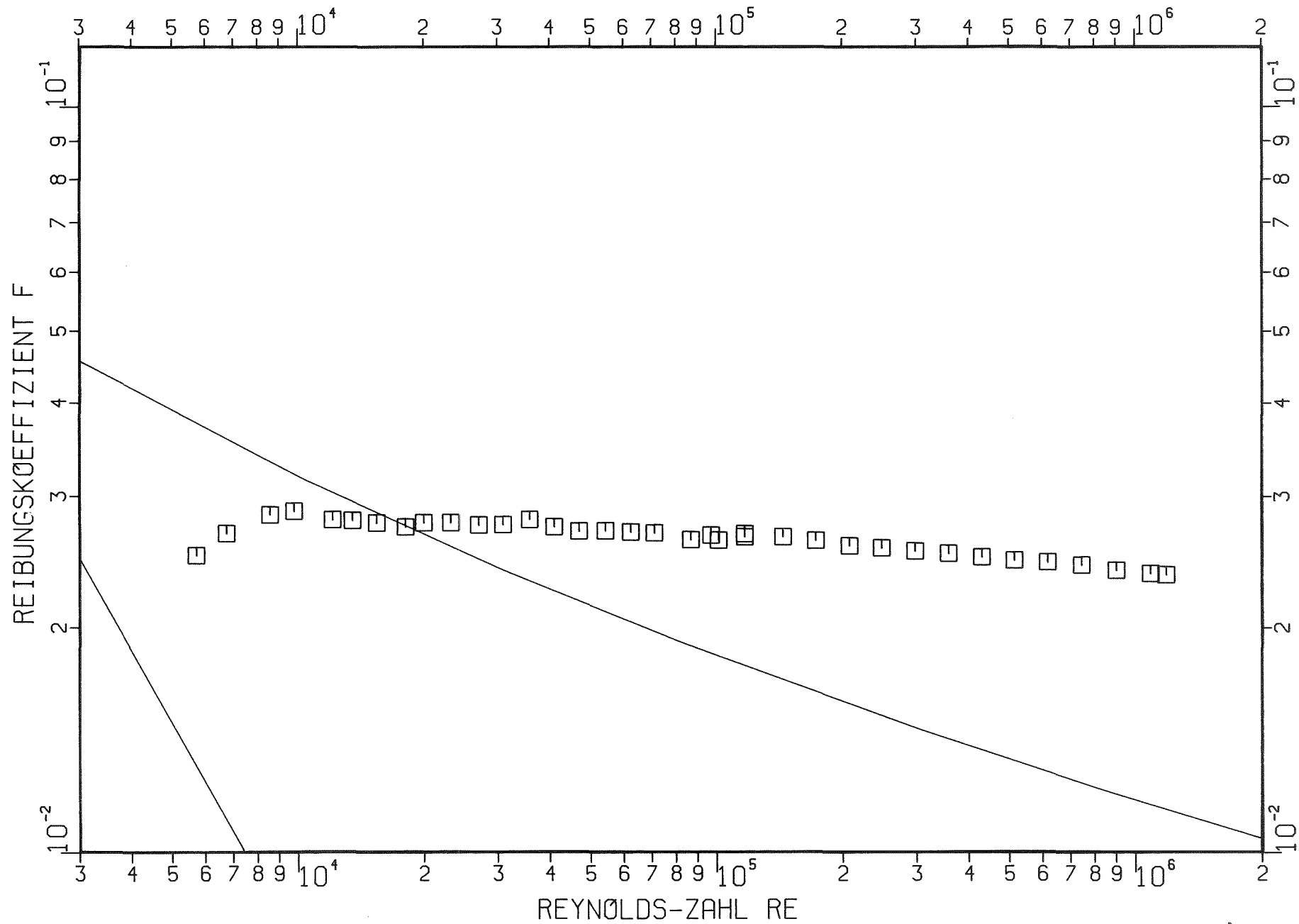


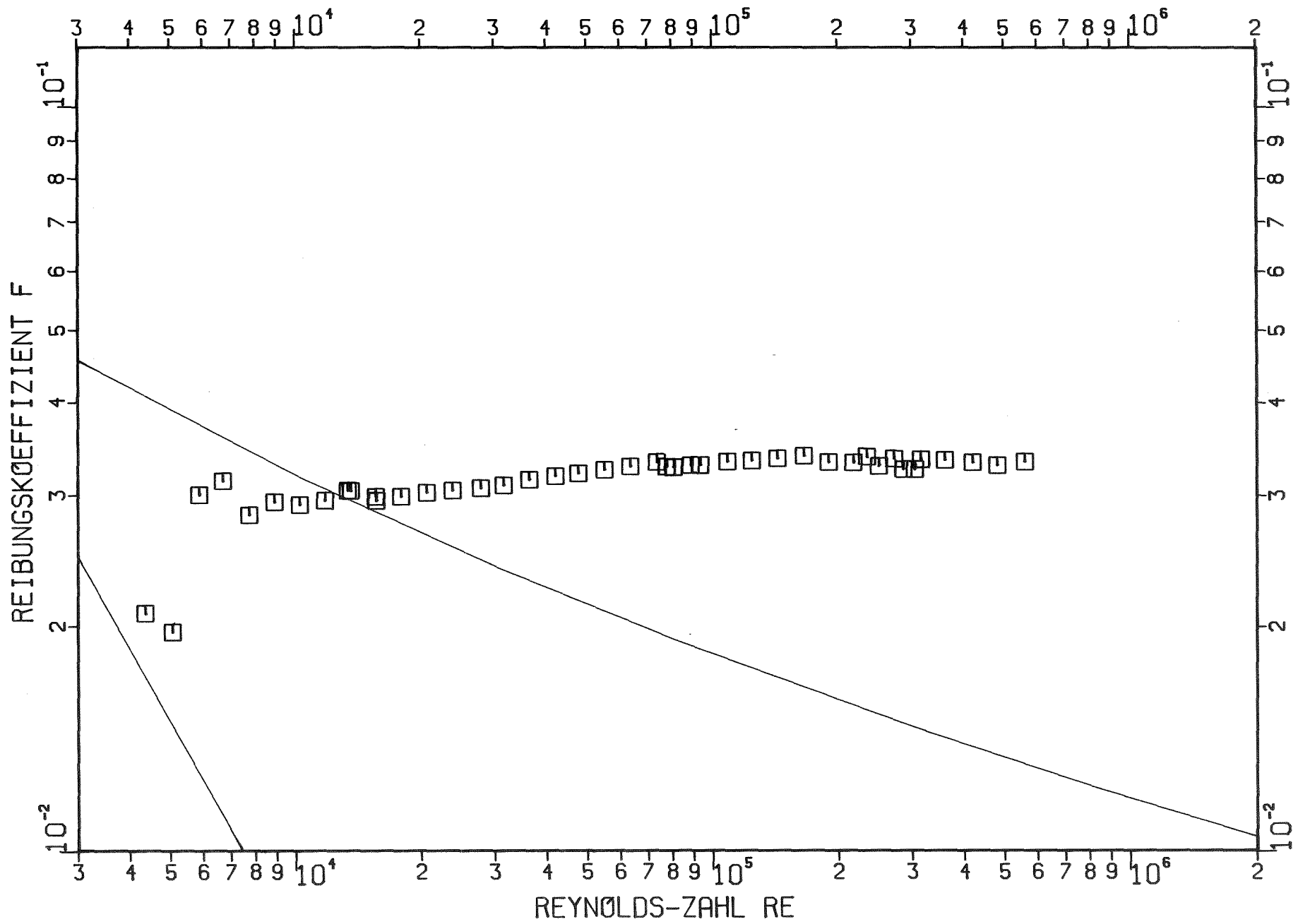
Abb.12: Gleichgewicht der Druck- und Spannungskräfte

$$S \cdot H_v \cdot dp = (S \cdot \bar{\tau}_r + S \cdot \bar{\tau}_g) dx$$

mit $S = U_r = U_g$

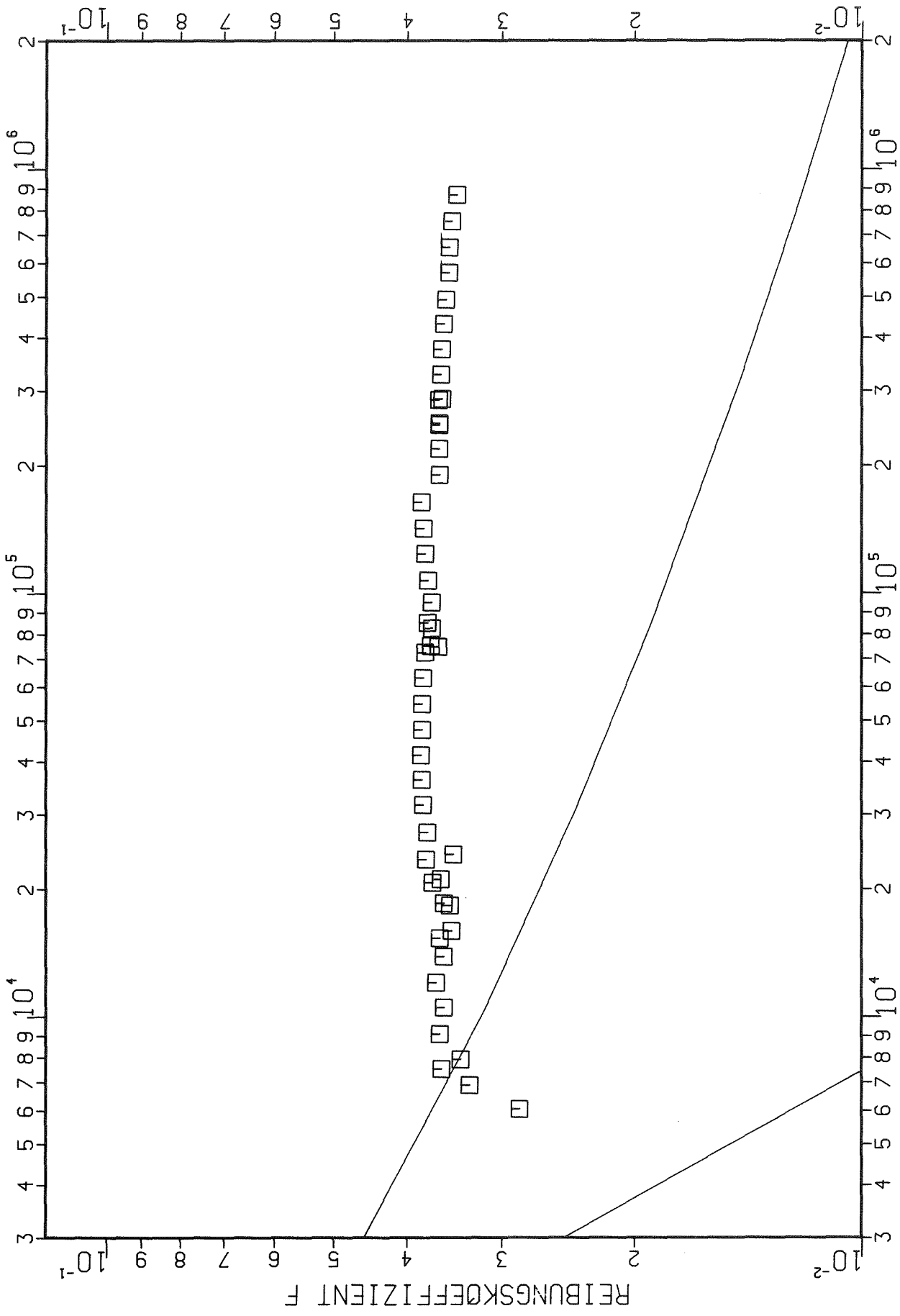


P=1.2 H=0.3 B=0.3 Abb. 13: Gesamt-Reibungsbeiwert



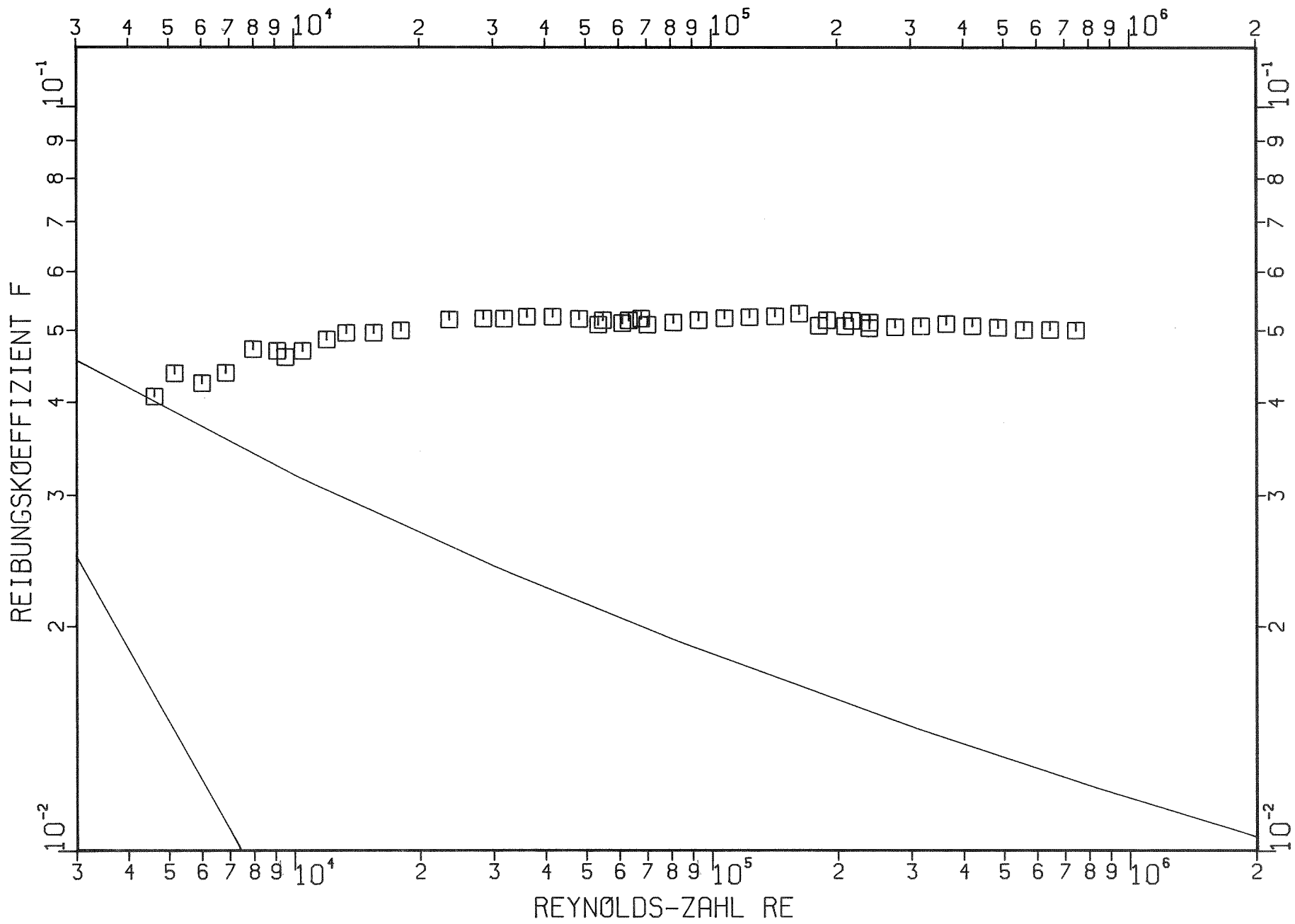
P=2.4 H=0.3 B=0.3

Abb. 14: Gesamt-Reibungsbeiwert



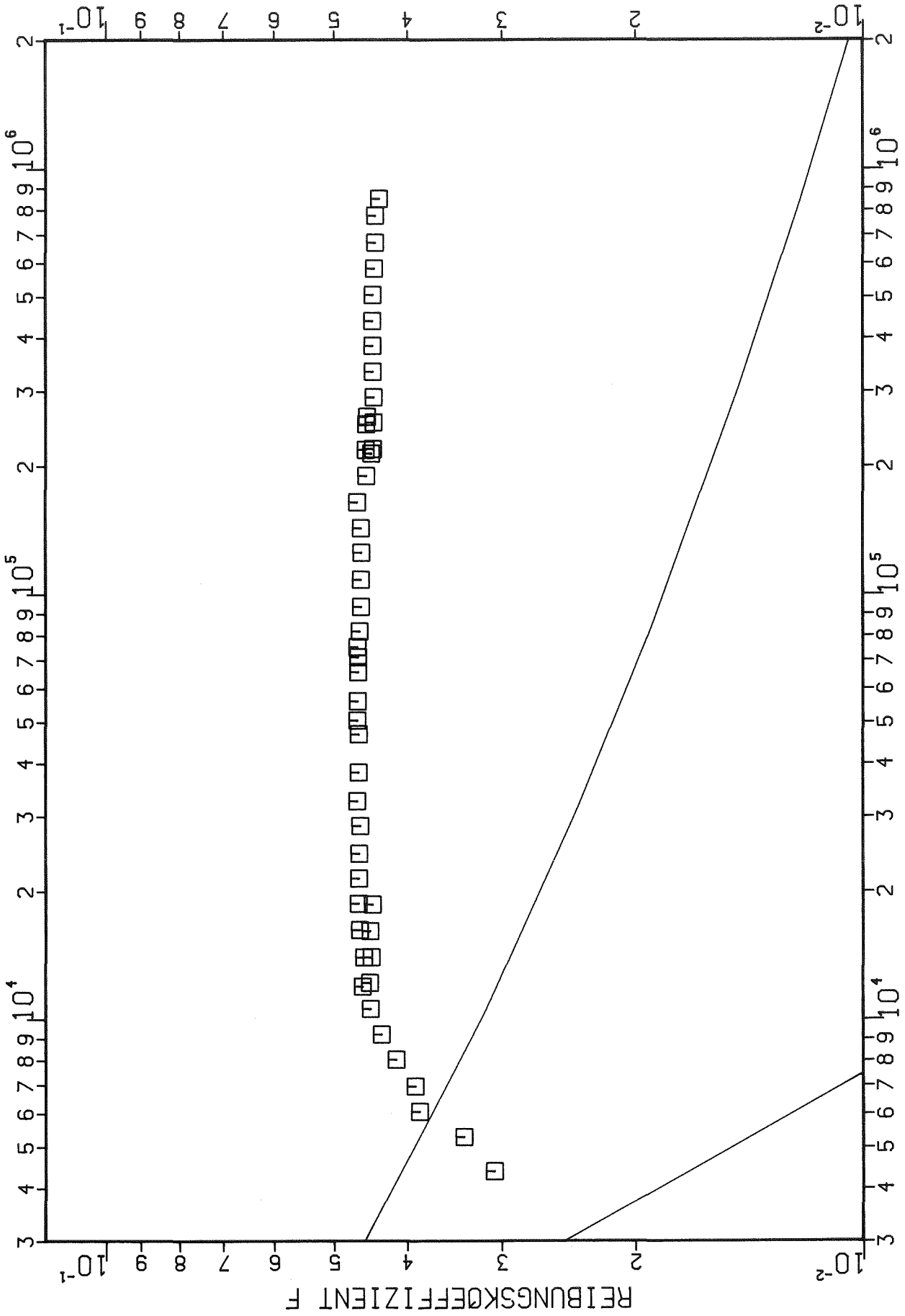
REYNOLDS-ZAHL RE

P=4.0 H=1.0 B=1.0 Abb. 15: Gesamt-Reibungsbeiwert



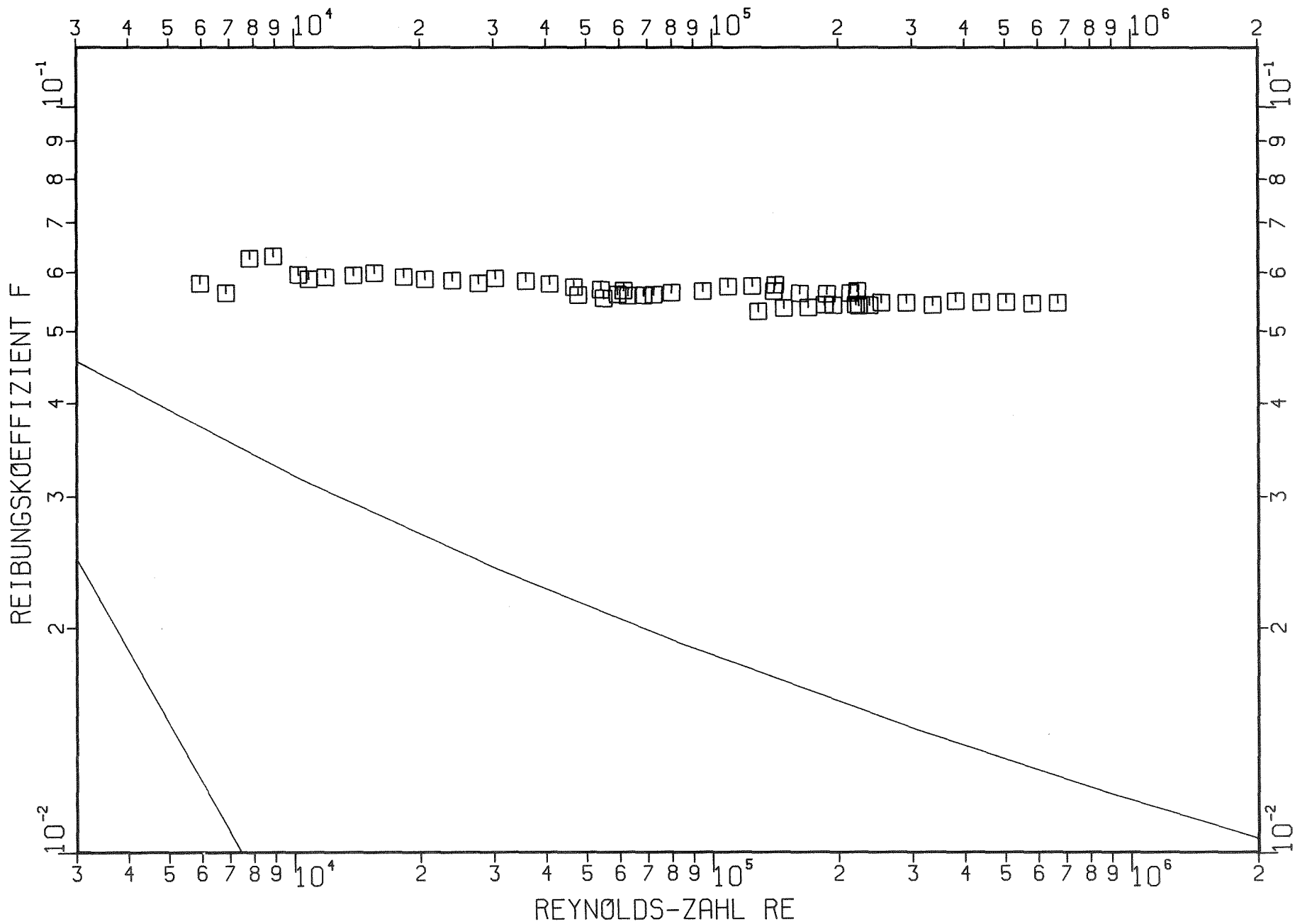
P=8.0 H=1.0 B=1.0

Abb. 16: Gesamt-Reibungsbeiwert



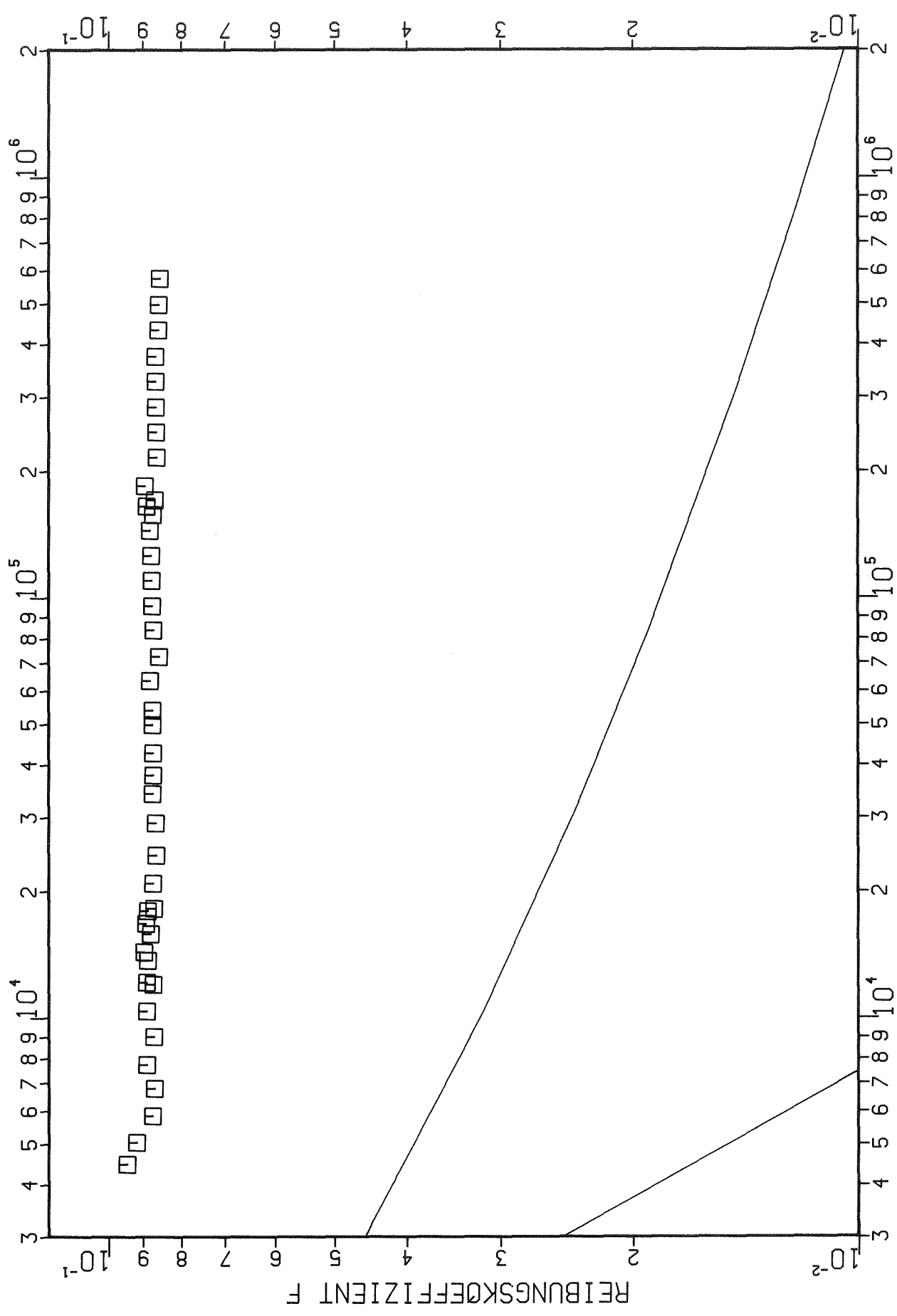
REYNOLDS-ZAHL RE

P=16.0 H=1.0 B=1.0 Abb. 17: Gesamt-Reibungsbeiwert



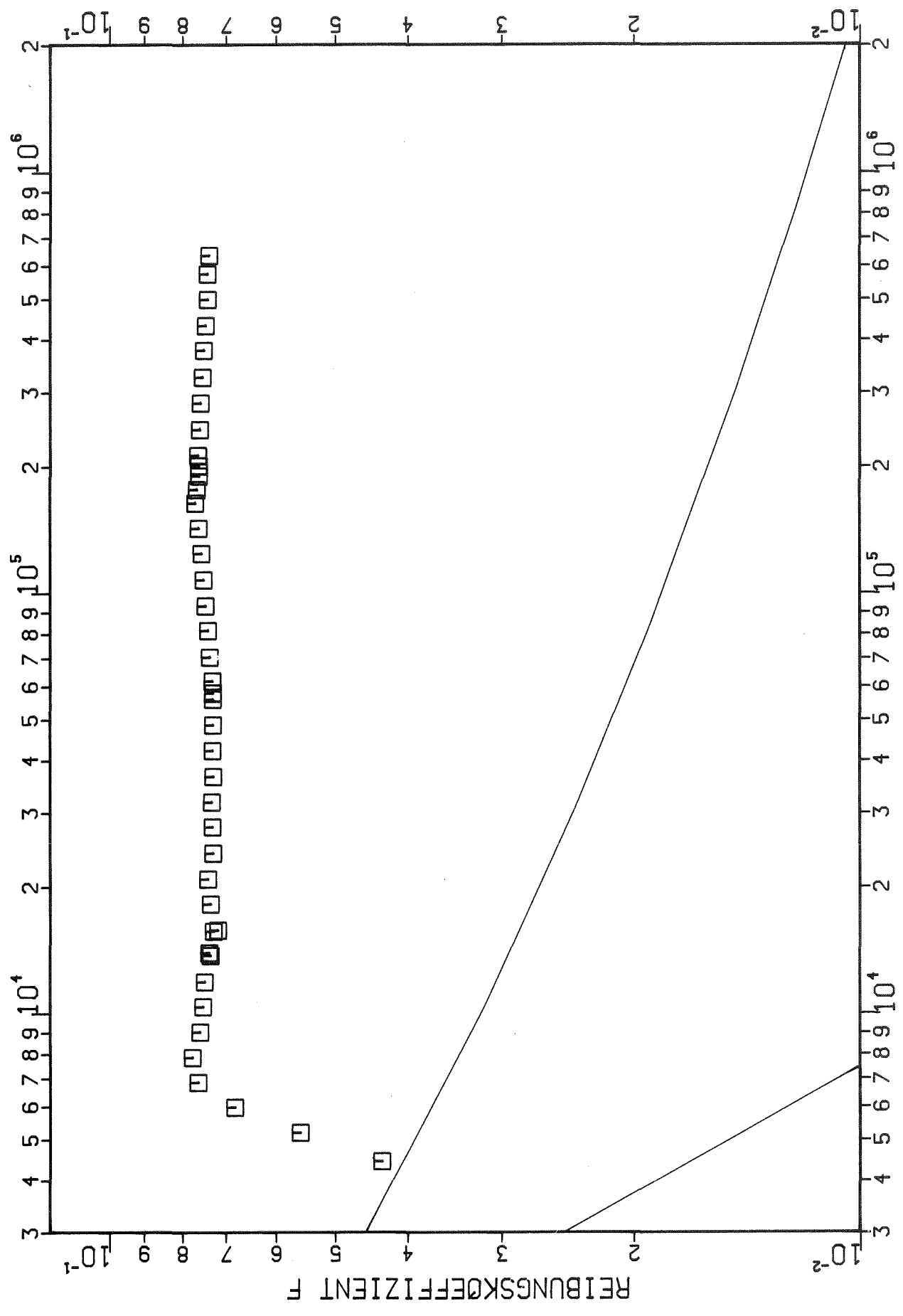
P=12.0 H=3.0 B=3.0

Abb. 18: Gesamt-Reibungsbeiwert



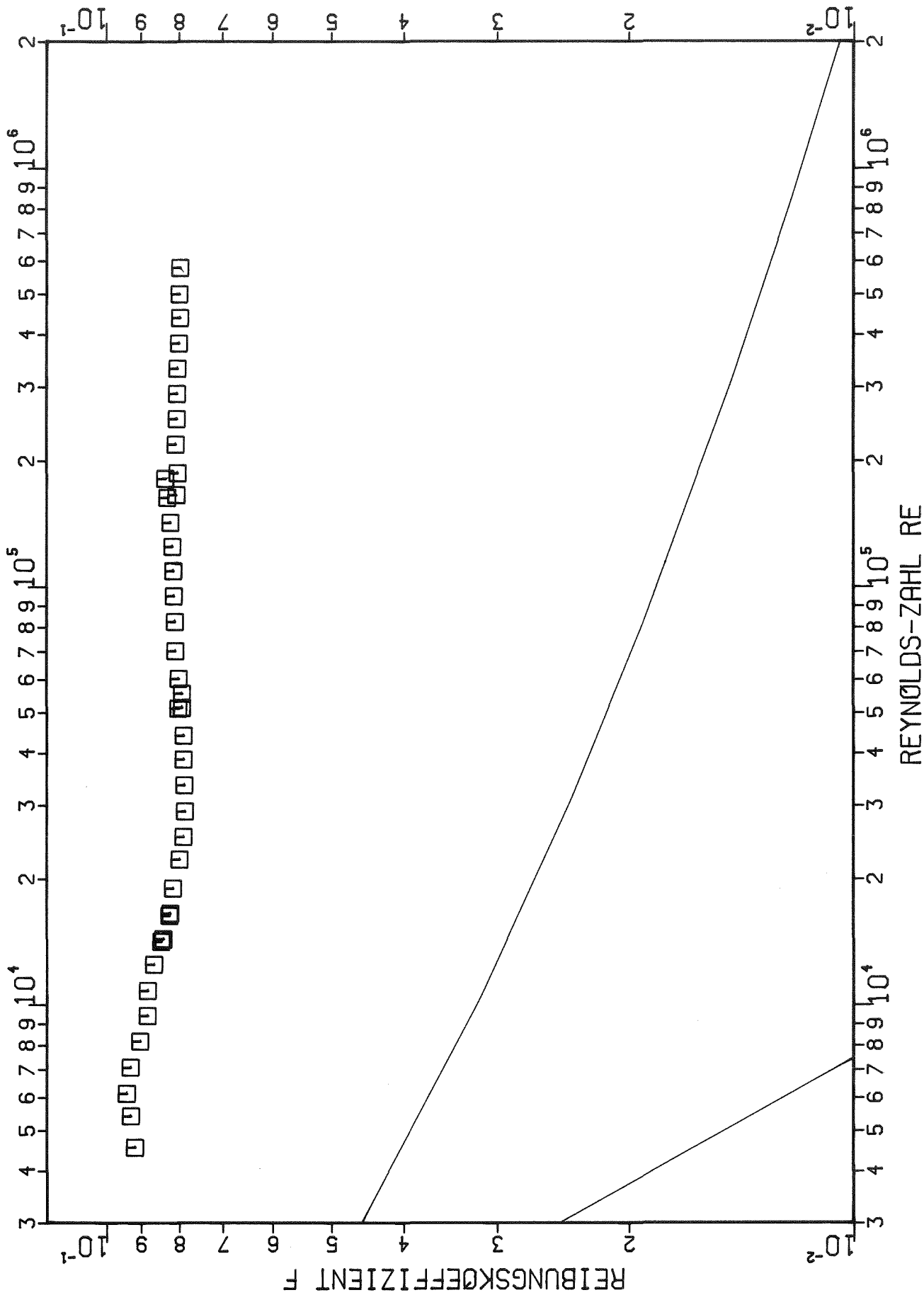
REYNOLDS-ZAHL RE

P=24.0 H=3.0 B=3.0 Abb. 19: Gesamt-Reibungsbeiwert

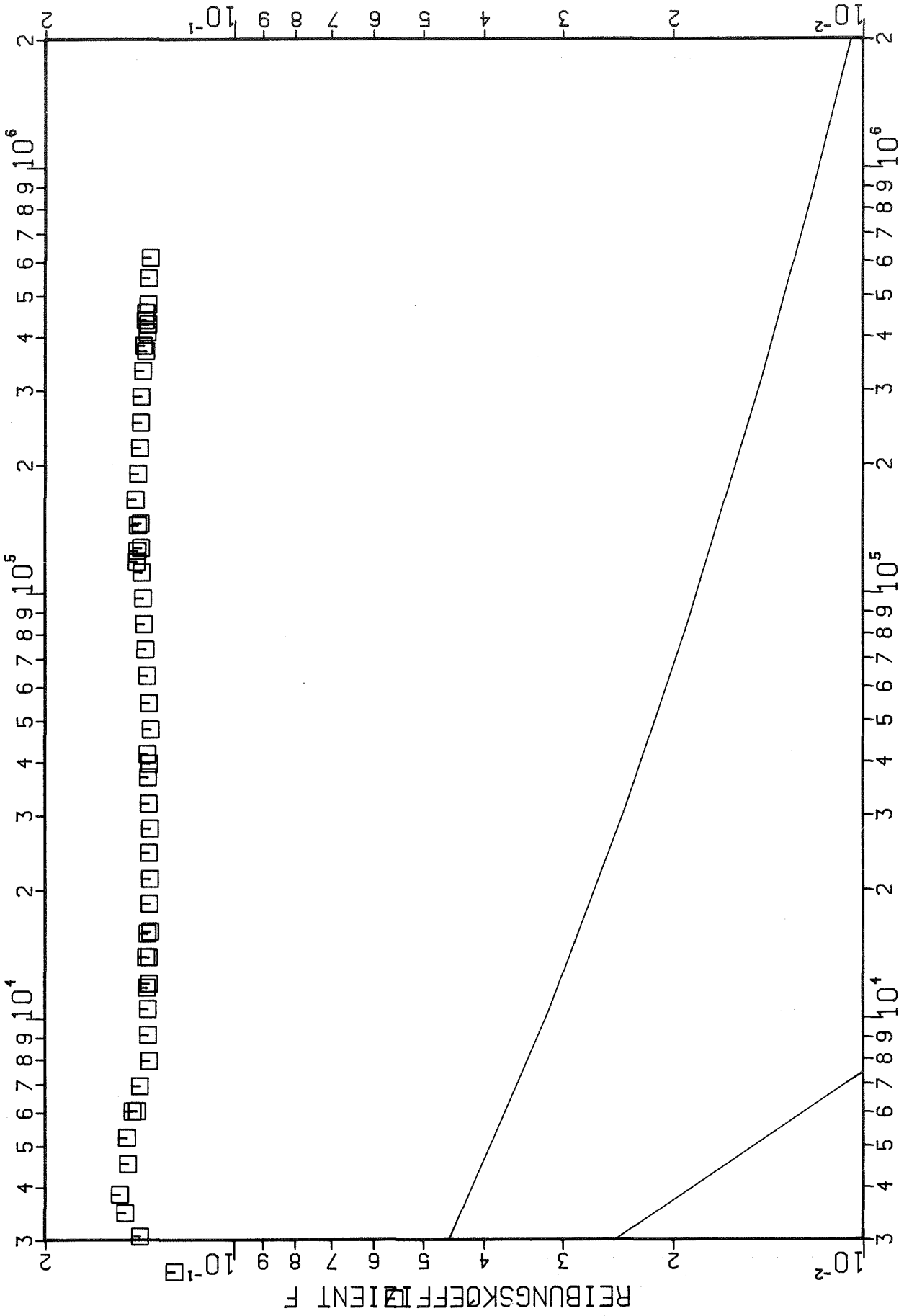


REYNOLDS-ZAHL RE

P=48.0 H=3.0 B=3.0 Abb. 20: Gesamt-Reibungsbeiwert



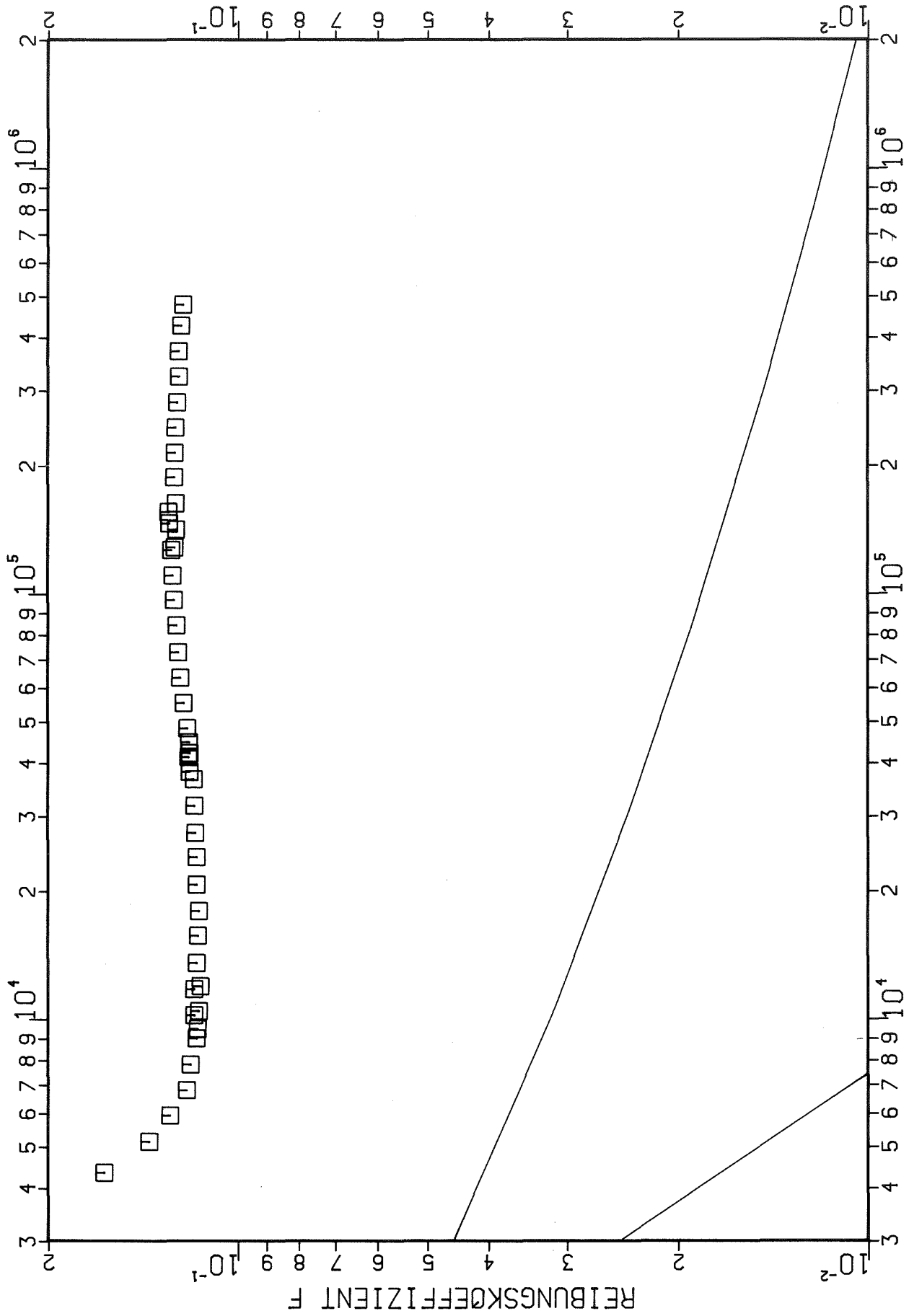
P=24.0 H=6.0 B=6.0 Abb. 21: Gesamt-Reibungsbeiwert



REYNOLDS-ZAHL RE

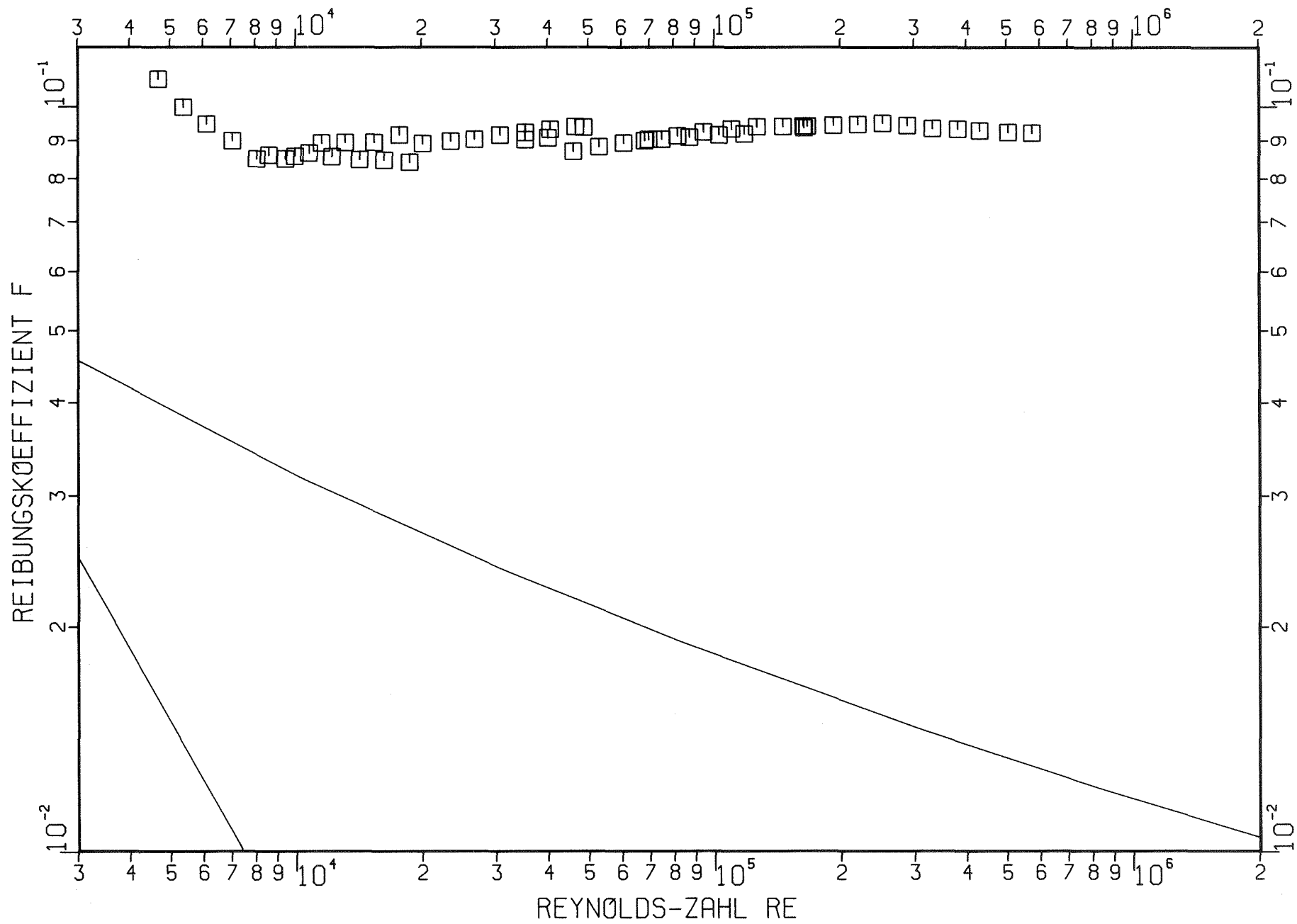
Abb. 22: Gesamt-Reibungsbeiwert

P=48.0 H=6.0 B=6.0



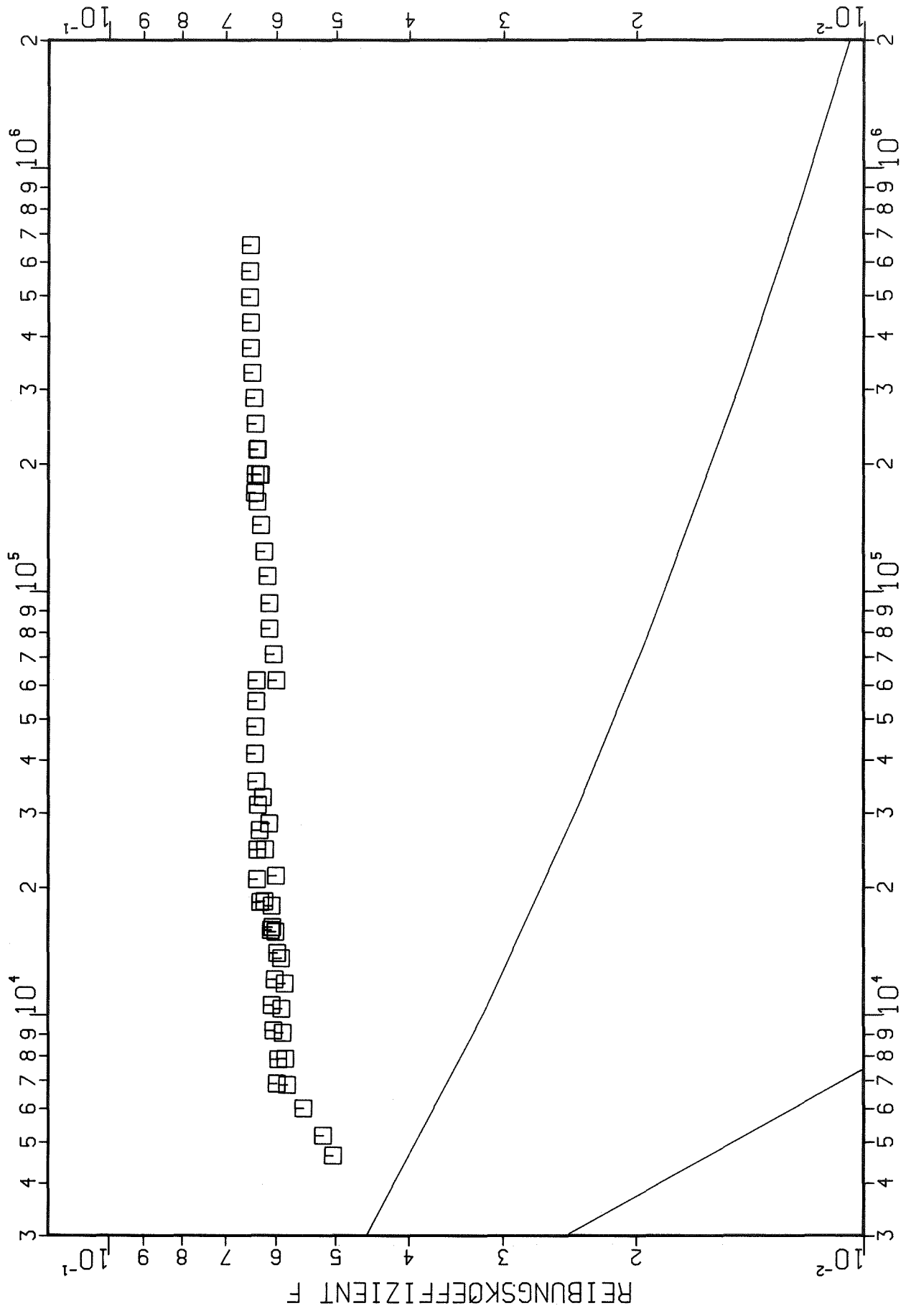
REYNOLDS-ZAHL RE

P=96.0 H=6.0 B=6.0 Abb. 23: Gesamt-Reibungsbeiwert



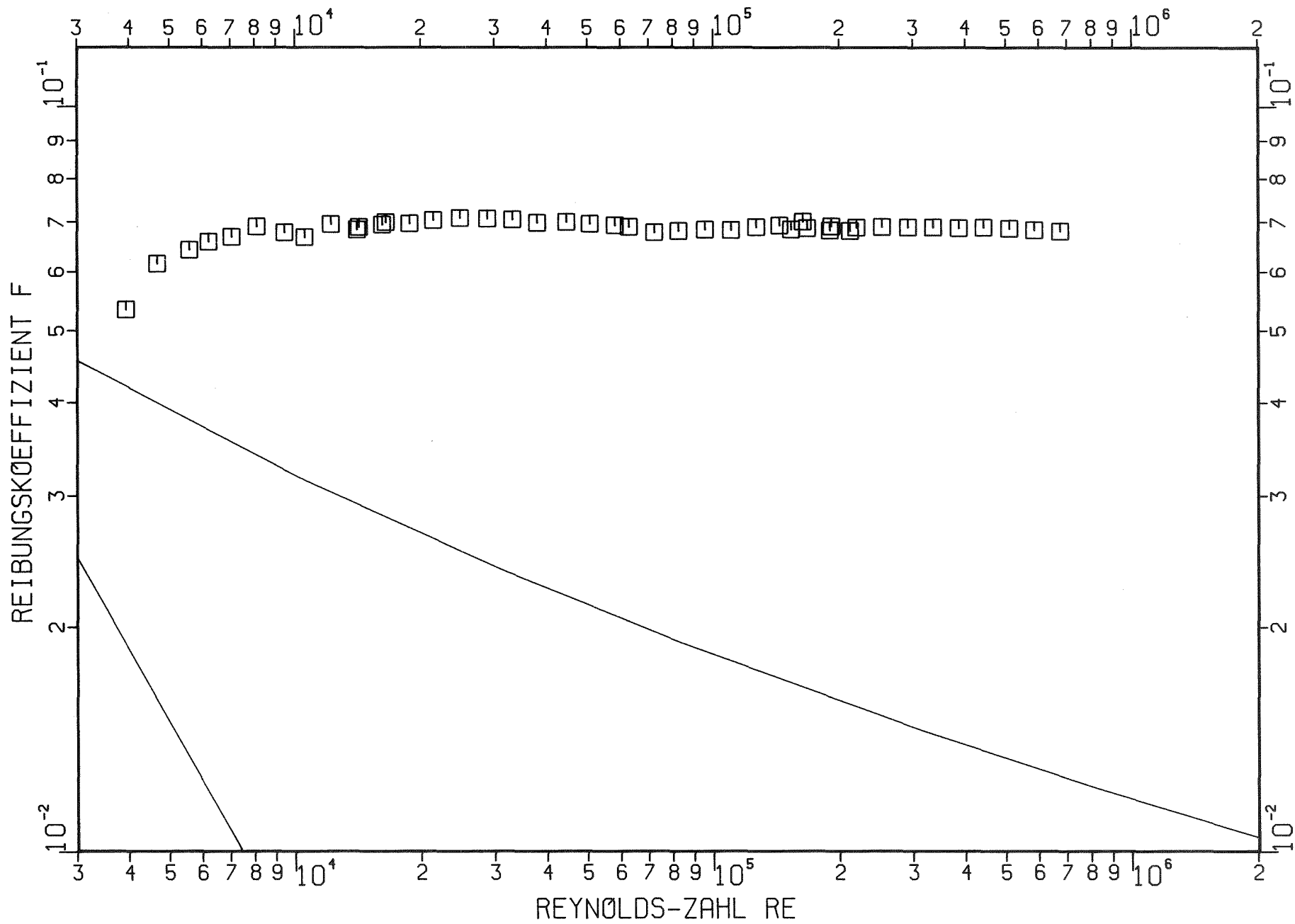
P=192.0 H=6.0 B=6.0

Abb. 24: Gesamt-Reibungsbeiwert



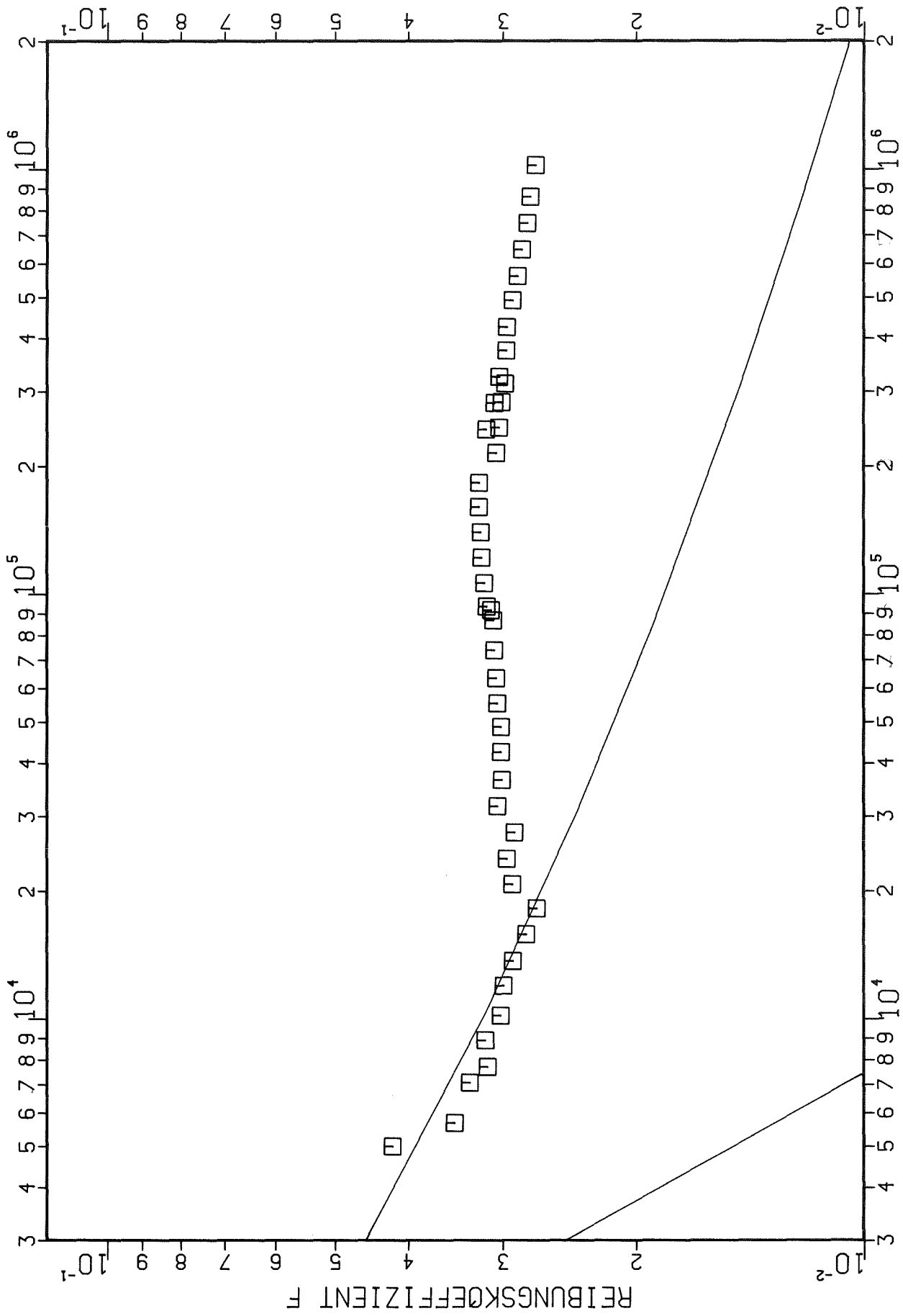
REYNOLDS-ZAHL RE

P=6.0 H=1.5 B=0.3 Abb. 25: Gesamt-Reibungsbeiwert



P=12.0 H=1.5 B=0.3

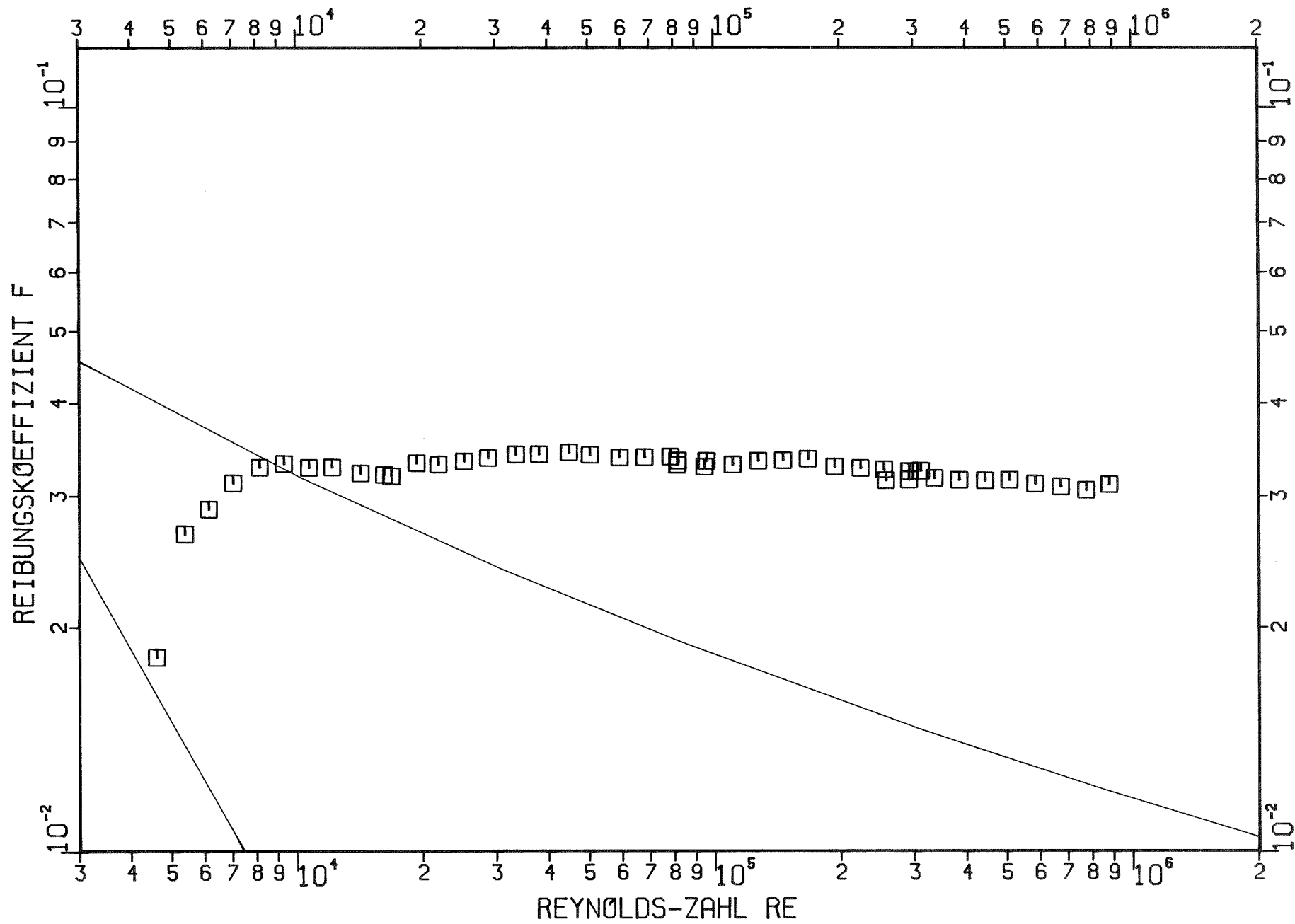
Abb. 26: Gesamt-Reibungsbeiwert



REYNOLDS-ZAHL RE

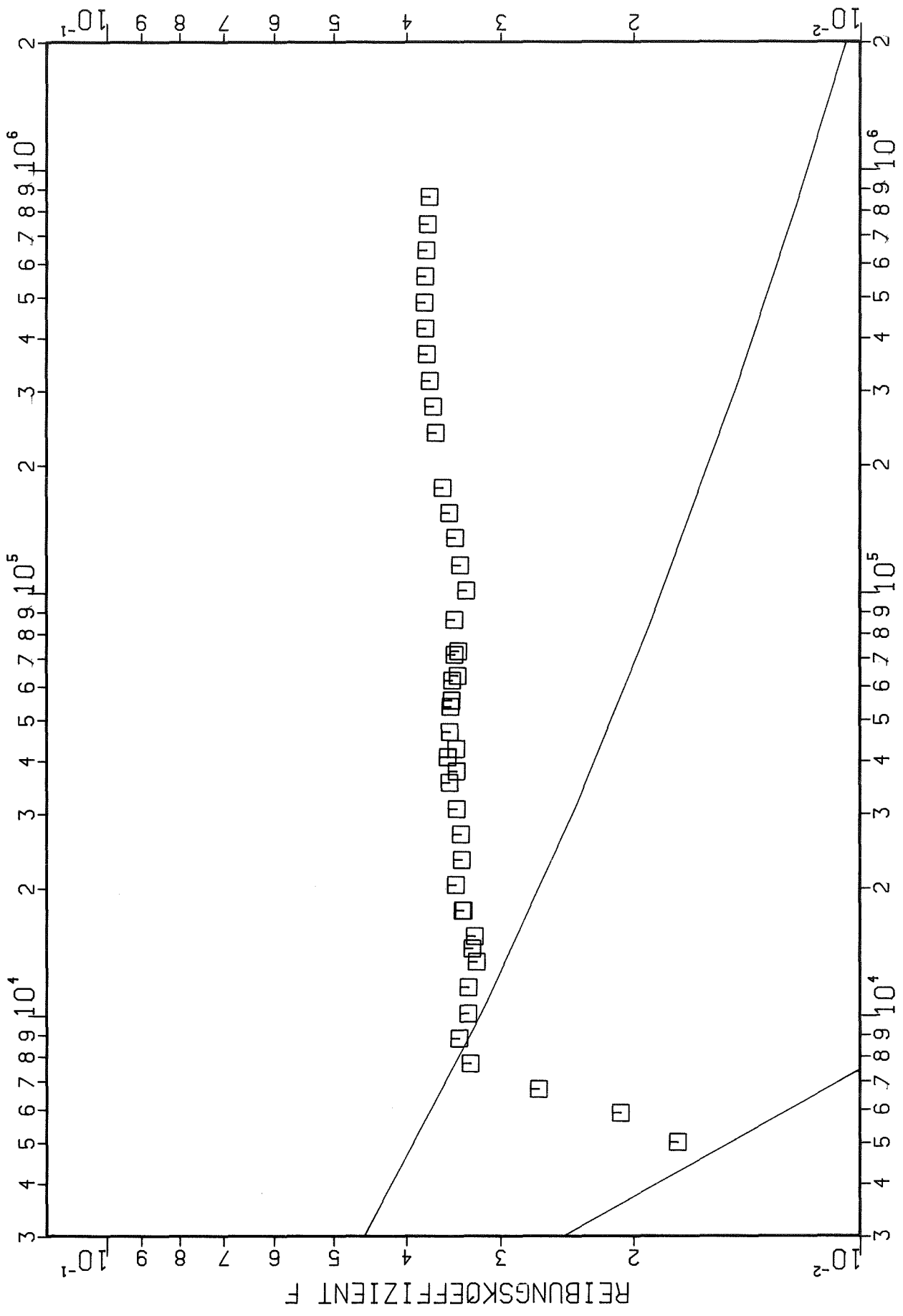
Abb. 27: Gesamt-Reibungsbeiwert

P=4.0 H=0.5 B=1.5



P=8.0 H=0.5 B=1.5

Abb. 28: Gesamt-Reibungsbeiwert



REYNOLDS-ZAHL RE

Abb. 29: Gesamt-Reibungsbeiwert
P=2.0 H=0.5 B=0.4

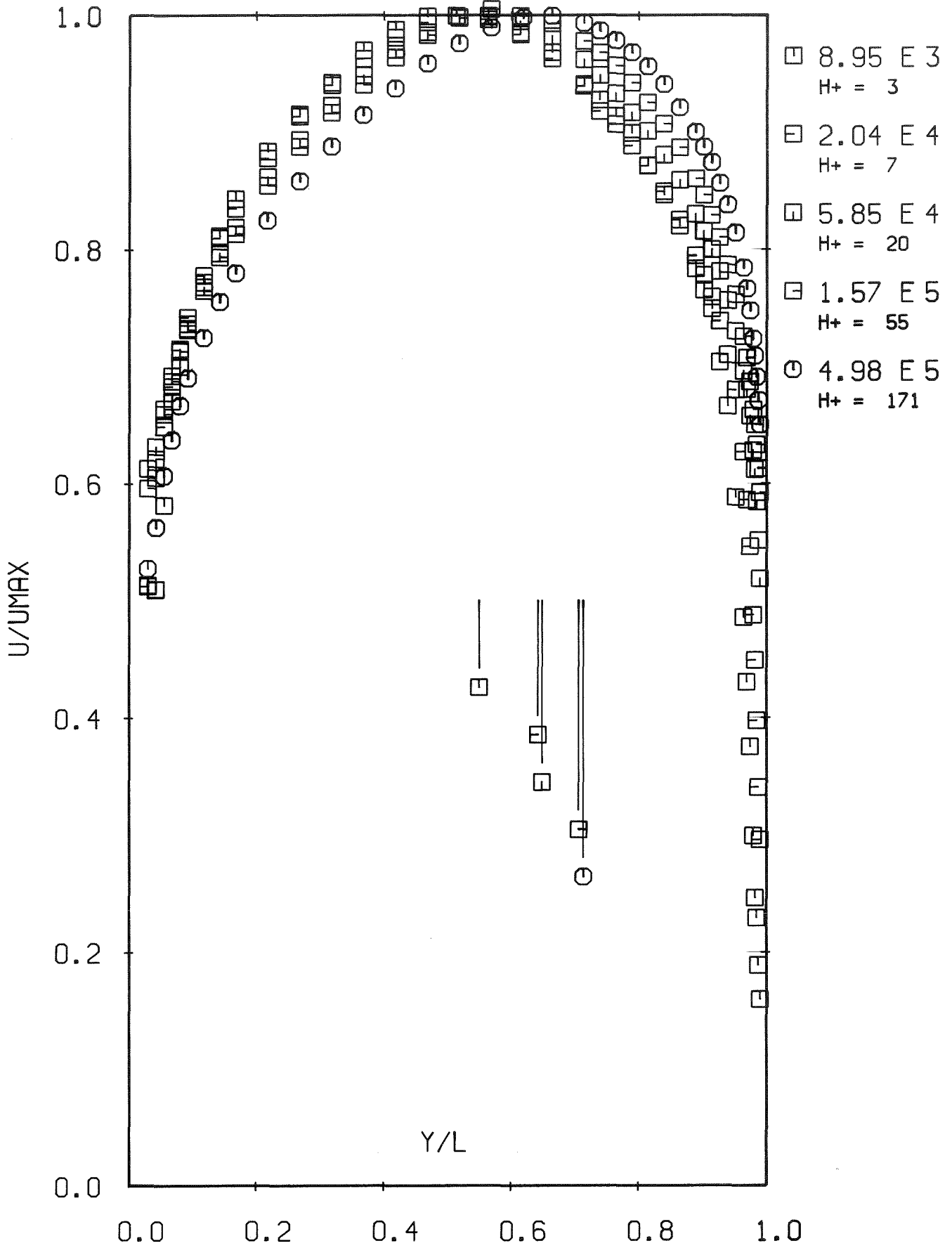
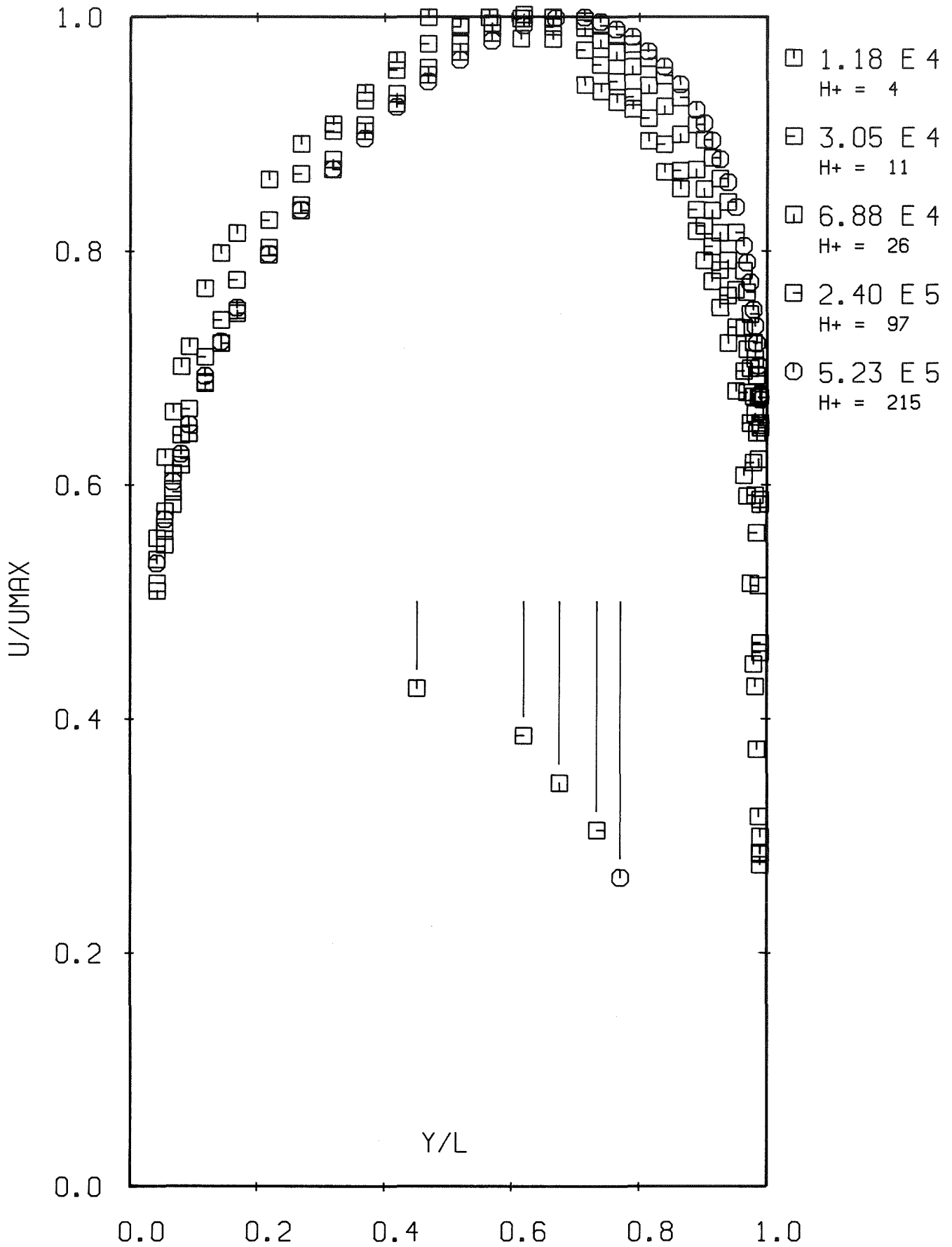


Abb. 30: Lineare Geschwindigkeitsverteilung



P=2.4 H=0.3 B=0.3

Abb. 31: Lineare Geschwindigkeitsverteilung

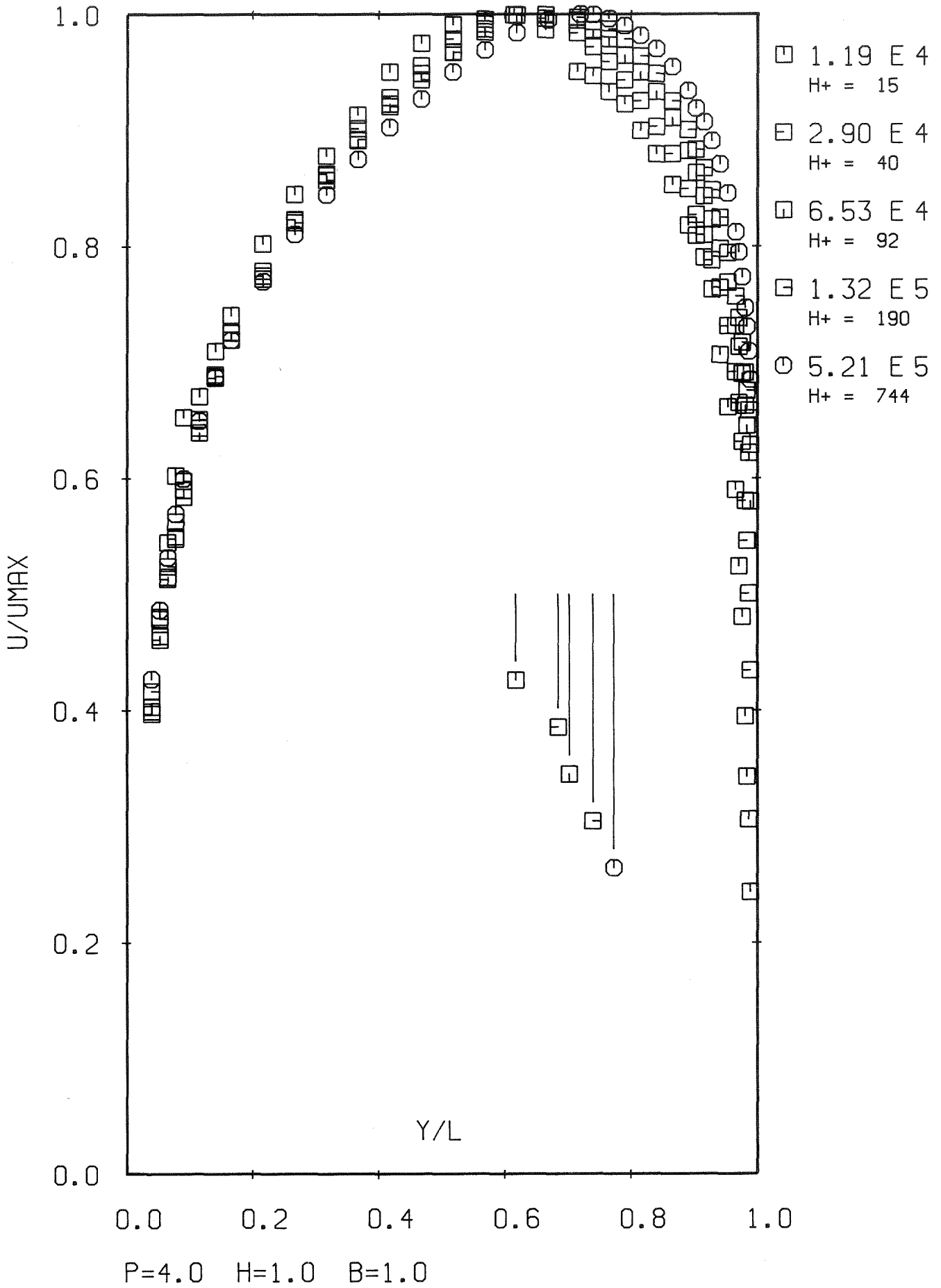


Abb. 32: Lineare Geschwindigkeitsverteilung

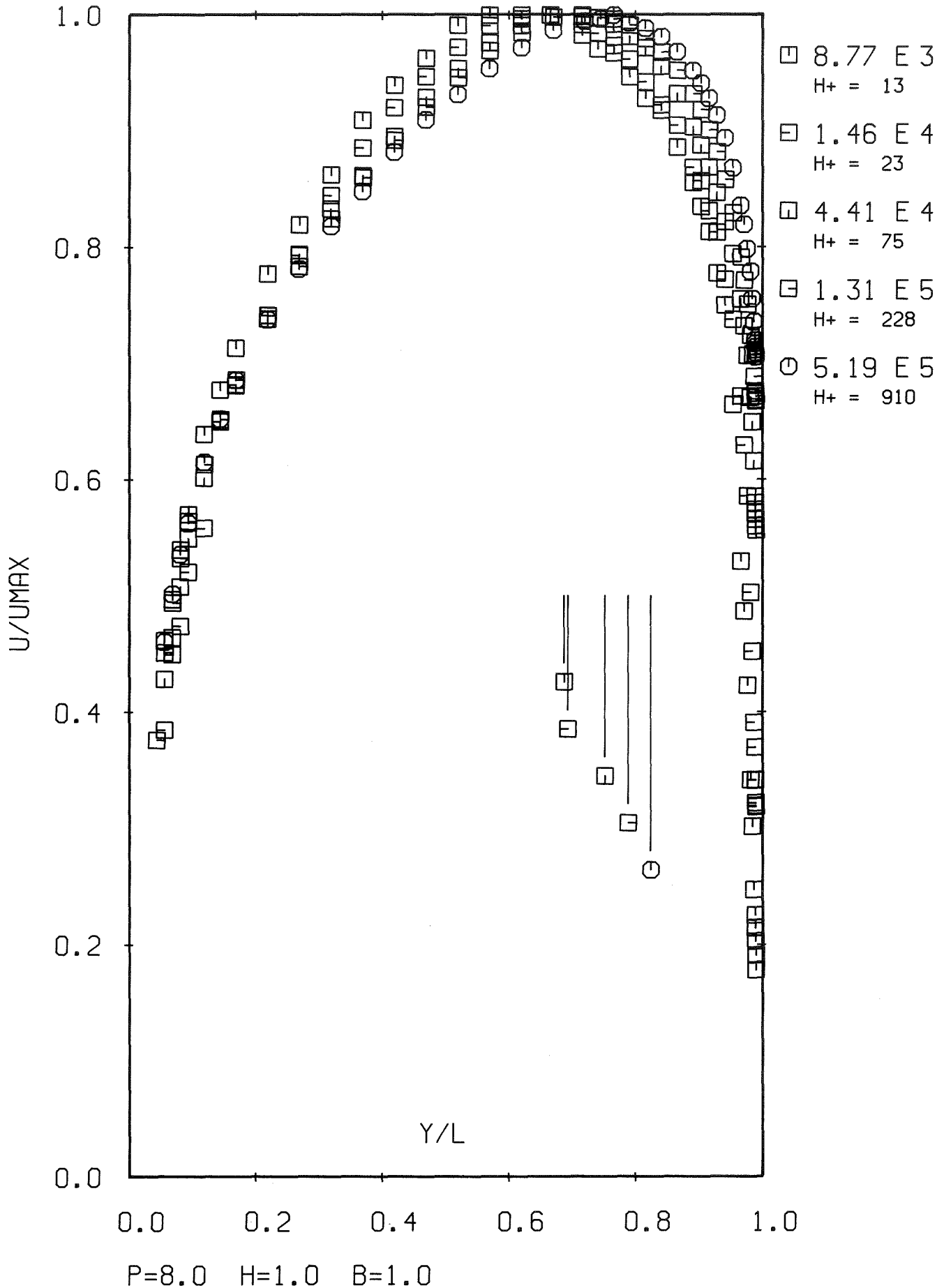
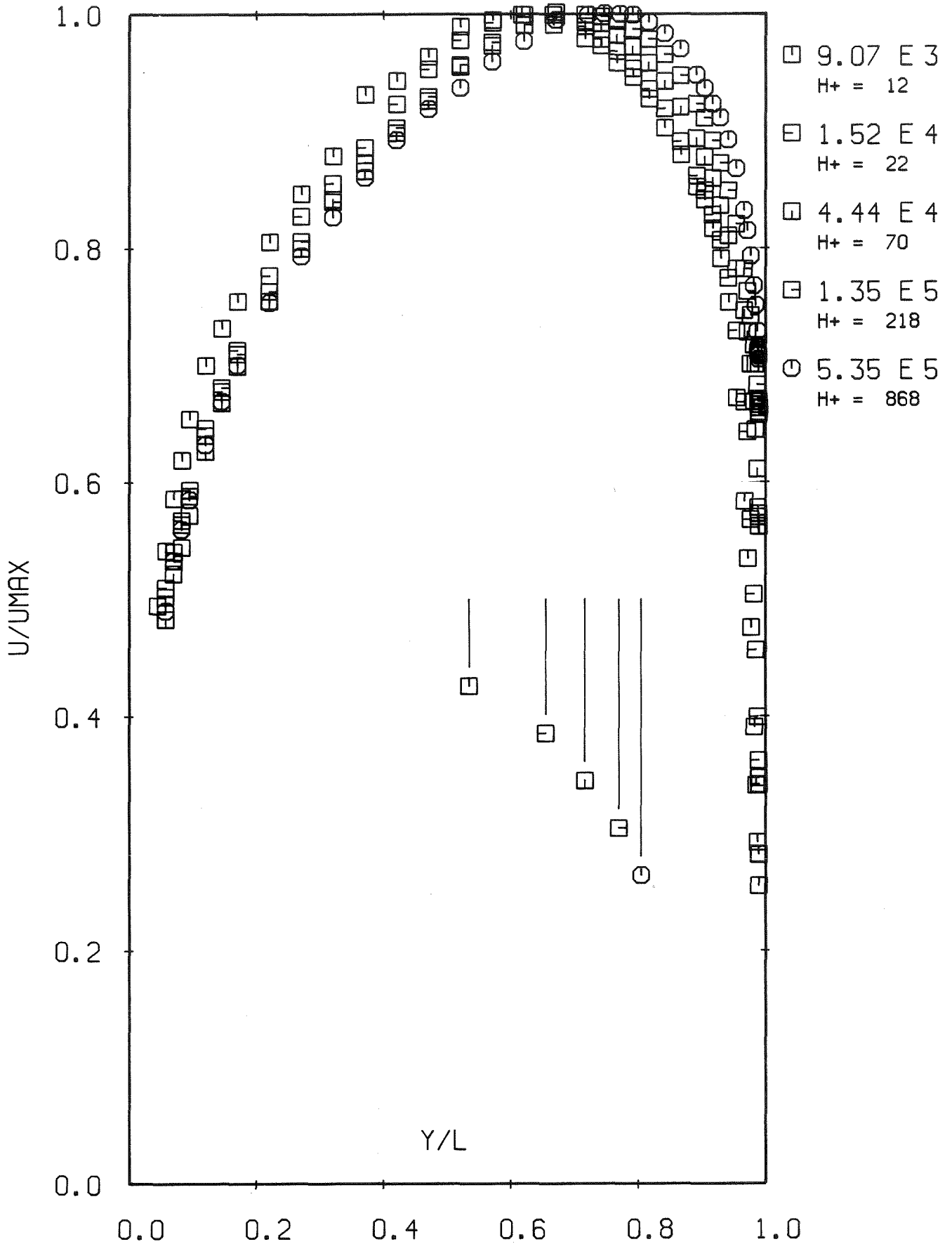


Abb. 33: Lineare Geschwindigkeitsverteilung



P=16.0 H=1.0 B=1.0
Abb. 34: Lineare Geschwindigkeitsverteilung

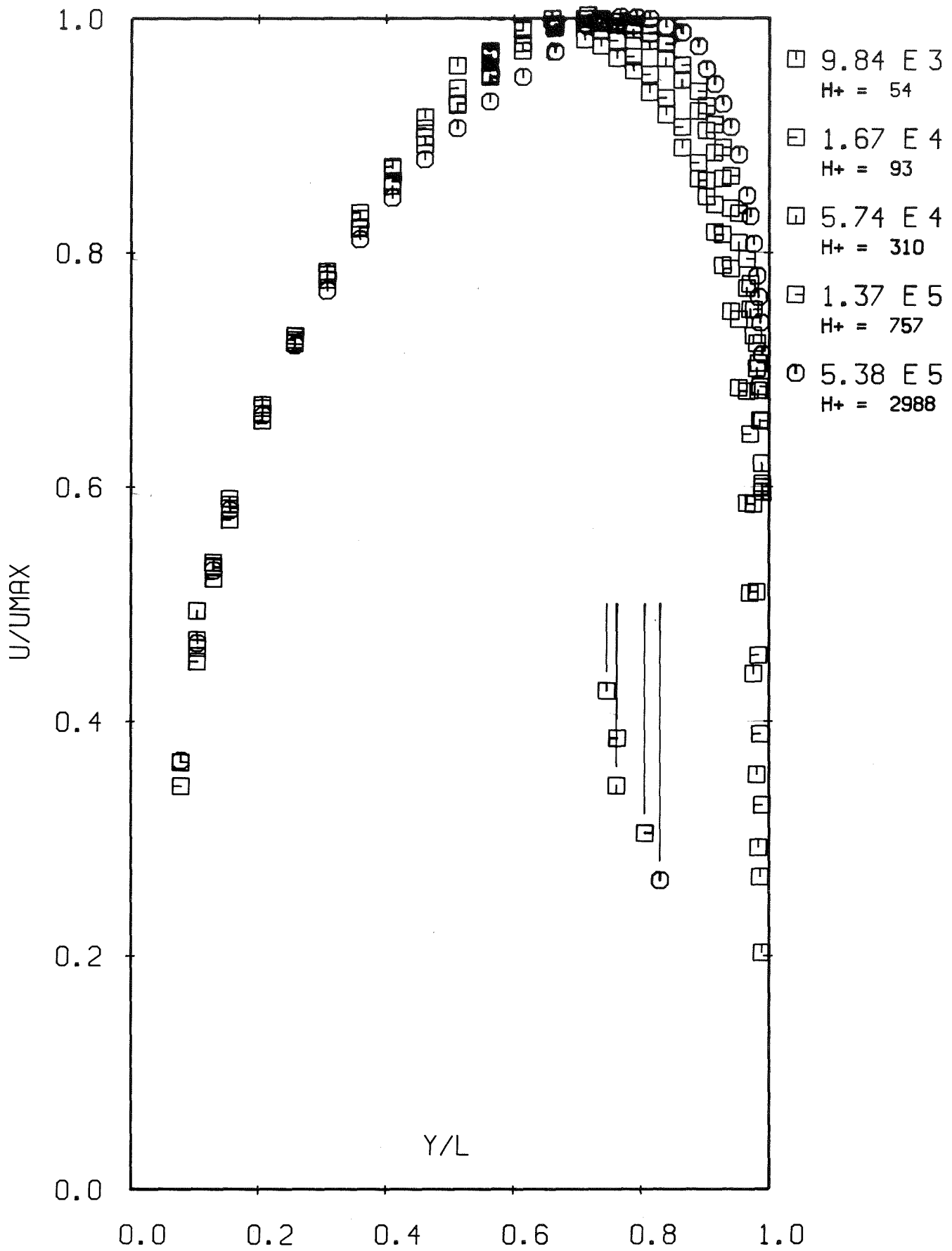


Abb. 35: Lineare Geschwindigkeitsverteilung

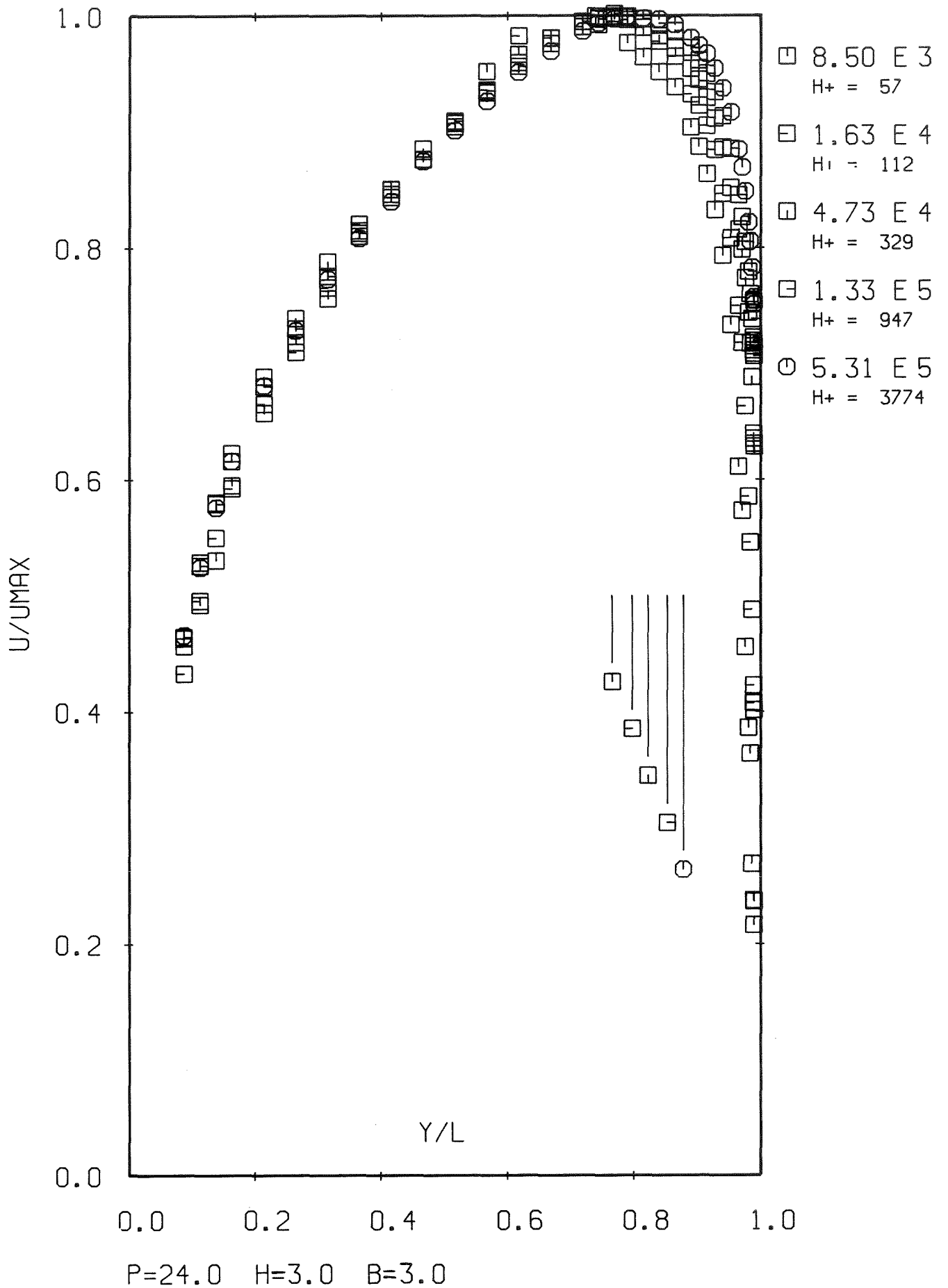
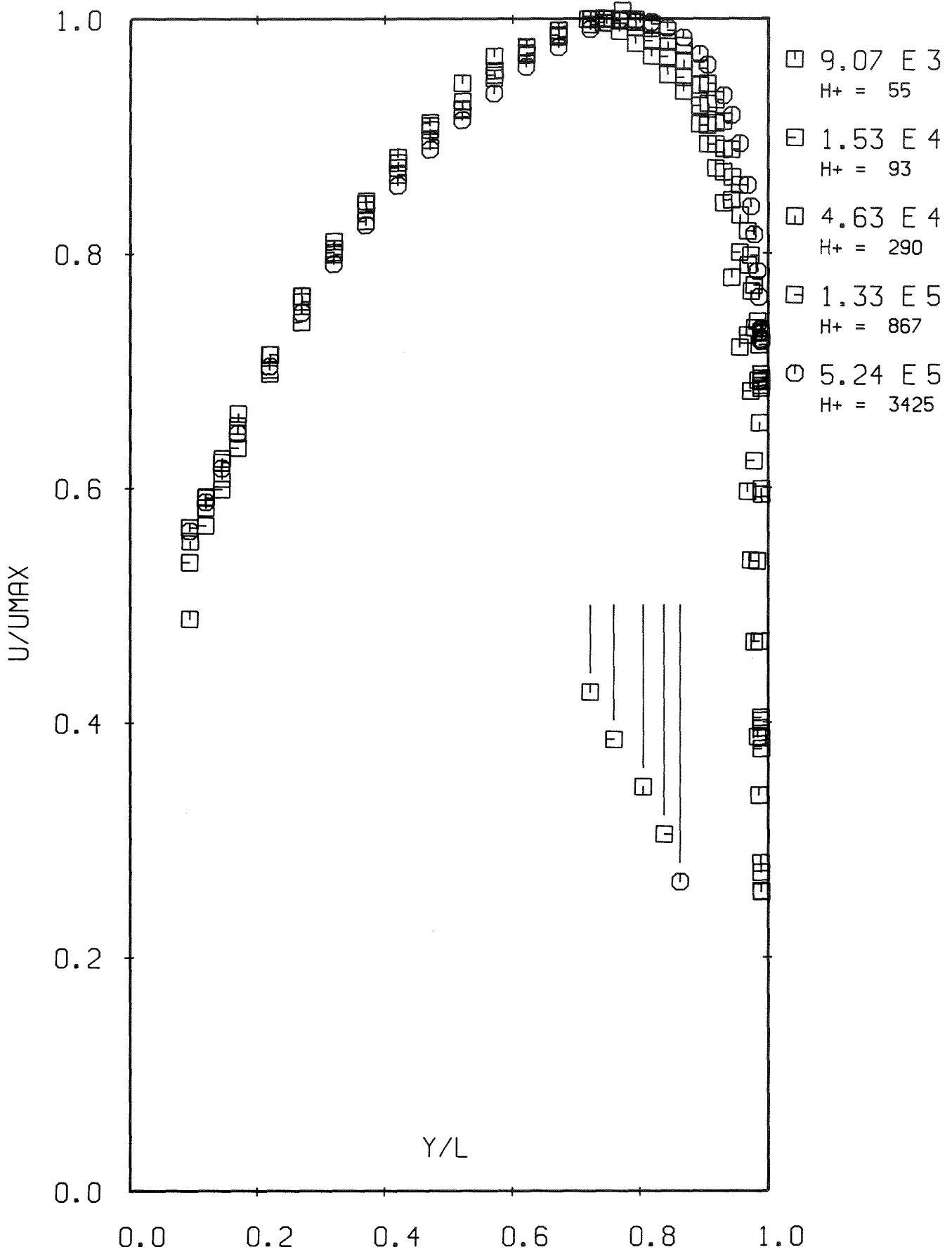
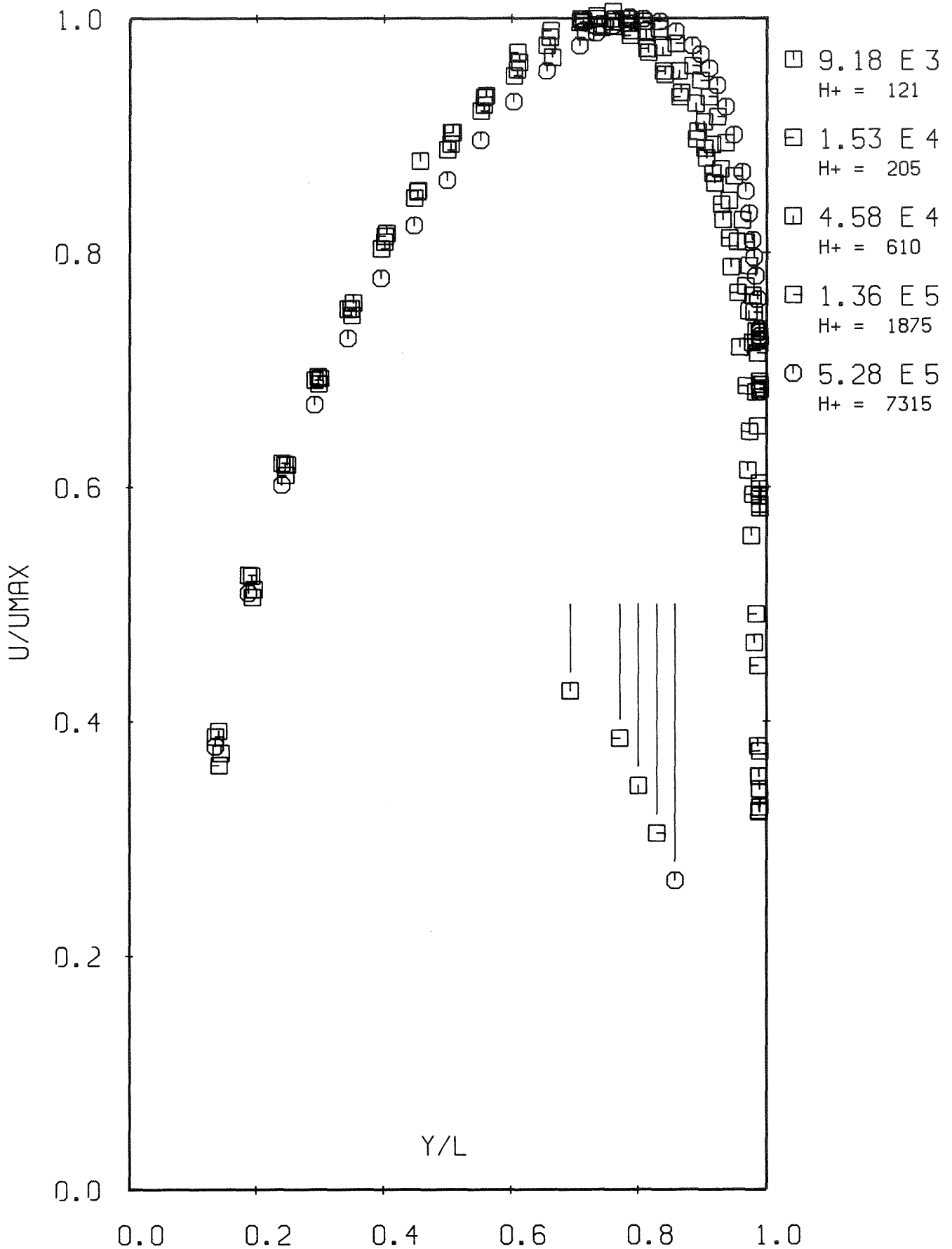


Abb. 36: Lineare Geschwindigkeitsverteilung



P=48.0 H=3.0 B=3.0

Abb. 37: Lineare Geschwindigkeitsverteilung



P=24.0 H=6.0 B=6.0

Abb. 38: Lineare Geschwindigkeitsverteilung

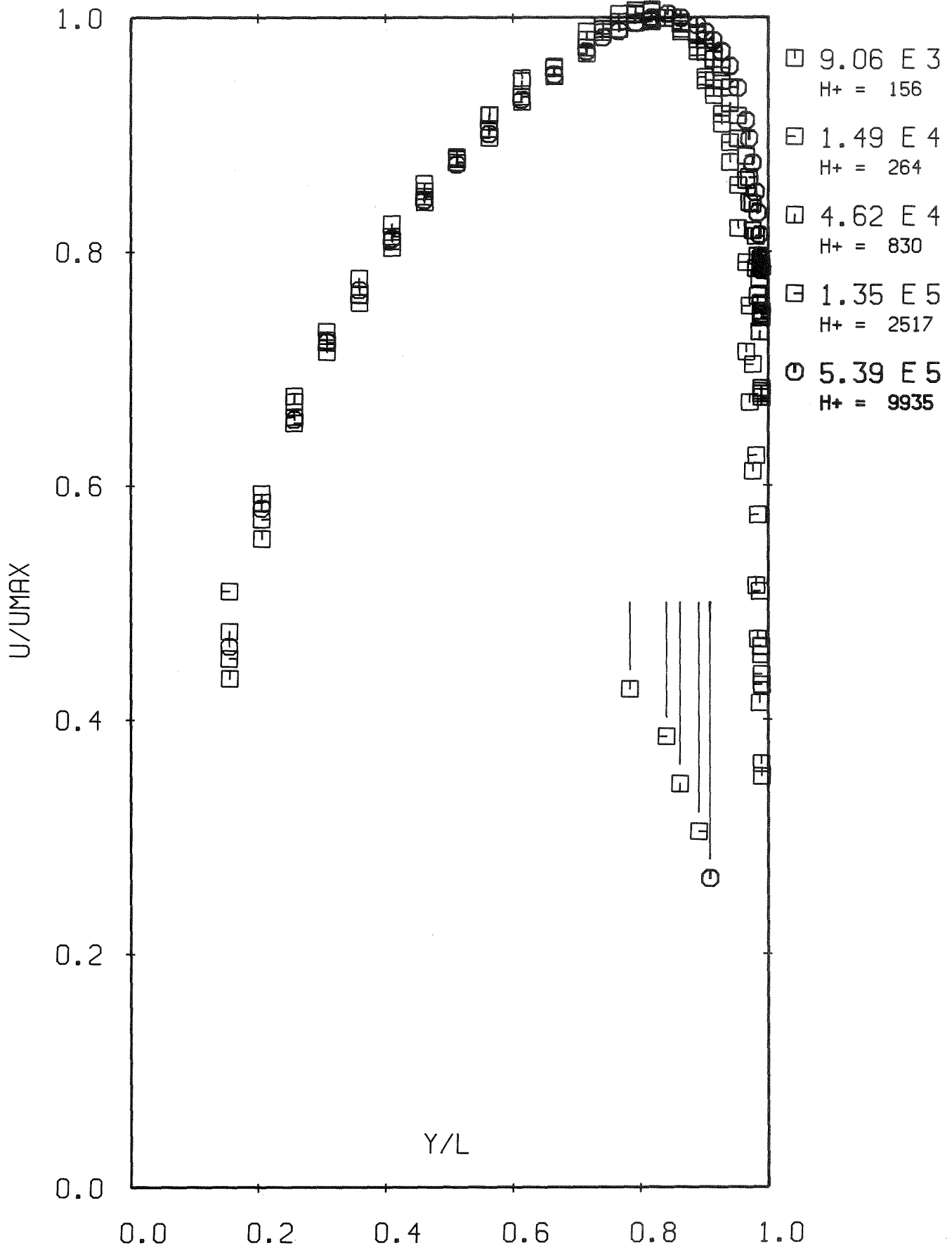


Abb. 39: Lineare Geschwindigkeitsverteilung

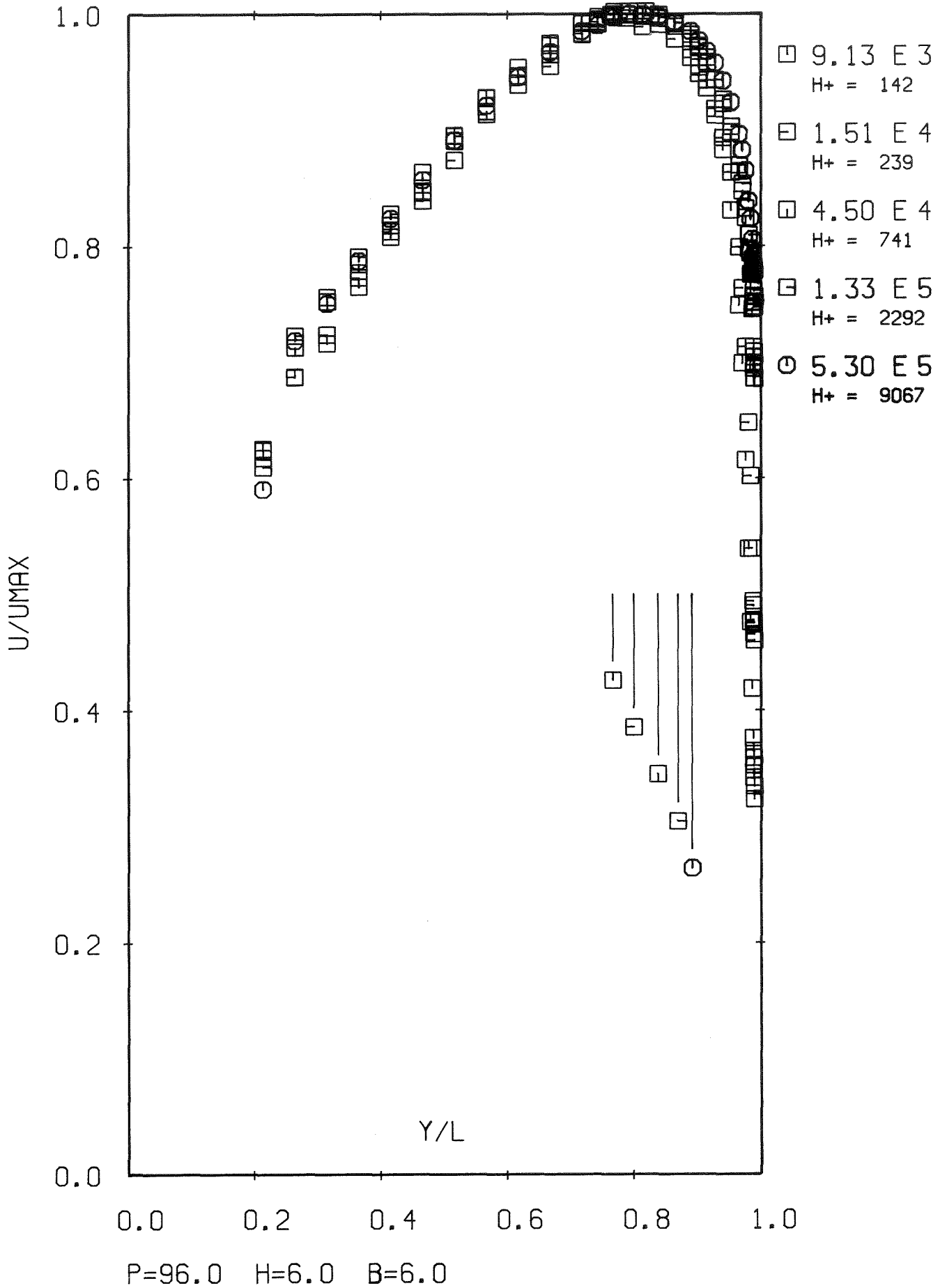


Abb. 40: Lineare Geschwindigkeitsverteilung

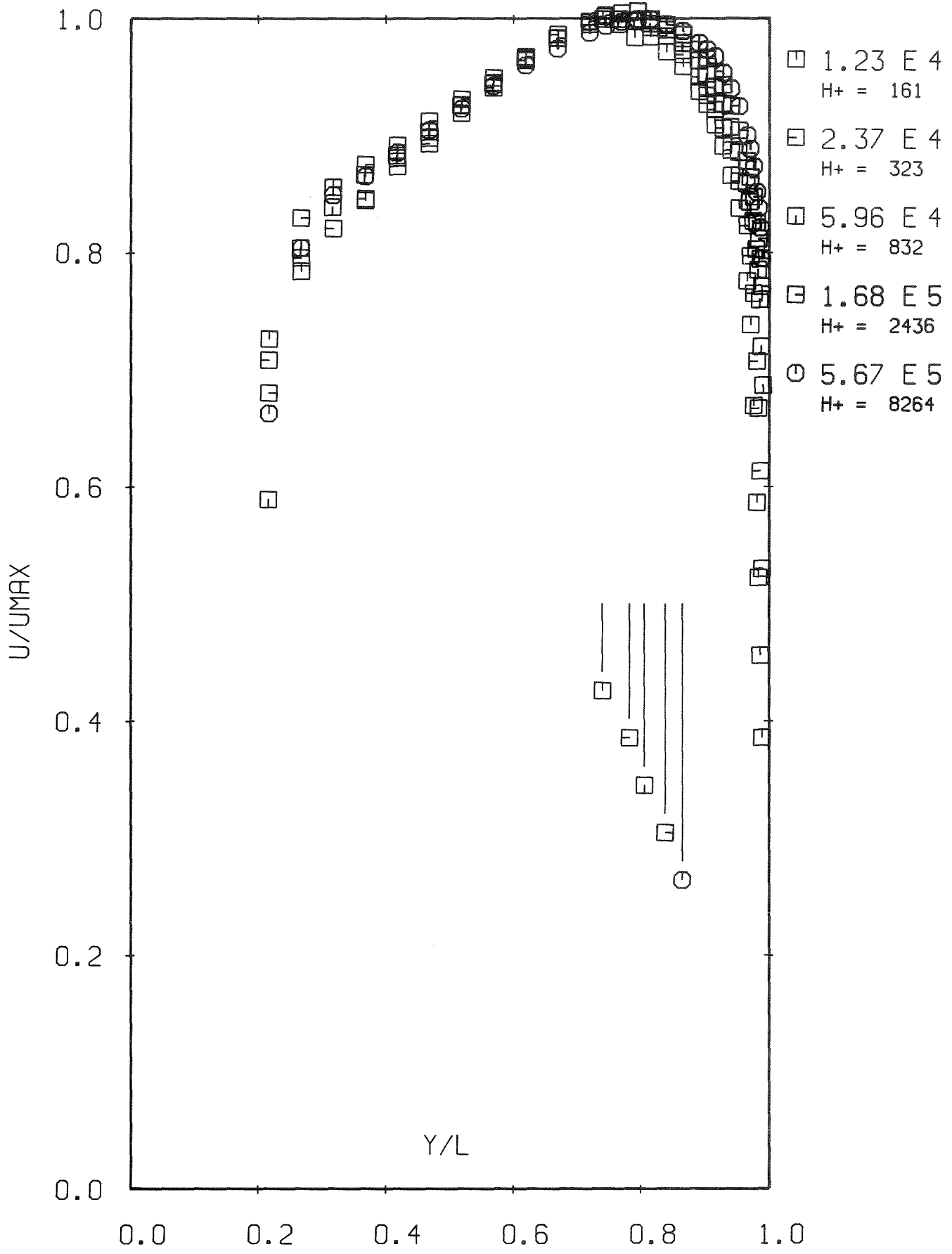
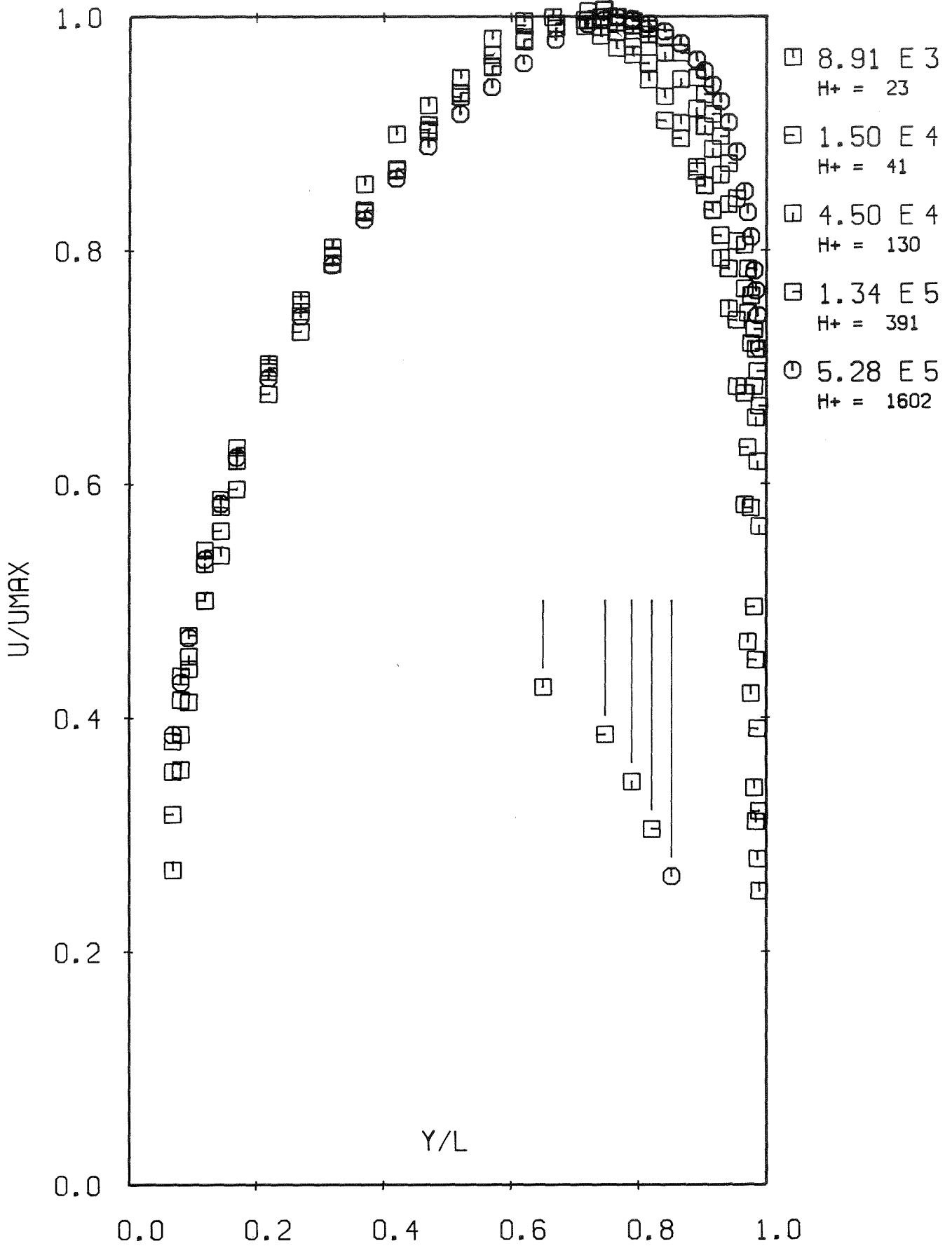


Abb. 41: Lineare Geschwindigkeitsverteilung



P=6.0 H=1.5 B=0.3

Abb. 42: Lineare Geschwindigkeitsverteilung

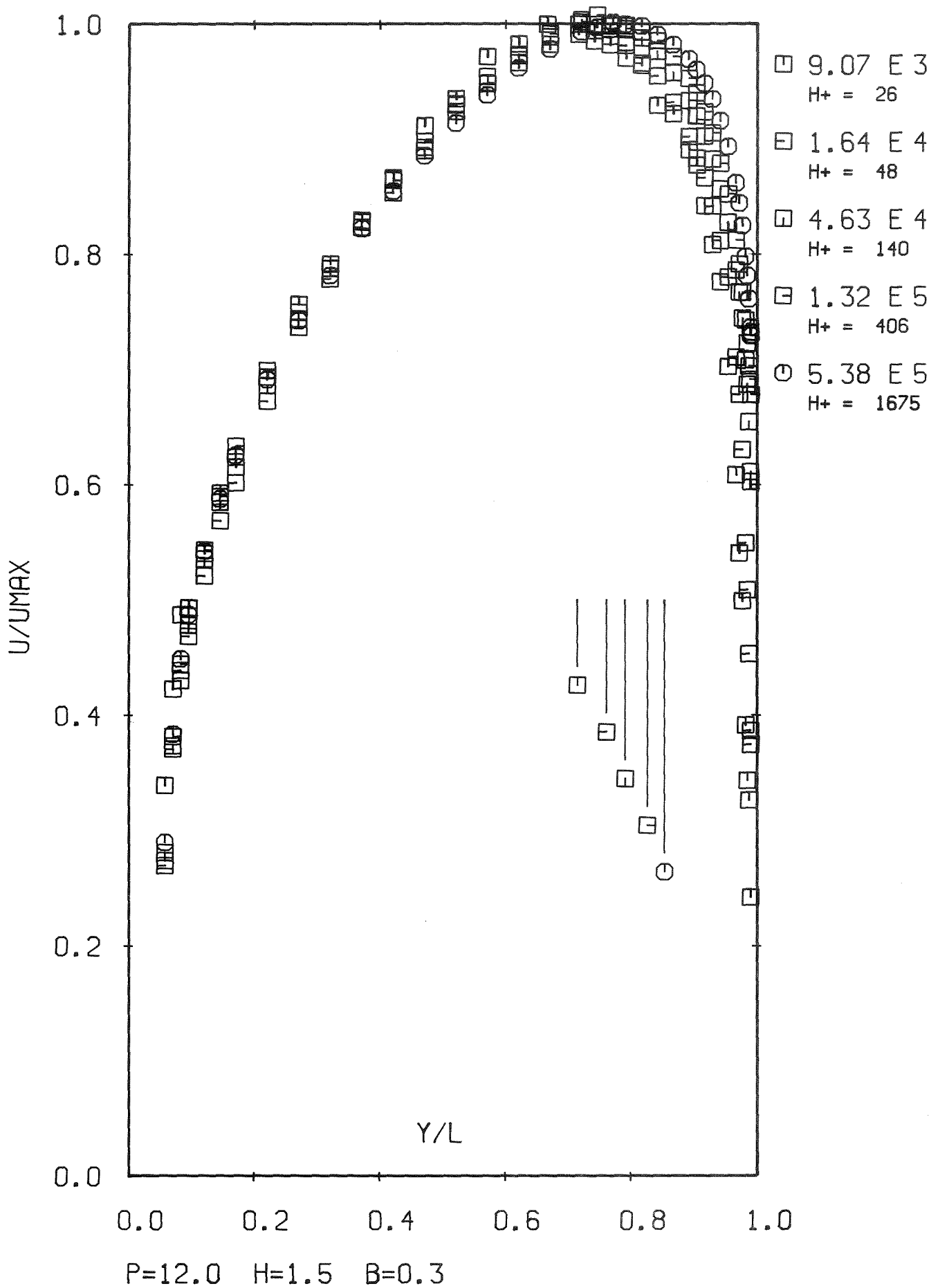


Abb. 43: Lineare Geschwindigkeitsverteilung

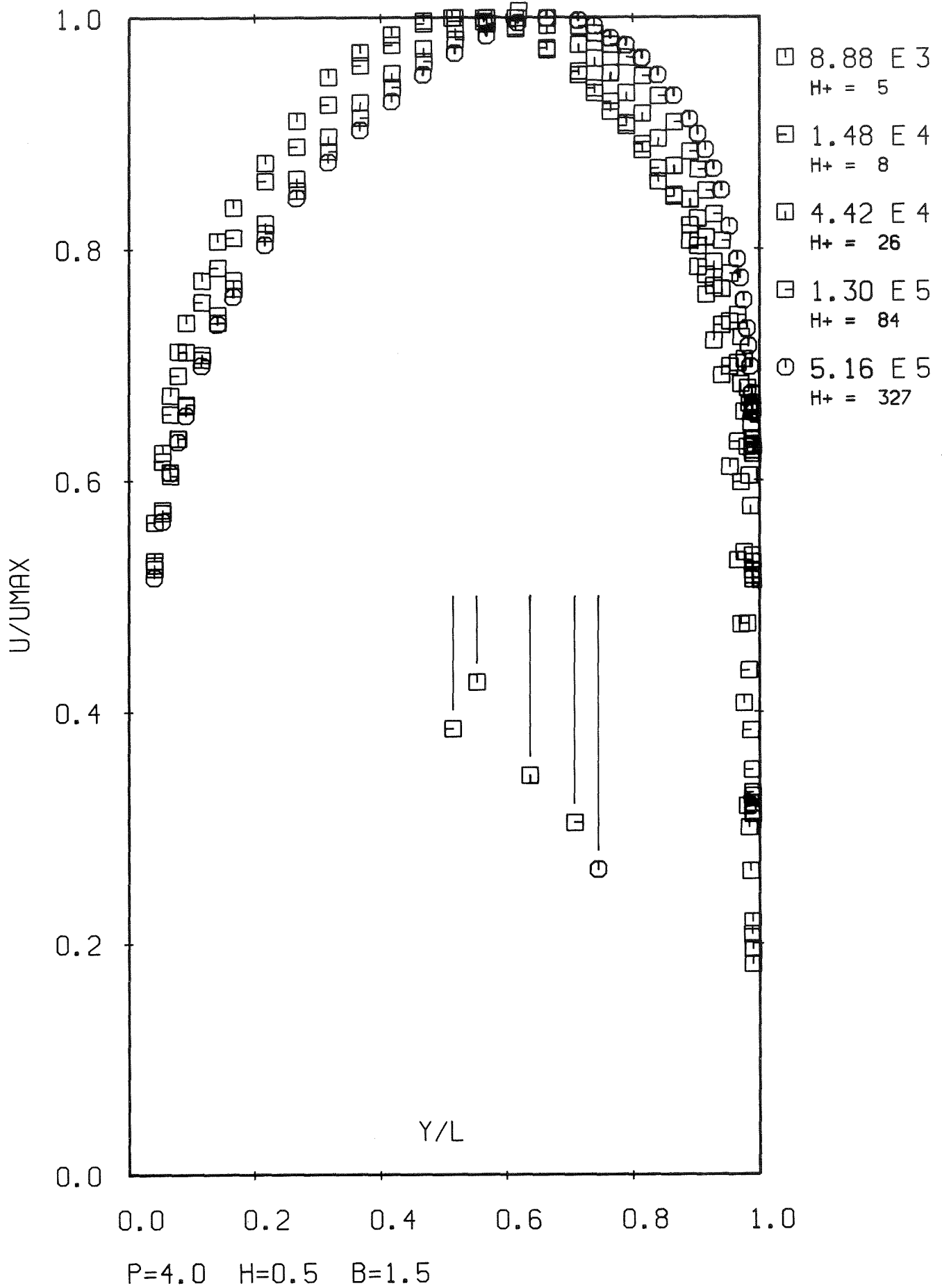


Abb. 44: Lineare Geschwindigkeitsverteilung

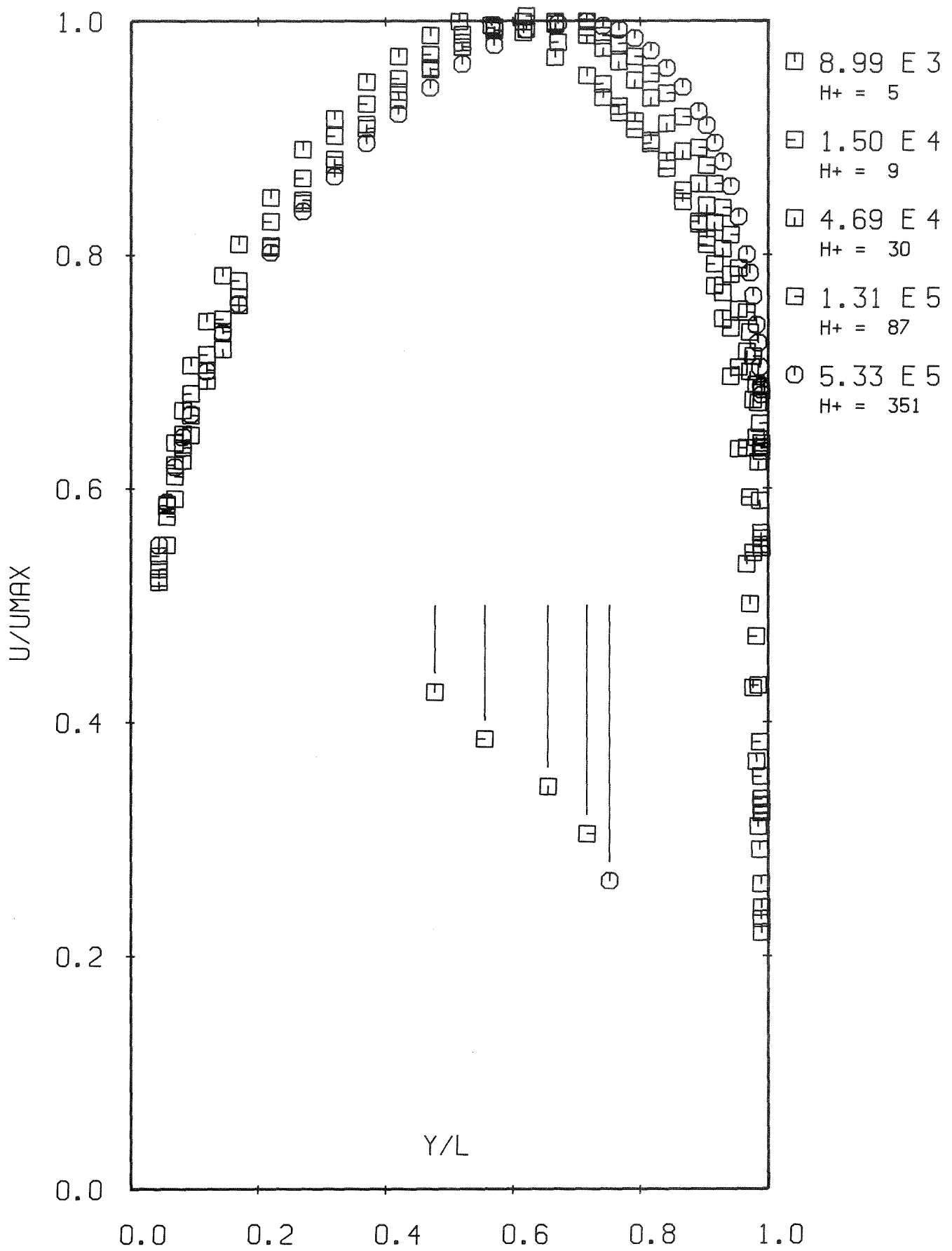


Abb. 45: Lineare Geschwindigkeitsverteilung

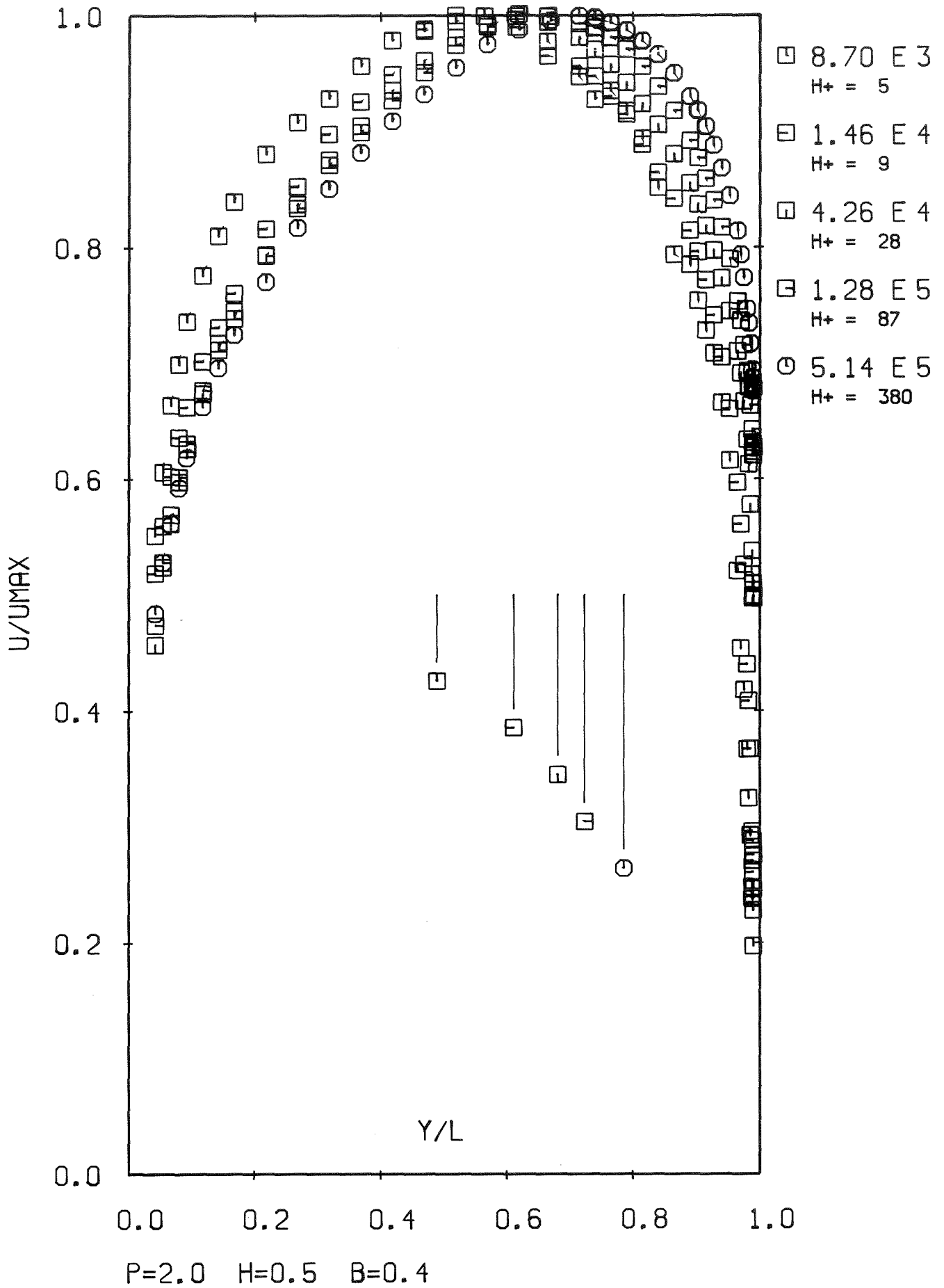
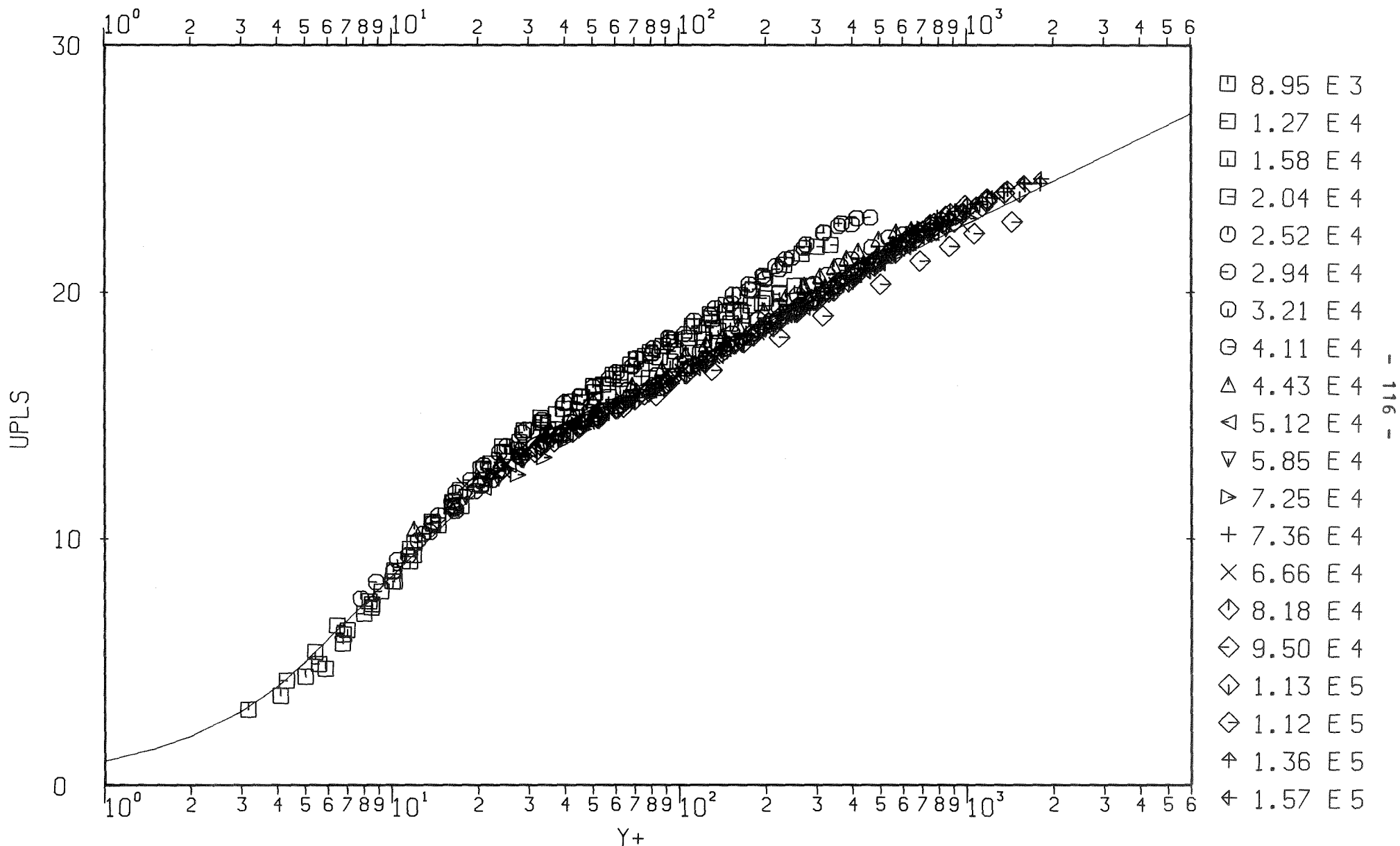
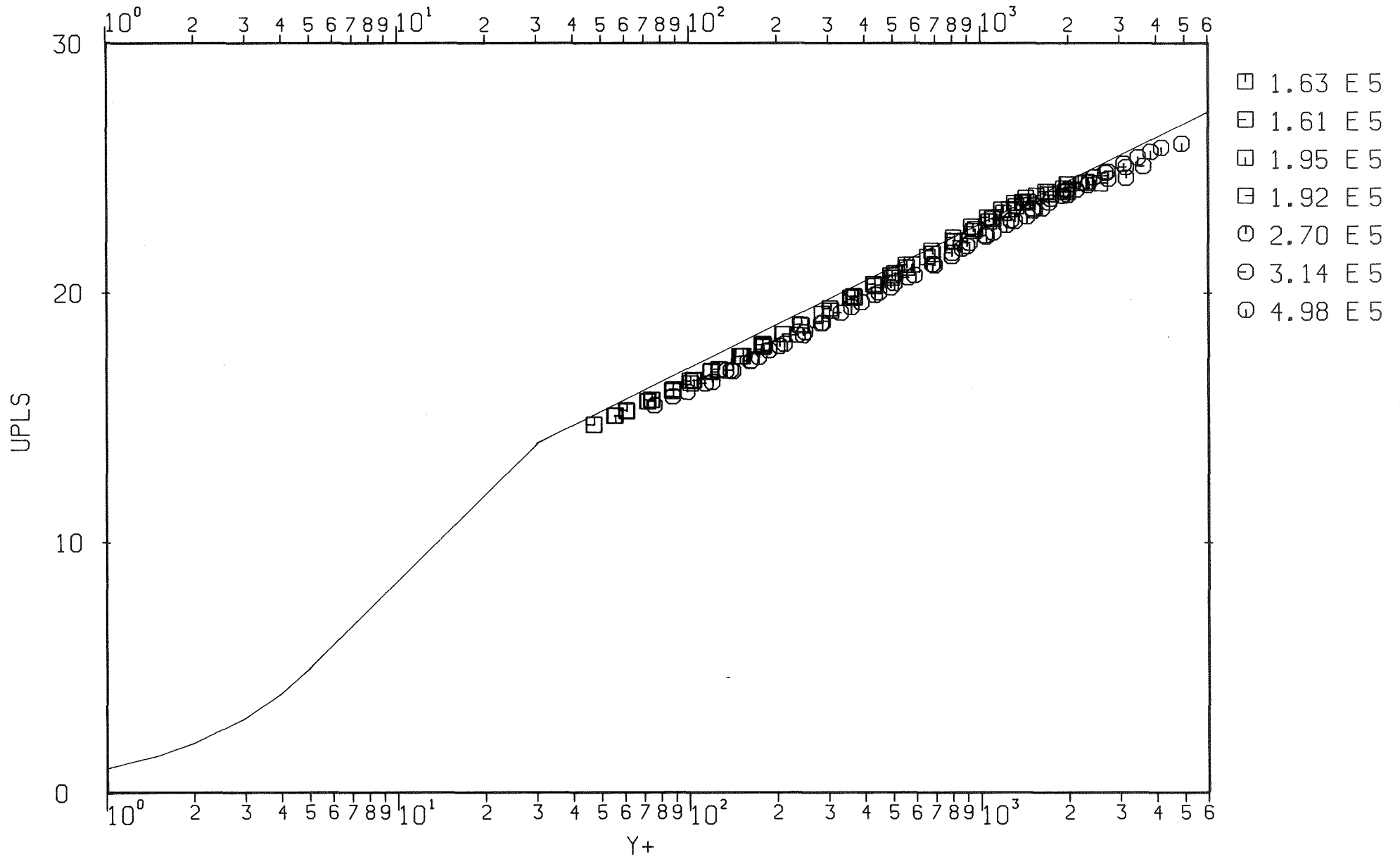


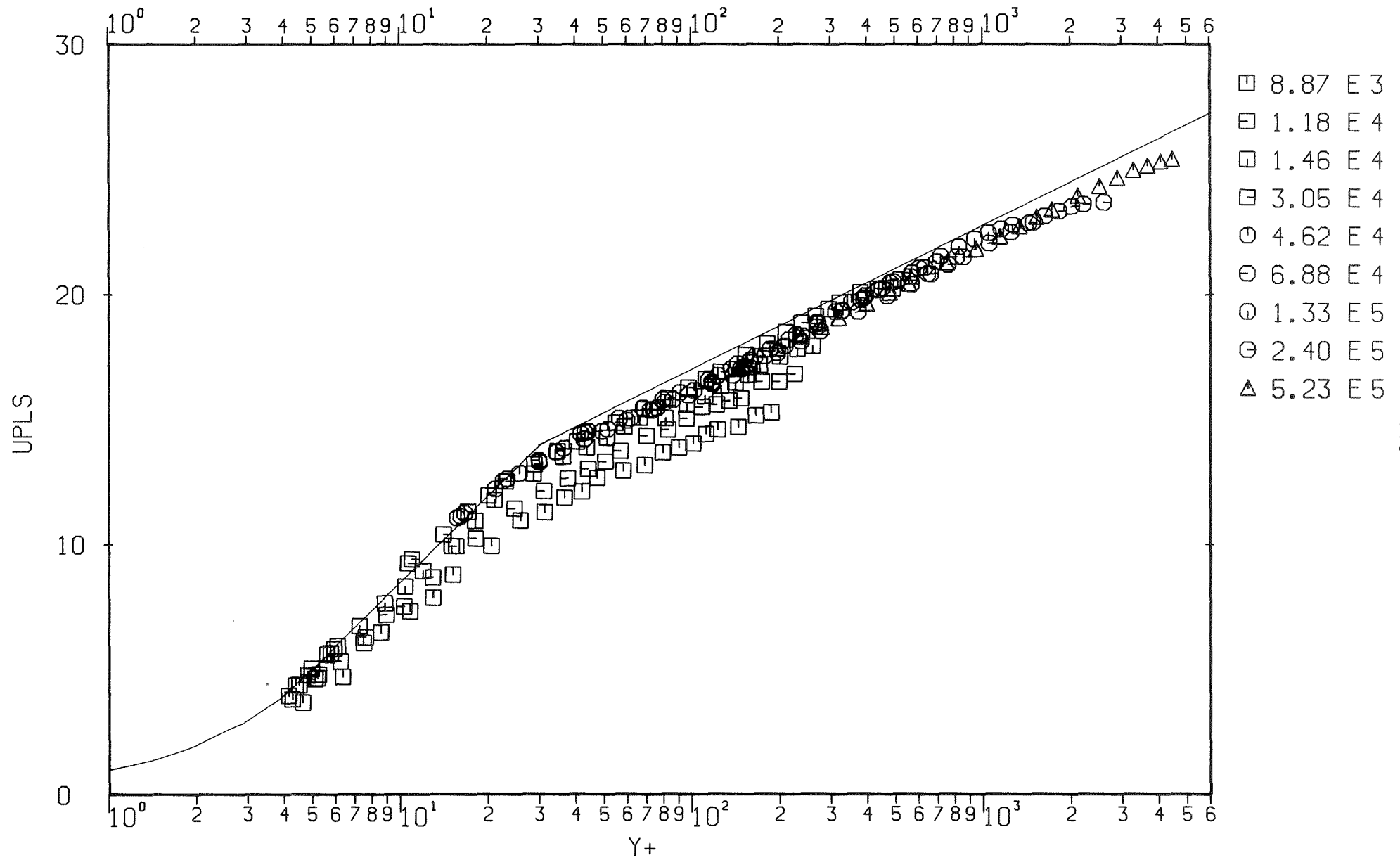
Abb. 46: Lineare Geschwindigkeitsverteilung



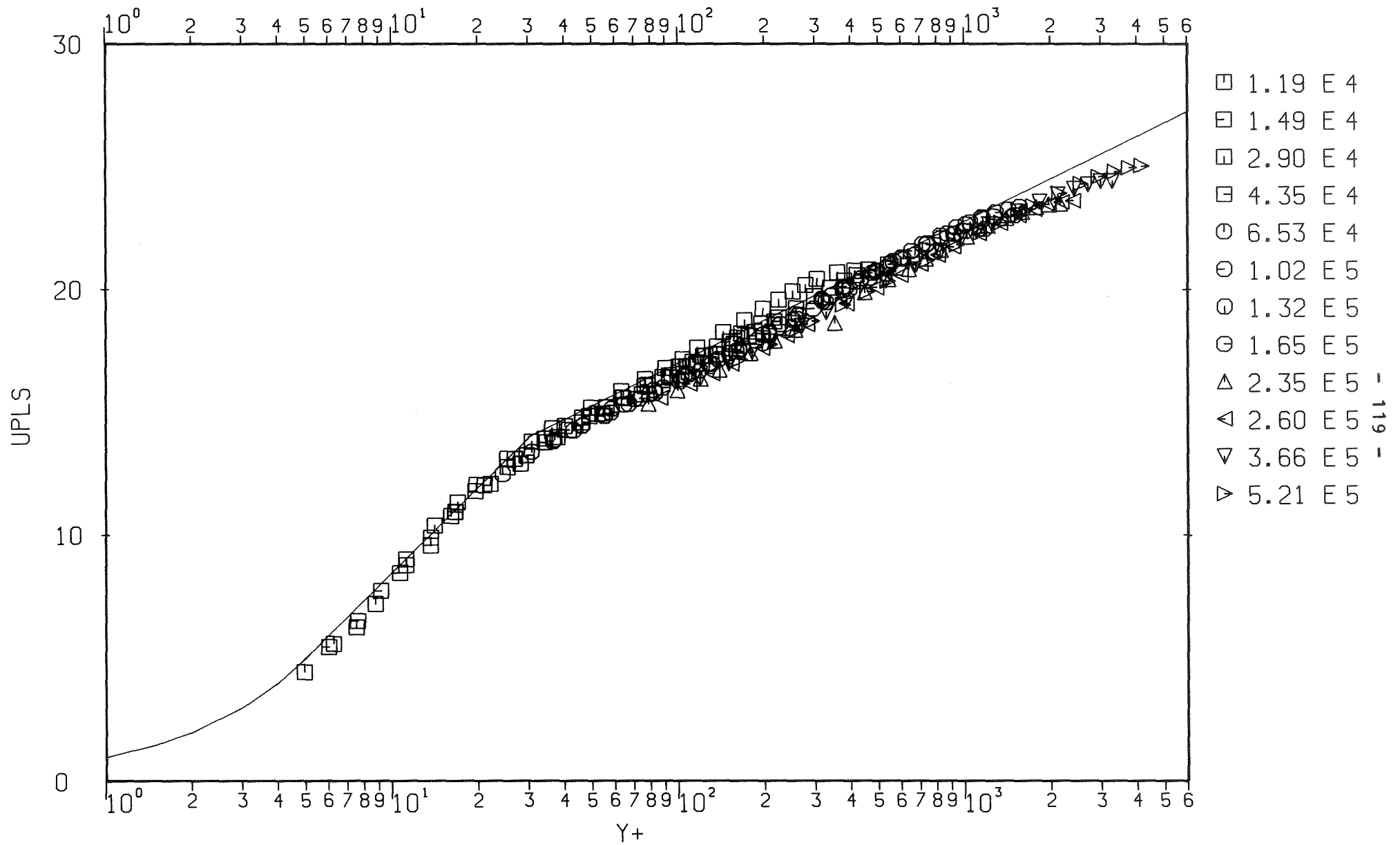
P=1.2 H=0.3 B=0.3 Abb. 47a): Normierte Geschwindigkeitsprofile $u^+(y^+)$ der glatten zone



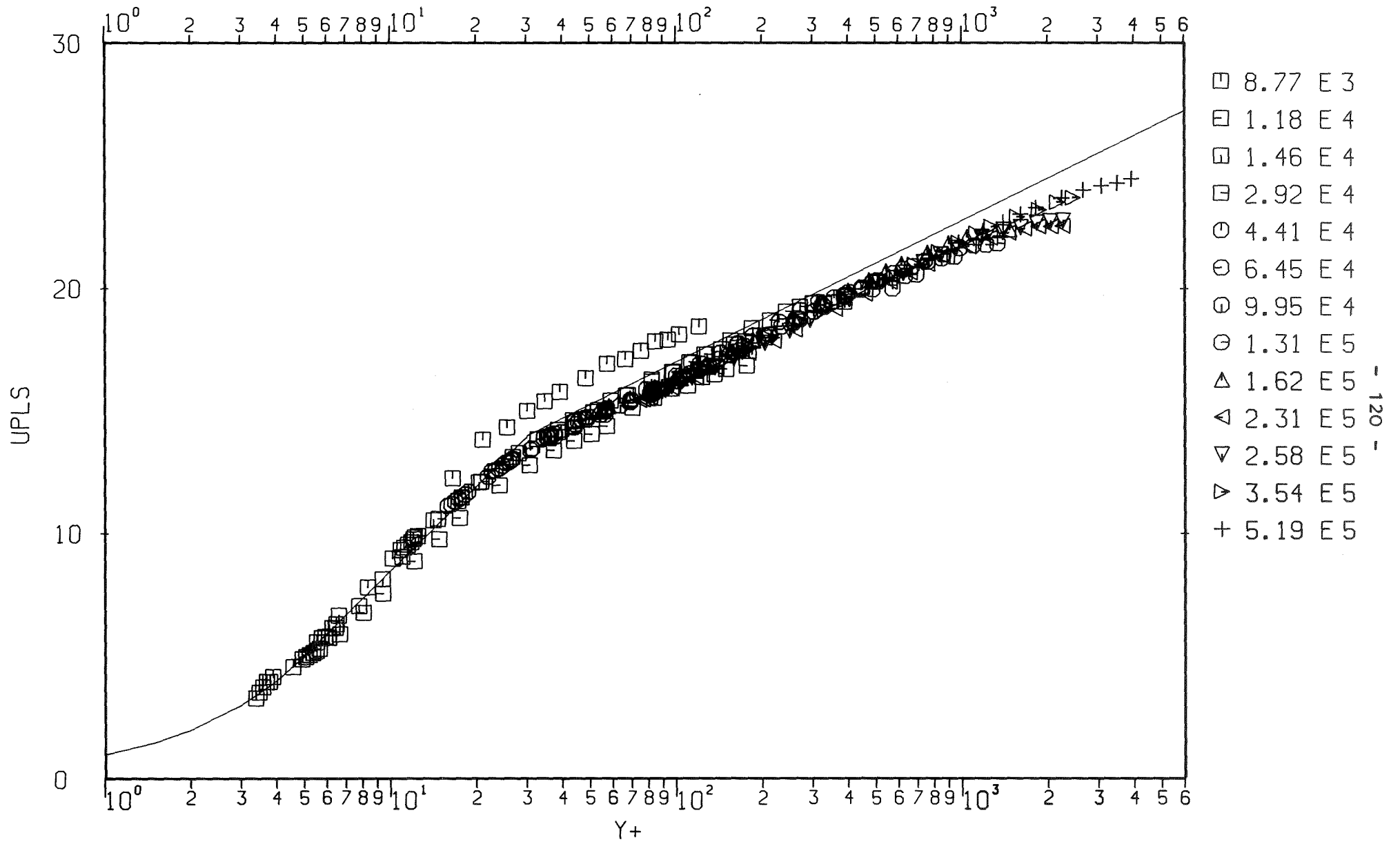
P=1.2 H=0.3 B=0.3 Abb. 47b): Normierte Geschwindigkeitsprofile $u^+(y^+)$ der glatten Zone



P=2.4 H=0.3 B=0.3 Abb. 48: Normierte Geschwindigkeitsprofile $u^+(y^+)$ der glatten Zone

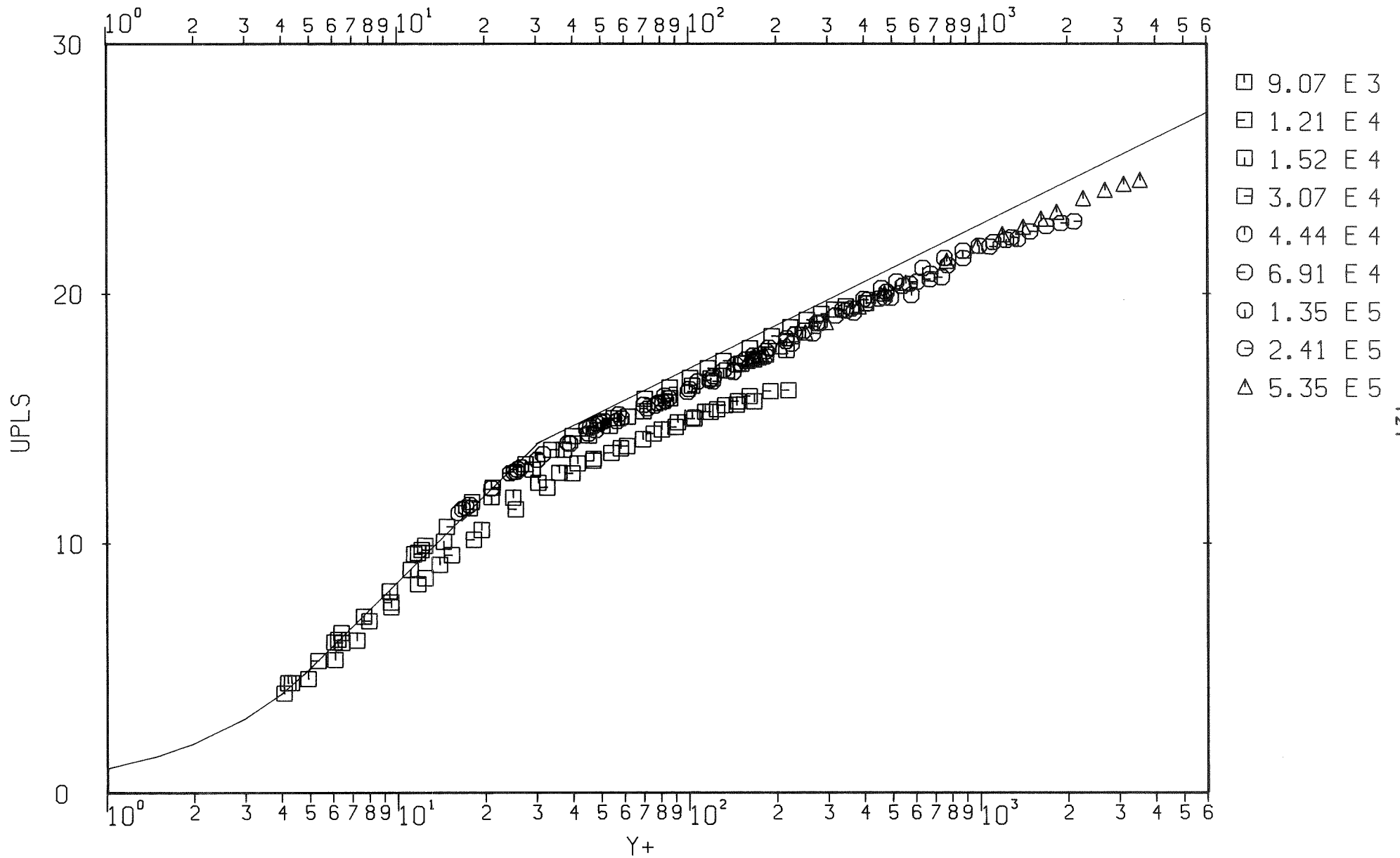


P=4.0 H=1.0 B=1.0 Abb. 49: Normierte Geschwindigkeitsprofile $u^+(y^+)$ der glatten Zone



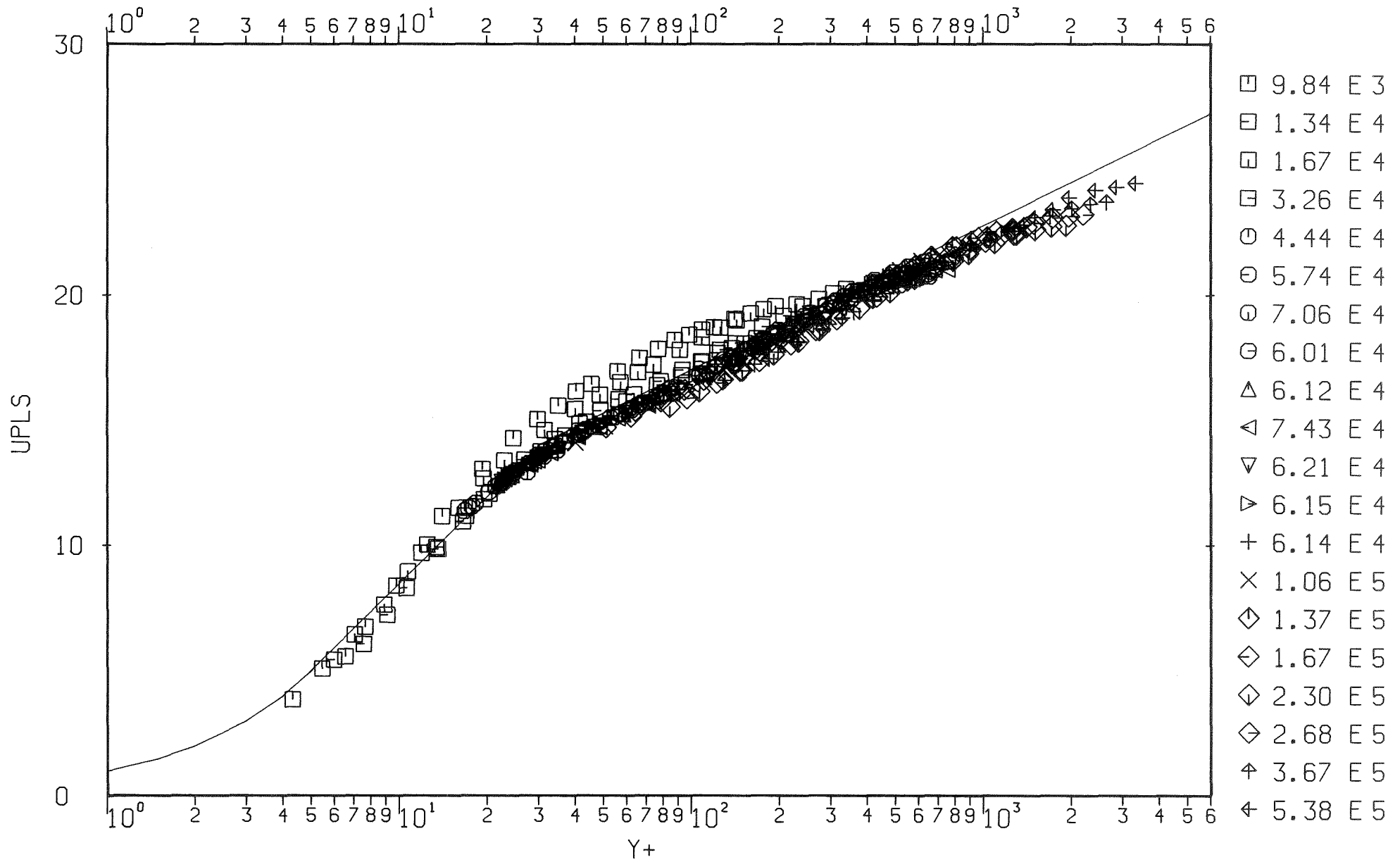
P=8.0 H=1.0 B=1.0

Abb. 50: Normierte Geschwindigkeitsprofile $u^+(y^+)$ der glatten Zone

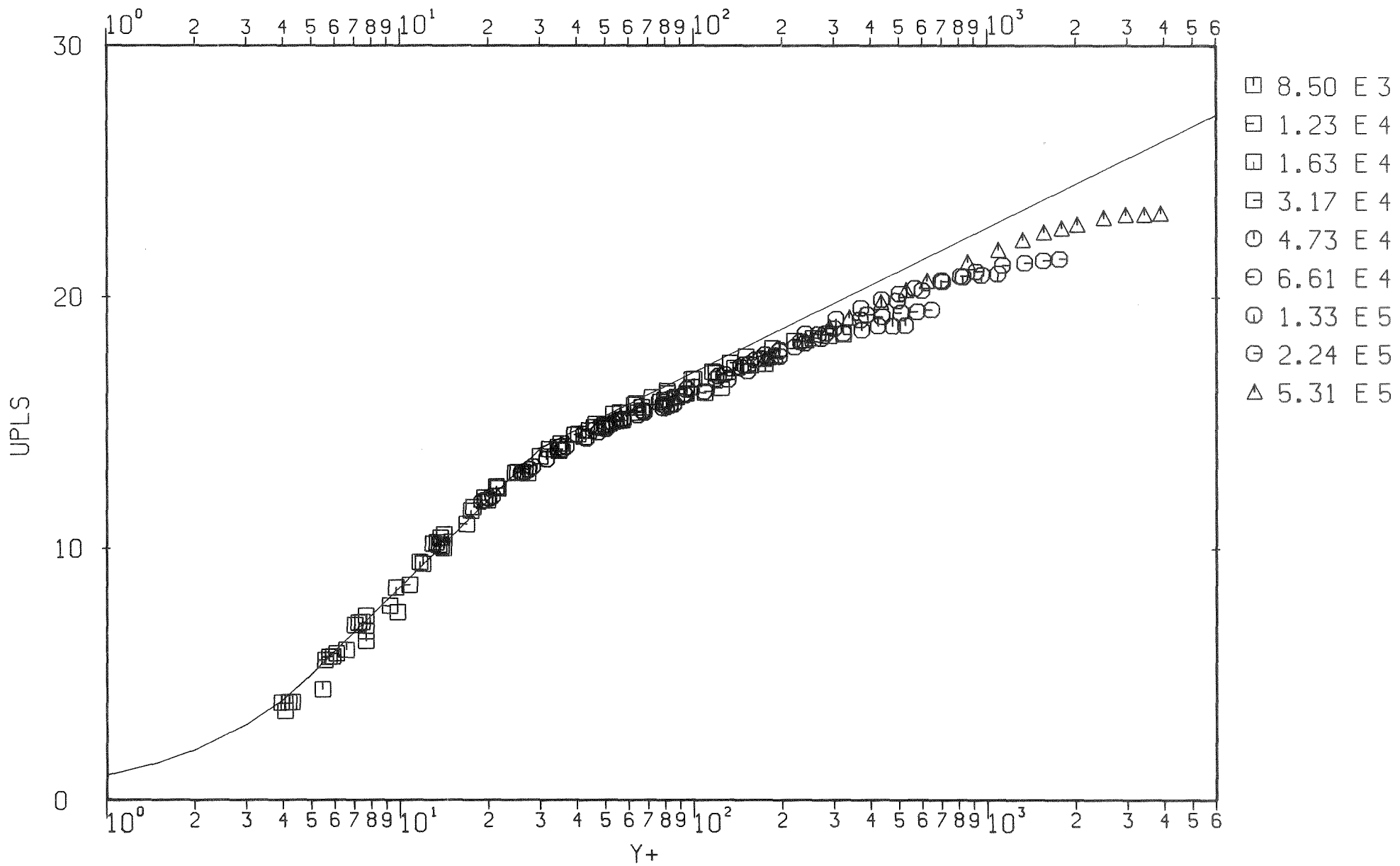


P=16.0 H=1.0 B=1.0

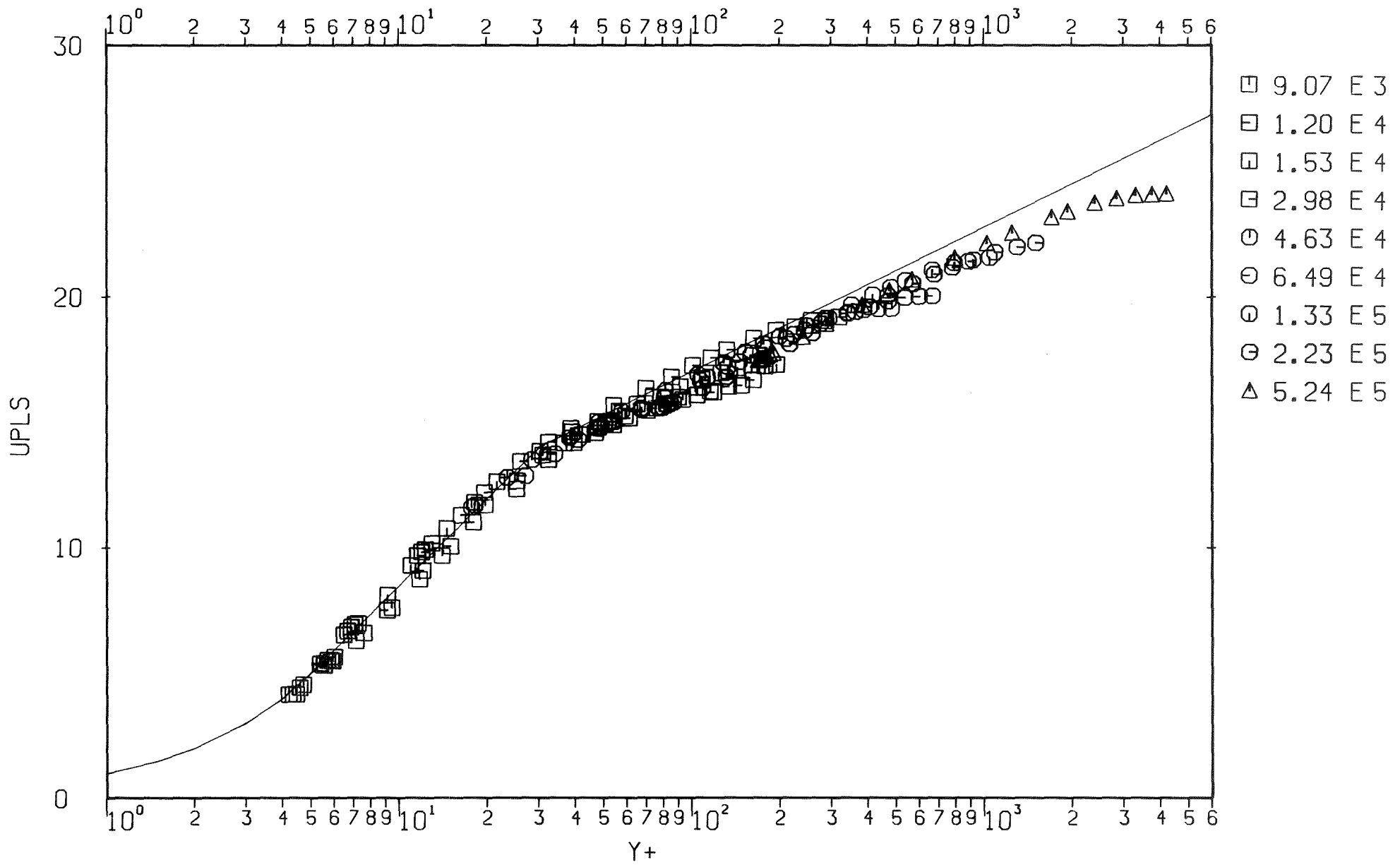
Abb. 51: Normierte Geschwindigkeitsprofile $u^+(y^+)$ der glatten Zone



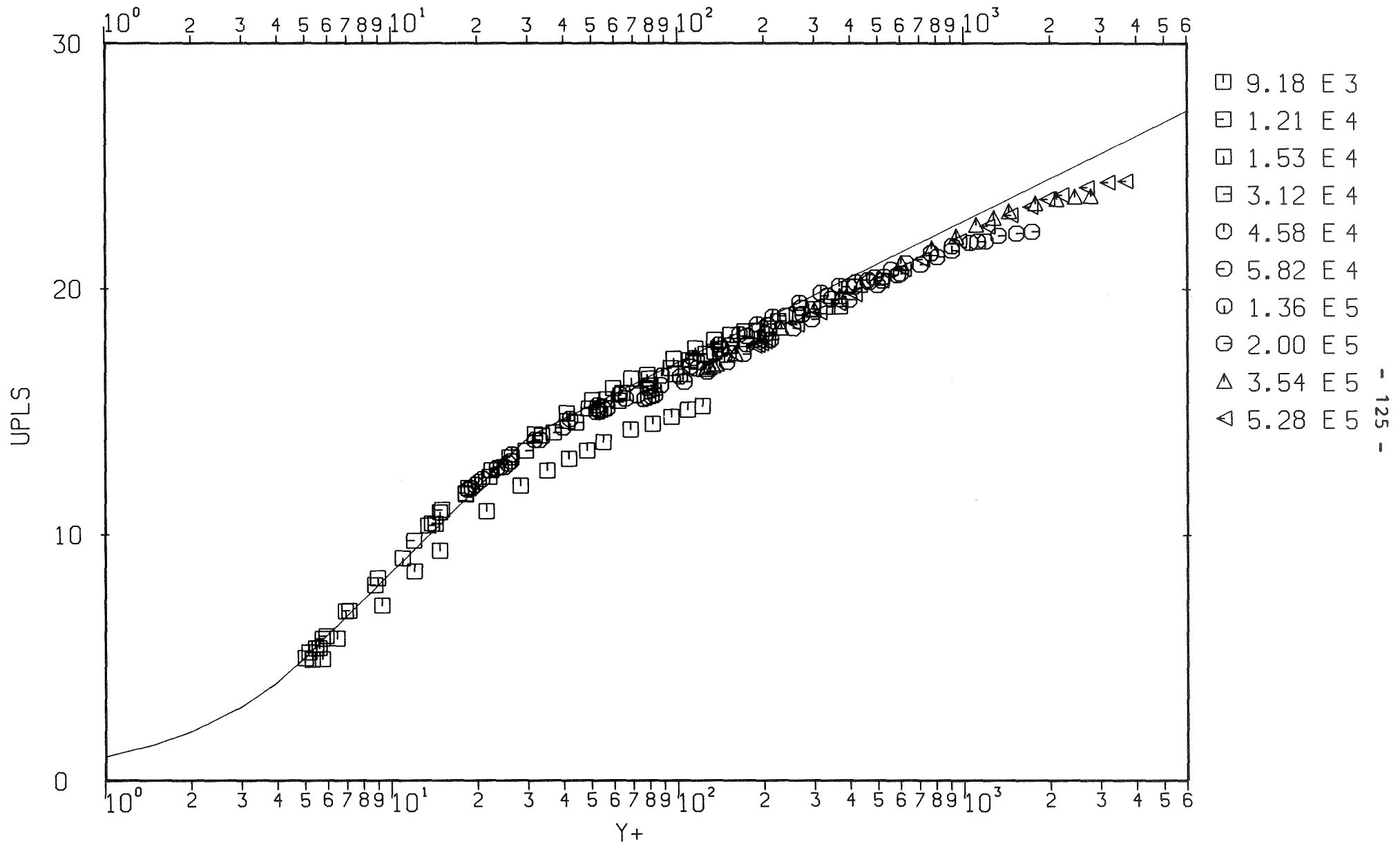
P=12.0 H=3.0 B=3.0 Abb. 52: Normierte Geschwindigkeitsprofile $u^+(y^+)$ der glatten Zone



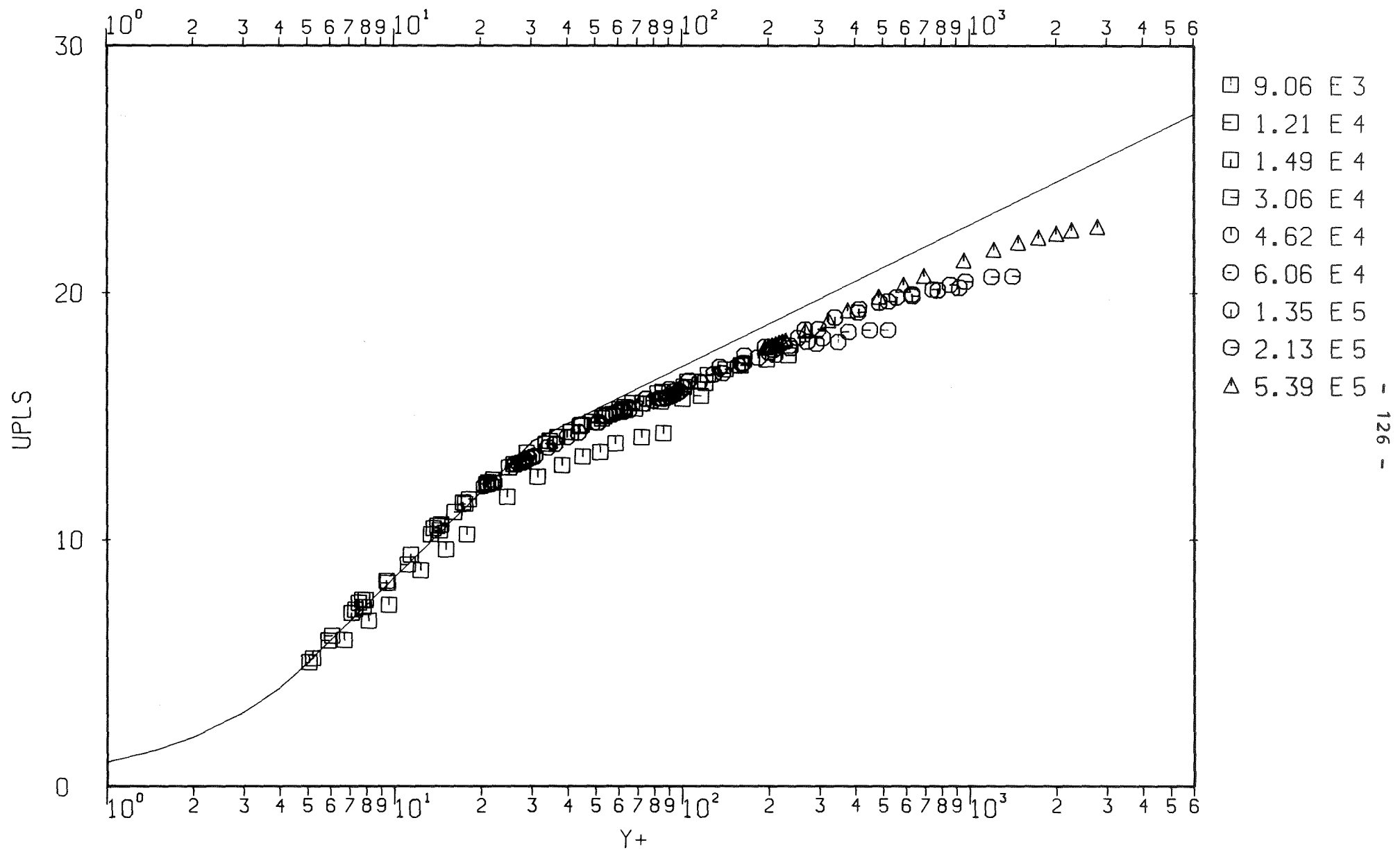
P=24.0 H=3.0 B=3.0 Abb. 53: Normierte Geschwindigkeitsprofile $u^+(y^+)$ der glatten Zone



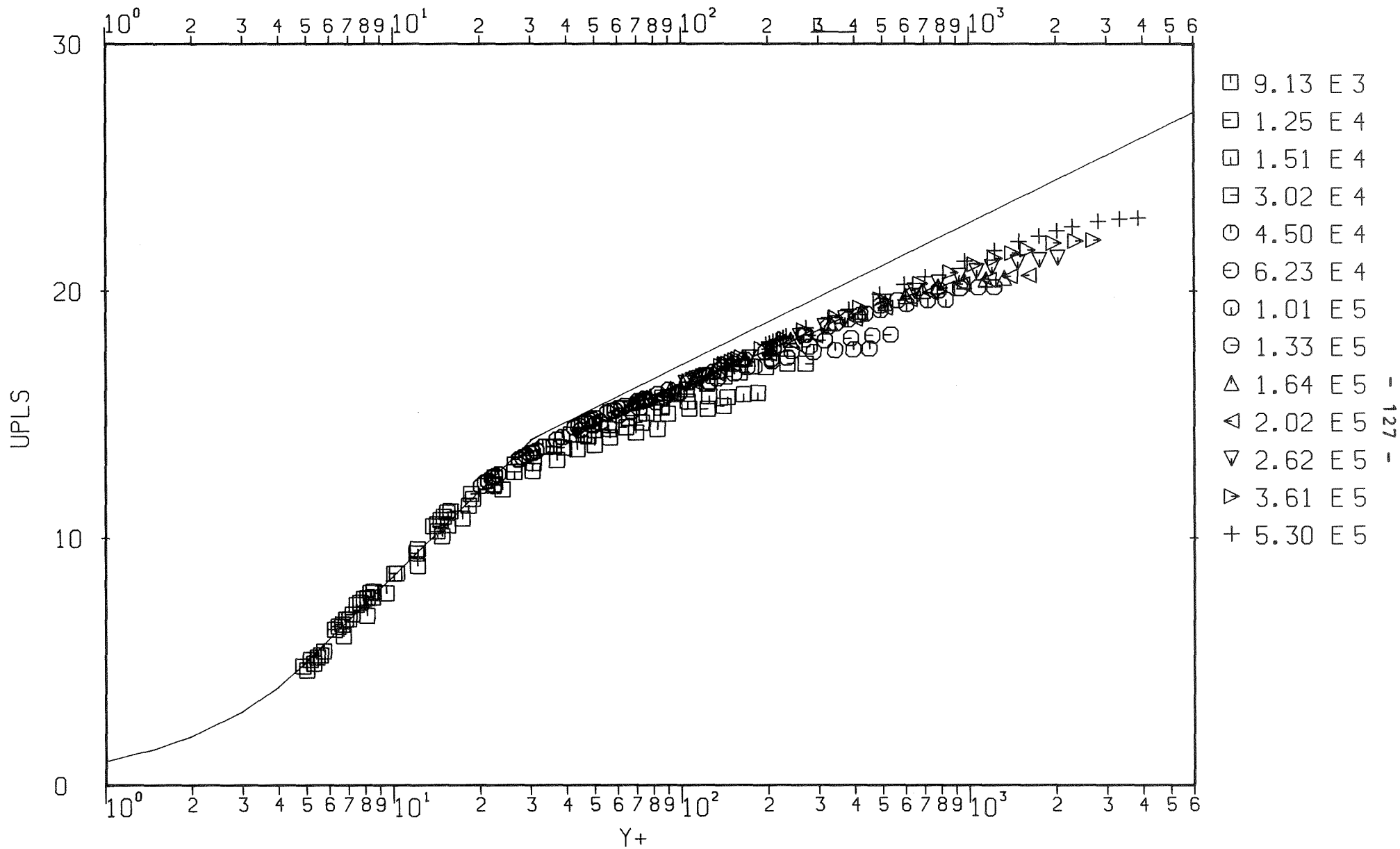
P=48.0 H=3.0 B=3.0 Abb. 54: Normierte Geschwindigkeitsprofile $u^+(y^+)$ der glatten Zone



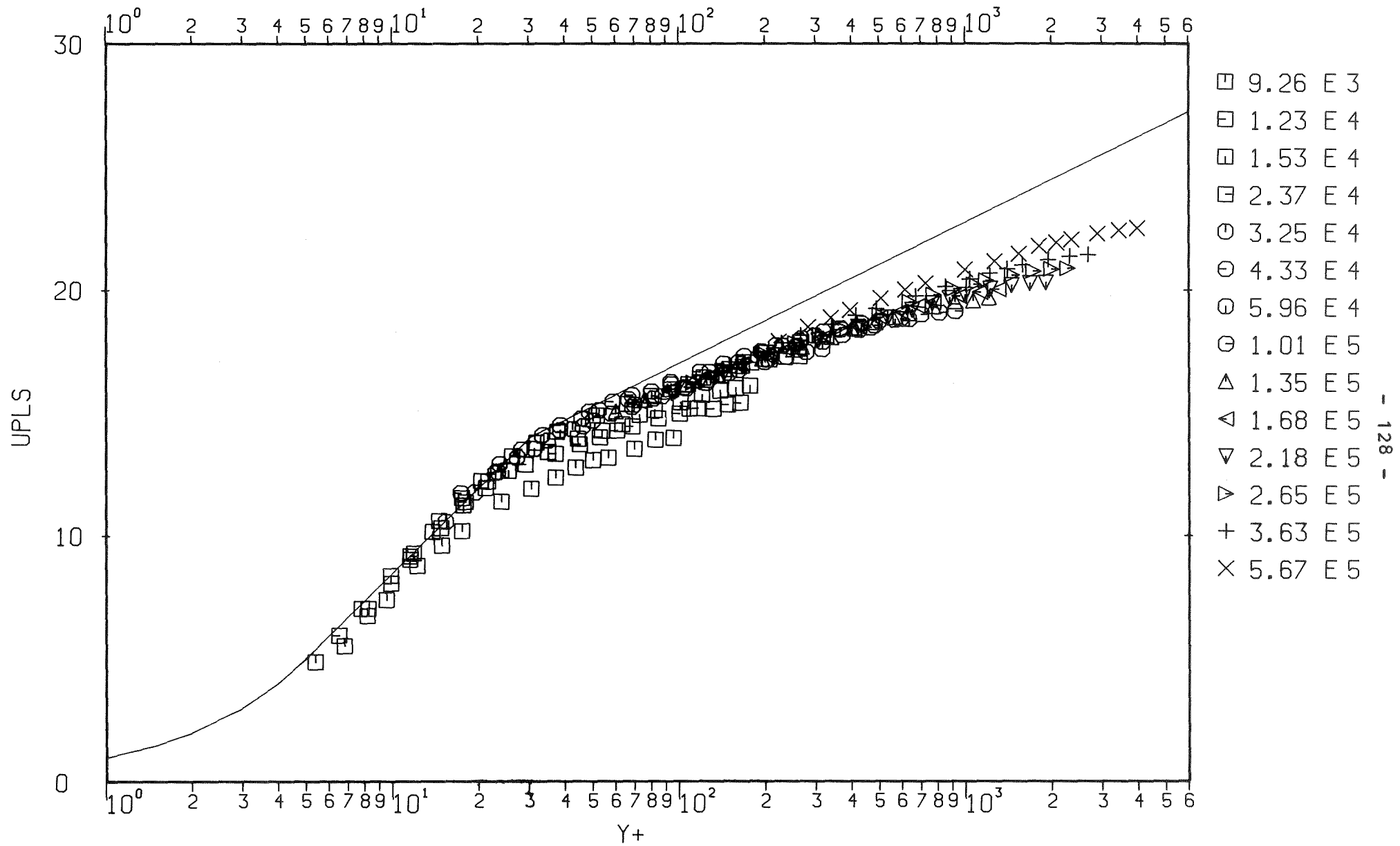
P=24.0 H=6.0 B=6.0 Abb. 55: Normierte Geschwindigkeitsprofile $u^+(y^+)$ der glatten Zone



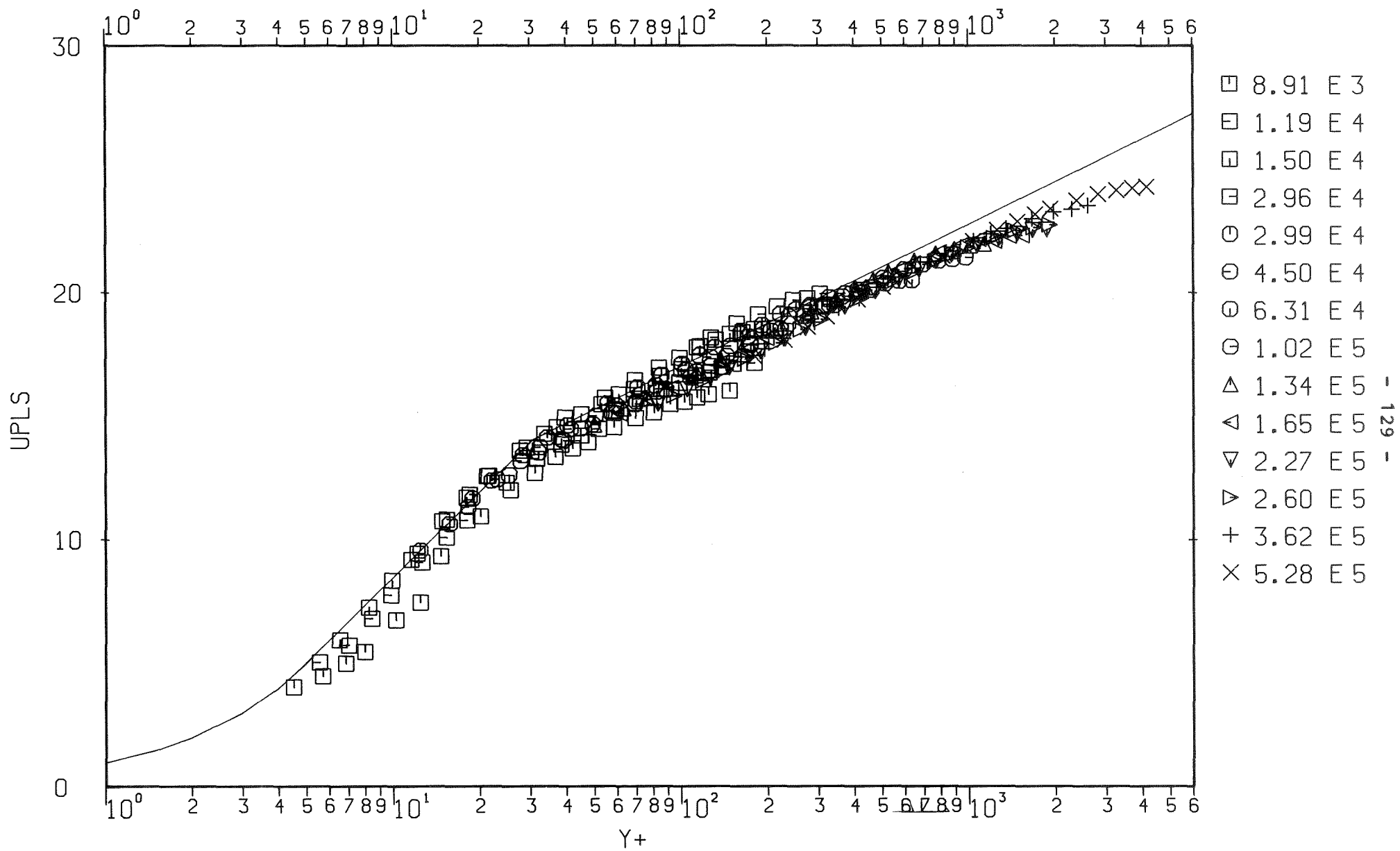
P=48.0 H=6.0 B=6.0 Abb. 56: Normierte Geschwindigkeitsprofile $u^+(y^+)$ der glatten Zone



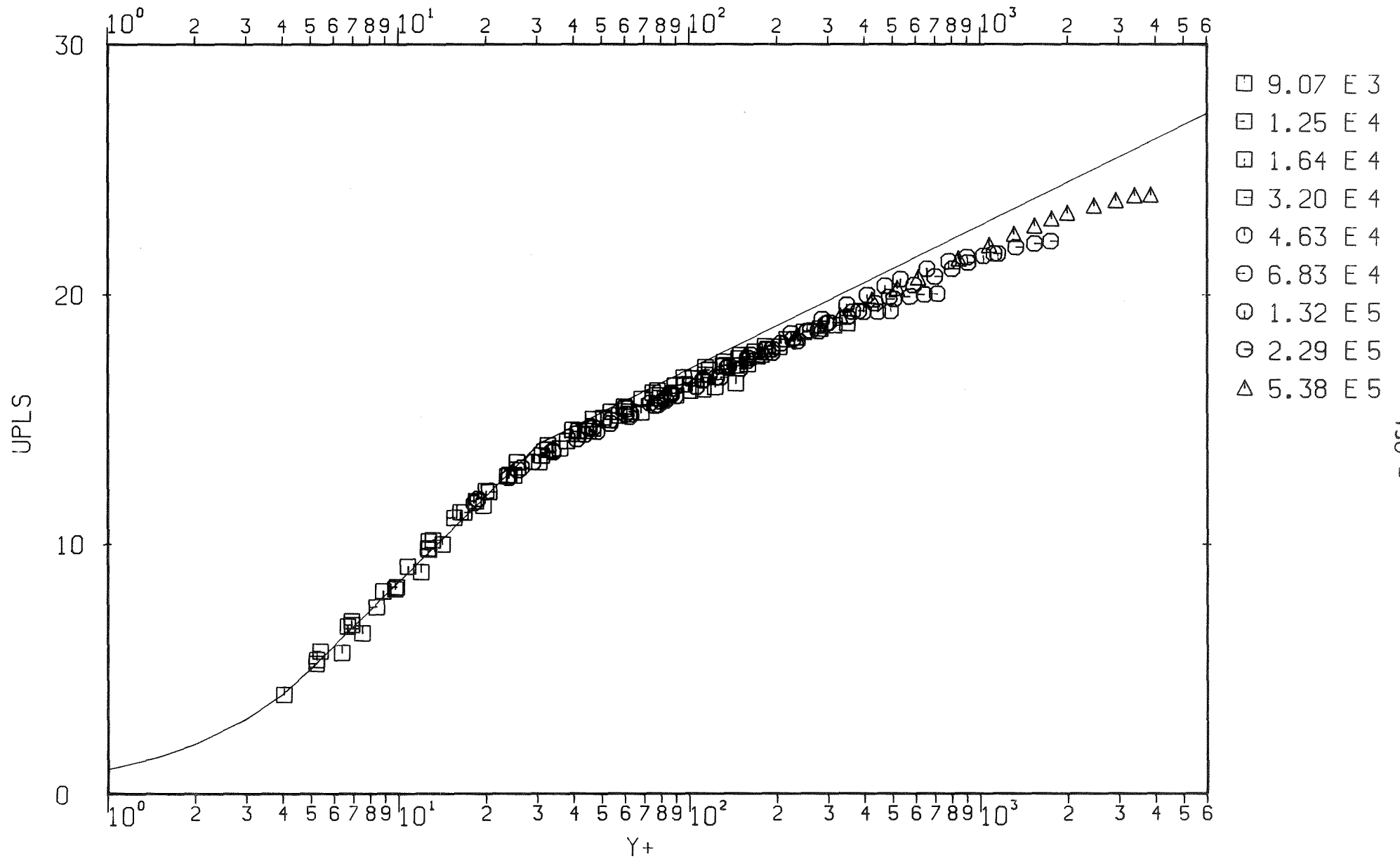
P=96.0 H=6.0 B=6.0 Abb. 57: Normierte Geschwindigkeitsprofile $u^+(y^+)$ der glatten Zone



P=192.0 H=6.0 B=6.0 Abb. 58: Normierte Geschwindigkeitsprofile $u^+(y^+)$ der glatten Zone

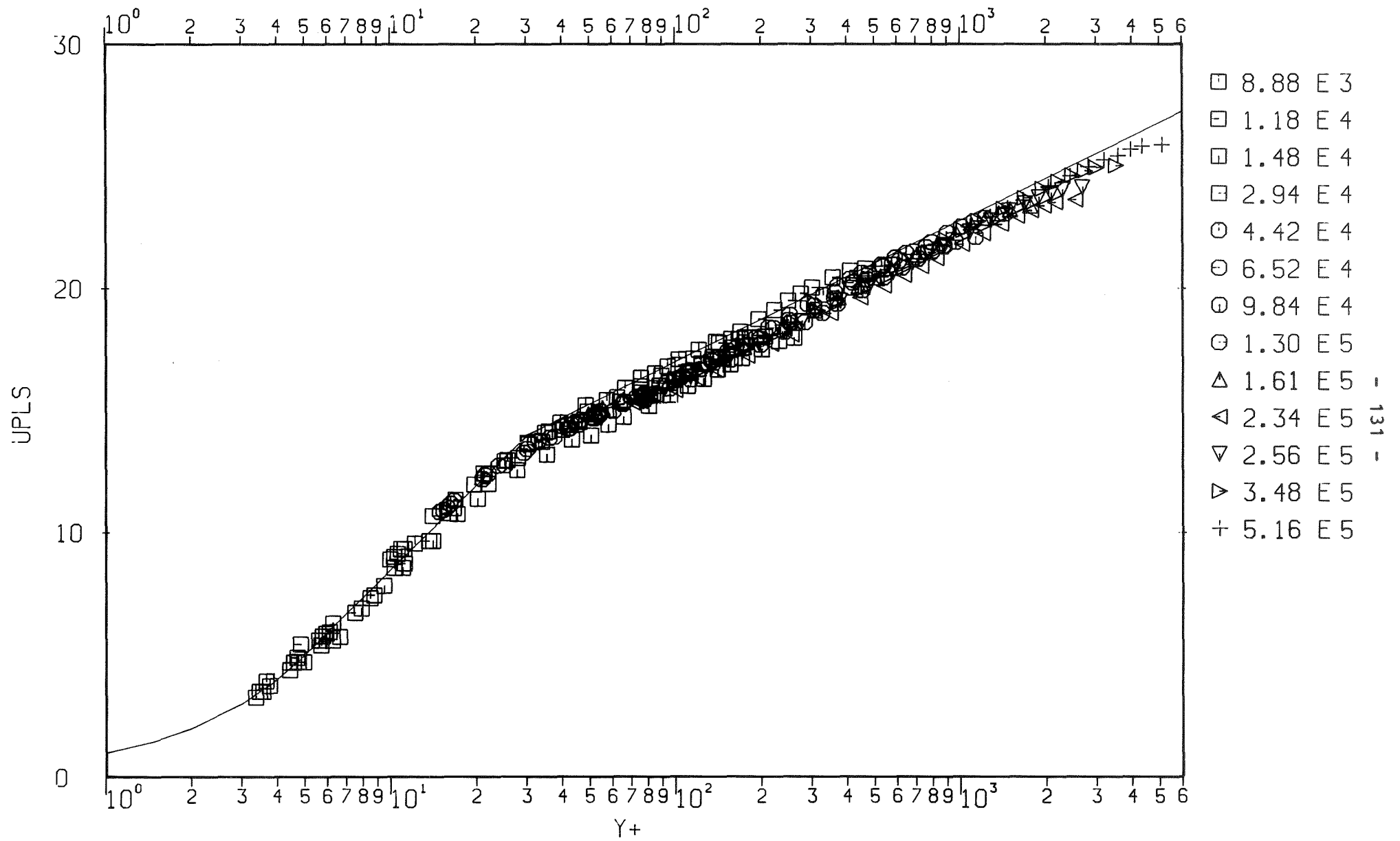


P=6.0 H=1.5 B=0.3 Abb. 59: Normierte Geschwindigkeitsprofile $u^+(y^+)$ der glatten Zone

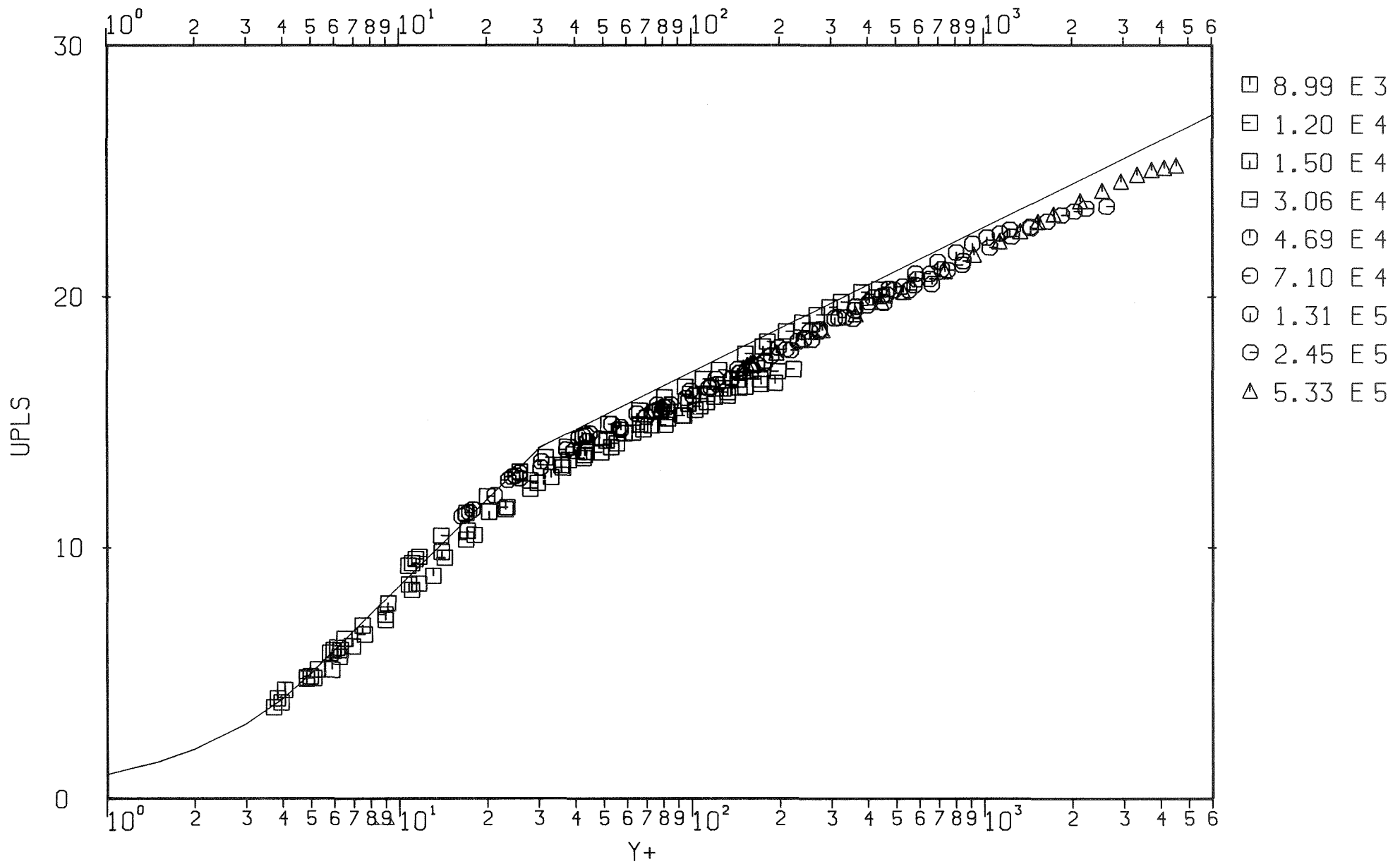


P=12.0 H=1.5 B=0.3

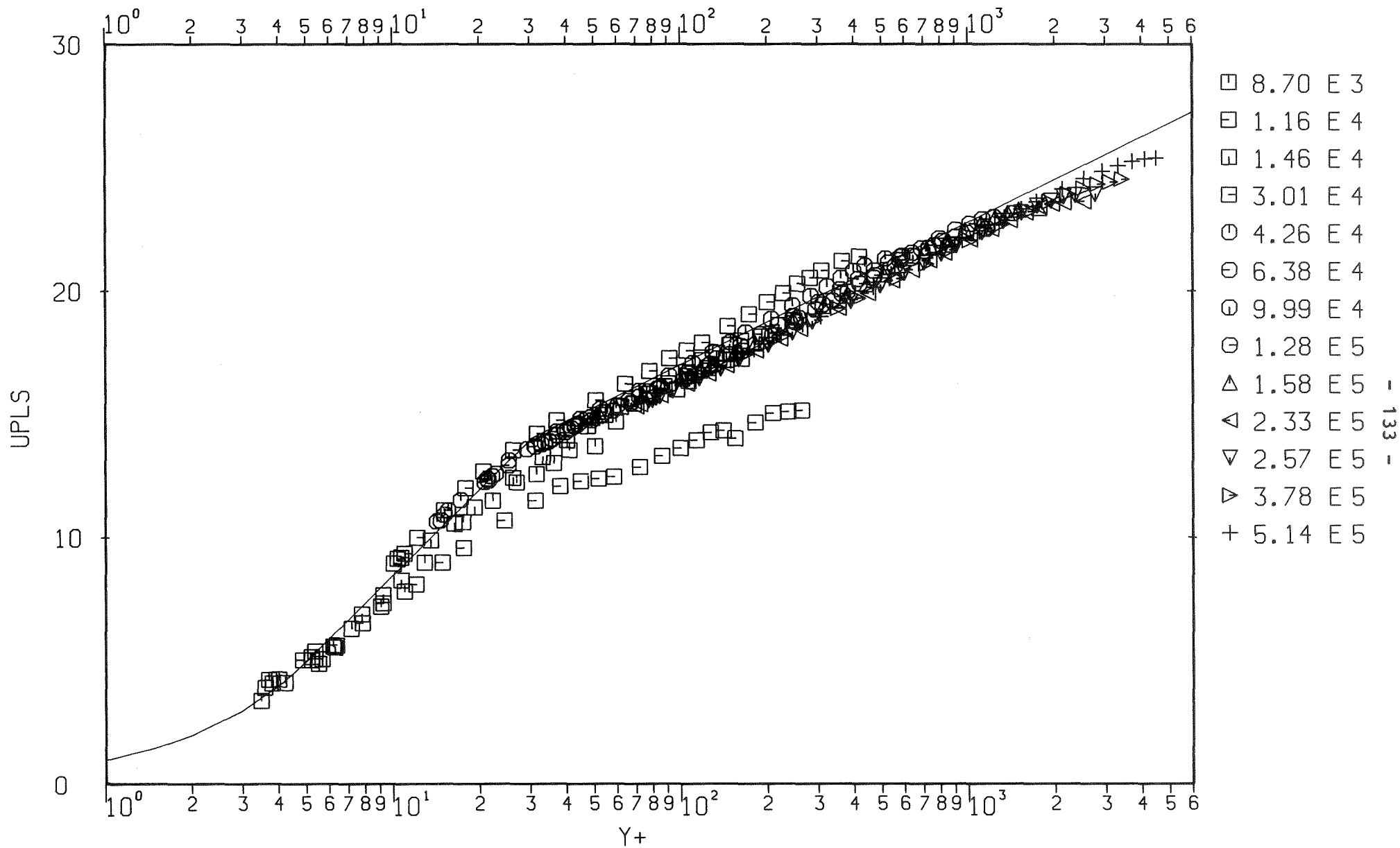
Abb. 60: Normierte Geschwindigkeitsprofile $u^+(y^+)$ der glatten Zone



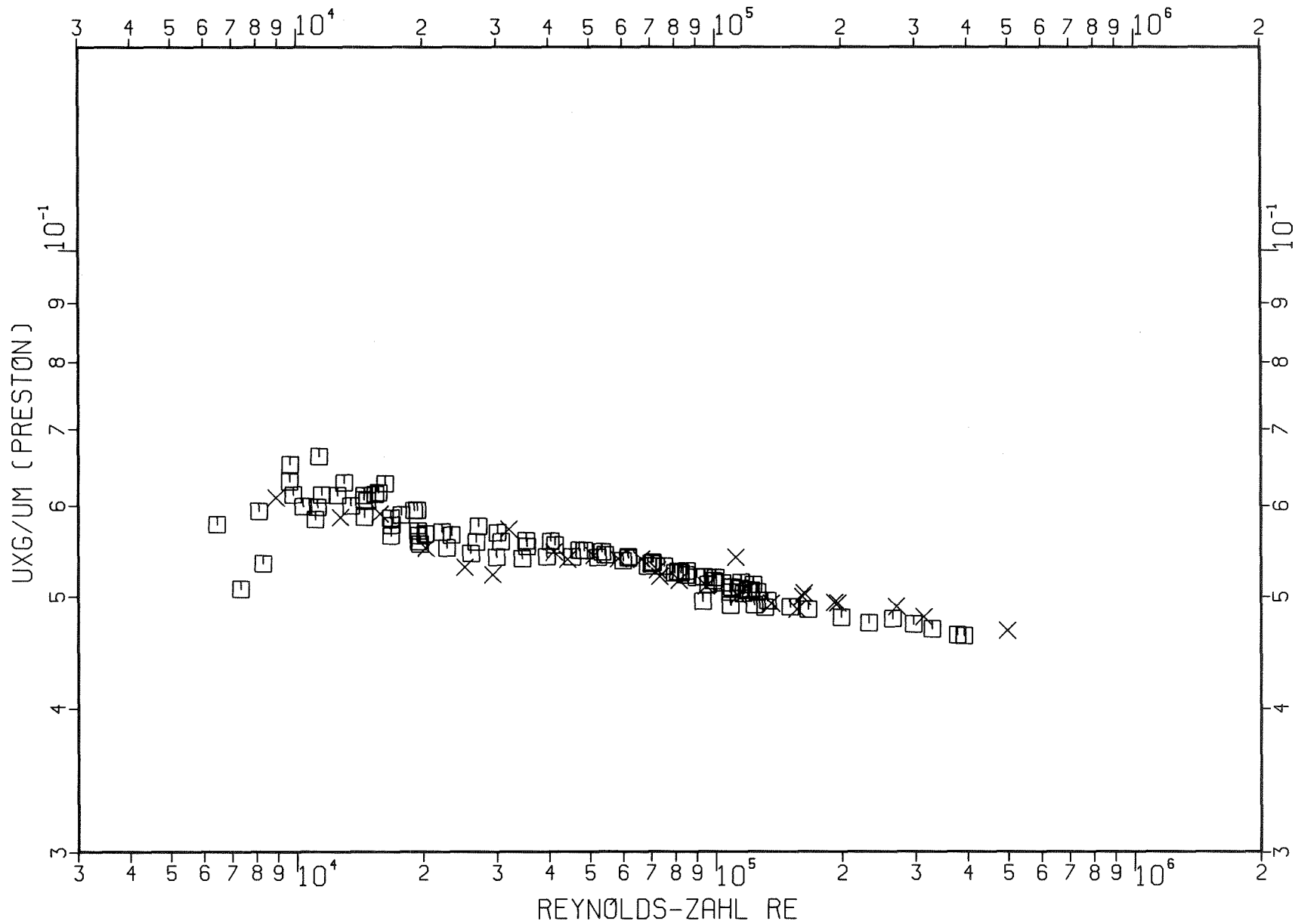
P=4.0 H=0.5 B=1.5 Abb. 61: Normierte Geschwindigkeitsprofile $u^+(y^+)$ der glatten Zone



P=8.0 H=0.5 B=1.5 Abb. 62: Normierte Geschwindigkeitsprofile $u^+(y^+)$ der glatten Zone

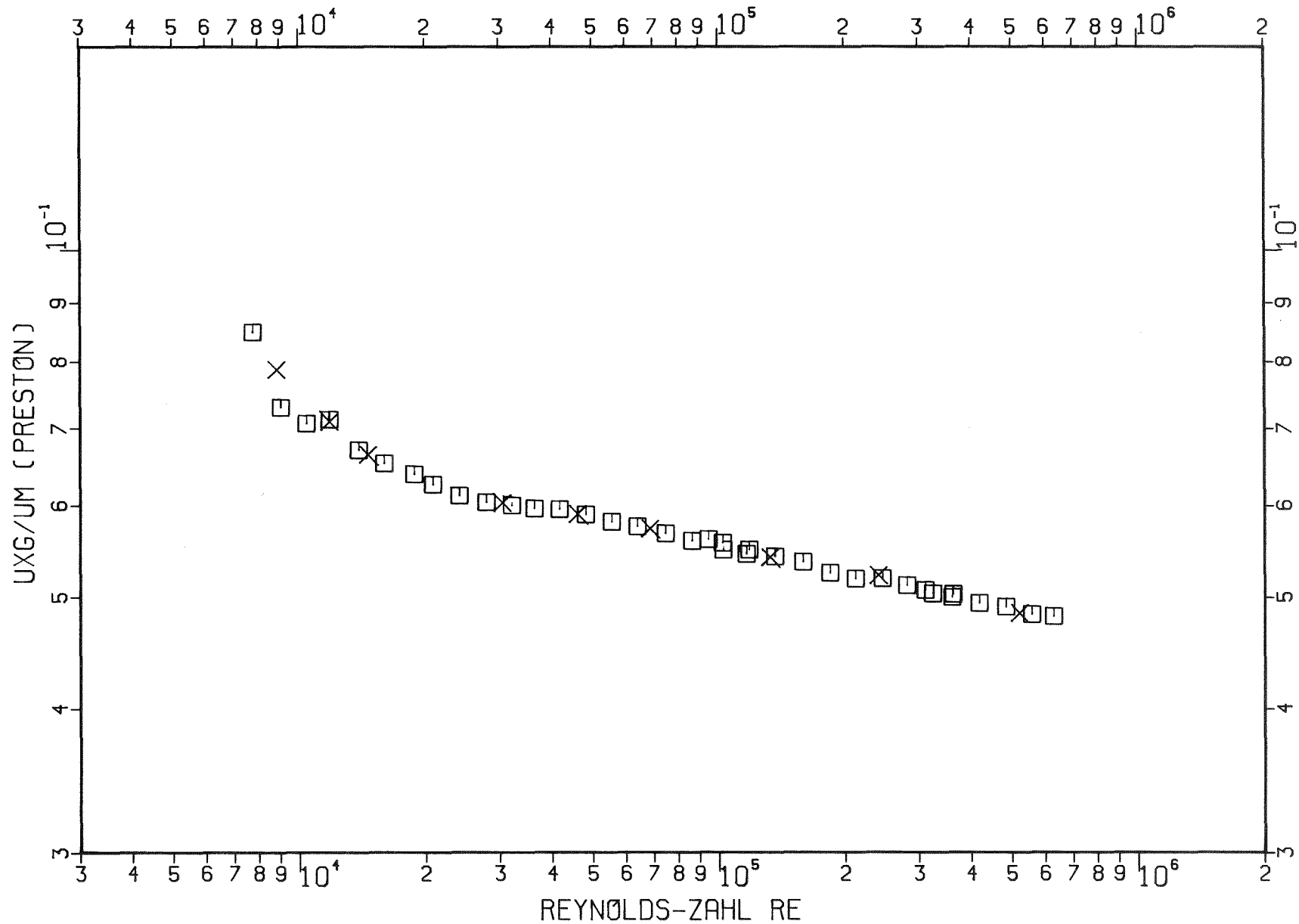


P=2.0 H=0.5 B=0.4 Abb. 63: Normierte Geschwindigkeitsprofile $u^+(y^+)$ der glatten Zone



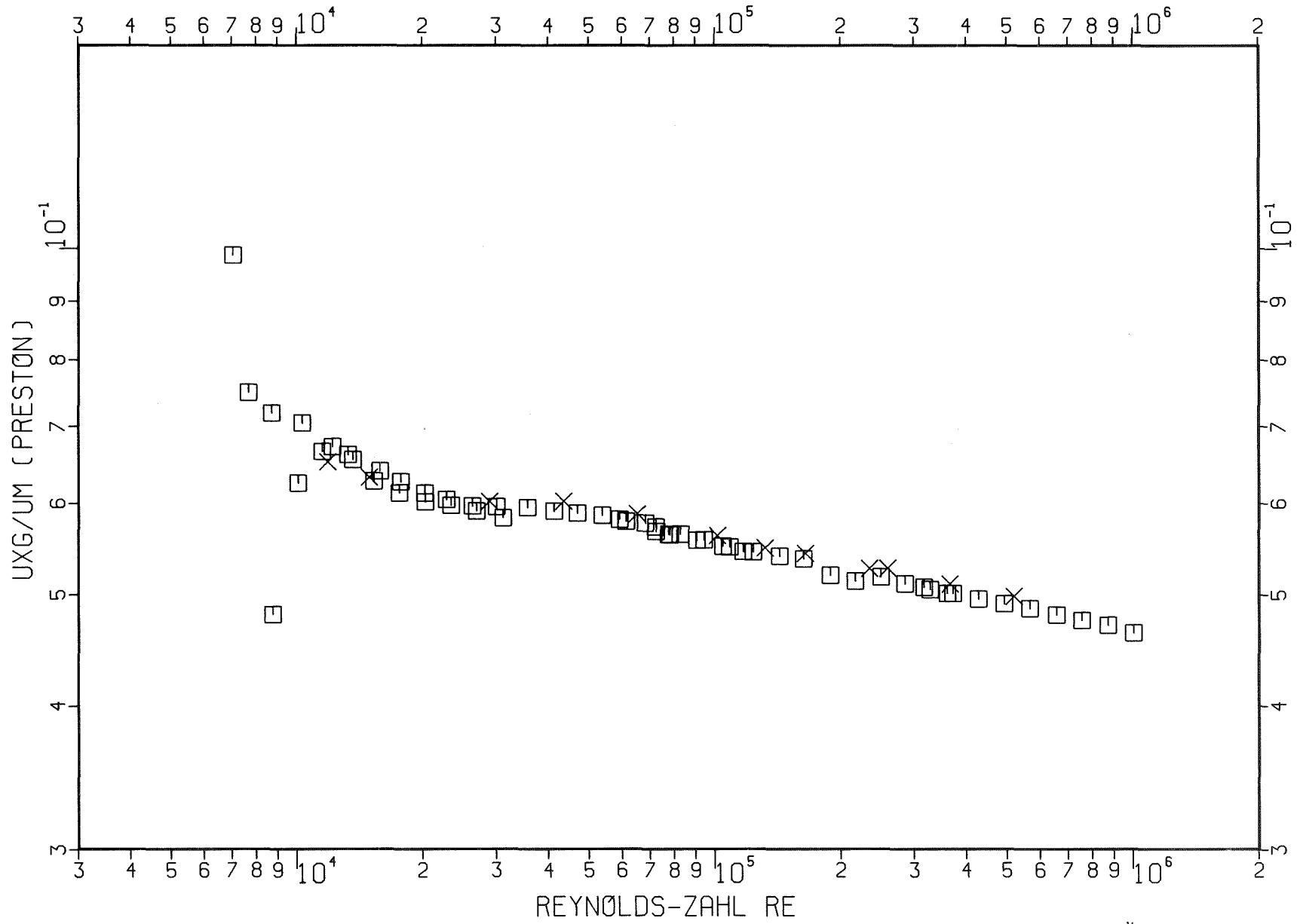
P=1.2 H=0.3 B=0.3

Abb. 64: Normierte Schubspannungsgeschwindigkeit u_g^*/u_m : Vergleich der Profilwerte (x) mit der Preston-Kurve (\square)



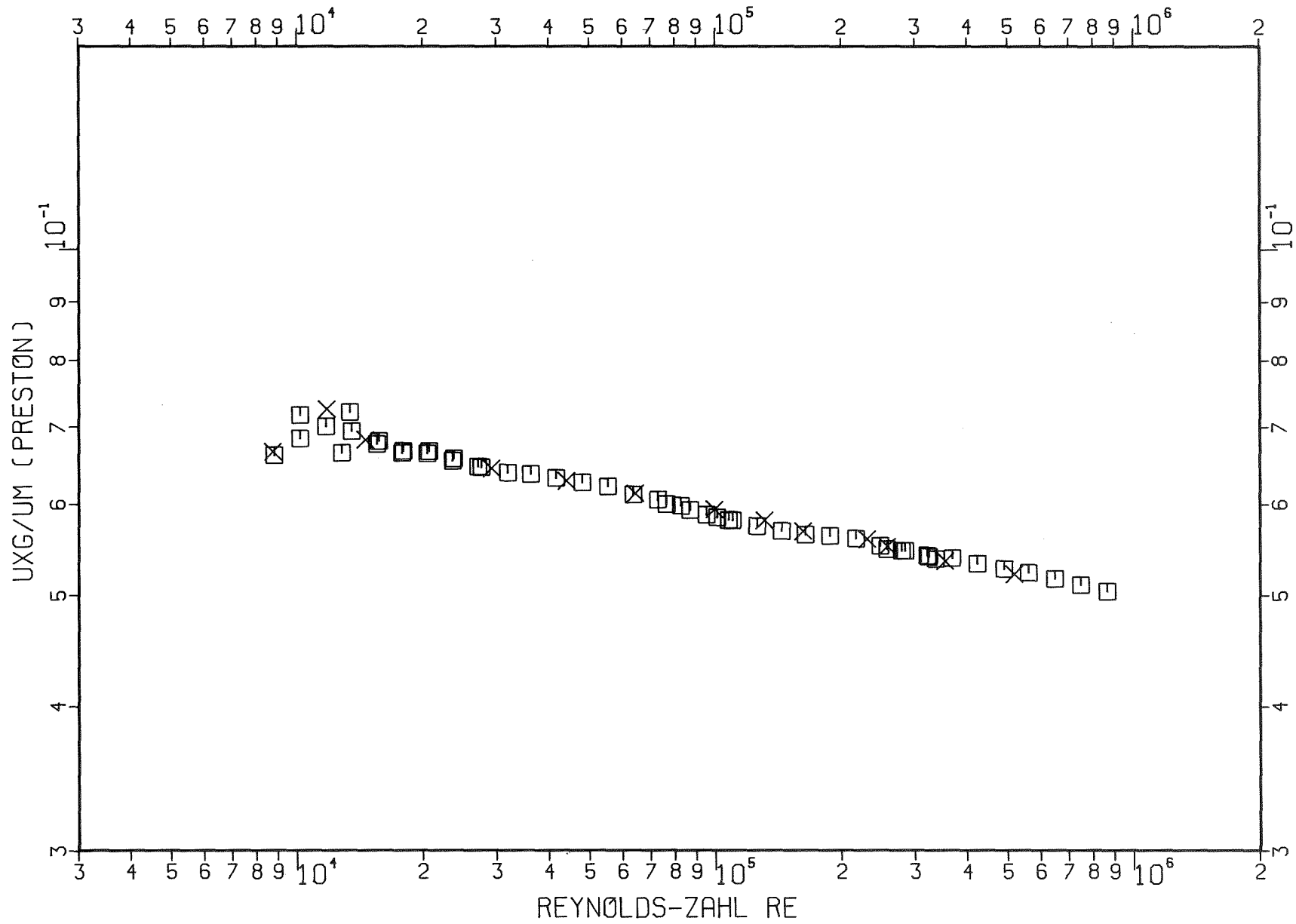
P=2.4 H=0.3 B=0.3

Abb. 65: Normierte Schubspannungsgeschwindigkeit u_g^*/u_m : Vergleich der Profilwerte (x) mit der Preston-Kurve (\square)

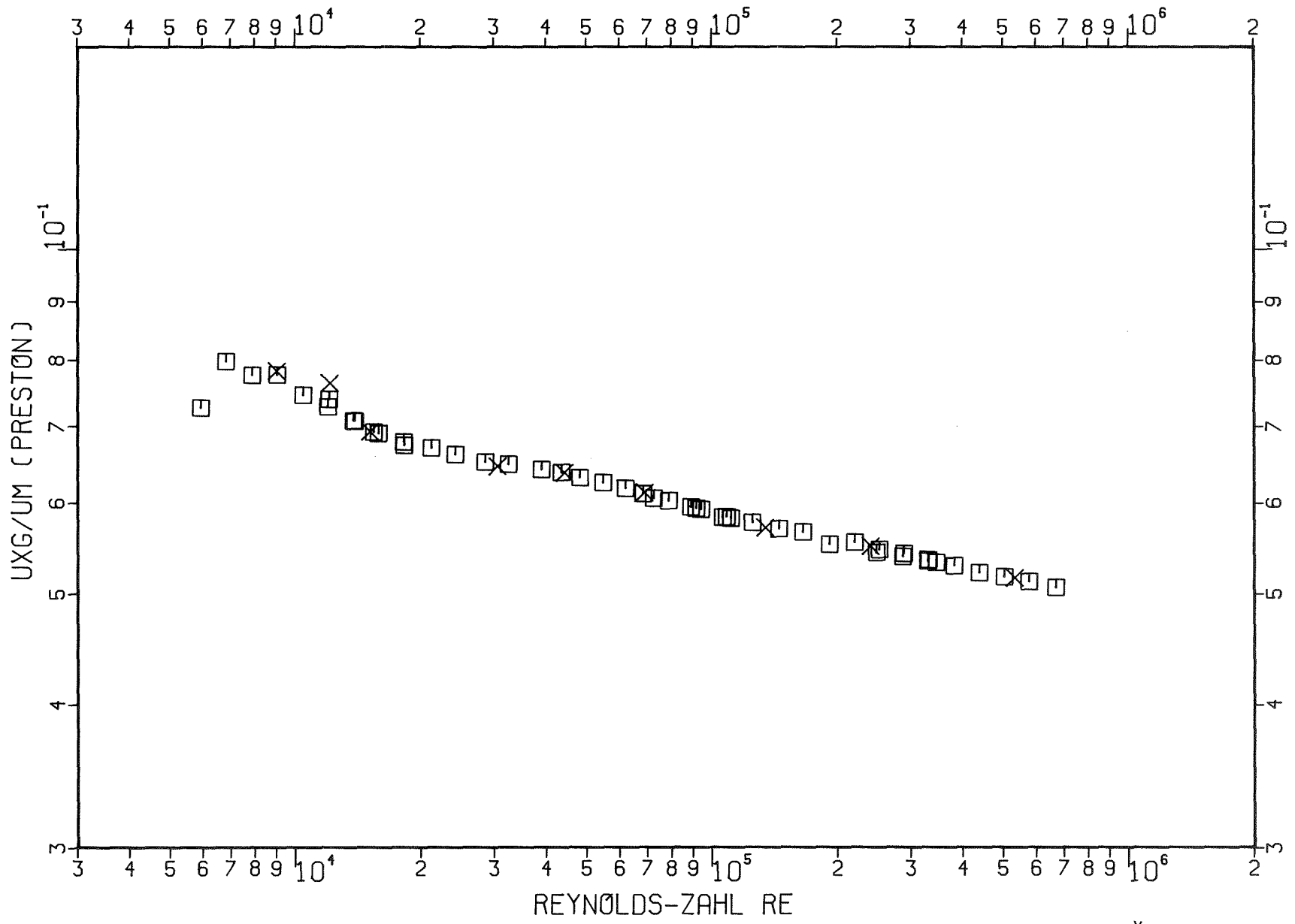


P=4.0 H=1.0 B=1.0

Abb. 66: Normierte Schubspannungsgeschwindigkeit u_{xg}^*/u_m : Vergleich der Profilwerte (x) mit der Preston-Kurve (\square)

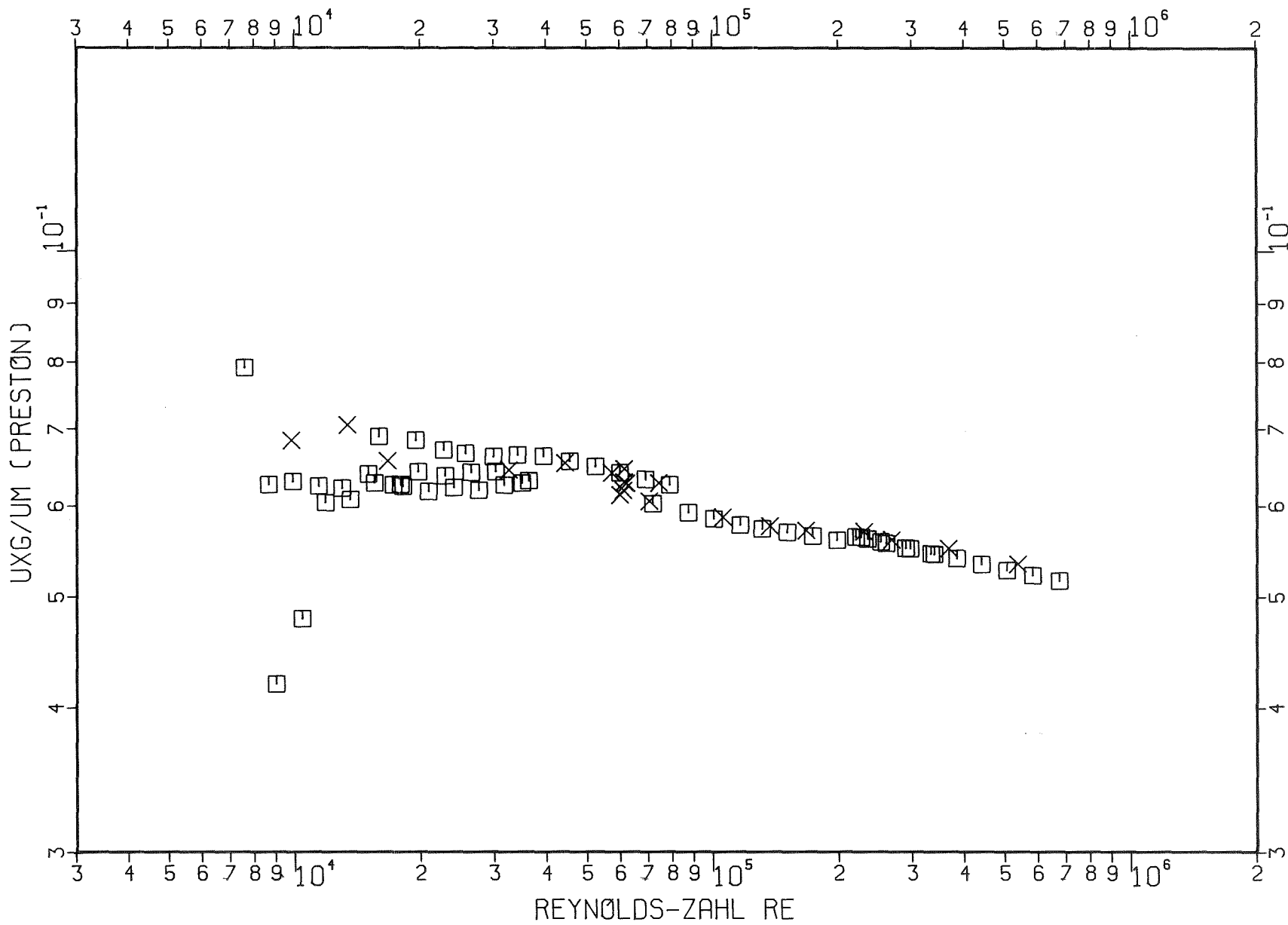


P=8.0 H=1.0 B=1.0 Abb. 67: Normierte Schubspannungsgeschwindigkeit u_g^*/u_m : Vergleich der Profilwerte (x) mit der Preston-Kurve (\square)

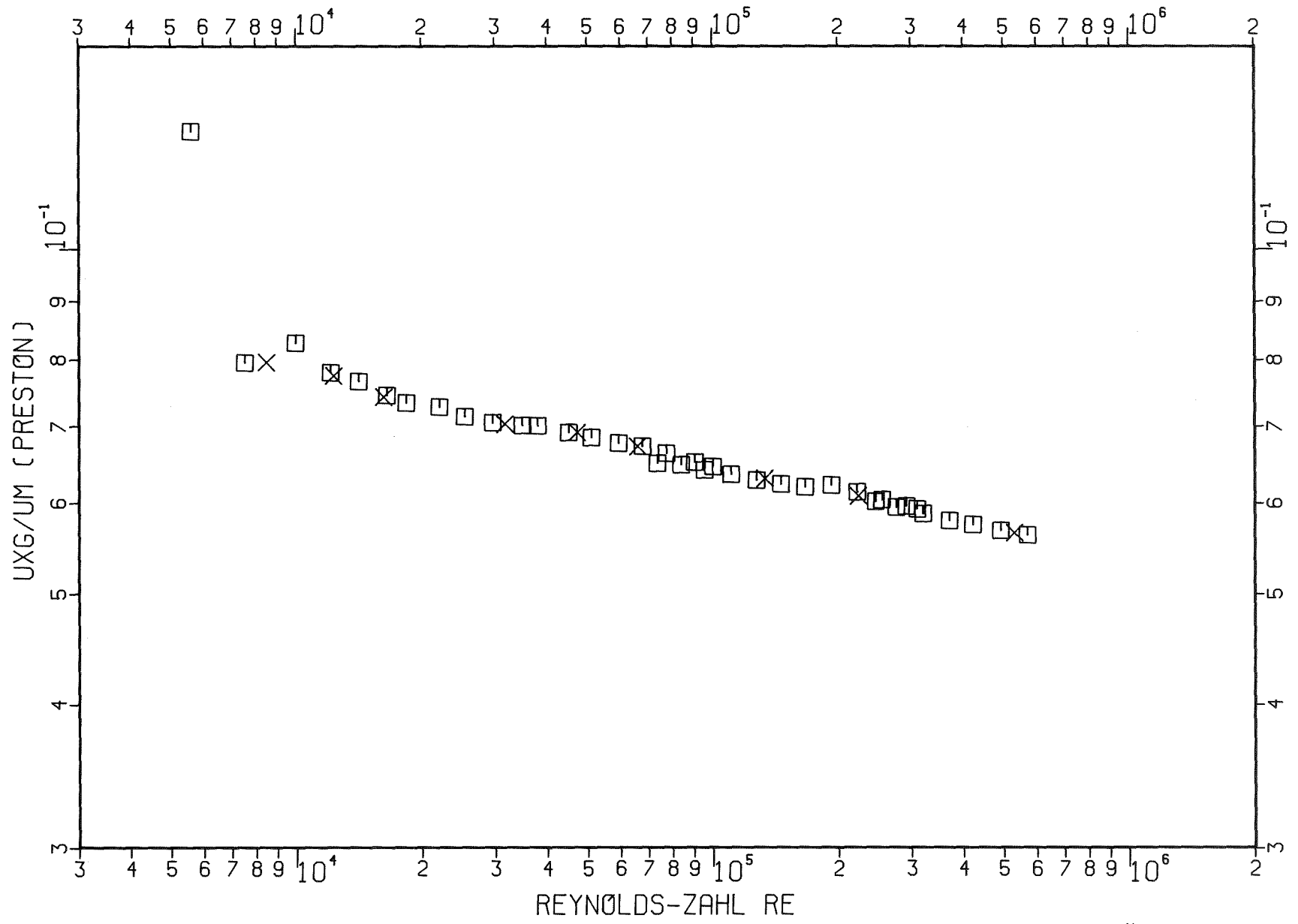


P=16.0 H=1.0 B=1.0

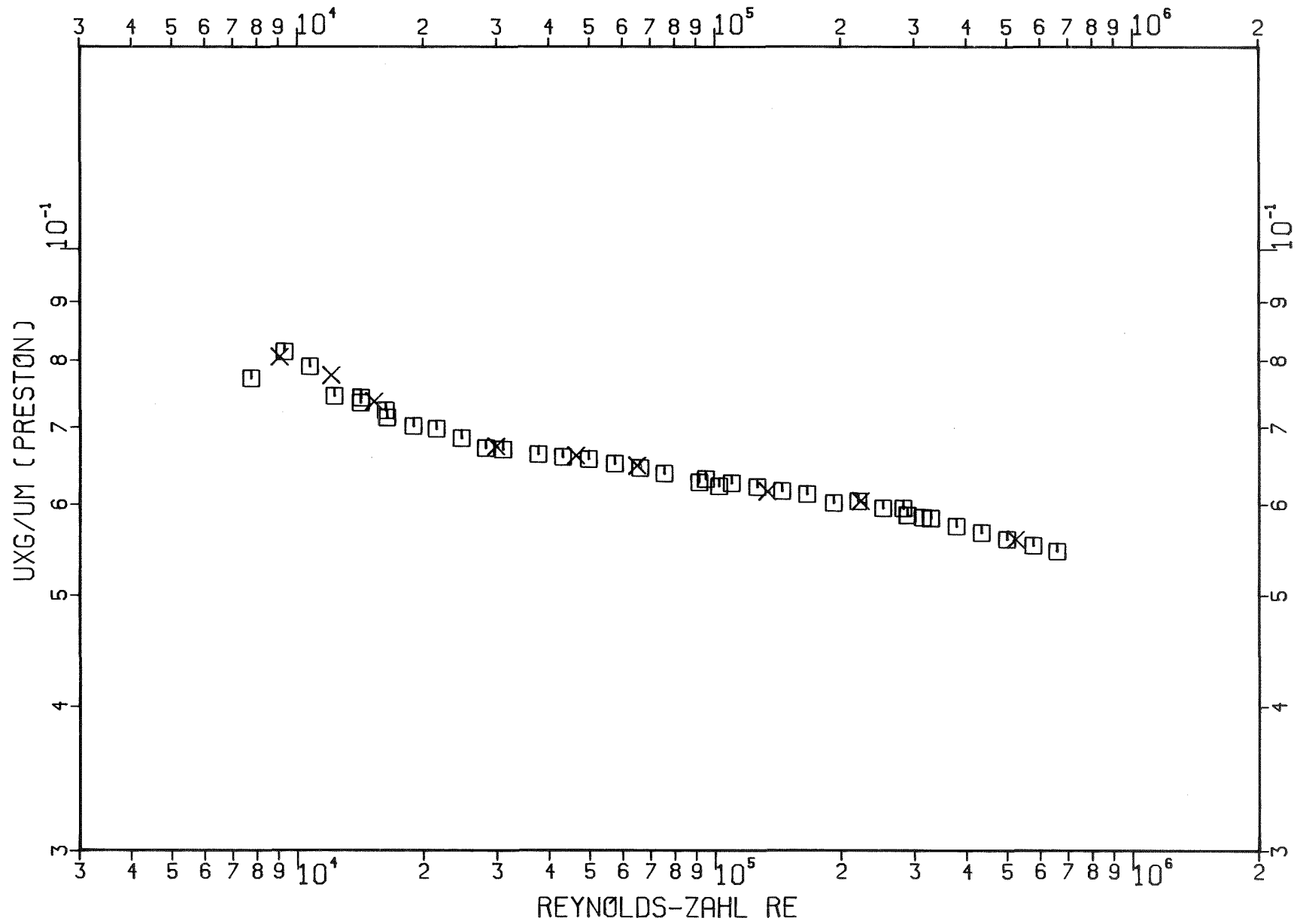
Abb. 68: Normierte Schubspannungsgeschwindigkeit u_{g^*}/u_m : Vergleich der Profilwerte (x) mit der Preston-Kurve (\square)



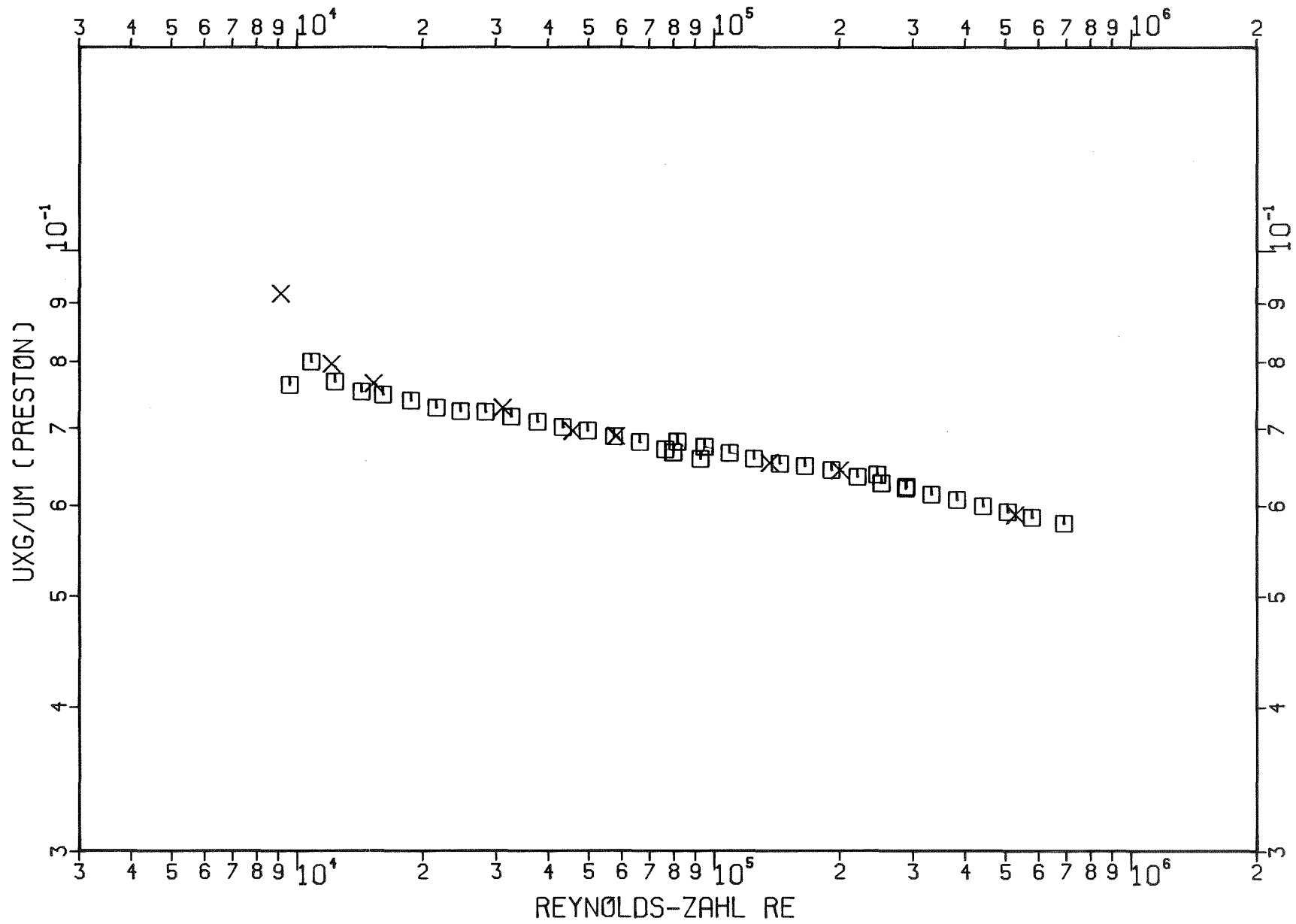
P=12.0 H=3.0 B=3.0 Abb. 69: Normierte Schubspannungsgeschwindigkeit u_g^*/u_m : Vergleich der Profilwerte (\times) mit der Preston-Kurve (\square)



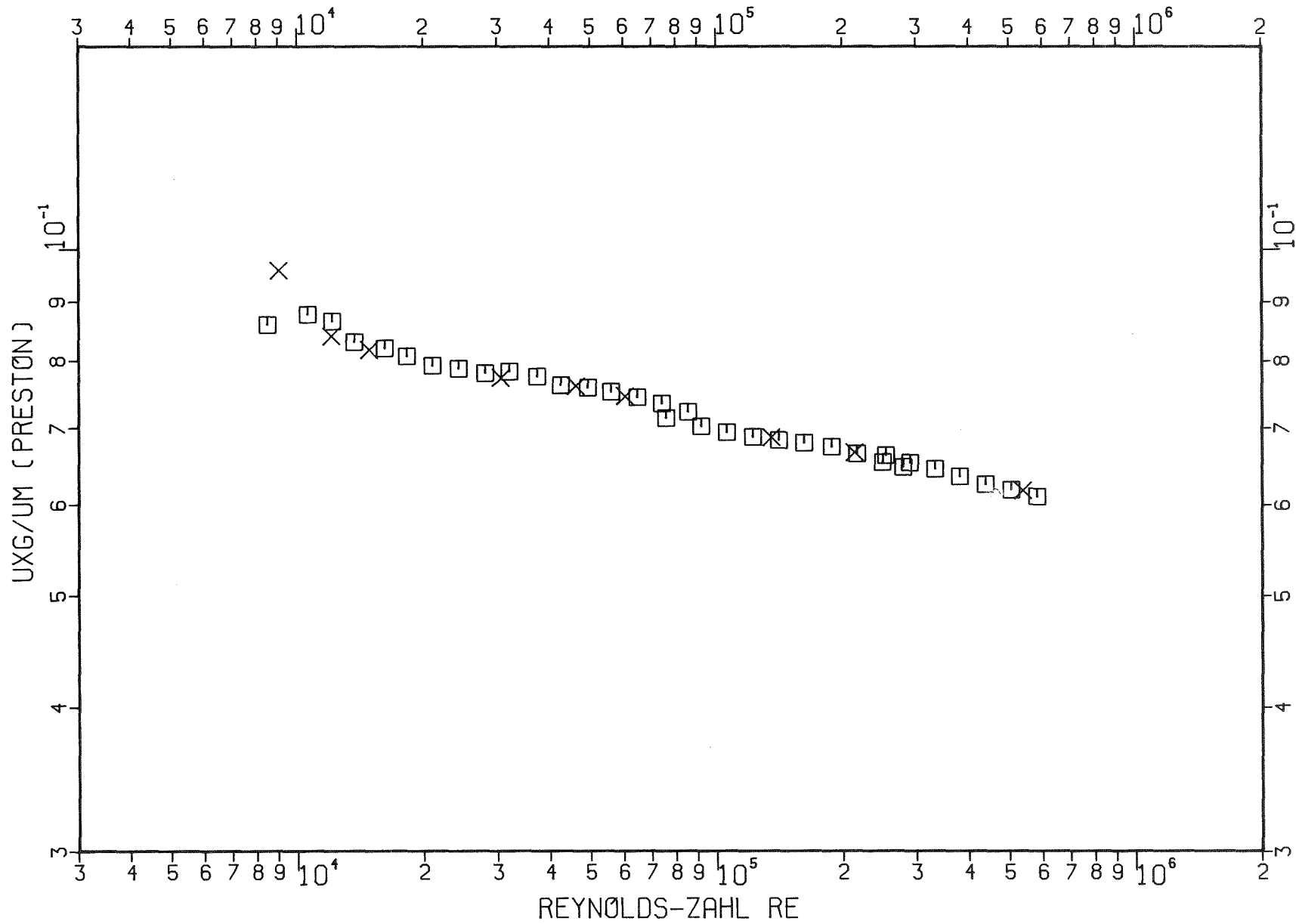
P=24.0 H=3.0 B=3.0 Abb. 70: Normierte Schubspannungsgeschwindigkeit u_g^*/u_m : Vergleich der Profilwerte (x) mit der Preston-Kurve (□)



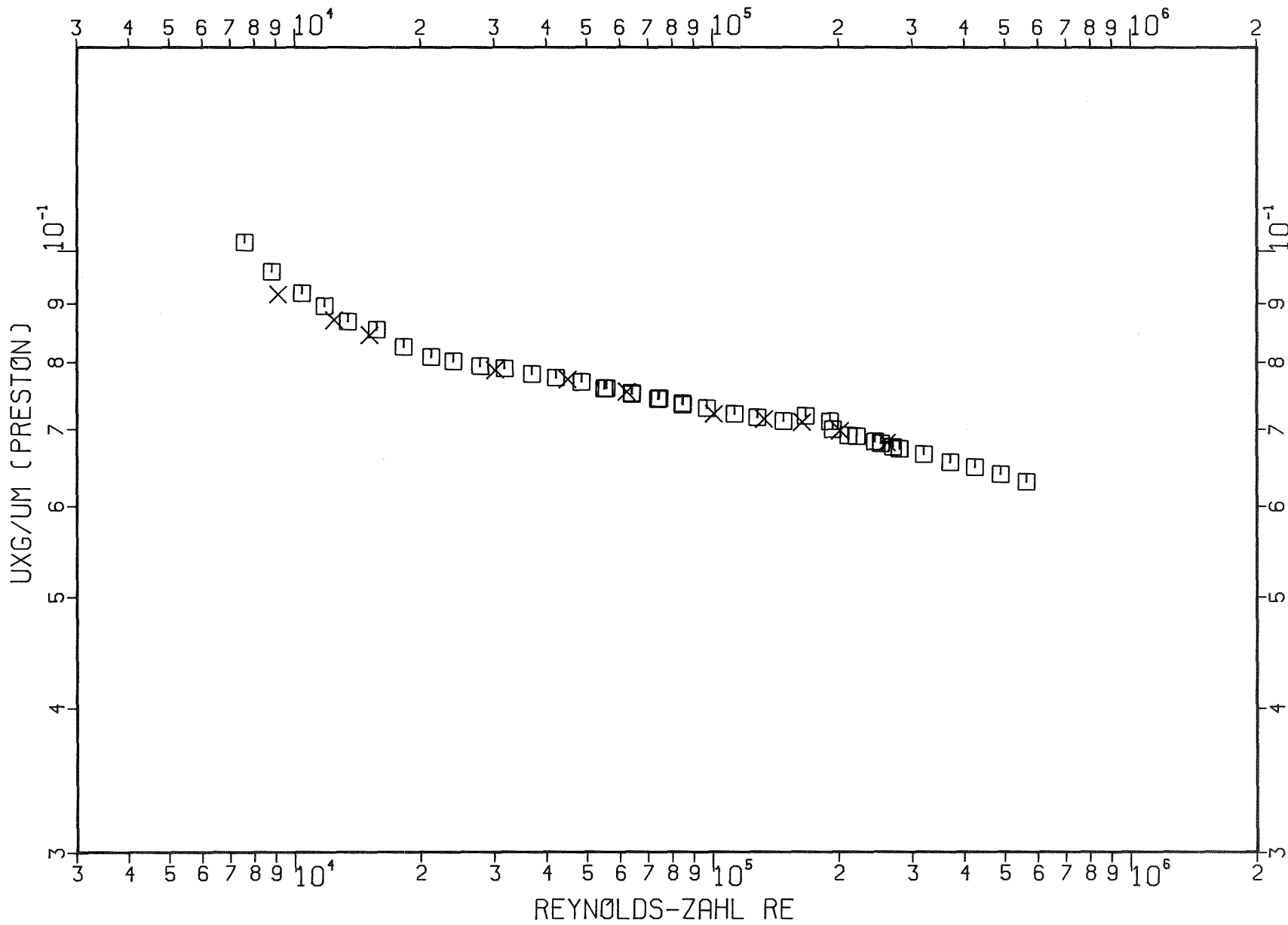
P=48.0 H=3.0 B=3.0 Abb. 71: Normierte Schubspannungsgeschwindigkeit u_g^*/u_m : Vergleich der Profilwerte (x) mit der Preston-Kurve (\square)



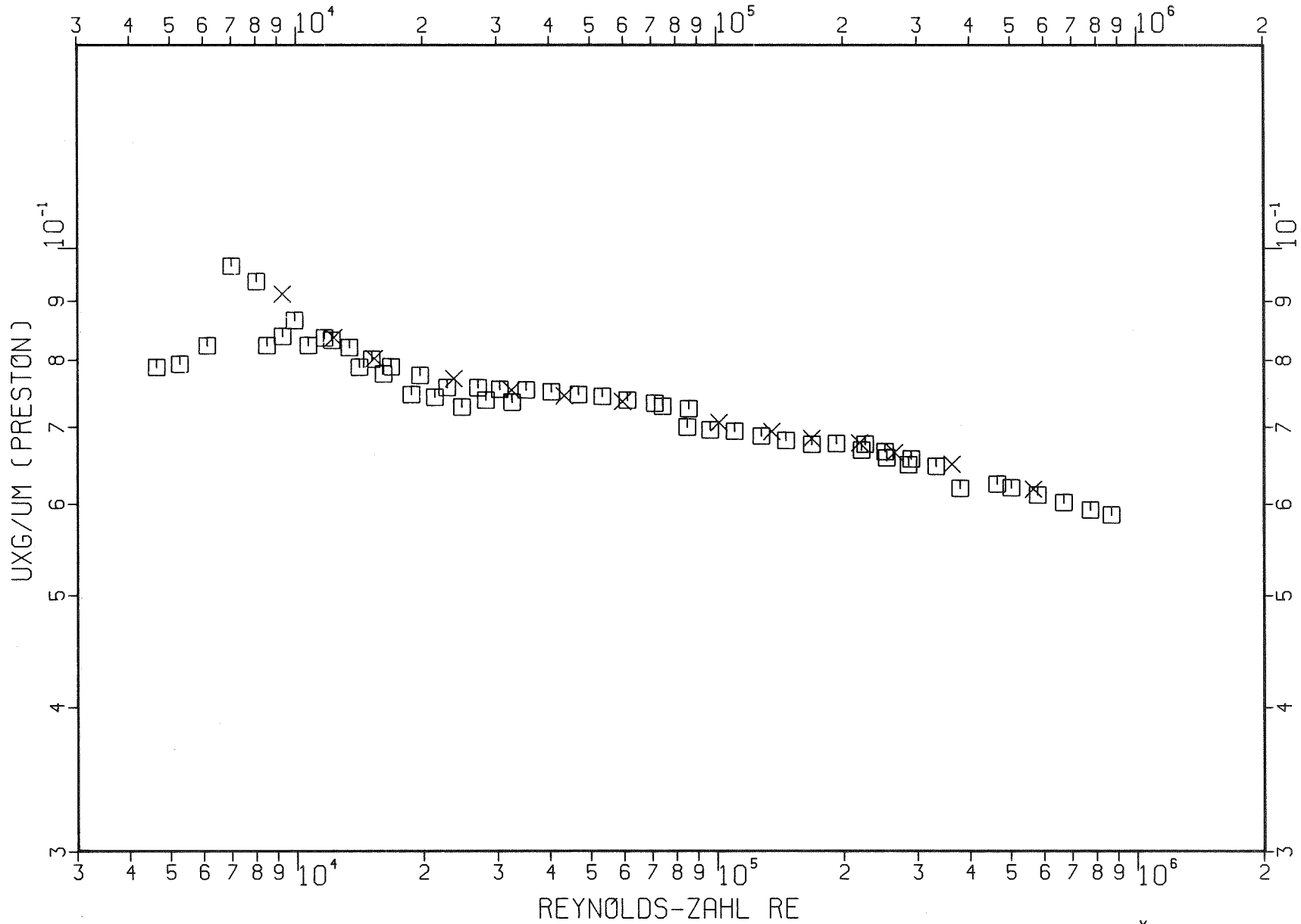
P=24.0 H=6.0 B=6.0 Abb. 72: Normierte Schubspannungsgeschwindigkeit u_{τ}^*/u_m : Vergleich der Profilwerte (x) mit der Preston-Kurve (□)



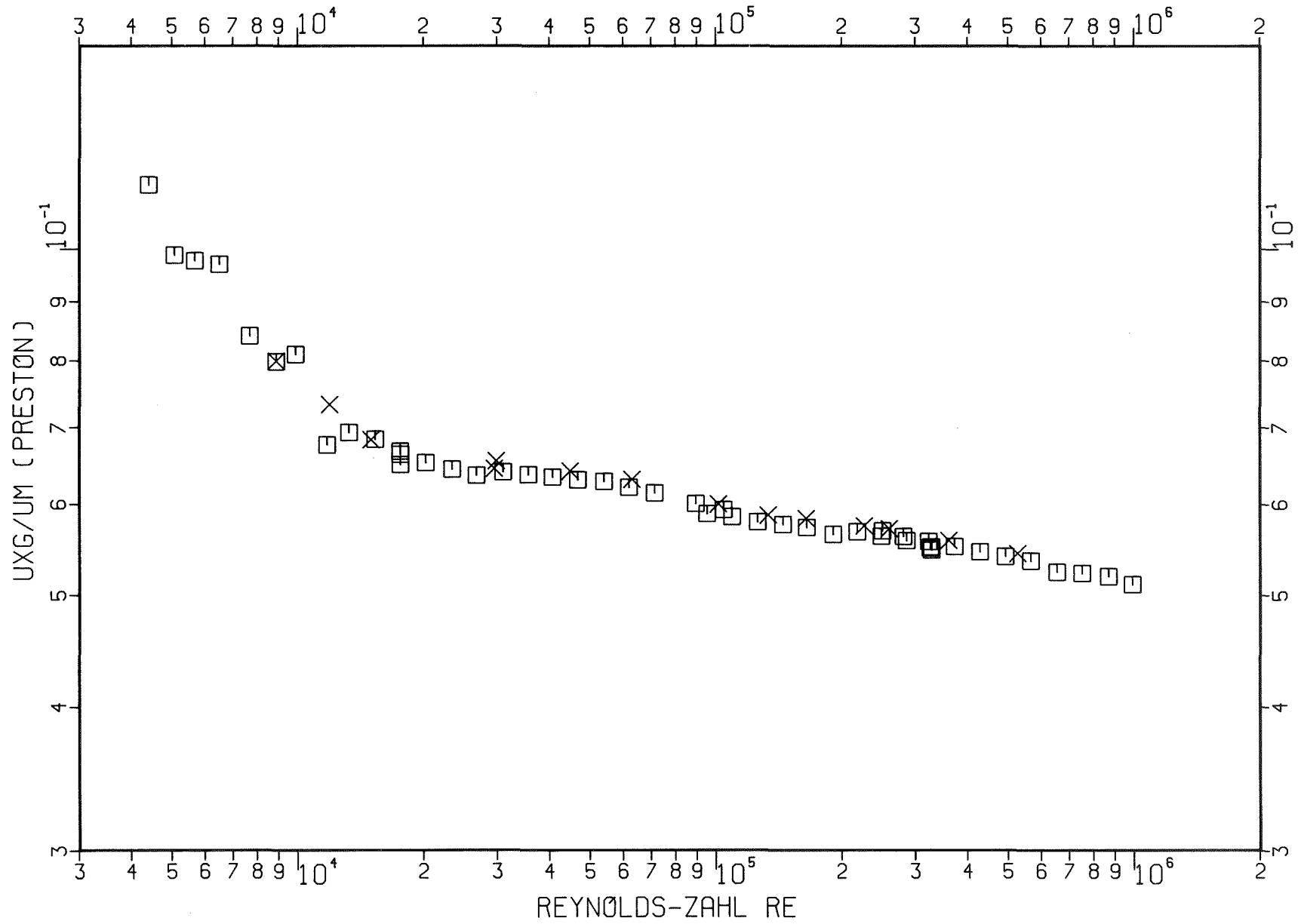
P=48.0 H=6.0 B=6.0 Abb. 73: Normierte Schubspannungsgeschwindigkeit u_g^*/u_m : Vergleich der Profilwerte (x) mit der Preston-Kurve (□)



P=96.0 H=6.0 B=6.0 Abb. 74: Normierte Schubspannungsgeschwindigkeit u_g^*/u_m : Vergleich der Profilwerte (x) mit der Preston-Kurve (\square)

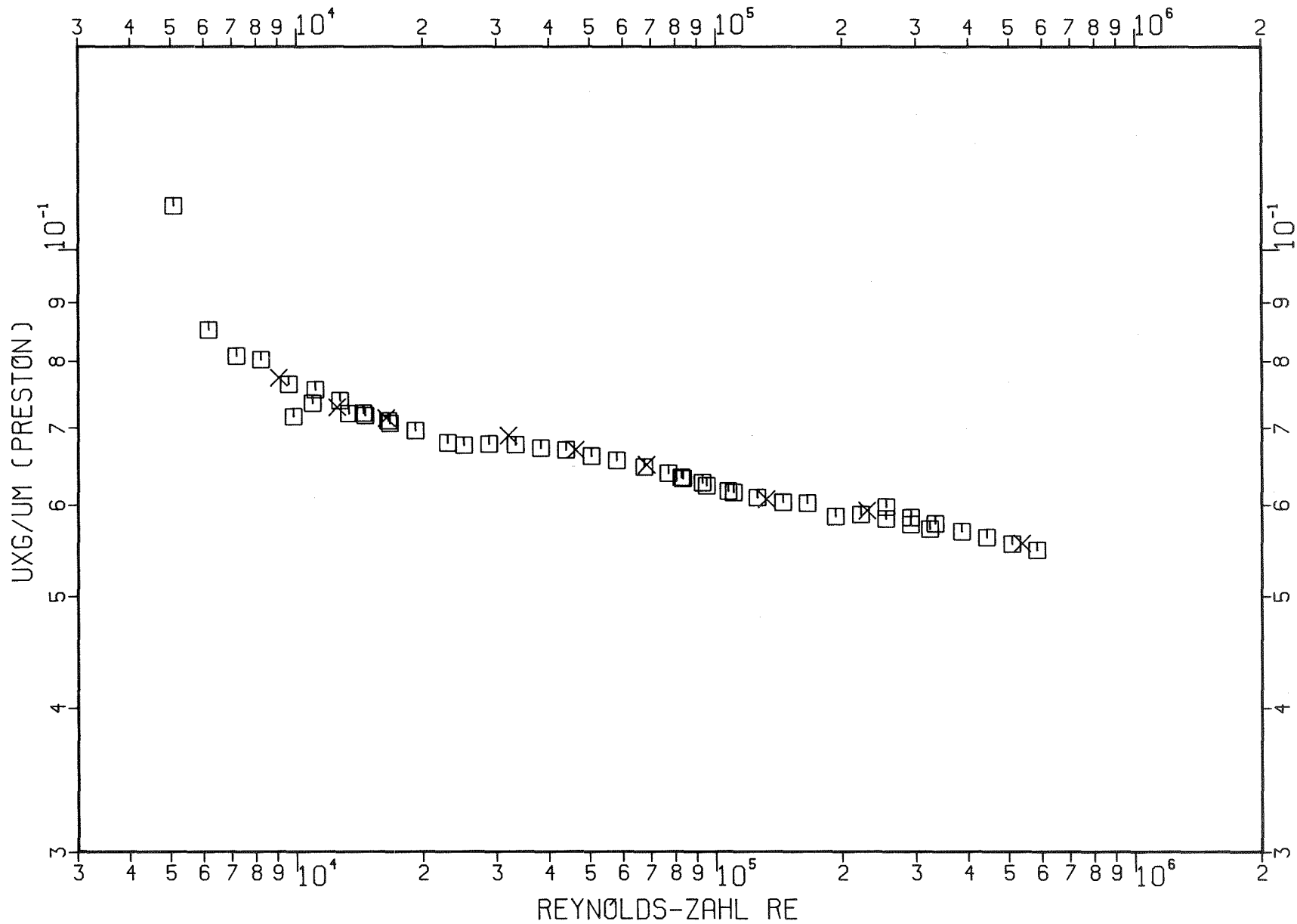


P=192.0 H=6.0 B=6.0 Abb. 75: Normierte Schubspannungsgeschwindigkeit u_g^*/u_m : Vergleich der Profilwerte (x) mit der Preston-Kurve (□)

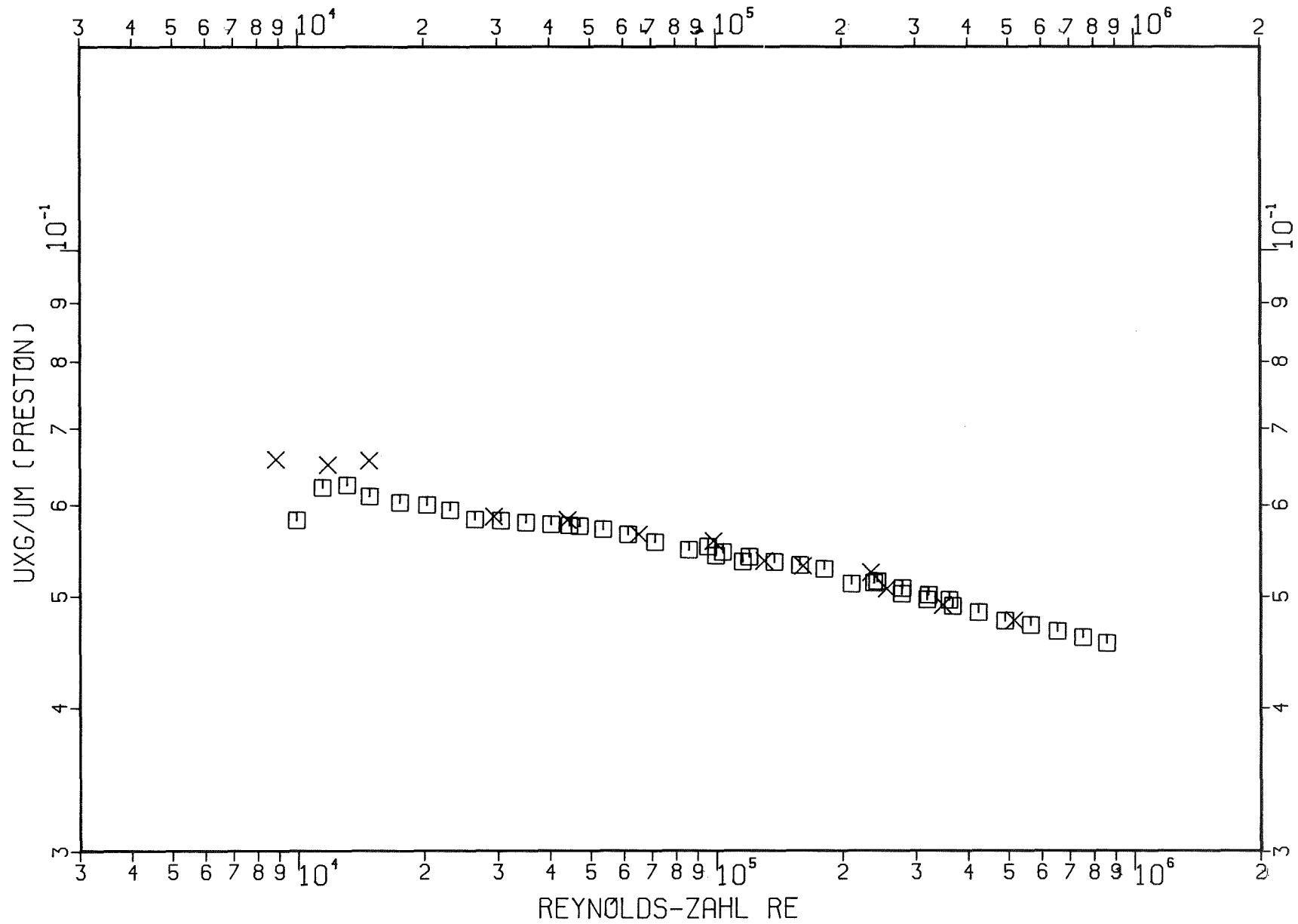


P=6.0 H=1.5 B=0.3

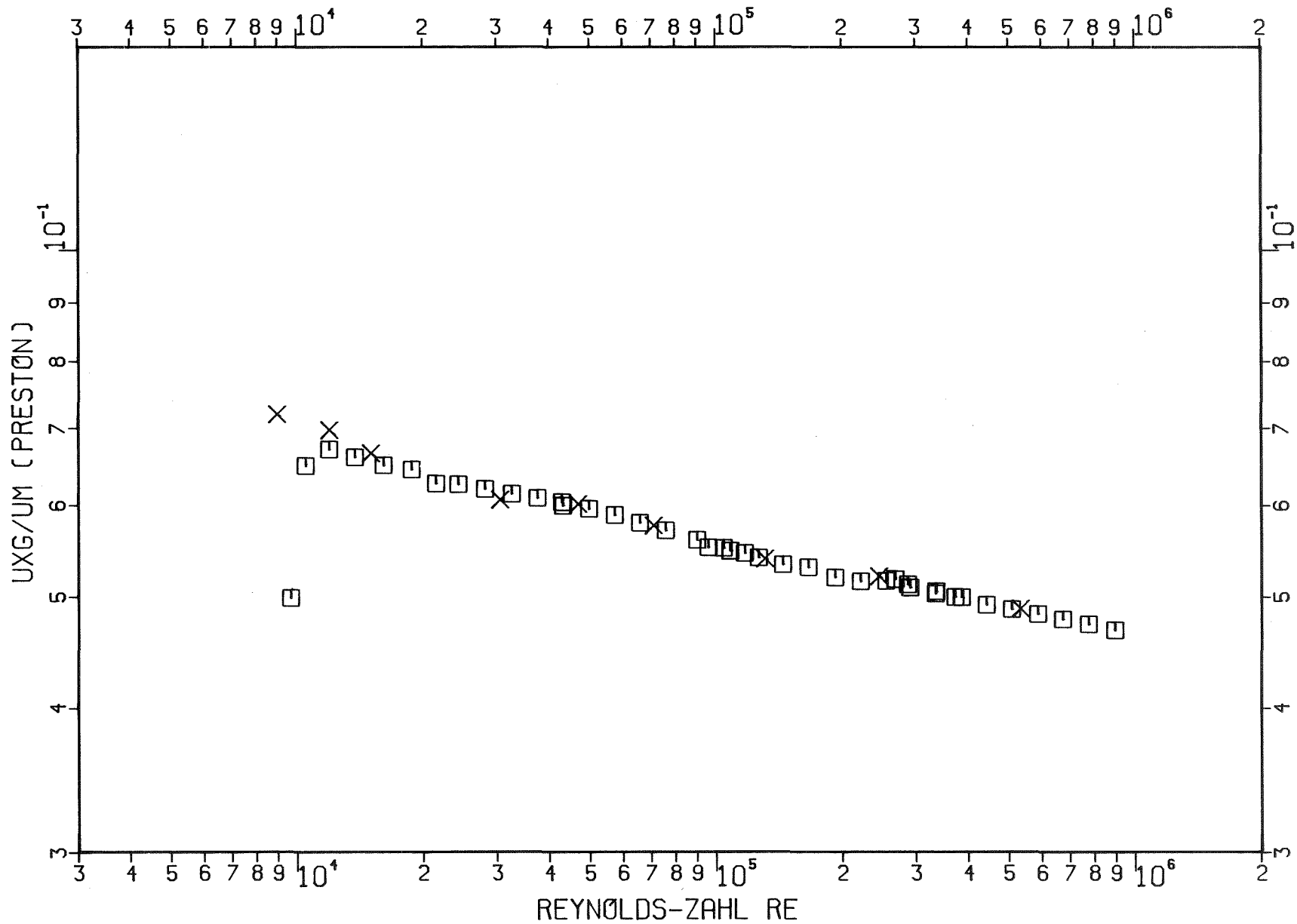
Abb. 76: Normierte Schubspannungsgeschwindigkeit u_g^*/u_m : Vergleich der Profilwerte (x) mit der Preston-Kurve (\square)



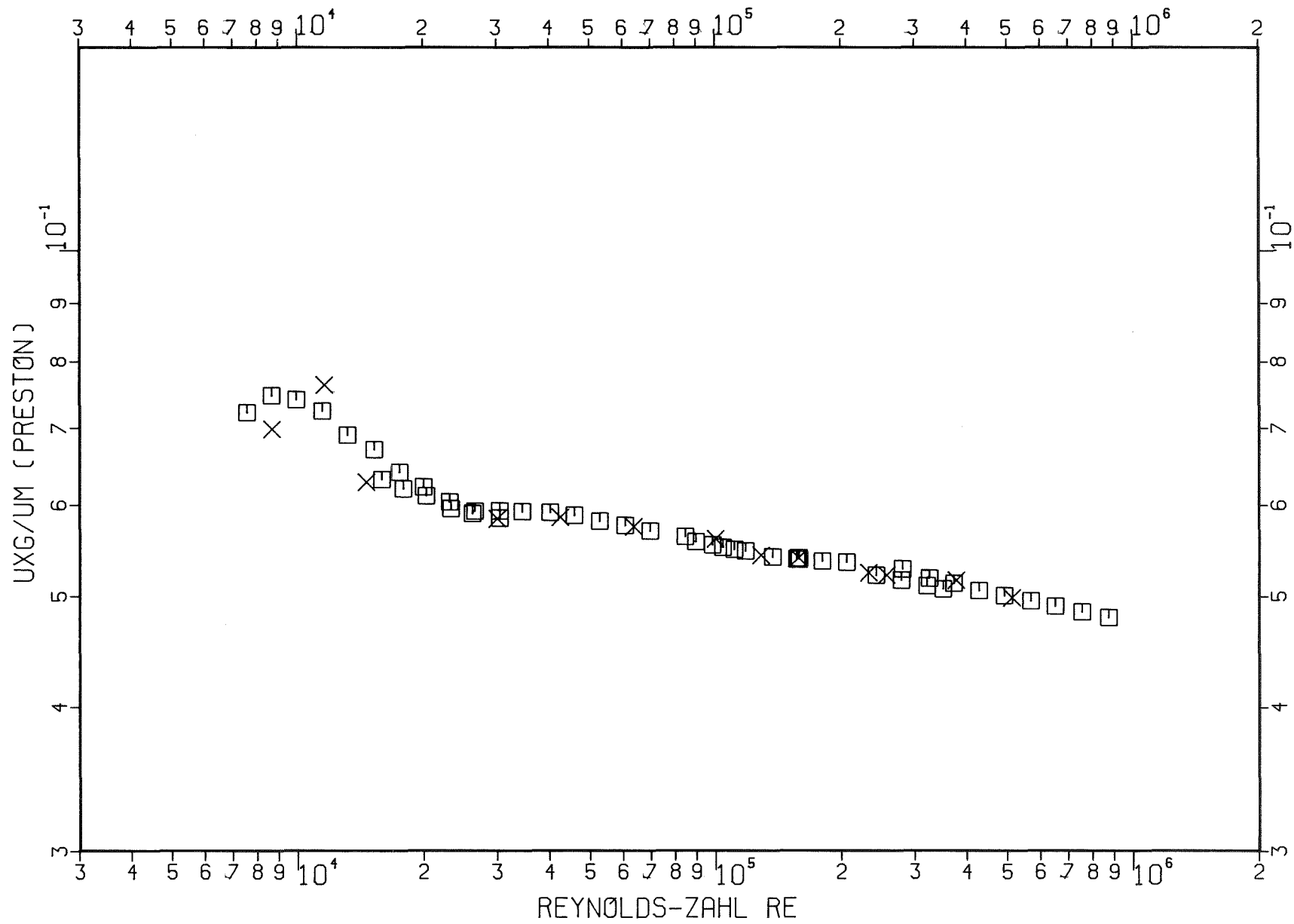
P=12.0 H=1.5 B=0.3 Abb. 77: Normierte Schubspannungsgeschwindigkeit u_g^*/u_m : Vergleich der Profilwerte (x) mit der Preston-Kurve (□)



P=4.0 H=0.5 B=1.5 Abb. 78: Normierte Schubspannungsgeschwindigkeit u_g^*/u_m : Vergleich der Profilwerte (x) mit der Preston-Kurve (□)

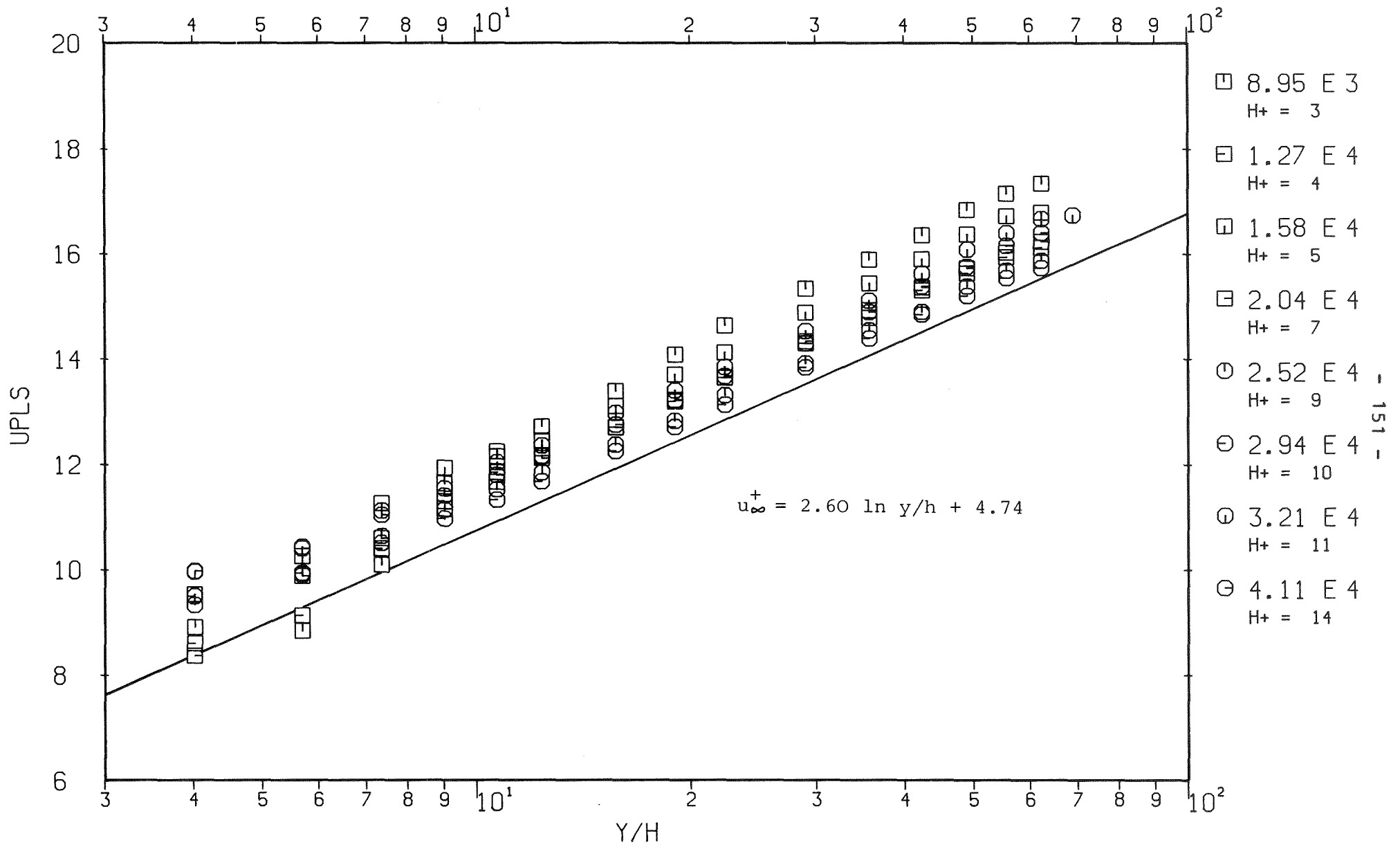


P=8.0 H=0.5 B=1.5 Abb. 79: Normierte Schubspannungsgeschwindigkeit u_g^*/u_m : Vergleich der Profilwerte (x) mit der Preston-Kurve (□)

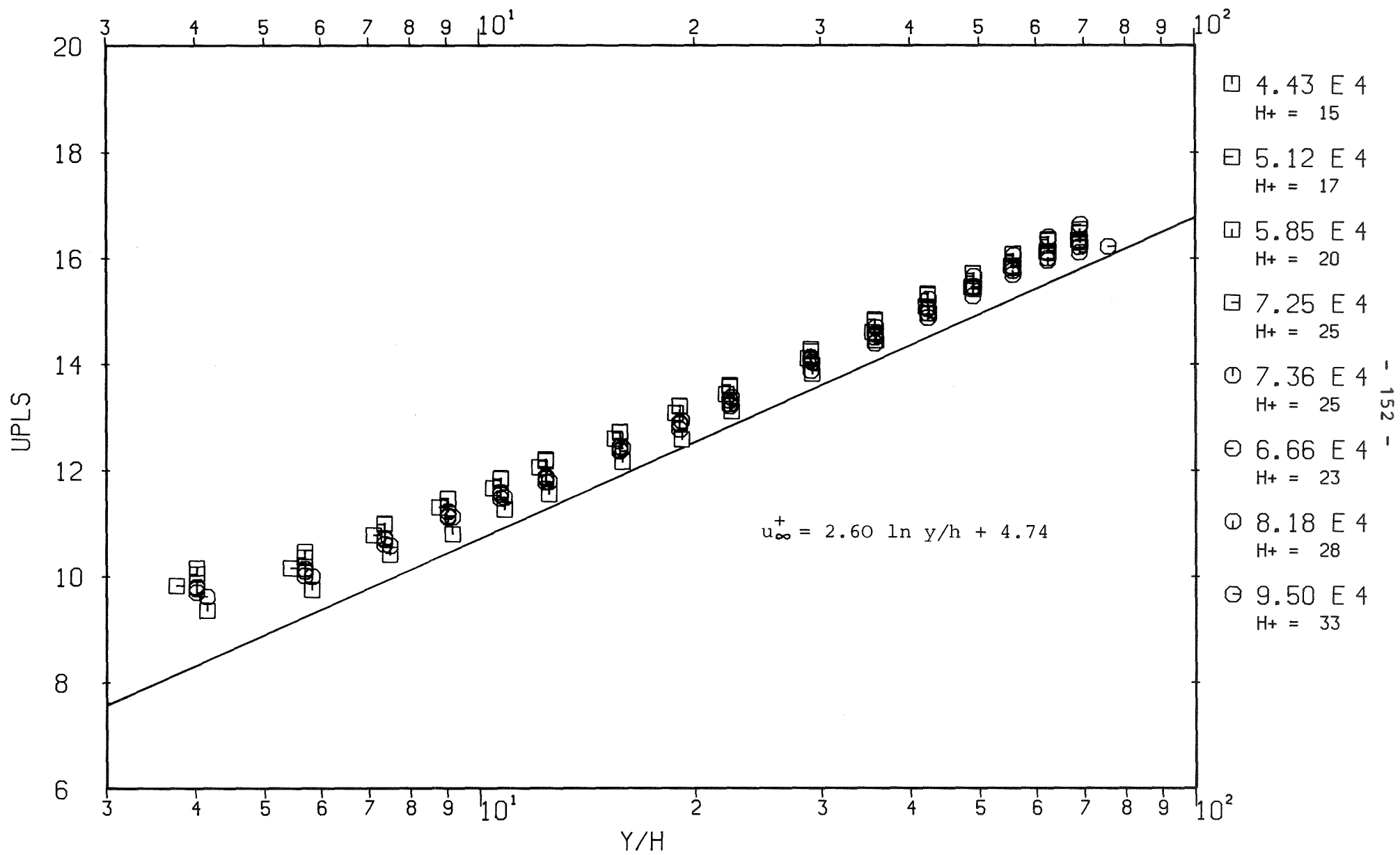


P=2.0 H=0.5 B=0.4

Abb. 80: Normierte Schubspannungsgeschwindigkeit u_g^*/u_m : Vergleich der Profilwerte (x) mit der Preston-Kurve (\square)

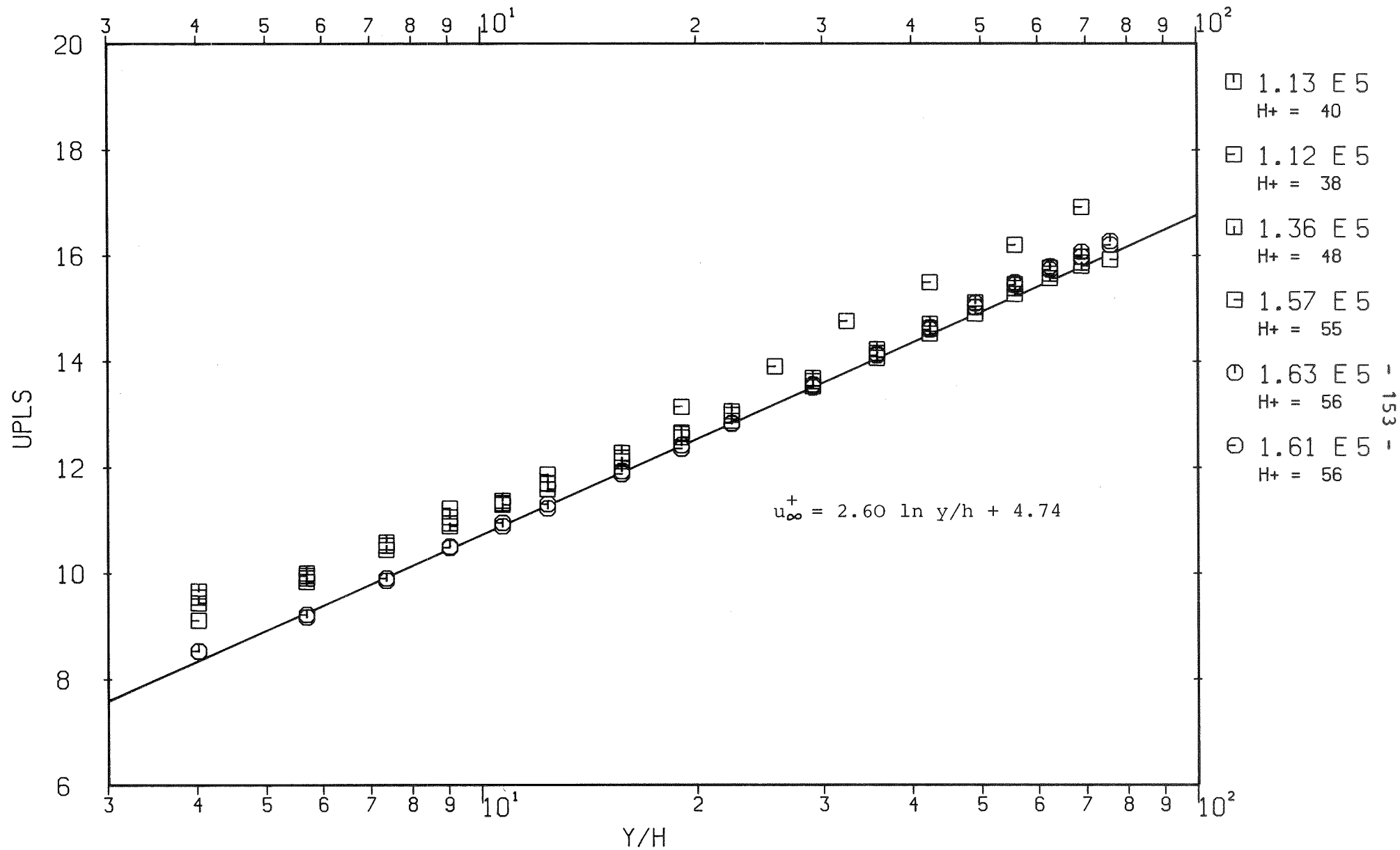


P=1.2 H=0.3 B=0.3 Abb. 81a): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone

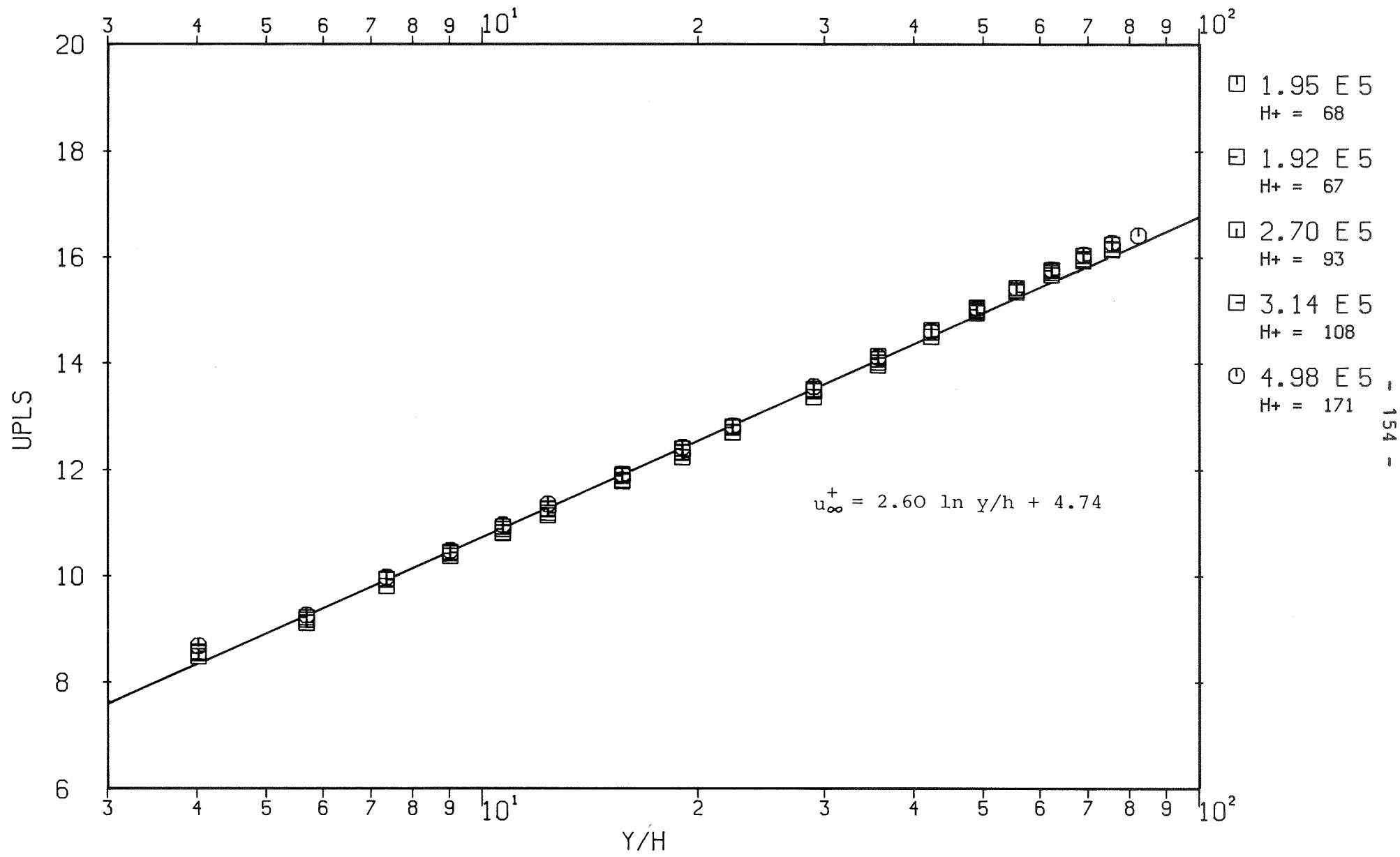


- 152 -

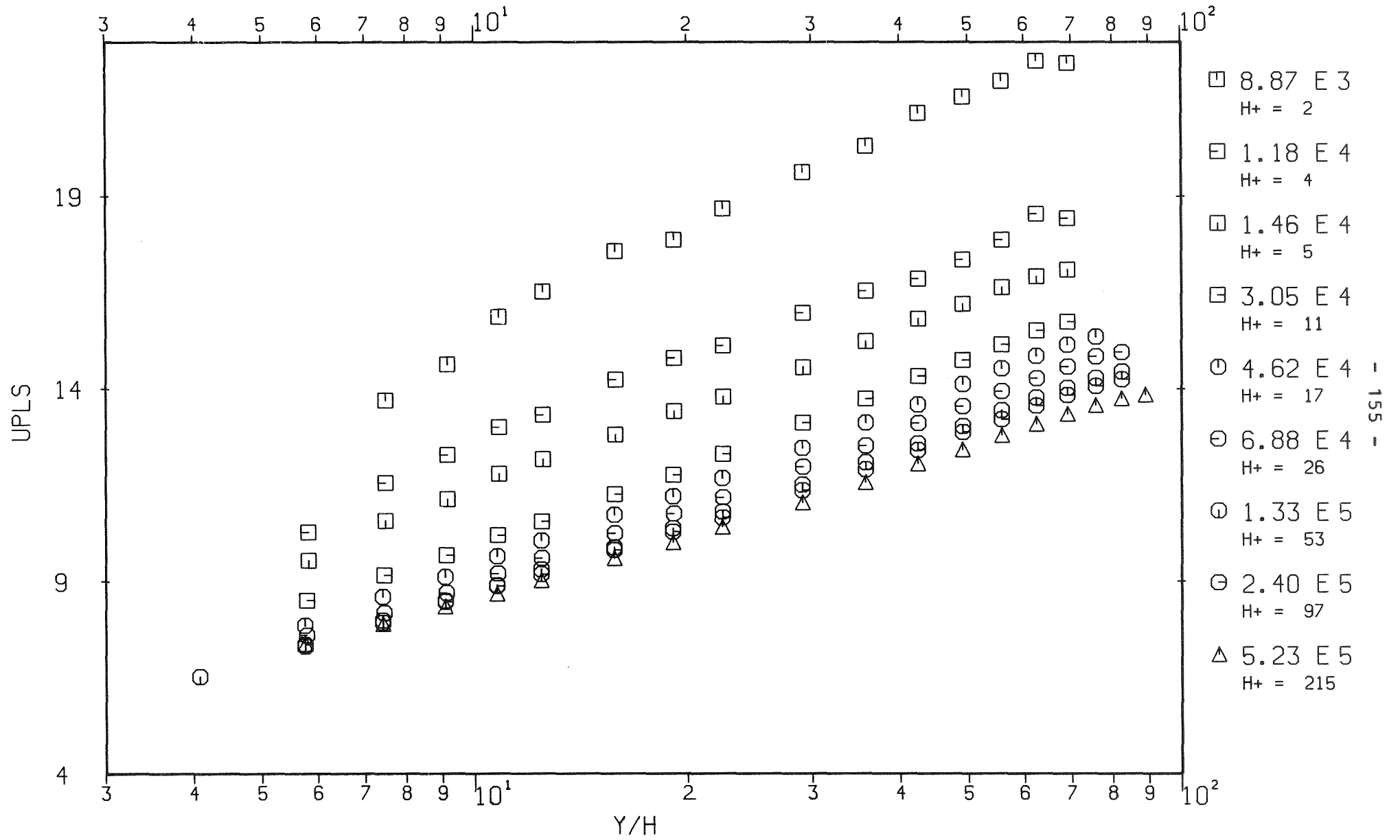
$P=1.2$ $H=0.3$ $B=0.3$ Abb. 81b): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone



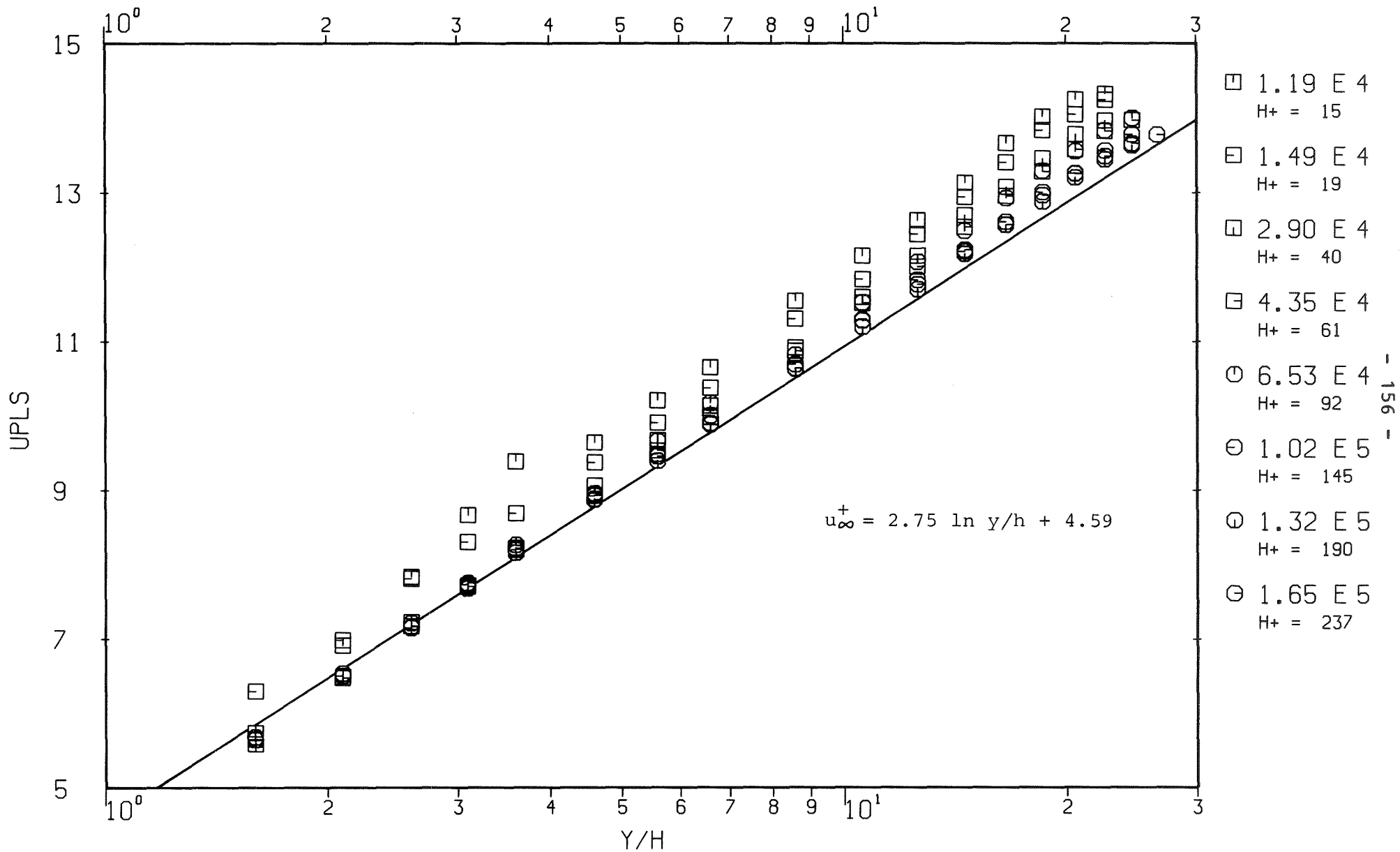
$P=1.2 \quad H=0.3 \quad B=0.3$ Abb. 81c): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone



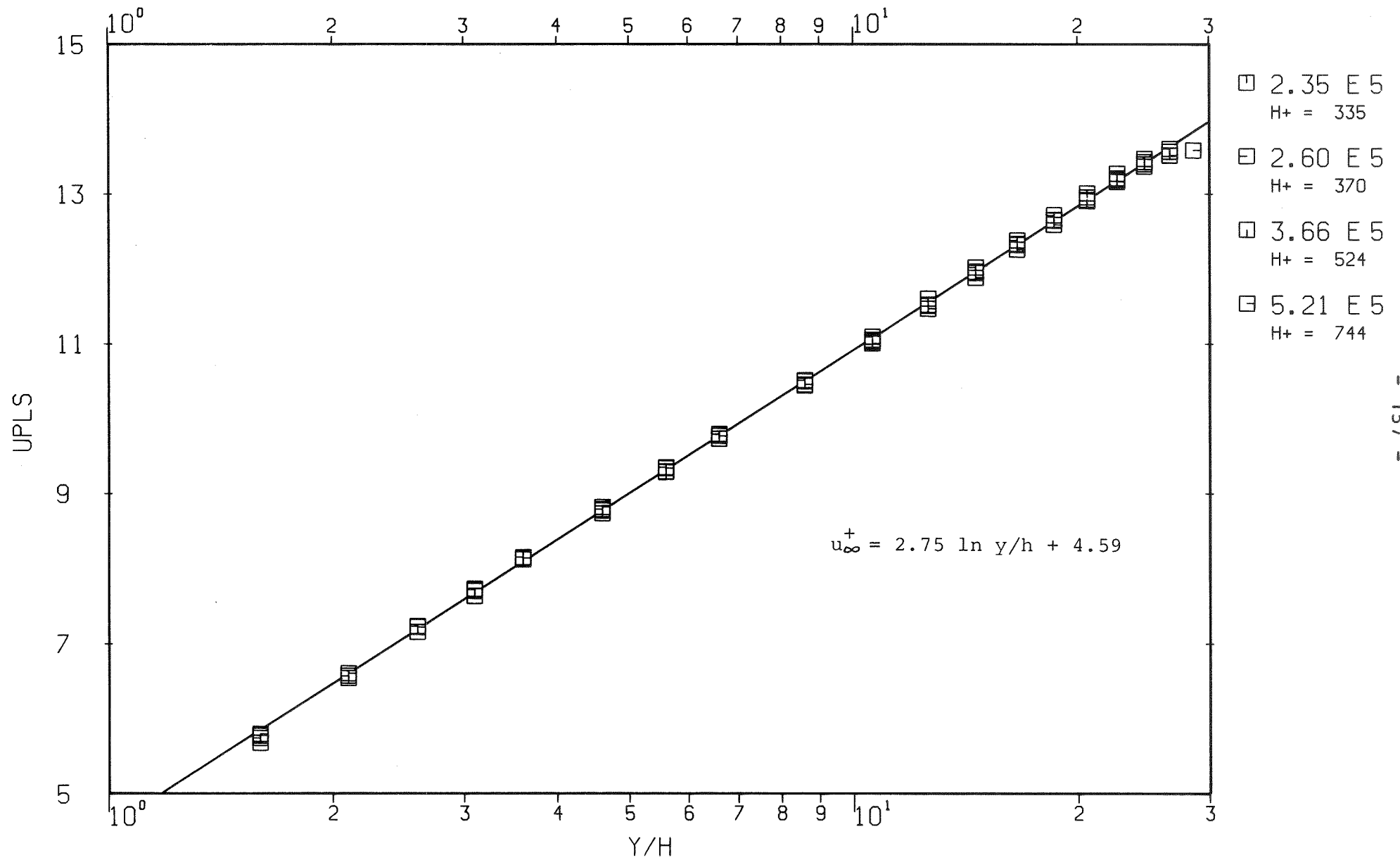
P=1.2 H=0.3 B=0.3 Abb. 81d): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone



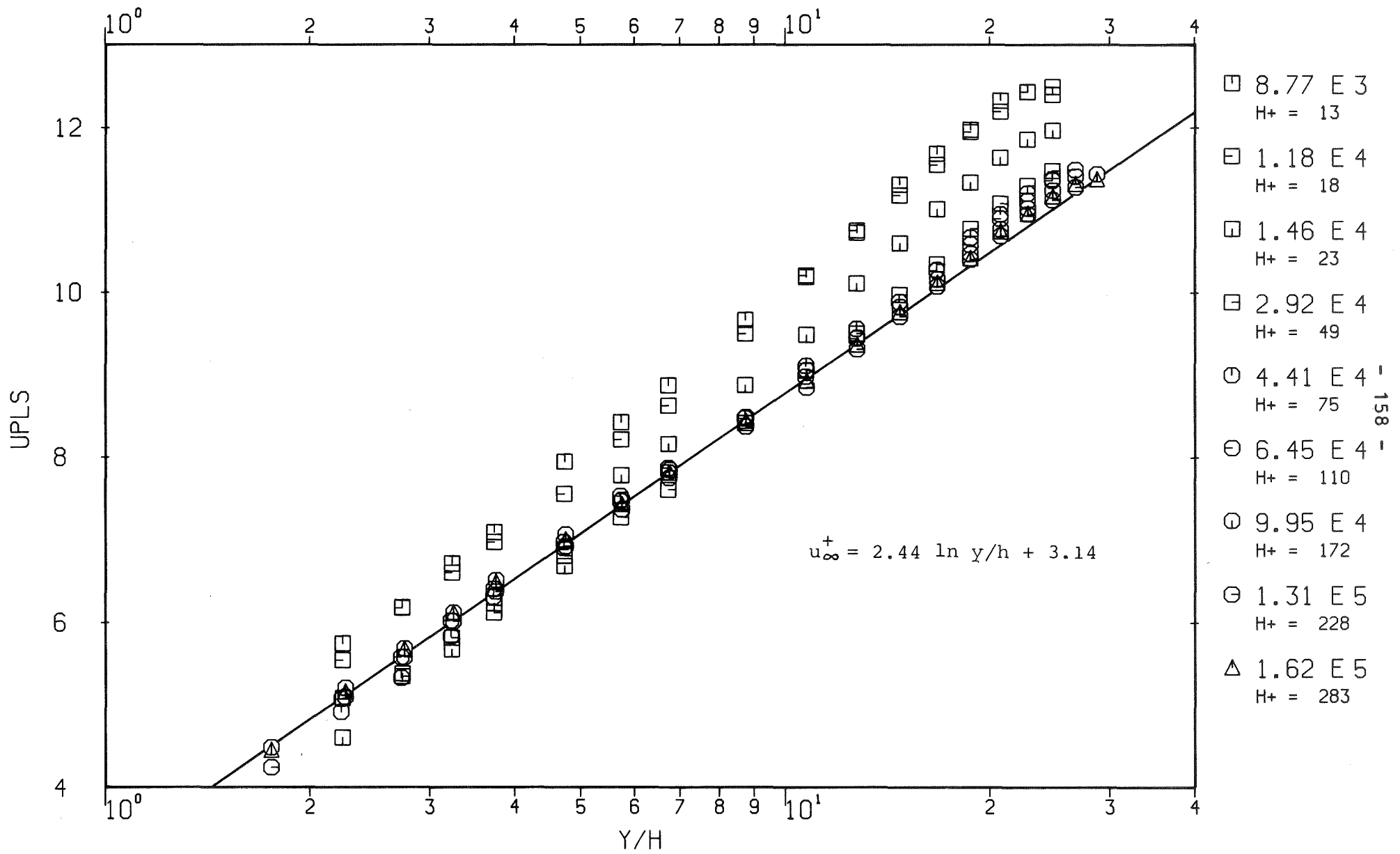
P=2.4 H=0.3 B=0.3 Abb. 82): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone



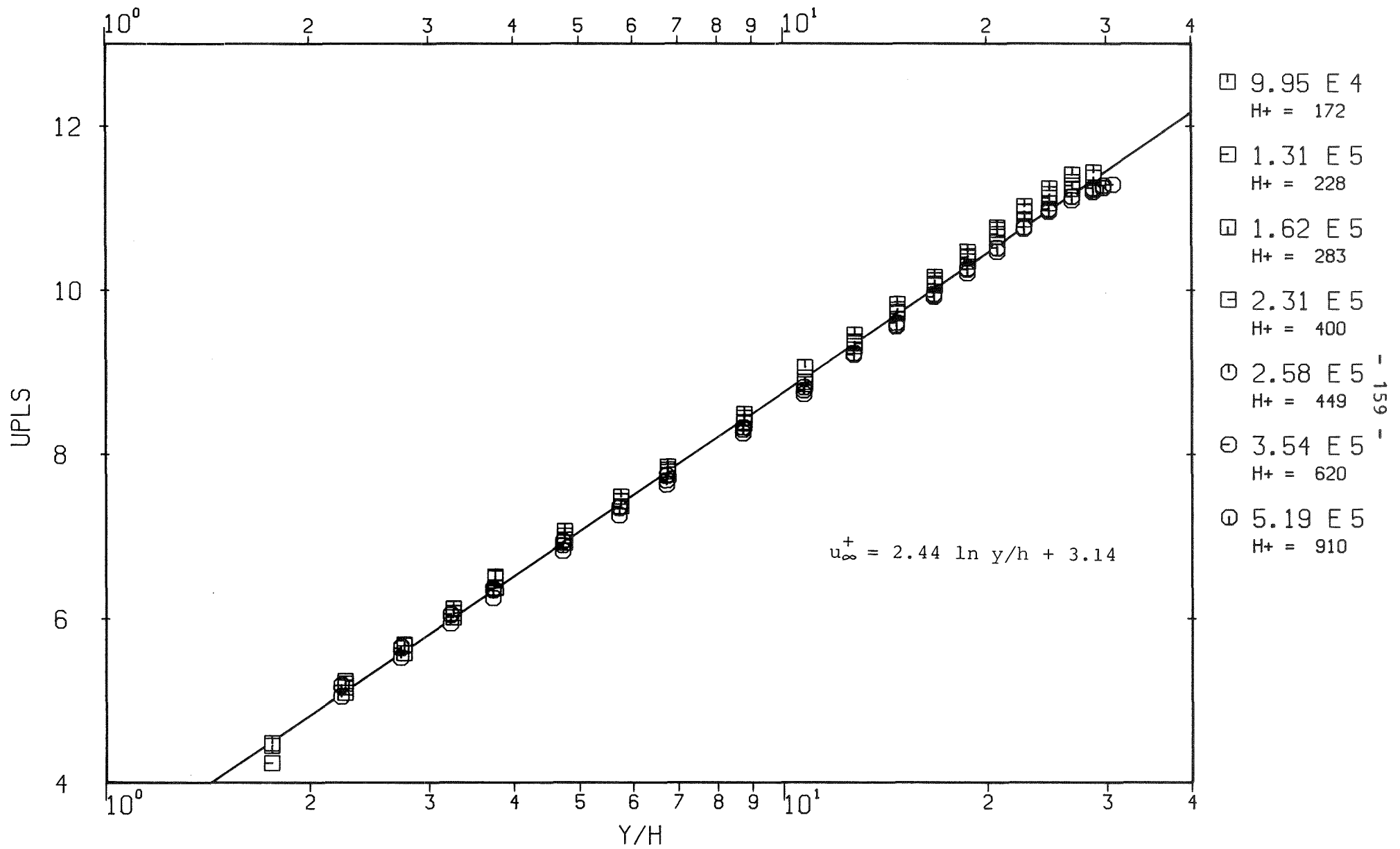
P=4.0 H=1.0 B=1.0 Abb. 83a): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone



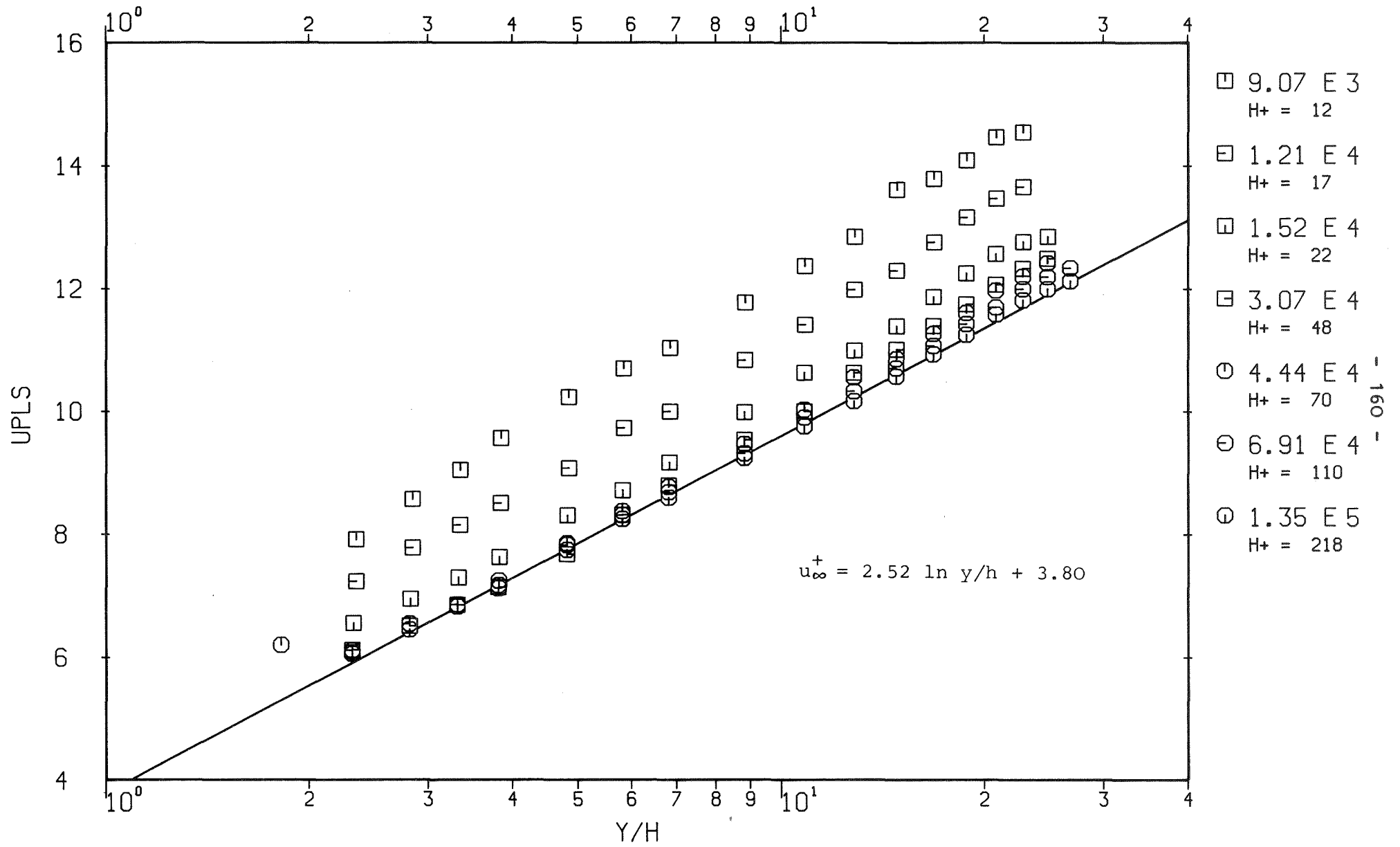
P=4.0 H=1.0 B=1.0 Abb. 83b): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^{+} (y/h) der rauhen Zone



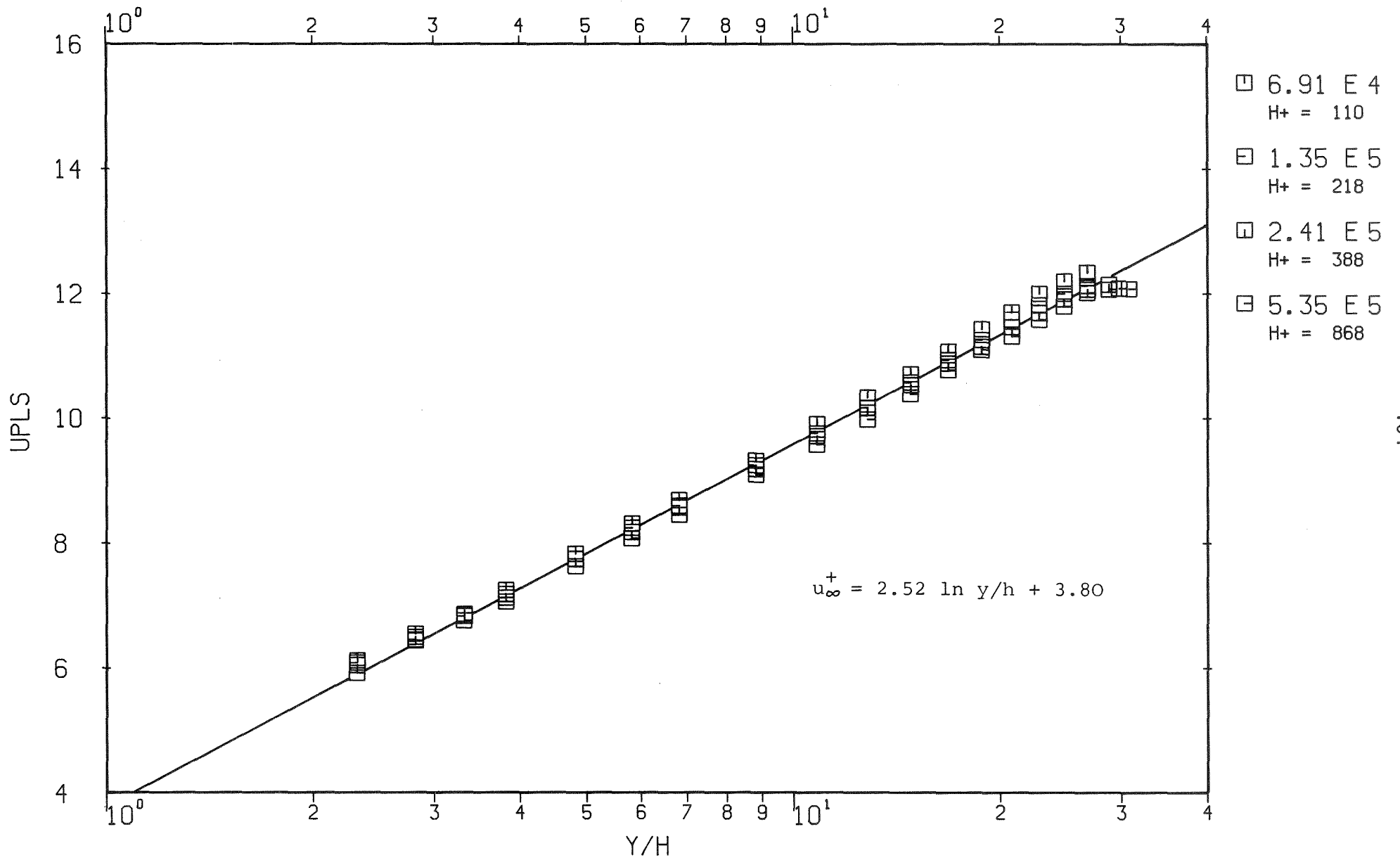
P=8.0 H=1.0 B=1.0 Abb. 84a): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone



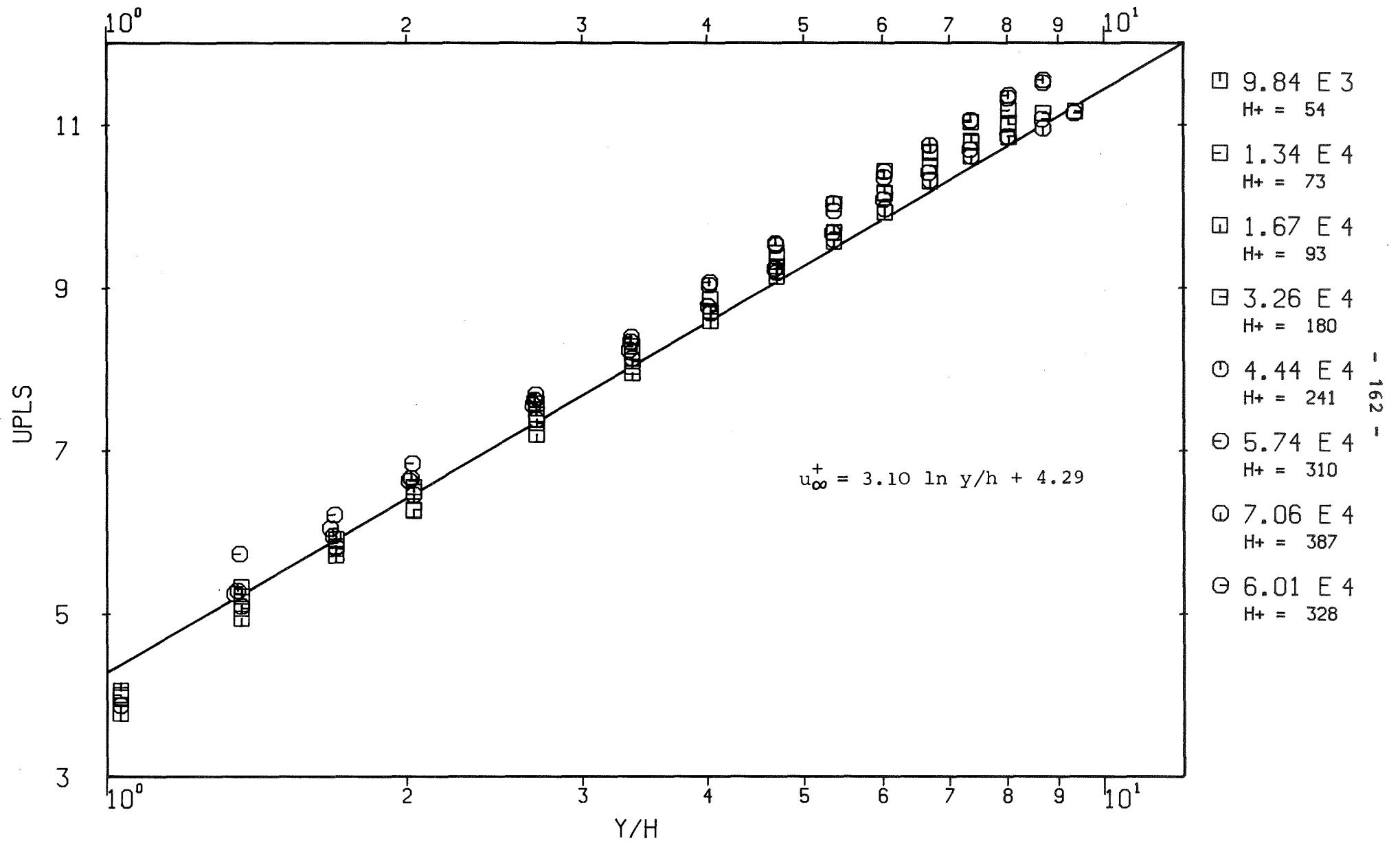
P=8.0 H=1.0 B=1.0 Abb. 84b): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^{+} (y/h) der rauhen Zone



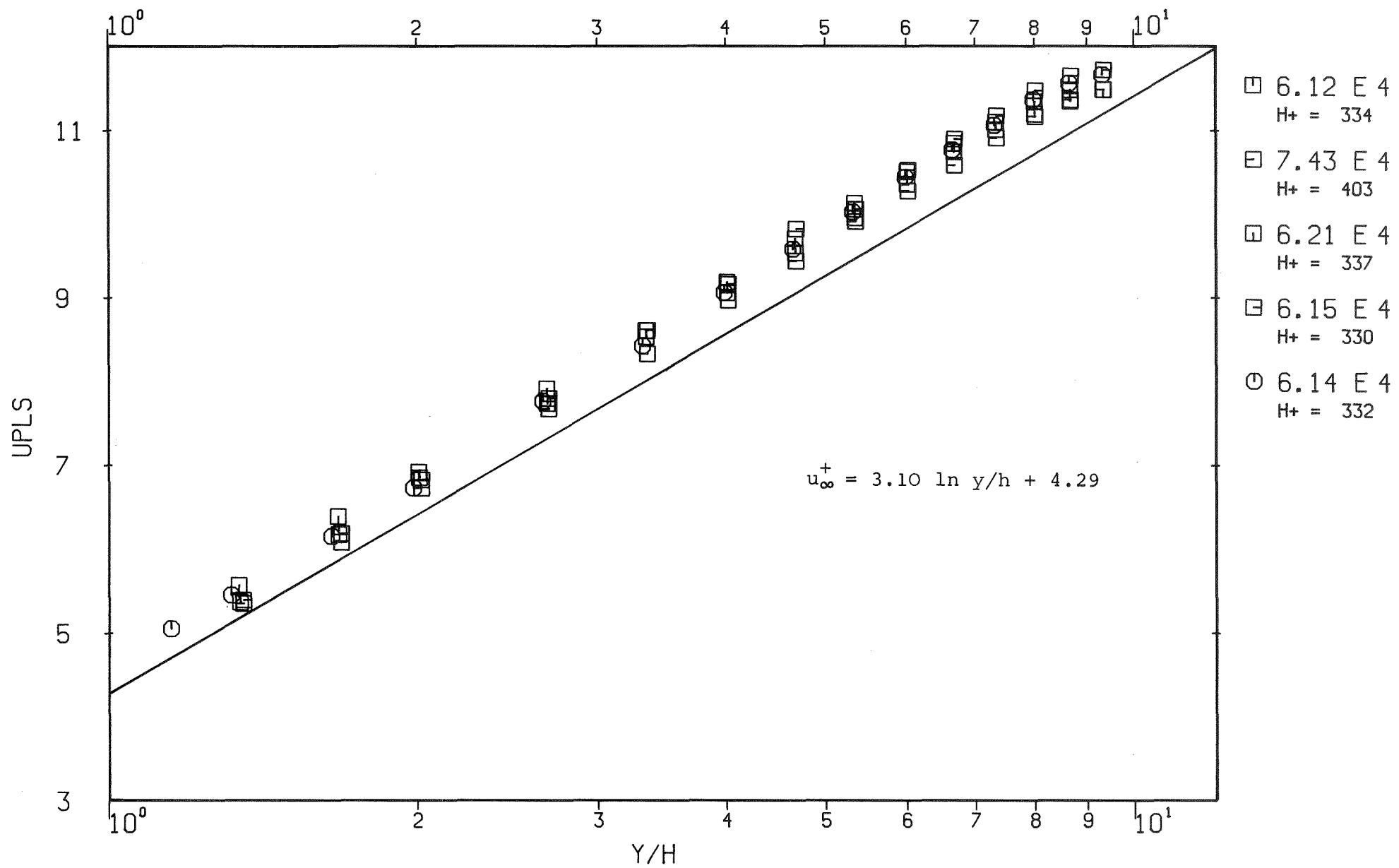
P=16.0 H=1.0 B=1.0 Abb. 85a): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^{+} (y/h) der rauhen Zone



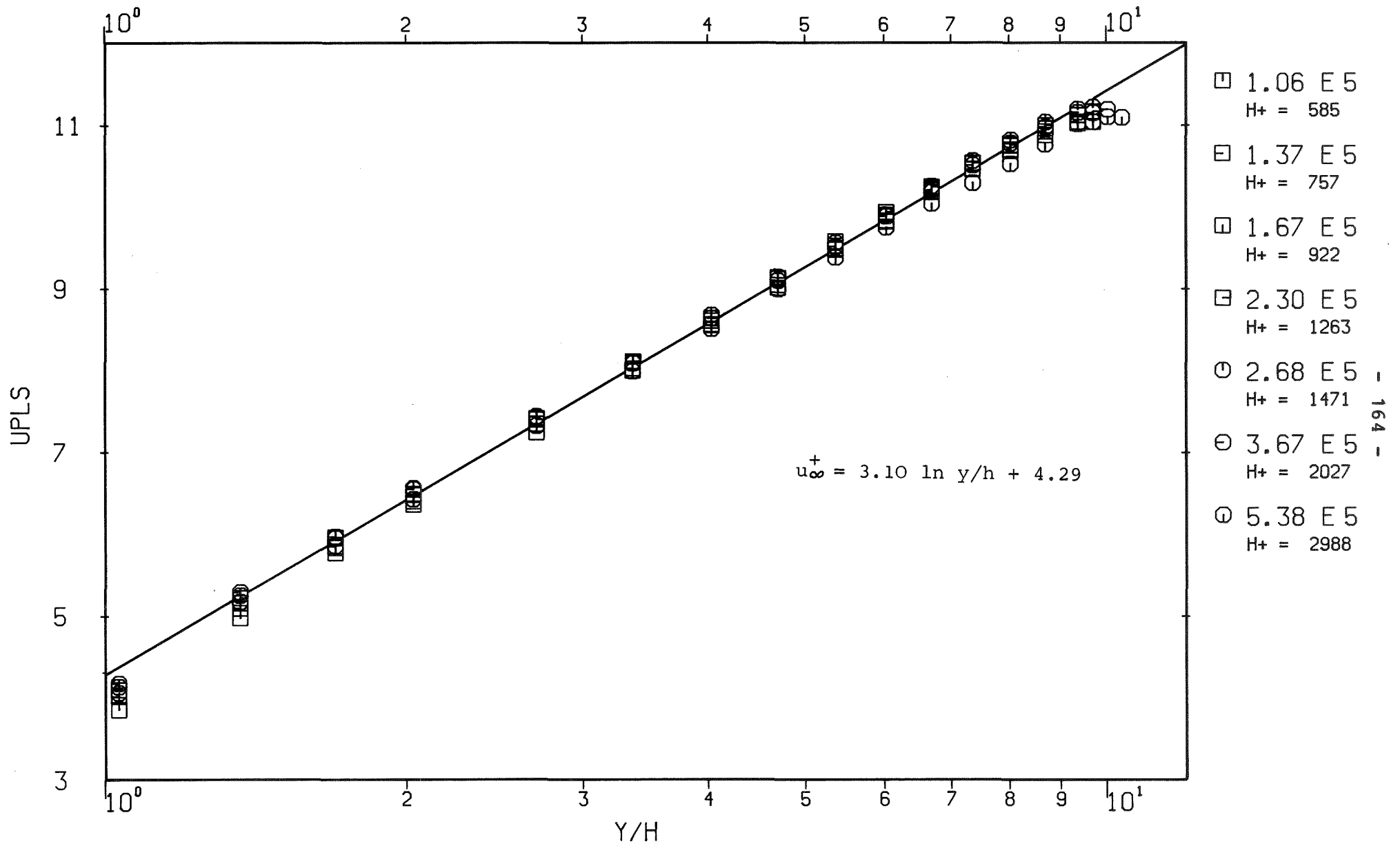
P=16.0 H=1.0 B=1.0 Abb. 85b): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone



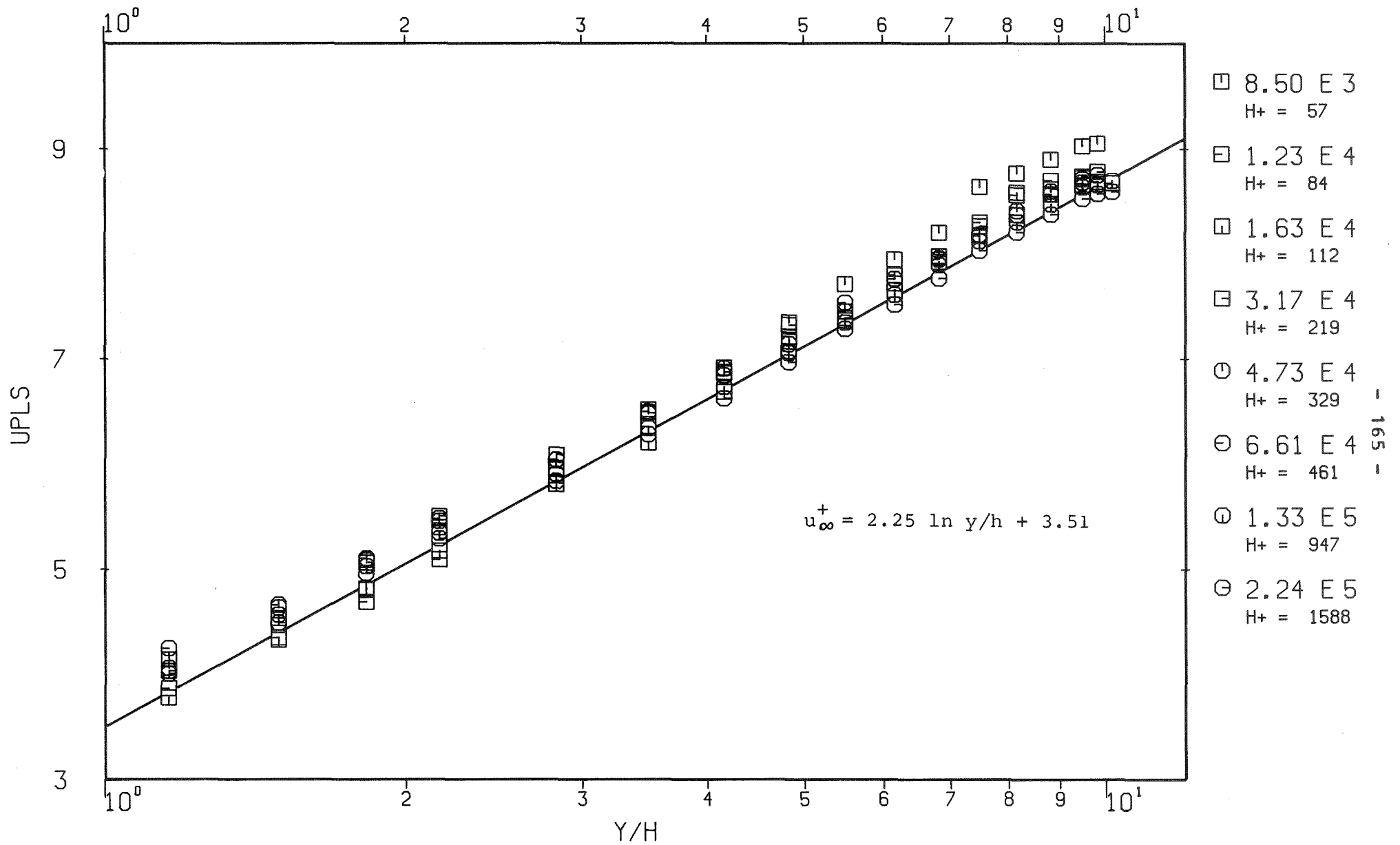
P=12.0 H=3.0 B=3.0 Abb. 86a): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone



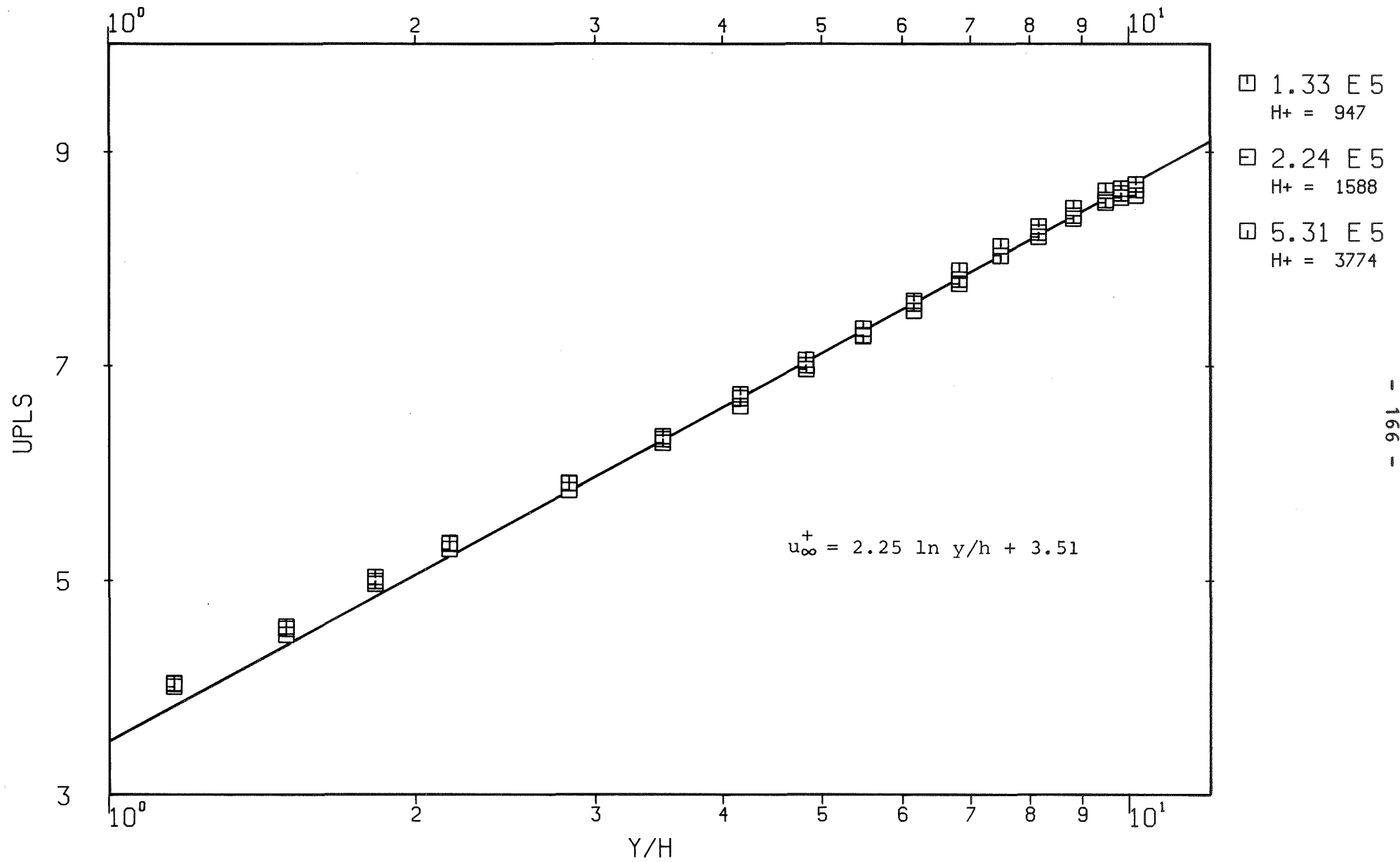
P=12.0 H=3.0 B=3.0 Abb. 86b): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone



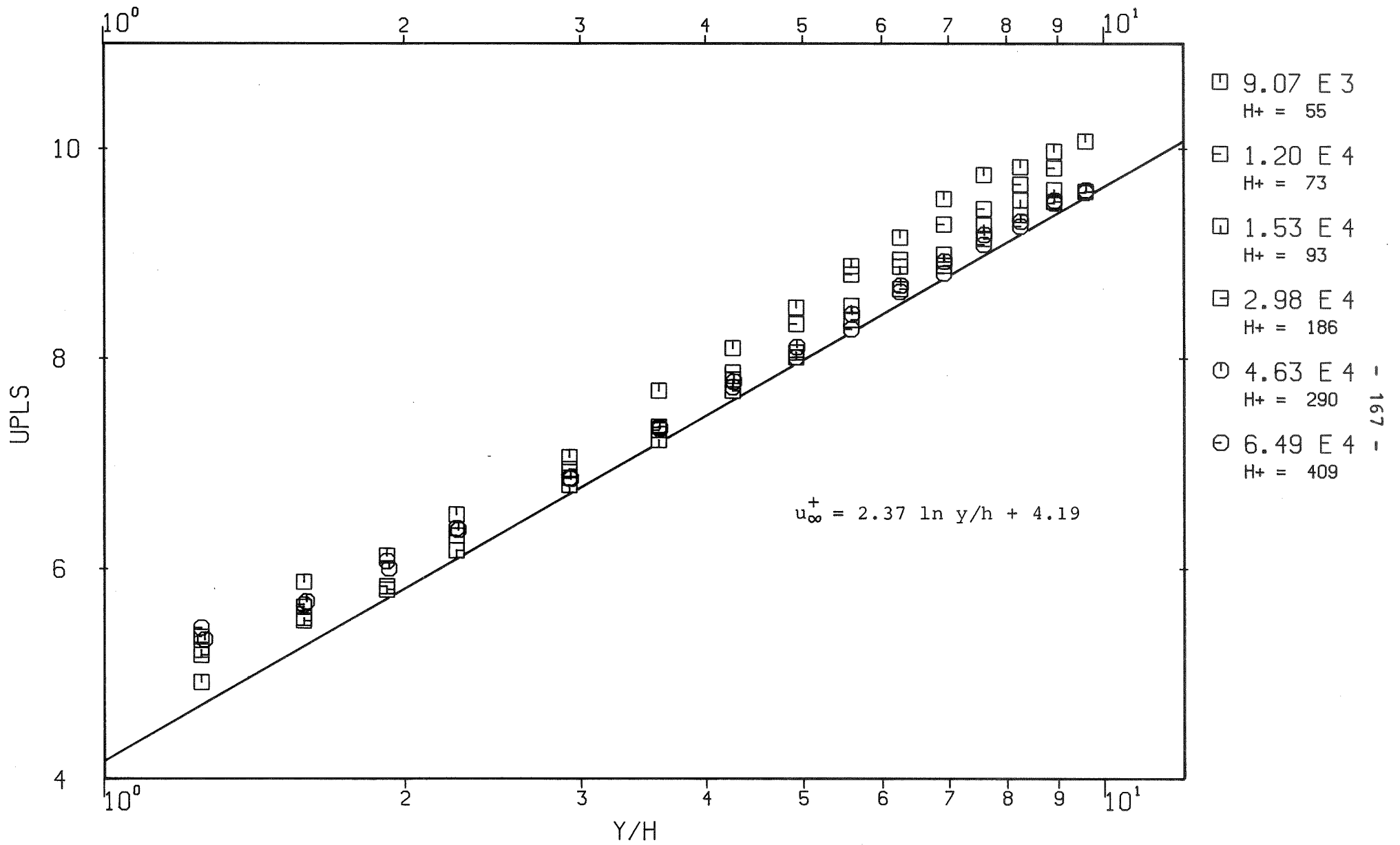
P=12.0 H=3.0 B=3.0 Abb. 86c): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone



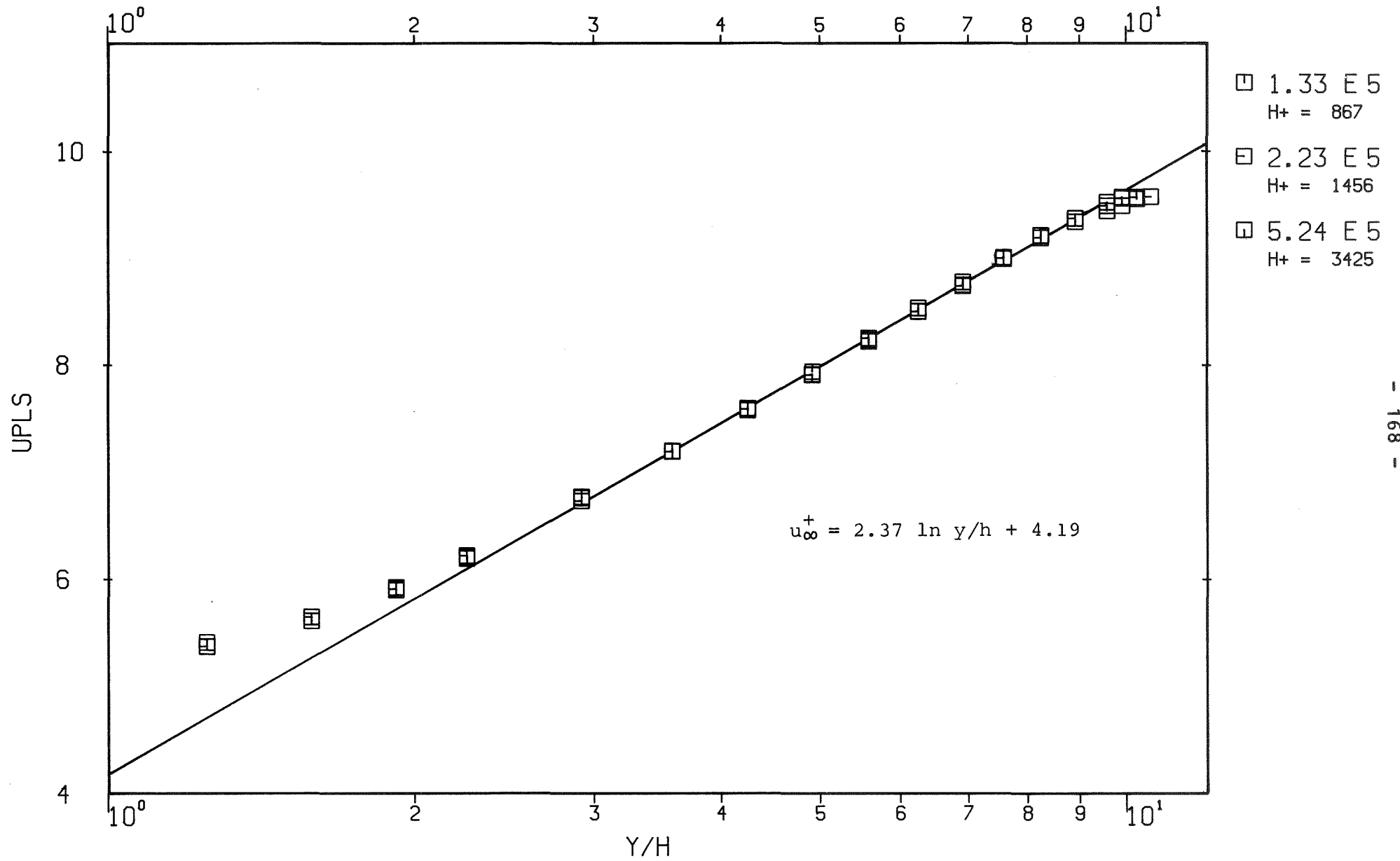
P=24.0 H=3.0 B=3.0 Abb. 87a): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone



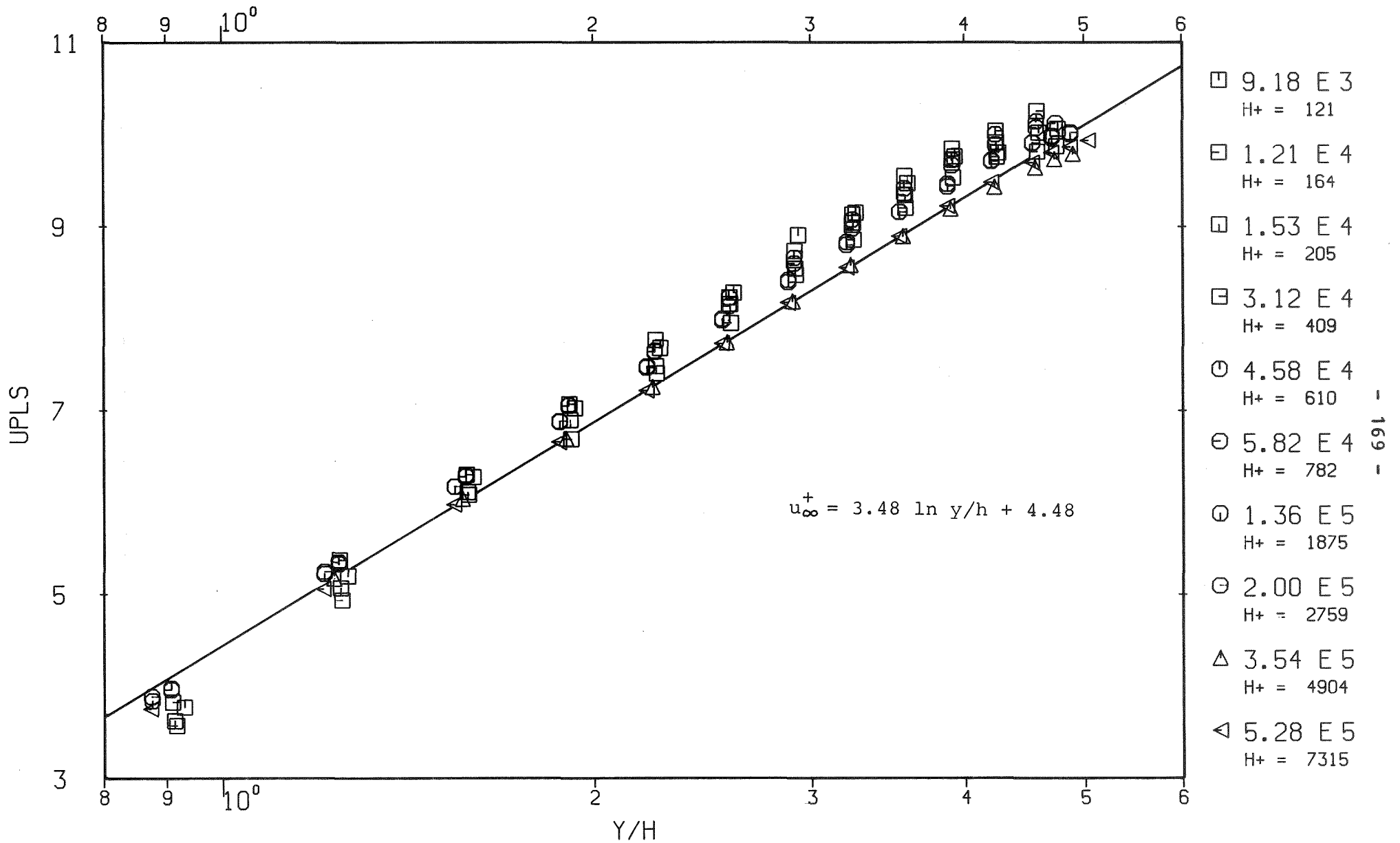
P=24.0 H=3.0 B=3.0 Abb. 87b): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone



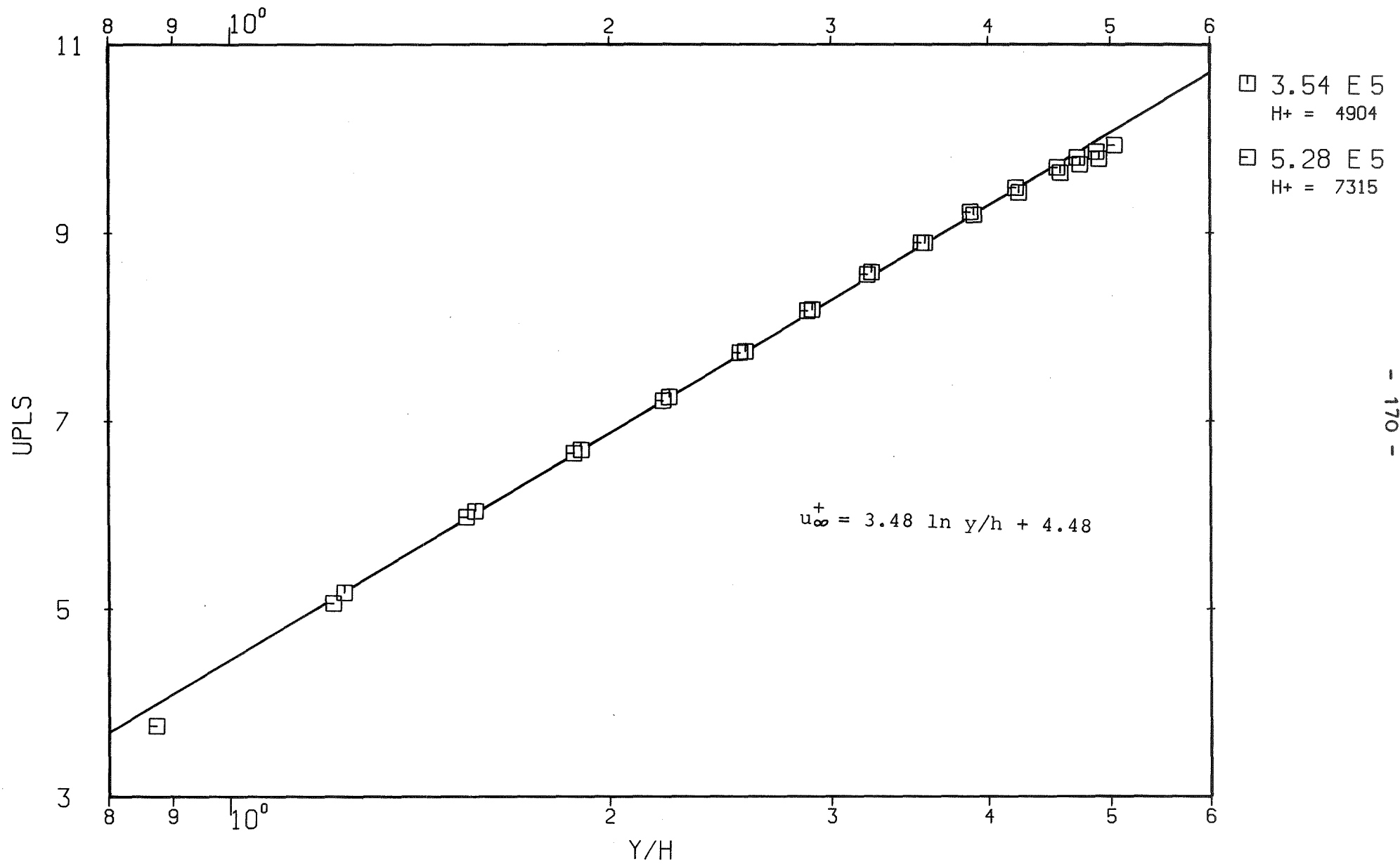
P=48.0 H=3.0 B=3.0 Abb. 88a): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone



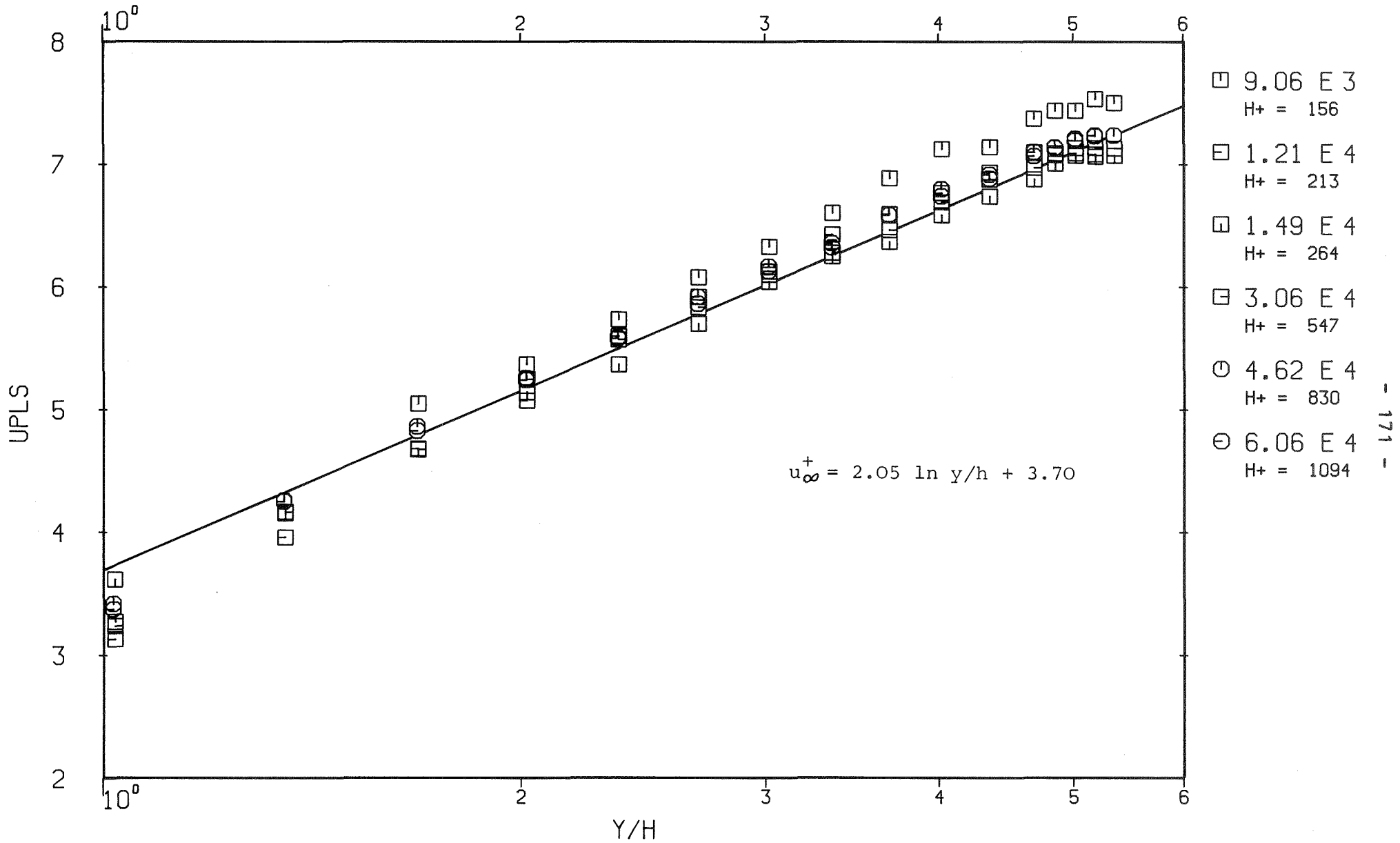
P=48.0 H=3.0 B=3.0 Abb. 88b): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone



P=24.0 H=6.0 B=6.0 Abb. 89a): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone

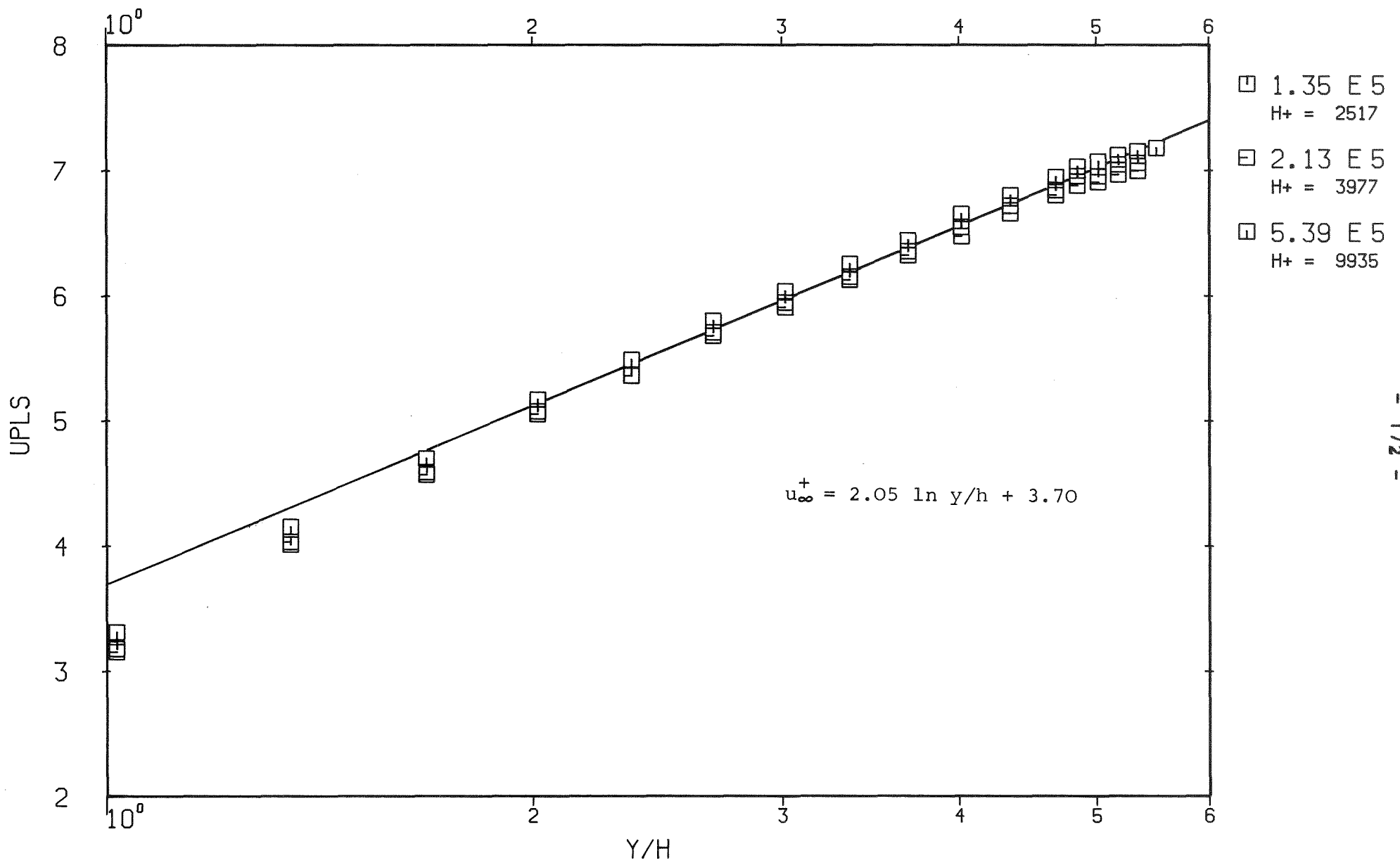


P=24.0 H=6.0 B=6.0 Abb. 89b): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone

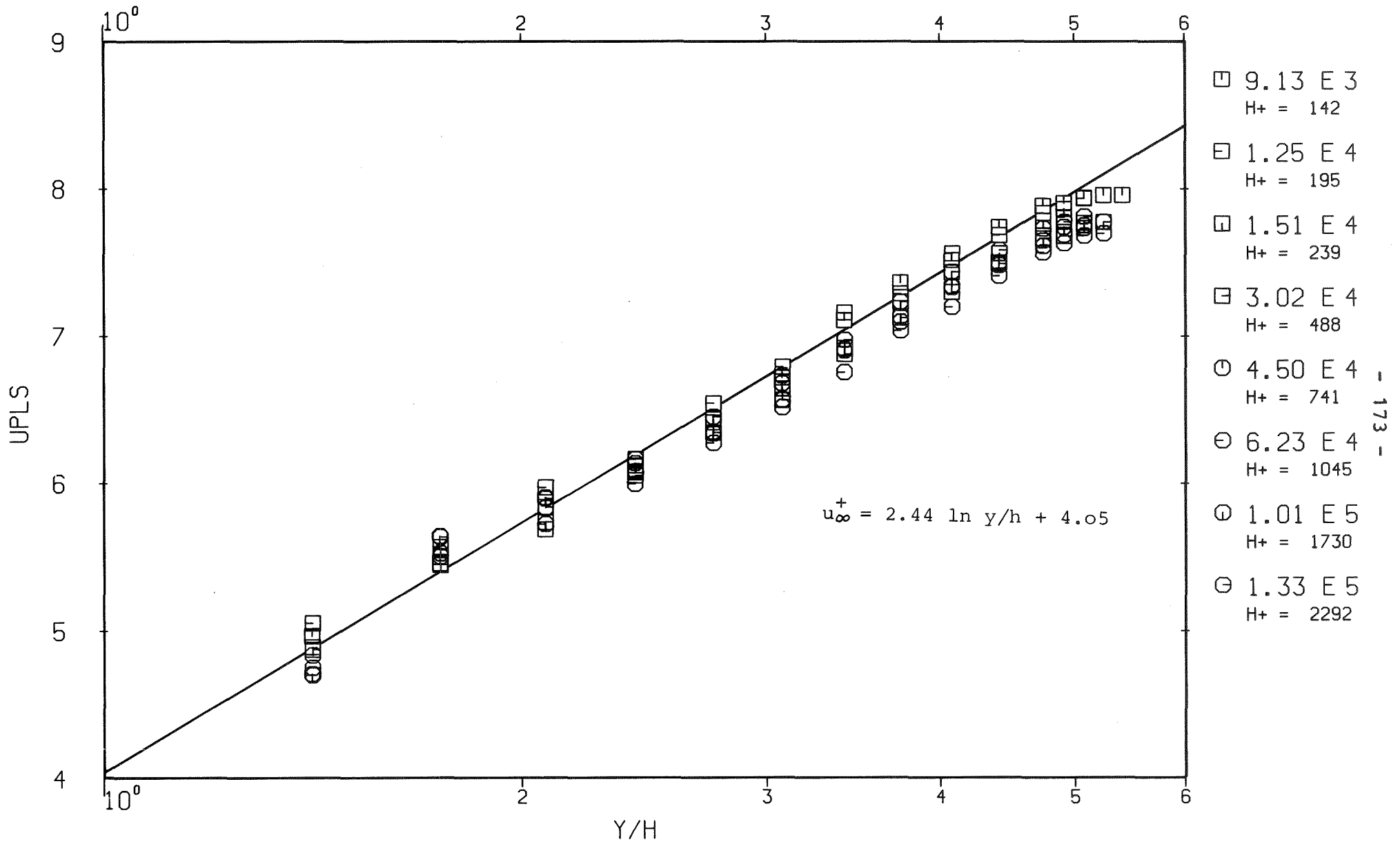


- 171 -

P=48.0 H=6.0 B=6.0 Abb. 90a): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone

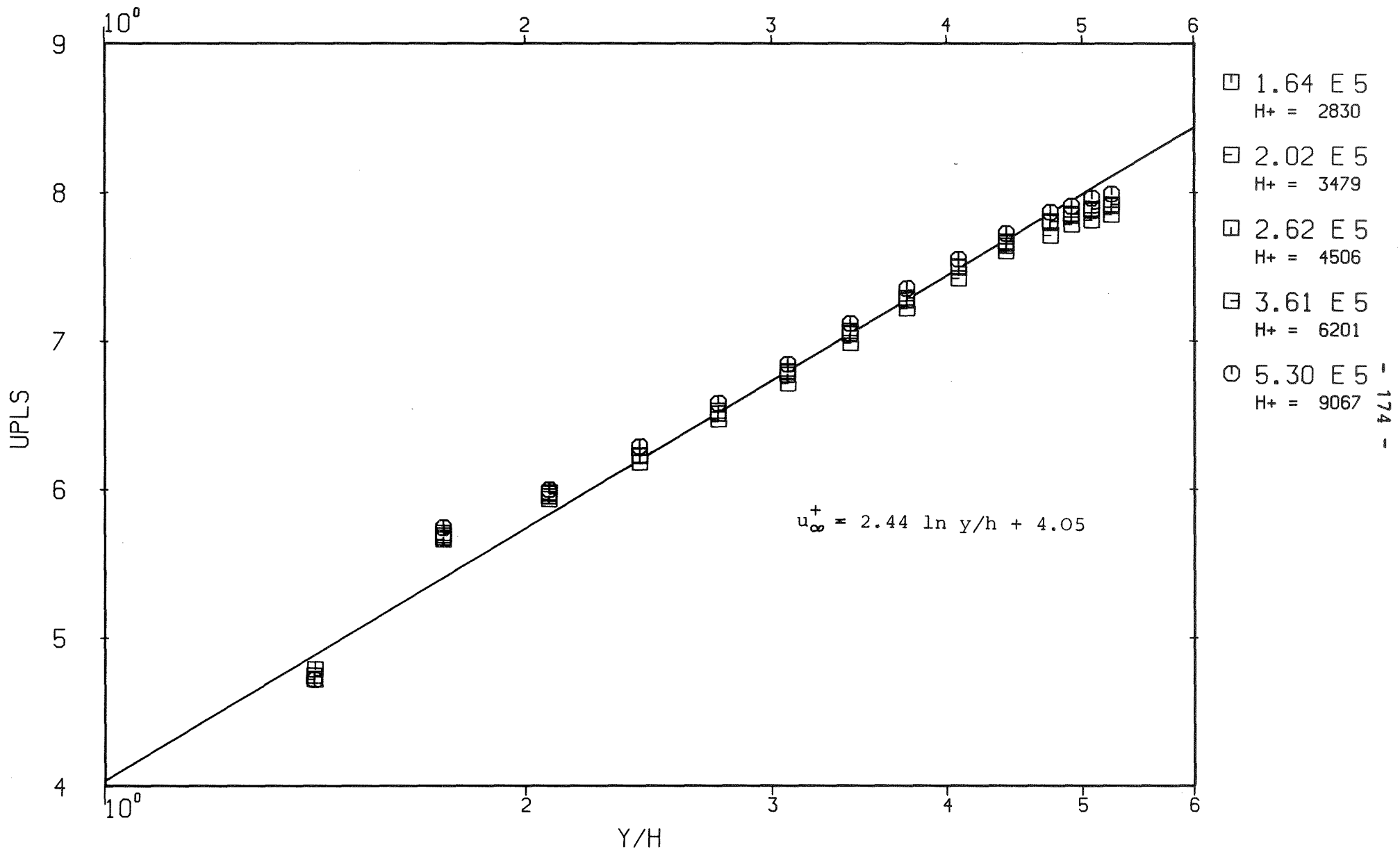


P=48.0 H=6.0 B=6.0 Abb. 90b): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone

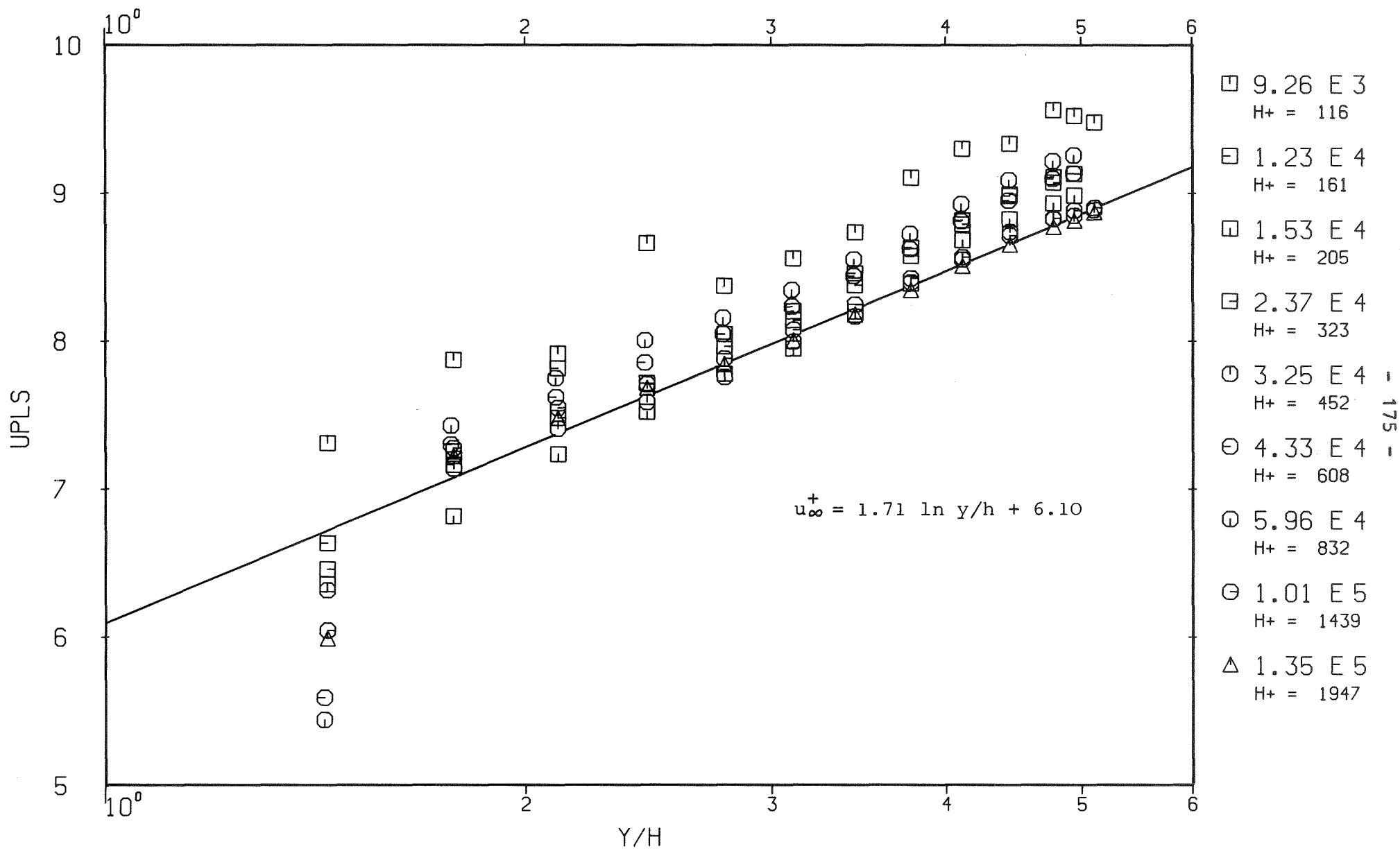


- 173 -

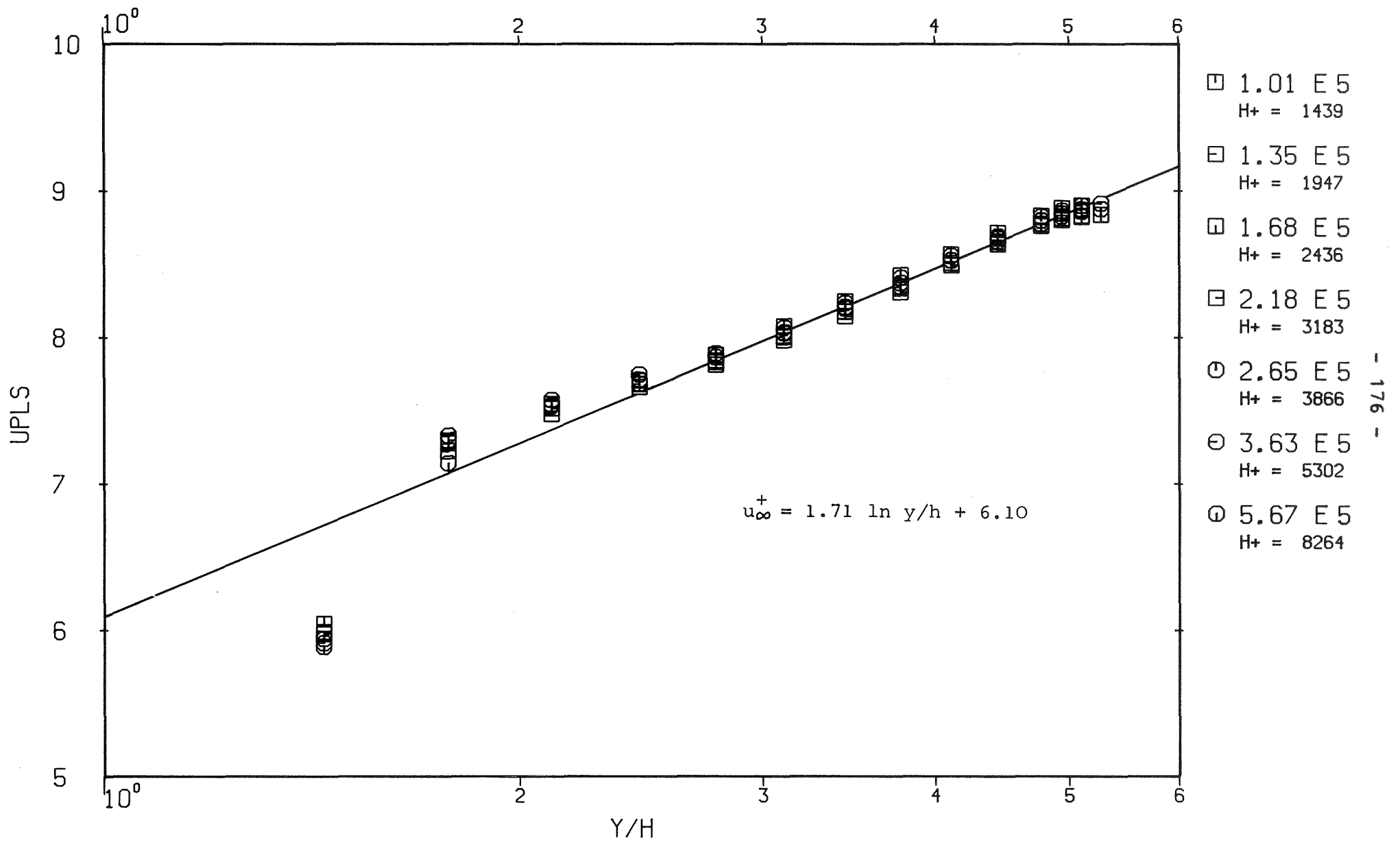
P=96.0 H=6.0 B=6.0 Abb. 91a): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone



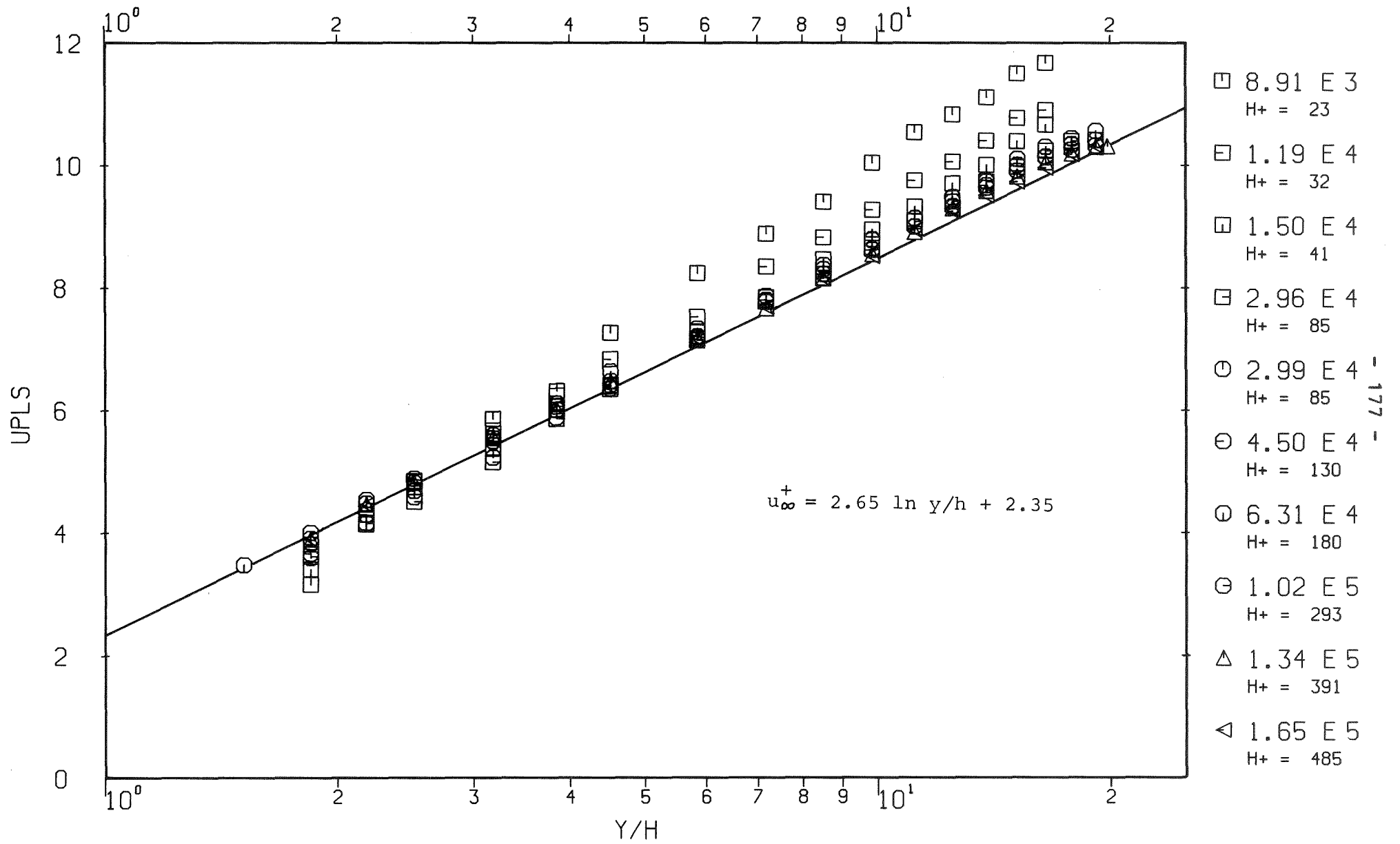
P=96.0 H=6.0 B=6.0 Abb. 91b): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^{+} (y/h) der rauhen Zone



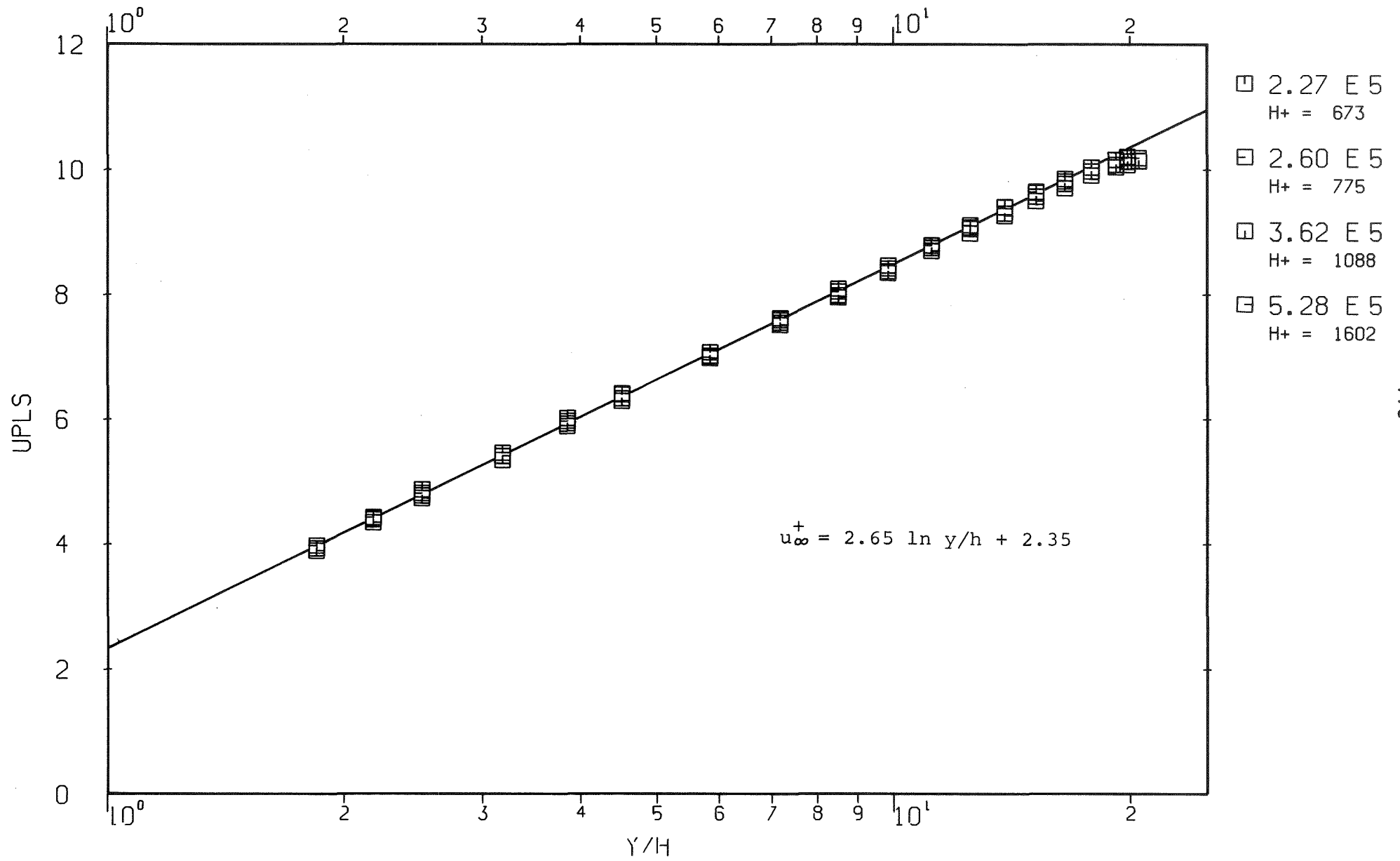
P=192.0 H=6.0 B=6.0 Abb. 92a): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone



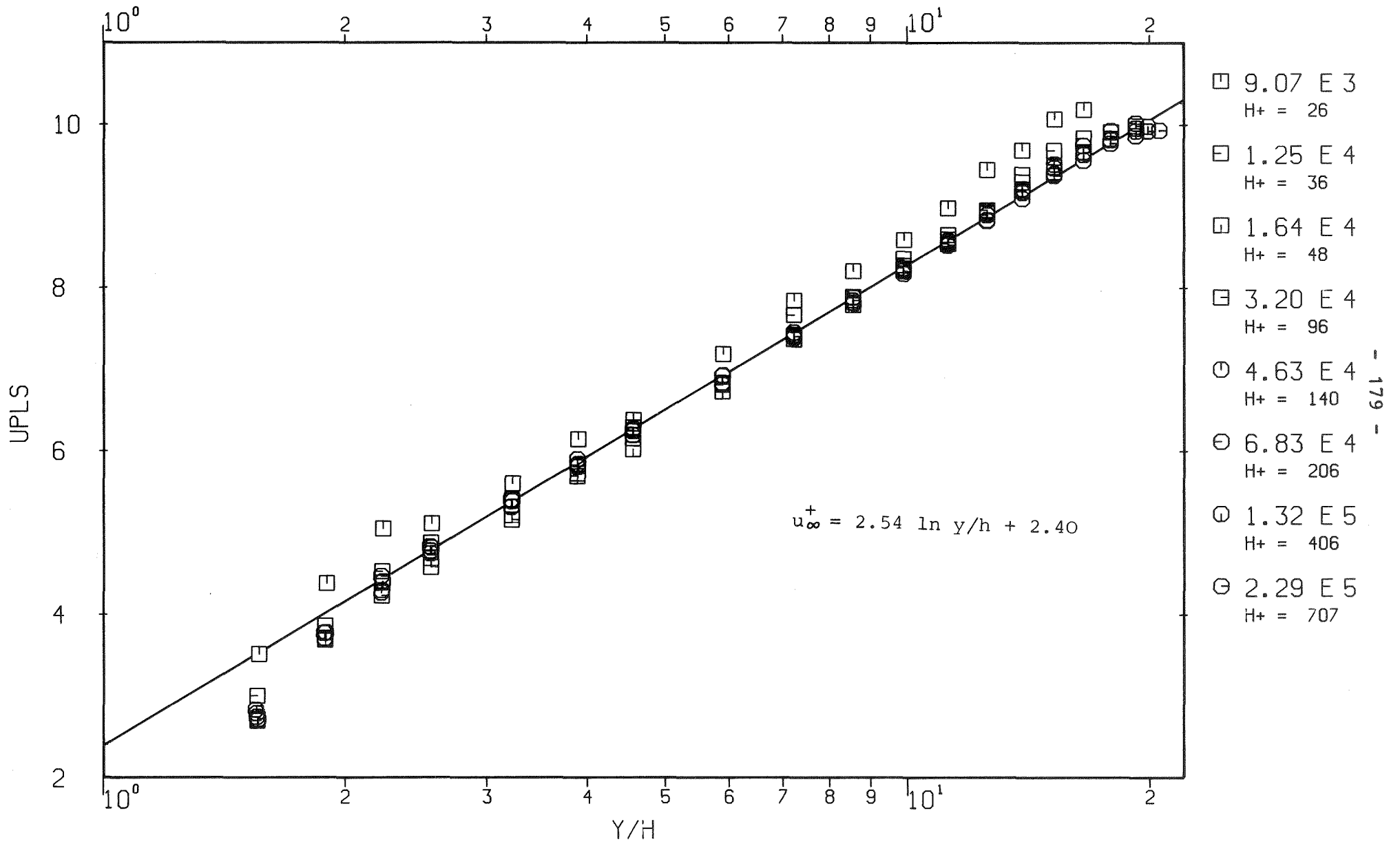
P=192.0 H=6.0 B=6.0 Abb. 92b): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone



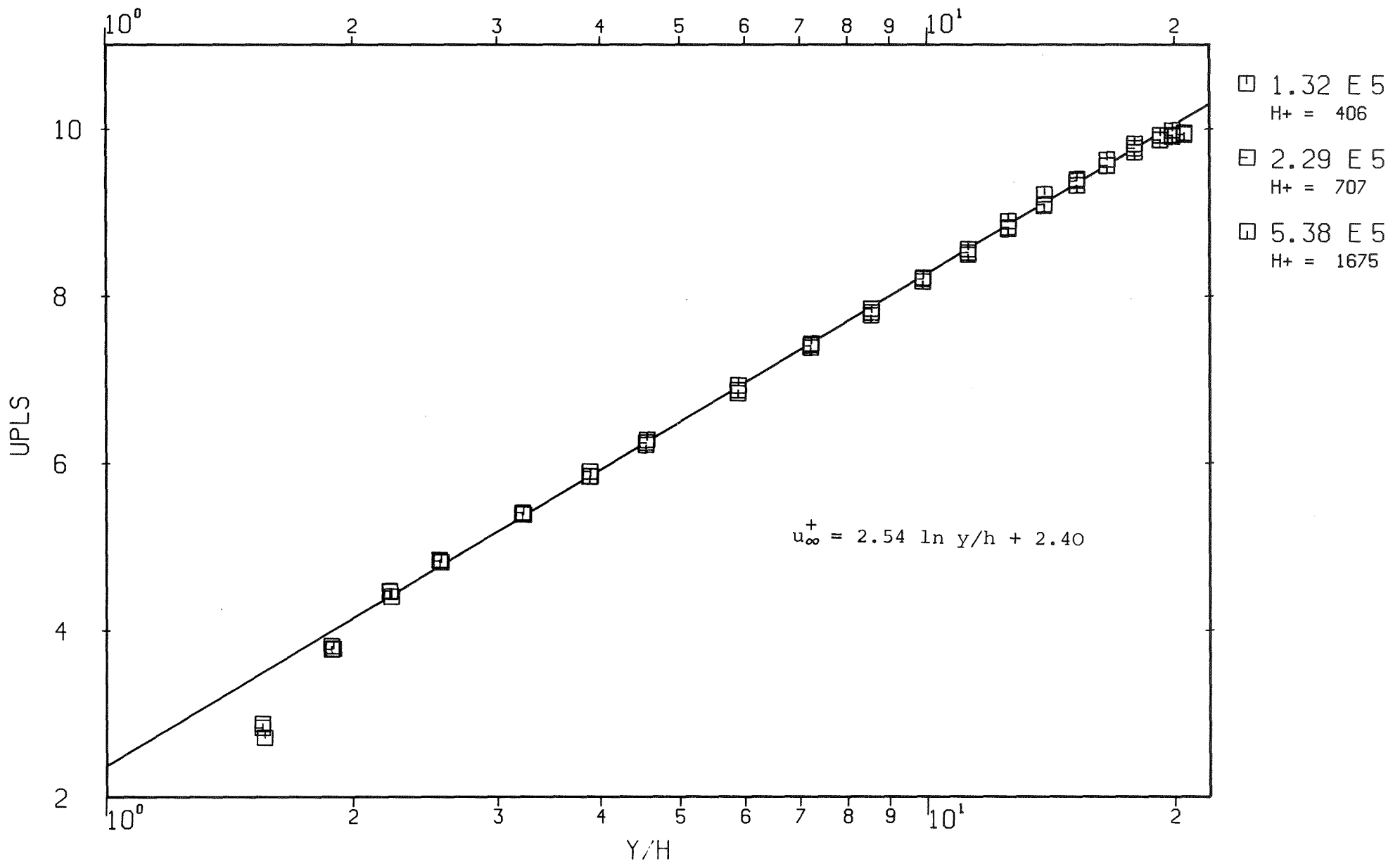
P=6.0 H=1.5 B=0.3 Abb. 93a): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone



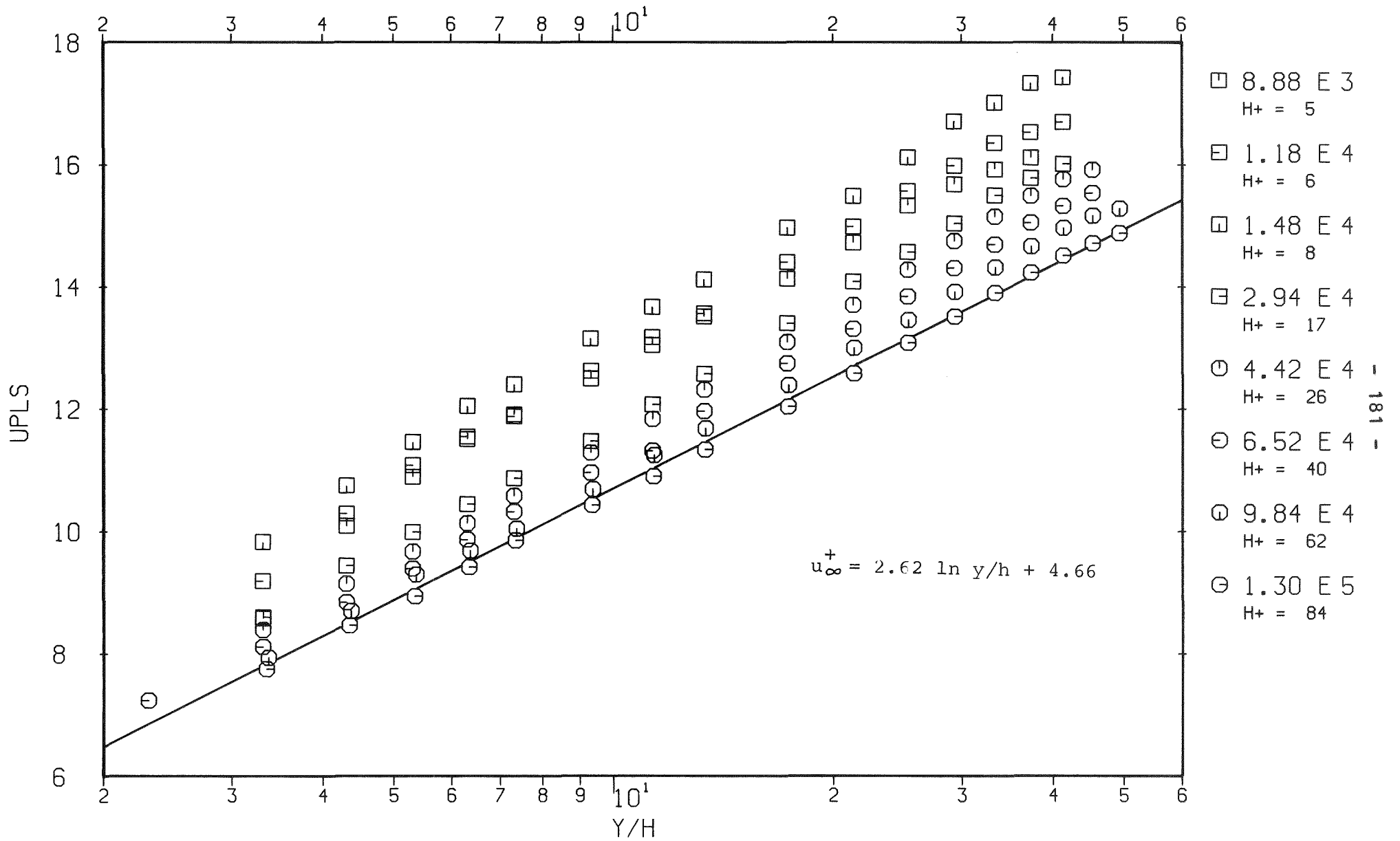
P=6.0 H=1.5 B=0.3 Abb. 93b): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone



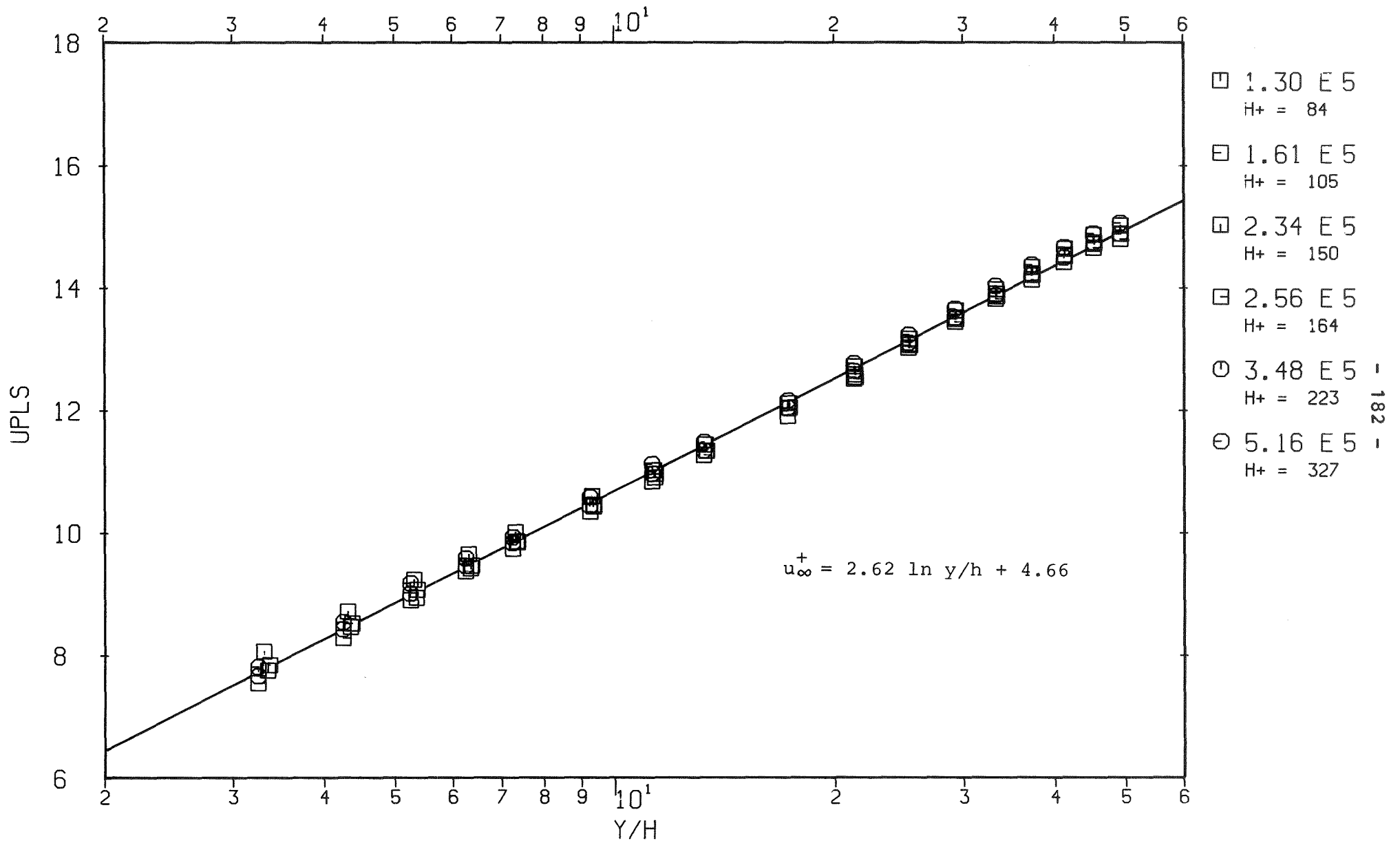
P=12.0 H=1.5 B=0.3 Abb. 94a): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone



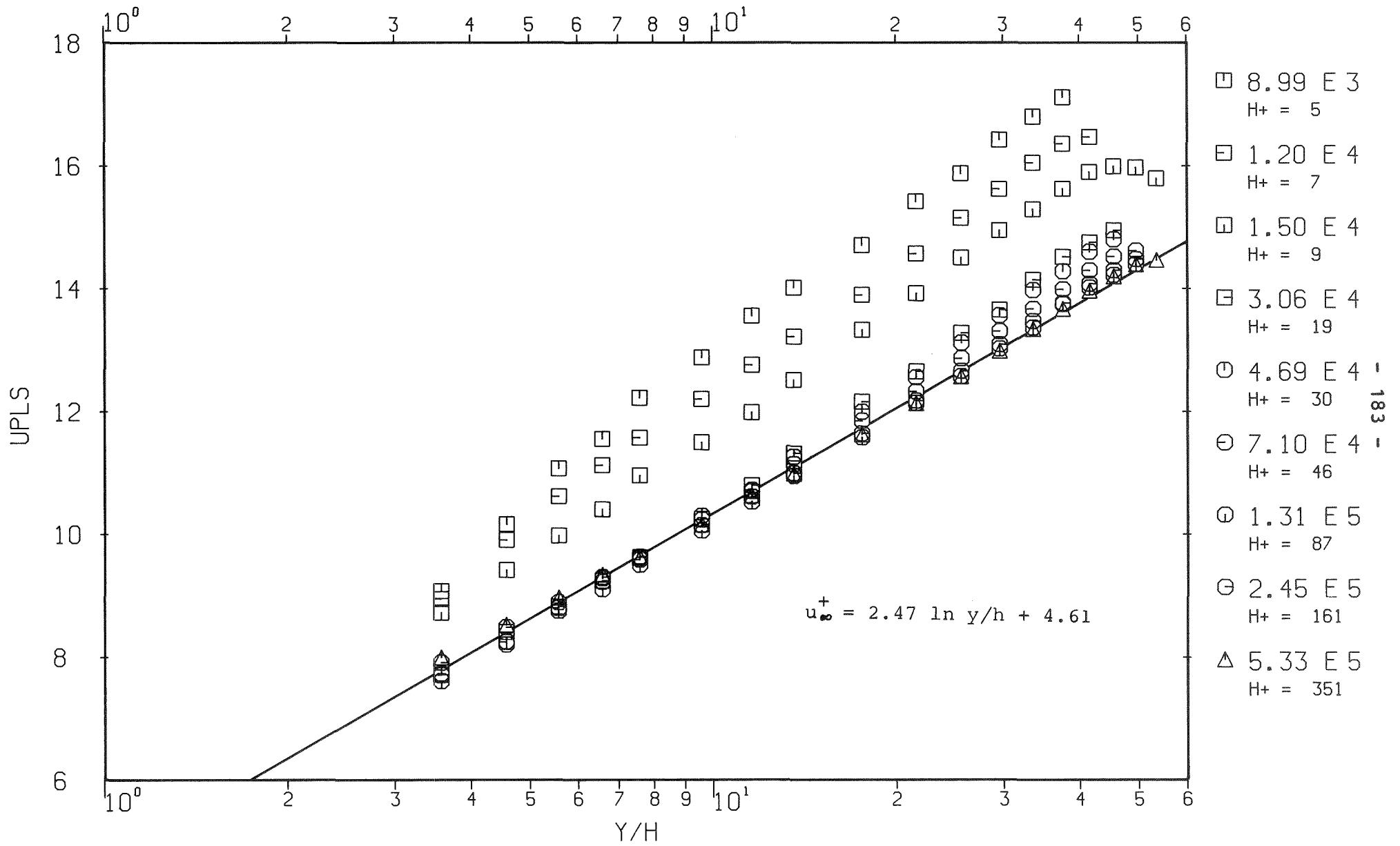
$P=12.0$ $H=1.5$ $B=0.3$ Abb. 94b): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone



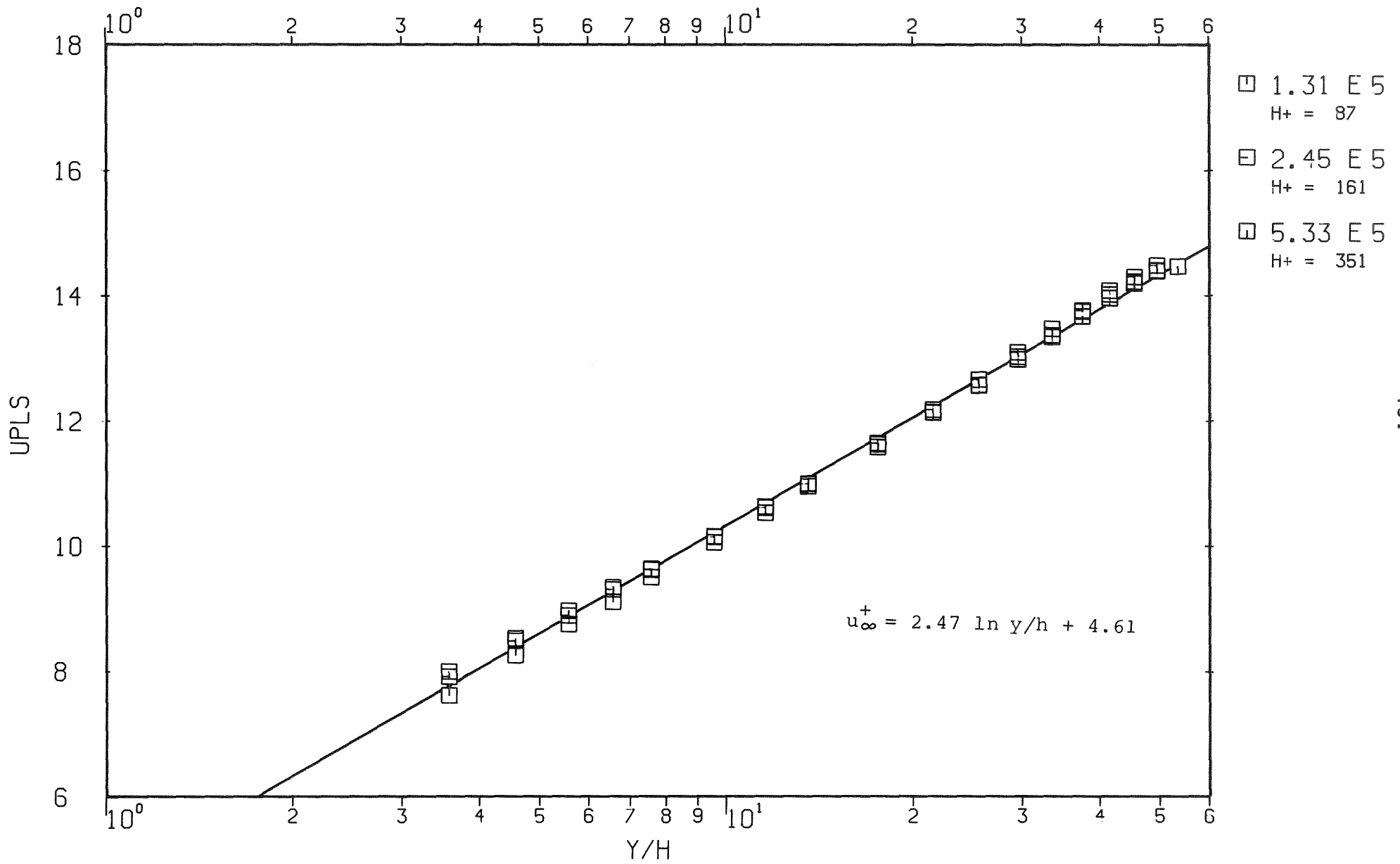
P=4.0 H=0.5 B=1.5 Abb. 95a): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone



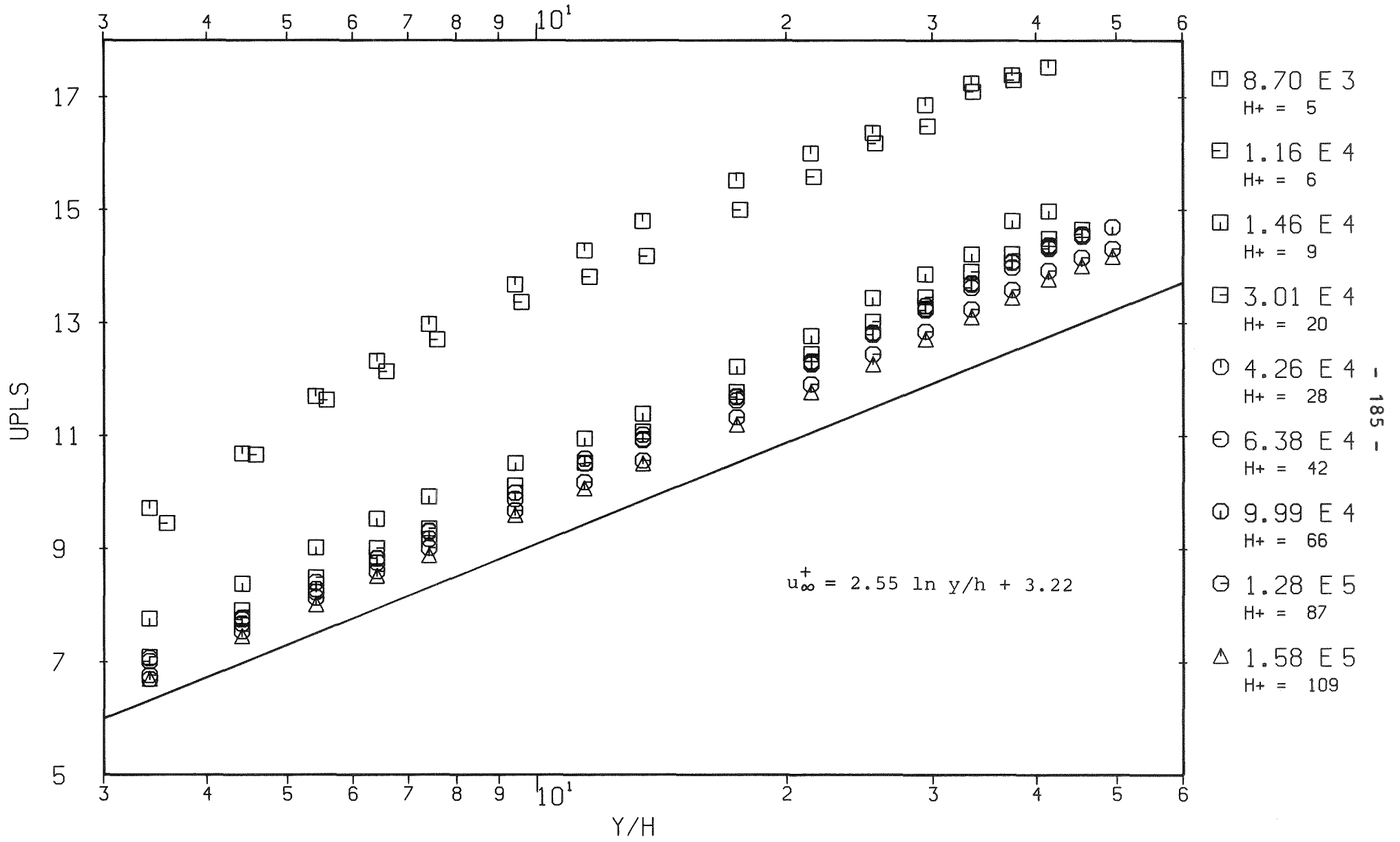
P=4.0 H=0.5 B=1.5 Abb. 95b): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^{+} (y/h) der rauhen Zone



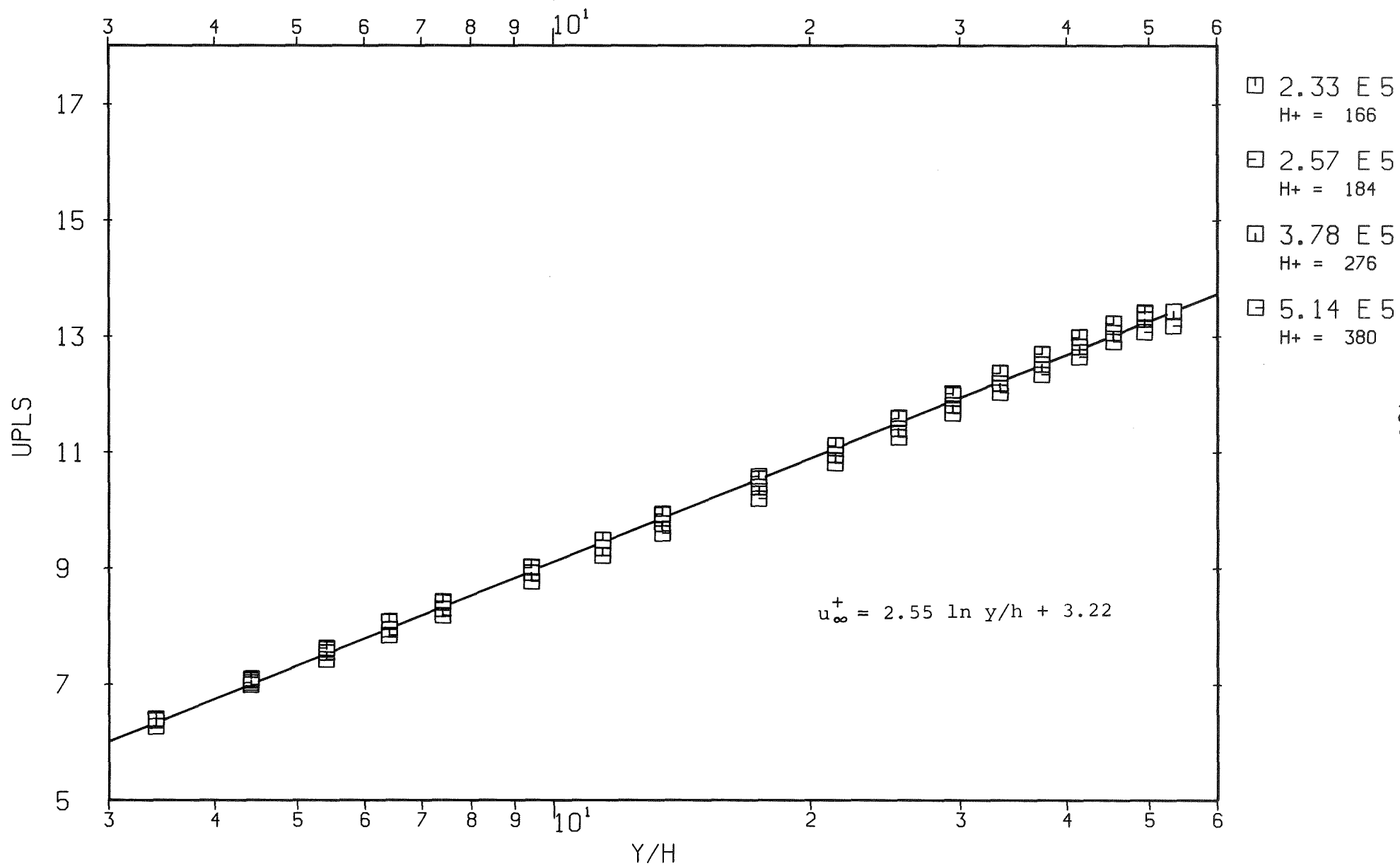
P=8.0 H=0.5 B=1.5 Abb. 96a): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone



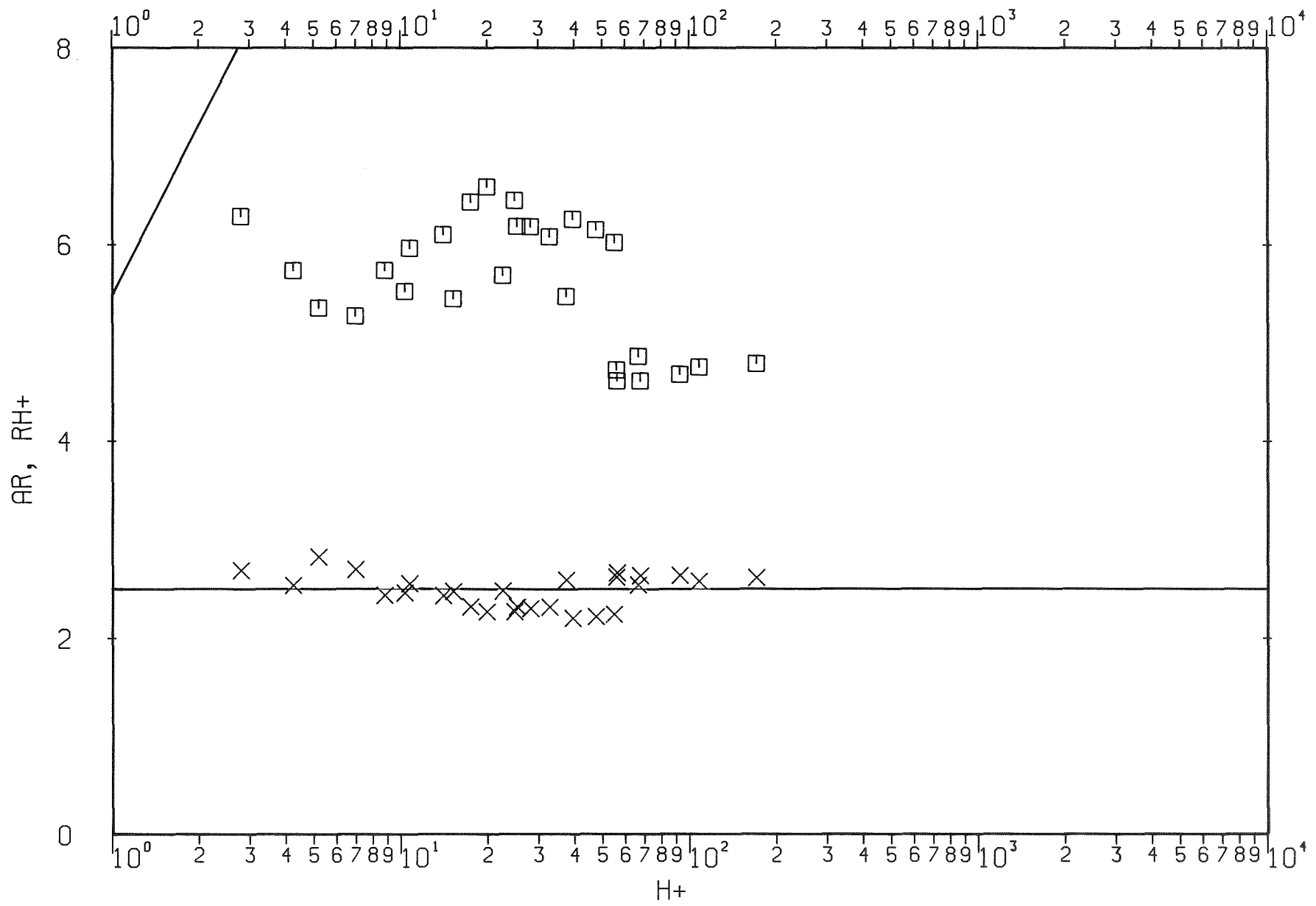
P=8.0 H=0.5 B=1.5 Abb. 96b): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone



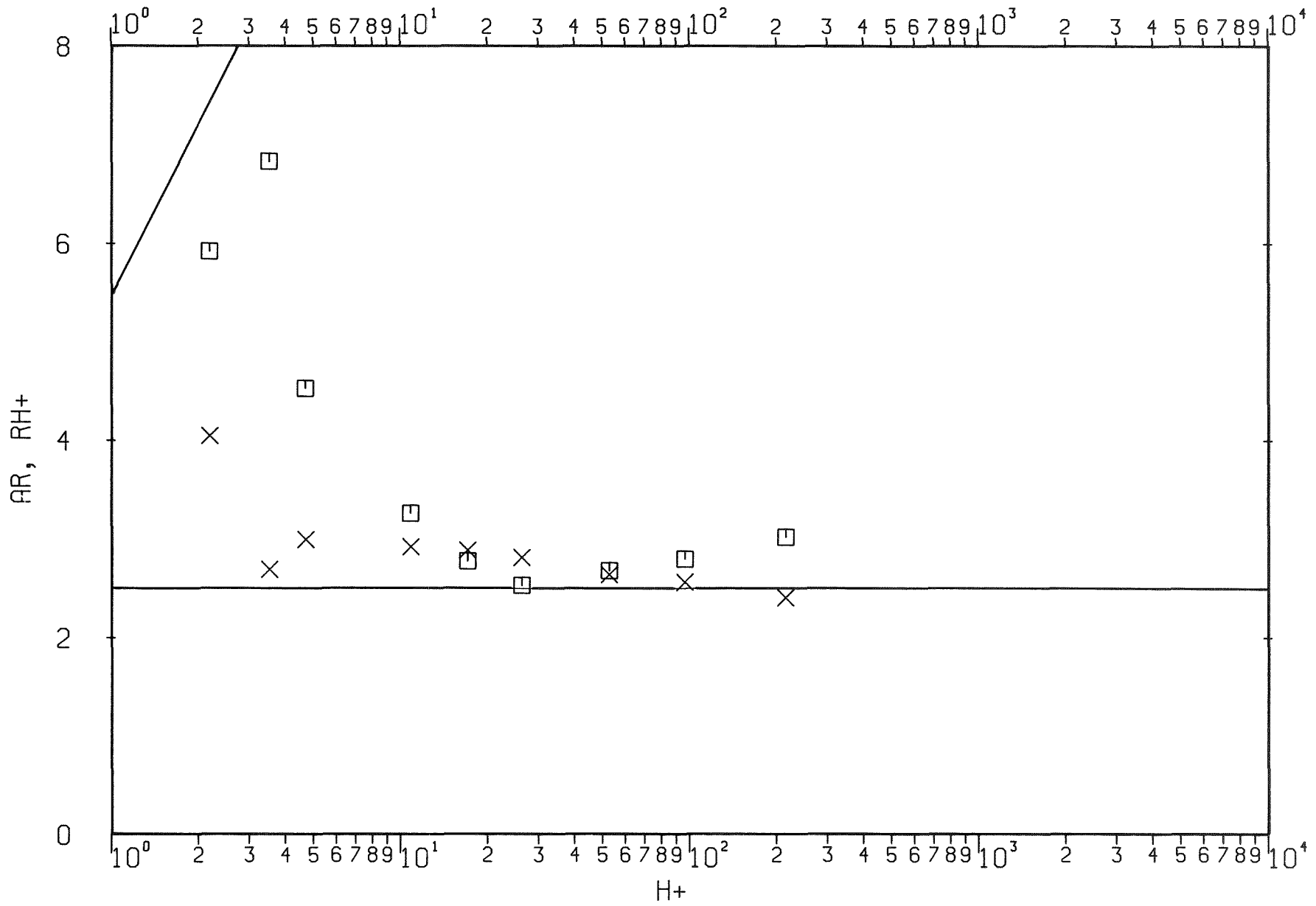
$P=2.0$ $H=0.5$ $B=0.4$ Abb. 97a): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone



P=2.0 H=0.5 B=0.4 Abb. 97b): Normierte Geschwindigkeitsprofile u^+ (y/h) der rauhen Zone

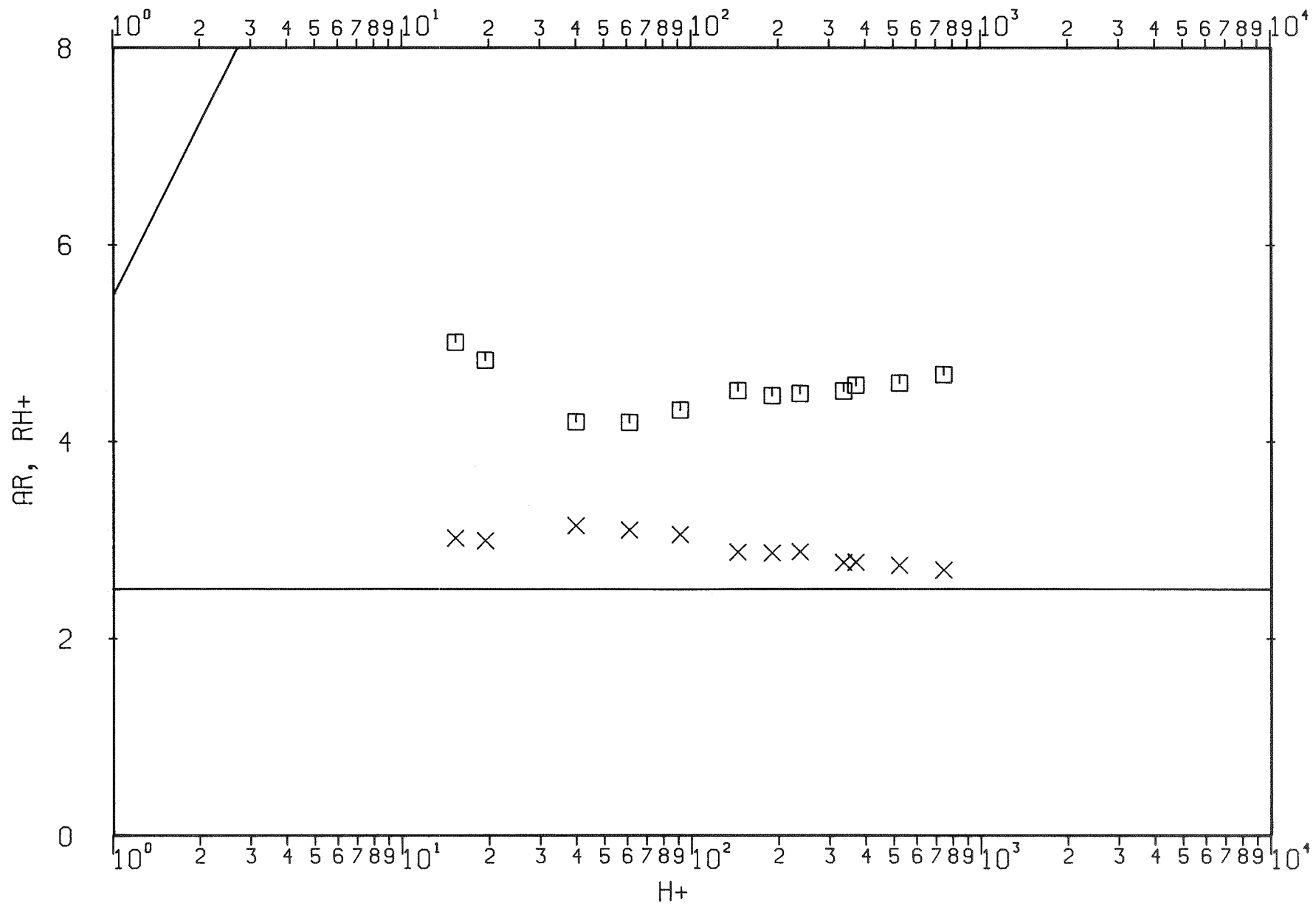


P=1.2 H=0.3 B=0.3 Abb. 98: Rauheitsfunktionen A_r (X) und R (\square)

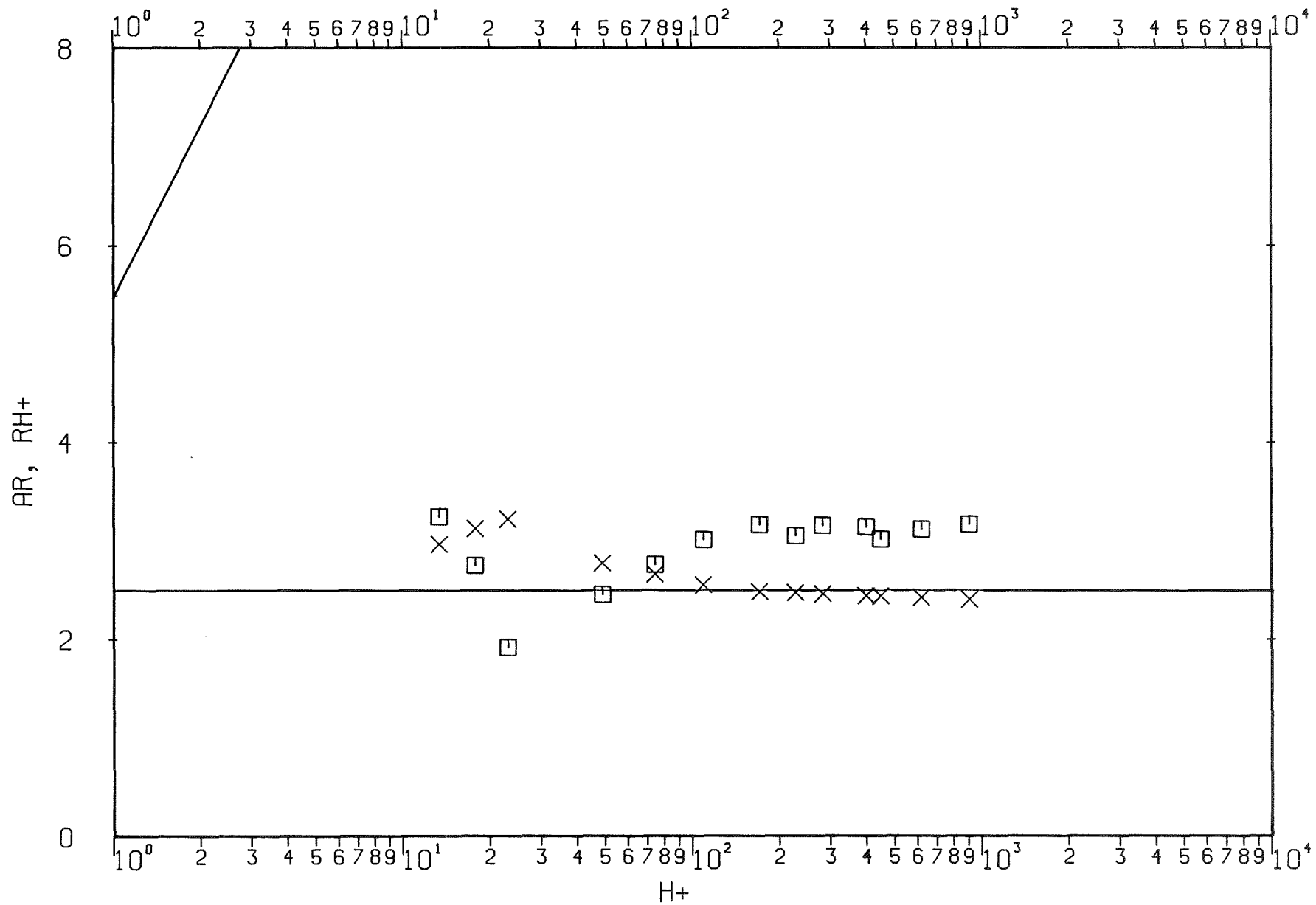


P=2.4 H=0.3 B=0.3

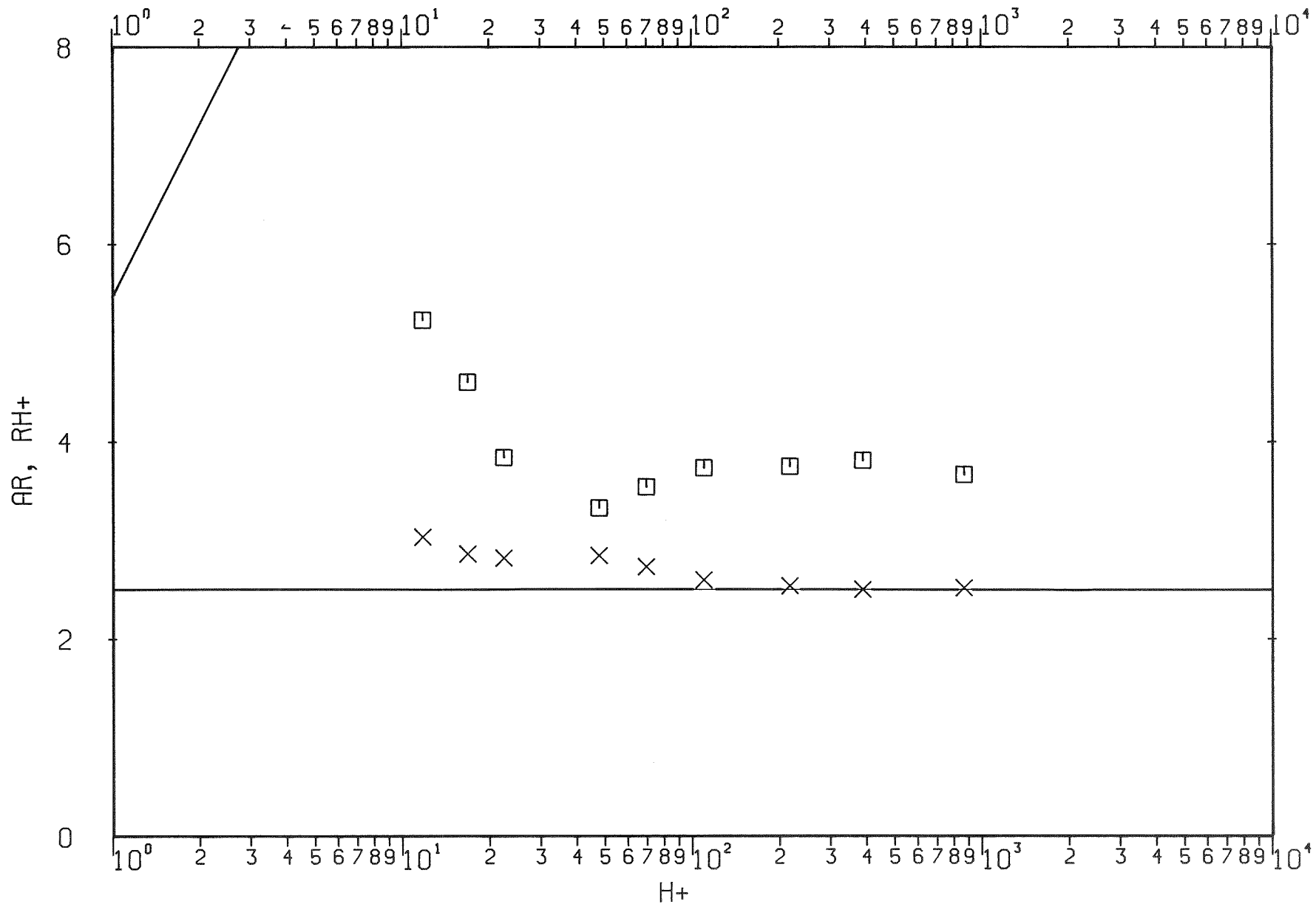
Abb. 99: Rauheitsfunktionen A_r (X) und R (□)



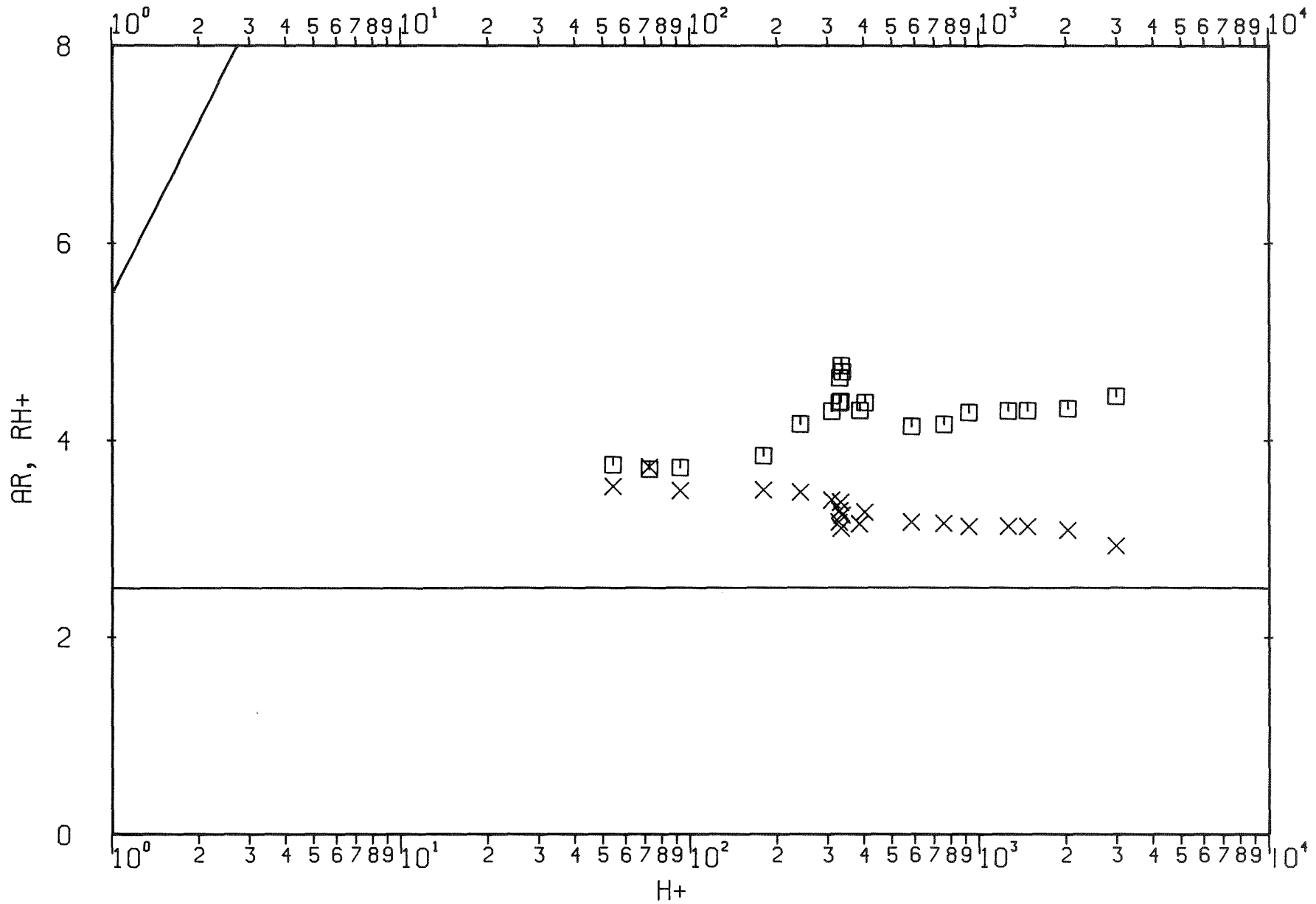
P=4.0 H=1.0 B=1.0 Abb. 100: Rauheitsfunktionen A_R (X) und R (□)



P=8.0 H=1.0 B=1.0 Abb. 101: Rauheitsfunktionen A_r (X) und R (□)

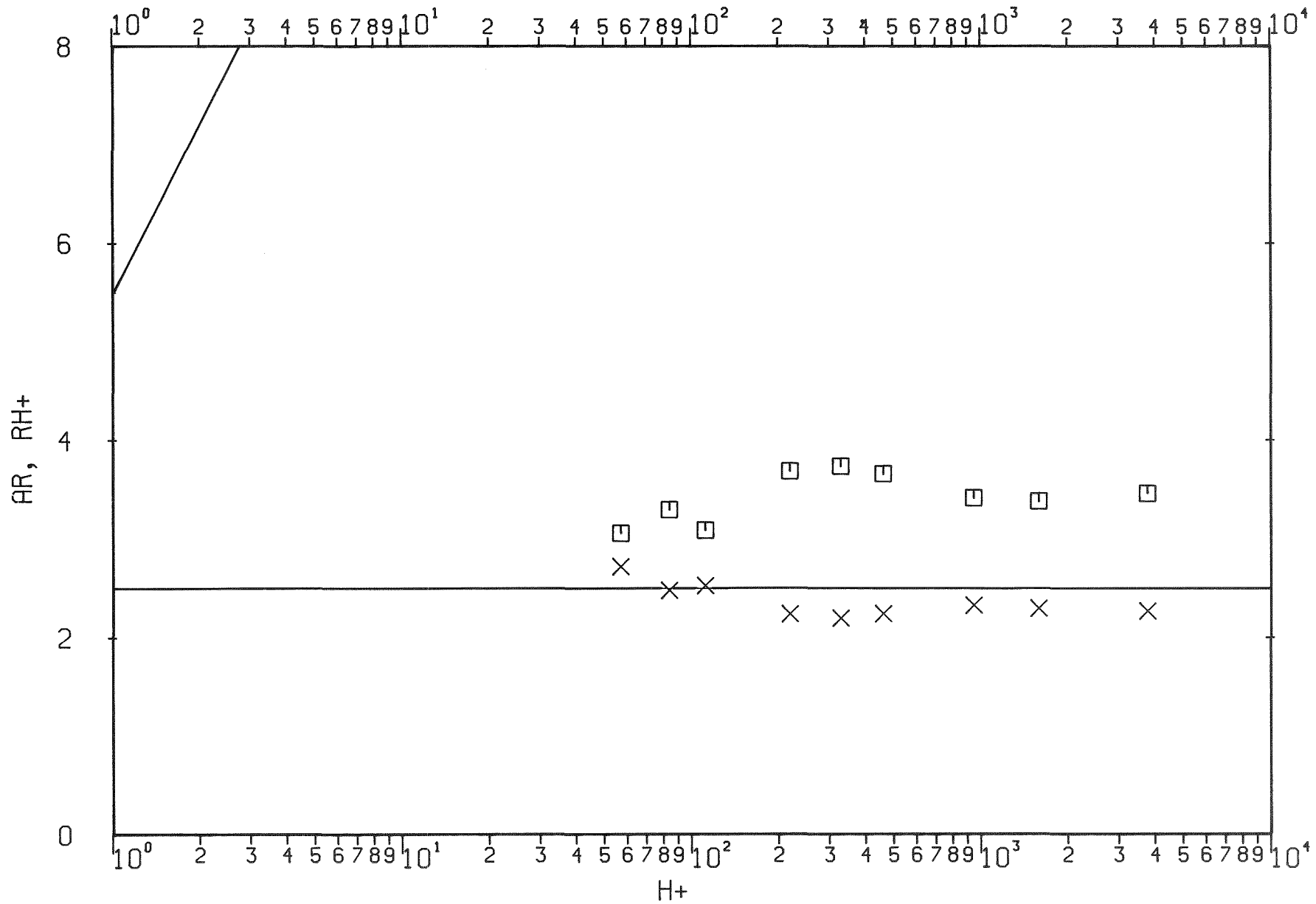


P=16.0 H=1.0 B=1.0 Abb. 102: Rauheitsfunktionen A_r (X) und R (\square)

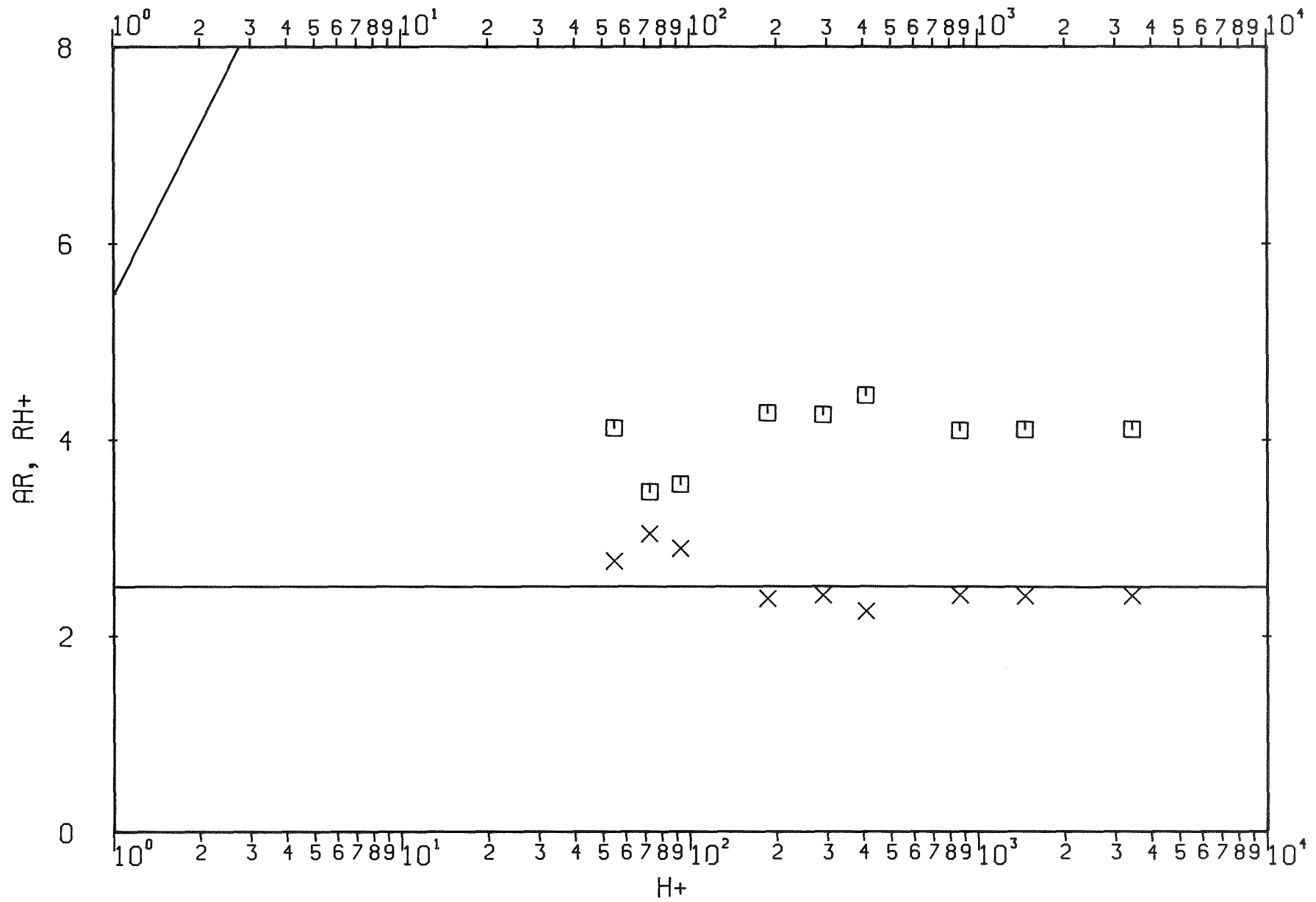


P=12.0 H=3.0 B=3.0

Abb. 103: Rauigkeitsfunktionen A_R (X) und R (□)

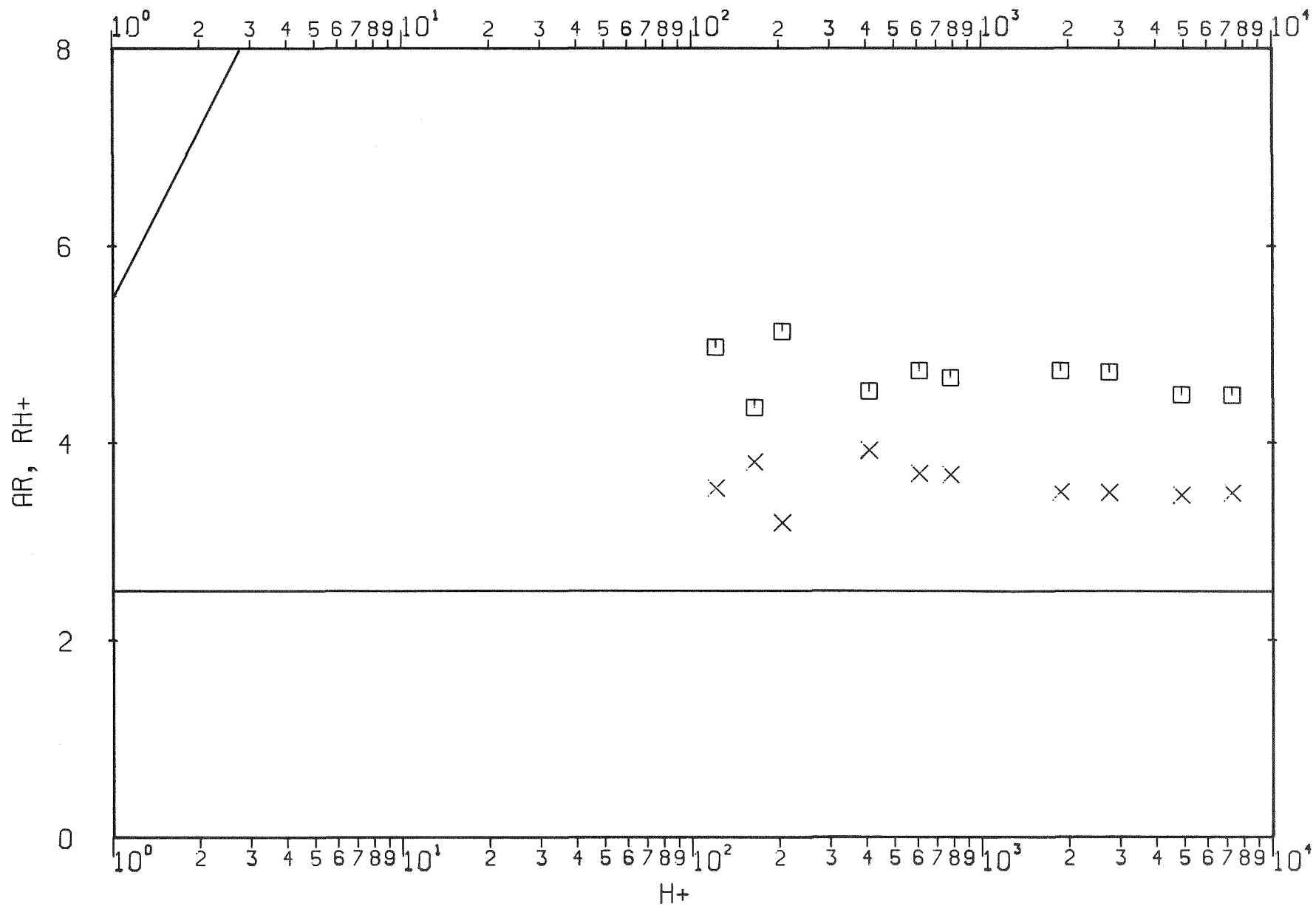


P=24.0 H=3.0 B=3.0 Abb. 104: Rauigkeitsfunktionen A_r (X) und R (\square)



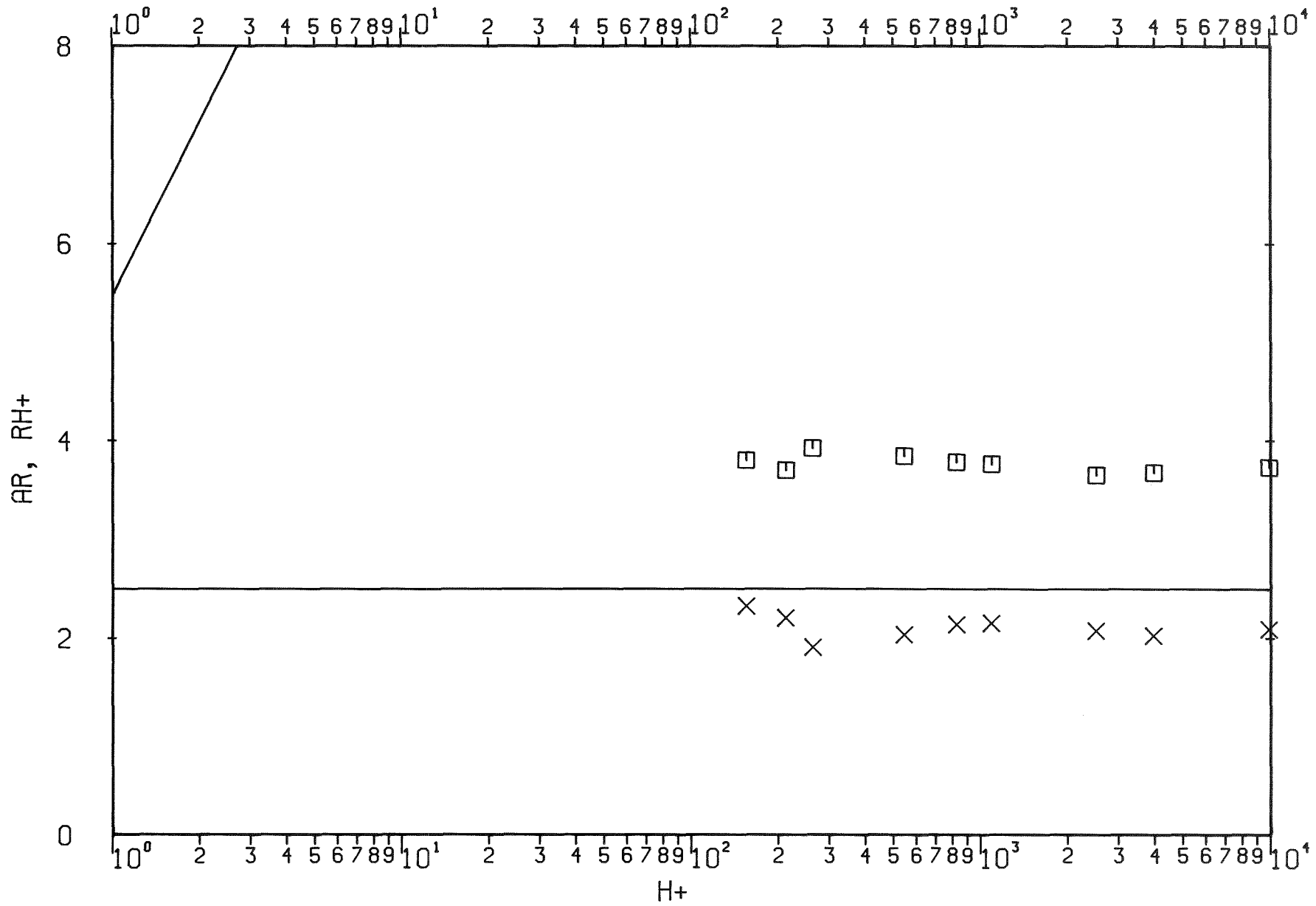
P=48.0 H=3.0 B=3.0

Abb. 105: Rauheitsfunktionen A_R (X) und R (\square)



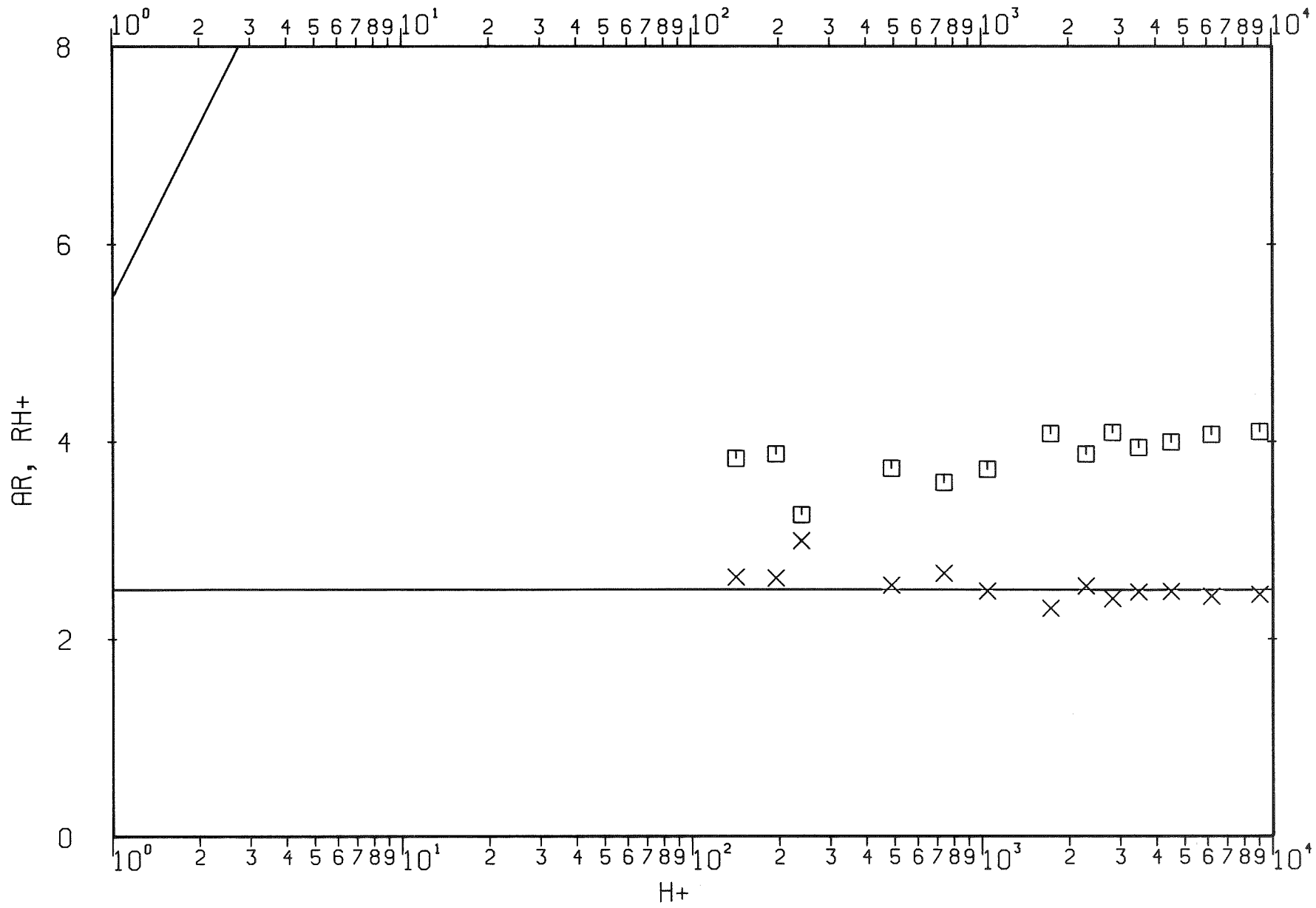
P=24.0 H=6.0 B=6.0

Abb. 106: Rauheitsfunktionen A_r (X) und R (\square)

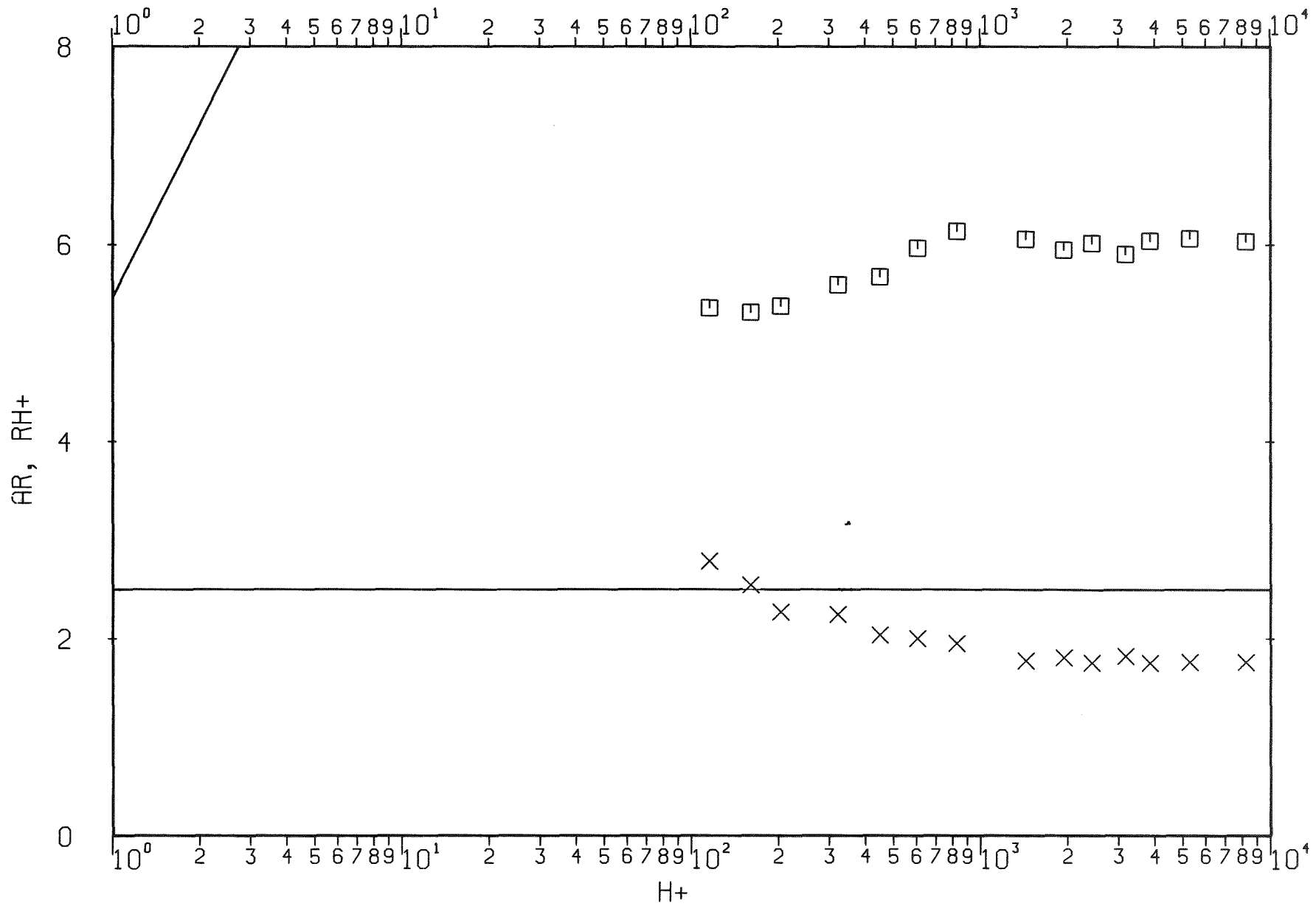


P=48.0 H=6.0 B=6.0

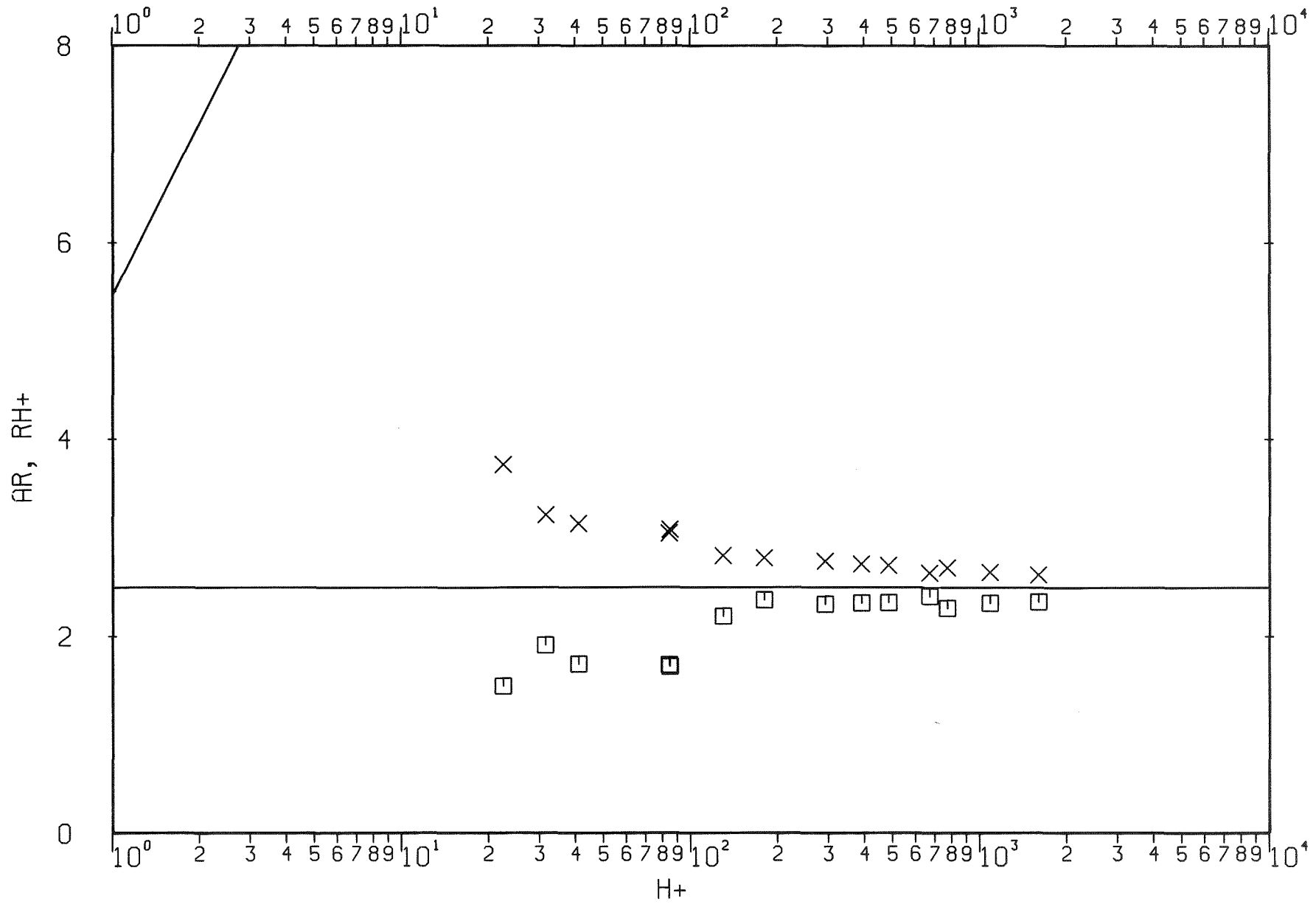
Abb. 107: Rauheitsfunktionen A_r (X) und R (\square)



P=96.0 H=6.0 B=6.0 Abb. 108: Rauheitsfunktionen A_r (X) und R (\square)

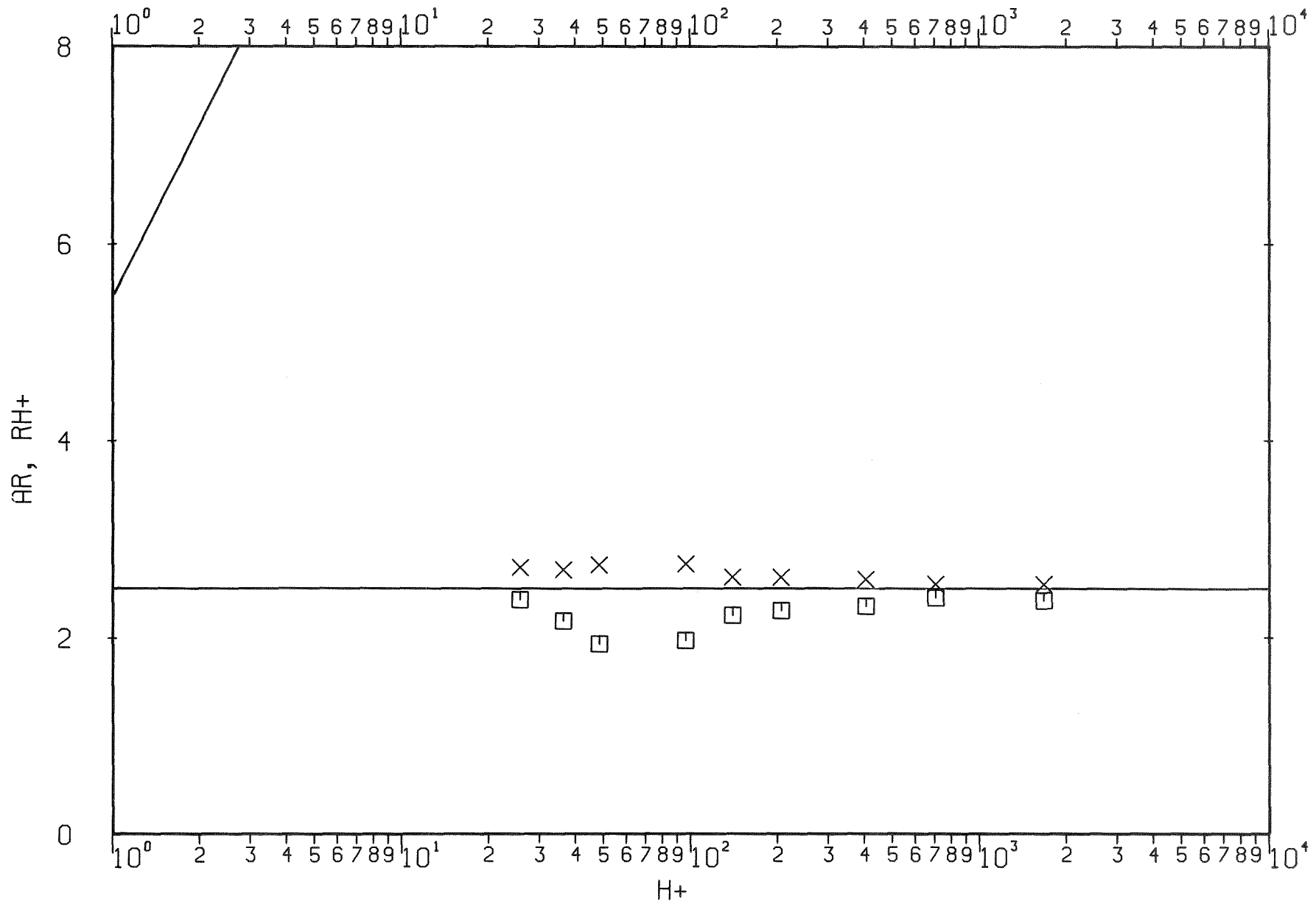


P=192.0 H=6.0 B=6.0 Abb. 109: Rauheitsfunktionen A_r (X) und R (□)

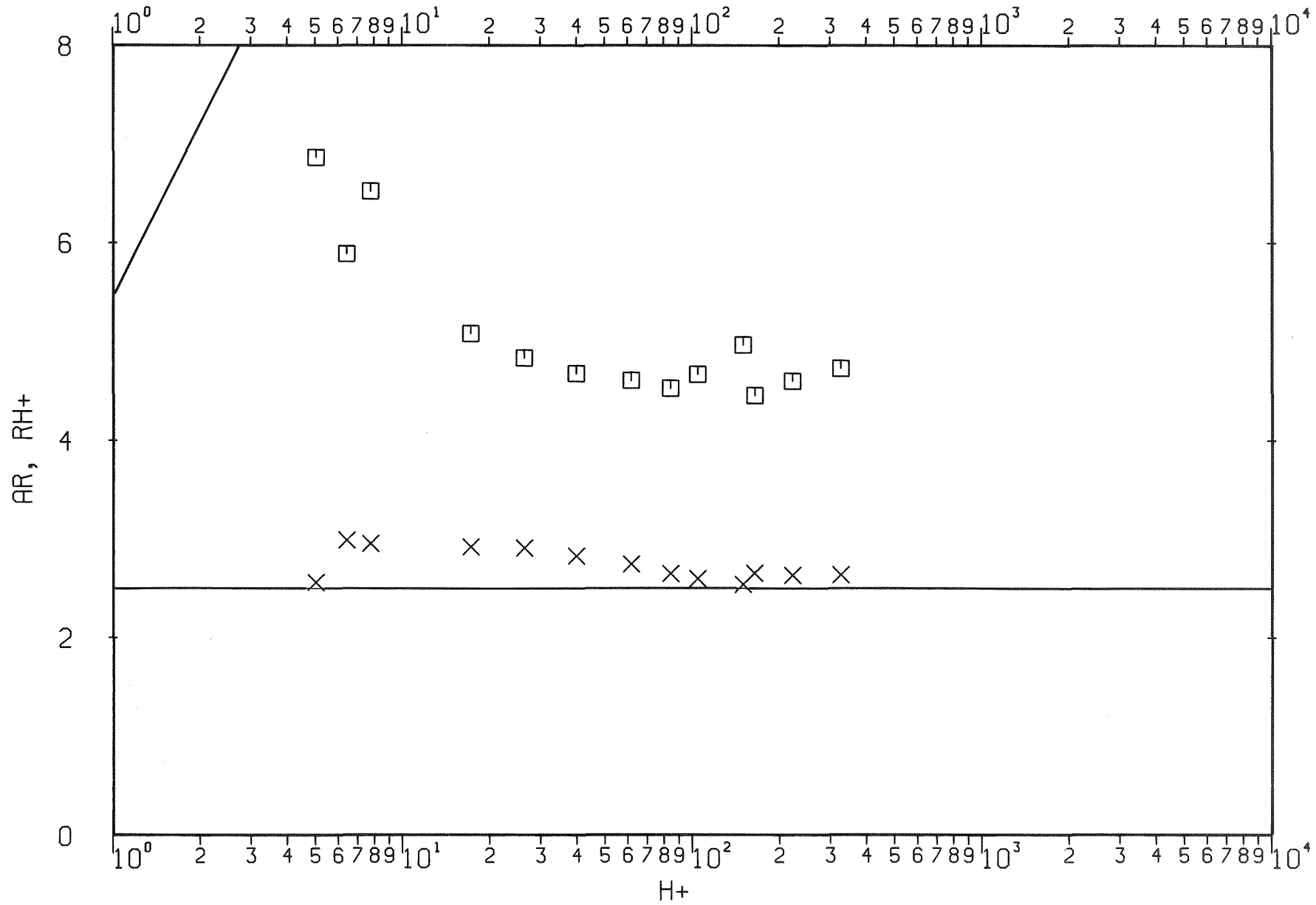


P=6.0 H=1.5 B=0.3

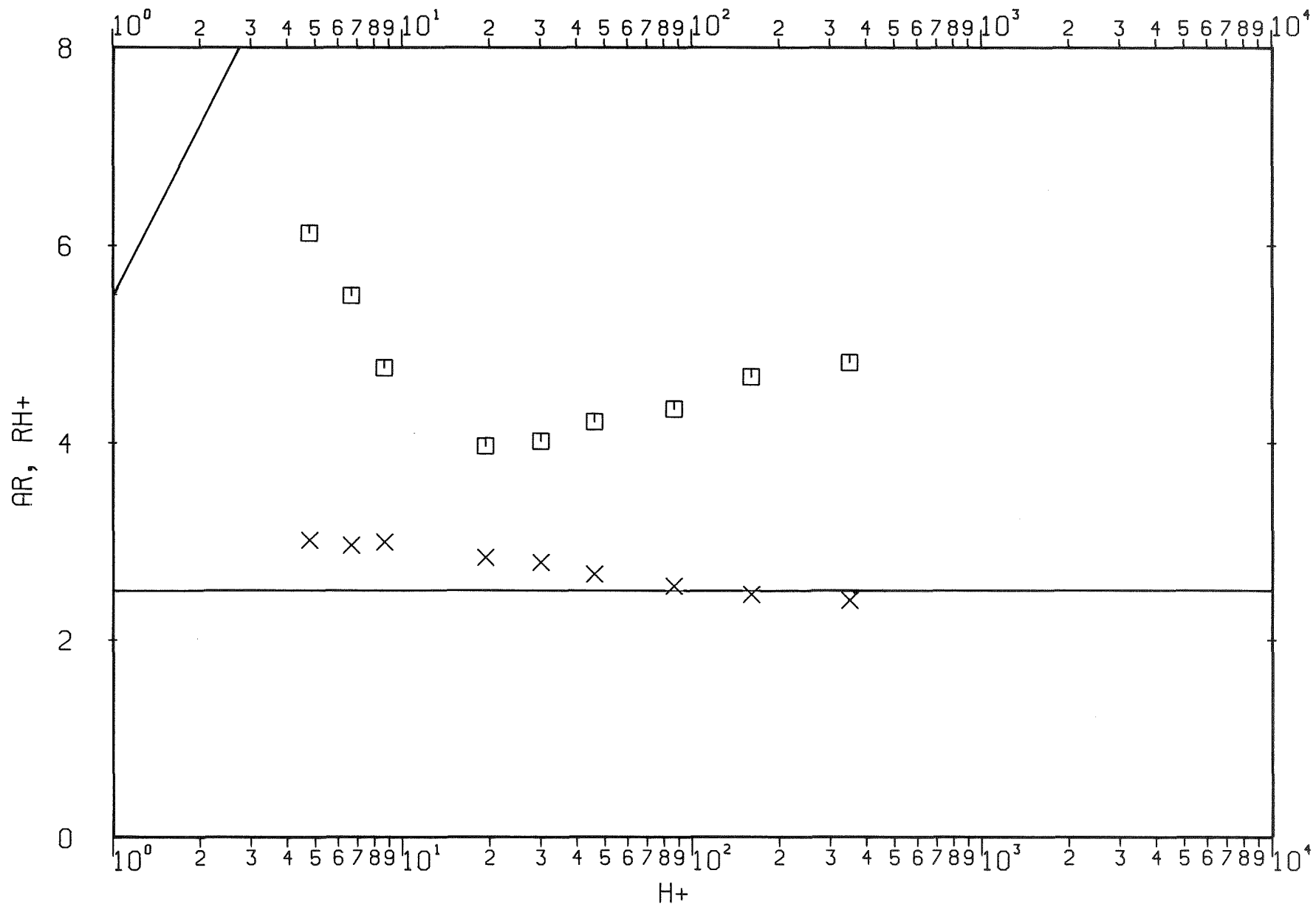
Abb. 110: Rauheitsfunktionen A_r (X) und R (□)



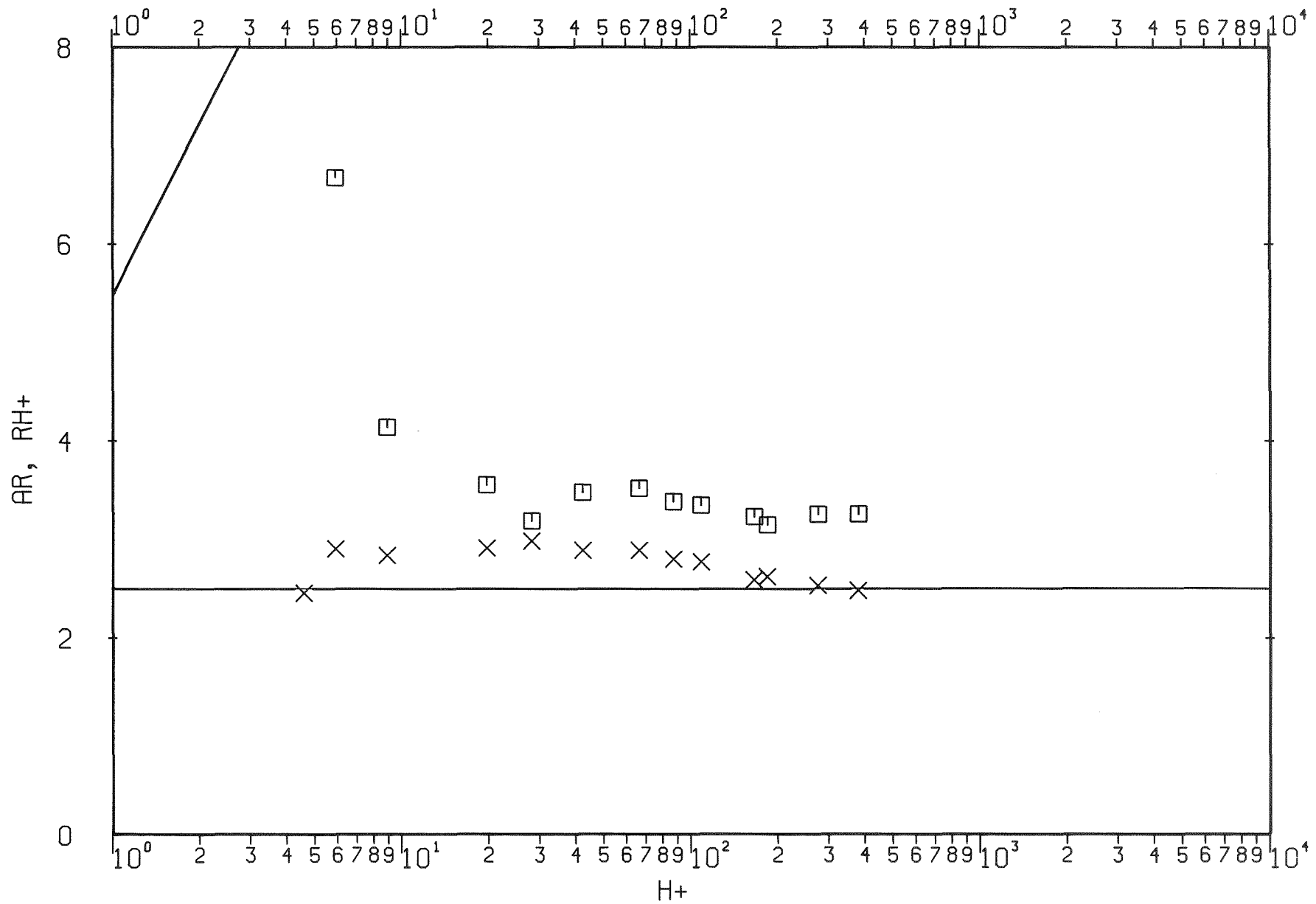
P=12.0 H=1.5 B=0.3 Abb. 111: Rauheitsfunktionen A_R (x) und R (□)



$P=4.0$ $H=0.5$ $B=1.5$ Abb. 112: Rauheitsfunktionen A_R (x) und R (□)



P=8.0 H=0.5 B=1.5 Abb. 113: Rauheitsfunktionen A_R (X) und R (□)



P=2.0 H=0.5 B=0.4 Abb. 114: Rauheitsfunktionen A_r (X) und R (\square)

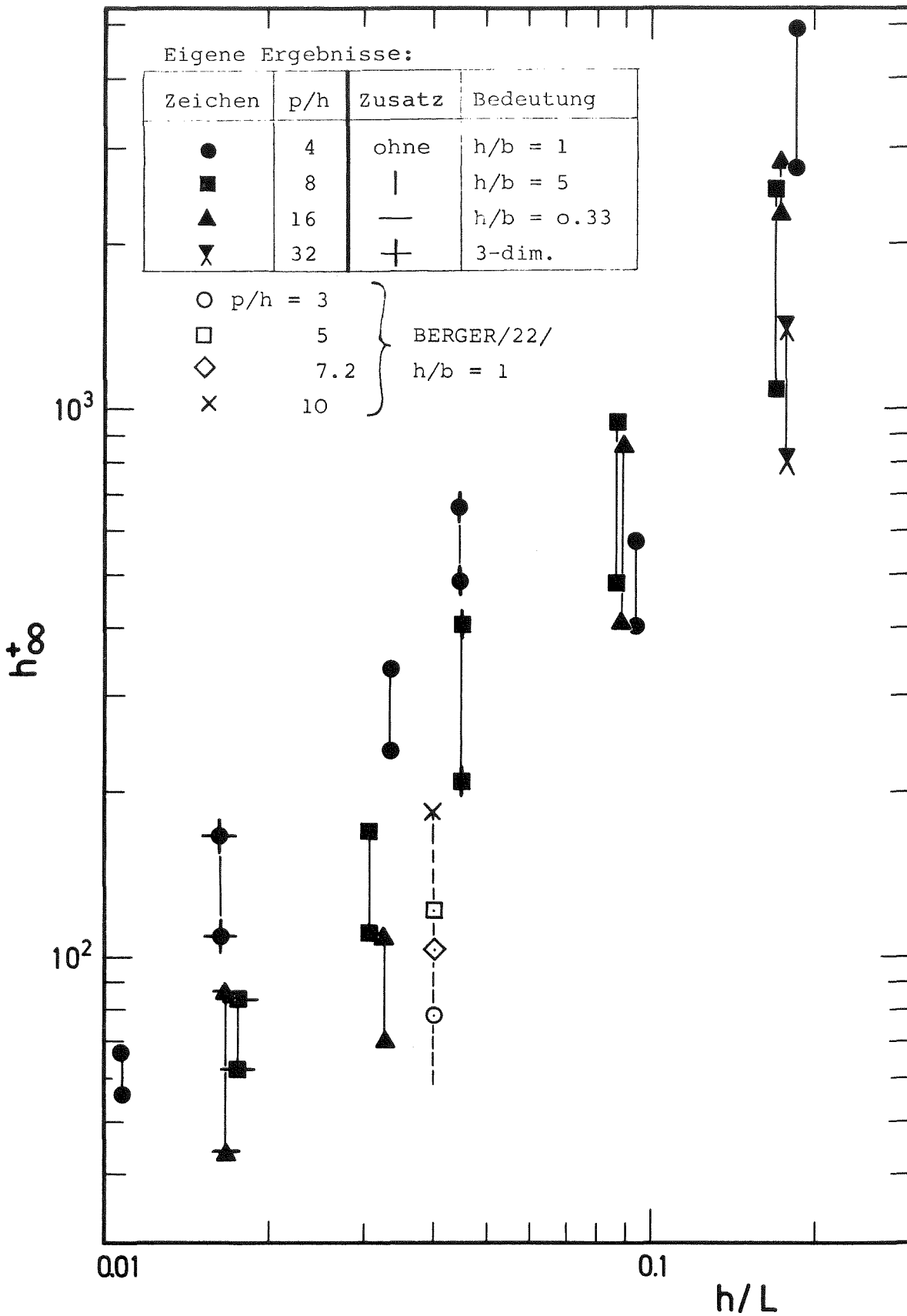


Abb. 115: Grenze des voll-rauhen Bereichs h_{∞}^+

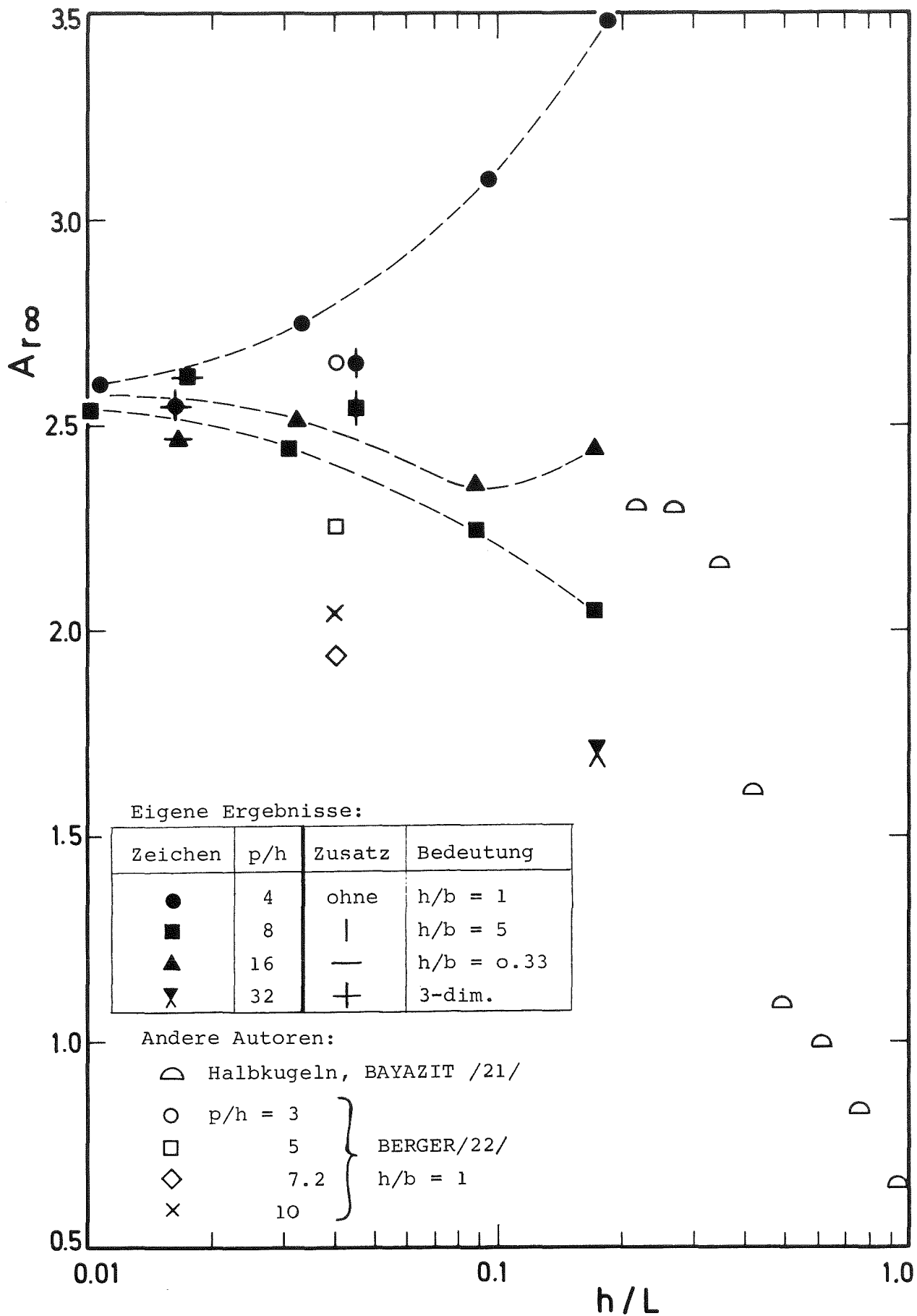


Abb. 116: Profilgradient $A_{r\infty}$ des voll-rauhem Bereichs

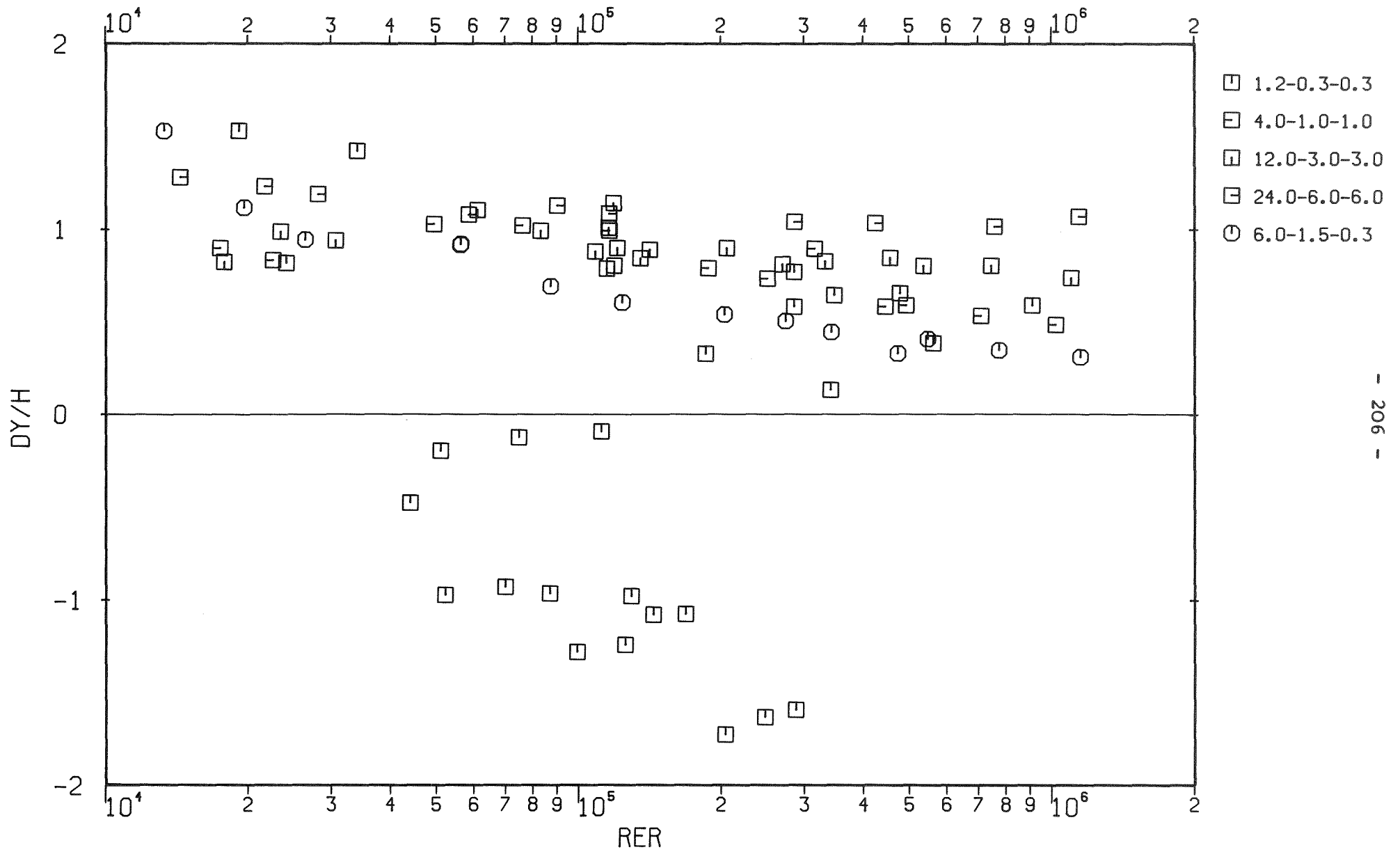


Abb. 117: Verschiebung $\Delta y/h$ des Profilursprungs für $A_r = 2.5$

a) $p/h = 4$

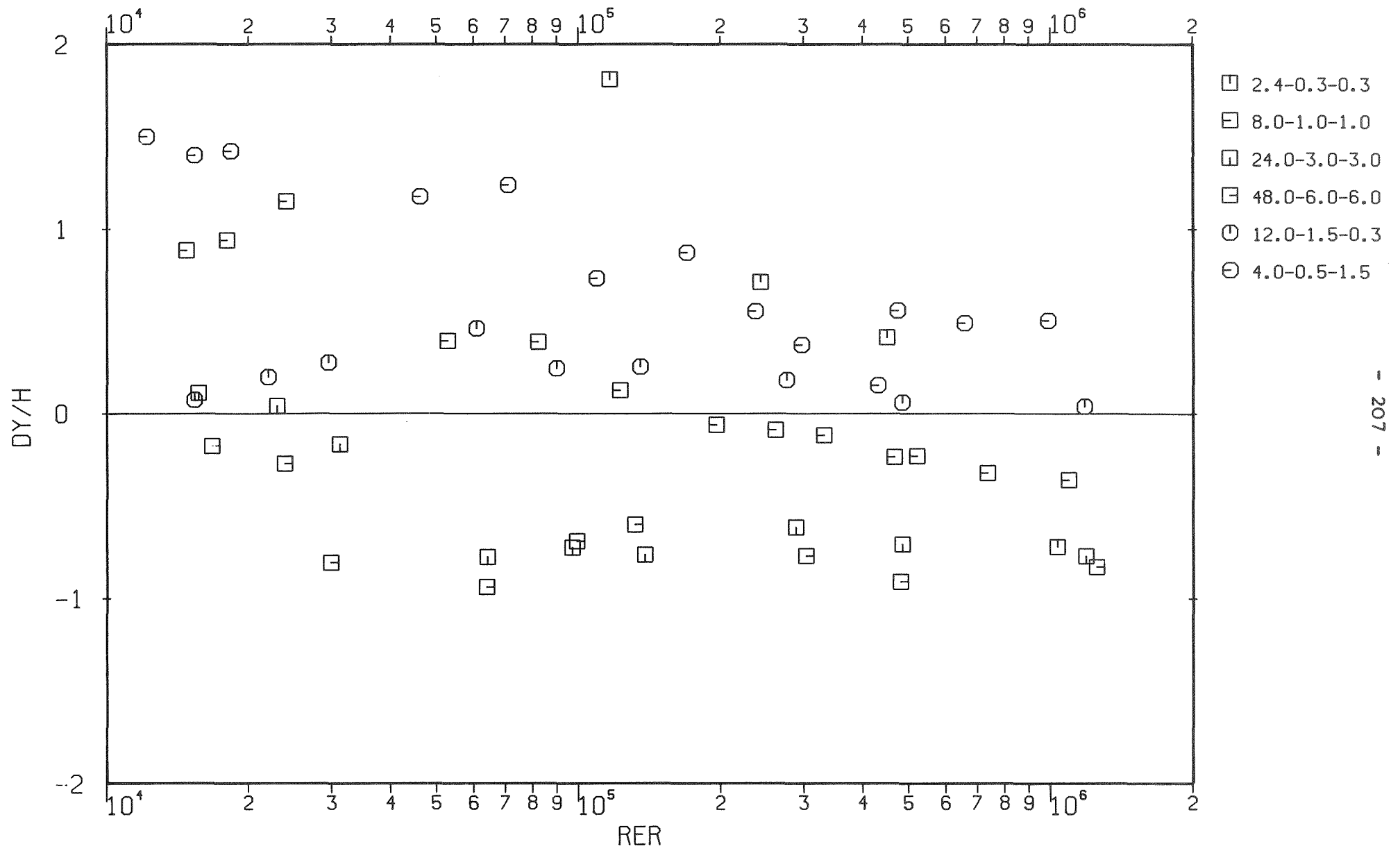


Abb. 117: Verschiebung $\Delta y/h$ des Profilsprungs für $A_r = 2.5$

b) $p/h = 8$

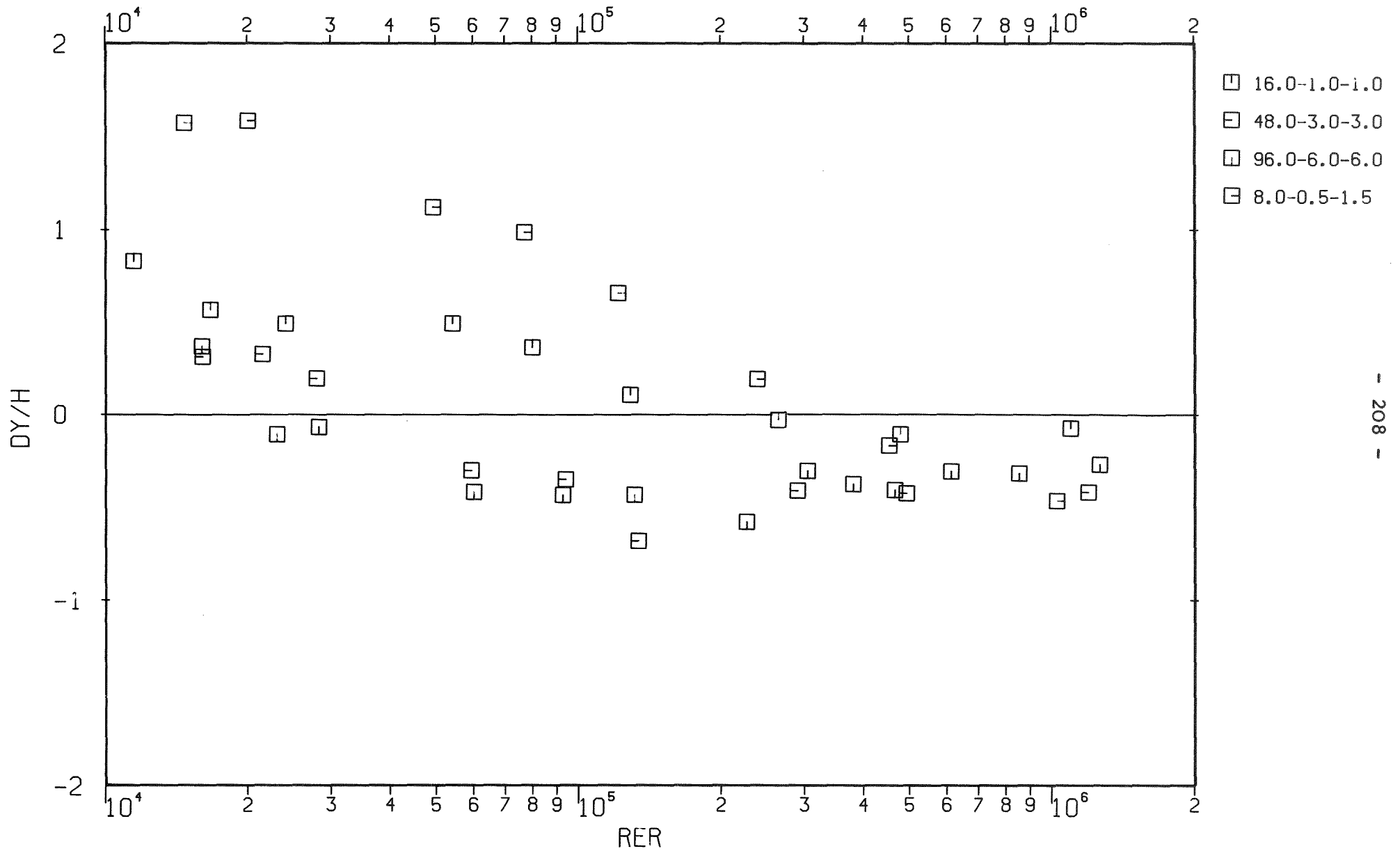


Abb. 117: Verschiebung $\Delta y/h$ des Profilursprungs für $A_r = 2.5$
 c) $p/h = 16$

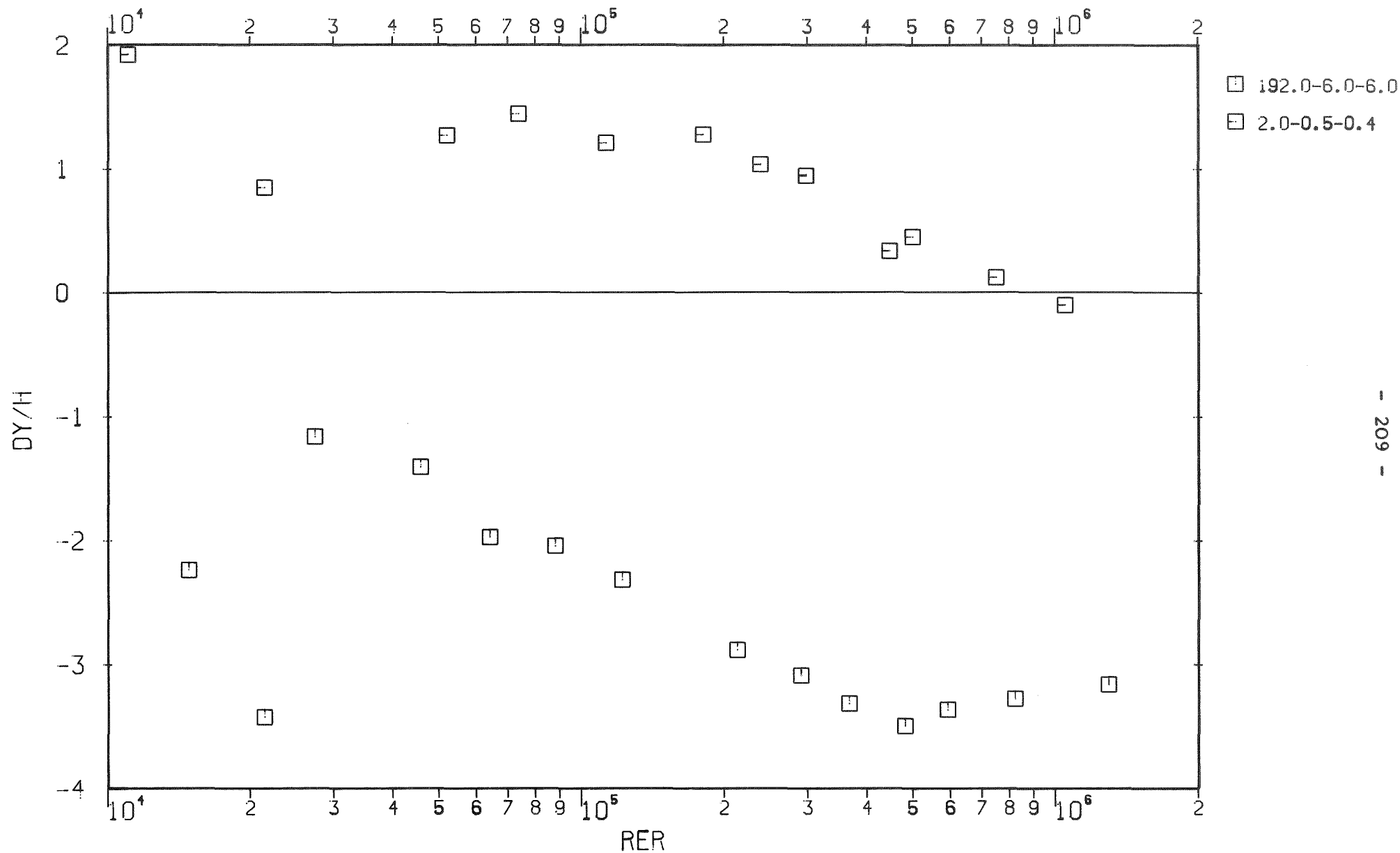


Abb. 117: Verschiebung $\Delta y/h$ des Profilursprungs für $A_r = 2.5$
 d) $p/h = 32$ und 3-dim. Rauh.

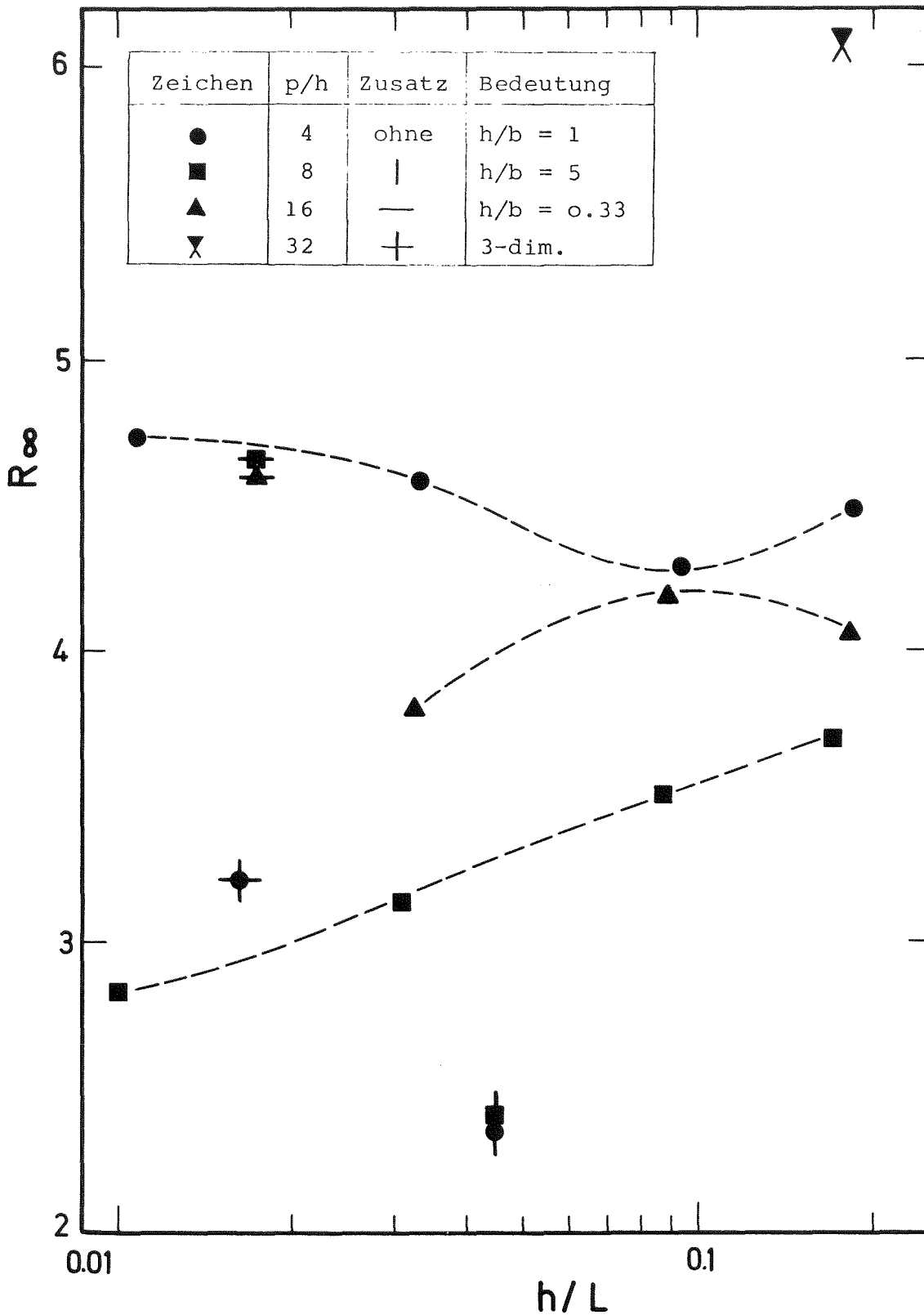


Abb. 118: Rauigkeitsparameter R_∞ des voll-rauhen Bereichs

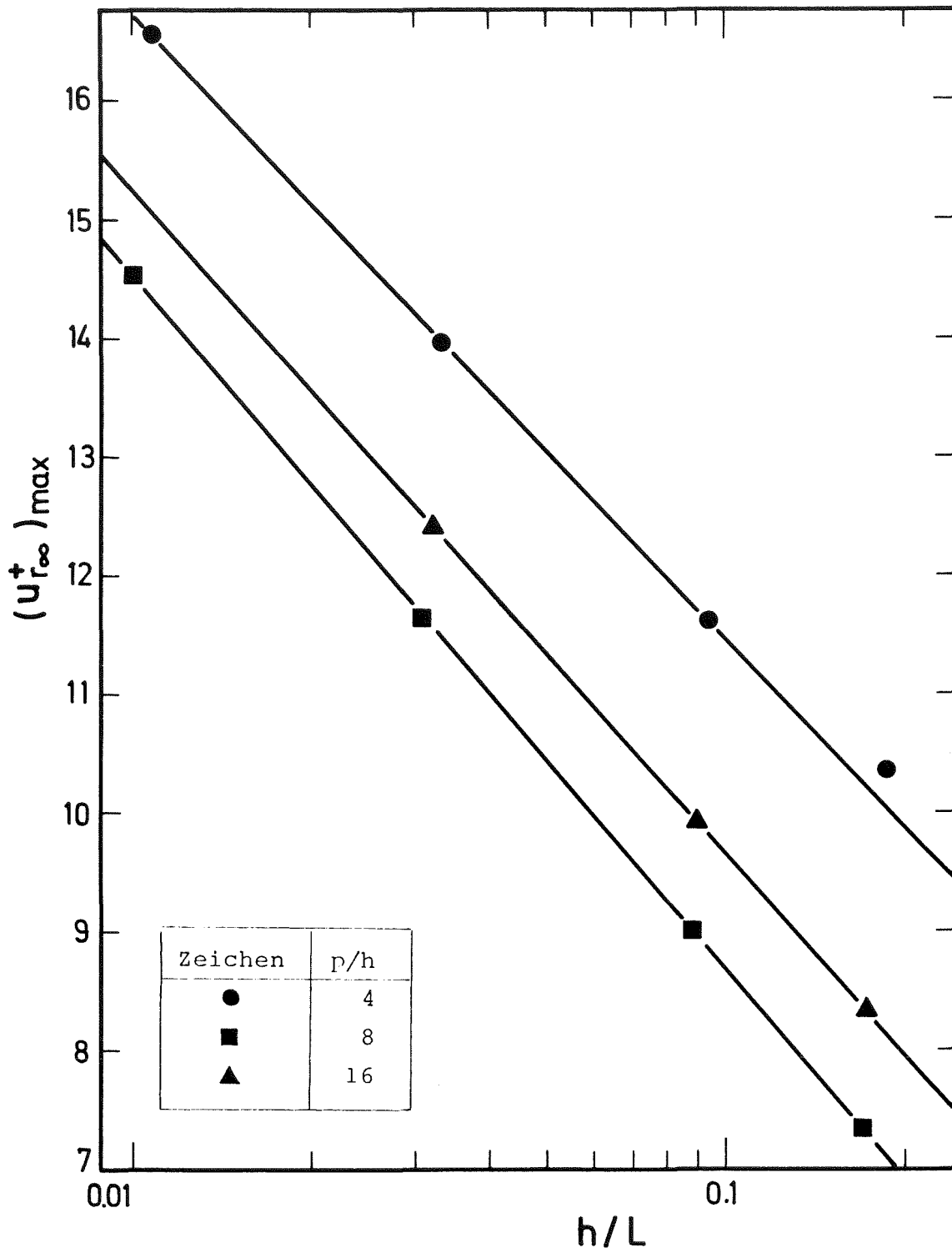


Abb. 119: Normierte Maximalgeschwindigkeit für $h^+ \gg h_{\infty}^+$

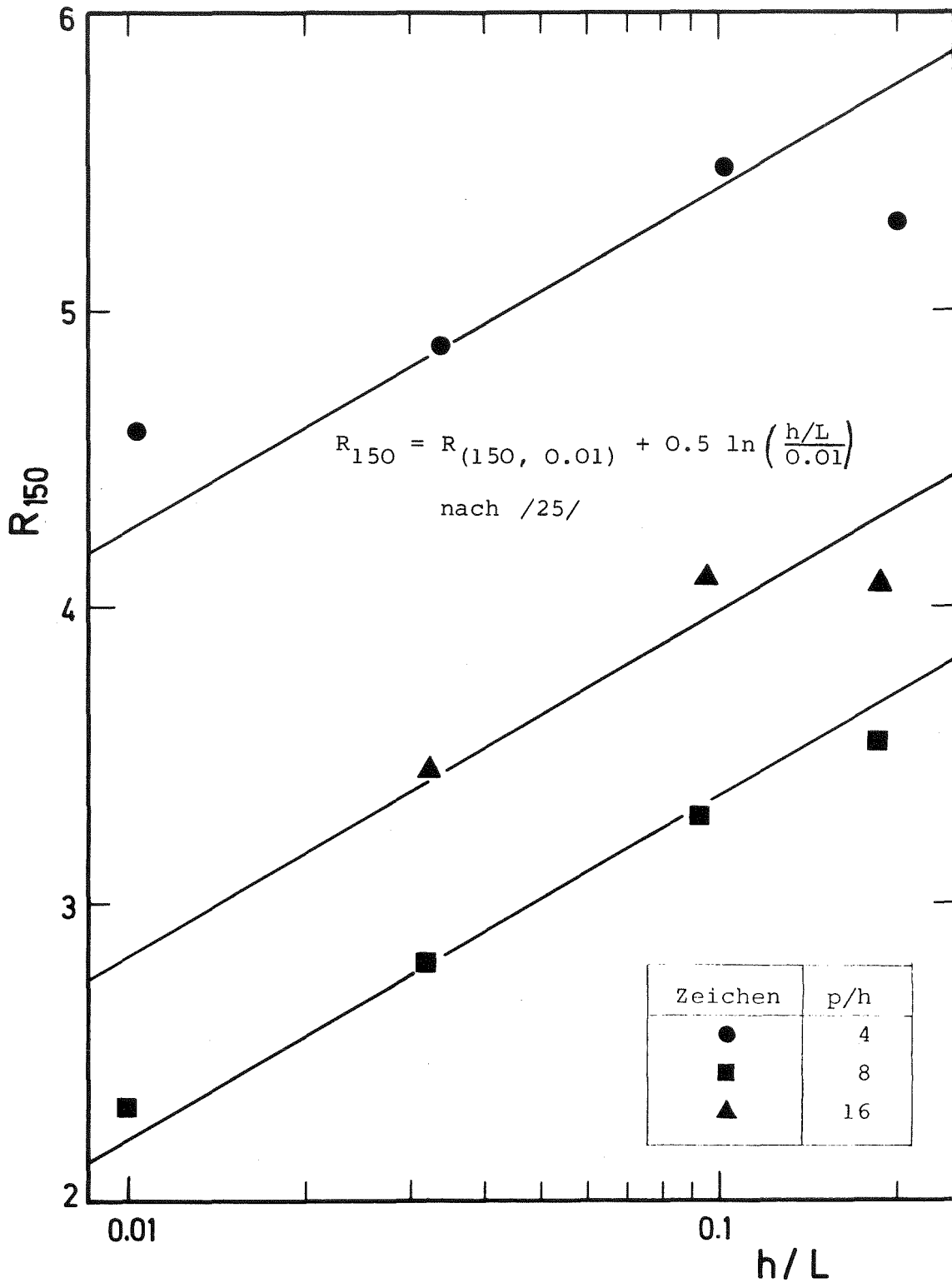


Abb. 120: Rauigkeitsparameter $R_{150} = R(h^+ = 150)$ aus Druckverlustmessungen nach der Methode von MAUBACH /23/.

$$R_{(150, 0.01)} = R(h^+ = 150, h/L = 0.01)$$

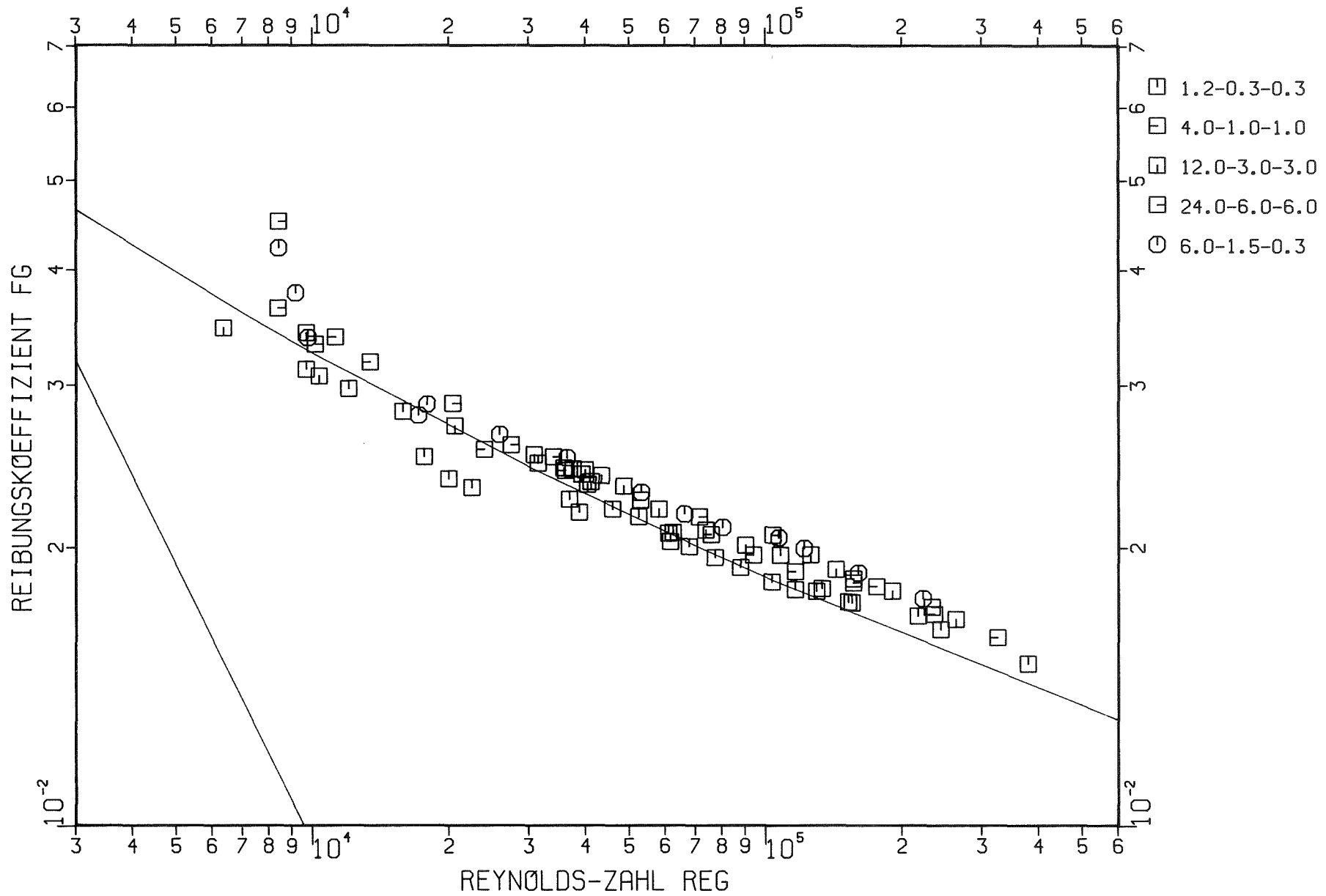


Abb. 121: Reibungskoeffizient λ_g der glatten Zone

a) $p/h = 4$

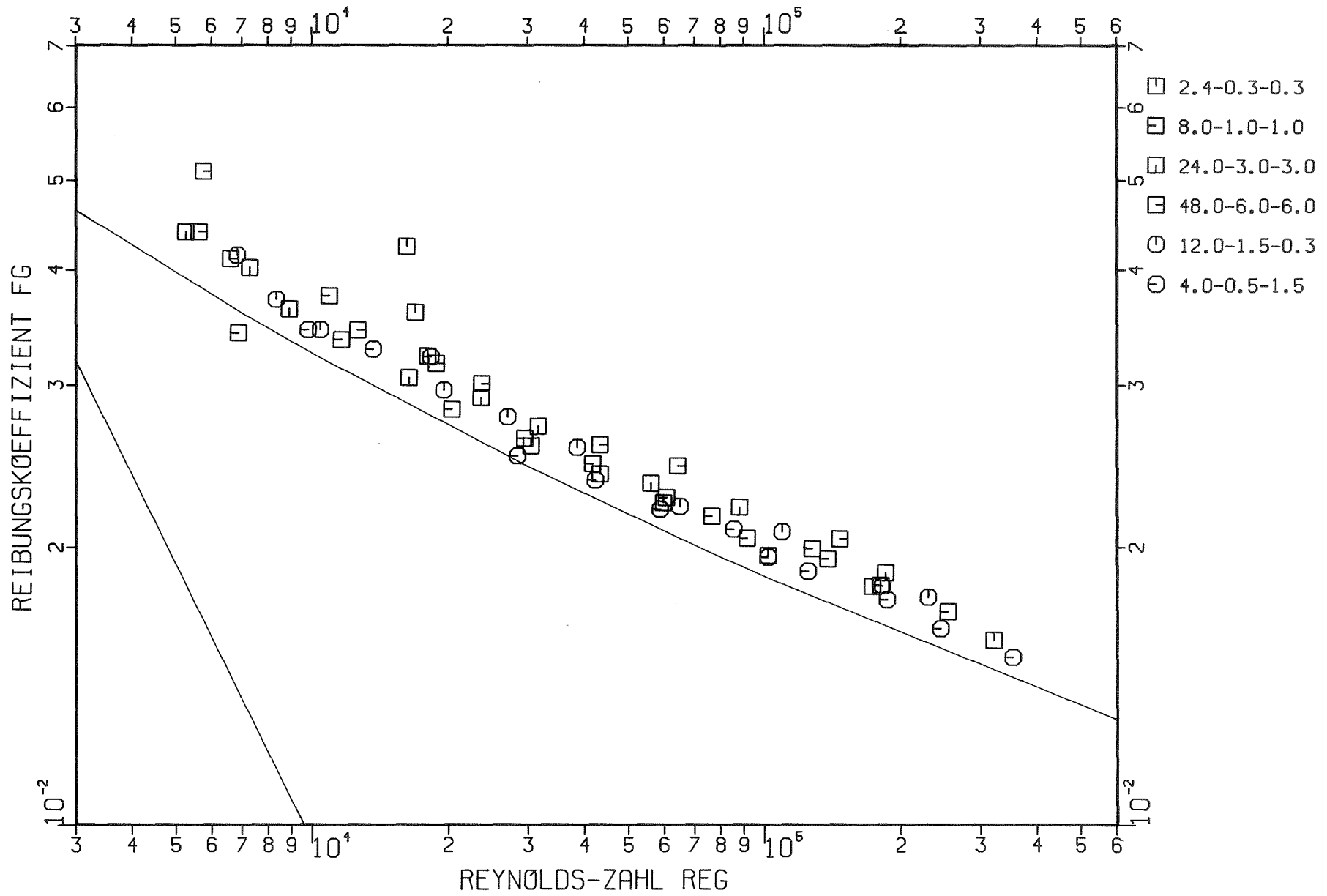


Abb. 121: Reibungskoeffizient λ_g der glatten Zone

b) $p/h = 8$

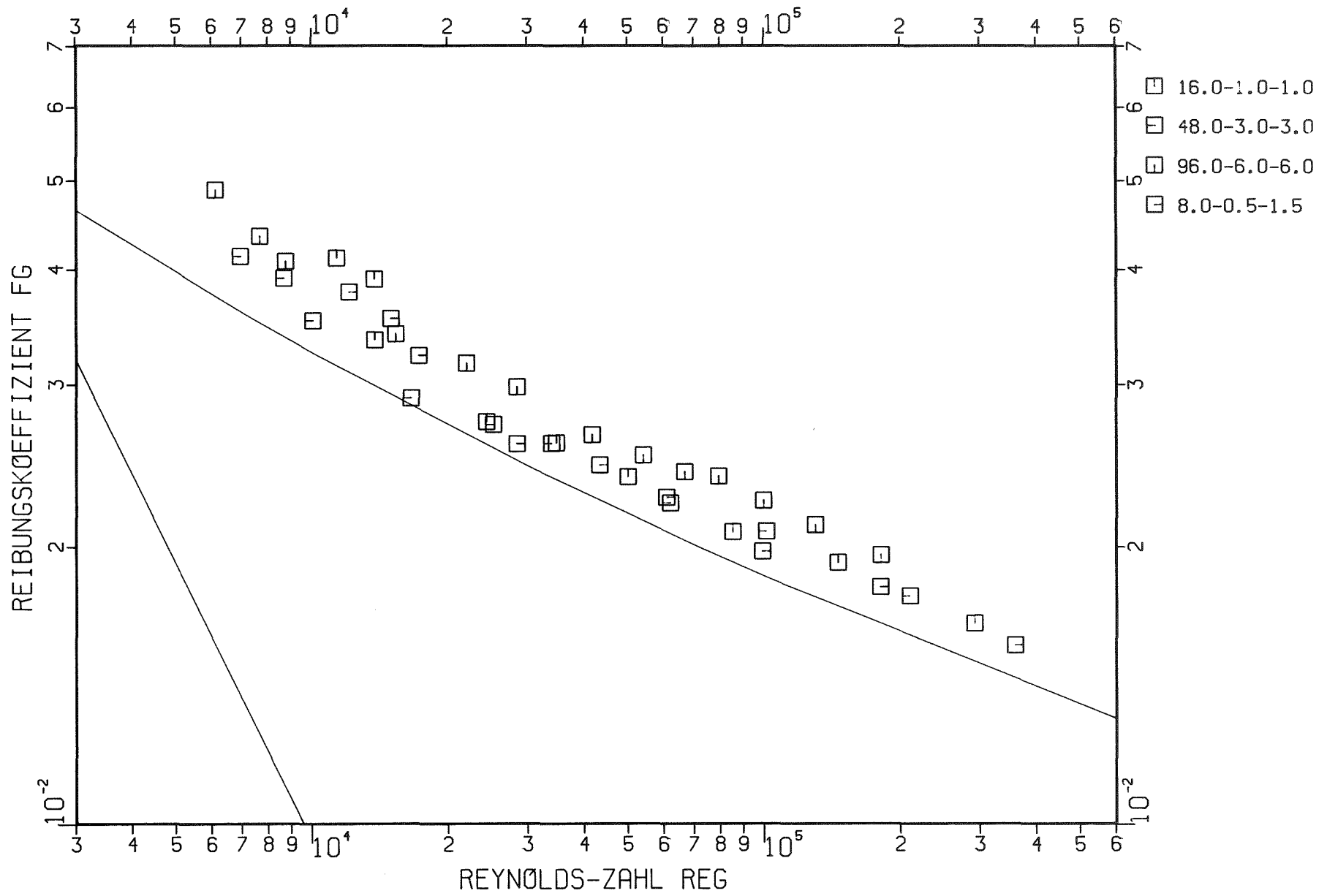


Abb. 121: Reibungskoeffizient λ_g der glatten Zone

c) $p/h = 16$

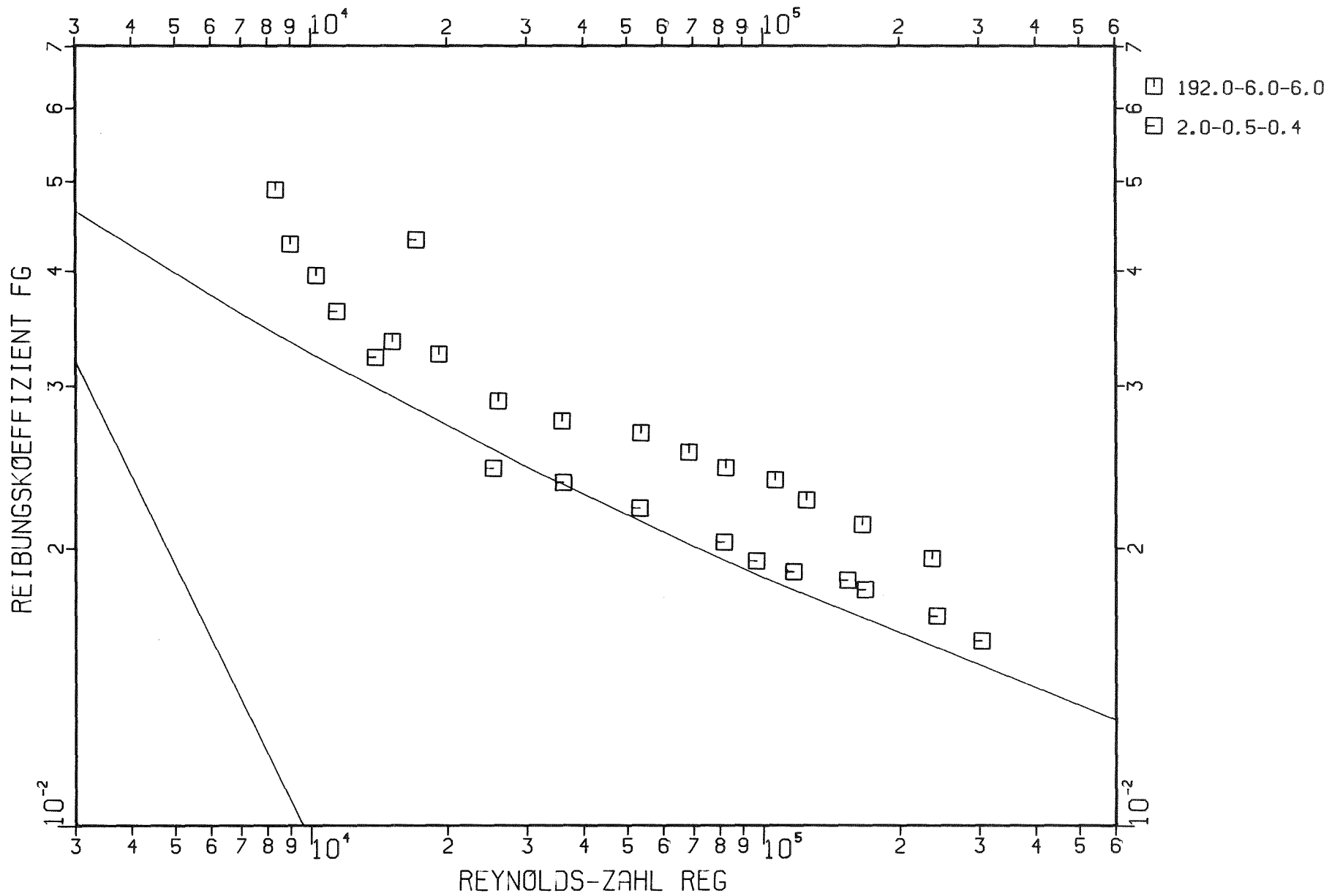


Abb. 121: Reibungskoeffizient λ_g der glatten Zone
 d) $p/h = 32$ und 3-dim. Rauh.

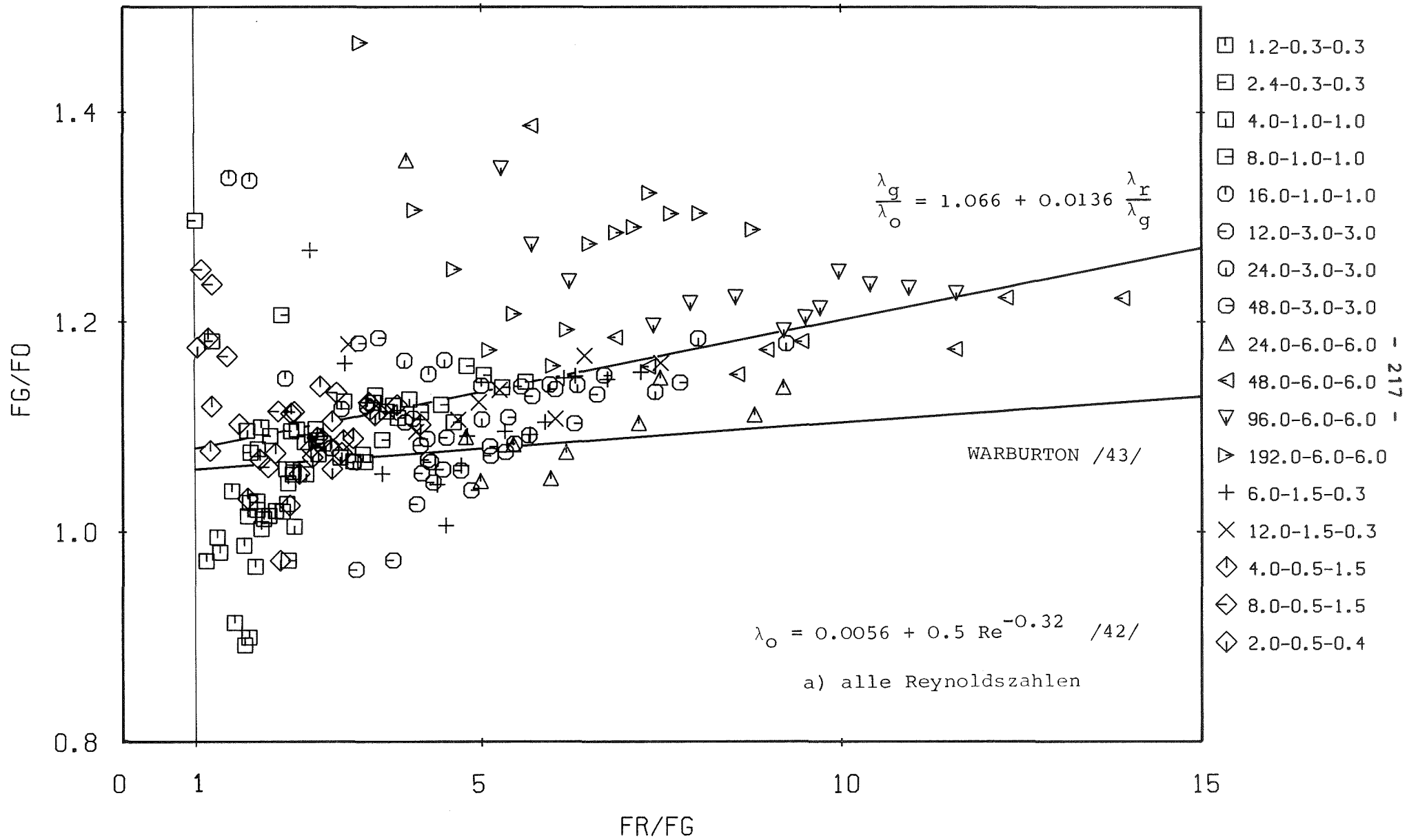


Abb. 122: Abhängigkeit der transformierten Reibungsbeiwerte

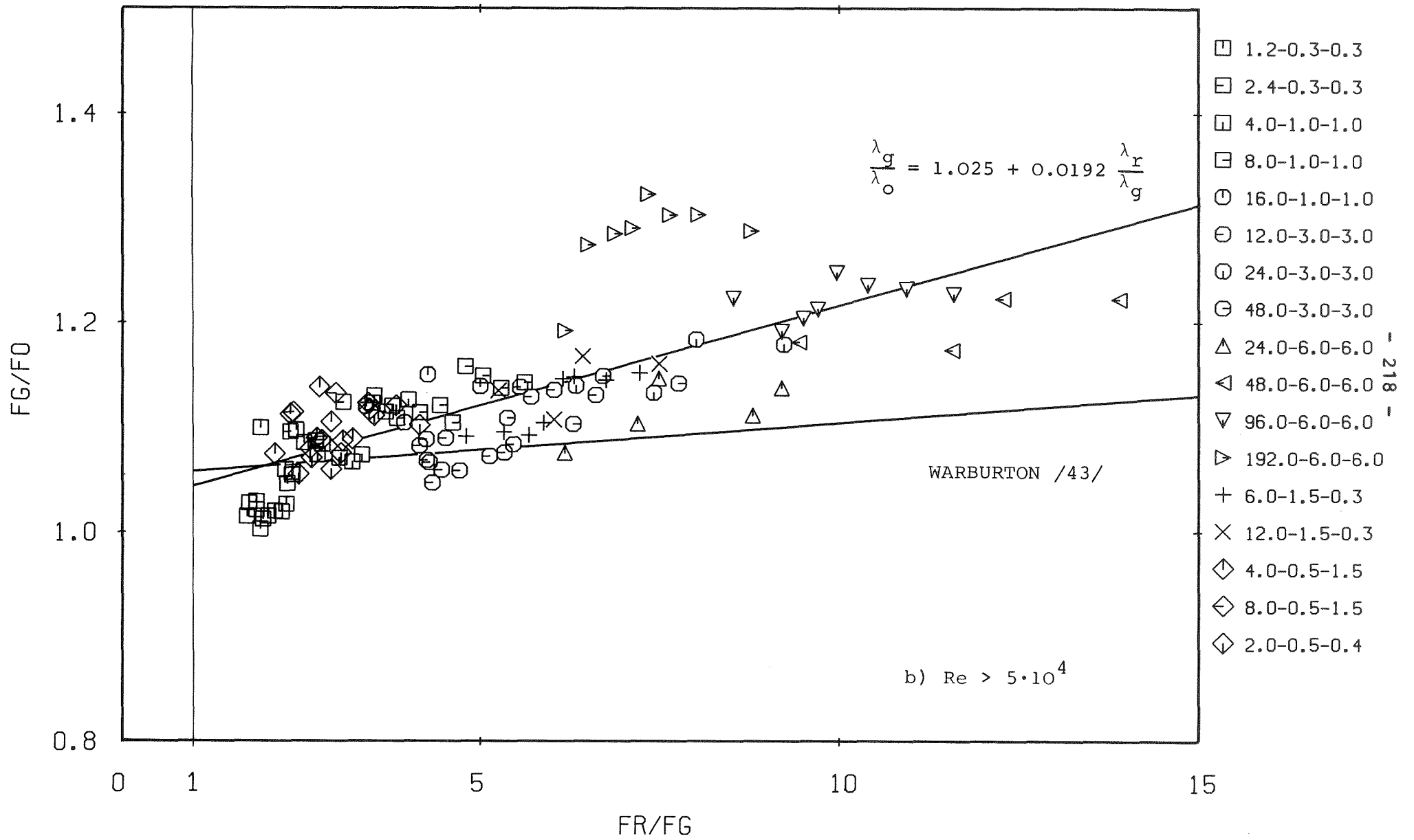


Abb. 122: Abhängigkeit der transformierten Reibungsbeiwerte

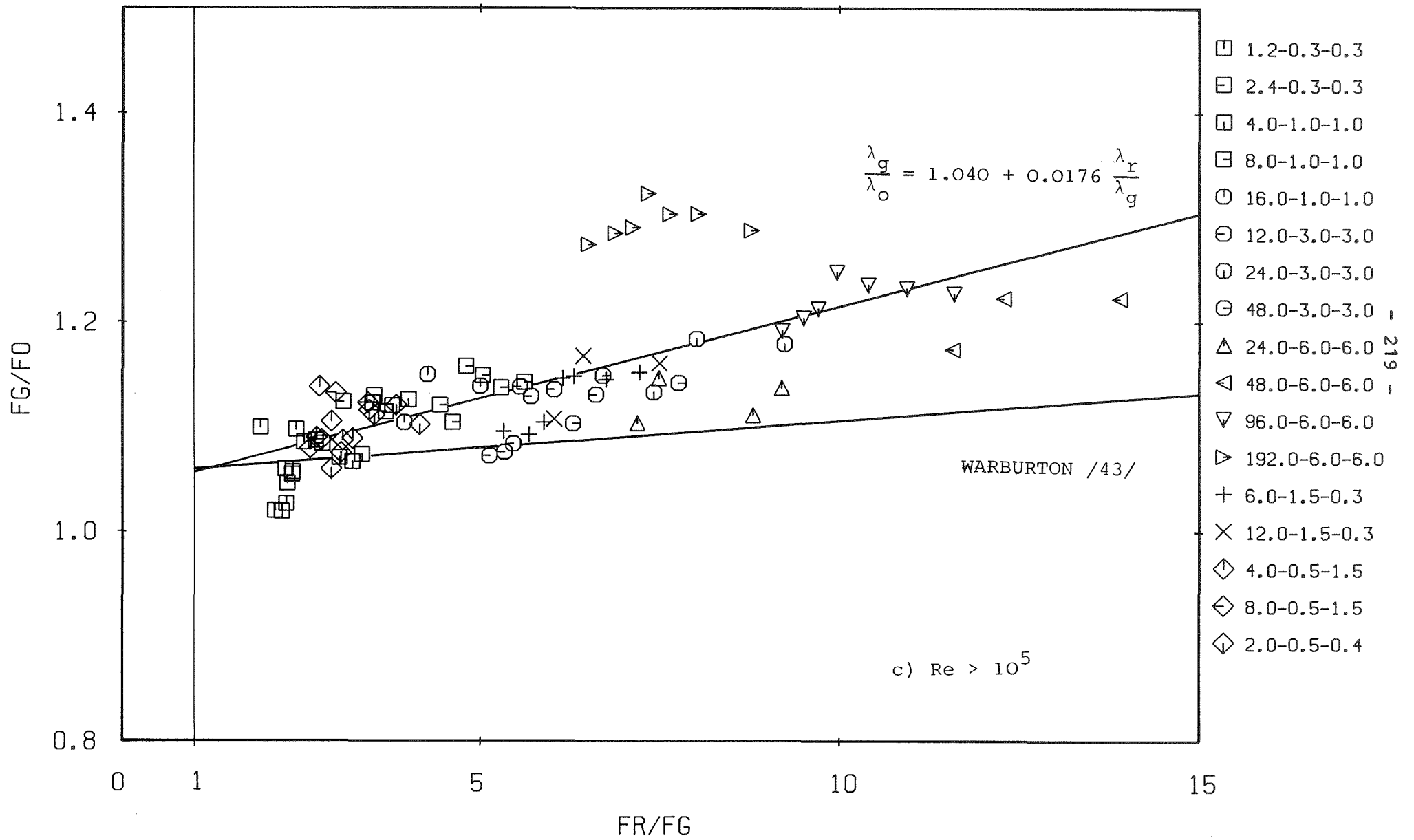


Abb. 122: Abhängigkeit der transformierten Reibungsbeiwerte

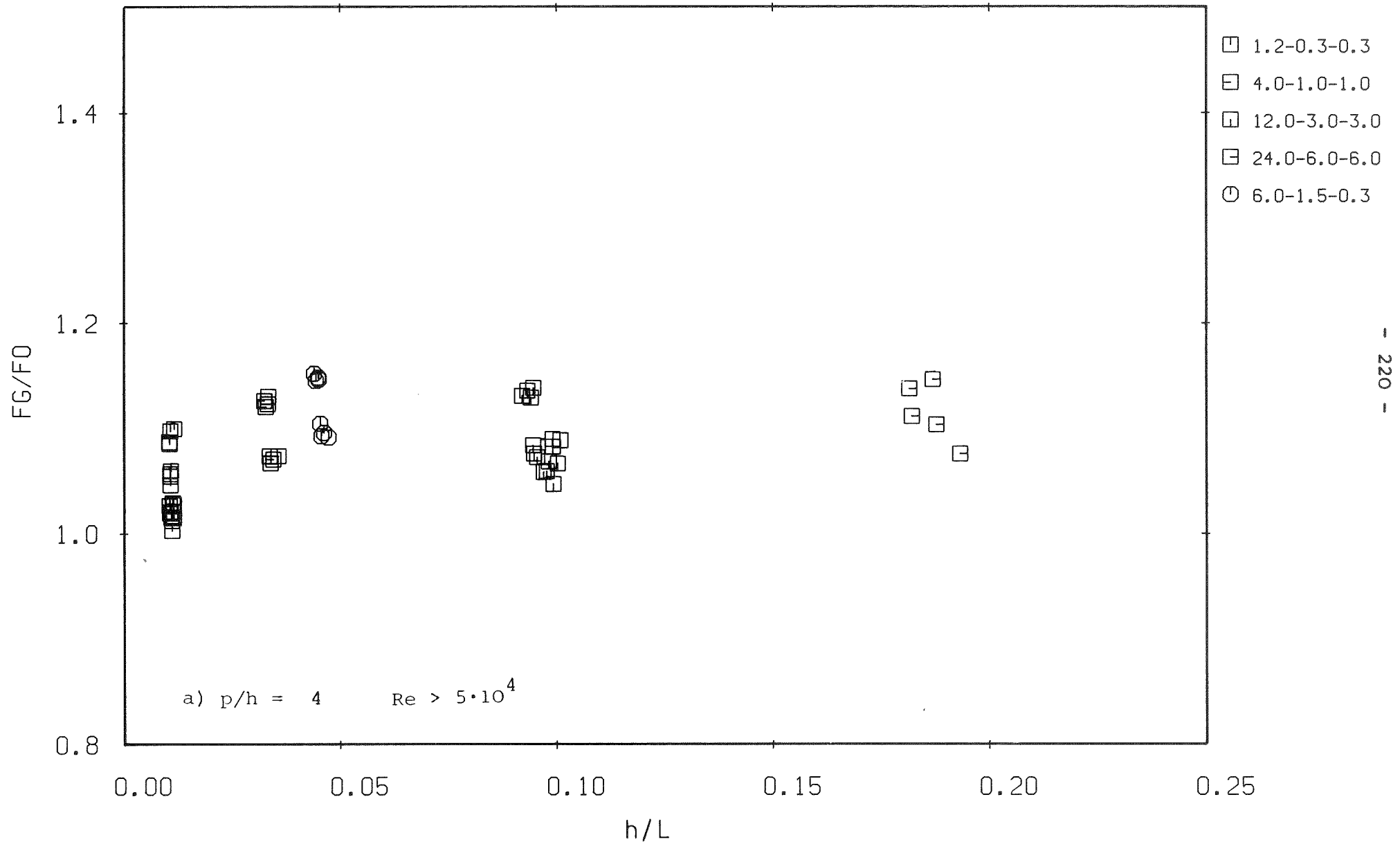


Abb. 123: Normierter Reibungsbeiwert der glatten Zone als Funktion der relativen Rauigkeitshöhe

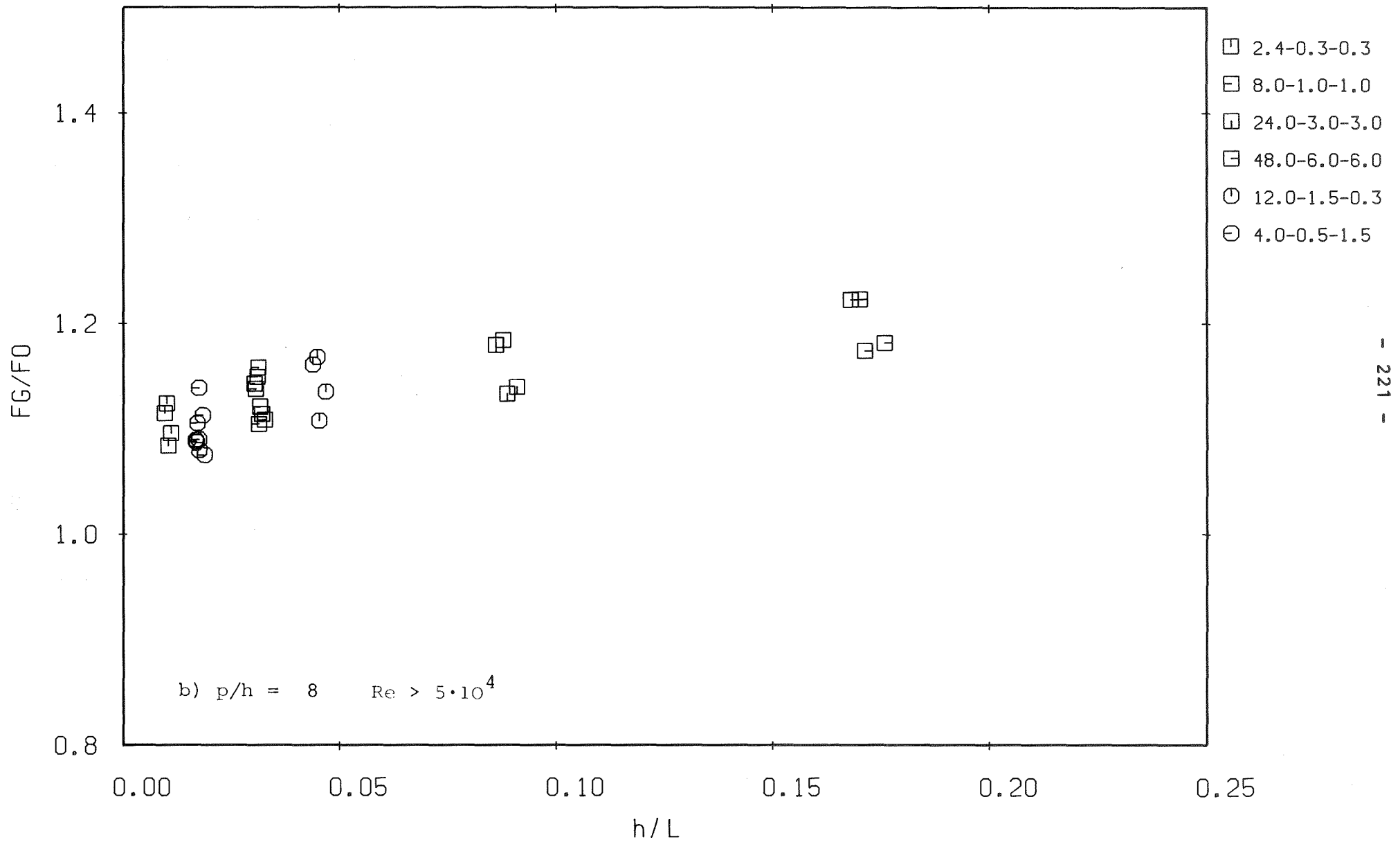


Abb. 123: Normierter Reibungsbeiwert der glatten Zone als Funktion der relativen Rauigkeitshöhe

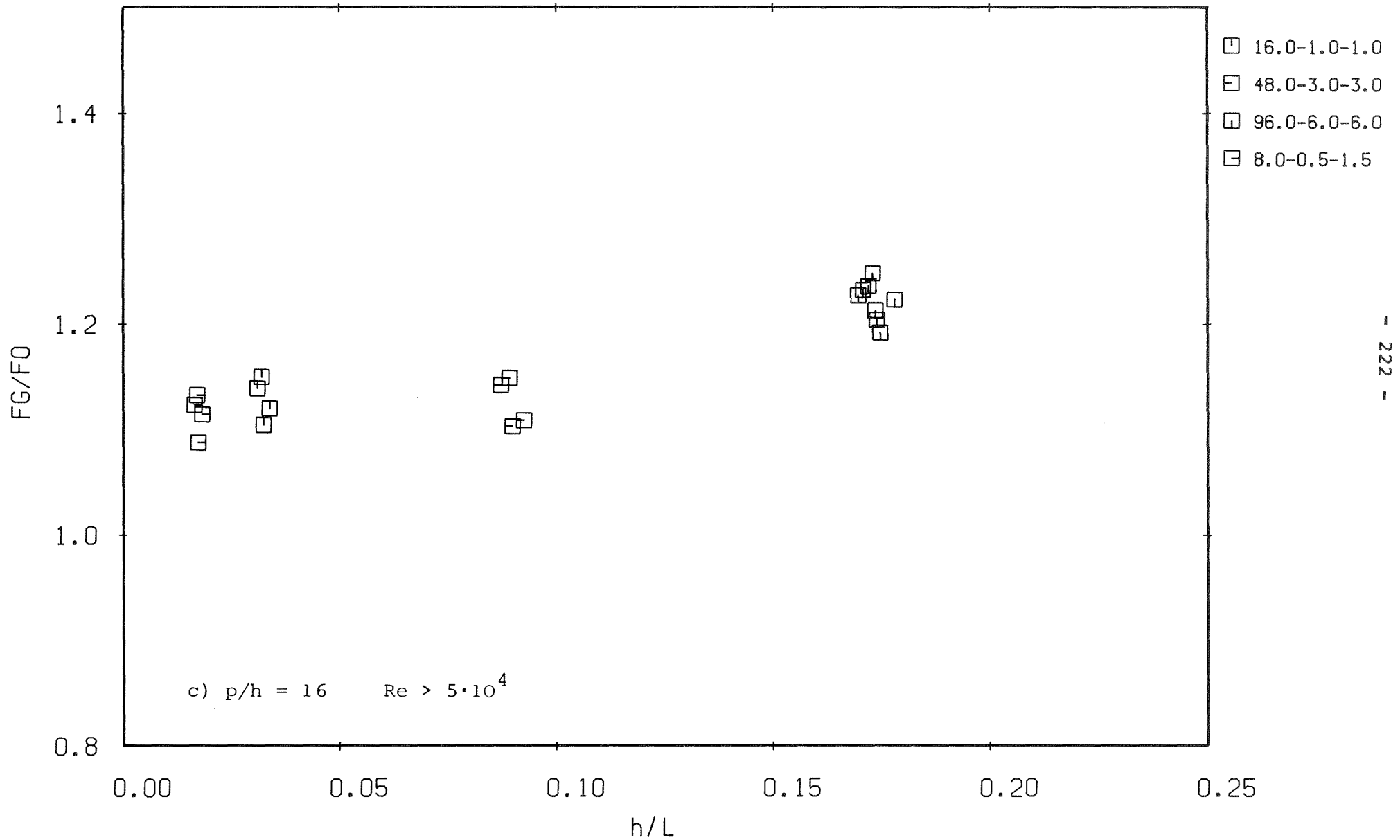


Abb. 123: Normierter Reibungsbeiwert der glatten Zone als Funktion der relativen Rauigkeitshöhe

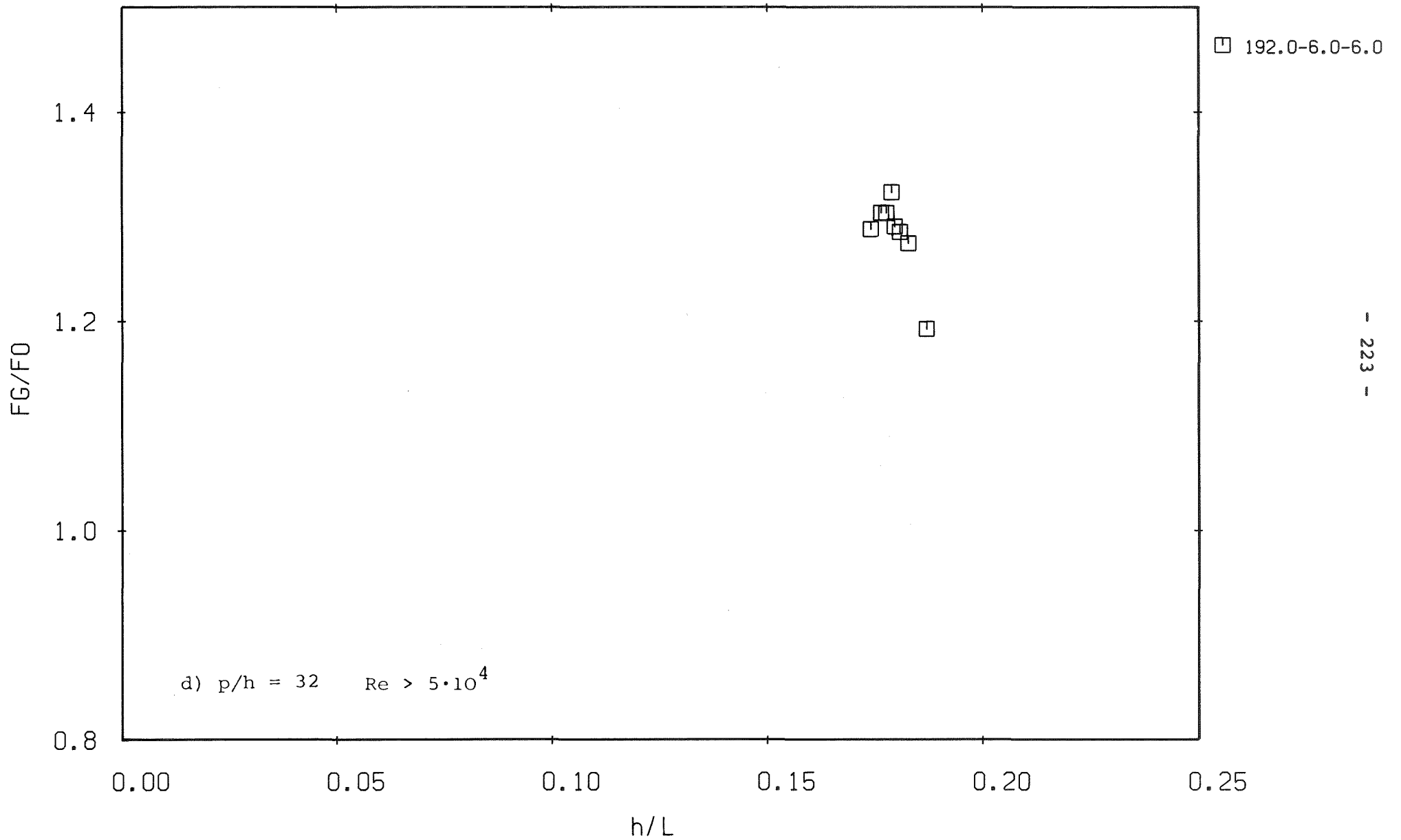
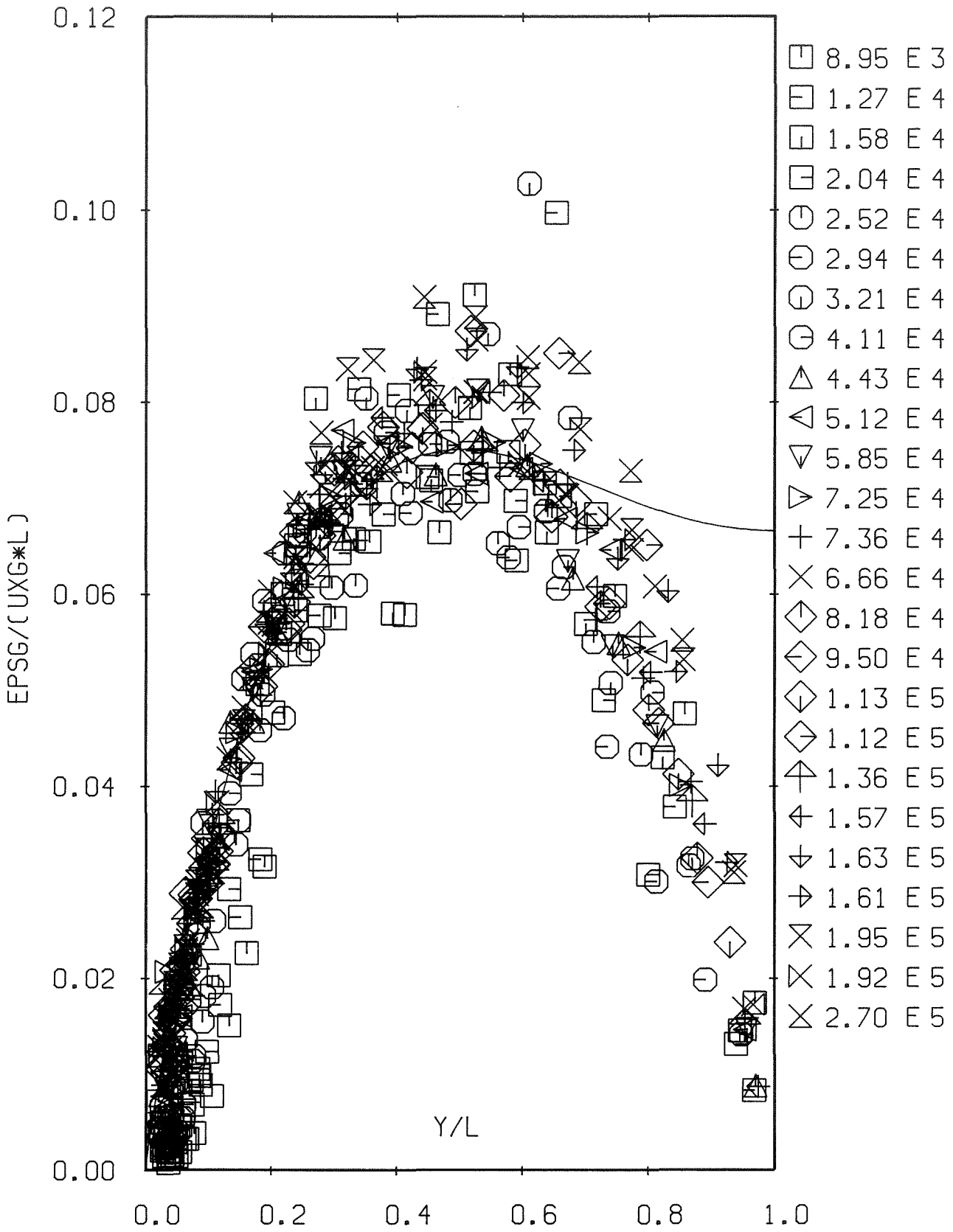
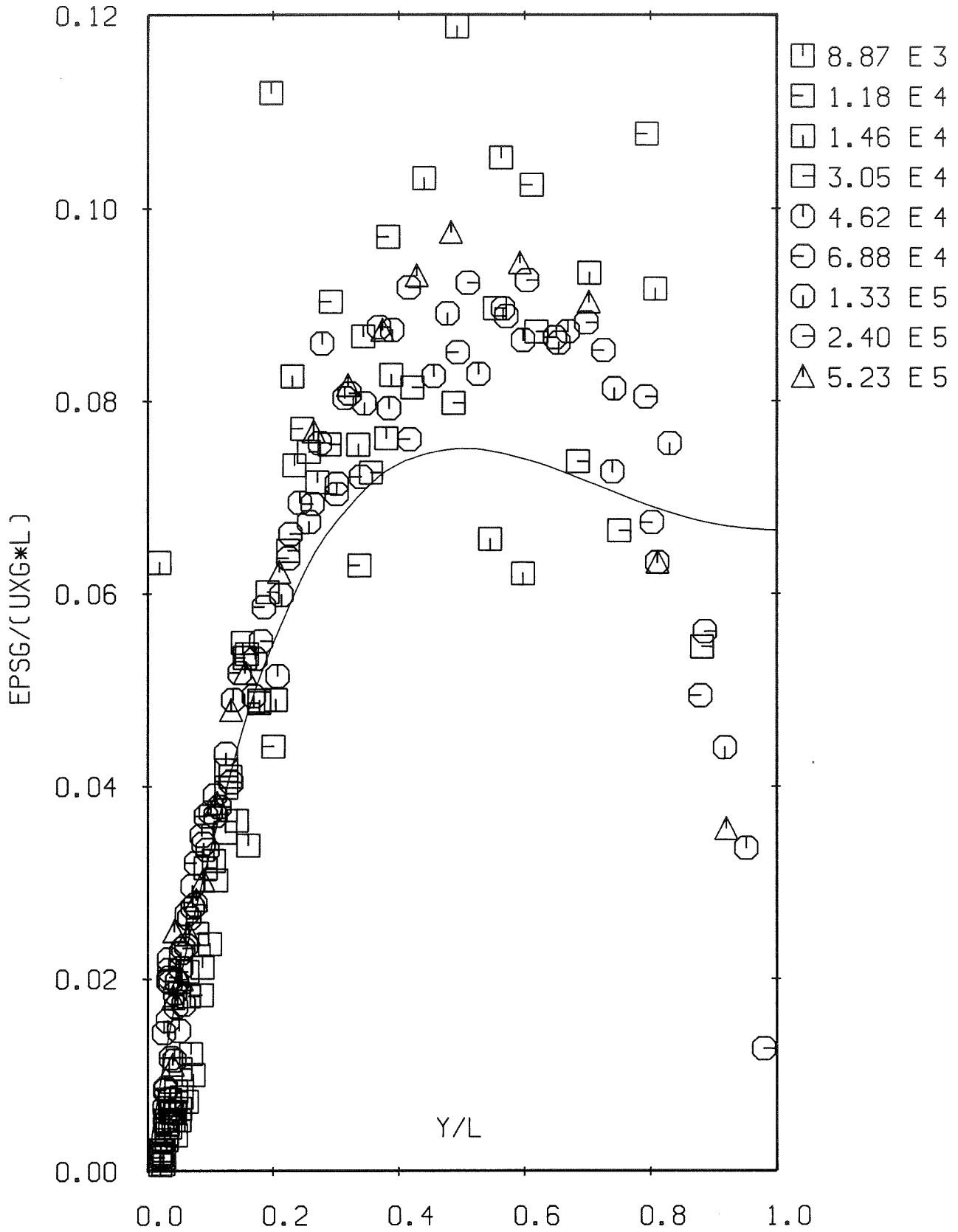


Abb. 123: Normierter Reibungsbeiwert der glatten Zone als Funktion der relativen Rauigkeitshöhe



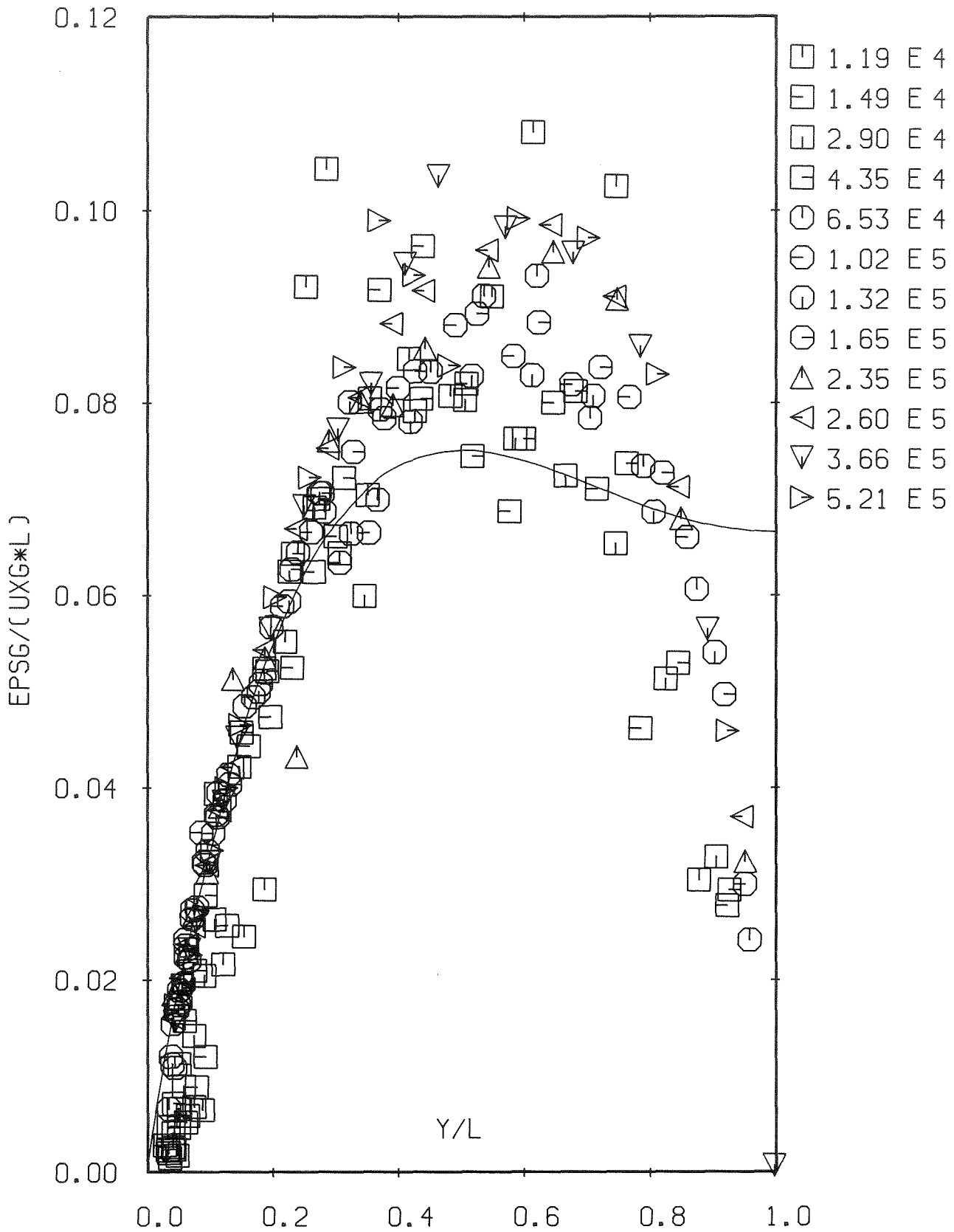
P=1.2 H=0.3 B=0.3

Abb. 124: Wirbelviskosität der glatten Zone



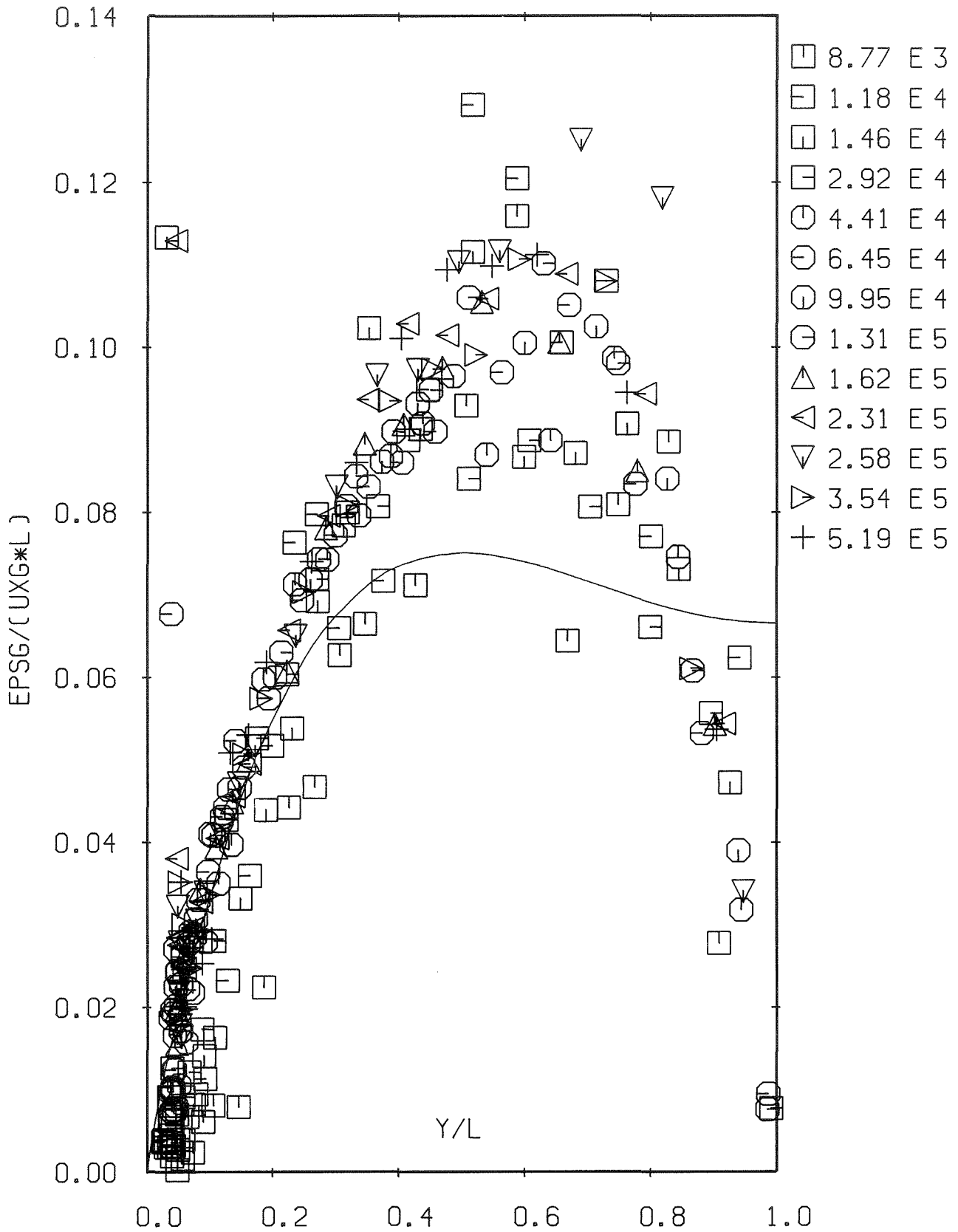
P=2.4 H=0.3 B=0.3

Abb. 125: Wirbelviskosität der glatten Zone



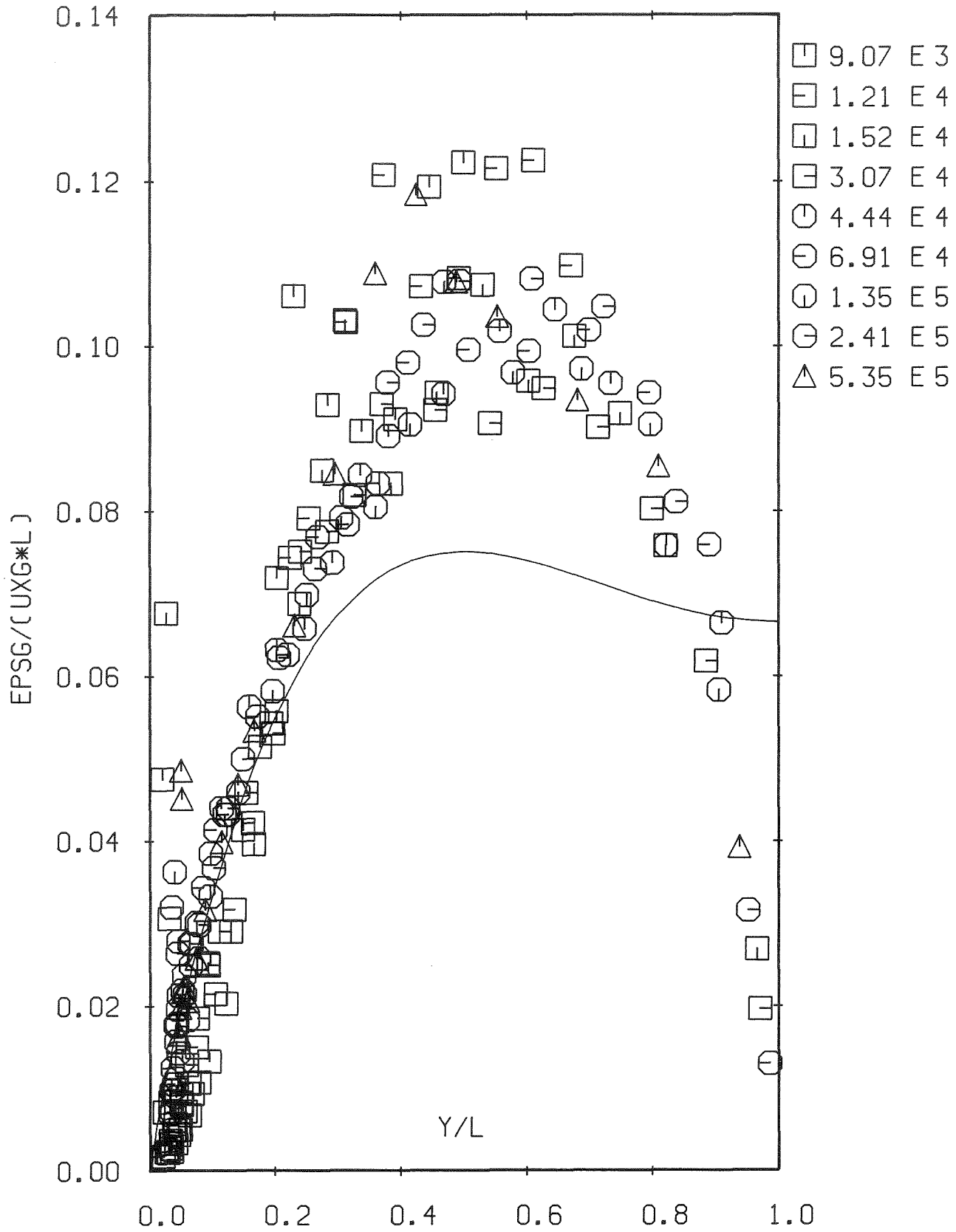
P=4.0 H=1.0 B=1.0

Abb. 126: Wirbelviskosität der glatten Zone



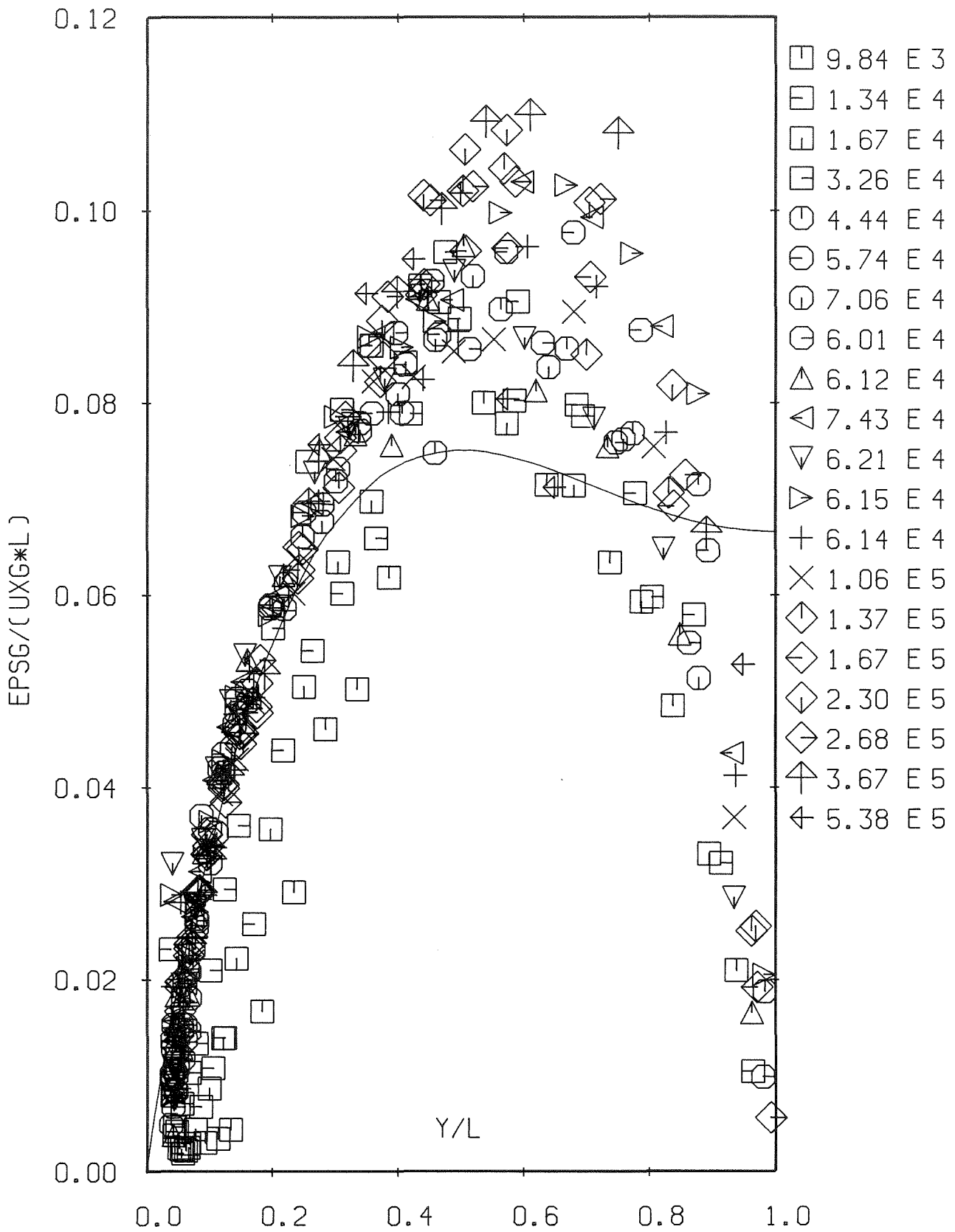
P=8.0 H=1.0 B=1.0

Abb. 127: Wirbelviskosität der glatten Zone



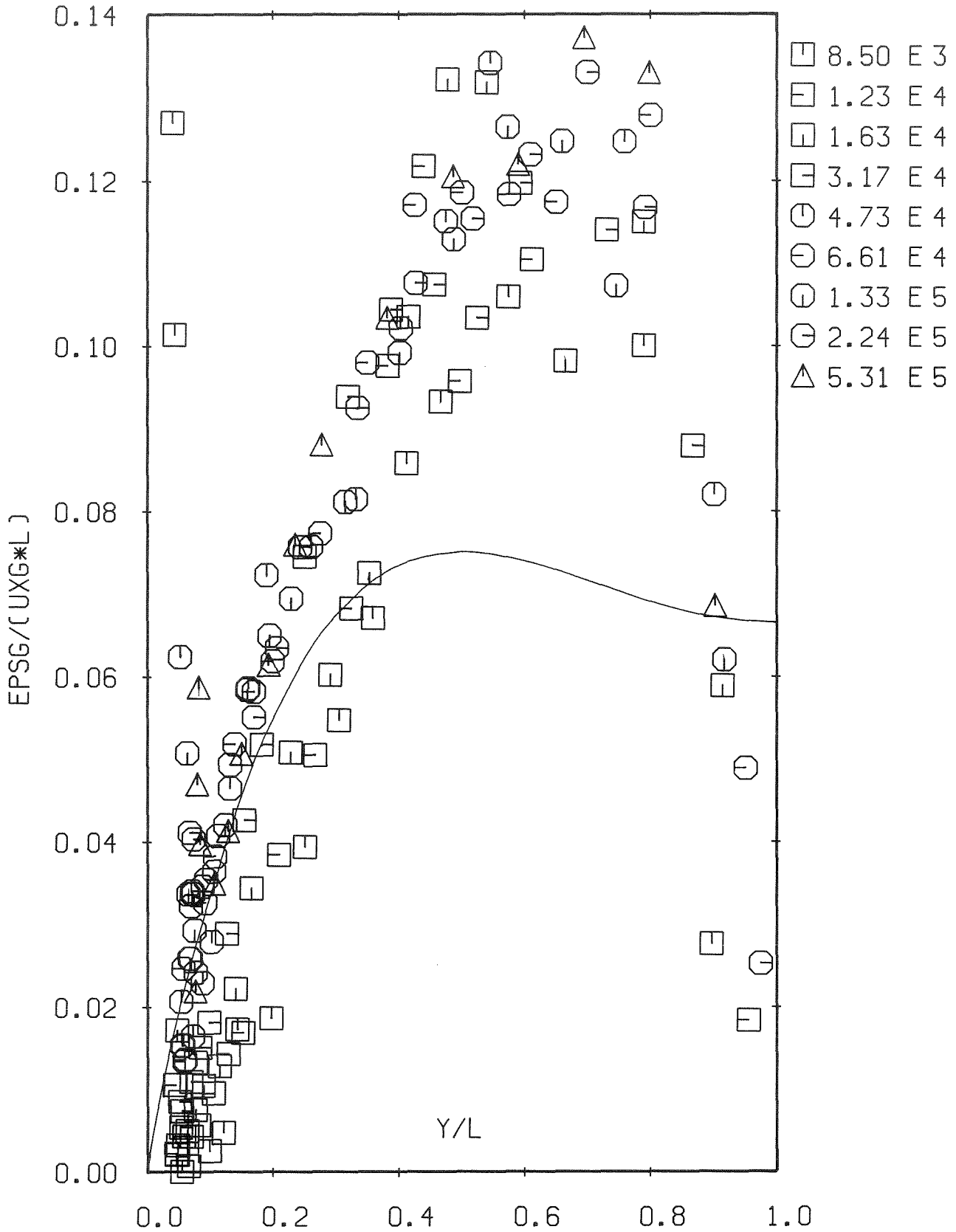
P=16.0 H=1.0 B=1.0

Abb. 128: Wirbelviskosität der glatten Zone



P=12.0 H=3.0 B=3.0

Abb. 129: Wirbelviskosität der glatten Zone



P=24.0 H=3.0 B=3.0

Abb. 130: Wirbelviskosität der glatten Zone

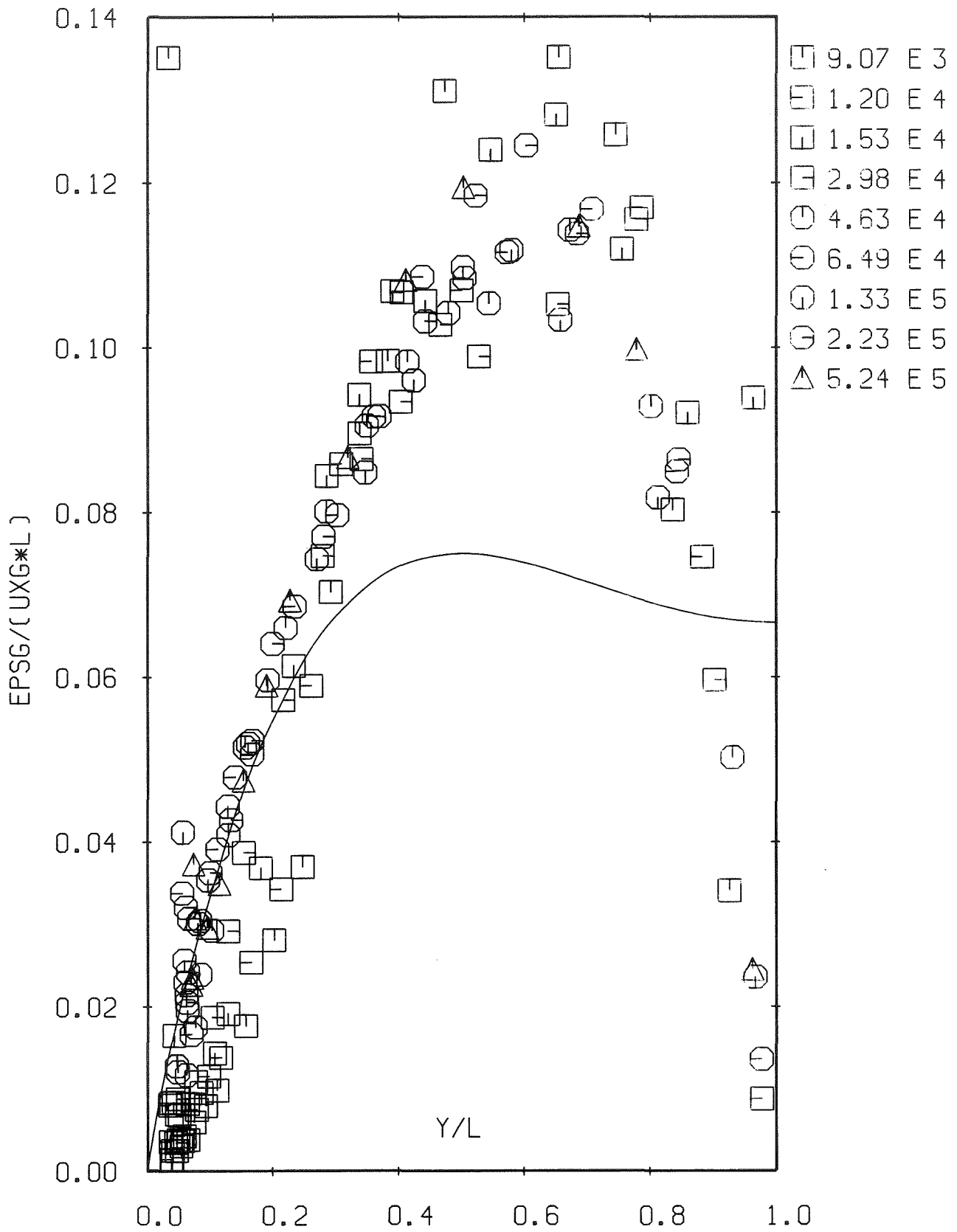
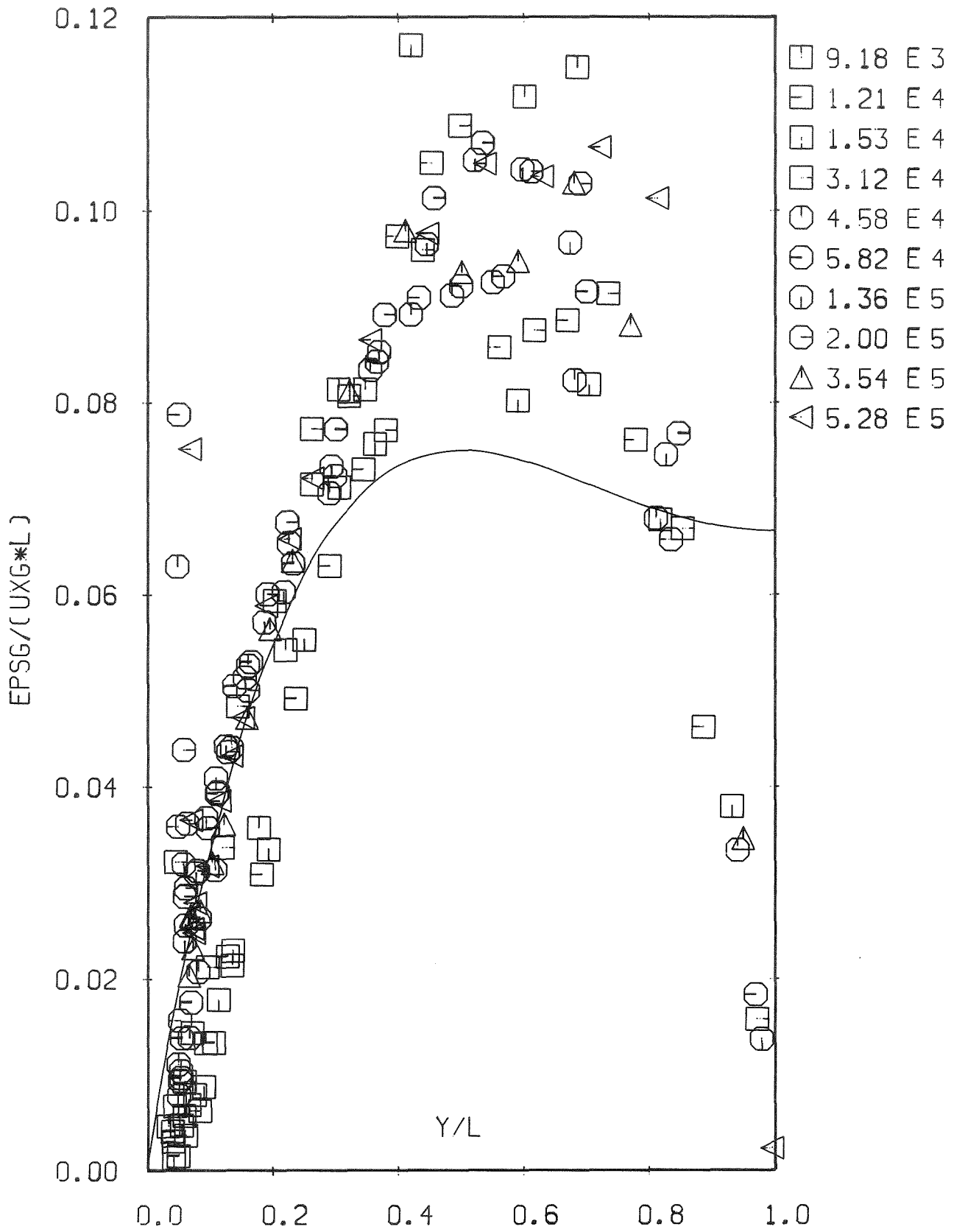
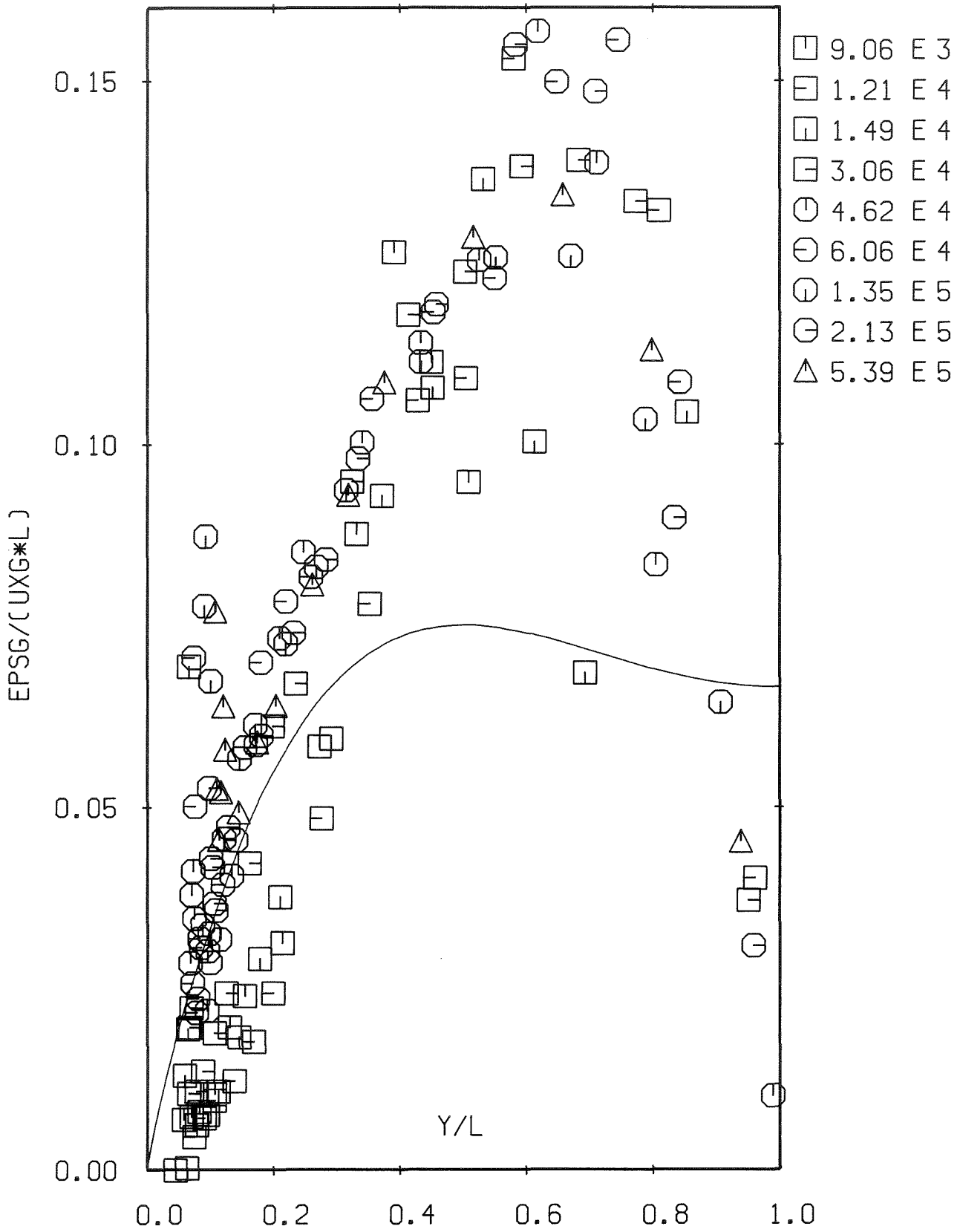


Abb. 131: Wirbelviskosität der glatten Zone



P=24.0 H=6.0 B=6.0

Abb. 132: Wirbelviskosität der glatten Zone



P=48.0 H=6.0 B=6.0

Abb. 133: Wirbelviskosität der glatten Zone

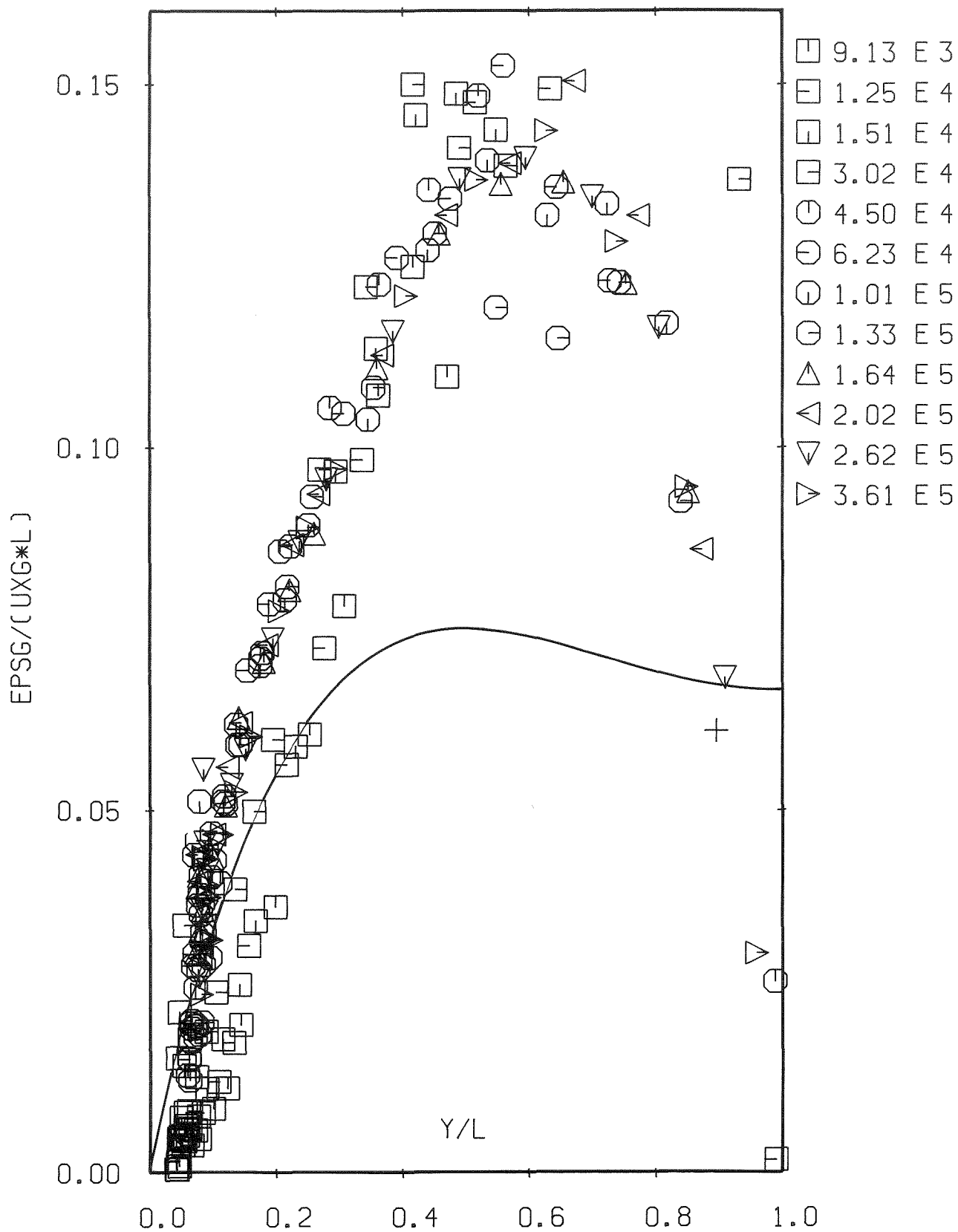
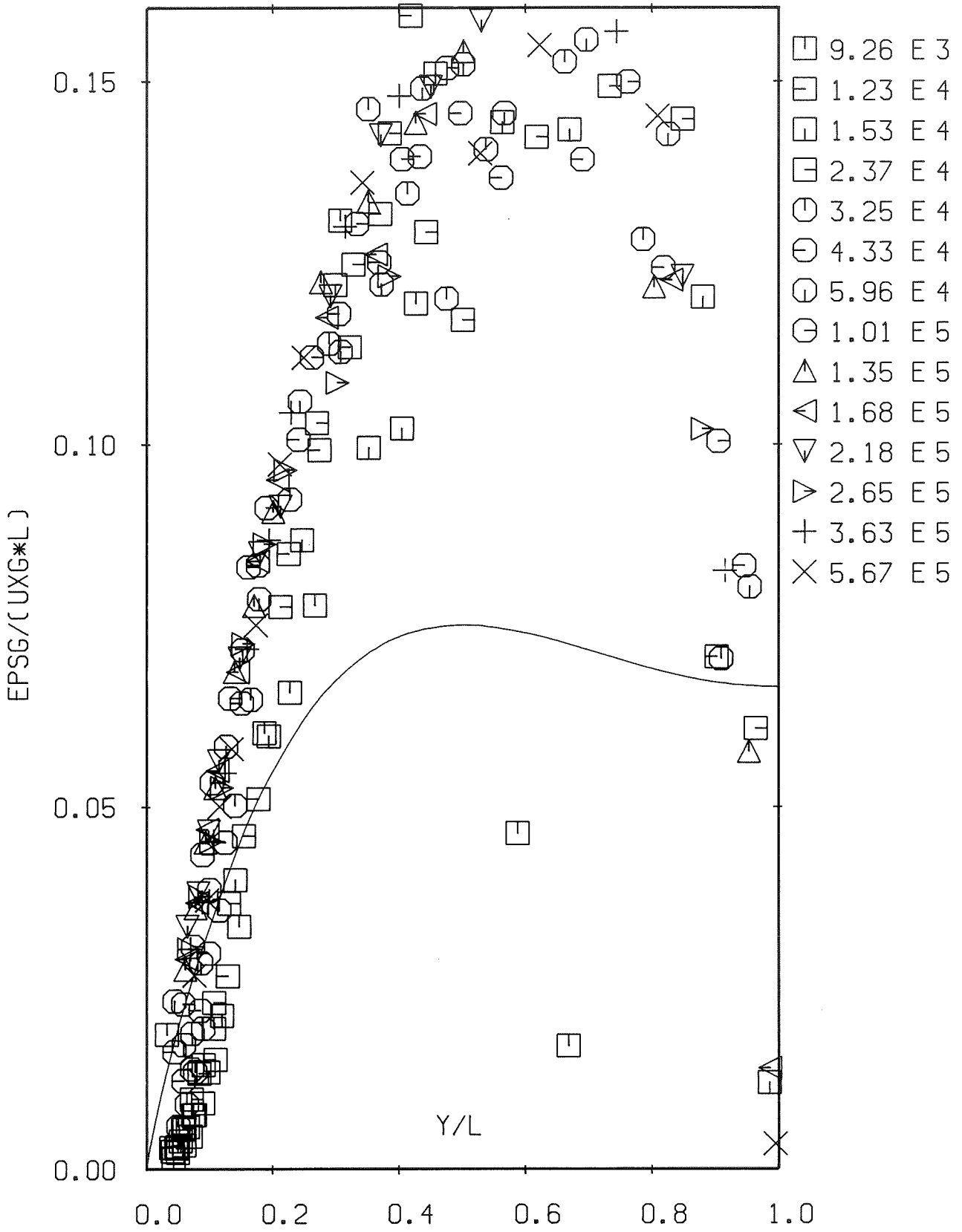
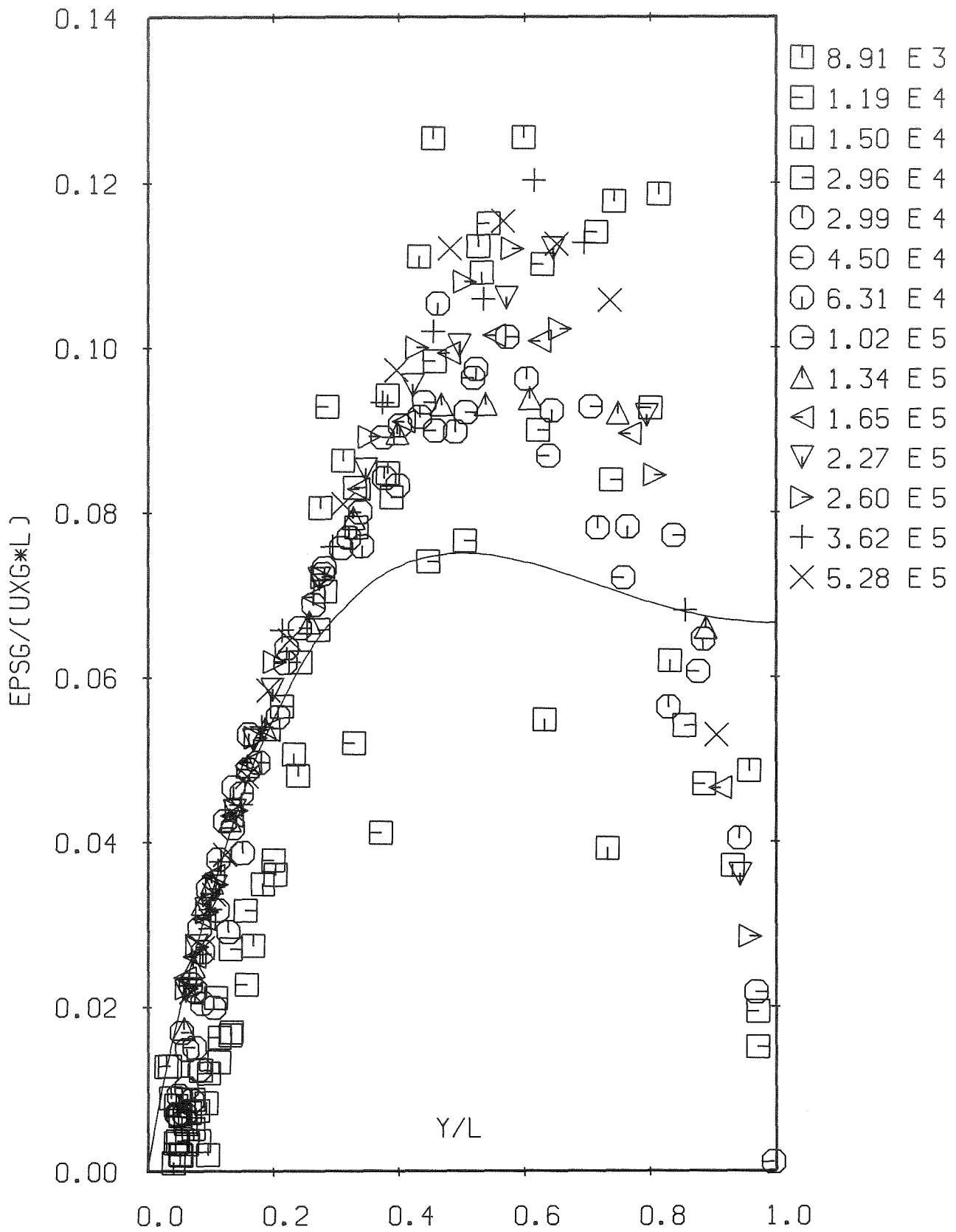


Abb. 134: Wirbelviskosität der glatten Zone



P=192.0 H=6.0 B=6.0

Abb. 135: Wirbelviskosität der glatten Zone



P=6.0 H=1.5 B=0.3

Abb. 136: Wirbelviskosität der glatten Zone

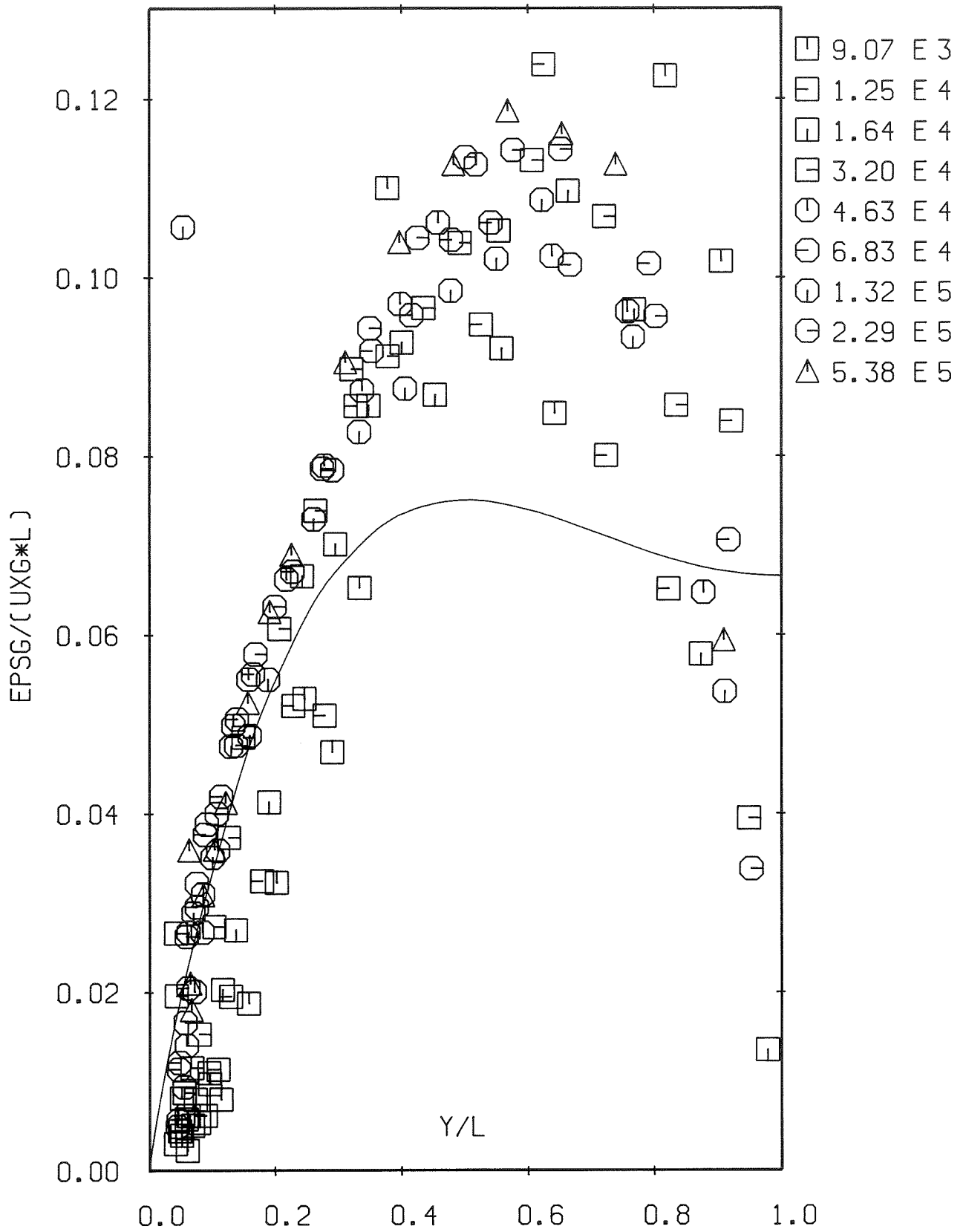
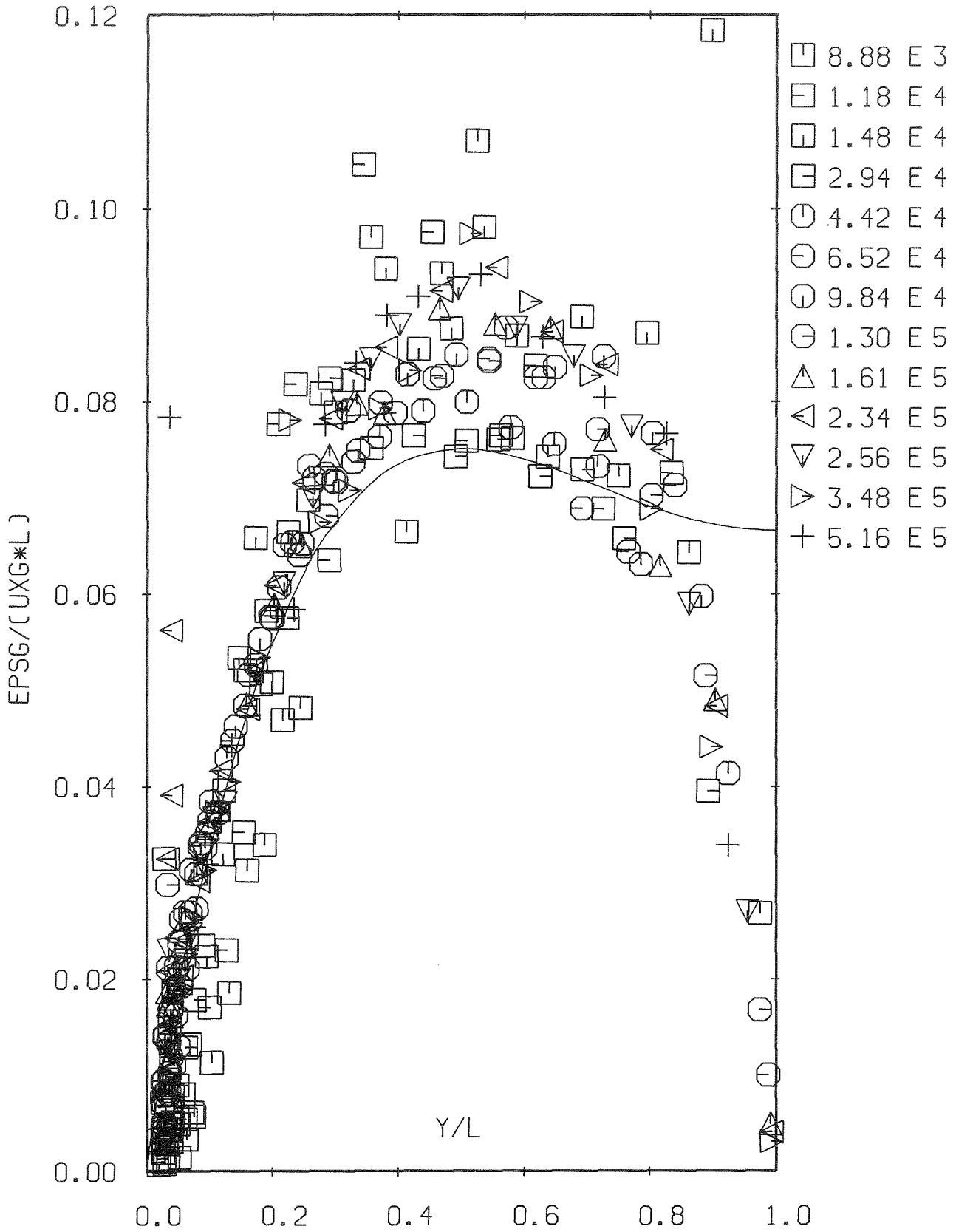
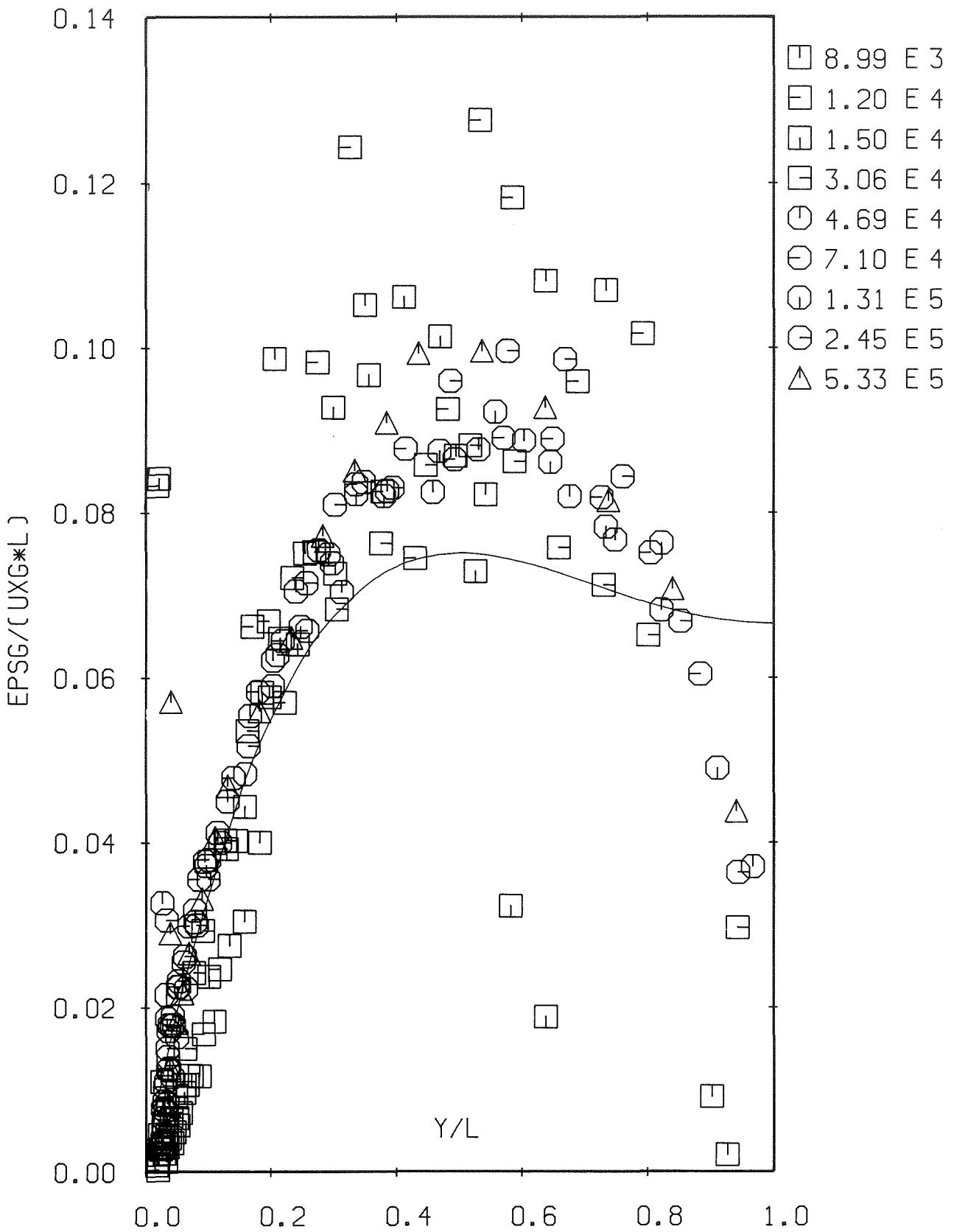


Abb. 137: Wirbelviskosität der glatten Zone



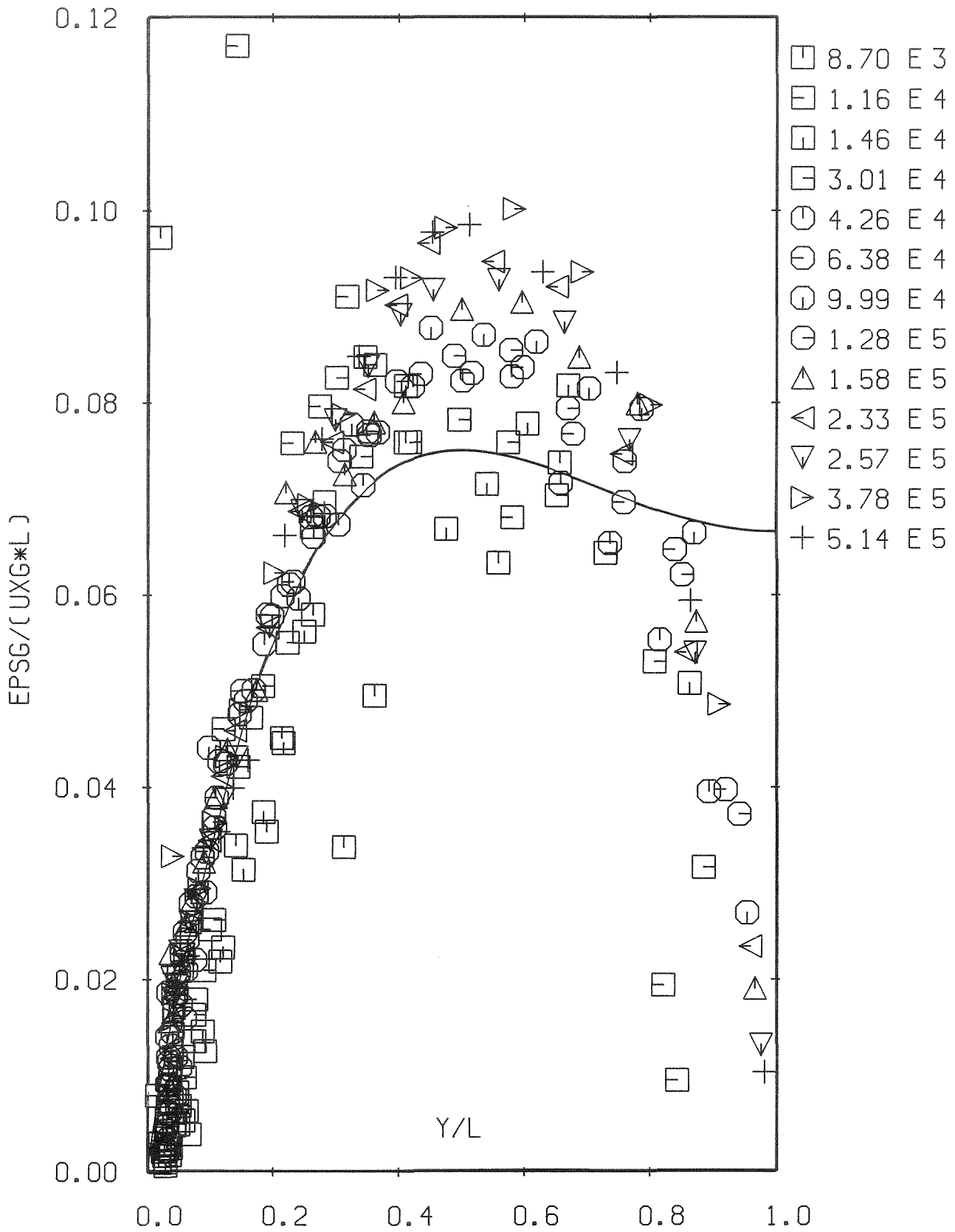
P=4.0 H=0.5 B=1.5

Abb. 138: Wirbelviskosität der glatten Zone



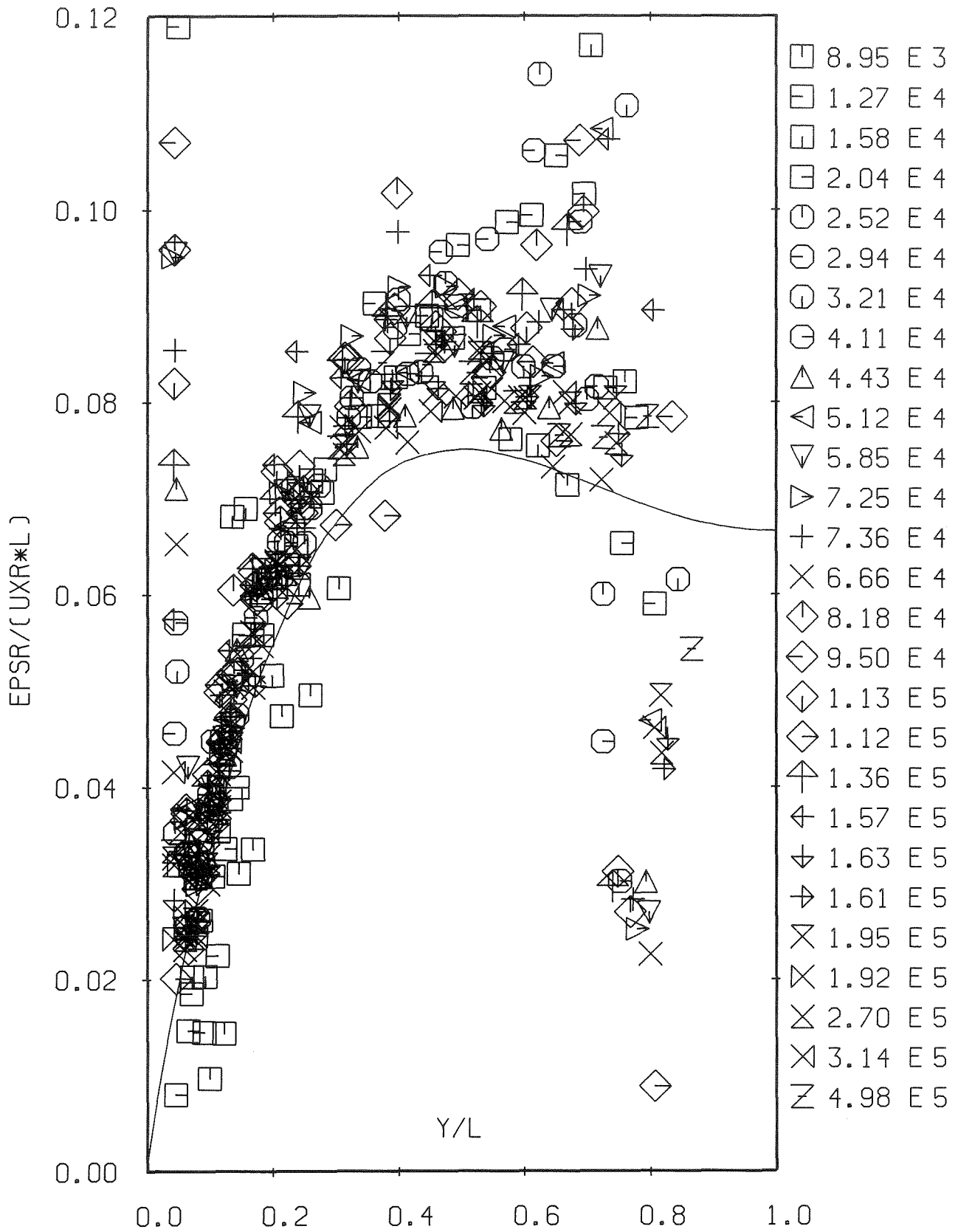
P=8.0 H=0.5 B=1.5

Abb. 139: Wirbelviskosität der glatten Zone



P=2.0 H=0.5 B=0.4

Abb. 140: Wirbelviskosität der glatten Zone



P=1.2 H=0.3 B=0.3

Abb. 141: Wirbelviskosität der rauhen Zone

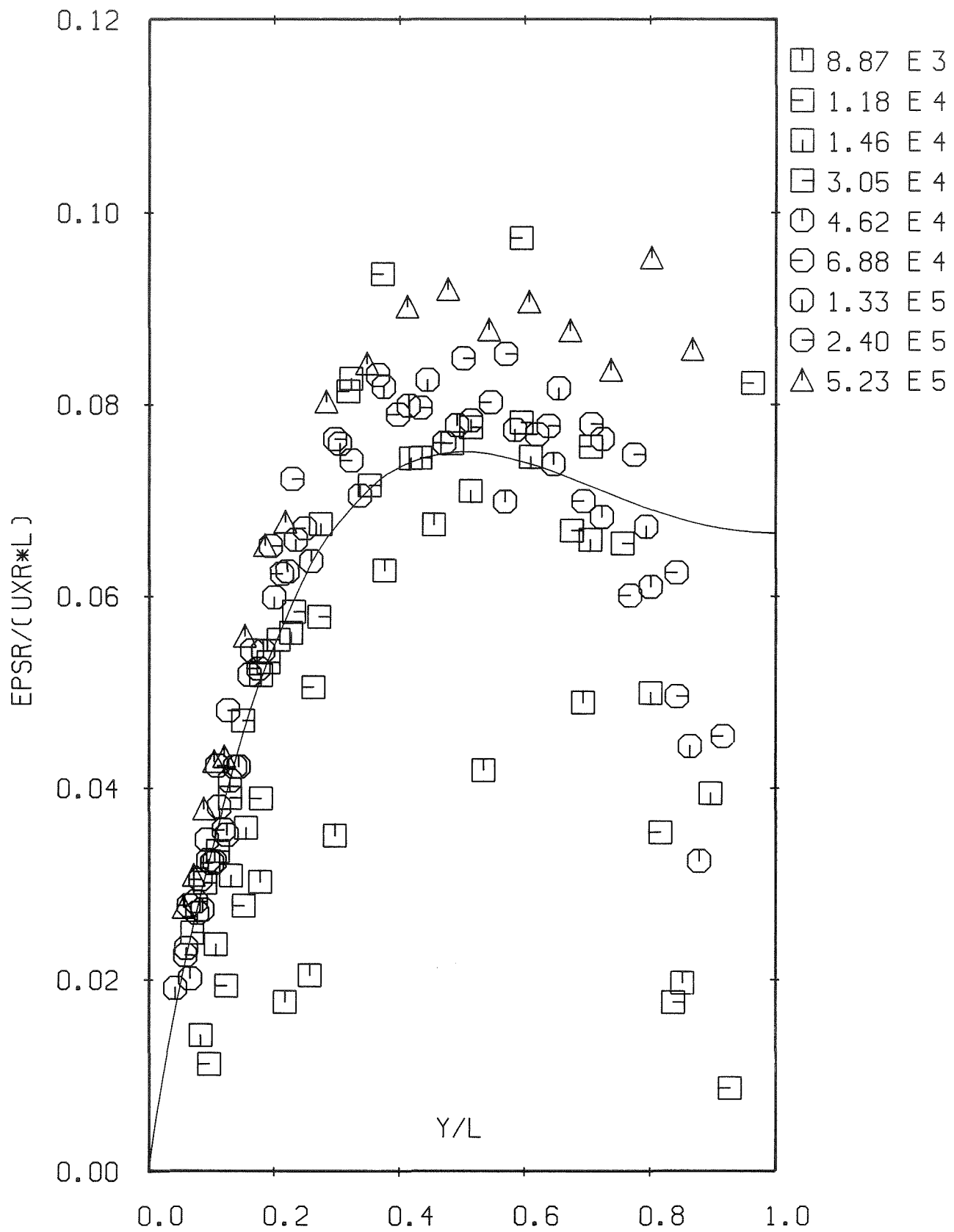
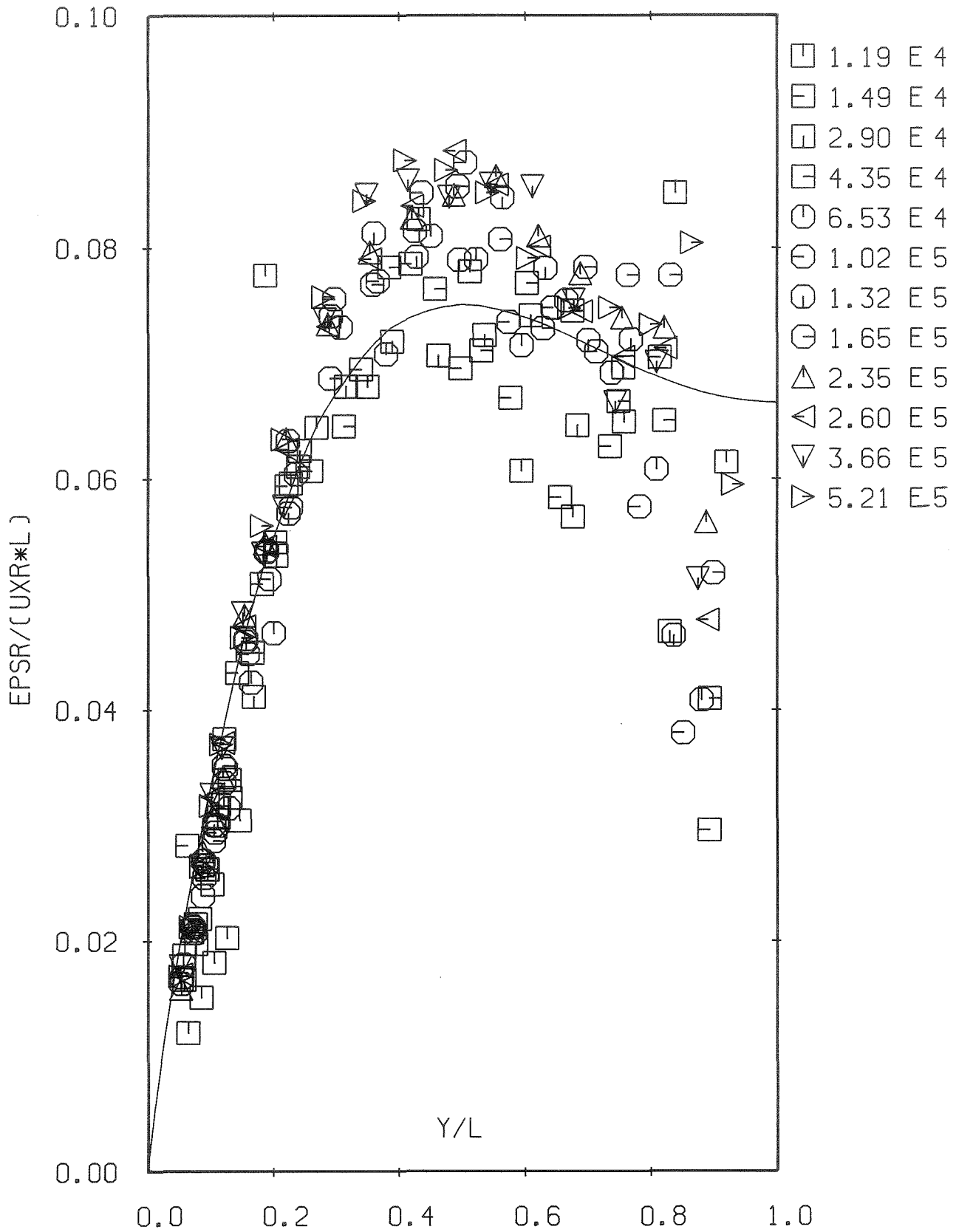
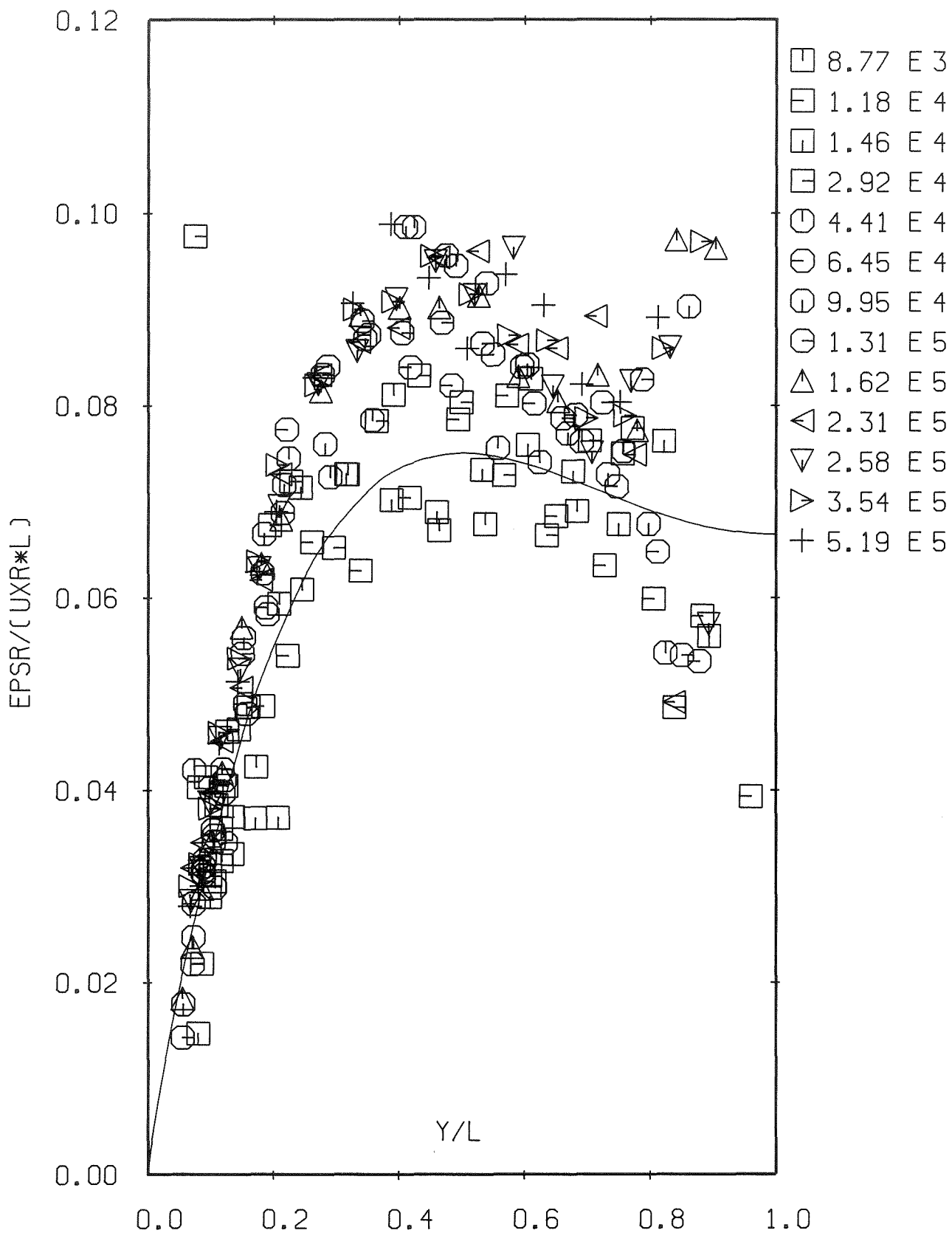


Abb. 142: Wirbelviskosität der rauhen Zone



P=4.0 H=1.0 B=1.0

Abb. 143: Wirbelviskosität der rauhen Zone



P=8.0 H=1.0 B=1.0

Abb. 144: Wirbelviskosität der rauhen Zone

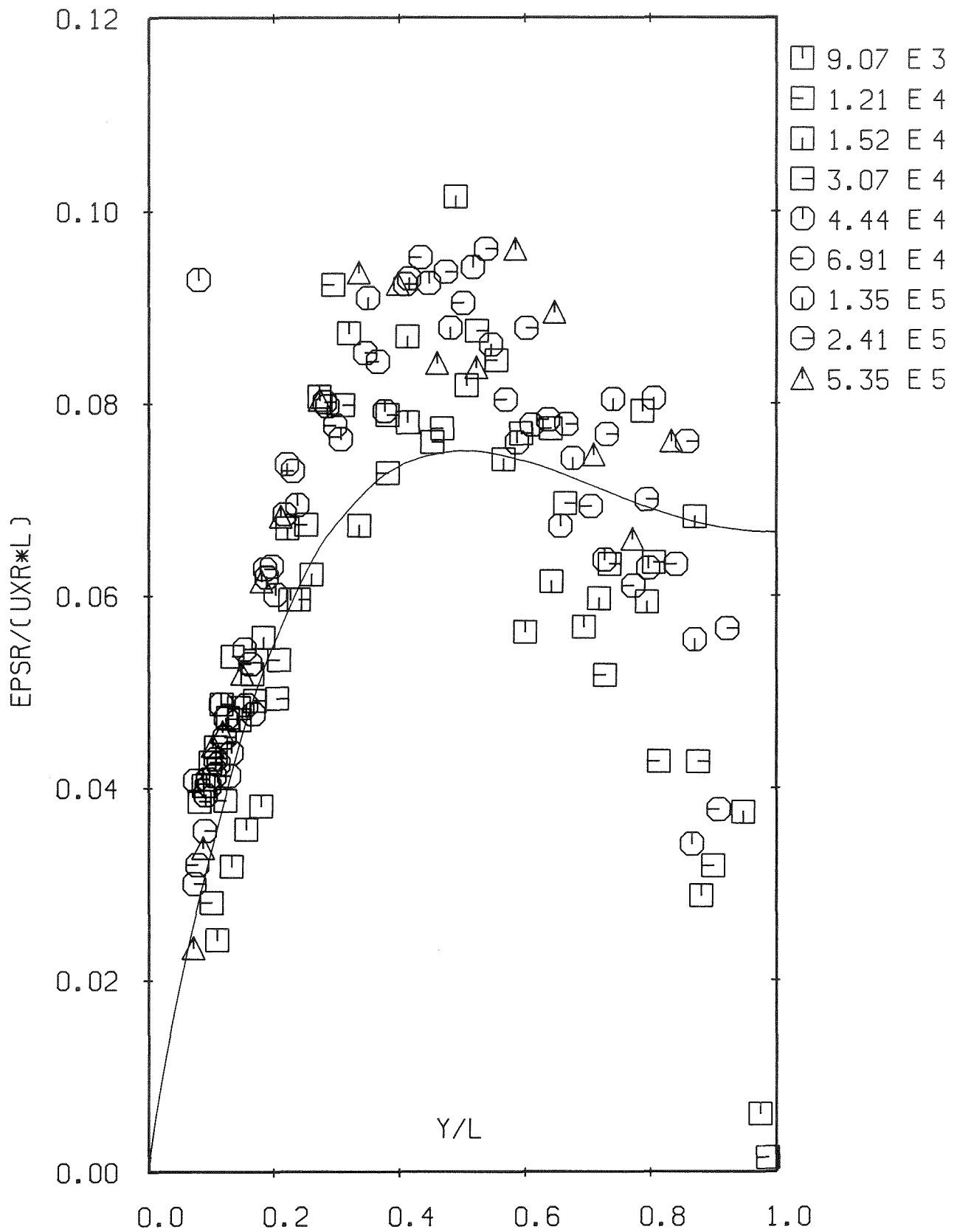
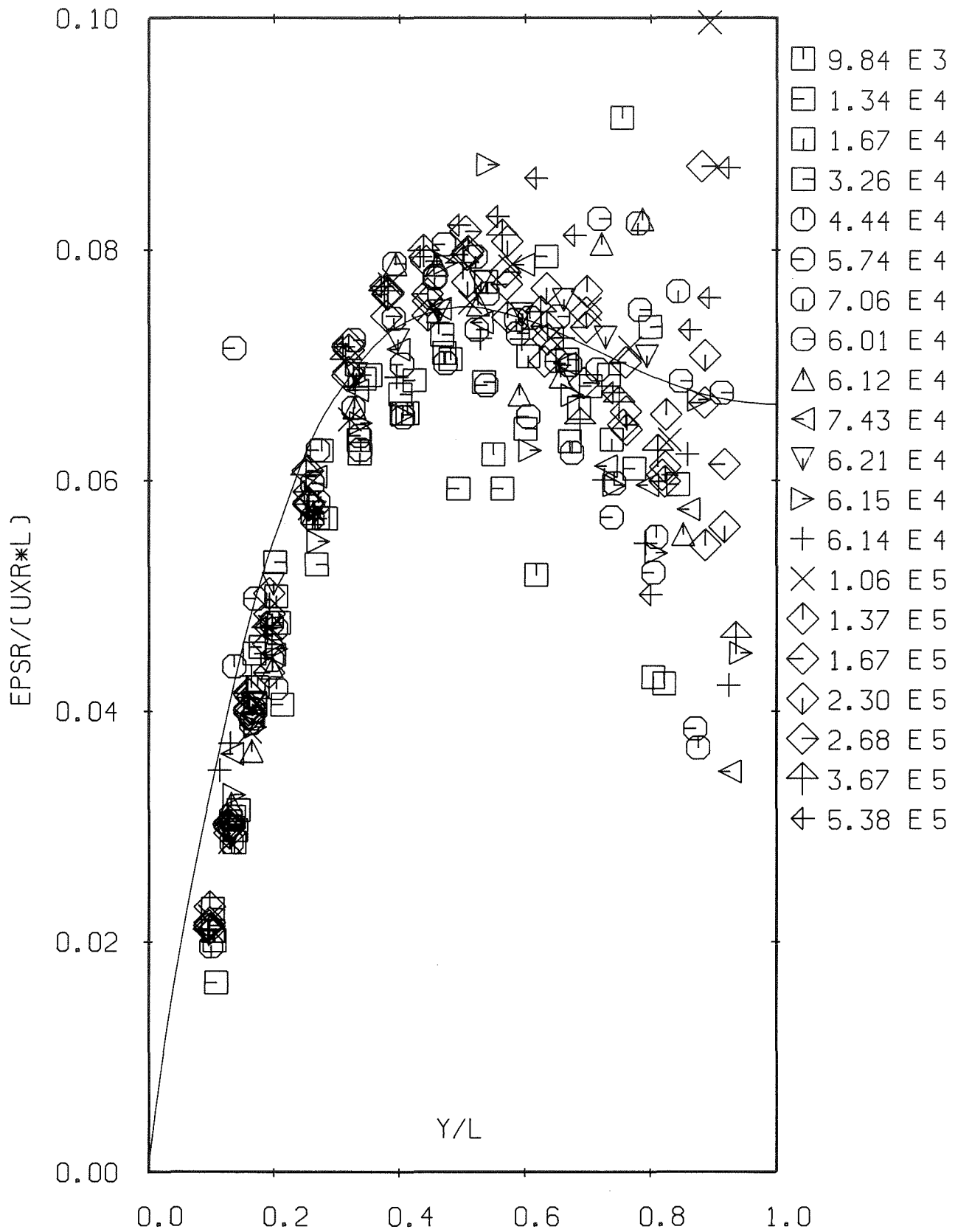


Abb. 145: Wirbelviskosität der rauhen Zone



P=12.0 H=3.0 B=3.0

Abb. 146: Wirbelviskosität der rauhen Zone

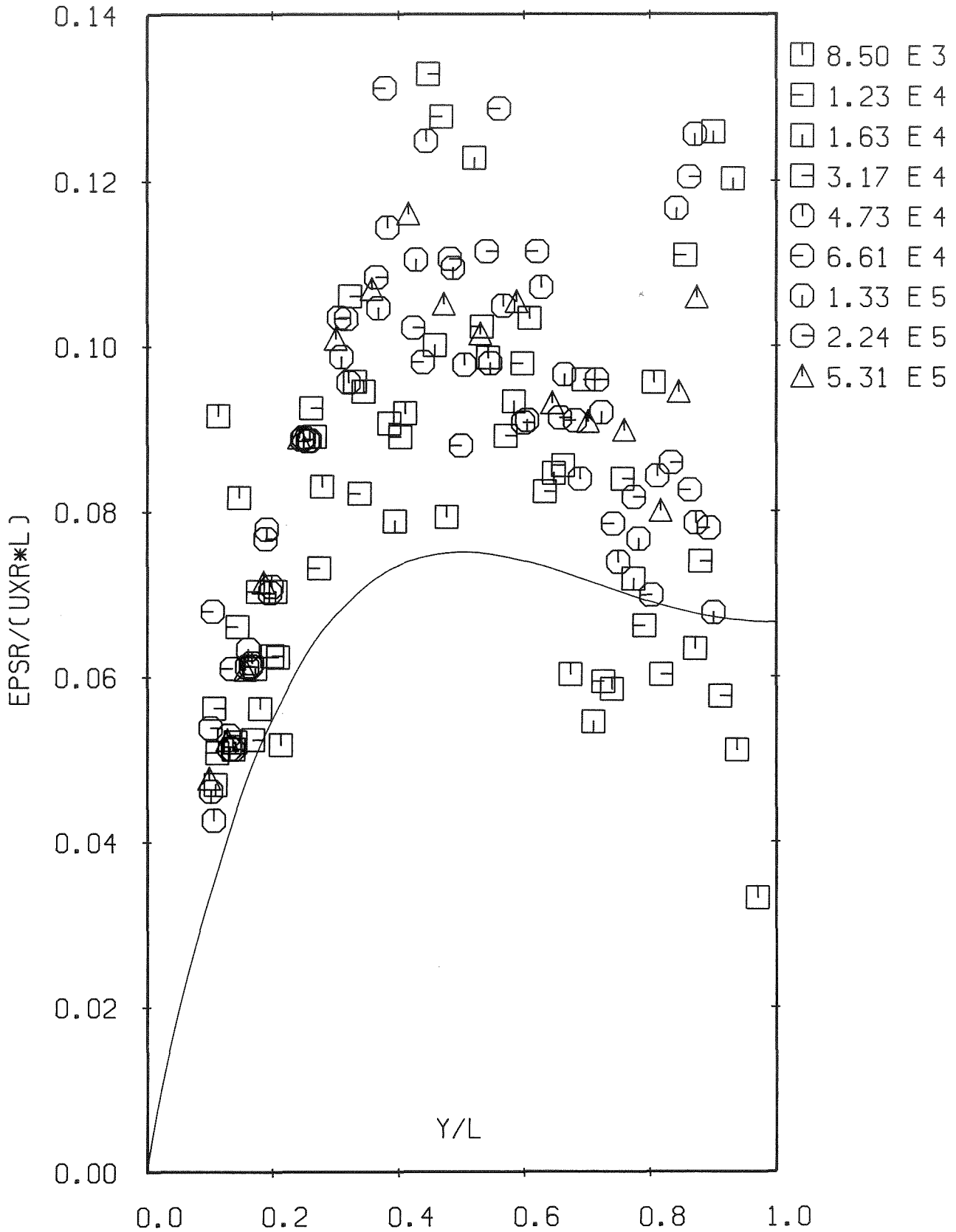
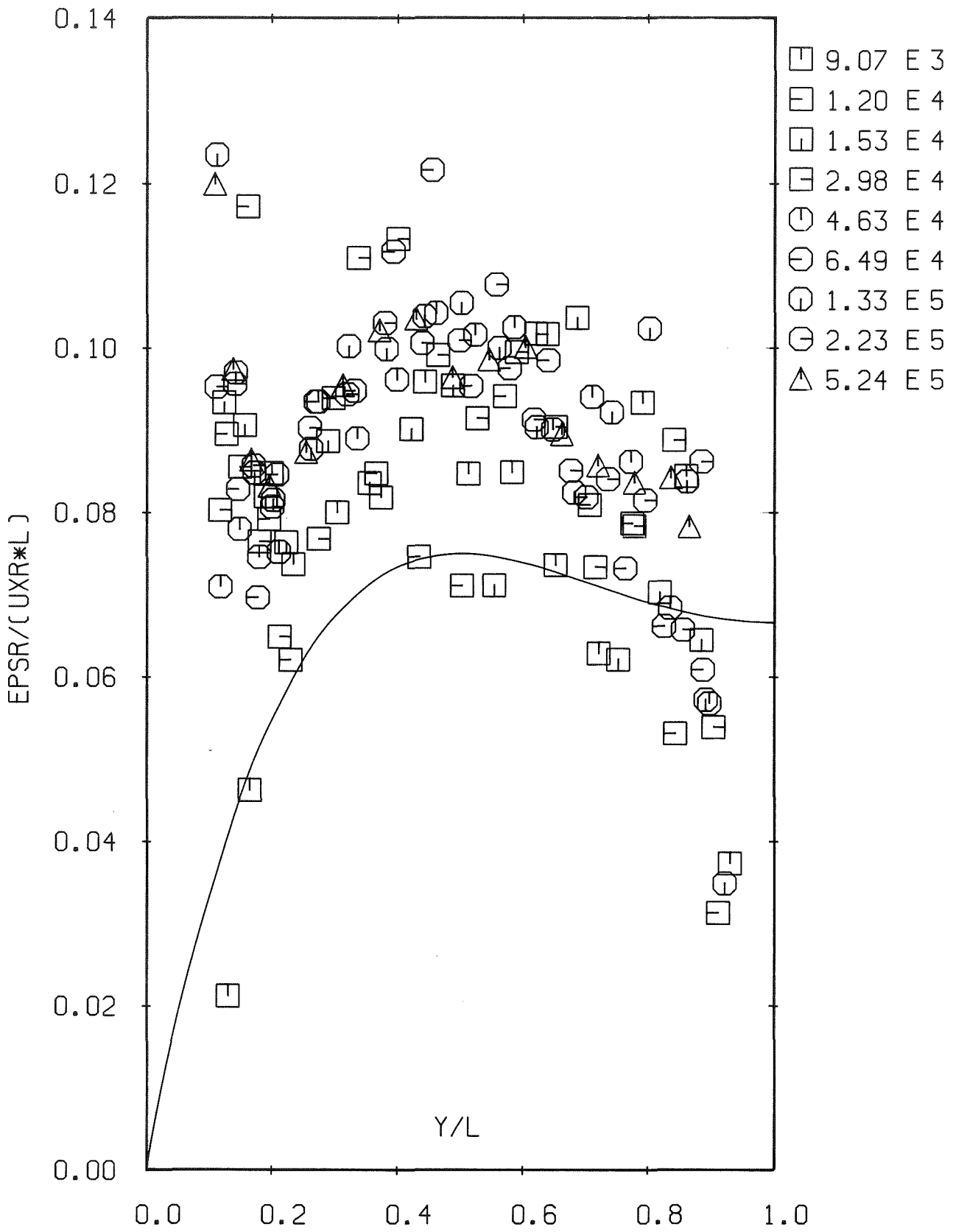
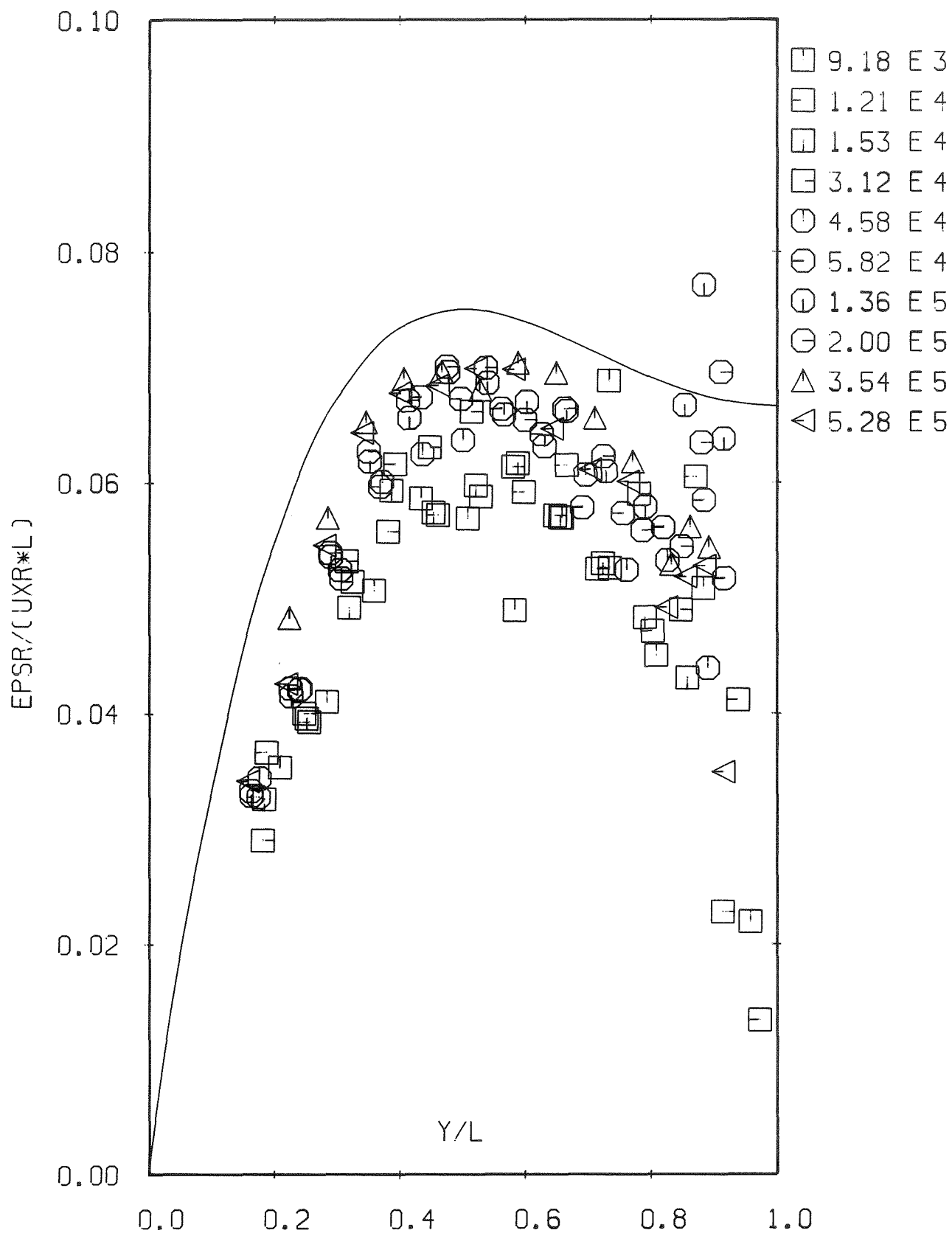


Abb. 147: Wirbelviskosität der rauhen Zone



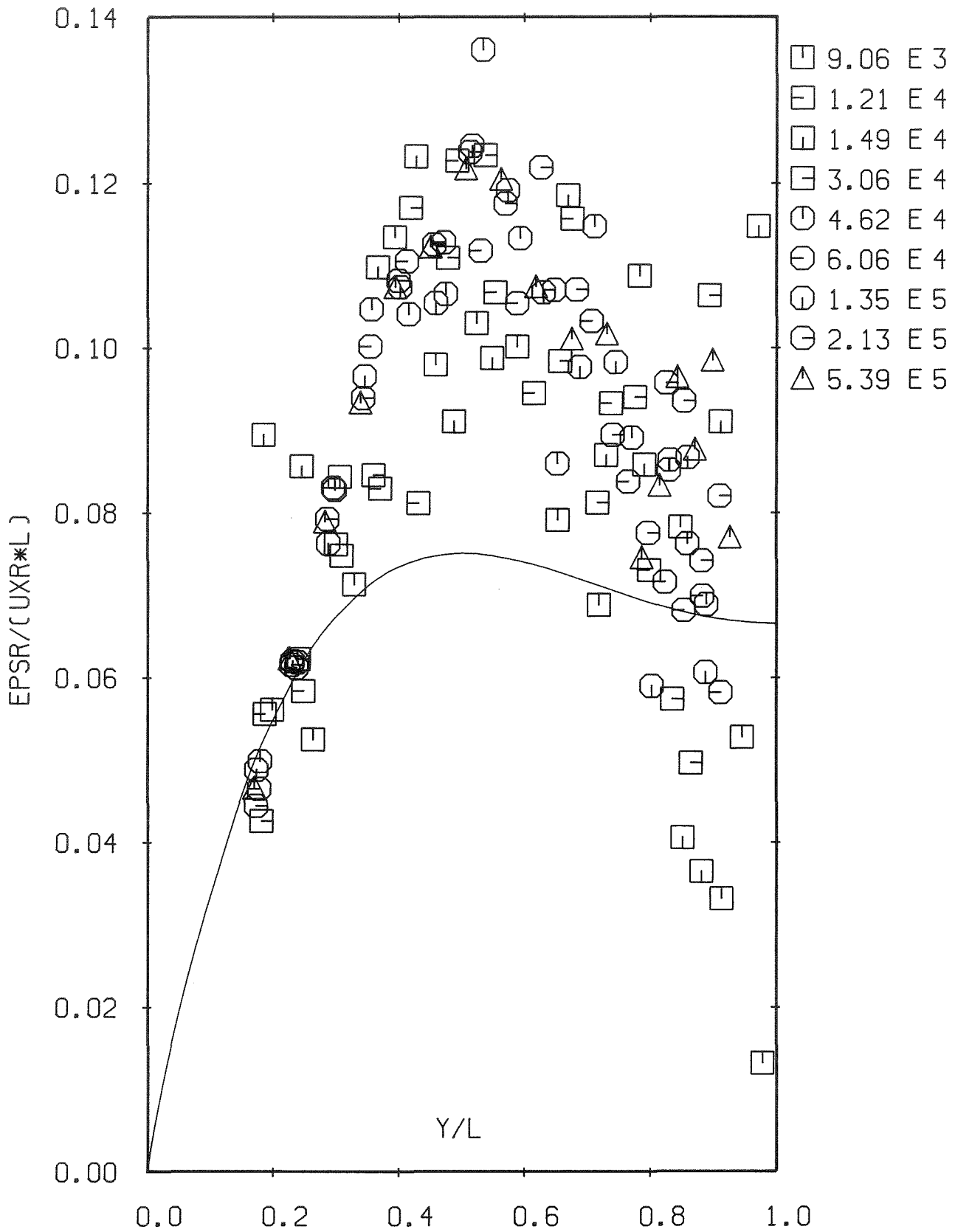
P=48.0 H=3.0 B=3.0

Abb. 148: Wirbelviskosität der rauhen Zone



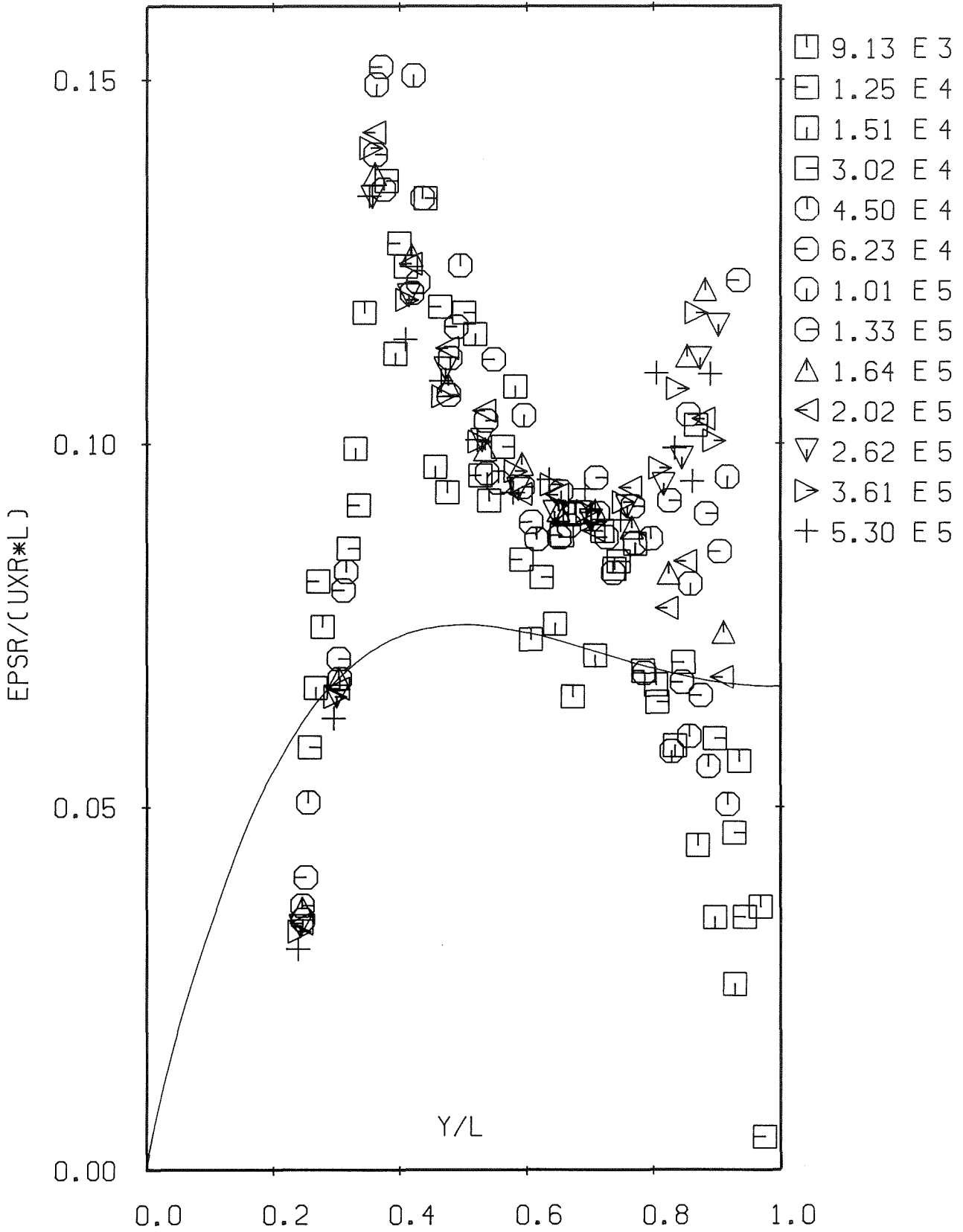
P=24.0 H=6.0 B=6.0

Abb. 149: Wirbelviskosität der rauhen Zone



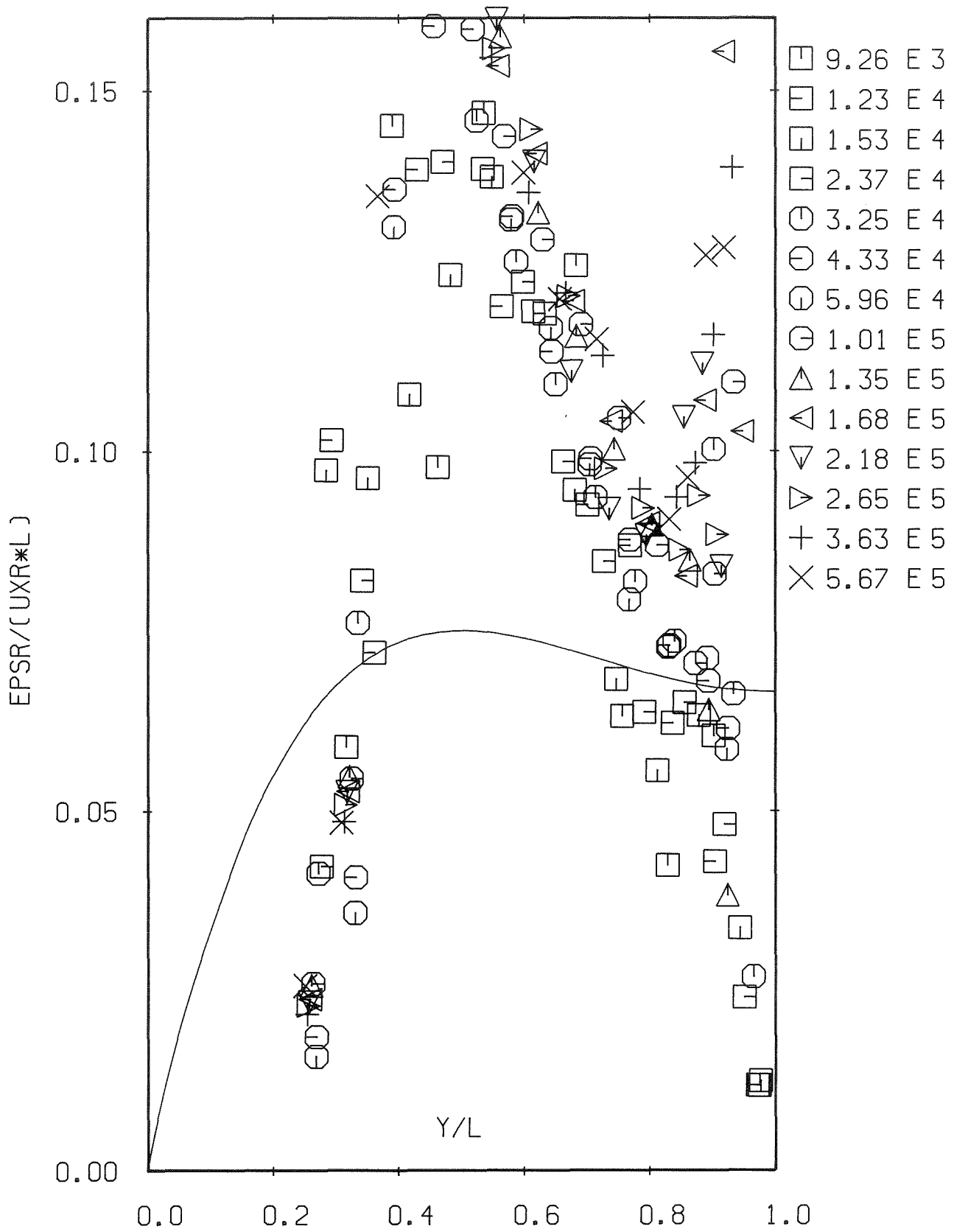
P=48.0 H=6.0 B=6.0

Abb. 150: Wirbelviskosität der rauhen Zone



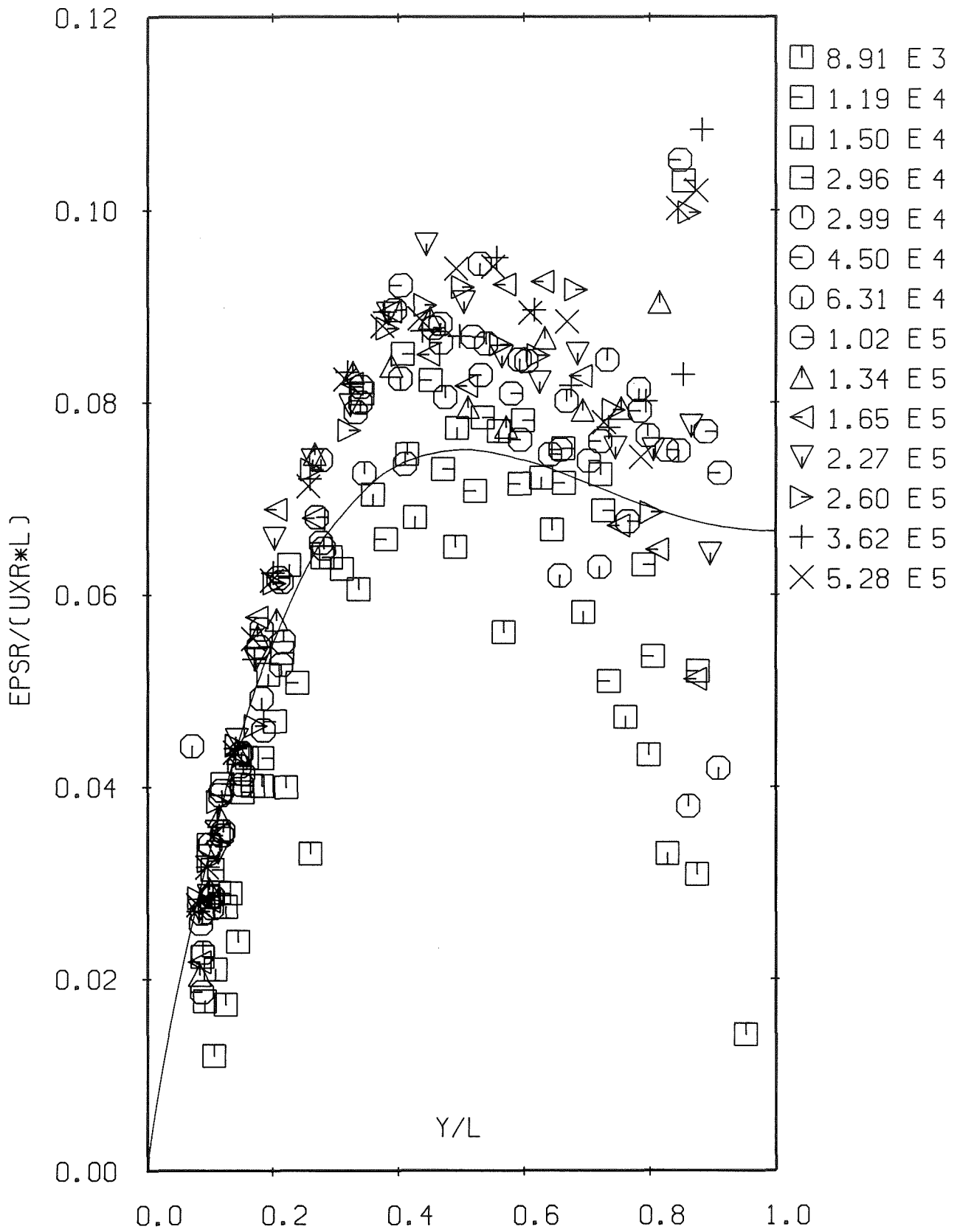
P=96.0 H=6.0 B=6.0

Abb. 151: Wirbelviskosität der rauhen Zone



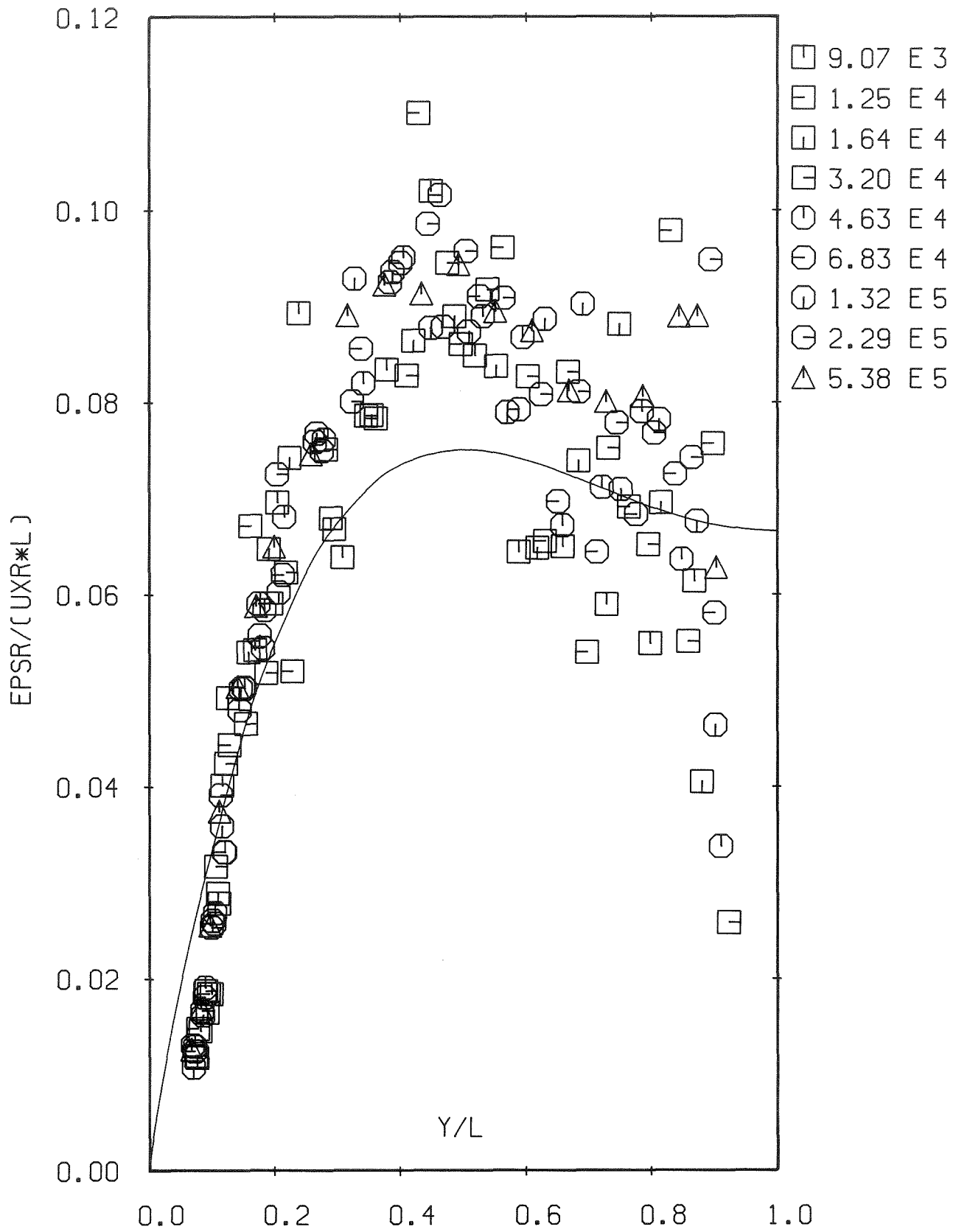
P=192.0 H=6.0 B=6.0

Abb. 152: Wirbelviskosität der rauhen Zone



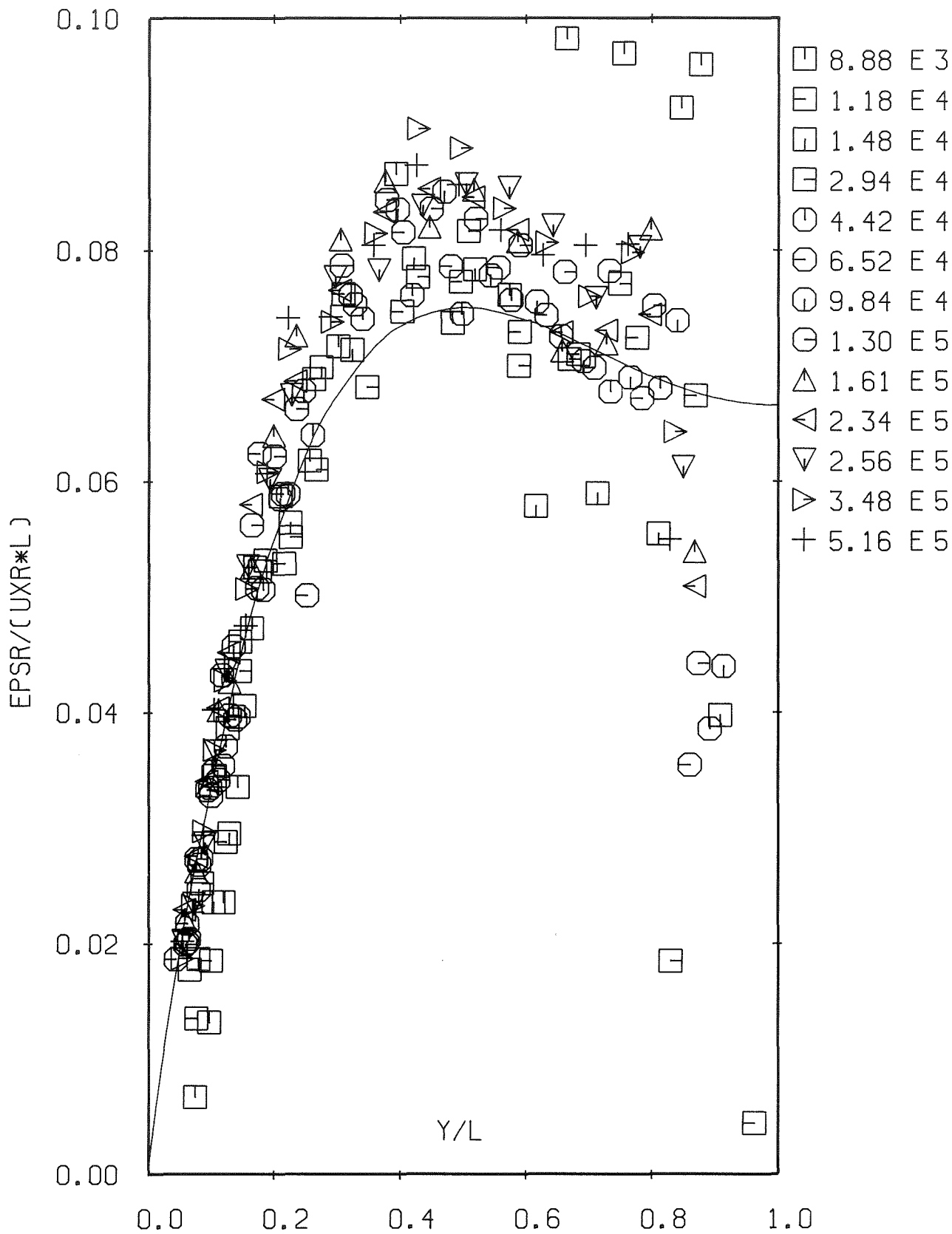
P=6.0 H=1.5 B=0.3

Abb. 153: Wirbelviskosität der rauhen Zone



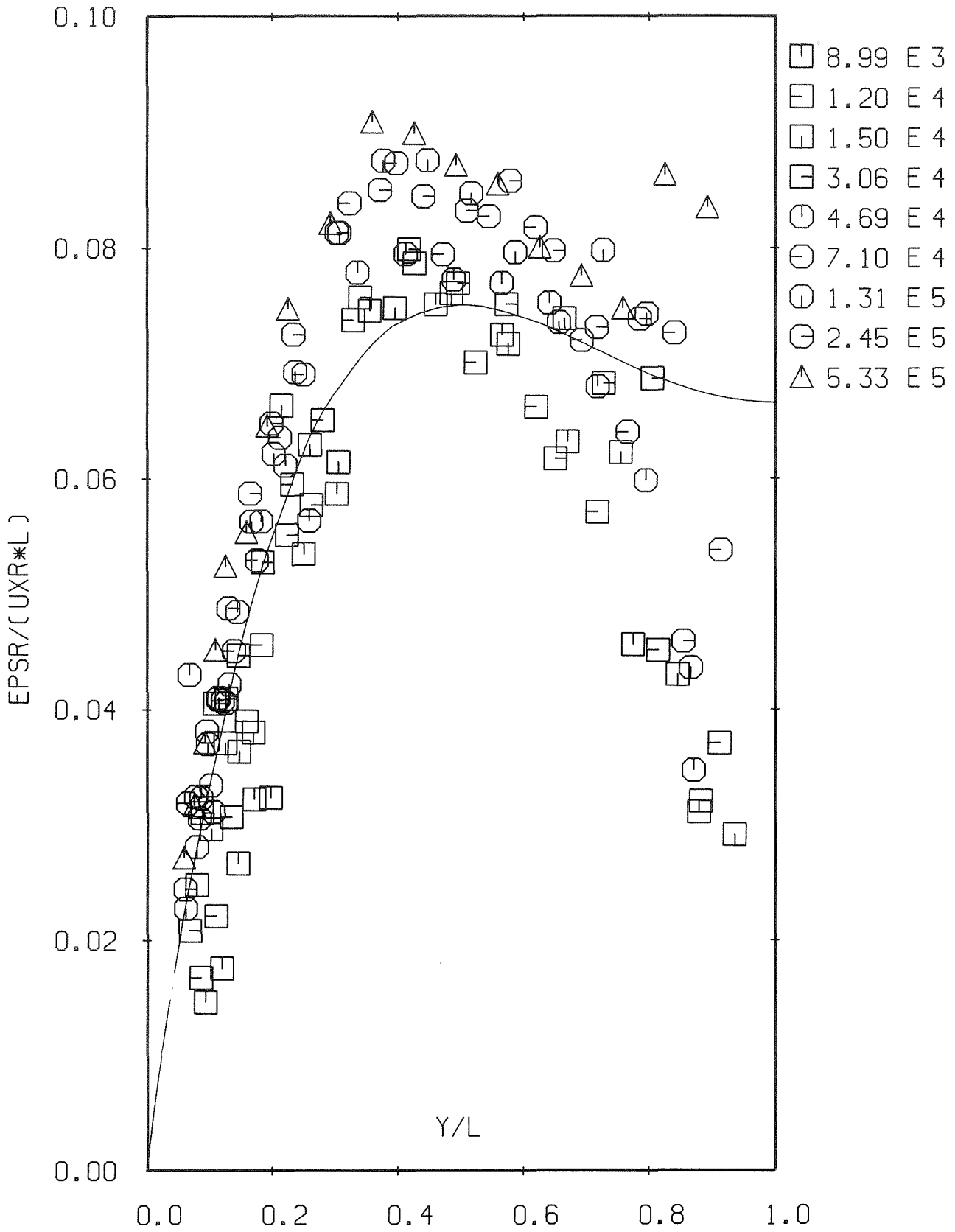
P=12.0 H=1.5 B=0.3

Abb. 154: Wirbelviskosität der rauhen Zone



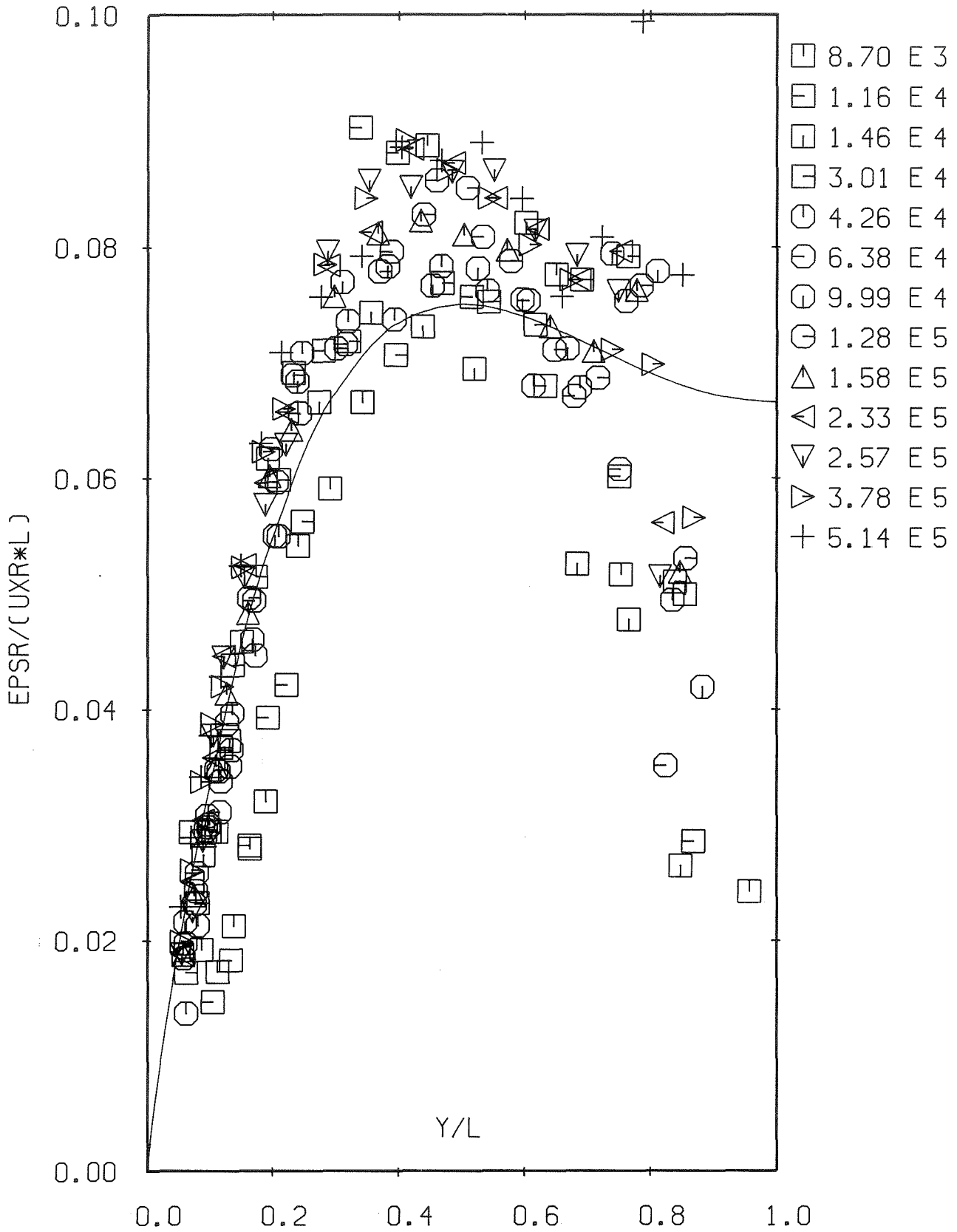
P=4.0 H=0.5 B=1.5

Abb. 155: Wirbelviskosität der rauhen Zone



P=8.0 H=0.5 B=1.5

Abb. 156: Wirbelviskosität der rauhen Zone



P=2.0 H=0.5 B=0.4

Abb. 157: Wirbelviskosität der rauhen Zone