

KfK 2764
Februar 1979

Turbulente Strömung an Einzel- und Mehrfachrauigkeiten im Plattenkanal

L. Meyer
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

KfK 2764

Turbulente Strömung an Einzel- und Mehrfach-
rauigkeiten im Plattenkanal

Leonhard Meyer

Dissertation genehmigt von der Fakultät für
Maschinenbau der Universität Karlsruhe

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

A b s t r a c t

MEYER, LEONHARD:

TURBULENTE STRÖMUNG AN EINZEL- UND MEHRFACHRAUHIGKEITEN IM PLATTENKANAL

Für die Berechnung der asymmetrischen Strömung in rauhen Kanälen hat sich die Methode, die auf der Annahme universeller Geschwindigkeitsprofile über glatten und rauhen Oberflächen beruht, durchgesetzt. In dieser Arbeit werden die Kenngrößen der Geschwindigkeitsprofile für zwei- und dreidimensionale Rechteckrauhigkeiten bestimmt, und es wird die Möglichkeit untersucht, diese aus der Kenntnis der Strömung an Einzelrauhigkeiten zu berechnen. Dazu wurden Messungen in voll ausgebildeter turbulenter Strömung in einem Plattenkanal mit variablem Plattenabstand durchgeführt. An verschiedenen Einzelrauhigkeiten wurden der Druck- und Widerstandskoeffizient, sowie die Länge der Wirbelzone hinter den Rauigkeiten bestimmt. Im ein- und beidseitig rauhen Kanal wurden Druck- und Geschwindigkeitsprofile für den voll-rauhen Strömungszustand gemessen. Es zeigt sich, daß die Steigung des dimensionslosen logarithmischen Profils in der glatten und in der rauhen Zone mit wachsender relativer Rauigkeitshöhe und wachsendem Widerstand der Rauigkeit abnimmt.

Die ermittelten Profilparameter werden als Funktion der Kanal- und Rauigkeitsgeometrie beschrieben und in einer Transformationsmethode auf Experimente in Plattenkanälen und Ringspalten anderer Autoren angewandt.

Turbulent flow at single- and repeated rib-roughnesses in
a plane channel

Abstract

The assumption of universal velocity profiles over smooth and rough surfaces is the base for calculating the asymmetric flow in rough channels. In this work the parameters of the velocity profiles over two- and three-dimensional rectangular roughnesses are determined, and the feasibility of calculating these by means of a flow model around single roughnesses is analysed. Measurements in fully developed turbulent flow in a rectangular channel with variable aspect ratio were performed. For different single roughnesses the pressure and drag coefficients and the reattachment lengths of the flow behind the ribs were determined. In channels with one and with both sides rough pressure and velocity profiles for the fully rough flow regime were measured. The results show, that the slopes of the non-dimensional velocity profiles in the smooth and rough zone decrease with increasing relative roughness height and increasing drag of the rough wall.

The profile parameters are correlated as functions of the channel- and roughness geometry and were introduced into a transformation method, which was applied to data of experiments in rectangular and annular channels of other authors.

Inhalt

	Seite
1. EINLEITUNG	
1.1 Problemstellung	1
1.2 Blick auf das Gebiet der Rauheitsforschung	2
1.3 Grundlagen und Ziele dieser Arbeit	3
2. RECHTECKFÖRMIGE EINZELRIPPEN IN TURBULENTER KANALSTRÖMUNG	9
2.1 Grundlagen und Literatur	9
2.1.1 Widerstandskoeffizient	9
2.1.2 Strömung um die Rippe	12
2.2 Versuchsanlage und Meßmethoden	15
2.2.1 Strömungskanal	15
2.2.2 Kraftmessung	16
2.2.3 Geschwindigkeitsmessung	17
2.2.4 Messung des statischen Druckes und der Wandschubspannung	18
2.2.5 Sichtbarmachung der Strömung	19
2.3 Ergebnisse und Diskussion	20
2.3.1 Widerstandskoeffizient	20
2.3.1.1 Versuchsparameter	20
2.3.1.2 Auswertung	20
2.3.1.3 Widerstandskoeffizient 2-dimensiona- ler Rippen	22
2.3.1.4 Widerstandskoeffizient 3-dimensiona- ler Rippen	26
2.3.2 Die Strömung um die Rippe	28
2.3.2.1 Der Druckkoeffizient an der Wand	28
2.3.2.2 Die Länge der Wirbelzone	32
2.4 Zusammenfassung	34
3. DER WIDERSTAND VON RECHTECKRIPPENANORDNUNGEN VER- SCHIEDENER DICHTEN	36
3.1 Grundlagen	36
3.2 Literaturübersicht	38
3.3 Versuchsparameter	40
3.4 Meßanordnung und Versuchsdurchführung	40

	Seite
3.5 Ergebnisse und Diskussion	42
3.5.1 Auswertung	42
3.5.2 2-dimensionale Rauigkeiten	42
3.5.3 3-dimensionale Rauigkeiten	44
3.6 Das Strömungsmodell	47
3.6.1 2-dimensionale Rauigkeiten	48
3.6.2 3-dimensionale Rauigkeiten	51
3.6.3 Bedingungen für ein Rechenmodell	51
3.7 Zusammenfassung	52
4. DAS DRUCK- UND GESCHWINDIGKEITSPROFIL ÜBER RAUHEN OBERFLÄCHEN	 54
4.1 Grundlagen und Literatur	54
4.1.1 Das Geschwindigkeitsprofil	54
4.1.2 Der statische Druck	59
4.2 Versuchsparameter	60
4.3 Meßmethoden	61
4.4 Auswertung	63
4.4.1 Geschwindigkeit	63
4.4.2 Wandschubspannung	65
4.4.3 Position der Nullschubspannung	67
4.5 Ergebnisse und Diskussion	68
4.5.1 Vorversuche	68
4.5.2 Axiale Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen	69
4.5.3 Druckprofile	70
4.5.4 Geschwindigkeitsprofile	72
4.5.4.1 Lineare Darstellung des Gesamtprofils	72
4.5.4.2 Das Profil an der glatten Wand	72
4.5.4.3 Das Profil an der rauhen Wand	75
4.6 Zusammenfassung	79
5. VERFAHREN ZUR BERECHNUNG DES DRUCKVERLUSTES IN RAUHEN KANÄLEN	 80
5.1 Die bestehenden Transformationsverfahren	80
5.1.1 Die f-Methode	80
5.1.2 Die R-Methode	81

	Seite
5.2 Analyse der Meßergebnisse	83
5.2.1 Wahl des Profilursprunges an der rauhen Wand	83
5.2.2 Reibungskoeffizienten	84
5.2.3 Profilkonstanten	85
5.3 Diskussion der Ergebnisse	87
5.3.1 Reibungskoeffizienten	87
5.3.2 Profilkonstanten	88
5.4 Anwendung des Transformationsverfahrens auf integrale Messungen	94
5.4.1 Plattenkanal	94
5.4.2 Ringspalt	95
5.5 Zusammenfassung	97
 6. ZUSAMMENFASSUNG	 99
 Nomenklatur	 102
 Literatur	 105
Anhang A Integration des Geschwindigkeitsprofils an der glatten Wand	117
Anhang B Trennung der Zonen im einseitig rauhen Plattenkanal	118
Tabelle 2.1 Experimentelle Untersuchungen der Wirbel- zonenlänge	121
Tabelle 2.2 Parameter und Widerstandskoeffizienten 2-dimensionaler Rippen	122
Tabelle 2.3 Parameter und Widerstandskoeffizienten 3-dimensionaler Rippen	123
Tabelle 3 Ergebnisse zur Parameterstudie an recht- eckförmigen Rauigkeiten	126

	Seite
Tabelle 4 Versuchsergebnisse im ein- und doppelseitig rauen Plattenkanal	128
Abbildungen	132

1. EINLEITUNG

1.1 Problemstellung

Die Kühlung von Kernreaktoren mit einem Gas ist besonders wegen dessen geringer Neutronenabsorption und dessen schwacher chemischer Aktivität sehr vorteilhaft /99/. Wegen ihrer niedrigen Dichte sind die Wärmeübertragungseigenschaften von Gasen jedoch relativ schlecht. Um die hohen Wärmestromdichten, wie sie besonders im Hochtemperaturreaktor und im schnellen Brüter verlangt werden, realisieren zu können, muß das Kühlgas mit hohem Druck und hohen Geschwindigkeiten durch das Core strömen. Durch künstliches Aufrauhnen der Brennstaboberfläche kann der Wärmeübergang verbessert werden, wodurch bei gleicher Wärmestromdichte mit niedrigeren Drücken und Geschwindigkeiten gearbeitet werden kann.

Eine künstliche Rauigkeit besteht aus 0.10 - 0.20 mm hohen regelmäßigen Erhebungen auf der Brennstaboberfläche und bewirkt ein Aufreißen der viskosen Unterschicht der Strömung unmittelbar an der Wand, in der der Wärmetransport allein auf Wärmeleitung beruht und deshalb relativ schlecht ist. Neben der Verbesserung des Wärmeübergangs erhöht die Rauigkeit natürlich auch den Druckverlust, jedoch ist für den Auslegungszustand der notwendige Energiebedarf zur Abführung einer bestimmten Wärmeenergie bei Verwendung von rauhen Oberflächen stets kleiner als für glatte /56/. Es ergeben sich nun zwei Aufgaben, zum einen das Auffinden einer möglichst wirkungsvollen Rauigkeit und zum anderen die Erforschung des Verhaltens der Strömung im rauhen Brennstabbündel hinsichtlich Wärmeabfuhr und Druckverlust bei allen denkbaren Betriebs- und Unfallzuständen.

1.2 Blick auf das Gebiet der Rauheitsforschung

Die Forschung auf dem Gebiet der Strömung über rauhe Oberflächen begann vor 120 Jahren. Die ersten Arbeiten befaßten sich mit dem erhöhten Druckverlust einer Strömung in korrodierten oder durch andere natürliche Vorgänge aufgerauhten Rohren. Schon früh wurde der Einfluß der Wandrauigkeit auf die turbulente Geschwindigkeitsverteilung untersucht. Die grundlegende Arbeit dazu wurde von NIKURADSE /51/ 1933 veröffentlicht. Er benutzte Sand mit definierter Korngröße, der auf die Innenseite von Rohren in dichtester Anordnung geklebt wurde, um eine systematische Variation der Parameter Rauigkeitshöhe und Durchmesser der Rohre zu erhalten. Die darauf folgenden Arbeiten befaßten sich hauptsächlich mit künstlichen Rauigkeiten, bei denen Form und Abstand der einzelnen Wandunebenheiten genau definiert sind. Eine der ersten und wichtigsten war die Arbeit von SCHLICHTING /52/. Hier war das Problem des zusätzlichen Widerstandes an Schiffs- und Flugzeugoberflächen durch hervorstehende Nietköpfe und dgl. der Ausgangspunkt der Arbeiten. Aber auch der Einfluß der Wandrauigkeit auf den Wärmeübergang wurde schon früh erkannt /44/. Andere Arbeiten wurden durchgeführt, um den Einfluß von natürlichen oder künstlichen Rauigkeiten in Flüssen oder Kanälen zu untersuchen /58,61/. Eine weitere Gruppe von Arbeiten befaßt sich mit dem Einfluß von Hecken und Gebäuden auf die bodennahen Luftströmungen /5,16/.

Seit etwa 20 Jahren steht die Anwendung von Rauigkeiten im Kernreaktor im Vordergrund und veranlaßte eine große Zahl von neuen Untersuchungen. Die komplexe Geometrie des Strömungskanals im Core und die wegen der notwendigen Sicherheit und der hohen Kosten der Brennstabbündel geforderte hohe Zuverlässigkeit der Berechnungen, besonders da es sich dabei um ein System mit aufgeprägter Leistung handelt, machen es verständlich, daß das Problem noch keine abschließende Beantwortung erfahren hat.

1.3 Grundlagen und Ziele dieser Arbeit

Das Ziel der Rauheitsforschung im Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik ist es, eine Methode zu entwickeln, die es ermöglicht, für eine bestimmte Rauigkeit und einen beliebigen Kanalquerschnitt den Druckverlust und Wärmeübergang zu berechnen. Diese Arbeit befaßt sich allein mit der Bestimmung des Druckverlustes, jedoch kann wegen der bekannten Zusammenhänge zwischen Impuls- und Wärmeübertragung auch auf die Effektivität einer Rauigkeit hinsichtlich des Wärmeüberganges geschlossen werden /56,57/.

Die einfachste Methode, die sich bei glatten Kanälen bewährt hat, den Druckverlust in Form eines Reibungskoeffizienten als Funktion der Reynoldszahl mit einer geeigneten Wahl eines hydraulischen Durchmessers darzustellen, führte bei Kanälen mit künstlichen Rauigkeiten zu einer unübersehbaren Zahl von Funktionen, die letztlich doch immer nur für einen engen Bereich von nachgemessenen Parametern gültig waren. Die Schwierigkeit besteht in der Einhaltung der Ähnlichkeit bei Größe und Form der Rauigkeiten im Verhältnis zu den Kanalabmessungen. Anders als in glatten Kanälen ist der Reibungskoeffizient bei gleicher Rauigkeit vom Kanaldurchmesser abhängig.

Die naheliegende Methode zur Bestimmung des Druckverlustes, die Lösung der Differentialgleichungen, die eine Strömung als Kontinuum vollkommen beschreiben, nämlich die Kontinuitätsgleichung, sowie die Gleichungen für die Erhaltung des Impulses, ist zwar für laminare Strömung bei beliebigen Kanalformen weitgehend gelungen, wirft aber für turbulente Strömungen unüberwindbare Schwierigkeiten auf. Wegen der Unbestimmtheit der Anfangs- und Randbedingungen turbulenter Bewegungen ist es unumgänglich, statistische Operationen auf die Strömungsgleichungen anzuwenden. Hierbei entstehen Gleichungen, die mehr unbekannte Größen enthalten, als Gleichungen zur Verfügung stehen, und es ist grundsätzlich unmöglich, hieraus ein lösbares System von Gleichungen zu schaffen.

Die zur Zeit existierenden Rechenprogramme, die auf der Methode beruhen, das System der Differentialgleichungen durch empirische Ansätze, Hypothesen, Modellvorstellungen und Vereinfachungen in ein abgeschlossenes Gleichungssystem zu überführen,

können die turbulente Strömung für einige Fälle schon berechnen, die Ergebnisse hängen jedoch noch so sehr von den eingegebenen Daten ab, daß zuverlässige Aussagen über das Verhalten der Strömung an Rauigkeiten noch nicht möglich sind. Bei zunehmendem Wissen über die Strömung an einer Rauigkeit und dem Wechselspiel mit der Hauptströmung könnte es in Zukunft möglich sein, diese Methode erfolgreich anzuwenden. Eine weitere Voraussetzung scheint allerdings eine Verringerung der Rechenzeiten im Computer um einige Größenordnungen zu sein.

Der gegenwärtig erfolgversprechendste Weg zur Bestimmung des Druckverlustes in rauhen Kanälen beruht auf der Anwendung der auf PRANDTL /100/ zurückgehenden Grenzschichtvereinfachungen und der darauf aufbauenden Ähnlichkeitshypothese.

Im Fall der voll ausgebildeten Rohrströmung ist die zeitlich gemittelte Strömung eindimensional und stationär. Alle statistischen Mittelwerte sind dann nur vom Wandabstand y abhängig und werden allein von den an der Wand sich abspielenden Vorgängen beeinflusst. Als einzige Parameter treten die Schubspannung an der Wand τ_w , die Dichte ρ und die kinematische Viskosität ν des Strömungsmediums auf. Durch Einführen einer Schubspannungsgeschwindigkeit

$$u_\tau = \sqrt{\tau_w / \rho} \quad (1-1)$$

und eines dimensionslosen Wandabstandes

$$y^+ = \frac{y \cdot u_\tau}{\nu} \quad (1-2)$$

kann man die Verteilung der gemittelten Geschwindigkeit durch folgendes Ähnlichkeitsgesetz beschreiben:

$$\frac{u}{u_\tau} = u^+ = f(y^+) \quad (1-3)$$

Dieses universelle Wandgesetz wurde zuerst von PRANDTL angegeben.

Verschiedene Ansätze über die Verteilung der turbulenten Schubspannung, wie der PRANDTLsche Mischungswegansatz oder die v. KÁRMÁNsche Ähnlichkeitshypothese, führen zu dem universellen Geschwindigkeitsgesetz

$$u^+ = A \ln y^+ + B \quad (1-4)$$

Die Konstante A ist gemäß den Voraussetzungen bei der Herleitung dieses Wandgesetzes eine universelle Konstante der turbulenten Strömung, während die Integrationskonstante B von der Beschaffenheit der Wand abhängt. Für Strömungen in glatten Kanälen wurde das Wandgesetz von vielen Autoren mit experimenteller Genauigkeit bestätigt. Eine weitere Bestätigung hat dieses Gesetz durch die Übereinstimmung des Druckverlustgesetzes, wie es sich aus (1-4) ableiten läßt (Gl. B-15, in Anhang B), mit dem experimentell bestimmten Druckverlust als Funktion der Reynoldszahl gefunden.

Daß eine Verallgemeinerung des Wandgesetzes auf Strömungen über rauhe Oberflächen zulässig ist, hat NIKURADSE /51/ experimentell nachgewiesen. Die Geschwindigkeitsverteilung über rauhen Oberflächen wird durch Gl. (1-4) beschrieben, mit dem Unterschied, daß die Integrationskonstante B von der Höhe h der Rauigkeiten bzw. einem neu eingeführten Parameter

$$h^+ = \frac{h \cdot u_\tau}{\nu} \quad (1-5)$$

abhängt:

$$u^+ = A \ln y^+ + B_r(h^+) \quad (1-6)$$

Das Geschwindigkeitsprofil wird durch die Rauigkeit lediglich um

$$\Delta u^+ = B_r(h^+) - B \quad (1-7)$$

parallel verschoben.

Gl. (1-6) läßt sich auch als

$$u^+ = A \ln \frac{y}{h} + R(h^+) \quad (1-8)$$

schreiben, wobei

$$R(h^+) = B_r(h^+) + A \ln h^+ \quad (1-9)$$

ist. Mit Kenntnis der Rauigkeitsfunktion $R(h^+)$, die nur von der Rauigkeitsgeometrie und nicht von der Kanalgeometrie abhängt, - Einschränkungen dazu werden später diskutiert, kann durch Integration von Gl.(1-8) über den Kanalquerschnitt der Druckverlust berechnet werden (Anhang B). NIKURADSE bestimmte die Rauigkeitsfunktion für Sandrauhigkeiten und fand für $h^+ > 70$ die vollausgebildete Rauigkeitsströmung, bei der $R = \text{const.}$ für alle Sandrauhigkeiten gleich ist. Bei kurz darauf durchgeführten Messungen an verschiedenen künstlichen Rauigkeiten bestimmte SCHLICHTING /52/ die Rauigkeitsfunktionen durch Geschwindigkeitsmessung in Rechteckkanälen. Bei dieser wie bei allen folgenden Arbeiten, bei denen meistens die Rauigkeitsfunktion durch Druckverlustmessung bestimmt wurde, wurde das Wandgesetz nach (1-8) zugrunde gelegt. Die Arbeiten der letzten Jahre zeigten aber, daß es möglicherweise nicht für künstliche Rauigkeiten gilt, bzw. weitere Parameter eingeführt werden müssen.

Zusammenstellungen der Rauigkeitsfunktionen aus verschiedenen Arbeiten zeigten eine große Streuung der Werte für gleiche Rauigkeitsgeometrien /55,56,57/. Auch stellte sich heraus, daß R von dem Verhältnis der Höhe der künstlichen Rauigkeit zum Kanaldurchmesser abhängt. Große Schwierigkeiten bereitete die Interpretation von Messungen an 3-dimensionalen Rauigkeiten /64/.

Damit die Konstante A , d.h. die Steigung des dimensionslosen Geschwindigkeitsprofils in halblogarithmischer Darstellung, den gewünschten Wert erhielt, mußte teilweise der Ursprung ϵ des Profils ($y=0$) hinter die eigentliche Kanalwand gelegt werden /76-83/. Das Wandgesetz für künstliche Rauigkeiten enthält somit eine zusätzliche Variable. Hält man an der Annahme fest, daß die Strömung in größerer Entfernung von der rauhen Wand unabhängig von der speziellen Ausbildung der Rauigkeitsverteilung ist, also ein homologes Turbulenzfeld wie nahe glatter Wände existiert, so muß die Verschiebung des Profilursprunges um einen Wert ϵ , der für eine bestimmte

Rauhigkeit charakteristisch ist, als neuer Parameter eingeführt werden. Läßt man dagegen diese Annahme fallen, was im Rahmen der Ähnlichkeitshypothese einer Postulierung rauhigkeitsspezifischer charakteristischer Austauschlängen gleichkommt, so wird die Profilsteigung A eine Funktion der Rauhigkeit.

Es gibt Versuche, die Rauhigkeitsfunktion R aus den Widerstandskoeffizienten einzelner Rauhigkeiten und mit Annahmen über die Strömung an Rauhigkeiten zu berechnen /67/. Das ist besonders für 3-dimensionale Rauhigkeiten ein interessanter Weg, eine geeignete Rauhigkeit zu finden, ohne das sehr große Parameterfeld der verschiedenen Geometrien vollständig auszumessen. Die Ergebnisse der Rechnungen können jedoch wegen der oben genannten Unsicherheiten nur schlecht mit den auf andere Art gewonnenen Rauhigkeitsfunktionen verglichen werden. Außerdem beruhen die Rechnungen auf Annahmen über das Verhalten von Einzelrauhigkeiten in freier Strömung, die nicht unbedingt auf Kanalströmung übertragen werden können.

Aus den hier dargelegten Gründen haben sich für die vorliegende Arbeit folgende Ziele ergeben:

1. Die Grundlagen zu einer möglichen Berechnung der Rauhigkeitsfunktion von 2- und 3-dimensionalen rechteckförmigen Rauhigkeiten sollen durch Experimente an Einzelrippen gelegt werden. Dazu gehört die Bestimmung des Widerstandskoeffizienten in Abhängigkeit der Rippen- und Kanalgeometrie sowie die Untersuchung der Strömung hinter Rippen (Kapitel 2).
2. Die Abhängigkeit der Rauhigkeitsfunktion R von der Anordnung, d.h. dem gegenseitigen Abstand der 2- bzw. 3-dimensionalen Rippen, soll durch Messen des Widerstandskoeffizienten einer Rauhigkeitsrippe geklärt werden. Die Ergebnisse können als Testbeispiele für eine mögliche Rechenmethode dienen (Kapitel 3).
3. Die Parameter R und A_r bzw. ϵ des Wandgesetzes (Gl. (1-8)) für spezielle 2- und 3-dimensionale Rauhigkeiten sollen für verschiedene Kanalquerschnitte bestimmt werden (Kapitel 4).

4. Mit den Ergebnissen aus Punkt 2 und 3 soll eine Methode entwickelt werden, mit der die integralen Messungen an rauhen Stäben in Ringspalten oder rauhen Rohren ausgewertet werden können und die Ergebnisse auf andere Kanalgeometrien übertragen werden können (Kapitel 5).

Die Versuche wurden an einem rechteckförmigen Strömungskanal mit variablem Seitenverhältnis und einer Länge von 7,80 m mit Luft durchgeführt.

2. RECHTECKFÖRMIGE EINZELRIPPEN IN TURBULENTER KANALSTRÖMUNG

2.1 Grundlagen und Literatur

Die Untersuchungen an Einzelkörpern auf glatten Wänden in turbulenter Strömung werden im allgemeinen aus zwei Gründen durchgeführt. Zum einen soll der zusätzliche Widerstand, den eine längsangeströmte Platte infolge eines auf ihr befindlichen Störungselementes erfährt, ermittelt werden. Zum anderen wird die gestörte Grenzschicht hinter dem Körper untersucht, hinsichtlich Windgeschwindigkeit, Turbulenzintensität und Austauschvorgängen. Zwar hängen die beiden Phänomene voneinander ab, jedoch ist bisher keine befriedigende analytische Lösung bekannt, weder für die Berechnung der Einzelphänomene noch für deren Zusammenhang.

2.1.1 Widerstandskoeffizient

Widerstandskoeffizienten von Einzelkörpern sind besonders umfangreich von WIEGHARDT (1942) /1/ gemessen worden. HOERNER (1958) /2/ hat alles bis dahin bekannte Versuchsmaterial über Widerstände von zwei- und dreidimensionalen Störobjekten zusammengestellt. Neuere Messungen liegen von GOOD & JOUBERT (1968) /3/, PLATE (1964) /4,5/ und RANGA RAJU, LOESER & PLATE (1976) /7/ vor.

Alle Messungen wurden in Windkanälen mit sich entwickelnden Grenzschichten ohne Druckgradient durchgeführt. Während bei den Messungen von /1-5/ das Verhältnis der Windkanalhöhe L zur Höhe des Widerstandskörpers h so groß war, daß die Autoren einen Einfluß davon auf den Widerstandskoeffizienten vernachlässigen zu können glaubten, wird dieser sogenannte "Blockade Effekt" in /7/ untersucht.

Die allgemeine Definition für den Widerstandskoeffizienten ist

$$C_D = \frac{F}{qh} \quad (2-1)$$

wobei F die Kraft auf den Körper pro Einheitslänge und q ein dynamischer Druck ist, der mit verschiedenen Geschwindigkeiten gebildet werden kann. Es sind fünf Definitionen üblich:

$$\alpha_{hm} = \frac{1}{h} \int_0^h \frac{\rho}{2} u^2(y) dy \quad (2-2)$$

$$\alpha_h = \frac{\rho}{2} u^2(h) \quad (2-3)$$

$$\alpha_{km} = \frac{1}{L} \int_0^L \frac{\rho}{2} u^2(y) dy \quad (2-4)$$

$$\alpha_k = \frac{\rho}{2} u_{\max}^2 \quad (2-5)$$

$$\alpha_\tau = \frac{\rho}{2} u_\tau^2 \quad \text{mit} \quad u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho} \quad (2-6)$$

und entsprechend fünf Widerstandskoeffizienten:

$$C_{Dhm}, C_{Dh}, C_{Dkm}, C_{Dk}, C_{D\tau}$$

wobei das Geschwindigkeitsprofil $u(y)$ zugrunde gelegt wird, das an der Position der Einzelrauigkeit bei glatter Wand vorhanden wäre.

Der Widerstandskoeffizient $C_{D\tau}$ läßt sich auch als $C_{D\tau} = 2F / (\tau_w \cdot h)$ schreiben. Ist l_τ die Länge der glatten Wand, auf die τ_w wirken muß, um den selben Widerstand hervorzurufen wie die Rippe mit der Höhe h , so ist $C_{D\tau}$ ein Maß für diese Länge:

$$l_\tau/h = C_{D\tau}/2 \quad (2-7)$$

HOERNER gibt für eine zweidimensionale quadratische Rippe einen konstanten Widerstandskoeffizienten $C_{Dhm} = 1.20$ an, sowie für ein $b/h = 0$ ein $C_{Dhm} = 1.25$. Abb. 2.1 zeigt die Ergebnisse WIEGHARDTS für zweidimensionale rechteckige Leisten. WIEGHARDT ist der Einzige, der den Widerstand direkt mit einer Torsionswaage gemessen hat, während sonst der Druck an Vorder- und Hinterkante gemessen und über die Höhe h integriert wird. Aus der Differenz der Druckintegrale wird dann der Widerstand berechnet. Bei der direkten Messung WIEGHARDTS war ein Ausschnitt der Kanalwand beweglich angeordnet und mit einer Torsionswaage verbunden. Die Differenz der Widerstände der Meßplatte mit und ohne Einzelrauigkeit ergab den gesuchten Widerstand, d.h. in seinen Widerstandskoeffizienten ist auch die veränderte Schubspannung an der Wand vor und hinter der Rauigkeit enthalten.

Für verschiedene Verhältnisse der Grenzschichtdicke δ zur Rippenhöhe h ergaben sich unterschiedliche Widerstandskoeffizienten. Eine klare Trennung der Parameter h/δ und der mit der Höhe h gebildeten Reynoldszahl war jedoch bei diesen Messungen nicht möglich, sodaß gilt:

$$C_{Dhm} = f(h/b, h/\delta, Re_h)$$

In Abb.2.2 sind die von PLATE /4,5/ gemessenen Widerstandskoeffizienten C_{Dk} als Funktion des Verhältnisses h/δ für eine zweidimensionale Leiste mit $b/h=0$ angegeben, wobei ein Geschwindigkeitsprofil nach dem Potenzgesetz

$$\frac{u}{u_{\max}} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{1/7}$$

angenommen wurde. Eine Umrechnung auf C_{Dhm} zeigt eine ungefähre Übereinstimmung mit WIEGHARDTS Messungen (s.Abb.2.1).

GOOD & JOUBERT /3/ benutzten die Widerstandskoeffizienten $C_{D\tau}$ und finden eine Funktion $C_{D\tau} = f(h \cdot u_\tau / \nu)$, die für $(h \cdot u_\tau / \nu) < 10^3$ unabhängig von dem Verhältnis h/δ , bzw. u_τ / u_{\max} ist. Der Koeffizient C_{Dk} wird damit eine Funktion von h/δ und der Reynoldszahl im Gegensatz zu PLATES Ergebnissen. RANGA RAJU et al. /7/ haben gezeigt, daß unter Berücksichtigung des Blockade Effekts, d.h. des Parameters h/L , auch für Werte von $hu_\tau / \nu > 10^3$, $C_{D\tau}$ nur von hu_τ / ν abhängt.

Sie verwendeten die Blockade-Korrektur-Gleichung

$$C_{D\infty} = C_D (1-h/L)^{2.85} \quad (2-8)$$

die RANGA RAJU & GARDE /8/ für eine senkrecht zur freien Strömung stehende Platte empirisch gefunden hatten. MASKELL /6/ hatte für die gleichen Bedingungen eine halbanalytische Korrektur der Form

$$C_{D\infty} = C_D / (1 + \kappa C_D \frac{h}{L}) \quad (2-9)$$

mit $\kappa=0.96$ angegeben. Ein neues theoretisches Modell zur Berücksichtigung des Blockadeeffekts wurde kürzlich von MODI & EL-SHERBINY (1977) /9/ vorgestellt, das auch für große h/L gültig sein soll. Y. WU, A.K. WHITNEY & C. BRENNEN (1971) /50/

vergleichen verschiedene theoretische Modelle zur Berechnung des Widerstandskoeffizienten symmetrischer Körper in einer durch Kanalwände begrenzten Wasserströmung. Alle hier genannten theoretischen Modelle gelten nicht für Widerstandskörper in der Grenzschichtströmung an der Wand.

Da alle experimentellen Arbeiten /1-5,7/ in Windkanälen ohne voll ausgebildetes Geschwindigkeitsprofil durchgeführt wurden, und die neueren Messungen sich alle auf $b/h=0$ beschränken, ist

$$C_D = f(Re, h/b, h/L) \quad (2-10)$$

im Bereich $0 < b/h < 4$ und $4 < L/h \leq 42$ untersucht worden.

Für den Widerstandskoeffizienten dreidimensionaler Rechteckkörper liegen nur sehr vereinzelte Werte vor. Für $h/b=1$ liegen Messungen von WIEGHARDT /1/ für verschiedene e/h -Verhältnisse vor, die jedoch wieder abhängig von h/δ sind und sich schlecht auf Kanalströmung übertragen lassen.

Die Wirkung nebeneinander stehender Körper (s. Abb. 2.3) auf den Widerstandskoeffizienten ist bisher noch nicht untersucht worden. Für dreidimensionale Körper erweitert sich die Zahl der zu untersuchenden Parameter somit auf fünf:

$$C_D = f(Re, h/b, h/L, e/g, e/h) \quad (2-11)$$

2.1.2 Strömung um die Rippe

Alle Versuche, den Widerstandskoeffizienten einer Berechnung zugänglich zu machen, führen zu der Frage nach der räumlichen Ausdehnung der Wirbelzone hinter dem Widerstandskörper und dem Druck darin. Alle Rechenmodelle, selbst die für einen Körper in einer freien Strömung /10,11/, ergeben Widerstandskoeffizienten, die nicht mit den experimentell ermittelten übereinstimmen. Es soll deshalb hier nicht weiter auf die theoretischen Überlegungen eingegangen werden.

Das experimentelle Versuchsmaterial über Geschwindigkeits-, Druck- und Turbulenzintensitätsverteilungen hinter Einzelkörpern ist sehr umfangreich /5,12-26,49/.

Das generelle Verhalten der Strömung zeigt Abb.2.4. Man kann sechs Strömungszonen unterscheiden. Weit vor und sehr weit hinter der Rippe sind die Zonen 1 und 6 der ungestörten Strömung an der glatten Wand. In der Zone 2 vor der Rippe steigt der Druck an, was zu einer Ablösung der Strömung von der glatten Wand und einem stehenden Wirbel (Zone 3) unmittelbar vor der Rippe führt. Die Länge der Zone 2 kann dabei bis zu 100 und mehr Rippenhöhen betragen. GOOD & JOUBERT /3/ fanden für verschiedene Grenzschichtdicken δ die Funktion

$$\frac{x_2}{h} = \frac{15}{(h/\delta)^{0.7}} \quad (2-12)$$

An der Vorderkante der Rippe löst sich die Strömung ein zweites mal ab. Es hängt von dem Verhältnis Breite zu Höhe und der Form der Rippe ab, ob sich die Strömung schon auf der Rippenoberfläche wiederanlegt. Bei großen b/h Verhältnissen legt sich die Strömung wieder an und löst sich an der Hinterkante wieder ab. Bei kleinen b/h Verhältnissen legt sich die an der Vorderkante abgerissene Strömung erst an der glatten Wand hinter der Rippe wieder an. Die Länge der Zone 4, in der die Strömung an der Wand entgegen der Hauptströmungsrichtung gerichtet ist, wird durch den Punkt an der Wand definiert, an dem die Schubspannung ihr Vorzeichen ändert. Wegen der starken Fluktuation muß bei der Messung über längere Zeit gemittelt werden. Es gibt zahlreiche Messungen dieser Wirbelzonenlänge ℓ_r (engl. "reattachment-length") für verschiedene experimentelle Konfigurationen (s. Tabelle 2.1) /3,4,12-14,20-25/. Eine systematische Untersuchung, bei der die Parameter b/h und δ/h variiert wurden, ist bisher für turbulente Strömungen nicht durchgeführt worden. Allgemein kann man feststellen, daß die Länge ℓ_r mit größeren Verhältnissen b/h abnimmt. Für $b/h=0$ wurden Werte bis zu $\ell_r/h=17$ und für $b/h=\infty$ von etwa $\ell_r/h=6$ gemessen, wobei kein Einfluß der Reynoldszahl festgestellt wurde.

Einen starken Einfluß der Reynoldszahl haben GOLDSTEIN et al. /18/ experimentell und MUELLER & O'LEARY /19/ experimentell und analytisch für laminare Strömung bei einem Absatz, d.h. $b/h = \infty$, festgestellt. GOLDSTEIN findet für $50 < Re_h < 500$

$$\frac{\ell_r}{h} = 2.13 + a \cdot \text{Re}_h \quad (2-13)$$

mit $a=0.021$ während bei MUELLER & O'LEARY $a \approx 0.036$ ist.

Interessant ist, daß bei großen Reynoldszahlen, z.B. $\text{Re}(h)=500$, die Wirbelzonenlänge mit $\ell_r/h \approx 12.6$ viel größer als bei turbulenter Strömung mit $\ell_r/h \approx 6$ ist. Die Wirbelzonenlänge wird sich also beim Umschlag laminar-turbulent abrupt verkleinern.

MUELLER & O'LEARY haben eine Variation von ℓ_r/h auch als Funktion des Verhältnisses Kanalhöhe L zu Absatzhöhe h berechnet. Bei Verkleinerung von L/h wächst ℓ_r/h progressiv, z.B. bei $\text{Re}_h=100$, ergibt $L/h=8$ ein $\ell_r/h=6.1$ und $L/h=4$ ergibt ein $\ell_r/h=6.9$. Für turbulente Strömung liegen solche Untersuchungen nicht vor.

Hinter der Wirbelzone in Strömungsrichtung bildet sich ein neues Grenzschichtprofil aus (Zone 5). Da sich dieses Profil stetig ändert, läßt sich die Position des Überganges zum ungestörten Profil (Zone 6), das sich nach dem Wandgesetz verhält, nicht genau definieren. Die Aussagen über die Länge der Zone 5 sind widersprüchlich, was auf die Abhängigkeit von mehreren Parametern, wie Grenzschichtdicke, Rippenform und Druckgradient schließen läßt. BRADSHAW & WONG /14/ finden noch bei $x/h > 50$ vom Wandgesetz abweichende Profile. In Wandnähe hat sich aber schon etwa bei $x/h=20$ das Geschwindigkeitsprofil ausgebildet.

Die zweite, wichtige Größe, neben der axialen Länge der Zonen, die durch die Geschwindigkeitsprofile definiert wird, ist die Druckverteilung, und im besonderen die Druckverteilung an der Wand.

Aus der Druckverteilung an Vorder- und Hinterseite der Rippe wird im allgemeinen die Kraft auf die Rippe und damit der Widerstandskoeffizient berechnet. Die Druckverteilung an der Hinterseite der Rippe ist mit Ausnahme nahe der Oberkante konstant. Bildet man mit diesem Druck p_b und dem statischen Druck p_s in der ungestörten Strömung vor der Rippe einen Druckkoeffizienten

$$c_p = \frac{p_b - p_s}{q} \quad (2-14)$$

so läßt sich der Widerstandskoeffizient als Funktion von C_p ausdrücken.

PLATE fand für eine Rippe mit $b/h=0$ die Funktion $C_D = -1.65 C_p$ für verschiedene Grenzschichtdicken mit $\delta/h > 1$, während GOOD & JOUBERT $C_D = -1.82 C_p$ angeben. Der Hauptanteil des Widerstandes ist also auf den Unterdruck hinter der Rippe zurückzuführen. Es bleibt zu untersuchen, ob diese einfache Beziehung auch für Kanalströmung und verschiedene Rippenformen gilt.

Der Verlauf des statischen Druckes an der Wand hinter der Rippe wurde von GOOD & JOUBERT gemessen. Sie fanden ein Minimum etwa in der Mitte der Wirbelzone (Zone 4) und schrieben das der maximalen Turbulenzintensität an dieser Position zu. Die Wirbelzone hat an dieser Stelle allerdings auch ihre maximale Höhe, bei kleinen b/h -Verhältnissen ist die Wirbelzone höher als die Rippenhöhe h , sodaß das Minimum einfach Folge der dort maximal beschleunigten Hauptströmung sein wird. Der Druckkoeffizient geht kurz hinter dem Ende der Wirbelzone monoton gegen null.

Auf die dritte wichtige Größe, die Turbulenzintensitätsverteilung, soll hier nicht weiter eingegangen werden, da sie in dieser Untersuchung nicht gemessen wurde.

Wie für den Widerstandskoeffizienten liegen auch für die Strömung an dreidimensionalen Einzelkörpern keine systematischen Untersuchungen vor.

2.2 Versuchsanlage und Meßmethoden

2.2.1 Strömungskanal

Die Versuche wurden in einem rechteckigen senkrecht stehenden Strömungskanal mit variablem Seitenverhältnis durchgeführt (Abb. 2.5). Der Kanal ist aus vier gleichlangen Segmenten zusammengesetzt und hat eine Gesamtlänge von 7.80 m und eine Breite von 700 mm. Die zwei schmalen und eine breite Seitenwand bestehen aus 10 mm starkem Plexiglas, das an den Kanten durch Aluminiumwinkel verschraubt und an den Seiten mit Aluminium-

profilen versteift wurde. Die zweite breite Seitenwand wurde aus 10 mm starkem Aluminium hergestellt und läßt sich in Stufen von 25 mm verstellen. Die minimale Tiefe L des Kanals beträgt 60 mm und die maximale 210 mm, die Toleranzen betragen ± 0.5 mm.

Ein Radialgebläse ($V_{\max} = 2.7 \text{ m}^3/\text{s}$, $\Delta p = 0.1 \text{ bar}$), das von einem regelbaren Drehstrom-Nebenschlußmotor angetrieben wird, saugt Luft aus dem Maschinenraum durch einen Schalldämpfer und einen Filter (Partikel $> 1 \mu\text{m}$ werden zurückgehalten) an. Bevor die Luft in den Strömungskanal eintritt, durchströmt sie ein 150 mm langes Wabengitter zur Gleichrichtung und Beruhigung der Strömung. Am Ende des Kanals strömt die Luft in die Versuchshalle.

Um einen konstanten Durchsatz zu gewährleisten, wurde im Zulauf zur Versuchsstrecke ein Prandtlrohr installiert. Die Druckdifferenz wurde mit einem induktiven Drucktransmitter gemessen und konnte am Meßplatz digital abgelesen werden. Bei Schwankungen des Durchsatzes wurde von Hand mittels Fernbedienung die Drehzahl des Motors entsprechend geregelt.

Um festzustellen, ob das turbulente Geschwindigkeitsprofil voll ausgebildet war, wurden bei zwei verschiedenen Kanaltiefen Geschwindigkeitsprofile gemessen. Die Messungen zeigten keine wesentlichen Unterschiede zwischen dem 3. und 4. Segment. Wie die Abb. 2.6a und 2.6b zeigen, entsprechen die Querprofile dem bekannten Wandgesetz. Die Längsprofile (Abb. 2.7a,b) zeigen in der Mitte des Kanals eine Zone von ca. 100 mm, in der der Einfluß der schmalen Seitenwände vernachlässigbar ist.

Die Messungen haben gezeigt, daß im Bereich des 4. Segmentes für alle Seitenverhältnisse die Strömung in der Mitte des Kanals voll ausgebildet ist. Die Position der Rippe, an der die Messungen vorgenommen werden, liegt im 4. Segment 340 mm vor dem Ende des Kanals.

2.2.2 Kraftmessung

Die Kraft auf die Rippe wird direkt mittels einer Waage gemessen. Abb. 2.8a zeigt eine schematische Darstellung der Kraftmeßeinrichtung. Die auswechselbare Rippe ist an einem Waagebalken befestigt, dessen Drehachse senkrecht zur Strömung und der Wand ist (y-Rich-

tung). So ist gewährleistet, daß der Angriffspunkt einer Kraft, also ob am Grund oder am Kopf der Rippe, keinen Einfluß auf die Anzeige hat. Da eine gleichmäßige zweidimensionale Strömung im Bereich der Meßrippe vorliegt, gleicht sich der Effekt des verschieden langen Hebelarms beiderseits der Mitte von selbst aus. Das Gewicht der Rippe wurde durch ein Gegengewicht ausbalanciert.

Eine wichtige Forderung war die leichte Beweglichkeit der Meßrippe bei gleichzeitig minimaler Leckrate am Fuß der Rippe und an den Seiten. Am Fuß wurde eine Labyrinthdichtung mit Spaltbreiten von ca. 0.03 mm geschaffen. Die Spaltbreite konnte und mußte bei verschiedenen Durchsätzen jeweils neu eingestellt werden. Der Spalt an den Seiten wurde auf etwa 0.03 mm eingestellt. Versuche mit Meßrippen verschiedener Länge ergaben gleiche Ergebnisse, sodaß ein Einfluß der seitlichen Spalte ausgeschlossen werden konnte.

Die eigentliche Kraftmessung erfolgte mit einem induktiven Kraftaufnehmer (Hottinger Baldwin, Typ Q11, Genauigkeitsklasse 0.5), der bei Vollausschlag einen Meßweg von 0.2 mm hat. Die Waage wurde durch Auflegen von Gewichten geeicht. Die minimale - mit einem Fehler < 2% - meßbare Kraft beträgt etwa $0.5 \cdot 10^{-3} \text{N}$, die maximale 0.5N, jedoch wurden durch Auflegen von Gewichten Kräfte bis zu 1.5N gemessen. Das Gehäuse konnte druckdicht gegenüber dem Außendruck abgedichtet werden. Es ergaben sich jedoch keine Unterschiede in der Anzeige bei offener Waage, was auf eine sehr geringe Leckrate an der Rippe schließen läßt. Die Schwankungen wurden zum größten Teil durch eine hydraulische Dämpfung des Waagebalkens beseitigt. Restliche Schwankungen wurden durch eine elektronische Dämpfung zwischen dem Trägerfrequenz-Meßverstärker und der digitalen Anzeige beseitigt.

Die Waage ist an einer Aluminiumplatte (20×40 cm) befestigt, die als Einsatz in die verstellbare Seitenwand des letzten Segmentes paßt. Die seitlichen feststehenden Rippenteile waren auf den Einsatz bzw. auf die Kanalwand geschraubt (s. Abb.2.8b).

2.2.3 Geschwindigkeitsmessung

Die Geschwindigkeiten wurden mit einem kreisrunden Pitotrohr mit einem Außendurchmesser von 0.6 mm gemessen. Zur Messung des statischen Druckes sind an den jeweiligen Meßpositionen statische

Druckanbohrungen von 0.2 mm Durchmesser in der Aluminium- bzw. Plexiglaswand angebracht.

Die Differenzdrücke wurden mit kapazitiven Drucktransmittern (Baratron Typ 145B) mit 1 mm bzw. 10 mm Hg Vollausschlag gemessen. Für die Genauigkeit wird ein maximaler Fehler von $\pm 0.15\%$ vom Meßwert, der 1/1000 des Vollausschlags betragen kann, angegeben. Die Meßwerte wurden digital angezeigt und konnten durch ein elektronisches Dämpfungsglied mit Zeitkonstanten zwischen einer und 50 Sekunden gemittelt werden.

Am Austritt des Kanals ist ein Kreuzsupport angebracht, der es ermöglicht, den Sondenhalter mit einer Genauigkeit von 0.01 mm an jede Stelle des Strömungsquerschnittes zu positionieren (s. Abb. 2.9). Vom Sondenhalter ragt ein dünnes Sondenrohr, an dessen Ende sich das Pitotrohr befindet, bis zu 600 mm in den Kanal hinein, d.h. es sind Messungen bis zu 260 mm vor der Position der Rippe möglich.

Bei Probemessungen wurde festgestellt, daß die Versperrung des Strömungsquerschnitts am Austritt durch den ca. 30 mm breiten Sondenhalter den statischen Druck an der Wand weit vor dem Austritt (ca. 500 mm) unzulässig stark beeinflusst. Der Kreuzsupport wurde deshalb 15 cm höher gesetzt, sodaß die Luft ungehindert austreten kann. Da das Sondenrohr am unteren Ende einen Durchmesser von nur 6 mm hat und parallel zur Strömung steht, ist dessen Einfluß vernachlässigbar klein.

Messungen des statischen Druckes vor der Rippe bestätigten die Ergebnisse von GOOD & JOUBERT /3/, die einen weit stromaufwärts gerichteten Einfluß der Rippe gefunden hatten (vgl. Gl. 2-13).

Die Referenzgeschwindigkeiten für die Bestimmung des Widerstandskoeffizienten wurden deshalb 500 mm vor der Rippe mit einem seitlich durch die Kanalwand geführten Pitotrohr gemessen. Da die Strömung voll ausgebildet ist, ist das Referenzprofil unabhängig von der axialen Position.

2.2.4 Messung des statischen Druckes und der Wandschubspannung

Für die Messung der Strömung in der Umgebung der Rippe wurde anstelle des Waageneinsatzes ein Einsatz mit statischen Druck-

anbohrungen vor und hinter der Rippe verwendet.

Zur Ermittlung der Wandschubspannung wurde das Pitotrohr ca. 5 mm neben den statischen Bohrungen an die Wand angelegt. Aus dem so gemessenen dynamischen Druck wurde nach PRESTON /41/ die Schubspannung ermittelt. Da die Geschwindigkeitsprofile in der Umgebung der Rippe nicht dem bei PRESTON /41/ und PATEL /42/ zugrunde gelegten Wandgesetz folgen, ist der absolute Wert der Schubspannung sicherlich fehlerbehaftet, besonders in der Wirbelzone, wo negative Geschwindigkeiten mit dem Prestonrohr, das in Hauptströmungsrichtung zeigt, gemessen wurden. Die Länge der Wirbelzone konnte jedoch auf diese Weise gut bestimmt werden.

2.2.5 Sichtbarmachen der Strömung

Um sich ein Bild der Strömung in der Umgebung einer Rippe machen zu können, ohne eine vollständige zeitraubende Ausmessung durchführen zu müssen, sollte die Strömung sichtbar gemacht werden. Als "tracer" in Gasströmung kommt im allgemeinen nur Rauch, der entweder durch Verbrennen oder Zerstäuben einer geeigneten Substanz gewonnen wird, in Frage (siehe u.a. /28-36/). Allerdings eignet sich Rauch in vollturbulenter Strömung nur begrenzt, da die einzelnen Rauchfäden sehr schnell vollständig zerfallen. Es wurden deshalb Seifenblasen mit einem mittleren Durchmesser von ca. 1 mm erzeugt (mittels Heliumblasengenerator der Fa. Armfield Techn. Educ. Ltd., s. Abb. 2.10). Diese Blasen waren mit Helium gefüllt, was sie praktisch gewichtslos macht. Die Lebensdauer von mehreren Sekunden ist genügend lang, um die Blasen weit vor der Rippe in den Kanal einführen zu können.

Um den Weg der Blasen photographisch festhalten zu können, mußte der Kanal völlig abgedunkelt werden. Die Rippen und die Wand wurden zusätzlich geschwärzt. Mit einem scharf gebündelten Lichtstrahl wurde die Strömung von oben, d.h. entgegen der Strömungsrichtung, beleuchtet. Die Aufnahmen wurden seitlich durch die Plexiglaswand mit einer Polaroid-Kamera gemacht.

2.3 Ergebnisse und Diskussion

2.3.1 Widerstandskoeffizienten

2.3.1.1 Versuchsparameter

Wie in Abschnitt 2.1.1 erläutert wurde, hängt der Widerstandskoeffizient bei zweidimensionalen Rippen von folgenden Größen

$$C_D = f(\text{Re}, h/b, h/L)$$

ab, und bei dreidimensionalen Rippen ist

$$C_D = f(\text{Re}, h/b, h/L, e/g, e/h).$$

Die gewählten geometrischen Parameter sind aus den Tabellen 2.2 und 2.3 ersichtlich. Um die Funktionsfähigkeit der Meßanordnung zu überprüfen, wurden 2-dimensionale quadratische Rippen verschiedener Höhe vermessen.

Die Reynoldszahl, bezogen auf den hydraulischen Durchmesser des Rechteckkanals, lag zwischen $\text{Re}_K=10^5$ und $\text{Re}_K=10^6$. Der Bereich der Rippen-Reynoldszahl, gebildet mit der Geschwindigkeit an der Rippen spitze und der Höhe der Rippe, lag zwischen $\text{Re}_h=3 \cdot 10^3$ und $4 \cdot 10^4$.

2.3.1.2 Auswertung

Der zeitliche Mittelwert der Geschwindigkeit \bar{u} ergibt sich aus den Pitotrohrmessungen zu

$$\bar{u} = \sqrt{\frac{2\Delta p_{\text{dyn}}}{\rho_f}} \quad (2-15)$$

mit Δp_{dyn} dem Differenzdruck zwischen dem Gesamtdruck am Pitotrohr und dem statischen Druck an der Wand und ρ_f der Dichte der feuchten Luft. Zur Bestimmung der Dichte ρ_f wird der statische Druck p und die Lufttemperatur T an der Meßposition und die relative Luftfeuchtigkeit ϕ am Austritt gemessen. Der Dampfdruck p_{WD} ist eine Funktion der Lufttemperatur /37/ und wurde mit einem Rechenprogramm bestimmt. Der Druck der trockenen Luft ergibt sich damit zu

$$p_{\text{tr}} = p - \phi \cdot p_{\text{WD}} \quad (2-16)$$

Die Dichte der trockenen Luft ρ_{tr} wird nach /38/ als Funktion von p_{tr} und T bestimmt, während die Dichte des Wasserdampfes ρ_{WD} sich zu

$$\rho_{WD} = \frac{P_{WD}}{R_{WD} \cdot T} \quad (2-17)$$

ergibt, mit R_{WD} der Gaskonstanten des Wasserdampfes. Die tatsächliche Dichte der feuchten Luft ist dann

$$\rho_f = \rho_{tr} + \phi \cdot \rho_{WD} \quad (2-18)$$

Die so ermittelten Geschwindigkeiten wurden wegen des Einflusses der Turbulenz auf den Druck am Pitotrohr nach Angaben von EIFLER /40/ korrigiert.

Die Position des Pitotrohres wird nach Mac Millan /39/ wegen der unsymmetrischen Anströmung in einer Scherströmung folgendermaßen korrigiert:

$$y = y_{Mess} + 0.15 \cdot d_{pit} \quad (2-19)$$

wobei y_{Mess} der Abstand der Pitotrohrachse von der Wand und d_{pit} der äußere Durchmesser des Pitotrohres ist.

Die Schubspannung wurde nach der Methode von PRESTON /41/ mit den Konstanten von PATEL /42/ berechnet. Für die turbulente Zone wird hierbei für die Steigung des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils $A=2.39$ und die Konstante $B=5.45$ angesetzt. Messungen des Geschwindigkeitsprofils bei verschiedenen Kanalbreiten hatten gezeigt, daß das Strömungsprofil dem Wandgesetz nach NIKURADSE /43/

$$u^+ = 2.5 \ln v^+ + 5.5 \quad (2-20)$$

folgt, mit einer geringen Streuung der Konstanten zu kleineren Werten hin. So wurde außer der Wandschubspannung nur noch die Geschwindigkeit in Rippenhöhe ($y=h$) und in der Kanalmitte $y=L/2$ zur Kontrolle gemessen. Die Bestimmung der Widerstandskoeffizienten $C_{D\tau}$, C_{Dh} , und C_{Dk} erfolgte mit den gemessenen Werten der Geschwindigkeit bzw. Wandschubspannung.

Zur Berechnung von C_{Dhm} nach Gleichung (2-1) und (2-2) wurde für $y^+ > 30.5$ das Profil nach Gl. (2-20) für die Übergangszone $5 < y^+ < 30.5$ das Profil nach v. KARMAN /44/

$$u^+ = 5 \ln y^+ - 3.05 \quad (2-21)$$

und für die laminare Unterschicht an der Wand bei $y^+ < 5$

$$u^+ = y^+ \quad (2-22)$$

zugrunde gelegt.

Die mittlere Geschwindigkeit über die Höhe der Rippe wurde durch Integration der Gleichungen (2-20)-(2-22) ermittelt (s. Anhang A).

2.3.1.3 Widerstandskoeffizient 2-dimensionaler Rippen

In den Abb. 2.11-2.14 sind die Widerstandskoeffizienten C_{Dk} , C_{Dh} , C_{Dhm} und $C_{D\tau}$ für das Verhältnis $b/h \approx 0$ als Funktion der entsprechenden Reynoldszahlen dargestellt.

Die Ergebnisse für C_{Dhm} lassen in dem gemessenen Bereich keine Abhängigkeit von der Reynoldszahl erkennen, während die anderen Koeffizienten mit steigender Reynoldszahl wachsen. Die Ergebnisse für die Breiten-zu Höhen-Verhältnisse $b/h=1, 2$ und 4 zeigen ein ähnliches Verhalten, allerdings steigt bei den breiten Rippen, besonders bei $b/h=4$ auch C_{Dhm} leicht mit der Reynoldszahl. Dieses Verhalten könnte allerdings ein Meßfehler sein, da hier die senkrechten Kräfte auf die Waage besonders groß waren, und es schwierig war, den Spalt unter der Meßrippe einzustellen.

Die Mittelwerte von C_{Dhm} aus den Meßreihen sind in Abb. 2.15 über dem Verhältnis h/L aufgetragen.

Als beste Korrelation der Meßwerte erwies sich die Gleichung (2-9) nach MASKEILL /6/ allerdings mit einem $\kappa=1.75$ wie es von RANGA RAJU & GARDE /8/ angegeben wurde:

$$C_{Dhm} = \frac{C_{D\infty}}{1 - \kappa C_{D\infty} \frac{h}{L}} \quad (2-23)$$

mit $C_{D\infty}$ für $h/L \rightarrow 0$, d.h. für unendlich großen Plattenabstand.

Die Funktion (2-8), die RANGA RAJU & GARDE alternativ vorschlagen,

müßte einen variablen Exponenten besitzen, um für verschiedene b/h -Verhältnisse zu gelten und erweist sich damit als ungeeignet. Gleichung (2-23) war für eine Platte in der Kernströmung abgeleitet worden, es zeigt sich jedoch, daß sie auch für Rippen an der Wand und sogar für Rippen mit $b/h > 0$ gilt.

Einen Vergleich zwischen der Theorie von MODI & EL SHERBINY /9/ und der von MASKELL zeigen die beiden Kurven in Abb. 2.15 für ein $C_{D\infty} = 1.0$. Da die Unterschiede im Bereich der Messungen relativ klein sind, kann nicht entschieden werden, ob die aufwendigere Theorie von MODI & EL SHERBINY eine Verbesserung bringt. Wegen der komplexen Form der Gleichungen dieser Theorie und der Notwendigkeit einen Druckkoeffizienten für den jeweiligen Widerstandskörper zu kennen, wird die einfach zu handhabende Gleichung (2-23) vorgezogen.

Die Abb. 2.16 zeigt die Widerstandskoeffizienten C_{Dhm} , reduziert mit dem Faktor

$$KR = 1 / (1 + \kappa C_{Dhm} \frac{h}{L}) \quad (2-24)$$

für alle gemessenen b/h - und h/L -Verhältnisse. Die Widerstandskoeffizienten C_{Dh} und C_{DT} lassen sich mit dem gleichen Faktor KR , der ja eine Funktion von C_{Dhm} ist, reduzieren, wie die Abb. 2.17 und 2.18 zeigen.

Ein Vergleich mit den Ergebnissen von GOOD & JOUBERT /3/ ist nur bedingt möglich, da die Randbedingungen nicht dieselben waren. GOOD & JOUBERT hatten für C_{DT} eine Funktion ähnlich dem Wandgesetz

$$C_{DT} = C \log (h u_T / \nu) + D \quad (2-25)$$

vorgeschlagen, also eine Gerade in der halblogarithmischen Darstellung von Abb. 2.18.

Geht man von der Annahme $C_{Dhm} = \text{const.}$ aus, erhält man mit (A1-A9) die leicht gekrümmte Kurve in Abb. 2.18. Die Streuung der Meßwerte liegt in der gleichen Größenordnung wie die Abweichung dieser Kurve von einer Geraden, so daß weder aus den eigenen Messungen noch aus denen von GOOD & JOUBERT eine Entscheidung zugunsten der einen oder anderen Annahme möglich ist. Genaue

Messungen in einem größeren Reynoldszahlbereich wären dafür notwendig.

Für kleine Reynoldszahlen, wenn die Rippe in der Übergangszone liegt, führt allerdings Gleichung (2-25) zu unrealistischen C_{Dhm} -Werten (s. Abb. 2.19). Bei h^+ -Werten unter 30 sinkt C_{Dhm} schnell auf null und ab $h^+=11$ sogar auf negative Werte. RANGA RAJU et al. /7/ geben für $C_{D\tau}=f(h^+)$ eine Kurve an, die unterhalb $h^+=100$ eine Krümmung aufweist, so daß $C_{D\tau}$ nicht gegen null geht. Zwar lagen bei ihren Experimenten andere Randbedingungen vor, doch unterstützten diese Ergebnisse die Annahme von einem konstanten Wert für C_{Dhm} . Es soll deshalb von einem konstanten Wert für C_{Dhm} ausgegangen werden.

Die Widerstandskoeffizienten $C_{D\infty}$ für unendlich großen Plattenabstand ($h/L=0$) lassen sich für verschieden breite Rippen durch die Funktion

$$C_{D\infty} = \frac{C_{D0}}{1 + K_1 C_{D0} (b/h)^2} \quad \text{für } 0 \leq b/h \leq 4 \quad (2-26)$$

mit $K_1=0.0172$

und $C_{D0}=1.26$ dem Widerstandskoeffizienten einer Rippe mit $b/h=0$, beschreiben (Abb.2.20). Eine Kombination von (2-23) mit (2-26) ergibt

$$C_{Dhm}(h, b, L) = \frac{C_{D0}}{1 - \kappa C_{D0} \frac{h}{L} + K_1 C_{D0} \left(\frac{b}{h}\right)^2} \quad (2-27)$$

oder

$$C_{Dhm} = 1.26 / \left[1 - 2.21 \frac{h}{L} + 0.0217 \left(\frac{b}{h}\right)^2 \right] \quad (2-28)$$

Für Werte $b/h > 4$ wird diese Beziehung nicht gelten, denn die Messungen von WIEGHARDT /1/ haben gezeigt, daß für breitere Rippen der Widerstandsbeiwert konstant ist (s. Abb. 2.1). Für breitere Rippen sollte in (2-27) und (2-28) $b/h=4$ gesetzt werden.

Die Widerstandskoeffizienten C_{Dh} und C_{Dkm} ergeben sich zu

$$C_{Dh}(h, b, L, Re) = C_{Dhm}(h, b, L) \frac{q_{hm}}{q_h} \quad (2-29)$$

$$\text{und } C_{Dkm}(h, b, L, Re) = C_{Dhm}(h, b, L) \frac{q_{hm}}{q_{km}} \quad (2-30)$$

Die Staudruckverhältnisse q_{hm}/q_h und q_{hm}/q_{km} wurden aus Gl. (A1-A9) berechnet und sind in Abb. 2.21 und 2.22 aufgetragen. Ein Vergleich von C_{Dkm} mit den bekannten Formeln für den Druckverlust an einer Drosselscheibe bietet sich an. Der Druckverlustkoeffizient berechnet sich nach KAUFMANN /45/ zu

$$\zeta = \frac{h_v}{\frac{\rho}{2} u^2} = \left(\frac{F_0}{\alpha F_1} - 1 \right)^2 \quad (2-31)$$

$$\text{mit } \alpha = 0.63 + 0.37 \left(1 - \frac{h}{L} \right)^3 \quad (2-32)$$

wobei $\frac{F_0}{F_1} = 1 - \frac{h}{L}$ ist.

Mit (2-31) ergibt sich der Widerstandskoeffizient zu

$$C_{Dkm} = \zeta \cdot \frac{L}{h} = \left(\frac{1}{\alpha \left(1 - \frac{h}{L} \right)} - 1 \right)^2 \cdot \frac{L}{h} \quad (2-33)$$

Die Übereinstimmung mit C_{Dkm} aus (2-30) ist für $Re_{km} = 10^4$ sehr gut (s. Abb. 2.23), für größere Reynoldszahlen ist die Differenz bei kleinen h/L -Werten jedoch beträchtlich. Für kleine Werte von h/L darf die Abhängigkeit von der Reynoldszahl sicher nicht vernachlässigt werden.

Andere Funktionen für den Verlustbeiwert ζ gibt IDEL'CHIK /46/ an:

$$\zeta = \left(1 + 0.707 \sqrt{1 - \frac{F_0}{F_1}} - \frac{F_0}{F_1} \right)^2 \left(\frac{F_1}{F_0} \right)^2 \quad (2-34)$$

für $Re \geq 10^5$

und

$$\zeta = \left[\zeta_\phi + \varepsilon_0^{-Re} \left(\zeta_0 - \frac{F_0}{F_1} \right)^2 \right] \left(\frac{F_1}{F_0} \right)^2 \quad \text{für } Re < 10^5 \quad (2-35)$$

$$\text{mit } \zeta_0 = 1 + 0.707 \sqrt{1 - \frac{F_0}{F_1}},$$

wobei $\zeta_\phi = f_1 \left(Re, \frac{F_0}{F_1} \right)$ und $\varepsilon_0^{-Re} = f_2(Re)$ ist.

Die Kurven für $Re \geq 10^5$ und $Re = 10^4$ in Abb. 2.23 zeigen eine ähnliche Abhängigkeit von der Reynoldszahl wie die für C_{Dkm} ,

liegen bei kleinen h/L -Werten jedoch generell höher. Wenn man berücksichtigt, daß die Funktionen für Drosselscheiben im allgemeinen für höhere Werte von h/L , sowie für kreisrunde Kanäle aufgestellt wurden, sind die hier angegebenen Funktionen von C_{Dkm} bzw. ζ für kleine Werte von h/L wahrscheinlich genauer.

2.3.1.4 Widerstandskoeffizient 3-dimensionaler Rippen

Die Mittelwerte von C_{Dhm} aus jeweils zwei bis fünf Messungen bei verschiedenen Reynoldszahlen sind in den Abb.2.24-2.26 für die b/h -Verhältnisse 1,2 und 4 als Funktionen von h/L und g/e aufgetragen. Die meisten Messungen wurden mit einem e/h -Verhältnis von $e/h \approx 6$ durchgeführt. Mit Ausnahme der extremen Rippenform $b/h=4$, $e/h=2$, ist keine systematische Abhängigkeit von dem e/h -Verhältnis in den Grenzen $2 < e/h < 6$ festzustellen (s.a. Tabelle 2.3).

Für einzelne dreidimensionale Rauigkeiten ist der h/L -Effekt sehr gering und sogar null für die breiten Rippen. Mit abnehmendem seitlichen Zwischenraum zwischen den einzelnen Rippen nimmt der h/L -Effekt zunächst langsam zu und steigt steil an für $g/e < 1$, d.h. wenn die Lücken zwischen den Rippen kleiner werden als die Rippenlänge. Durch die Gleichung

$$C_{D\infty} = \frac{C_{Dhm}}{1 + \kappa C_{Dhm} \frac{h}{L} \left(\frac{e}{e+g}\right)} \quad (2-36)$$

lassen sich alle Meßpunkte für jeweils ein b/h -Verhältnis auf eine Kurve reduzieren, die nur noch eine schwache Funktion vom g/e -Verhältnis ist (s.Abb.2.27).

Der Einführung des Faktors $\frac{e}{e+g}$ liegen die gleichen Überlegungen zugrunde wie der Ableitung der Gl.(2-23) durch MASKELL, indem er h/L als maßgebende Größe einführte. Das Verhältnis $\frac{h \cdot e}{L(e+g)}$ entspricht dem Verhältnis der Rippenfrontfläche zum ungestörten Strömungsquerschnitt pro Einzelrippe, und ist ein Maß für die notwendige Kontraktion bzw. Beschleunigung der Strömung.

Es ist bemerkenswert, daß für schmale ($b/h=1$) und sehr breite ($b/h=4$) Rippen der so auf unendliche Kanalhöhe reduzierte Widerstandskoeffizient schwach von dem g/e -Verhältnis abhängt,

während für die mittlere Breite ($b/h=2$) dieses Verhältnis einen stärkeren Einfluß auf den Widerstandskoeffizienten hat.

Trägt man $C_{D\infty}$ über dem b/h -Verhältnis auf (Abb.2.28) und geht davon aus, daß sich ein asymptotischer Wert für große b/h -Verhältnisse ergibt (s. Abb.2.1), so zeigt sich, daß sich dieser Wert mit steigendem b/h um so schneller ergibt, je größer die Lücke zwischen den Einzelkörpern ist.

Dieser Sachverhalt läßt sich durch die empirische Gleichung

$$C_{D\infty} = 0.81 + 0.45 e^{-\left[0.27\left(1 + \frac{g/e}{1+g/e}\right)\frac{b}{h}\right]^2} \quad (2-37)$$

beschreiben.

Die Übereinstimmung mit den Meßwerten ist für alle Parameterkombinationen gut bis auf die kleinen g/e -Werte bei $b/h=2$. Hier fällt der Widerstandskoeffizient bei $g/e < 1$ schneller auf den asymptotischen Wert ab, als es (2-37) beschreibt.

Diese Gleichung gilt sowohl für einzelne 3-dimensionale Rechteckrippen als auch für 2-dimensionale Rechteckrippen und ersetzt (2-26).

Die vollständige Beschreibung des Widerstandskoeffizienten beliebiger 2- oder 3-dimensionaler Rechteckrippen (mit $e > b$) lautet damit:

$$C_{Dhm}(b, h, e, g, L) = \frac{C_{D\infty}}{1 - 1.75 C_{D\infty} \frac{h}{L} \frac{1}{1+g/e}} \quad (2-38)$$

mit $C_{D\infty}$ aus (2-37).

Um den mittleren Widerstand einer Anordnung von nebeneinanderstehenden Einzelrippen zu ermitteln, muß der so berechnete Wert noch mit dem Faktor $1/(1+g/e)$ multipliziert werden. Dabei wird der durch die beschleunigte Strömung noch erhöhte Reibungswiderstand zwischen den Rippen allerdings nicht berücksichtigt, der aber zum Teil durch die Rückströmung hinter den Rippen wieder ausgeglichen wird, und sich um Größenordnungen vom Formwiderstand einer Rippe unterscheidet (s. Gl. (2-7) und Abb.2.18).

Der Widerstand, bezogen auf q_h oder q_{km} berechnet sich wie bei den 2-dimensionalen Rippen nach (2-29) und (2-30).

2.3.2 Die Strömung um die Rippe

2.3.2.1 Der Druckkoeffizient an der Wand

Der Druckkoeffizient:

$$C_p(x/h) = \frac{p_{sw}(x/h) - p_s}{q_{hm}} \quad (2-39)$$

mit $p_{sw}(x/h)$ dem statischen Druck an der Wand vor und hinter der Rippe und p_s dem ungestörten statischen Druck weit vor der Rippe, ist in Abb.2.29 für eine quadratische Rippe bei verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten als Funktion der Position x/h dargestellt. Ein Einfluß der Reynoldszahl ist nicht zu erkennen. Schon etwa 15 Rippenhöhen vor der Rippe ist ein leichter Anstieg des Druckes an der Wand zu verzeichnen. Der Unterdruck hinter der Rippe, -das Minimum liegt etwa $3h$ hinter der Rippe, geht etwa $15h$ hinter der Rippe auf einen konstanten, bleibenden Druckverlust zurück.

Auf der gegenüberliegenden glatten Wand sieht der Druckverlauf anders aus. Hier fällt der Druck schon vor der Rippe stetig ab und erreicht sein Minimum etwa $6h$ hinter der Rippe, das aber nur die Hälfte des minimalen Wertes an der anderen Wand erreicht.

In den folgenden Bildern ist in dem oberen Teil jeweils der Verlauf der Schubspannung τ und im unteren der Verlauf des Druckkoeffizienten C_p dargestellt.

Abb.2.30 zeigt den Einfluß des Verhältnisses h/L auf C_p . Die Kurven sind einander ähnlich, C_p steigt mit steigendem h/L . Die geringfügige Streuung der Meßwerte vor der Rippe beruht darauf, daß als Bezugsdruck p_s jeweils die gleiche erste Druckanbohrung genommen wurde, aber bei verschiedenen Rippenhöhen h der relative Abstand x/h verschieden ist.

Abb.2.31 zeigt den Einfluß des Verhältnisses b/h auf C_p . Es sind zwei Trends festzustellen: mit steigender Breite fällt C_p , und das Minimum liegt näher bei der Rippenhinterkante. So liegt es bei $b/h=4$ bei etwa $x/h=2$ und bei $b/h=0$ bei $x/h=5$. Der scheinbar stärkere Anstieg von C_p vor den breiten Rippen liegt an der Wahl des Nullpunktes von x , nämlich der Rippenhinterkante. Wie für $b/h=1$ sind auch für die anderen b/h -Verhältnisse die C_p -Verläufe bei verschiedenen h/L -Verhältnissen

einander ähnlich. Eine Abweichung tritt erst bei sehr großen h/L -Verhältnissen auf, wie sie sich bei gegenüberstehenden ($L'=L/2$) Rippen ergaben. Abb.2.32 zeigt die C_p -Verläufe für diese Anordnung. Die Ergebnisse bei kleinen h/L' -Werten entsprechen denen bei einseitiger Rippe mit doppelten h/L , was ja schon für den Widerstandskoeffizienten festgestellt wurde (s. Abb.2.15). Bei großen h/L -Werten weicht der Verlauf von C_p allerdings stark von den übrigen ab. Das Minimum liegt näher an der Rippe, und der Druckanstieg ist steiler.

Der Übergang von dem einen zum anderen C_p -Verlauf liegt zwischen $h/L=0.256$ und 0.344 , wie aus Abb.2.30 und 2.32 hervorgeht. Die starke Einschnürung des Strömungsquerschnittes und die dadurch hervorgerufene Beschleunigung der Strömung im gesamten Querschnitt bei großen h/L führt zu anderen Strömungsformen hinter der Rippe, im Vergleich zu kleinen h/L , wo im wesentlichen nur die Strömung in Wandnähe beschleunigt wird. Das zeigt sich auch am Verlauf der Schubspannung, die an der Position ein Maximum hat, d.h. größer ist als im ungestörten Fall an der glatten Wand, an der sie bei kleinen h/L ihr Vorzeichen wechselt (s. Abb.2.32).

Die Abb.2.33-2.37 zeigen eine Auswahl der Meßergebnisse von 3-dimensionalen Rippen.

Der Einfluß des h/L - und des b/h -Verhältnisses auf den Verlauf von C_p ist im wesentlichen gleich dem bei den 2-dimensionalen Rippen, nur schwächer. (Abb.2.33 und 2.34)

Mit größer werdender Lücke g zwischen den Rippen bei $e/h=\text{const.}$ (Abb.2.35 und 2.36) und kleinere Länge e der Rippe bei $e/g=\text{const.}$ (Abb.2.37) fällt C_p , während das Minimum näher bei der Rippenhinterkante liegt, ähnlich dem Einfluß des b/h -Verhältnisses.

Die Lage des Minimums von C_p spiegelt sich in dem Verlauf der Schubspannung τ wieder und wird im nächsten Abschnitt besprochen.

Wie im Abschnitt 2.1.2 erwähnt wurde, ist in den Rechenmodellen zur Bestimmung des Widerstandskoeffizienten die wichtigste Größe der Druckkoeffizient C_p an der Rückseite der Rippe.

Abb.2.38 zeigt den Widerstandskoeffizienten C_{Dk} als Funktion des Druckkoeffizienten

$$C_{pk} = \frac{p_b - p_s}{q_k} \quad (2-40)$$

zusammen mit den Ergebnissen von PLATE /4,5/ und GOOD & JOUBERT /3/, die für $b/h=0$ und kleinen h/L -Verhältnissen im Windkanal ohne Druckgradient gemessen wurden. Der Bezug auf die Referenzgeschwindigkeit der freien Strömung bzw. der Maximalgeschwindigkeit im Kanal u_k liefert keine Übereinstimmung. Es wurde deshalb der Druckkoeffizient mit der mittleren Geschwindigkeit über der Rippenhöhen gebildet

$$C_{p_{hm}} = C_p = \frac{p_b - p_s}{q_{hm}} \quad (2-41)$$

und $C_{D_{hm}}$ über $C_{p_{hm}}$ aufgetragen (Abb.2.39).

Im Rahmen der Streuung fallen alle Punkte für 2- und 3-dimensionale Rippen mit $b/h \leq 2$ auf eine Kurve. Die Werte für $b/h=4$ liegen auf einer separaten Kurve. Daneben ist die Gerade $C_D = 0.88(1 - C_p)$ eingetragen, die sich aus ROSHKO'S /47/ Modell für eine querangestellte Platte in der Mitte eines Windkanals ergibt, und durch Messungen anderer Autoren bestätigt wurde.

Die Beziehung

$$\frac{C_D}{1 - C_p} = \text{const.} \quad (2-42)$$

ist eine wesentliche Voraussetzung der Theorie MASKELLS /6/, und um den Zusammenhang mit Gl.(2-23) für die Abhängigkeit des Widerstandskoeffizienten C_D von dem h/L -Verhältnis erkennen zu können, soll hier etwas näher auf diese Theorie eingegangen werden.

Ihr liegt folgendes Modell zugrunde:

Eine querangestellte Platte der Höhe h werde in einem Windkanal der Höhe L mit der Geschwindigkeit u angeströmt. Durch die Verengung des Strömungsquerschnittes auf $L-h$ an der Position der Platte bzw. auf $L-h^*$, mit h^* der maximalen seitlichen Ausdehnung der Wirbelzone hinter der Platte, werde die mittlere Geschwindigkeit auf $k \cdot u$ an der Ablösungsstromlinie beschleunigt und erzeuge einen konstanten Unterdruck p_b hinter der Platte. Es gilt dann für den Gesamtdruck H

$$H = \frac{\rho}{2} u^2 + p_s = p_b + \frac{\rho}{2} k^2 u^2 \quad (2-43)$$

Dabei wird vorausgesetzt, daß die Form der Druckverteilung an der Platte unabhängig von dem Verhältnis h/L ist, so daß gilt

$$\frac{p - p_b}{H - p_b} = \text{const.} \quad (2-44)$$

mit p dem mittleren Druck an der Vorderseite der Platte. Aus diesen beiden Gleichungen folgt

$$\frac{p - p_b}{k^2 q} = \frac{C_D}{k^2} = \text{const} = m \quad (2-45)$$

Aus (2-43) ergibt sich mit $C_p = (p_b - p_s)/q$ die Beziehung $C_D/(1 - C_p) = m$, die durch die Meßergebnisse in Abb. 2.39 bestätigt wird, wobei m von der Form des Widerstandskörpers abhängt. MASKELL fand für eine Platte in der Kernströmung $m = 0.837$, während die eigenen Messungen für Rippen an der Wand mit $b/h \leq 2$ $m \approx 0.78$ und mit $b/h = 4$ $m \approx 0.69$ ergeben. Die Größe m ist ein Maß der seitlichen Wirbelzonenausdehnung; bei schmalen Körpern ist das Verhältnis h^*/h größer als bei breiten, wie im nächsten Abschnitt noch gezeigt werden wird.

Mit (2-45) gilt für $h/L \rightarrow 0$, d.h. einem unendlich ausgedehnten Strömungsquerschnitt

$$\frac{C_D}{C_{D\infty}} = \frac{k^2}{k_{\infty}^2} = \frac{1 - C_p}{1 - C_{p\infty}} \quad (2-46)$$

Durch Anwendung des Impulserhaltungssatzes und der Kontinuitätsgleichung kommt MASKELL im Rahmen seines Modells zu der Gleichung

$$\frac{C_D}{C_{D\infty}} = \frac{k^2}{k_{\infty}^2} = 1 + \frac{C_{D\infty}}{k_{\infty}^2 - 1} \frac{h}{L} \quad (2-47)$$

die der Gl. (2-23) entspricht. Mit $\kappa = 1/(k_{\infty}^2 - 1)$ ergibt sich

$$m(b/h) = \frac{C_{D\infty}(b/h)}{1 + \frac{1}{\kappa}} \quad (2-48)$$

Die Meßergebnisse (Abb. 2.15 und Abb. 2.39) erlauben eine Überprüfung der Anwendbarkeit der Theorie auf Widerstandskörper in

Wandnähe.

Aus den Messungen hatte sich ein Wert von $\kappa=1.75$ für alle b/h -Verhältnisse ergeben. Die sich damit aus (2-48) ergebenden Werte $m(0)=0.80$ $m(1)=0.78$ und $m(2)=0.74$ stimmen sehr gut mit den Ergebnissen in Abb.2.39 überein. Der Wert $m(4)=0.60$ liegt aber zu tief. Die Theorie, die für Körper mit definierten Ablösepunkten entwickelt worden war, gilt also für die gleichen Körper auch in Wandnähe, aber nur beschränkt für andere Körper.

Zur Berücksichtigung des Blockadeeffektes auf den Druckkoeffizienten C_p wird aus (2-46) und (2-47) die Gleichung

$$1 - C_p = \frac{1 - C_{p\infty}}{1 - \kappa C_{D\infty} \frac{h}{L}} \quad (2-49)$$

abgeleitet, mit $1 - C_{p\infty} = C_{D\infty} / m(b/h)$.

Die Meßwerte in Abb.2.40 werden sehr gut durch diese Gleichung beschrieben.

2.3.2.2 Die Länge der Wirbelzone

Die Abb.2.30 bis 2.37 zeigen den mit dem Prestonrohr gemessenen Schubspannungsverlauf vor und hinter den Rippen. Aufgetragen ist das Verhältnis τ^* der lokalen Wandschubspannung zur Wandschubspannung an der ungestörten glatten Kanalwand 40 bis 60 Rippenhöhen vor der Rippe. Abb.2.30 und 2.33 zeigen, daß das h/L -Verhältnis mit Ausnahme sehr großer h/L -Verhältnisse (Abb.2.32) praktisch keinen Einfluß auf den Verlauf der Schubspannung hat. Schon an der ersten Meßposition $16 x/h$ vor der Rippe ist die Wandschubspannung kleiner als die an der glatten Wand. Ab etwa $x/h=-8$ fällt sie dann schnell auf null ab. Die negative Schubspannung in der Wirbelzone hinter der Rippe darf nicht als absoluter Wert betrachtet werden (s. Kap. 2.2.4), der Durchgang der Kurve durch null bestimmt jedoch die Länge der Wirbelzone genau. Aus Abb.2.31 und 2.34 ist klar ersichtlich, daß diese Länge λ_r mit zunehmender Rippenbreite b abnimmt; das korrespondiert mit der Lage des Minimums des Druckkoeffizienten.

Den Einfluß der seitlichen Lücke für relativ lange 3-dimensionale Rippen zeigt Abb.2.36. Schon bei sehr kleinen Spalten ($e/g=12$) verkürzt sich die Länge λ_r von $\lambda_r=9.5$ auf einen vom e/g -Verhältnis unabhängigen Wert von $\lambda_r \approx 5.2$. Anders bei kurzen Rippen.

Hier verkürzt sich λ_r stetig mit größer werdender Lücke g .

Eine Zusammenstellung der Ergebnisse zeigen die Abb.2.41-2.43. Die Wirbelzonenlängen für 2-dimensionale Rippen sind in Abb.2.41 als Funktion des b/h -Verhältnisses aufgetragen. Ein Vergleich mit den Ergebnissen anderer Autoren in Tabelle 2.1 zeigt einen ähnlichen Trend. Gute Übereinstimmung besteht mit den Messungen von GOOD & JOUBERT und PLATE.

Die verschiedenen Längen der Wirbelzonen bei verschiedenen b/h -Verhältnissen sind gut in den Strömungsaufnahmen (Abb.2.44 und 2.45) zu erkennen. Eine genaue Bestimmung der Länge λ_r aus diesen Bildern ist wegen der starken Fluktuation jedoch nicht möglich. Die Höhe h^* der Wirbelzone nimmt mit Zunahme der Breite b ab, und man sieht deutlich, wie sich die Strömung bei $b/h=4$ (Abb.2.44c) auf der Rippenoberfläche wiederangelegt. Die Wirbelzone auf der Rippenoberseite wurde von MOSS /48/ für eine Wasserströmung über ein Wehr analytisch untersucht.

Einen Hinweis auf die Intensität der erzeugten Turbulenz geben die vom Auftreffpunkt hinter der Rippe in die Hauptströmung führenden Tracerspuren, die bei den schmalen Rippen viel steiler verlaufen als bei den breiten.

Die Wirbelzonen hinter 3-dimensionalen Rippen zeigt Abb.2.45. Die seitliche Ansicht zeigt eine kurze Wirbelzone mit starker Turbulenz. Aus der Draufsicht wird deutlich wie es zur Verkürzung durch das seitliche Umströmen kommt.

Die Länge λ_r , die genau in der Mitte hinter einer Rippe gemessen wurde, ist in Abb. 2.42 als Funktion von g/e aufgetragen. Ab einer Lückenbreite $g \geq 0.5 e$ ist die Länge λ_r nur noch von der Länge e der Rippe abhängig. Abb.2.43 zeigt λ_r/h über e/h . Für Rippen mit $b/h \geq 2$ und $e/h \leq 6$ konnte kein Unterschied zwischen $b/h = 2$ und $b/h = 4$ festgestellt werden. Für $e/h \leq 12$ hat das Gebiet der Rückströmung eine dreieckige Form (Abb.2.45b), und ist so außerhalb der Mitte kürzer als die Länge λ_r .

2.4 Zusammenfassung

Der Widerstandskoeffizient C_D , Druckkoeffizient C_p und die Länge der Wirbelzone l_r wurde für 2- und 3-dimensionale rechteckförmige Rippen an der Wand in vollausgebildeter turbulenter Kanalströmung als Funktion der Größen

$$C_D, C_p, l_r/h = f(Re, b/h, L/h, e/g, e/h)$$

gemessen.

Die wichtigsten Ergebnisse sind:

1. Wird der Widerstandskoeffizienten C_{Dhm} mit der mittleren Geschwindigkeit über der Rippenhöhe gebildet, so ist $C_{Dhm} \neq f(Re)$.
2. Der Blockade-Effekt läßt sich in Anlehnung an die Theorie von MASKELL für $h/L \leq 0.26$ durch die Gleichung

$$C_{Dhm} = \frac{C_{D\infty}}{1 - \kappa C_{D\infty} \frac{h}{L} \frac{1}{1+g/e}} \quad (2-38)$$

mit $\kappa=1.75$ berechnen. Diese Gleichung gilt auch für $b/h > 0$.

3. Der Widerstandskoeffizient $C_{D\infty}$ für unendliche Kanalhöhe ergibt sich zu

$$C_{D\infty} = 0.81 + 0.45 \exp \left\{ - \left[0.27 \left(1 + \frac{g/e}{1+g/e} \right) \frac{b}{h} \right]^2 \right\} \quad (2-37)$$

Durch Anwenden von (2-37) und (2-38) und der Umrechnung auf Hauptströmungsparameter mit Hilfe von Gl. (A1)-(A9) kann der Druckverlustkoeffizient von Einzelstörungen in Kanälen berechnet werden.

4. Die Verläufe der Wandschubspannung τ und des Druckkoeffizienten C_p an der Wand vor und hinter der Rippe bei verschiedenen h/L -Verhältnissen sind jeweils einander ähnlich. Eine Abweichung tritt erst etwa bei $h/L > 0.26$ auf. Ein Einfluß der Reynoldszahl ist nicht vorhanden.
5. Es gilt die Beziehung $C_{Dhm}/(1-C_p) = \text{const.} = m$ für alle untersuchten Rippen. Das aus dieser Beziehung nach MASKELLS Theorie berechnete κ in Gl. (2-38) stimmt für $b/h \leq 2$ mit dem empirisch gefundenen überein. Für Rippen ohne definierten Ablösepunkt ($b/h > 2$) ergibt die Theorie abweichende Werte. Die Messungen ergaben $\kappa \neq f_1(b/h)$, aber $m = f_2(b/h)$.

6. Die Länge der Wirbelzone λ_r ist nicht abhängig von der Kanalhöhe ($h/L < 0.26$). Für 3-dimensionale Rippen mit $g \geq 0.5e$ ist λ_r unabhängig von g/e -Verhältnis. Dann gilt

$$\lambda_r/h = f(b/h, e/h)$$

7. Bei h/L -Verhältnissen größer 0.26 gibt es einen Übergang zu anderen Strömungsverhältnissen, die in dieser Arbeit nicht untersucht wurden.

3. DER WIDERSTAND VON RECHTECKRIPPENANORDNUNGEN VERSCHIE- DENER DICHTEN

3.1 Grundlagen

Werden Einzelrippen so hintereinander angeordnet, daß sich zwischen ihnen das ungestörte glatte Profil nicht mehr ausbilden kann, spricht man von rauhen Oberflächen. Da die Höhe der Rippe h die maßgebende Größe für die Länge der gestörten Zone hinter einer Rippe ist, wird das Verhältnis des axialen Abstandes der Rippen p mit der Höhe h die wichtigste Größe zur Charakterisierung einer rauhen Oberfläche sein. So wird die Dichte oder Konzentration einer zweidimensionalen Rauigkeit durch $\lambda = h/p$ beschrieben während für dreidimensionale Rechteckrauigkeiten sich die Dichte bzw. die inverse Dichte zu

$$1/\lambda = \frac{p}{h} \left(1 + \frac{g}{e} \right) \quad (3-1)$$

ergibt. Mit $g = 0$ gilt (3-1) auch für 2-dimensionale Rauigkeiten. Der Formwiderstand der einzelnen Rippen ist gegenüber dem Widerstand der glatten Wand zwischen den Rippen so dominierend (s. Gl. (2-7) und /91/), daß er zur Beschreibung des Gesamtwiderstandes einer rauhen Oberfläche für nicht zu extreme Werte von p/h genügen würde. Durch die Veränderung des Geschwindigkeitsprofils durch die Rauigkeiten fehlt aber anders als bei Einzelrippen die Bezugsgröße einer unabhängigen Geschwindigkeit für die Definition eines Widerstandskoeffizienten. Der Reibungskoeffizient f beschreibt zwar vollständig die Wirkung einer Rauigkeit, da er sowohl die Wandschubspannung als auch die Geschwindigkeitsverteilung über der rauhen Oberfläche enthält, ist aber wegen seiner Abhängigkeit von der Grenzschichtdicke bzw. dem hydraulischen Durchmesser nur bedingt geeignet, die Wirkung verschiedener rauher Oberflächen miteinander zu vergleichen.

Mit der maximalen Geschwindigkeit im Kanal, die allerdings für gleiche Reynoldszahlen bei verschiedenen Rauigkeiten verschiedene Werte haben kann, läßt sich ein Widerstandskoeffizient $C_{Dk} = \frac{F}{q_k \cdot h}$ definieren. Multipliziert man C_{Dk} mit der Rauigkeitsdichte λ , so ergibt sich ein Reibungskoeffizient. Mit

$$\tau_w = \frac{F}{p(1+g/e)} \quad (3-2)$$

wird

$$C_{Dk} \cdot \lambda = \frac{F \cdot h}{\frac{\rho}{2} u_k^2 \cdot h \cdot p(1+g/e)} = \frac{\tau_w}{\frac{\rho}{2} u_k^2} = f_k \quad (3-3)$$

Ebenso kann man mit einer fiktiven Geschwindigkeit an den Rippenspitzen u_h ein C_{Dh} und f_h definieren. Die maximale Geschwindigkeit u_k wird bei großen Rauigkeitsdichten und großen Grenzschichtdicken bzw. Kanaltiefen unabhängig von der axialen Position sein. Die Geschwindigkeit an der Rauigkeitsspitze ist jedoch immer ein über den Bereich $p \cdot (e+g)$ gemittelter Wert.

Gl. (3-3) läßt sich mit $u_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$ und $u^+ = u/u_\tau$ auch als

$$f_{k,h} = \frac{2}{u_{k,h}^+{}^2} \quad (3-4)$$

schreiben. Unter der Voraussetzung, daß sich das logarithmische Geschwindigkeitsprofil über rauhen Oberflächen nach Gl. (1-8) bis zur Rauigkeitsspitze erstreckt, ist $u_h^+ = R$. Somit ist

$$R = \sqrt{2/(C_{Dh} \cdot \lambda)} \quad (3-5)$$

Andererseits läßt sich wegen

$$u_k^+ = A_r \ln \frac{y_k}{h} + R \quad (3-6)$$

bei Vorgabe einer logarithmischen Profilsteigung A_r die

Rauhigkeitskonstante zu

$$R = u_k^+ - A_r \ln \frac{y_k}{h} \quad (3-7)$$

berechnen. Bei Kenntnis von u_k^+ und u_h^+ ergibt sich schließlich die Steigung A_r zu

$$A_r = \frac{u_k^+ - u_h^+}{\ln \frac{y_k}{h}} \quad (3-8)$$

Mit den Profilkonstanten A_r und R und der Länge des Geschwindigkeitsprofils y_k läßt sich durch Integration von (1-8) der Reibungskoeffizient f_r der rauhen Zone zu

$$\sqrt{\frac{2}{f_r}} = A_r \ln \frac{y_k}{h} + R - A_r \quad (3-9)$$

berechnen.

3.2 Literaturübersicht

Aus der Fülle der Arbeiten über Messungen an Rauigkeiten seien hier nur einige genannt, die systematische Parameterstudien bzw. Zusammenstellungen der Ergebnisse anderer Autoren beschreiben.

SCHLICHTING (1936) /52/ hat als erster den Einfluß der Form und Dichte künstlicher Rauigkeiten systematisch untersucht. In einem rechteckigen Wasserkanal mit einem Seitenverhältnis von 4.25:1 waren auf einer der breiten Seiten Kugeln, Kalotten, Kegel oder Rechteckrippen in verschiedener Dichte angeordnet. Durch Messungen des Druckverlustes und des Geschwindigkeitsprofils wurden die Rauigkeitskonstanten R bestimmt, wobei für die Profilsteigung ein konstanter Wert von $A_r=2.5$ zugrunde gelegt wurde.

Eine Systematisierung der Strömungsformen an Rauigkeiten hat MORRIS (1959) /53/ durch Unterteilung des Rauigkeitsdichtebereichs in drei Gruppen vorgeschlagen. Seine Einteilung in "isolated roughness flow", "wake interference flow" (k-type)

und "skimming flow" (d-type) ist durch viele Strömungsaufnahmen (z.B. /91/) bestätigt worden, doch sind die Übergänge fließend und auch innerhalb der einzelnen Gruppen sind erhebliche Unterschiede festzustellen.

Zusammenstellungen von Messungen an 2-dimensionalen Rauigkeiten sind in /54-57/ angegeben. Es handelt sich dabei größtenteils um Messungen des Druckverlustes in symmetrischen und asymmetrischen rauhen Kanälen, aus denen mit der Annahme einer konstanten Profilsteigung A_r die Rauigkeitskonstante R berechnet wurde.

Dreidimensionale Rechteckrauigkeiten verschiedener Dichte (mit $g/e=1$) hat SAYRE & ALBERTSON (1961) /58/ in einem offenen Wasserkanal untersucht und mit anderen bis dahin untersuchten 3-dimensionalen Rauigkeiten verglichen.

Die Widerstandskoeffizienten von Zylindern mit Durchmesser - zu Höhenverhältnissen von 0.5 - 5.0 für verschieden dichte Anordnungen hat MARSHALL (1971) /59/ durch direkte Kraftmessung bestimmt. LEE & SOLIMAN (1977) /60/ haben den Widerstand von Würfelanordnungen verschiedener Dichte durch Messen der Druckverteilung an Vorder- und Rückseite der Würfel bestimmt.

Einen Versuch, verschiedene 3-dimensionale Rauigkeiten mit Hilfe des äquivalenten Sandrauigkeitskonzeptes miteinander zu vergleichen, haben KOLOSEUS & DAVIDIAN (1966) /61/ und WOODING et. al. (1972) /62/ unternommen.

Durch Strömungsaufnahmen hat MANTLE (1966) /34/ versucht die Wirbelzonen hinter verschieden dicht angeordneten Würfeln auszumessen und dadurch eine optimale Rauigkeit für den Wärmeübergang zu finden.

Rechteck- und rautenförmige 3-dimensionale Rauigkeiten auf einem Stab im Ringspalt wurden von DALLE DONNE & MEYER (1975) /64/ untersucht.

Während für 2-dimensionale Rechteckrippen die Abhängigkeit des Widerstandes von deren Dichte λ weitgehend geklärt ist, ist das für 3-dimensionale Rauigkeiten nur vereinzelt der Fall. Uneinigkeit herrscht - auch bei 2-dimensionalen Rippen - über die Abhängigkeit des Widerstandes von der Grenzschichtdicke δ bzw. der Kanaltiefe L und über die Konstanten im logarithmischen Geschwindigkeitsprofil.

3.3 Versuchsparameter

Die Parameterstudie an 2-dimensionalen Rauigkeiten wurde mit Rechteckrippen von $b/h=1$ und $b/h=2$ durchgeführt. Die Rauigkeitsdichte wurde zwischen $p/h=2$ und $p/h=64$ in 13 Stufen verändert.

Die Parameterstudie an 3-dimensionalen Rauigkeiten wurde mit Rechteckrippen von $b/h=1$ und zwei Längen von $e/h=6$ und $e/h=4$ durchgeführt.

Das p/h Verhältnis wurde zwischen $p/h=2$ und $p/h=9$ in maximal 10 bzw. 8 Stufen und das g/e -Verhältnis wurde zwischen $g/e=0.25$ und $g/e=1.5$ in 8 bzw. 6 Stufen variiert (s. Abb.3.1). Die genauen Parameter sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

Die Kanaltiefe betrug $L=210$ mm, was einem Seitenverhältnis von 3.33 und einem $h/L=0.05$ entspricht.

Jede Rippenanordnung wurde bei drei Strömungsgeschwindigkeiten getestet. Die Maximalgeschwindigkeit im Kanal lag dabei zwischen 18 m/s und 29 m/s ($Re = 3.5 \cdot 10^5 \pm 6 \cdot 10^5$).

3.4 Meßanordnung und Versuchsdurchführung

Die Versuchsanlage und Meßeinrichtung sind im Kapitel 2.2 beschrieben. Die Rippen ($h=10$ mm) wurden aus Aluminium hergestellt und waren scharfkantig. Sie wurden durch Doppelklebeband auf die Aluminiumwand aufgeklebt, so daß sich die Höhe der Rippen zu $h=10.4$ mm ergab. RANGA RAJU & GARDE /65/ hatten gefunden, daß sich der Widerstandskoeffizient bei einer

Anordnung 2-dimensionaler Rippen unabhängig von p/h -Verhältnis nach einer Einlaufstrecke von 50 h hinter der ersten Rippe nicht mehr verändert (s.a. /66/). Um nicht bei jeder Änderung der Parameter die gesamte Länge des Kanals mit der jeweiligen Rippenanordnung bestücken zu müssen, wurde sie deshalb nur 50 h vor und 33 h hinter der Meßrippe geändert. Der vordere Teil des Kanals war bei der Parameterstudie über 2-dimensionale Rauigkeiten mit Rippen des jeweiligen b/h -Verhältnisses im Abstand $p/h=8$ bestückt, während bei der 3-dimensionalen Parameterstudie eine Rauigkeit mit den Werten $e/h=6$, $p/h=3.5$ und $g/e=0.5$ verwendet wurde. Nur durch diese Maßnahme war es möglich, die Studie an etwa 140 Rippenkonfigurationen mit erträglichem Aufwand durchzuführen. Der Nachteil bei dieser kurzen Strecke vor der Meßrippe ist natürlich, daß sich das Geschwindigkeitsprofil weiter von der rauhen Wand entfernt noch nicht auf die jeweilige Rauigkeit eingestellt hat, während in der Nähe der Wand die Bestimmung der Geschwindigkeit wegen deren axialen Variation schwierig ist.

Es gab zwei Gründe, die diesen Kompromiss zwischen Genauigkeit und Breite des Parameterfeldes empfahlen. Zum einen war es das Hauptziel, eine Rippenanordnung mit maximalem Rauigkeitskoeffizienten zu finden. Das schien trotz der möglichen Fehlerquellen erreichbar. Zum anderen wurden sechs Rauigkeiten, die sich über die ganze Länge des Kanals erstreckten, voll ausgemessen (s. Kapitel 4), sodaß eine Kontrolle und Abschätzung der Fehler möglich war.

Die Referenzgeschwindigkeiten wurden mit zwei Pitotrohren gemessen. Das erste befand sich 70 h vor der Meßrippe an der Position der maximalen Geschwindigkeit ($y_k=17 h$), während das zweite im Wandabstand $y=h$ (bzw. $y=2h$) hinter der Meßrippe positioniert wurde. Wegen der Gefahr der Fehlmessung aufgrund zu großer Ortsabhängigkeit der Geschwindigkeit bei $y=h$ wurde bei den Messungen mit $b/h=2$ und $e/h=4$ die Geschwindigkeit bei $y=2 h$ gemessen und mit der berechneten Steigung A_r auf $u(y=h)$ umgerechnet. Axial wurde das zweite Pitotrohr im Falle der 2-dimensionalen Rippen bei $x=p/2$

und im Falle der 3-dimensionalen Rippen in der Mitte der seitlichen Lücke zwischen den Rippen positioniert. Der statische Druck wurde mit einer statischen Drucksonde ca. 5 mm neben dem Pitotrohr gemessen. Auf das Problem des statischen Druckes in rauhen Kanälen wird in Kapitel 4 näher eingegangen. Die Kraft auf die Meßrippe wurde mit einer Waage, wie in Kapitel 2 beschrieben, gemessen.

Da die Meßwerte besonders bei 3-dimensionalen Rauigkeiten starke zeitliche Schwankungen zeigten, wurden alle Werte über 200 sec integriert. Die integrierten Werte waren dann mit einer Abweichung von kleiner 1% reproduzierbar.

3.5 Ergebnisse und Diskussion

3.5.1 Auswertung

Die Widerstandskoeffizienten C_{Dk} aus jeweils drei Messungen mit verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten bei einer Rippenkonfiguration wichen um weniger als 1% voneinander ab. Die folgenden Ergebnisse sind daher stets Mittelwerte aus zwei oder drei Messungen.

Die Auswertung der Messungen der beiden dynamischen Drücke an den Pitotrohren und der Kraftanzeige der Waage erfolgte mit den Gleichungen (2-1) und (3-3) bis (3-8). Die vollständigen Ergebnisse sind in Tabelle 3.1 angegeben.

3.5.2 2-dimensionale Rauigkeiten

Die Widerstandskoeffizienten C_{Dk} und C_{Dh} für quadratische Rauigkeiten sind in Abb.3.2 als Funktion des p/h -Verhältnisses aufgetragen.

Der Wert von C_{Dk} ist ein direktes Maß für die Kraft auf eine Rippe, da die Bezugsgeschwindigkeit u_k unabhängig von p/h konstant ist. Für große p/h nähert sich C_{Dk} asymptotisch dem Wert für Einzelrippen.

Der Widerstandskoeffizient C_{Dh} , bei dem die Bezugsgeschwindigkeit die veränderliche mittlere Geschwindigkeit an der Rauigkeitsspitze ist, durchläuft dagegen ein flaches Maximum ($C_{Dh} \approx 2$) und fällt bei großen p/h -Verhältnissen auf den Wert für Einzelrippen ab, der je nach Reynoldszahl zwischen 1.0 und 1.2 liegt (s. Kap.2). Ein Vergleich mit den Werten, die bei gleicher Rauigkeit auf der gesamten Kanallänge für vier p/h -Verhältnisse ermittelt wurden, ist wegen der axialen Variation der Geschwindigkeit nur mit den Werten sinnvoll, die ebenfalls genau zwischen den Rippen gemessen wurden. Die Werte stimmen gut überein, sodaß der Fehler aufgrund der kurzen Anlaufstrecke bei C_{Dh} vernachlässigbar und bei C_{Dk} kleiner 5% ist.

Die Größe von C_{Dh} ist natürlich abhängig von der axialen Meßposition der Geschwindigkeit. Wie aus den Profilmessungen zu entnehmen ist (s. Kap.4), liegen die Geschwindigkeiten in der Nähe der Mitte zwischen den Rippen am besten auf der halblogarithmischen Geraden, die das Profil beschreibt.

Die Reibungskoeffizienten f_k und f_r zeigen bei $p/h=7-8$ ein flaches Maximum, wie es auch von anderen Autoren gefunden wurde, so zum Beispiel auch für Drahtrauigkeiten /61/.

Die entsprechenden Kurven für die breiten Rippen mit $b/h=2$ haben einen ähnlichen Verlauf (s. Tab.3).

Die Rauigkeitskonstanten R , berechnet aus C_{Dh} nach (3-5) und aus C_{Dk} mit der Annahme $A_r=2.5$ nach (3-7), sind in Abb.3.3 über p/h aufgetragen. Der unterschiedliche Verlauf der beiden Kurven zeigt, daß die Annahme $A_r=2.5$ nicht zutrifft. Unter dem Vorbehalt, daß das Geschwindigkeitsprofil nicht voll ausgebildet ist, läßt sich A_r nach (3-8) berechnen. Die Übereinstimmung der so gewonnenen Profilsteiigungen mit den A_r aus den vollständigen Profilmessungen ist für $b/h=1$ überraschend gut (s. Abb. 3.4), wobei bei den größeren p/h -Werten die Variationsbreite bei den Profilmessungen aufgrund der axialen Meßposition relativ groß ist (s. Kap.4). Die Steigung A_r des Geschwindigkeitsprofils über quadratischen Rauigkeiten

ist bei $h/L = 0.05$ für $7 \leq p/h \leq 25$ konstant mit $A_r = 2.25$. Für kleinere und größere Rippenabstände steigt A_r . Das gilt, wenn der Nullpunkt des Profils auf die Wand gelegt wird.

Bei der häufig in der Literatur anzutreffenden volumetrischen Definition des Profilnullpunktes (s. Gl. (4-15)) wird A_r etwas kleiner und R größer. Für den p/h -Bereich der konstanten Steigung ergibt sich dann $A_r = 2.15$. Zum Vergleich mit Funktionen für die Rauigkeitskonstante R aus der Literatur ist in Abb.3.3 der auf die volumetrische Definition umgerechnete R -Verlauf mit eingezeichnet. Die Funktionen von BAUMANN & REHME /55/ und DALLE DONNE & MEYER /57/, die auf ein $h/\hat{y}_r = 0.06$ angewendet wurden, zeigen für $p/h < 6$ sehr gute Übereinstimmung. Für $p/h > 6$ liegt die Funktion nach /55/ generell tiefer, während die Funktion nach /57/ bei $p/h > 12$ wieder mit den hier gefundenen Werten übereinstimmt. Die R -Werte für große $p/h (> 30)$ sind sicherlich zu groß, da der Einfluß der glatten Wand zwischen den Rippen auf τ_w nicht berücksichtigt wurde. Die Übereinstimmung der drei Kurven ist am besten in dem p/h -Bereich, in dem die hier bestimmte Profilsteigung in der Nähe von $A_r=2.5$ liegt. Die Abweichungen sind also zum großen Teil darauf zurückzuführen, daß die Funktionen nach /55/ und /57/ aus Auswertungen von Druckverlustmessungen unter Annahme einer Steigung $A_r=2.5$ gewonnen wurden.

Ein Vergleich der Messungen an den breiten Rippen mit $b/h=2$ mit den Funktionen aus der Literatur zeigt ähnliche Ergebnisse (Abb.3.5). In beiden Fällen liegt das Minimum der R -Funktion nach BAUMANN & REHME bei $(p-b)/h=10$, während es bei den eigenen Messungen etwa bei $(p-b)/h=7$ wie bei DALLE DONNE & MEYER liegt.

3.5.3 3-dimensionale Rauigkeiten

Wie bei den 2-dimensionalen Rauigkeiten steigt der Widerstandskoeffizient C_{Dk} mit größer werdendem axialen Abstand der Rippen an. Auch mit der Vergrößerung des seitlichen Abstandes wächst C_{Dk} ; bei $g/e > 1.25$ jedoch nur noch wenig (s. Tabelle 3). C_{Dk} ist immer kleiner als der entsprechende Widerstandskoeffizient einer Einzelrippe.

Der Widerstandskoeffizient C_{Dh} hat ab einem bestimmten g/e -Wert ein Maximum bei einem axialen Abstand von etwa $p/h=4.5$ (s. Abb. 3.6 und 3.7). Auch bei den 3-dimensionalen Rippen liegt der Maximalwert weit über dem C_{Dh} -Wert von Einzelrippen und zwar bei den längeren Rippen mit $e/h=6$ viel ausgeprägter als bei den kurzen mit $e/h=4$. Dieser Unterschied könnte zum Teil auf die unterschiedliche Art der Bestimmung der Geschwindigkeit u_h zurückzuführen sein. Bei $e/h=6$ wurde sie direkt bei $y=h$ gemessen, während sie bei $e/h=4$ bei $y=2h$ gemessen und mit dem berechneten A_r bestimmt wurde. Für eine Beurteilung der Effektivität einer Rippenanordnung wurde der Reibungskoeffizient f_k über der inversen Dichte $1/\lambda$ in Abb. 3.8 und 3.9 aufgetragen. Die f_k der 3-dimensionalen Rauigkeiten liegen weit über denen der 2-dimensionalen. Das Maximum liegt mit einer Ausnahme für alle Anordnungen bei $4 \leq 1/\lambda \leq 5$. Die langen Rippen haben einen höheren Widerstandskoeffizienten als die kurzen und deren Maximalwert liegt um 50% über dem maximalen Wert für 2-dimensionale Rippen.

Bei kleinen Rauigkeitsdichten λ hat jedoch die 2-dimensionale Rauigkeit einen höheren Widerstandskoeffizienten.

Um die Parameter für einen maximalen Reibungskoeffizienten zu bestimmen, wurden die f_k -Werte im Bereich der Maxima als Funktion von p/h und g/e in Abb. 3.10 aufgetragen. Für eine exakte Bestimmung des Kurvenverlaufs im Maximum sind die Intervalle der Parameter dort noch zu groß, da die Maxima relativ spitz sind. Es wurde deswegen versucht, aus den geglätteten C_{Dk} -Funktionen den genauen Verlauf zu berechnen; eine gewisse Willkür im Kurvenverlauf bleibt auch auf diese Weise noch bestehen.

Der Reibungskoeffizient steigt mit kleiner werdendem axialen Abstand p/h allmählich an und fällt bei Unterschreiten eines kritischen p/h -Wertes steil ab. Der kritische Wert liegt bei $p/h=2.5$ für $1 < g/e < 1.25$ und bei größeren Werten für die anderen g/e -Verhältnisse. Das Maximum für $p/h=2.5$ wird bei Gleichheit von Rippen- und seitlicher Lückenbreite erreicht, also $g/e=1$. Mit steigendem axialen Abstand wird das Maximum bei kleinerem seitlichen Abstand erreicht und ist niedriger und flacher.

Die Länge der Rippe hat für $4 \leq e/h \leq 6$ nur einen schwachen Einfluß auf den generellen Verlauf der Kurven.

Die Abb. 3.11 und 3.12 zeigen die Rauigkeitskonstante R bzw. u_h^+ nach Gl. (3-5) und die Profilsteigung A_r nach Gl. (3-8).

Ein Vergleich mit den Werten, die aus den Profilmessungen (Kap.4) gewonnen wurden, zeigen eine relativ große Abweichung in R . Das wird auf die Meßposition bei $y=h$ zurückgeführt, an der die Geschwindigkeitsschwankungen groß sind. Deshalb wurde bei der zweiten Serie mit $e/h=4$ die Meßposition auf $y=2h$ verändert und u_h berechnet. Die Übereinstimmung der Profilwerte mit $g/e=6$ (Abb.3.11) mit diesen R - und A_r -Werten (Abb.3.12) bei gleichen g/e - und p/h -Verhältnissen ist trotz anderem e/h -Verhältnis gut.

Es soll deshalb hauptsächlich auf diese Serie eingegangen werden. Bei p/h -Verhältnissen, die größer als das des minimalen R -wertes sind, liegen die Kurven für verschiedene g/e -Verhältnisse dicht beieinander, während sie bei kleinen p/h auffächern. Die alternative Auftragung über der inversen Dichte $1/\lambda$ (Abb.3.13) bringt diese Kurvenäste näher zusammen, jedoch nicht zur Deckung.

Die Werte der Profilsteigung A_r liegen für alle g/e -Verhältnisse bei $1/\lambda > 8$ zwischen 1.9 und 2.0, haben ein Minimum bei $5 < 1/\lambda < 6$ und steigen mit größer werdender Dichte λ . Die Rauigkeitskonfigurationen mit dem größten Reibungsbeiwert ($0.75 \leq g/e \leq 1.25$) rufen die kleinsten Profilsteigungen hervor. Eine eindeutige Beziehung zwischen R und A_r ergibt sich jedoch nicht.

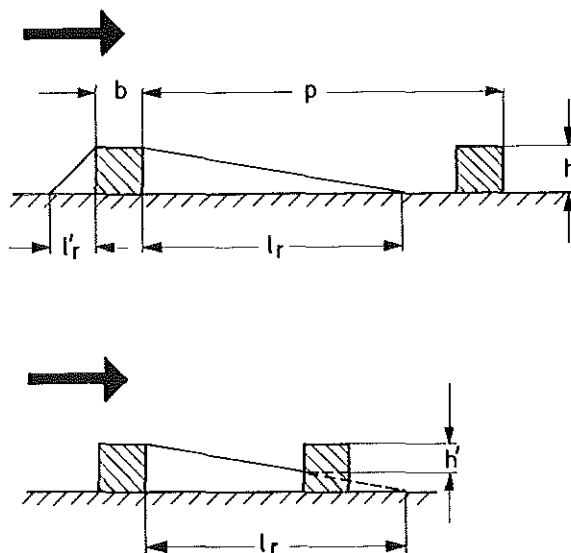
Ein Vergleich mit Messungen anderer Autoren wird wegen den unterschiedlichen Versuchsbedingungen und der verschiedenartigen Präsentation der Ergebnisse sehr erschwert. Ein Vergleich der Profilkonstanten A_r und R ist nicht möglich, da sie einerseits von anderen Autoren nicht direkt gemessen wurden, sondern teilweise unter Annahme von $A=const.=2.5$ berechnet wurden, und andererseits von dem h/L -Verhältnis abhängen. Die Ergebnisse, aus denen sich ein Reibungskoeffizient berechnen ließ, wurden deshalb auf das hier verwendete h/L -Verhältnis umgerechnet und sind in Abb.3.14 zusammen mit Reibungskoeffizienten der eigenen Messungen dargestellt.

Im Rahmen der möglichen Fehler bei der Umrechnung folgen die Ergebnisse aus der Literatur dem generellen Trend der Kurven. Für $b/h \ll 1$ sind höhere Werte zu erwarten als bei den hier gemessenen, was sich bei den beiden Messungen von SAYRE & ALBERTSON /58/ und DALLE DONNE & MEYER /64/ anzudeuten scheint. Diese f -Werte sind zudem die einzigen, die über den Reibungskoeffizienten 2-dimensionaler Rauigkeiten liegen.

3.6 Das Strömungsmodell

Verschiedene Autoren /67-69/ haben versucht, den Reibungskoeffizienten bzw. die Rauigkeitskonstante R aufgrund von Modellvorstellungen über das Verhalten der Strömung an Rauigkeiten analytisch zu berechnen. Der generelle Trend der R -Kurven wird dabei gut wiedergegeben, die Unterschiede zu den experimentellen Ergebnisse sind jedoch groß.

Den Rechnungen von LEWIS /67/ liegt folgendes Modell zugrunde:



Der Widerstandskoeffizient wird mit $C_D=1.2$ für quadratische Rippen als konstant angenommen. Für andere Rauigkeitsgeometrien werden die entsprechenden Widerstandskoeffizienten der Einzelkörper gewählt. Für die Länge der Wirbelzone wird ebenfalls ein konstanter Wert aus Untersuchungen an

Einzelkörpern gewählt, z.B. $\lambda_r=8.5$. Bei $p/h < \lambda_r/h$ wird der Widerstand um den Faktor $h'/h = \frac{p-b}{\lambda_r}$ verkleinert. Bei $p/h > \lambda_r/h$ wird zu der Schubspannung aufgrund des Widerstandes der Rippe noch der Wandschubspannungsanteil für die Strecke $p-b-\lambda_r$ addiert. Für die Geschwindigkeit werden logarithmische Profile mit den Konstanten des glatten Profiles angenommen. Als Bezugsebene für R wird $y=h$ gewählt.

Die Unterschiede zu den experimentellen Ergebnissen sind zum einen auf die Wahl der nicht zutreffenden Konstanten C_D und λ_r zurückzuführen. Zum anderen werden R -Werte verglichen, die sich auf verschiedene Bezugsebenen beziehen, wenn z.B. Ergebnisse zitiert werden, bei denen der Profilmittelpunkt volumetrisch definiert wurde.

Das größte Hindernis, eine analytische Methode zur Berechnung des Druckverlustes in rauhen Kanälen zu finden, liegt jedoch woanders. Solange die Abhängigkeit der Profilsteigung A_r von den geometrischen Parametern nicht bekannt ist, nützt die genaue Kenntnis der Profilkonstanten R wenig. Die Steigung A_r scheint jedoch nur über Turbulenzmodelle analytisch berechnet werden zu können.

Ein Vergleich der Meßergebnisse an Einzel- und Mehrfachrauigkeiten wird zum Verständnis der Wirkung von Rauigkeiten auf die Strömung beitragen können.

3.6.1 2-dimensionale Rauigkeiten

Der Widerstandskoeffizient quadratischer Rauigkeiten liegt für $12 < p/h < 28$ bei etwa $C_{Dh}=2$ (s. Abb.3.2). Das ist viel höher als der von Einzelrippen bei gleichem h/L gemessene Wert. Aus Abb.2.15 oder Gl. (2-37) und (2-38) ergibt sich dafür ein $C_{Dhm}=1.28$ (mit $C_{Dhm\infty}=1.23$). Aus den Messungen bei anderen Kanalbreiten (h/L) geht hervor, daß C_{Dh} unwesentlich vom h/L -Verhältnis abhängt (s. Kap.4), jedoch stark von der axialen Position der Geschwindigkeitsmessung. Abb.3.15 zeigt den axialen Geschwindigkeitsverlauf

bei $y=h$. Die höchste Geschwindigkeit, mit Ausnahme unmittelbar an der Rippenvorderkante, liegt knapp 10% über der Geschwindigkeit an der Meßposition in der Mitte zwischen den Rippen. Bei einem Bezug auf diese Geschwindigkeit ergibt sich minimal ein $C_{Dh}=1.65$, was immer noch größer als bei Einzelrippen ist.

In Abb.3.16 ist der Verlauf des Druckkoeffizienten C_{ph} dargestellt. C_{ph} ist die Differenz der statischen Drücke an der rauhen und an der glatten Wand an gleicher axialer Position, bezogen auf den Staudruck bei $y=h$ und $x=p/2$.

$$C_{ph} = \frac{p_{str}(x) - p_{stg}(x)}{p_{dyn}(h)}$$

Wird die Differenz statt mit dem veränderlichen Druck $p_{stg}(x)$ mit einem konstanten Druck vor der Rippe gebildet, so verändert sich der Verlauf und der absolute Wert von C_{ph} bei großer Kanalbreite nur wenig, während bei engem Kanal C_p niedriger liegt (nicht dargestellt). Der interessante Wert ist das minimale C_p was für $h/L=0.05$ bei etwa $C_{ph}=1.0-1.1$ liegt.

Wenn der Zusammenhang zwischen C_D und C_p , wie er für Einzelrippen durch die Gl. (2-42)

$$C_D = 0.78 (1-C_p)$$

gegeben ist, auch für Mehrfachrippen gelten soll, so müßte mit $C_D=1.88$ und $C_p=-1.1$ für $p/h=32$ die Bezugsgeschwindigkeit um den Faktor 1.14 größer sein als die gewählte bei $y=h$ und $x=p/2$, was den Widerstandskoeffizienten auf den Wert $C_D=1.45$ bringen würde. Eine solche Geschwindigkeit wird, mit Ausnahme unmittelbar an der Rippenvorderkante, an keiner Stelle bei $y \leq h$ gemessen. Berücksichtigt man noch das Absinken der Geschwindigkeit zwischen den Rippen bei $0 < y < h$ (s. Profile in Kap. 4), so wird ein Widerstandskoeffizient C_{Dhm} noch größer.

Die Übertragung der Widerstandskoeffizienten von Einzelrippen auf Rauigkeiten ist also nicht möglich. Lediglich für sehr große p/h -Verhältnisse wird eine Anwendung der Ergebnisse von Einzelrippen möglich sein, wie der C_{Dh} -Wert für $p/h=61.5$ in Tabelle 3 vermuten läßt.

Aus der Abb. 3.16, in der die Geschwindigkeit an der Wand zwischen den Rippen ($y/h=0.038$), bezogen auf die an der gegenüberliegenden glatten Wand, aufgetragen ist, läßt sich die Länge der Wirbelzone hinter den Rippen ablesen.

Sie liegt bei $\lambda_r/h=4\pm 0.5$ ohne eindeutige Abhängigkeit vom h/L - oder p/h -Verhältnis. Ein Vergleich mit den Ergebnissen von LAVALLEE & POPOVICH /91/ zeigt gute Übereinstimmung, während LIU /82/ eine Zunahme von λ_r mit steigendem p/h -Verhältnis schon bei $p/h=24$ angibt:

Autor	p/h	b/h	λ_r/h
Lavallee & Popovich /91/	12.5	1	4.5 ± 0.15
Liu /82/	8-12	1	5 ± 0.5
Liu /82/	24	1	6 ± 0.5
Liu /82/	48-96	1	8 ± 0.5
diese Arbeit	8-32	1	4.0 ± 0.5
diese Arbeit	8-32	2	2.4 ± 0.2
diese Arbeit	∞	1	9.5

Die gleichen kurzen Wirbelzonen von etwa 4.5 unabhängig vom p/h -Verhältnis sind auch in den Strömungsaufnahmen hinter Drahrauhigkeiten von FURUYA et. al. /63/ zu erkennen. Auch für die Länge der Wirbelzone ist keine Übertragbarkeit der Ergebnisse an Einzelrauhigkeiten möglich.

Aus dem Verlauf der Geschwindigkeit an der Wand zwischen den Rippen läßt sich der Anteil der Wandschubspannung am Gesamtwiderstand abschätzen. Für $p/h < 12$ ist der Anteil negativ, aber kleiner 1%. Für $p/h=12.5$ ist er null /91/.

Für $p/h=16$ wird er etwa 3% und für $p/h=32$ etwa 7% betragen. Außerdem ist bemerkenswert, daß die Geschwindigkeit an der rauhen Wand zwischen den Rippen immer kleiner ist als an der glatten Wand, was für die Erklärung des Wärmeübertragungsmechanismus von rauhen Wänden von Bedeutung ist.

3.6.2 3-dimensionale Rauigkeiten

Aus den Abb. 3.6 und 3.7 geht hervor, daß auch der Widerstandskoeffizient 3-dimensionaler Rauigkeiten bei einem bestimmten p/h -Verhältnis größer ist, als der einzelner 3-dimensionaler Rippen. Der Widerstandskoeffizient durchläuft ein Maximum, dessen Höhe offensichtlich vom e/h -Verhältnis abhängt, bei einem p/h -Verhältnis von etwa 4. Wie bei den 2-dimensionalen Rauigkeiten ist eine Übertragung der Ergebnisse von Messungen an Einzelrauigkeiten zur analytischen Berechnung der Rauigkeitskonstanten nicht möglich.

3.6.3 Bedingungen für ein Rechenmodell

Aus den experimentellen Ergebnissen an Einzel- und Mehrfachrippen ergeben sich für ein Rechenmodell, das C_D - und λ_r -Werte als einzige Eingangsgrößen benutzt, folgende Bedingungen.

1. Für sehr große p/h -Verhältnisse gilt für den Widerstandskoeffizienten Gl. (2-37) und (2-38).
2. Mit kleiner werdendem Abstand p/h nimmt der h/L -Effekt aus (2-38) auf den Widerstandskoeffizienten ab, gleichzeitig wird der Widerstandskoeffizient aus (2-37) um einen Faktor FC der Größenordnung 2 vergrößert.
3. Für kleine p/h -Verhältnisse nimmt der Widerstand ab, wie er in erster Näherung durch einen Widerstandskoeffizienten aus (2-37) mit

$$C_D = FC \frac{h'}{h} \cdot C_D(h'/b)$$

beschrieben wird.

4. Für $p/h \leq 12.5$ kann der Anteil der Schubspannung an der Wand zwischen den Rippen vernachlässigt werden.

Einen Vergleich zwischen Rechnung und Experiment zeigt Abb. 3.17. Die Kurven, die mit der Methode von LEWIS /67/ berechnet wurden, zeigen eine größere Abweichung als eine Rechnung mit der einfachen Beziehung nach Gl. (3-5).

$$R = \sqrt{\frac{2p/h}{C_D h'/h}} \quad (3-10)$$

mit $\frac{h'}{h} = \frac{p-b}{\lambda_r} \leq 1$

und $C_D = 2$ und $\lambda_r = 10$.

Eine genauere Berechnung der Widerstandskoeffizienten bzw. der Rauigkeitskonstanten R nach dem C_D - λ_r -Modell ist für 2- und 3-dimensionale Rauigkeiten möglich. Dazu ist aber die Einführung einer empirischen Funktion für den Vergrößerungsfaktor FC notwendig, die ohne Hinzuziehen von Turbulenzeffekten physikalisch nicht erklärt werden kann. Da, wie schon erwähnt, neben der Rauigkeitskonstanten R die Profilsteigung A_r bekannt sein muß, um das Verhalten einer Rauigkeit vollständig zu beschreiben, und A_r nur mit Hilfe von Turbulenzmodellen berechnet werden kann, erscheint eine weitere Diskussion von reinen C_D - λ_r -Modellen nicht sinnvoll.

3.7 Zusammenfassung

Bei einer Parameterstudie an 2- und 3-dimensionalen Rechteckrauhigkeiten mit ca. 140 verschiedenen Anordnungen wurde der Widerstandskoeffizient einer einzelnen Rippe gemessen.

Unter Vernachlässigung der Wandschubspannung zwischen den Rippen wurden daraus Reibungskoeffizienten sowie die Rauigkeitskonstanten A_r und R berechnet.

Die Reibungskoeffizienten bei 2-dimensionalen Rauigkeiten haben ein flaches Maximum bei $p/h=6\div 8$ für $b/h=1$, und bei $p/h=9\div 10$ für $b/h=2$.

Für 3-dimensionale Rechteckrauhigkeiten wurde zum erstenmal die Abhängigkeit des Reibungskoeffizienten von den beiden Parametern p/h und g/e systematisch untersucht.

Die maximalen Reibungskoeffizienten 3-dimensionaler Rauigkeiten liegen um 50% höher als die der 2-dimensionalen Rauigkeiten. Das absolute Maximum liegt bei $p/h=2.5$ und $g/e=1$. Die relativen Maxima liegen in einem engen p/h -Bereich bei kleinen p/h -Verhältnissen. Mit der Definition einer Rauigkeitsdichte $\lambda = 1/[p/h(1+g/e)]$ liegt der Bereich der relativen Maxima bei $4 \leq 1/\lambda \leq 5$. Bei geringer Rauigkeitsdichte haben 2-dimensionale Rauigkeiten einen höheren Reibungskoeffizienten.

Bei einer Definition des Profilursprungs an der Wand bei $y=0$ ist die Steigung A_r im logarithmischen Geschwindigkeitsprofil keine Konstante, sondern eine Funktion von p/h und g/e . Sie liegt mit Ausnahme sehr schwacher Rauigkeiten unter dem Wert 2.5.

Die Rauigkeitskonstante R bei 2-dimensionalen Rauigkeiten stimmt mit den Literaturwerten dort überein, wo die Steigung $A_r=2.5$ ist.

Eine Übertragung der Ergebnisse von Messungen an Einzelrauhigkeiten hinsichtlich des Widerstandskoeffizienten C_{Dh} und der Wirbelzonenlänge ℓ_r zur Berechnung der Rauigkeitskonstanten R ist nicht möglich. Der Widerstandskoeffizient C_{Dh} ist größer und ℓ_r kleiner als bei Einzelrauhigkeiten.

4. DAS DRUCK- UND GESCHWINDIGKEITSPROFIL ÜBER RAUHEN OBER- FLÄCHEN

4.1 Grundlagen und Literatur

4.1.1 Das Geschwindigkeitsprofil

Geschwindigkeitsmessungen an glatten Wänden und in glatten Kanälen haben das universelle Wandgesetz nach Gl. (1-4)

$$u^+ = A \ln y^+ + B \quad (4-1)$$

immer wieder bestätigt. Für die beiden Konstanten wurden Werte von $2.39 \leq A \leq 2.78$ und $3.8 \leq B \leq 5.5$ gefunden. Neben der unvollkommenen Verwirklichung der idealen Strömung mit konstanter Schubspannung, z.B. wegen Druckgradienten, ist die begrenzte Meßgenauigkeit bei der Ermittlung der Wandschubspannung sicher der Hauptgrund für die unterschiedlichen Angaben der einzelnen Autoren. Außerdem werden die Anzeigen der Geschwindigkeitsmessungen nahe der Wand durch den steilen Geschwindigkeitsgradienten und andere Einflüsse verfälscht. Die Korrekturen nach McMILLAN /39/, EIFLER /40/ und anderen für Pitotrohrmessungen werden nicht generell angewendet. Ein weiterer Grund dürfte in einer gewissen Willkür beim Einzeichnen der Geraden durch die Versuchsdaten im halblogarithmischen Diagramm liegen, zumal da die Geschwindigkeit ganz nahe der Wand und in der Mitte des Kanals oder am Rand der Grenzschicht vom Wandgesetz abweicht. Die am häufigsten benutzten Werte sind die von NIKURADSE /43/ mit $A = 2.5$ und $B = 5.5$ und die von PATEL /42/ mit $A = 2.39$ und $B = 5.45$.

Unterhalb eines Wertes von y^+ , der zwischen 30 und 60 liegt, geht das Wandgesetz in die viskose Unterschicht über, die etwa von $y^+ = 5$ bis zur Wand reicht. Die turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen gehen mit Annäherung an die Wand gegen Null, da die Strömung an der Wand die Haftbedingung erfüllt. In dieser Schicht überwiegt der molekulare Austausch, der durch die Zähigkeit ν ausgedrückt wird, über den turbulenten Austausch, also

Bewegungen von ganzen Fluidballen.

Eine Fläche verhält sich als hydraulisch glatt, wenn die Mikrounebenheiten vollkommen in der Schicht $y^+ < 5$ liegen. Da die Größe y^+ von der Strömungsgeschwindigkeit abhängt, kann sich ein und dieselbe Fläche als hydraulisch glatt oder rauh verhalten.

Von ausgebildeter Rauheitsströmung spricht man dann, wenn die unmittelbare Wirkung der Zähigkeit auf die Geschwindigkeitsverteilung nicht mehr vorhanden ist. Das ist der Fall, wenn der Längenmaßstab ν/u_τ sehr klein gegenüber der Rauheitshöhe h ist. NIKURADSE /51/ fand für Sandrauheiten, die sich angenähert als nebeneinanderliegende Kugeln in dichtester Packung beschreiben lassen, daß dann der Rauheitsparameter R in Gl. (1-8)

$$u^+ = A_r \ln \frac{\nu}{h} + R \quad (4-2)$$

einen konstanten Wert annimmt, also unabhängig von der Geschwindigkeit ist (bei $h^+ > 70$). Auch für künstliche Rauheiten, bei denen im allgemeinen die einzelnen Rauheiten einen größeren Abstand voneinander haben, wird davon ausgegangen, daß die Rauheitsfunktion für große h^+ einen nur von der Art der Rauheit abhängenden konstanten Wert annimmt.

Im Übergang vom hydraulisch glatten zum rauhen Bereich hat die Rauheitsfunktion $R(h^+)$ je nach Rauheitsart einen unterschiedlichen Verlauf. Der Beginn des Bereichs der ausgebildeten Rauheitsströmung ist abhängig von der Art der künstlichen Rauheit und liegt zum Teil bei sehr hohen Werten von h^+ ($h^+ > 1000$).

Die Messungen von Geschwindigkeiten an rauhen Flächen können nach fünf Gesichtspunkten geordnet werden:

1. Rauheitsgeometrie, 2. Kanalform, 3. Strömungsform
4. Strömungsbereich und 5. Meßmethoden

Um einen schnellen Überblick zu gewinnen, sei hier eine schematische Übersicht gegeben, mit der Zuordnung von Arbeiten aus der Literatur und dieser Untersuchung zu den einzelnen Punkten.

1. Rauhigkeitsart

1.1 Rauigkeiten ohne genau definierte Geometrie

(Sandrauigkeiten /51/, korrodierte Flächen usw.)

1.2 Künstliche Rauigkeiten mit definierter Geometrie

1.2.1 2-dimensionale:

wellige, spitze, runde rechteckförmige, ringförmige, spiralförmige und alle Zwischenformen /52,55-57,63,65,66, 70-72, 76-85,*/

1.2.2 3-dimensionale:

verschiedene Anordnungen beliebiger geometrischer Körper /52,58-64,70,75,*/

2. Kanalform

2.1 Symmetrisch: Rohr, Plattenkanal mit beiden Wänden rauh

/51,66,80,84,85,*/

2.2 Asymmetrisch: Ringspalt /57,64,71,76/, Stabbündel, Plattenkanal einseitig rauh /52,60,63,65,70,72,81,91,*/, offenes Gerinne /58,75,82/

3. Strömungsform

3.1 Voll ausgebildete Kanalströmung /52,57,64,70-72,76,80,81,*/

3.2 Grenzschichtströmung mit oder ohne Druckgradient /59,60, 78,79,83/

4. Strömungsbereich

4.1 Übergangsbereich /57,70,85/

4.2 Ausgebildete Rauigkeitsströmung ($R=\text{const.}$)/alle,*/

5. Meßmethoden

5.1 Geschwindigkeitsmessung

5.1.1 Pitotrohr /die meisten,*/

5.1.2 Hitzdraht /71,72,77,82/

5.1.3 andere (Laser, Tracer usw.) /91/

5.2 Wandschubspannung

5.2.1 in symmetrischen Kanälen: aus Druckverlustmessung (geringste Fehlermöglichkeit)/wie 2.1/

5.2.2 in asymmetrische Kanälen

- a) Berechnung aus axialem Druckgradienten und Prestonmessung an glatter Wand /52,70,*/
- b) Vorgabe eines dimensionslosen logarithmischen Geschwindigkeitsprofils und best-fit-Methode (größte Fehlermöglichkeit) /78,79,82/
- c) Messung der Druckverteilung an Rauigkeiten /60,63,65,78/
- d) Messung der Kraft auf Teile der rauhen Wand /59,*/
- e) Berechnung aus Druckverlust und Theorie /55,57,64/
- f) Berechnung aus Gefälle im offenen Gerinne /58/

(Die mit * bezeichneten Punkte treffen für diese Arbeit zu)

Die am häufigsten untersuchte Rauigkeitsart ist die mit 2-dimensionalen rechteckförmigen Rippen. Sie läßt sich mit guter Genauigkeit am leichtesten herstellen. Obwohl sich die Bestimmung der Wandschubspannung im rauhen Rohr am einfachsten und mit der höchsten Genauigkeit durchführen läßt, wurden mehr Untersuchungen an asymmetrischen Kanälen durchgeführt. Bei diesen lassen sich die Rauigkeiten leichter herstellen oder auswechseln. Aus dem gleichen Grund werden die integralen Messungen, also nur Druckverlustmessungen, meistens an Ringspalten ausgeführt. Außerdem sollen die Ergebnisse auf rauhe Stabbündel, denen Ringspalte mit rauhem Innenstab am ähnlichsten sind, übertragen werden können. Die Anwesenheit von glatten und rauhen Wänden im Strömungskanal führte zum Problem der Trennung der von der jeweiligen Wand beeinflussten Strömungszonen. Entgegen früheren Annahmen ist bei asymmetrischen Strömungsprofilen die Schubspannung an der Position der maximalen Geschwindigkeit nicht Null. Die Position der Nullschubspannungslinie bzw. -fläche, die die beiden Zonen trennt, ist immer näher der Fläche, die eine geringere Erzeugung von Turbulenzenergie hervorruft, als die Position des Geschwindigkeitsmaximums. Das hat sich bei allen einseitig rauhen Kanälen /71-73/ wie auch für stark asymmetrische glatte Kanäle, wie Ringspalte mit extrem großen Radienverhältnissen /74/, gezeigt.

Wird die turbulente Schubspannung mittels Hitzdraht /71,74/ oder anderer Verfahren gemessen, so kann die Fläche, an der die Schubspannung durch Null geht, direkt bestimmt werden. Eine indirekte Bestimmung ist durch die Kenntnis der Schubspannungen an den beiden Wänden, die durch die unter Punkt 5.2.2 genannten Methoden bestimmt werden können, möglich. Bei den integralen Messungen, bei denen nur der axiale Druckgradient bekannt ist, müssen theoretische Methoden angewendet werden, die auf Ergebnissen von Geschwindigkeitsmessungen anderer Untersuchungen beruhen (s. Kap.5).

Systematische Untersuchungen bei ausgebildeter Rauheitsströmung über die Abhängigkeit der Profilsteigung A_r bzw. der Verschiebung des Profilursprungs ϵ (siehe Skizze S.66) von der Art der Rauigkeit und der Kanaltiefe L gibt es wenige.

Für halbkugelförmige Rauigkeitselemente im offenen Wassergebinne hat BAYAZIT (1976) /75/ eine starke Abnahme der Steigung A_r bei konstant gehaltenem Ursprung y_0 mit kleiner werdender Strömungstiefe L festgestellt. Die Ergebnisse sind wegen der ganz anderen Versuchsbedingungen gegenüber einem geschlossenen Kanal nur bedingt zu verallgemeinern.

In den Arbeiten /76-83/ wurden für einzelne 2-dimensionale Rauigkeiten negative Werte für ϵ gefunden, d.h. der Profilursprung mußte hinter die raue Wand gelegt werden, damit A_r den Wert 2.5 bzw. 2.39 erhielt.

Bei einer älteren Untersuchung von MÖBIUS /84/ und einer neueren von MILLIONSHCHIKOV /85/ an künstlichen Rauigkeiten in Rohren wurde die ausgebildete Rauigkeitsströmung nur teilweise erreicht, die meisten Messungen fanden im Übergangsgebiet statt.

Untersuchungen an quadratischen Rippen im Rohr bei vier verschiedenen Rippenabstands-zu-Höhenverhältnissen p/h führten BERGER & WHITEHEAD (1977) /80/ durch. Sie fanden für ausgebildete Rauigkeitsströmung, die generell erst bei $h^+ > 70$ auftritt, Profilsteigungen A_r , die vom p/h -Verhältnis abhängen.

Den Einfluß des Verhältnisses Rippenhöhe zu Kanaltiefe h/L auf A_r hat BAUMANN /70/ für drei p/h -Verhältnisse im Rechteckkanal mit Wasser untersucht. Er fand für sehr kleine h/L Werte eine Profilsteigung $A_r \approx 2.55$, während mit größerer Rauigkeitshöhe die Profilsteigung je nach Rauigkeitsart steigt oder fällt. Außerdem stellt sich die ausgebildete Rauigkeitsströmung mit $R \neq f(h^+)$ bei steigendem h/L -Verhältnis erst bei größeren Werten von h^+ ein. Für $0.01 \leq h/L \leq 0.2$ muß in etwa $h^+ > 3.2 \cdot 10^4 \cdot (h/\hat{y}_r)^{1.33}$ sein.

4.1.2 Der statische Druck

Bisher wurde davon ausgegangen, daß der statische Druck in einem Strömungsquerschnitt konstant ist, mit Ausnahme in der Nähe der Rauigkeit. Bei der theoretischen Beschreibung der turbulenten Strömung mit Hilfe der Reynolds-Gleichungen zeigt sich jedoch, daß der zeitlich gemittelte Druck (\bar{p}) in der Strömung immer kleiner ist als an der Wand (p_w). An einem gegebenen Strömungsquerschnitt gilt die Gleichung

$$\frac{\bar{p} - p_w}{\rho} + \overline{u_y^2} = \text{const} \quad , \quad (4-3)$$

wobei u_y die turbulente Schwankungsbewegung in y -Richtung, d.h. senkrecht zur Wand, ist /86/. Da $\overline{u_y^2}$ immer positiv ist, ist $\bar{p} < p_0$. Für praktische Anwendungen, wie der Geschwindigkeitsmessung mit Pitotrohren in glatten Kanälen, mag diese Druckdifferenz zu vernachlässigen sein.

Für eine Grenzschichtströmung im Windkanal haben FURUYA, MIYATA & FUJITA /63/ den statischen Druck über 2 mm hohen Drahtrauigkeiten mit $p/h = 32$ gemessen.

Während zwischen den Rauigkeiten kaum eine Variation des statischen Druckes auftritt, fällt der Druck in der Nähe der Drähte um mehr als 1% des Staudruckes der freien Strömung

ab. Dieser örtliche Unterdruck nimmt mit dem Abstand von der Wand ab und ist erst bei $y = 10 h$ Null.

An Rechteckrauhigkeiten mit $p/h = 7.2$ hat LAWN /77/ eine Variation des statischen Druckes quer zur Strömung festgestellt. Die mit dem Staurohr und einer statischen Druckanbohrung in der glatten Wand ermittelten Geschwindigkeiten wichen von den mit einer Hitzdrahtsonde gemessenen um ca. 10% ab. Erst ca. 15 Rippenhöhen von der rauhen Wand entfernt war keine Differenz mehr vorhanden.

Alle Geschwindigkeitsmessungen über rauhen Oberflächen mit einem Staurohr und einer statischen Druckmessung an einer anderen Stelle sind also je nach Rauheitsart und Meßposition mit einem mehr oder weniger schwerwiegenden Fehler behaftet.

4.2 Versuchsparameter

Die Messungen wurden an sechs verschiedenen Rauheitskonfigurationen durchgeführt. Alle Rauheiten hatten eine Höhe $h = 10,4$ mm (10 mm Metallrippen + 0.4 mm Doppelklebeband). Die Kanaltiefe L wurde in maximal vier Positionen je Rauheitsart eingestellt. Das Seitenverhältnis des Rechteckkanals lag zwischen 3.33 und 11.66. Die folgende Tabelle gibt eine Übersicht der Parameterkombinationen. Die Verhältnisse wurden mit $h = 10$ mm gebildet, die genauen Werte sind der Tabelle 4 zu entnehmen.

Bei jeder Kanaltiefe wurden pro Rauheit mindestens vier verschiedene Luftdurchsätze eingestellt. Die minimale Geschwindigkeit betrug 12 m/s, die maximale 45 m/s. Die Reynoldszahlen bezogen auf den Gesamtkanal lagen zwischen 10^5 und $5.4 \cdot 10^5$, die h^+ -Werte zwischen 850 und 3000, so daß nach dem Kriterium $h_{\infty}^+ > 3.2 \cdot 10^4 (h/\hat{v}_t)^{1.33}$ immer ausgebildete Rauheitsströmung vorgelegen haben müßte.

b/h	p/h	g/e	h/e	L/h
1	4	-	-	6/8.5/13.5/21
1	8	-	-	6/8.5/13.5/21
1	16	-	-	6/8.5/13.5/21
1	32	-	-	8.5/ 21
2	8	-	-	6/8.5/13.5/21
1	3.5	0.5	6	8.5/13.5/21
1	8	-	-	11/21 beide Wände rauh

Der Druck und die Geschwindigkeit wurden senkrecht zur rauhen Wand bis zur gegenüberliegenden glatten Wand in variablen Intervallen gemessen, und zwar in kleinen Abständen an den Wänden und in größeren in der Kernströmung. Für jede Rauigkeit wurde das Druck- und Geschwindigkeitsprofil an mehreren axialen Positionen gemessen. Außerdem wurden in mehreren Wandabständen axiale Profile über eine Rippenteilung gemessen.

4.3 Meßmethoden

Die Versuchsanlage und Meßeinrichtung sind in Kapitel 2.2 beschrieben. Hier sollen nur die davon abweichenden Einrichtungen beschrieben werden.

Die Rauigkeiten wurden mit Doppelklebeband auf der Aluminiumwand befestigt. Der axiale Druckgradient wurde durch fünf Druckanbohrungen mit einem Durchmesser von 0,2 mm und einem Abstand von 500 mm in der gegenüberliegenden glatten Plexiglaswand gemessen (P1 bis P5 in Abb.2.5). Die axial wirkende Kraft auf eine Rauigkeit wurde mit der in Kapitel 2.2.2 beschriebenen Waage gemessen (Abb.2.8).

Anders als bei der in Kapitel 2.2.3 beschriebenen Geschwindigkeitsmessung mittels Pitotrohr wurde hier der statische Druck nicht an der glatten Wand sondern mit einem zweiten, in Strömungsrichtung ausgerichteten Rohr mit vier seitlichen, im Winkel von 90° versetzten Bohrungen gemessen. Da die Bestimmung des statischen Druckes in turbulenter Strömung nicht unproblematisch ist (s. Kap.4.4.1), wurden ausführliche Vorversuche durchgeführt. Es wurden Rohre mit verschiedenen Durchmessern ($0.6 \leq d_a \leq 1.5$ mm) und Wandstärken ($0.15 \leq l_s \leq 0.525$ mm) getestet. Die seitlichen Bohrungen hatten einen Durchmesser von $d_s = 0.15$ mm, so daß sich für den wichtigen Parameter des Verhältnisses Länge zu Durchmesser der Druckbohrungen Werte von $1 \leq l_s/d_s \leq 3.5$ ergaben.

Auch wurde die Position der Bohrungen in Bezug auf die rauhe Wand verändert, d.h. das Rohr wurde gedreht. Alle Unterschiede in den Druckanzeigen waren klein im Verhältnis zur Druckdifferenz zwischen dem jeweiligen statischen Druckrohr und der statischen Druckbohrung in der glatten Wand, so daß schließlich das Rohr mit dem kleinsten Durchmesser von 0.6 mm eingesetzt wurde, um die Strömung möglichst wenig zu stören.

Das statische Druckrohr hatte entsprechend den Empfehlungen von WUEST /87/ und GOLDSTEIN /88/ einen elliptisch ausgebildeten Kopf, und die Bohrungen waren mehr als zehn Rohrdurchmesser von der Spitze entfernt. Das runde Staudruckrohr hatte einen plangeschliffenen und entgrateten Kopf. Die Bohrungen des statischen Rohres und das Ende des Staurohres befanden sich auf gleicher Höhe. Der seitliche Abstand konnte variiert werden und wurde auf etwa 10 mm eingestellt. Versuche hatten gezeigt, daß eine gegenseitige Beeinflussung der beiden Rohre erst bei einem Abstand unter 3 mm beginnt. Die beiden Meßrohre waren zweifach abgewinkelt (jeweils 25 mm) und wurden von einem gemeinsamen Sondenhalter gehalten, der einen Durchmesser von 4 mm hatte und etwa 150 mm stromabwärts in ein 10 mm dickes Rohr überging, das wiederum in der Halterung am Kreuzsupport am Kanalende befestigt war. Möglichst dünne Querschnitte, um die Strömung nicht zu beeinflussen, und Steifheit der Konstruktion waren die Forderungen, zwischen denen ein Kompromiß gefunden werden mußte.

Abgesehen von geringen Schwingungen des Sondenhalters bei sehr großen Luftdurchsätzen, waren die Achsen der Sonden immer parallel zur Kanalachse ausgerichtet.

Da die Stromlinien in der Nähe der Rauigkeiten gekrümmt verlaufen, ist hier mit Fehlern bei der Bestimmung sowohl des Staudruckes als auch des statischen Druckes zu rechnen. Messungen der Druck- und Geschwindigkeitsfelder zwischen Rauigkeiten mit anderen Methoden /77,91/ haben gezeigt, daß die Stromlinien in der Mitte zwischen zwei Rippen wenig von der Richtung der Hauptströmung abweichen, während die stärksten Krümmungen direkt vor der Rauigkeitsrippe auftreten. Doch auch diese Stromlinienkrümmung ist im Abstand einer Rauigkeitshöhe über der Rippe nur noch klein, so daß der Bereich, in dem nicht zu vernachlässigende Meßfehler auftreten, eng begrenzt ist.

Messungen des statischen Druckes nahe der glatten Wand zeigten Übereinstimmung mit den Anzeigen der statischen Druckanbohrungen in der glatten Wand. Bei einem Abstand von ein bis zwei Rohrdurchmessern von der glatten Wand und näher ergab sich allerdings eine Differenz, die auf den Einfluß der Wand auf die Strömung um das Meßrohr und den steilen Geschwindigkeitsgradienten zurückzuführen ist. Bei Messungen näher als 2 mm von der glatten Wand entfernt, im besonderen bei der Bestimmung der Wandschubspannung nach der PRESTON-Methode, wurde die statische Drucksonde im Abstand von ca. 2 mm von der Wand positioniert.

4.4 Auswertung

4.4.1 Geschwindigkeit

Der zeitliche Mittelwert der Geschwindigkeit wird nach Gl. (2-15) bis (2-18) aus der Differenz zwischen dem Gesamtdruck am Pitotrohr und dem Druck am statischen Rohr ermittelt.

Die Position des Pitotrohres wird nach Mac Millan /39/ wegen des Scherströmungseinflusses auf das Pitotrohr an der Wand nach Gl.(2-19) korrigiert. Die Korrektur, die für Strömungen entlang glatten Wänden ermittelt wurde, gilt sicher nicht für Strömungen an Rauigkeiten. Wegen des kleinen Durchmessers des Pitotrohres gegenüber den Rauigkeitsrippen (Verhältnis 1:17) ist der Einfluß dieser Korrektur auf die Form des rauhen Geschwindigkeitsprofils vernachlässigbar.

Eine Korrektur der Geschwindigkeiten wegen des Einflusses der Turbulenz wurde nicht vorgenommen. Die Korrekturen nach EIFLER /40/ stützen sich auf Messungen in Kreisrohren, bei denen die Turbulenzintensitäten Ähnlichkeitsgesetzen folgen. Die Turbulenzintensitäten an verschiedenen rauhen Wänden sind a priori nicht bekannt und müßten zuerst gemessen werden.

Der Einfluß der Turbulenz besonders auf die Anzeige eines statischen Druckrohres ist noch nicht geklärt. GOLDSTEIN /88/ kommt zu dem Schluß, daß bei isotroper Turbulenz sowohl das Staurohr als auch das statische Rohr einen zusätzlichen Turbulenzanteil $c \rho \overline{q'^2}$ anzeigen, wobei q' die resultierende turbulente Schwankungsgeschwindigkeit ist.

Der Wert von c liege für den Gesamtdruck bei $c = 1/2$ und für den statischen Druck zwischen 0 und $1/3$, je nach Rohrdurchmesser und Größe der turbulenten Wirbel.

Im Gegensatz dazu steht die Argumentation von HINZE /89/. Die turbulenten Schwankungen senkrecht zum Rohr riefen ähnlich wie bei der Strömung um einen Zylinder einen Unterdruck hervor, so daß der statische Druck zu niedrig angezeigt werde. Der Fehler liege in der Größe von $-1/2 \rho \overline{q'^2}$. Auch die Anzeige am Staurohr werde durch ähnliche Vorgänge eher kleiner als größer ausfallen. Er zitiert Messungen, bei denen mit größer werdendem Turbulenzgrad die Anzeige des Gesamtdruckes fiel.

BECKER & BROWN /90/ geben Korrekturformeln für Gesamtdrucksonden an, die von der Sondengeometrie und dem Turbulenzgrad abhängen. Die Korrekturen für kleine Rohrdurchmesser sind vernachlässigbar.

Für statische Drucksonden existieren keine Korrekturformeln. Aus den vorliegenden Gründen wurde auf eine Korrektur der Druckanzeigen verzichtet.

4.4.2 Wandschubspannung

Die Schubspannung an der glatten Wand wurde nach der Methode von PRESTON /41/ mit den Konstanten von PATEL /42/ berechnet.

Die Schubspannung an der rauhen Wand wurde nach zwei Methoden bestimmt. Die erste beruht auf der Kenntnis des axialen Druckgradienten $\frac{dp}{dx}$ und der Schubspannung an der glatten Wand τ_g .

Eine Kräftebilanz für unbeschleunigte Strömung über den gesamten Kanalquerschnitt ergibt

$$\{(BK+2L)\bar{\tau}_s + BK\bar{\tau}_r\}dx = L \cdot BK dp \quad (4-4)$$

wobei $\bar{\tau}_r$ und $\bar{\tau}_s$ die mittleren Schubspannungen an der rauhen Wand der Breite BK bzw. an der glatten Wand der Breite BK und den beiden Seitenwänden der Tiefe L sind.

Da, wie durch Messung von Längsprofilen bestätigt wurde, davon ausgegangen werden kann, daß in der Mitte des Kanals bei BK/2 der Einfluß der Seitenwände auf die Strömung vernachlässigbar ist, kann eine örtliche Kräftebilanz aufgestellt werden. In einer Zone der Breite ds gilt dann

$$(\tau_s + \tau_r) ds dx = L ds dp \quad (4-5)$$

Wegen der diskreten Rauigkeiten muß mindestens über eine Rippen-
teilung ($\Delta x=p$) gemittelt werden, sodaß sich die mittlere Schubspannung in der Mitte der rauhen Wand zu

$$\tau_r = L \cdot \frac{\Delta p}{\Delta x} - \tau_s \quad (4-6)$$

ergibt.

Die Bezugsfläche dieser so ermittelten Schubspannung liegt aufgrund der gewählten Definition von L an der Wand am Fuß der

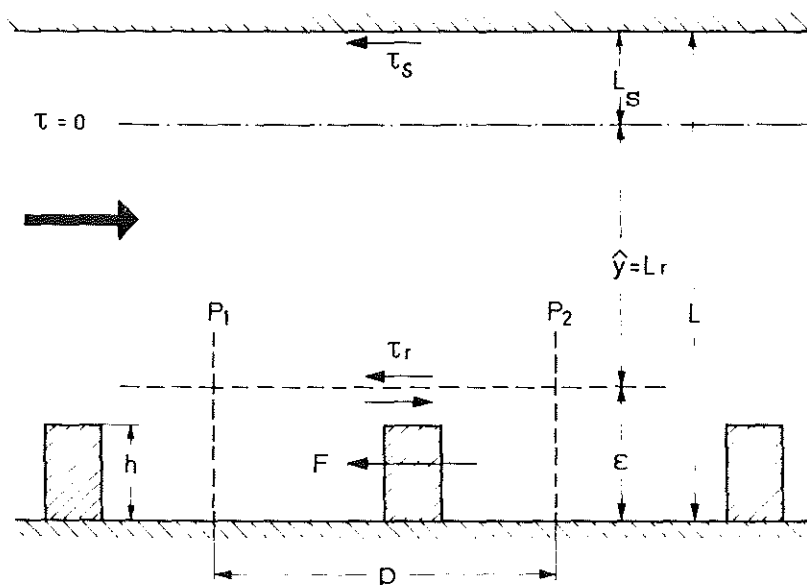
Rippen ($\varepsilon=0$).

Wird eine andere Bezugsfläche gewählt ($\varepsilon \neq 0$), so ändert sich auch τ_r . Es gilt dann

$$\tau_r = (L - \varepsilon) \cdot \frac{\Delta p}{\Delta x} - \tau_s \quad (4-7)$$

Die so berechnete Schubspannung an der rauhen Wand ist also eine fiktive Größe, die von der Wahl der Bezugsfläche abhängt.

Die zweite Methode, die Schubspannung an der rauhen Wand zu bestimmen, beruht auf der Messung der auf die Wand wirkenden Kraft F . LAVALLEE & POPOVICH /91/ haben gezeigt, daß sich für 2-dimensionale Rechteckrauigkeiten mit $p/h = 12.5$ die positiven und negativen Anteile der viskosen Schubspannung an der Wand zwischen den Rippen kompensieren, so daß allein der Formwiderstand der Rippe die wirksame turbulente Schubspannung hervorruft. Berücksichtigt man die Größenverhältnisse von Formwiderstand und Schubspannung an glatten Wänden (s.a. Gl. (2-7)), so läßt sich eine Vernachlässigung des Einflusses der glatten Wände zwischen den Rippen auch bei anderen p/h -Verhältnissen vertreten. Abschätzungen mit Hilfe der Ergebnisse aus Kapitel 2 und 3 lassen bei $p/h=16$ Fehler in τ_r von weniger als 3% erwarten, während bei $p/h=32$ die Fehler doch ca. 10% betragen können. Bei 3-dimensionalen Rauigkeiten wird die Schubspannung zwischen den Rippen ebenso vernachlässigt, was bei den hier getesteten hohen Rauigkeitsdichten gerechtfertigt erscheint.



Eine Kräftebilanz an einem Volumenelement um eine Rippe mit der Länge einer Rippenteilung p und der Höhe ϵ liefert für die Schubspannung τ_r folgende Beziehung

$$F = \tau_r p + (p_1 - p_2) \cdot \epsilon$$

oder

(4-8)

$$\tau_r = \frac{F}{p} - \frac{\Delta p_{12}}{p} \cdot \epsilon$$

wobei zugrunde gelegt wird, daß sich die Druckprofile im Abstand einer Rippenteilung p nur um einen konstanten Betrag unterscheiden.

Ein Vergleich mit Gl.(4-7), wobei $\Delta x = p$ gesetzt wird,

$$\tau_r = L \frac{\Delta p_{12}}{p} - \tau_s - \frac{\Delta p_{12}}{p} \cdot \epsilon \quad (4-7a)$$

zeigt; daß die Gleichungen konsistent hinsichtlich des Einflusses der Wahl von ϵ auf die Schubspannung sind. Die allgemeine Beziehung für die Bestimmung der Schubspannung aus der Kraftmessung auf eine 2- oder 3-dimensionale Rippe lautet

$$\tau_r = \frac{F}{p(1+g/e)} - \frac{\Delta p}{\Delta x} \cdot \epsilon \quad (4-9)$$

4.4.3 Position der Nullschubspannung

Die Ausdehnung der von der glatten Wand beeinflussten Strömungszonen (L_s) und der rauhen Zone (L_r) ergeben sich aus dem Verhältnis der entsprechenden Wandschubspannungen

$$\frac{L_s}{L_r} = \frac{\tau_s}{\tau_r} \quad (4-10)$$

Mit $\hat{Y}_R \equiv L_R$ und $L_S = L - L_R - \epsilon$ wird

$$\hat{Y}_R = \frac{L-\epsilon}{1+\tau_S/\tau_R} \quad (4-11)$$

Die Position der Nullschubspannung ist allerdings nicht von der Wahl von ϵ abhängig, wie (4-11) und (4-9) oder (4-7) vermuten lassen.

Bei einer Definition der $\tau=0$ -Linie von der glatten Wand aus ergibt sich

$$\hat{Y}_S = \frac{L-\epsilon}{1+\frac{\tau_R}{\tau_S}} \quad (4-12)$$

Gl. (4-7) läßt sich als

$$1 + \frac{\tau_R}{\tau_S} = (L-\epsilon) \frac{1}{\tau_S} \cdot \frac{\Delta p}{\Delta x} \quad (4-13)$$

schreiben. Kombination von (4-12) und (4-13) ergibt

$$\hat{Y}_S = \frac{\tau_S}{\Delta p/\Delta x} \quad (4-14)$$

4.5 Ergebnisse und Diskussion

4.5.1 Vorversuche

Um einen eventuellen Einfluß der glatten Seitenwände auf das Geschwindigkeitsprofil in der Mitte des Kanals festzustellen, wurde das Längsprofil der Geschwindigkeit an der Stelle der Maximalgeschwindigkeit gemessen (Abb.4.1). Das Profil ähnelt dem im glatten Kanal gemessenen (Abb.2.7). Es besitzt in der Mitte des Kanals eine Zone von ca. 100 mm, in der der Einfluß der Seitenwände vernachlässigbar ist.

Abb.4.2a zeigt den Druckgradienten am Austritt des Kanals für zwei Kanaltiefen L . Er weicht etwa $1.5 L$ vor dem Austritt von einem linearen Verlauf ab, d.h. die Profilmessungen sollten mindestens in diesem Abstand vor Kanalende stattfinden.

Um diese Aussage zu sichern, wurden Druckprofile senkrecht zur rauhen Wand (y -Richtung) an verschiedenen Rippen gemessen. Abb.4.3 zeigt den Druckverlauf bei einer Rippenteilung von $p/h=3,85$ jeweils über der Rippenhinterkante. Die beiden Druckprofile 1.6L und 5.2L vor Kanalende haben bis auf kleine Differenzen, die von der ungenauen Positionierung in x -Richtung herrühren können, den gleichen Verlauf. Die Profile näher am Austritt sind jedoch verzerrt. Betrachtet man den axialen Verlauf des statischen Druckes an verschiedenen Positionen (y) im Kanal (Abb.4.2.b), so fällt auf, daß der Druck in der Nähe der glatten Wand stärker abnimmt als im übrigen Querschnitt. Das muß mit einer Beschleunigung der Strömung an der glatten Wand zusammenhängen, die auf eine Verengung des Strömungsquerschnittes durch Ablösung der Strömung am Austritt zurückzuführen ist. An der rauhen Wand ist dieser Effekt schwächer vorhanden, da hier die Turbulenz höher und die Geschwindigkeit niedriger ist.

Daraus ist zu entnehmen, daß Geschwindigkeitsmessungen mit Pitotrohren nicht am Kanalende, sondern etwa 1.5 Kanaltiefen vor dem Austritt durchgeführt werden sollten.

4.5.2 Axiale Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen

Den Einfluß der Rippen auf Druck- und Geschwindigkeit in verschiedenen Wandabständen zeigen die Abb.4.4 bis 4.9. Für eine Rippenteilung von $p/h=8$ und einen relativ engen Kanal von 8.5 cm zeigt Abb.4.4 den Verlauf von Druck und Geschwindigkeit. Die periodischen Schwankungen beider Größen nehmen mit dem Abstand von der rauhen Wand ab. Die Geschwindigkeit nimmt über den Rippen zu, während der statische Druck abnimmt. Daß die Geschwindigkeitsschwankungen nicht auf fehlerhafte Messung des statischen Druckes aufgrund von Stromlinienkrümmung zurückzuführen sind, zeigt Abb.4.5. Abb.4.5a zeigt die Schwankung der Geschwindigkeit, berechnet mit dem statischen Druck an der Sonde in der Strömung, im Vergleich zur Geschwindigkeit, berechnet mit dem statischen Druck an der Wand, in Abb.4.5b. Die Schwankungen im zweiten Fall sind größer und lassen sich

physikalisch nicht begründen. Der Bezug auf den statischen Druck an der Wand bei Pitotrohrmessungen über rauhen Flächen führt also zu Meßfehlern.

Die Abb. 4.6 bis 4.8 zeigen die Druck- und Geschwindigkeitschwankungen an 2-dimensionalen Rauigkeiten mit größeren Rippenabständen. Hier sind die Unterschiede noch größer. Im Abstand einer Rauigkeitshöhe von der Rippenoberkante ändert sich die Geschwindigkeit bei $p/h=16$ um $\pm 10\%$, während die Maximalgeschwindigkeit ($Y_G=1.1/1.6/4.5$) noch um $\pm 2-4\%$ variiert. Bemerkenswert ist das Ergebnis, daß die prozentuale Schwankung bei engen Kanälen an der glatten Wand stärker ist als an der Position der maximalen Geschwindigkeit. Das macht sich in einer starken Variation der nach der PRESTON-Methode ermittelten Wandschubspannung bemerkbar (Abb. 4.9). Die axialen Positionen, an denen die mittlere Wandschubspannung gemessen werden kann, ist unabhängig vom Abstand der Rippen bei $x/p=0.31$ und $x/p=0.88$. Die mittleren Geschwindigkeiten im Kanal können auch in etwa an diesen Positionen gemessen werden, die genauen Positionen hängen jedoch vom Abstand von der rauhen Wand ab.

Die axialen Messungen haben gezeigt, daß sich die periodischen Strömungsvorgänge an den Rauigkeitsrippen bis weit in die Kernströmung und bei engen Kanälen bis zur gegenüberliegenden glatten Wand erstrecken. Diese Tatsache erschwert eine Analyse der Strömung an künstlichen Rauigkeiten durch Geschwindigkeitsmessung erheblich. Die Meßwerte müssen nicht nur zeitlich, sondern auch über den Ort, also eine Rippenteilung p , gemittelt werden.

4.5.3 Druckprofile

Den Druckverlauf senkrecht zur rauhen Wand bei einer engen Rauigkeit mit $p/h=3.85$ zeigt Abb. 4.10. Unabhängig von der axialen Position ist der statische Druck in der Strömung niedriger als an der glatten Wand. Nahe den Rauigkeiten bis zu einem Abstand $y_r \approx 2.5h$ ist der Druck stark ortsabhängig.

Die Abb.4.11-4.17 zeigen eine repräsentative Auswahl von gemessenen Druckprofilen für verschiedene Rauigkeiten, Kanalgeometrien, Geschwindigkeiten und axiale Positionen.

Die Profile in Abb.4.11 haben die gleiche Form wie in Abb.4.10 (anderer Maßstab). Mit fallendem h/L -Verhältnis werden sie flacher, was auch für die anderen Rauigkeiten gilt. Ein Einfluß der Geschwindigkeit auf das auf den maximalen Staudruck bezogene Druckprofil ist nicht vorhanden (s.Abb.4.12). Kurz vor der Rauigkeit ($x/h=5.5$) ist ein starker Anstieg des Druckes zu verzeichnen, während der stärkste Abfall an der Vorderkante der Rippe ($x/h=6.7\div 7.0$) stattfindet (vgl. Abb.4.4). In der Mitte über der Rippe ($x/h=7.5$) ist der Abfall nahe der Rippe geringer, etwas weiter weg jedoch stärker. Bei den größeren Rippenabständen ($p/h=15.4$ und 30.8) ist das Druckprofil zwischen den Rippen flach (Abb.4.13 und 4.14). Die Profile im beidseitig rauhen Kanal unterscheiden sich im Prinzip nicht von den asymmetrischen Profilen (vgl. Abb.4.15 mit Abb.4.12), wenn man nur die raue Seite betrachtet.

Ebenso sind die Profile an breiten Rippen ($b/h=2$) denen an quadratischen ähnlich, allerdings bei gleichem h/L -Verhältnis flacher (Abb.4.16).

Die Druckprofile an 3-dimensionalen Rauigkeiten (Abb.4.17) zeigen einen stärkeren Druckabfall als an 2-dimensionalen Rippen mit vergleichbarer Dichte (vgl. Abb.4.11). Die Position der Messung hat hier keinen großen Einfluß.

Eine relative Druckdifferenz $\Delta p_{st} / \left(\frac{\rho}{2} u_{max}^2 \right) = 0.05$ (Abb.4.17) ergibt für die Schwankungsgeschwindigkeit u_y nach (4-3) $\sqrt{u_y^2} = 0.16 u_{max}$, was mit den gemessenen Schubspannungsgeschwindigkeiten in guter Übereinstimmung steht, wenn man näherungsweise annimmt, daß $u_\tau^2 = \overline{u_y u_x}$ (aus $\tau = -\rho \overline{u_y u_x}$) ist.

Da die Abweichungen von einem konstanten Druck über den Strömungsquerschnitt beträchtlich sind, wird eine Bestimmung der Geschwindigkeit durch Pitotrohre und den statischen Druck an der Wand in bestimmten Fällen zu erheblichen Fehlern führen. Die hier gezeigten Ergebnisse lassen dafür eine Abschätzung der Fehler zu.

4.5.4 Geschwindigkeitsprofile

4.5.4.1 Lineare Darstellung des Gesamtprofils

Die Abb.4.18-4.20 zeigen einige typische Geschwindigkeitsprofile im ein- und doppelseitig rauhen Plattenkanal.

In Abb.4.18 sind die Profile an einer schwachen 2-dimensionalen Rauheit gegenübergestellt an einer starken 3-dimensionalen Rauheit gegenübergestellt. Bei großem h/L -Verhältnis ist kaum ein Unterschied zu erkennen.

Bei kleinem h/L -Verhältnis ist das Profil an der 3-dimensionalen Rauheit jedoch viel flacher.

Eine Gegenüberstellung der Profile in einem einseitig rauhen Kanal und in einem doppelseitig rauhen Kanal zeigt Abb.4.19.

Bei der Rauheit mit dem relativ großen Rippenabstand $p/h=15.4$ wird die Abhängigkeit des Profils von der axialen Position besonders deutlich (Abb.4.70).

4.5.4.2 Das Profil an der glatten Wand

Die Geschwindigkeiten in der glatten Strömungszone wurden auf die Schubspannungsgeschwindigkeit an der glatten Wand bezogen und über dem Logarithmus des dimensionslosen Wandabstandes y^+ aufgetragen (s. Gl.(1-1)-(1-4)). In den Abb.4.21-4.23 sind die extremen Fälle, bei denen sich an der gegenüberliegenden Wand jeweils eine schwache 2-dimensionale, eine starke 3-dimensionale Rauheit und eine Rauheit mit großem Rippenabstand befindet, bei je zwei h/L -Verhältnissen dargestellt. Mit eingezeichnet ist die Gerade nach (4-1), dem Wandgesetz, mit den Konstanten $A=2.5$ und $B=5.5$ nach NIKURADSE /43/.

Das Profil in Abb.4.21 bei großem relativen Plattenabstand ($h/L=0.05$) zeigt alle typischen Merkmale eines Geschwindigkeitsprofils im glatten Kanal. Die Meßpunkte liegen im Bereich $30 < y^+ < 800$ auf einer Geraden. Unterhalb $y^+=30$ be-

ginnt das Übergangsgebiet zur viskosen Unterschicht, in dem die Punkte unterhalb der Geraden liegen, bei großen y^+ in der Kernströmung liegen die Punkte zunächst über der Geraden, um dann im Geschwindigkeitsmaximum zum horizontalen Verlauf überzugehen.

Die Steigung einer durch die Punkte gelegten Geraden ist mit $A=2.65$ jedoch größer, während die Konstante B mit $B=4.4$ kleiner ist als die von NIKURADSE angegebenen Werte. Bei kleinem relativen Plattenabstand ($h/L=0.173$) ist die mittlere Steigung mit $A=2.41$ dagegen kleiner und die Konstante mit $B=5.20$ größer. Die Werte liegen aber alle in dem Bereich, der in der Literatur allgemein zu finden ist (s. Kap.4.1.1). Der für die glatten Profile typische Buckel bei hohen y^+ -Werten im Übergang zu der rauhen Zone fehlt bei kleinem Plattenabstand.

Die Profile mit gegenüberliegender 3-dimensionaler Rauigkeit (Abb.4.22) zeigen bei großem Plattenabstand keine wesentlichen Unterschiede zum vorhergehenden Bild. Die mittleren Werte der Konstanten A und B haben die gleiche Größe. Anders ist es bei kleinem relativen Plattenabstand ($h/L=0.122$). Hier liegt die mittlere Steigung bei $A=2.07$ und die Konstante bei $B=7.07$. Die Streuung der Kurven ist größer. Zu diesem Ergebnis ist folgendes anzumerken. Die Turbulenz im gesamten Kanalquerschnitt war extrem hoch, was sich besonders an den starken periodischen Schwankungen der Kraftanzeige der Meßrippe zeigte, aber auch mit der Hand fühlbar war. Die Positionen der Nullschubspannung und die der maximalen Geschwindigkeit liegen sehr weit auseinander. Man kann davon ausgehen, daß die Turbulenzstruktur auch in der glatten Zone bis nahe an die Wand von der rauhen Wand geprägt ist.

Ein anderer Fall, bei dem die Vorgänge an der rauhen Wand bis zur glatten Wand bemerkbar sind, liegt bei den großen Rippenabständen und engem Plattenabstand vor (Abb.4.23). Während sich das glatte Profil bei großem Plattenabstand kaum von den vorhergehenden unterscheidet, variiert die Steigung bei kleinem Abstand je nach axialer Meßposition zwischen $2.08 \leq A \leq 2.74$ und dementsprechend die Konstante B . Diese Variation mit der Meßposition verringert sich auf $2.21 \leq A \leq 2.64$, wenn für die Wand-

schubspannung ein Mittelwert über eine Rippenteilung mit Hilfe der Kurve in Abb.4.9 eingesetzt wird. Die Variationsbreite in B ändert sich dadurch aber nur unwesentlich ($4.31 \leq B \leq 7.44$).

Die Steigung A und die Konstante B wurden durch ein Fitprogramm, das nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate arbeitet, für alle gemessenen Profile bestimmt. Dabei wurden nur Werte bei $y^+ > 70$ berücksichtigt. Außerdem wurden zwischen vier und acht Werte in der Nähe des Geschwindigkeitsmaximums unberücksichtigt gelassen.

Eine Zusammenstellung aller Werte zeigt Abb.4.24 als Funktion des h/L -Verhältnisses, bzw. des h/\hat{v}_r -Verhältnisses; was sich nicht viel vom h/L -Verhältnis unterscheidet, aber die Unterscheidung der einzelnen Rauigkeiten im Diagramm erleichtert. Aufgetragen sind jeweils die Mittelwerte mit der Variationsbreite aufgrund der verschiedenen axialen Meßpositionen bei einer Rauigkeit und Kanaltiefe L. Bei großen Kanaltiefen, entsprechend kleinen h/L , liegen die Steigungen für alle Rauigkeiten bei $A=2.65$. Mit wachsendem h/L nehmen die Steigungen ab und die Variationsbreiten zu. Bei schwachen Rauigkeiten ($p/h=3.8$ und 30.8) nehmen sie wenig ab, während die Abnahme bei starken Rauigkeiten (3-dimensional) sehr stark ist. Entsprechend ist die Tendenz der Konstanten B. Bei kleinen h/L liegen alle bei $B \approx 4.5$, während sie mit wachsendem h/L bei den schwachen Rauigkeiten wenig und bei den starken steil ansteigen. Die Variationsbreite ist besonders bei großen Rippenabständen sehr groß.

Die gemessenen Profilkonstanten A und B weichen von den bei der Bestimmung der Wandschubspannung nach der PRESTON-Methode zugrunde gelegten Konstanten von $A=2.39$ und $B=5.45$ in den meisten Fällen ab. Eine Bestimmung der Wandschubspannung mit anderen Konstanten als den gemessenen ist inkonsistent. Eine iterative Anwendung der Preston-Methode durch Anpassen der Konstanten divergiert allerdings. Eine zusätzliche Schwierigkeit ist die Anpassung der Gleichung für das Übergangsgebiet.

Andererseits dürfte der Fehler in der Bestimmung der Wandschubspannung sehr klein sein, da die meisten Prestonmessungen bei $y^+ < 30$, also im Übergangsgebiet liegen, wo der Einfluß der

rauen Zone auf die Geschwindigkeit wahrscheinlich sehr klein ist.

4.5.4.3 Das Profil an der rauhen Wand

Die Schubspannungen an der rauhen Wand, die nach Gl.(4-7) aus dem axialen Druckgradienten und der Schubspannung an der glatten Wand und nach Gl.(4-9) aus der Kraftmessung auf eine Rippe bestimmt wurden, weichen um maximal $\pm 5\%$ voneinander ab. Der mittlere Fehler liegt bei 0.7%. Bei den großen Rippenabständen ($p/h=30.8$) ergaben sich aus den Kraftmessungen ca. 6% kleinere Schubspannungen als aus dem mittleren Druckgradienten. Die vier axialen Druckmessungen schwankten besonders bei den großen Rippenabständen um ca. $\pm 10\%$, bei $p/h=30.8$ sogar um 80%, was aus der Lage der Druckanbohrungen in Bezug auf die Position der Rippen zu erklären ist.

Die Schubspannungsgeschwindigkeit an der rauhen Wand wurde bei allen p/h -Verhältnissen mit dem Mittelwert der beiden Schubspannungen berechnet.

Die Abb. 4.25-4.31 zeigen alle gemessenen Geschwindigkeitsprofile in der dimensionslosen Form $u^+ = f(y_v/h)$. Die Koordinate y_v ist der Abstand von einem volumetrisch definierten Ursprung. Das heißt, der Ursprung liegt bei

$$\epsilon = \frac{h b}{p(1+g/e)} \quad (4-15)$$

Dies ist eine häufig in der Literatur anzutreffende Definition und erleichtert Vergleiche mit Messungen anderer Autoren.

In den Diagrammen sind neben den Geometrieparametern und der Meßposition auch die Steigung A_r und die Rauigkeitskonstante R nach dem Wandgesetz (4-2) eingetragen. Sie wurden wie bei den glatten Profilen durch ein Fitprogramm ohne die Punkte an beiden Enden der Kurve, die nicht auf der Geraden liegen, bestimmt.

Ohne auf einzelne Kurven einzugehen, läßt sich folgendes feststellen:

1. Unterschiede bei verschiedenen Geschwindigkeiten treten nicht auf, so daß davon ausgegangen werden kann, daß alle Messungen bei ausgebildeter Rauigkeitsströmung stattgefunden haben.

2. Die Steigung A_r variiert mit der Rauheitsgeometrie und der relativen Kanaltiefe und liegt zwischen $1 < A_r < 3.3$. Ebenso ist die Rauheitsfunktion R von diesen beiden Parametern abhängig.
3. Mit wachsendem Rippenabstand und fallender relativer Kanaltiefe sind A_r und R zunehmend von der axialen Position abhängig. Die Steigung A_r an der Rippe und kurz dahinter ist kleiner als zwischen den Rippen, die Rauheitskonstante R entsprechend größer. Bei 3-dimensionalen Rauheiten sind A_r und R auch von der seitlichen Position (z) abhängig.

Eine Zusammenfassung der Ergebnisse zeigt Abb.4.32. Die Mittelwerte von A_r und R und deren Variationsbreite sind über dem Verhältnis Rauigkeitshöhe h zu Länge der rauhen Zone \hat{y} aufgetragen. Die Abhängigkeit der Profilkonstanten von der relativen Rauigkeitshöhe zeigt einen ähnlichen Trend wie die Profilkonstanten der glatten Profile. Alle Rauheitsfunktionen R steigen mit steigender relativer Höhe, am stärksten die der 3-dimensionalen Rauheiten. Die Profilsteigungen A_r liegen generell unter dem Wert von 2.5 und fallen mit steigender relativer Rauigkeitshöhe. Eine Ausnahme bildet die schwache 2-dimensionale Rauigkeit, hier ist $A_r > 2.5$ und steigt mit größeren h/\hat{y}_r .

Ein Unterschied in A_r und R zwischen einseitig rauhen und beidseitig rauhen Kanälen ist bei Bezug auf gleiche h/\hat{y} nicht zu erkennen.

Die Ergebnisse von BAUMANN /70/ passen gut zu den eigenen. Bei der Wahl eines anderen Profilursprungs, z.B. $\epsilon=0$, ändert sich der Trend der h/\hat{y} -Abhängigkeit nicht wesentlich (bei $0 \leq \epsilon \leq h$). Es findet hauptsächlich eine Parallelverschiebung der Kurven von $A, R=f(h/\hat{y})$ statt. Es wurde deswegen auf eine Darstellung der Kurven verzichtet. Werte für $\epsilon=0$ können der Tabelle 4 entnommen werden.

Eine alternative Methode die Messungen auszuwerten, ist die Vorgabe einer Profilsteigung A_r und Berechnung von ϵ .

Dabei wird ein bestimmtes ϵ vorgegeben, die Steigung A_r mit dem Fitprogramm ermittelt und ϵ iterativ verändert bis A_r den gewünschten Wert hat. Die Schubspannung an der rauhen Wand wird dabei mit $\epsilon=0$ bestimmt und im Iterationsprozeß konstant gehalten. Die Größe von ϵ beeinflusst die Profilsteigung auf zweierlei Weise. Wird ϵ verkleinert, so wird wegen der logarithmischen Darstellung die Steigung A_r größer und umgekehrt ($\epsilon=\epsilon_p$). Wie in Kapitel 4.4.2 gezeigt wurde, hängt aber auch die Größe der Wandschubspannung von der Wahl der Bezugsfläche ab ($\epsilon=\epsilon_\tau$). Wird ϵ_τ verkleinert, vergrößert sich die fiktive Wandschubspannung und die Steigung A_r verringert sich. Dieser Einfluß von ϵ_τ ist also gegenläufig zum ersten, jedoch viel schwächer. Es ist konsistent, im Rahmen der Ähnlichkeitshypothese $\epsilon_\tau=\epsilon_p$ zu setzen. Bei unterschiedlicher Wahl von ϵ_τ für verschiedene Rauigkeiten wird es jedoch schwierig, Reibungskoeffizienten rauher Flächen miteinander zu vergleichen, da sie eine direkte Funktion von der Schubspannung τ sind (s.a. Kap.5). Aus diesem Grund sollte $\epsilon_\tau = \text{const.}$ für alle Rauigkeiten gewählt werden.

Abb.4.33 zeigt die sich ergebenden Werte für ϵ_p bezogen auf die Rauigkeitshöhe h und die Rauigkeitskonstanten R bei Vorgabe einer Steigung von $A_r=2.5$. Die gestrichelt eingezeichneten Kurven gelten für $\epsilon_p=\epsilon_\tau$.

Mit Ausnahme der engen 2-dimensionalen Rauigkeit liegen die ϵ -Werte aller Rauigkeiten im Negativen. Für $p/h=3.8$ ist $\epsilon/h \approx 0.8$, während für die anderen 2-dimensionalen Rauigkeiten der mittlere Wert des Profilnullpunktes bei $\epsilon/h \approx -0.75$ liegt, allerdings mit einer großen Variationsbreite. Einen Vergleich mit anderen Autoren zeigt folgende Tabelle.

Autor	p/h	A_r	ϵ/h
Hanjalic & Launder /72/	10	2.38	-0.4
Lawn /77/	7.2	2.39	-1.0
Ayetkin & Berger /81/	7.2	2.40	-0.2/-0.46
Perry & Joubert /78/	4.0	2.44	0.25

Angesichts der Abhängigkeit der Geschwindigkeit von der axialen Position ist die Schwankung bei den ersten drei Autoren verständlich. Der ϵ -Wert bei $p/h=4$ liegt tiefer als der hier gemessene. Die Messungen von PERRY & JOUBERT fanden allerdings in einem Windkanal sehr großer Höhe statt, und die Wandschubspannung wurde durch eine best-fit Methode (Punkt 5.2.2.b in Kap.4.1.1.), die relativ große Fehlermöglichkeiten hat, ermittelt. Für die anderen Rauigkeiten liegen keine vergleichbaren Ergebnisse aus der Literatur vor.

Wie in dem einleitenden Kapitel 1.3 schon erwähnt wurde, liegt der Postulierung einer konstanten Profilsteigung die Annahme zugrunde, daß in einiger Entfernung von der Wand ein homologes Turbulenzfeld existiert, wie nahe glatter Wände. Die notwendige Ursprungsverlegung des logarithmischen Profils, z.B. hinter die Kanalwand, hat dabei keinerlei physikalische Bedeutung. Natürlich geht die Geschwindigkeit an der Wand gegen Null. Das Wandgesetz gilt sowieso nur in einem bestimmten Abstand von der Wand. ϵ ist eine rein mathematische Hilfsgröße in der logarithmischen Darstellungsweise der Meßwerte.

Andererseits sollte bedacht werden, daß die Entstehung der Turbulenz bei glatten Wänden allein auf Scherkräfte aufgrund von Geschwindigkeitsgradienten zurückzuführen ist, während besonders an scharfkantigen Rippen die Turbulenzstruktur eher mit der eines Strahls vergleichbar erscheint. Außerdem erfährt ein Strömungsteilchen periodische Druckschwankungen. Messungen der Turbulenzstruktur in rauhen Kanälen /76/ haben gezeigt, daß es beträchtliche Unterschiede zwischen glatten und rauhen Strömungszonen gibt, so daß eine konstante Profilsteigung an allen Rauigkeiten physikalisch nicht unbedingt begründbar ist.

Eine mehr ins Detail gehende Analyse der Geschwindigkeitsprofile scheint an dieser Stelle nicht sinnvoll zu sein, da für die Berechnung der Strömung integrale Größen wichtig sind, die im nächsten Kapitel behandelt werden.

4.6 Zusammenfassung

In einem Rechteckkanal mit variablem Seitenverhältnis wurden Druck- und Geschwindigkeitsprofile gemessen. Eine breite Seite des Kanals war mit rechteckförmigen Rauigkeiten der Höhe $h = 10.4$ mm in sechs verschiedenen Anordnungen, davon eine 3-dimensionale Rauigkeit, versehen. Bei einer Rauigkeit war die gegenüberliegende Kanalwand ebenfalls rau. Mit den verschiedenen Kanalbreiten ergaben sich 23 verschiedene Kanal- und Rauigkeitskombinationen. Die Messungen wurden in Luft bei voll ausgebildeter turbulenter Strömung durchgeführt. Bei der Erprobung der Versuchsanlage und Meßtechnik wurden folgende Erkenntnisse gewonnen.

Der statische Druck im Strömungsquerschnitt ist nicht konstant, sondern ist im allgemeinen niedriger als an der glatten Wand. Im Bereich unmittelbar hinter einer Rauigkeit ist er höher.

Es gibt einen Austrittseffekt, der bis zu 1.5 Kanaltiefen vor dem Austritt die Druck- und Geschwindigkeitsprofile verändert.

Die Druck- und Geschwindigkeitsprofile ändern sich axial mit der Rippenteilung. Diese periodischen Schwankungen können sich bis zur glatten Wand erstrecken, so daß sich die Schubspannung an der glatten Wand ebenfalls axial ändert.

Die Auswertung der gemessenen Geschwindigkeitsprofile ergab folgende Ergebnisse.

Die Geschwindigkeitsprofile in der glatten Zone werden von der rauhen Zone beeinflußt. Die Profilkonstanten A_S und B sind Funktionen der Rauigkeit, der relativen Kanaltiefe und der axialen Position.

Die Profilkonstanten A_R und R des rauhen Geschwindigkeitsprofils sind von den gleichen Parametern abhängig. Insbesondere ist $A_R \neq 2.5$. Ein Unterschied in A_R und R zwischen einseitig rauhen und beidseitig rauhen Kanälen ist bei Bezug auf gleiche h/\hat{y}_R nicht festzustellen.

5. VERFAHREN ZUR BERECHNUNG DES DRUCKVERLUSTES IN RAUHEN KANÄLEN

5.1 Die bestehenden Transformationsverfahren

Bei der Berechnung des Druckverlustes (Δp) in geschlossenen Kanälen oder der Auswertung von Experimenten in Rohren und Ringspalten ist i.a. nur die integrale Größe des Massendurchsatzes bzw. der mittleren Strömungsgeschwindigkeit bekannt. Der Zusammenhang ist durch den Reibungskoeffizienten f mit

$$\Delta p = f \cdot \frac{\rho}{2} \bar{u}^2 \cdot \frac{\Delta x}{d_h/4} \quad (5-1)$$

gegeben. Die Auswertung von Experimenten in Ringspalten, oder allgemein in Strömungskanälen mit glatten und rauhen Wänden, und die Anwendung der experimentellen Ergebnisse auf andere Kanalformen macht eine Trennung der von der jeweiligen Wand beeinflussten Strömungszone und dem dazugehörigen Reibungskoeffizienten f notwendig. Es wurden dabei zwei grundsätzlich verschiedene Wege beschritten, die man als f -Methode und R -Methode bezeichnen kann.

5.1.1 Die f -Methode

HALL /92/ nahm an, daß sich der Einfluß der Wände in einem Ringspalt bis zur Position der maximalen Geschwindigkeit erstreckt, wie es in glatten symmetrischen Kanälen der Fall ist. Diese Position wurde durch Geschwindigkeitsmessungen bestimmt. Mit den jeweiligen hydraulischen Durchmessern werden die entsprechenden Reynoldszahlen und Reibungskoeffizienten der zwei Zonen berechnet und korreliert. Um jedoch die Trennung der Zonen ohne Messung des Geschwindigkeitsprofils durchführen zu können, sind weitere Annahmen bzw. empirische Ansätze notwendig. WILKIE /93/ fand in Experimenten mit rauhen Ringspalten, daß der Reibungskoeffizient der glatten Zone f_2 von der Größe des Reibungskoeffizienten der rauhen Zone f_1 abhängt und korrelierte diese Funktion in der Form

$$f_2/f_{o2} = K_3(f_1/f_{o1}) \quad (5-2)$$

wobei f_o für den theoretischen Wert eines glatten Rohres bei entsprechender Reynoldszahl steht. Als weiteren empirischen Ansatz verwendete er das Verhältnis der mittleren Geschwindigkeiten in den beiden Zonen in der Form

$$\bar{u}_2/\bar{u}_1 = K_2(f_1/f_{o1}) \quad (5-3)$$

(K_3, K_2 () = Funktionen)

Nachdem sich in zahlreichen Experimenten herausgestellt hatte, daß die $\tau=0$ -Linie, an der die Trennung der Zonen vorzunehmen ist, nicht mit der Position der maximalen Geschwindigkeit zusammenfällt, erstellten WARBURTON & PIRIE /94/ neue Funktionen K_3 und K_2 (s. Abb. 5.1).

Mit Hilfe dieser empirischen Funktionen lassen sich Reibungskoeffizienten des Gesamtkanals auf die Reibungskoeffizienten des rauhen Stabes transformieren. Durch Darstellung der Ergebnisse als Funktion der Rauigkeitshöhen, hydraulischen Durchmesser und Reynoldszahlen wurden Korrelationen gefunden, die eine Anwendung auf andere Kanalgeometrien zulassen.

5.1.2 Die R-Methode

Diese Methode beruht auf der Existenz universeller Geschwindigkeitsprofile nach Gl.(1-4) und (1-8) und wurde zuerst von MAUBACH/95,96/ auf glatte und rauhe Ringspalte angewendet. Er geht davon aus, daß die Profile unabhängig von der Wandkrümmung sind, also sowohl für die innere als auch für die äußere Zone im Ringspalt gelten. Der Schnittpunkt der beiden Profile bestimme die Trennungslinie ($\tau=0$) zwischen den beiden Zonen. Ein Vergleich mit experimentellen Werten hat gezeigt, daß diese Annahme für glatte Ringspalte mit nicht zu kleinen Radienverhältnissen zutrifft. Die Position der maximalen Geschwindigkeit liegt entgegen der mathematischen Formulierung dabei nicht in diesem Schnittpunkt, - außer bei symmetrischen Profilen, da die Profile in diesem Bereich nicht den Wandgesetzen nach (1-4) und (1-8) folgen, sondern abgeflacht sind. Mit Hilfe dieser durch Experimente teilweise bestätigten Annahme und durch

Integration der Gl.(1-4) und (1-8) über den jeweiligen Zonenquerschnitt lassen sich aus den Reynoldszahlen und Reibungskoeffizienten des Gesamtkanals die entsprechenden Werte für die zwei Zonen berechnen. Die Ergebnisse werden nicht in Form von Reibungskoeffizienten angegeben, sondern die maßgebende Größe ist der Rauigkeitsparameter $R(h^+)$ in (1-8). Die ursprüngliche Annahme, daß R für große Werte von h^+ allein von der Rauigkeitsgeometrie abhängt, hat sich nicht bestätigt. Experimente, die nach dieser Methode ausgewertet wurden /55,56,57,64/, haben gezeigt, daß sich R noch bei hohen h^+ -Werten ändert und außerdem von der relativen Rippenhöhe abhängt. Bei dieser Methode hängt das Verhältnis f_2/f_{02} schwach von der Reynoldszahl Re_2 und nur indirekt vom Radienverhältnis oder der relativen Rauigkeitshöhe ab ($f_2/f_{02}(Re=10^3)=1.1$, $f_2/f_{02}(Re=10^5)=1.03$). DALLE DONNE /56,57/ hat die R -Methode so verändert, daß die experimentellen Ergebnisse von WARBURTON & PIRIE berücksichtigt werden. Die Steigung A_s des glatten Profils in Gl.(1-4) wird iterativ so angepaßt, daß die Beziehung

$$f_2/f_{02} = K_3' (f_1/f_2) \quad (5-4)$$

nach WARBURTON /97/ erfüllt ist (s. Abb. 5.2). Ein möglicher Einfluß der Reynoldszahl wird dabei nicht oder nur indirekt über das f_1/f_2 -Verhältnis berücksichtigt. Die Abhängigkeit der Rauigkeitskonstanten R von h^+ und der relativen Rippenhöhe ändert sich dadurch nur unwesentlich. Die Unterschiede im Reibungskoeffizienten der rauhen Zone liegen für 2-dimensionale Rechteckrauigkeiten bei -3% bis +1% gegenüber der Rechnung mit konstantem A_s .

Ein ausführlicher Vergleich aller hier genannten Verfahren unter Einschluß des Falles beheizter Stäbe ist in /56,57/ zu finden.

5.2 Analyse der Meßergebnisse

Für die Anwendung der Meßergebnisse zur Überprüfung oder Verbesserung eines der Verfahren müssen Reibungskoeffizienten berechnet und die Profilkonstanten integral bestimmt werden.

5.2.1 Wahl des Profilursprunges an der rauhen Wand

Da die Wahl des Profilursprunges ϵ an der rauhen Wand sowohl die Profilkonstanten als auch den Reibungskoeffizienten stark beeinflusst, ist es wichtig, diesen Parameter bei allen Auswertungen, Vergleichen und Korrelationen von Daten zu beachten. Die drei am häufigsten verwendeten Definitionen sind, Profilursprung am Rippenfuß ($\epsilon=0$), am Rippenkopf ($\epsilon=h$) und volumetrisch ($\epsilon=h \cdot b/p(1+g/e)$).

Für das Verhältnis von Reibungskoeffizienten f/f_0 gilt für Rohre folgende Abhängigkeit vom hydraulischen Durchmesser.

Mit (5-1) wird

$$f = C_1 \cdot m^{-2} d_h^{-5} \quad (5-4)$$

während für den Reibungskoeffizienten eines glatten Rohres näherungsweise

$$f_0 = C_2 \cdot Re^{-0.2} \quad (5-5)$$

gilt, wobei

$$Re = C_3 \cdot m \cdot d_h^{-1} \quad (5-6)$$

ist. Daraus ergibt sich

$$\frac{f}{f_0} = C_4 m^{-1.8} d_h^{4.8} \quad (5-7)$$

(m =Massendurchsatz, C_i =Konstanten)

Daß selbst bei gleicher Definition des Profilursprungs ein Vergleich des Reibungskoeffizientenverhältnisses zu mißverständlichen Ergebnissen führen kann, soll ein Beispiel demonstrieren:

Eine 2-dimensionale Rechteckrauhigkeit ($b/h=1$) mit $p/h=3$ bewirkt den gleichen Druckverlust wie eine Rauhhigkeit mit etwa $p/h=30$, wenn sie in einem glatten Rohr mit gleichem Durchmesser angebracht werden. Bei einem $h/d=0.1$ ergibt sich bei volumetrischer Definition einmal ein $d_{h3}/h=9.33$ und zum anderen ein $d_{h30}/h=9.97$. Bei gleichem Massendurchsatz und gleichem Druckverlust kann sich so ein $(f/f_0)_3=7$ gegenüber $(f/f_0)_{30}=5$ ergeben.

Die volumetrische Definition des Profilursprunges hat weiterhin den Nachteil, daß die Breite der Rippen b neben dem axialen Abstand p als maßgebende Größe eingeht. Daß dies physikalisch nicht sinnvoll ist, wird bei Rauhhigkeiten mit kleinem p/h -Verhältnis (z.B. $p/h=4$) und schmalen Rippen (z.B. $b/h=0.2$) ersichtlich. Es ergibt sich ein $\epsilon=0.05h$, obwohl sich die Strömungsverhältnisse kaum von denen an breiteren Rippen unterscheiden werden.

Eine volumetrische Definition, die die Wirbelzonen (Totwasser) vor und hinter den Rippen als feste Wand mit einschließt, wie sie KOBZAR /68/ und andere vorgeschlagen haben (s.a. Skizze in Kap. 3.6), erscheint physikalisch plausibler.

5.2.2 Reibungskoeffizienten

Zur Berechnung der Reibungskoeffizienten wurden die gemessenen Geschwindigkeiten von der jeweiligen Wand bis zur $\tau=0$ -Linie numerisch integriert. Die Integration der Geschwindigkeiten an der rauhen Wand wurden je nach axialer Meßposition bis auf die Rippenoberfläche bzw. bis zur glatten Wand zwischen den Rippen durchgeführt. Bei den Messungen zwischen den Rippen mit $p/h=3.85$ konnte nicht bis zur Wand gemessen werden. Hier wurde die Geschwindigkeit bei $y_r = 0.8 h$ zu null angenommen. Aus den mittleren Geschwindigkeiten wurden mit den Wandschubspannungen τ_r und τ_s die Reibungskoeffizienten berechnet:

$$\bar{u}_{r,s}^+ = \frac{\bar{u}_{r,s}}{(\tau_{r,s}/\rho)^{1/2}} \quad (5-8)$$

$$f_{r,s} = 2/\bar{u}_{r,s}^+{}^2 \quad (5-9)$$

Die Reynoldszahlen berechnen sich zu

$$Re_{r,s} = \frac{\bar{u}_{r,s} \quad 4L_{r,s}}{v} \quad (5-10)$$

Die Reibungskoeffizienten f_0 wurden nach der Beziehung von Prandtl-Nikuradse

$$1/\sqrt{f_{r,s}} = 4 \log(Re_{r,s} \sqrt{f_{r,s}}) - 0.4 \quad (5-11)$$

berechnet.

5.2.3 Profilkonstanten

Für die Anwendung der Meßergebnisse aus Kapitel 4 auf die R-Methode sind die folgenden Punkte entscheidend:

1. Die Position der $\tau=0$ -Linie über die axiale Länge einer Rippenteilung gemittelt ist eine definierte Größe und ist auch in der Auswertung der Experimente unabhängig von der Wahl des Profilursprunges ϵ bzw. der Bezugsfläche der Wand-schubspannung an der rauhen Wand (s. Kap.4.4.3).
2. Werden die logarithmischen Profile, d.h. die Profilkonstanten A_s, B, A_r und R , durch die Meßpunkte, die auf einer halb-logarithmischen Geraden liegen, bestimmt und zum Schnittpunkt gebracht, so schneiden sie sich nicht, abgesehen von zufälligen Ausnahmen, in der $\tau=0$ -Linie (s. Tab. 4). Es ist zwar möglich, den Profilursprung ϵ so zu wählen (iterativ), daß dies zutrifft, man bekommt jedoch komplizierte Funktionen für $\epsilon/h, A_r, R = f(h/\hat{v}, x/h, \text{Rauhigkeitsgeometrie})$ mit großen Streubreiten.

3. Die Geschwindigkeitsprofile folgen nur in einer begrenzten Zone dem logarithmischen Wandgesetz. Werden die nach Punkt 2 bestimmten Profile integriert, so stimmt die so berechnete mittlere Geschwindigkeit nicht mit der wirklichen überein.

Für eine konsistente Bestimmung der Profilkonstanten ergeben sich die folgenden Bedingungen:

$$\bar{u}_s = \frac{u_{\tau s}}{\hat{y}_s} \int_0^{\hat{y}_s} f(A_s, B) dy \quad (5-11)$$

$$\bar{u}_r = \frac{u_{\tau r}}{\hat{y}_r} \int_\epsilon^{\hat{y}_r} f(A_r, R) dy \quad (5-12)$$

$$u_{s\max} = u_{r\max} \quad (5-13)$$

Prinzipiell könnte jede beliebige Funktion zur Beschreibung der Geschwindigkeitsprofile verwendet werden; die logarithmische Funktion scheint jedoch die günstigste zu sein, da sie mit nur zwei Variablen den Einfluß der Wand und des Kanalquerschnittes getrennt beschreibt und dem wirklichen Profil am ähnlichsten ist. Gl.(5-11) bis (5-13) lauten damit

$$\bar{u}_s = u_{\tau s} \left[A_s \ln \left(\frac{\hat{y}_s u_{\tau s}}{v} \right) + B - A_s \right] \quad (5-14)$$

$$\bar{u}_r = u_{\tau r} \left[A_r \ln \left(\frac{\hat{y}_r}{h} \right) + R - A_r \right] \quad (5-15)$$

$$\left[A_s \ln \left(\frac{\hat{y}_s \cdot u_{\tau s}}{v} \right) + B \right] u_{\tau s} = \left[A_r \ln \left(\frac{\hat{y}_r}{h} \right) + R \right] u_{\tau r} \quad (5-16)$$

mit $\hat{y}_r = L - \epsilon - \hat{y}_s$

Von den fünf Variablen A_r, R, A_s, B und ϵ können zwei frei gewählt werden, die restlichen drei werden durch die drei Gleichungen bestimmt. Von den zehn möglichen Kombinationen hat sich die Vorgabe von ϵ und B als günstigste erwiesen. Interessant, weil den bisher verwendeten Methoden am nächsten

kommend, ist noch die Vorgabe von $A_r=2.5$, $\epsilon=\epsilon_{vol}$ oder $B=5.5$.

Die Kriterien für die Wahl sind einfache Korrelationen für die fünf Variablen und Ähnlichkeit der Variablen mit den aus dem logarithmischen Teilstück der Profile bestimmten Größen. Erfüllung des zweiten Kriteriums erleichtert eine Extrapolation auf andere Kanalabmessungen.

Eine weitere Möglichkeit, die gemessenen Geschwindigkeitsprofile konsistent im Rahmen der R-Methode auszuwerten, ist die Vorgabe der gemessenen maximalen Geschwindigkeit in (5-13). Dadurch wird die Zahl der frei wählbaren Parameter auf einen reduziert, der sich nur im rauhen Profil auswirkt. Es hat sich aber gezeigt, daß in diesem Fall die Profilkonstante B stark variiert und sich schlecht korrelieren läßt.

5.3 Diskussion der Ergebnisse

5.3.1 Reibungskoeffizienten

Abb. 5.1 zeigt die Reibungskoeffizienten f_s der glatten Zone, bezogen auf den Rohrreibungskoeffizienten f_{os} nach (5-11) über dem Verhältnis f_r/f_{or} , ausgewertet mit $\epsilon=\epsilon_{vol}$. Eine Auswertung mit $\epsilon=0$ verschiebt die Punkte zu höheren f_r/f_{or} , ändert jedoch nichts Grundsätzliches am Gesamtbild. Die Punkte der einzelnen Rauigkeiten liegen in getrennten Bereichen und lassen sich nicht durch eine einzelne Funktion korrelieren; ebensowenig als Funktion von f_r/f_s (Abb.5.2), jedoch ist ein Anwachsen des Reibungskoeffizienten der glatten Wand mit steigendem Reibungskoeffizienten der rauhen Wand zu verzeichnen.

Da diese Abhängigkeit nicht eindeutig ist, sollen andere funktionale Zusammenhänge untersucht werden. Ein ähnliches Bild wie Abb.5.1 ergibt eine Auftragung über $\delta=1-2L_s/L$, wobei δ die Verschiebung der $\tau=0$ -Linie gegenüber einem symmetrischen Profil ist (nicht dargestellt).

Der Einfluß der Reynoldszahl Re_s , - ein Anwachsen von f_s/f_{Os} mit fallender Reynoldszahl, ist ebenfalls nicht eindeutig, da deren Variation bei einer Kanalbreite gering ist gegenüber der Variation aufgrund der verschiedenen hydraulischen Durchmesser.

Eine gute Korrelation besteht bei den 2-dimensionalen Rauigkeiten zwischen f_s/f_{Os} und dem Geometrieparameter h/L oder $h/\hat{\varphi}_r$ (Abb.5.3). Für die 3-dimensionalen Rauigkeiten gilt dies jedoch nicht. Da bei einem reinen Geometrieparameter die Reibungseigenschaften der rauhen Wand nicht eingehen, ist es verständlich, daß diese Korrelation nur für einen begrenzten Bereich besteht.

Eine Berücksichtigung der Reibungseigenschaften der Rauigkeit bei konstantem h/L ist durch den Parameter $h/\hat{\varphi}_s$ in der richtigen Weise gegeben. Eine Auftragung des Verhältnisses f_s/f_{Os} über $h/\hat{\varphi}_s$ ergibt eine geringe Streuung unter Einschluß der 3-dimensionalen Rauigkeiten (Abb.5.4). Es ergibt sich die Korrelation

$$\frac{f_s}{f_{Os}} = 1.056 + 0.0062 \frac{h}{\hat{\varphi}_s} , \quad (5-17)$$

die als einzige unabhängig von der Wahl des Profilursprunges ist.

5.3.2 Profilkonstanten

Eine Vorgabe von A_r, B , und ϵ mit den Werten der bisher angewandten R-Methoden ist nicht möglich, da dann das System der Gleichungen (5-14) bis (5-16) überbestimmt ist. Die Vorgabe von $A_r=2.5$ und $\epsilon=\epsilon_{vol}$ ergibt vollkommen unrealistische Werte für A_s und B (s. Tabelle 4: $ASA=A_s$, $BSA=B_s$ und $RAR=R$). Das zeigt, daß die Anwendung dieser Profilkonstanten zu fehlerhaften Ergebnissen führt.

Wird von den beiden Profilkonstanten im glatten Profil eine vorgegeben, so ist die zweite unabhängig von der Wahl der Konstanten im rauhen Profil bestimmt. Die Wahl von $B=5.5$ ergibt die in Abb.5.5.a dargestellten Werte für A_s . Die Variationsbreite ist gegenüber den in Abb. 4.24 gezeigten Werten praktisch auf null zurückgegangen, mit Ausnahme der großen Rippenabstände ($p/h=30.8$). Die Profilsteigungen der glatten Profile mit gegenüberliegenden 2-dimensionalen Rauigkeiten folgen der Funktion

$$A_s = 2.60 - 0.1 \ln \left(\frac{h/\hat{y}_r}{0.01} \right) \quad (5-18)$$

Die 3-dimensionale Rauigkeit zeigt einen stärkeren Abfall von A_s mit steigendem h/\hat{y}_r , also engerem Kanal. Entsprechend den Überlegungen für die Korrelation der Reibungskoeffizienten wird auch für A_s eine Beziehung zu h/\hat{y}_s bestehen. Bei einer Auftragung der A_s -Werte über h/\hat{y}_s werden auch die Werte der 3-dimensionalen Rauigkeiten durch eine Funktion

$$A_s = 2.28 - 0.1 \ln (h/\hat{y}_s) \quad (5-19)$$

im untersuchten Bereich wiedergegeben (Abb. 5.5b)

Da sich aber für sehr kleine h/\hat{y}_s -Verhältnisse der Wert einer ungestörten Strömung an der glatten Wand ergeben sollte, wird eine Korrelation und Extrapolation der Meßergebnisse der Art

$$A_s = A_{s0} + \frac{0.4}{\ln(0.1 \frac{h}{\hat{y}_s})} \quad (5-20)$$

vorgezogen. Die Größe A_{s0} , die eine Funktion der Reynoldszahl sein sollte, wird hier zu $A_{s0}=2.55$ gesetzt.

Mit (5-20) und $B=5.5$ ist die Abhängigkeit des Geschwindigkeitsprofils in der glatten Zone und damit des Reibungskoeffizienten f_s von der Rauigkeit bei einseitig rauhen Kanälen gegeben. Für eine Berücksichtigung des Reynoldszahleinflusses müßte eine Funktion $B(\text{Re})$ oder $A_{s0}(\text{Re})$ gefunden werden, was wegen des begrenzten Reynoldszahlbereiches in dieser Untersuchung nicht möglich ist.

Wird für das raue Profil die bisher verwendete Steigung $A_R=2.5$ vorgegeben, so ergeben sich für verschiedene Rauigkeiten und Kanalbreiten verschiedene ϵ (s. Tabelle 4: $EI/H=\epsilon/h$). Die Bezugsebene für die Wandschubspannung wurde dabei nicht variiert, sondern auf $y_R=0$ gelegt, so daß sich aus (5-14) bis (5-16) die Bestimmungsgleichung für ϵ zu

$$\epsilon = (L - \hat{y}_S) \left[1 - \bar{u}_R^+(0) \left/ \left(\frac{u_{TS}}{u_{TR}} (A_S \ln \left(\frac{\hat{y}_{TS} \cdot u_{TS}}{v} \right) + B) - A_R \right) \right. \right] \quad (5-21)$$

ergibt. Es ergeben sich ähnliche ϵ -Werte, wie für die gemessenen Profile in Abb. 4.33. Da ϵ und R auch mit der relativen Kanalbreite variieren, hat die Wahl einer konstanten Steigung A_R keinen Vorteil gegenüber anderen Vorgaben.

Es werden deswegen im folgenden ausführlicher die sich ergebenden A_R - und R-Funktionen bei Vorgabe von ϵ betrachtet. Die Bezugsebene für die Schubspannung ϵ_T an der rauhen Wand fällt dabei jeweils mit dem Profilursprung ϵ_p zusammen.

$\epsilon = \epsilon_{vol}$:

Als erstes sollen die integral berechneten Profilkonstanten mit den aus den logarithmischen Geraden (Abb. 3.25-3.31) bestimmten, bei gleicher volumetrischer Definition des Profilursprungs, verglichen werden. Die in Abb. 5.6 dargestellten berechneten Werte haben wie die Werte der glatten Zone eine geringere Variationsbreite gegenüber den aus Abb. 4.32, mit Ausnahme der engen Rauigkeiten, an denen die Integration an der Wand zwischen den Rippen nicht exakt durchgeführt werden konnte. Jedoch ist die Variationsbreite besonders bei den großen p/h -Verhältnissen nicht null. Abgesehen von den Meßungenauigkeiten ist also auch hier noch ein Einfluß der axialen Meßposition vorhanden. Wie in Kapitel 4.5.4.2 gezeigt wurde, konnte durch Mittelung der Wandschubspannung an der glatten Wand die Variation des glatten Profils nicht beseitigt werden. Wird nun ein konstantes B angenommen, so wird die Variation von A_S zwar beseitigt (bzw. stark verringert, durch die Koppelung über u_{max} (Gl. 5-16) überträgt sich jedoch die Variation auf das raue Profil. So korrespondiert ein relativ hohes R immer mit einem relativ niedrigen A_R . Wie später noch gezeigt werden wird, wird die Variation in R nahezu beseitigt, wenn eine Auswertung mit jeweils

gleichen A_r vorgenommen wird.

Die A_r -Kurven in Abb. 5.6 haben einen ähnlichen Verlauf wie die in Abb. 4.32, liegen aber generell tiefer. Nach wie vor ist $A_r > 2.5$ für die engen 2-dimensionalen Rauigkeiten und $A_r < 2.5$ für alle anderen. Zumindest für die in Abb. 5.6a dargestellten Werte von 2-dimensionalen Rauigkeiten läßt sich eine allgemeine Korrelation $A_r = f(h/\hat{y}_r, p/h)$ aufstellen. Wenn man die Kurven zu kleinen h/\hat{y}_r extrapoliert, ergibt sich etwa bei $h/\hat{y}_r = 0.01$ ein $A_r \approx 2.5$ für alle p/h -Verhältnisse. Diese Korrelation versagt jedoch beim Übergang von engen Rauigkeiten zur glatten Wand, da A_r sich dem Wert 2.5 nähern sollte, die Korrelation aber größere Werte ergibt. Um diese Inkonsistenz auszuschließen, muß ϵ anders definiert werden.

Als einfachste Alternative kommen die beiden Grenzwerte für positive ϵ in Frage, $\epsilon = 0$ und $\epsilon = h$.

$\epsilon = 0$

Diese Wahl ergibt ähnliche A_r -Verläufe wie die volumetrische Definition (Abb. 5.7a). Die A_r -Werte liegen etwas höher. Eine Extrapolation zu kleinen h/\hat{y}_r -Verhältnissen ergibt wieder die Steigung $A_r = 2.5$. Diese Extrapolation ist physikalisch sinnvoll. Ein Nachteil dieser Wahl ist die hier noch verstärkt auftretende Inkonsistenz beim Übergang von engen Rauigkeiten zu einer glatten Wand.

$\epsilon = h$

Diese Wahl hat folgende Vorteile. Der Übergang zur laminaren Strömung ist ohne Änderung des Profilursprungs möglich. Ebenso ist der Übergang von extrem eng stehenden Rauigkeiten zur Strömung an der glatten Wand stetig.

A_r liegt für alle Rauigkeiten unter 2.5 (Abb. 5.7b). Eine Extrapolation zu kleinen h/\hat{y}_r ergibt aber besonders bei dem kleinen p/h -Verhältnis Steigungen $A_r > 2.5$. Wenn man bedenkt, daß die Steigung sich gerade dann dem Wert an einer glatten Wand nähern sollte, scheint eine solche Extrapolation nicht sinnvoll.

$\epsilon = \epsilon_{vol}^*$

Aus den bisher diskutierten Vorgaben für ϵ wird klar, daß ein konstanter Wert für alle Rauigkeiten keine physikalisch

sinnvolle Korrelation für A_r ergibt. Da die volumetrische Definition die hier und in Kapitel 5.2.1 beschriebenen Nachteile hat, soll eine volumetrische Definition, bei der die Wirbelzone hinter eine Rippe mit zur festen Wand gerechnet wird, angewendet werden. Es wird eine Wirbelzone hinter der Rippe mit der Länge ℓ_r definiert, deren Volumen $h \cdot \ell_r / 2$ betrage (s. Skizze in Kap. 3.6). Für ϵ ergibt sich damit

$$\frac{\epsilon}{h} = \frac{2b + \ell_r}{2p} \quad \text{bei } \ell_r \leq p-b \quad (5-22)$$

und
$$\frac{\epsilon}{h} = 1 - \frac{(p-b)^2}{2p \cdot \ell_r} \quad \text{bei } \ell_r > p-b$$

Die Größe ℓ_r bestimmt den Verlauf von ϵ als Funktion von p/h . Gegenüber der normalen volumetrischen Definition nähert sich ϵ bei kleinen p/h -Verhältnissen schneller dem Wert $\epsilon=h$.

Für $\ell_r/h=3$ sind die A_r - und R-Funktionen in Abb.5.8a dargestellt. Die A_r -Werte liegen alle unter 2.5 und nähern sich mit kleinem h/\hat{y}_r dem Wert 2.5. Die eingezeichneten Kurven entsprechen der Funktion

$$A_r = 2.5 + \frac{E}{\ln(h/\hat{y}_r)} \quad (5-23)$$

mit $E = 2.3 - 0.026 \frac{p-b}{h}$ für $\frac{p-b}{h} \geq 7$ (5-24)

und $E = -0.6 + 0.388 \frac{p-b}{h}$ für $\frac{p-b}{h} \leq 7$

Die Form der Gl. (5-23) ergibt sich aus der Tatsache, daß die Werte von $u_{r_{\max}}^+$ für verschiedene Kanalbreiten auf einer Geraden im halblogarithmischen Diagramm $u_{r_{\max}}^+ = f(\log(h/\hat{y}_r))$ liegen (s.a. Abb.119 in /70/).

Die Funktion $E(\frac{p-b}{h})$ ist in Abb.5.9 dargestellt. Vergleicht man diese Funktion mit dem Verlauf des Reibungskoeffizienten f_k in Abb.3.2, so sieht man, daß zwischen E und damit der Steigung A_r und f eine direkte Proportionalität besteht. Entsprechend dem flachen Verlauf von f im Maximum muß sicherlich auch E hier

flach verlaufen. Ebenso läßt sich aus dem Verlauf der f-Funktion auf den Verlauf von E in der Nähe von $\frac{p-b}{h} = 0$ schließen. Da Gl.(5-23) den Verlauf von A_r für die breite Rauigkeit mit $b/h=2$ nicht exakt wiedergibt, müßte für andere b/h -Verhältnisse als $b/h=1$ die genaue Funktion $E(\frac{p-b}{h})$ noch durch weitere Messungen bestimmt werden.

Für die 3-dimensionalen Rauigkeiten wurde $\epsilon=0$ gesetzt und eine Funktion

$$A_r = 2.5 + \frac{1.94}{\ln(2.87 \frac{h}{\hat{y}_r})} \quad (5-25)$$

bestimmt. Für die hier vermessene 3-dimensionale Rauigkeit läßt sich Gl.(5-23) nicht ohne Faktor vor h anwenden. Die Abhängigkeit der Konstanten in (5-25) von der Rauigkeitskonfiguration kann nur durch weitere Messungen und Vergleich mit den f-Funktionen in Kapitel 3 bestimmt werden.

Um den Einfluß der Abweichung des Geschwindigkeitsprofils von der logarithmischen Geraden deutlich zu machen, sind den berechneten Werten in Abb.5.8a die gefitteten Werte in Abb.5.8b für dieses ϵ_{vol}^* gegenübergestellt. Die R-Werte zeigen einen gleichmäßigen Anstieg mit wachsendem h/\hat{y}_r , wogegen dies für die berechneten Werte nicht der Fall ist.

Bei der bisherigen Betrachtung wurden die Messungen, bei denen beide Wände rauh waren, nicht berücksichtigt, da sich hier nicht das Problem der Trennung der Zonen stellt. Jedoch können auch diese Messungen integral ausgewertet werden, wenn die gemessene maximale Geschwindigkeit, deren Position hier mit der $\tau=0$ -Linie zusammenfällt als Eingangsgröße in Gl.(5-15) und in die Beziehung

$$A_r = u_{max}^+ - \bar{u}^+, \quad (5-26)$$

die sich aus (5-15) ableiten läßt, eingesetzt wird.

Man erhält jedoch A_r - und R -Werte, die sich mit den im einseitig rauhen Kanal nicht vergleichen lassen, da dort die Randbedingung $u(\hat{v}_r) = u_{\max}$ nicht vorgegeben war. Berechnet man jedoch Reibungskoeffizienten mit diesen Konstanten, so erhält man die gleichen in beiden Kanälen. Die A_r - und R -Werte der einseitig rauhen Kanäle können also auch auf beidseitig rauhe Kanäle angewendet werden.

5.4 Anwendung des Transformationsverfahrens auf integrale Messungen

Mit den Gleichungen (5-20) und (5-22) bis (5-24) liegen Funktionen für die Steigungen des glatten und rauhen Profils in einseitig rauhen Kanälen in Abhängigkeit vom p/h - und h/L -Verhältnis vor. Damit können integrale Messungen, d.h. bei denen nur der Gesamtreibungskoeffizient und die Reynoldszahl bekannt ist, ausgewertet werden.

5.4.1 Plattenkanal

Mit der im Anhang B abgeleiteten Gleichung (B-18) für die Trennung der Zonen im einseitig rauhen Plattenkanal und den oben genannten Gleichungen für A_g und A_r wurden die eigenen und die Messungen von BAUMANN /98/ ausgewertet. Die Eingangsgrößen waren jeweils f_{ges} , Re_{ges} und die Kanal- und Rauigkeitsabmessungen. Die sich ergebenden Rauigkeitskonstanten R sind in Abb.5.10 dargestellt. Für die Auswertung wurden aus /98/ nur jeweils die vier Versuche mit den höchsten Reynoldszahlen verwendet, mit Ausnahme von $p/h=8$ und $h/\hat{v}_r=0.01$, bei dem nur ein Versuch mit genügend hoher Reynoldszahl zur Verfügung stand. Die Versuche bei den größten h/\hat{v}_r ($h/\hat{v}_r=0.18$) konnten wegen ungenauer Integration der Geschwindigkeit nicht herangezogen werden. Obwohl nur geringe Unterschiede im p/h - und b/h -Verhältnis zu den eigenen Experimenten bestehen, unterschied sich der Gesamtreibungskoeffizient für gleiches h/\hat{v}_r bei $p/h=8$ und $p/h=16$ um bis zu -10%. Die kleinen Unterschiede in den Rauigkeitsmaßen und eventuell schärfere Kanten bei größeren Rippen müssen neben Meßfehlern und Ungenauigkeiten bei der Integration der Geschwindigkeit als Ursache gelten. Dieser

Unterschied in f_{ges} ist der Grund für die verschiedene Höhe von R bei ähnlichen Rauigkeiten. Die Variationsbreiten bei den eigenen Messungen sind gegenüber vorher (Abb.5.8) weiter gesunken. Die Unterschiede bei den Reibungskoeffizienten der rauhen Zone zwischen den hier aus f_{ges} und Re_{ges} berechneten und den im Experiment bestimmten betragen bei den Daten von BAUMANN 0.1% als mittlerer Fehler und 0.5% als Standardabweichung. Bei den eigenen Daten war der mittlere Fehler 0.05% und die Standardabweichung 0.47%. Diese geringen Abweichungen zeigen, daß die Trennung der Zonen durch die verwendeten Gleichungen sehr genau erfolgt. Aus der Kombination der beiden Datensätze lassen sich die in Abb.5.10 eingezeichneten Kurven ableiten. Die Geraden folgen der Funktion

$$R = R_{01} + 0.3 \ln \left(\frac{h/\hat{y}_r}{0.01} \right) \quad (5-27)$$

mit $R_{01} = R(h/\hat{y}_r=0.01)$

Die Größe l_r in Gl.(5-22) wurde mit $l_r=3h$ so gewählt, daß die Neigung der Kurven unabhängig vom p/h -Verhältnis ist. Dieser Weg liegt auch in der Nähe des Gemessenen (s. Tabelle Kap.3.61, S.50). Der Übergang vom gleichmäßigen Anstieg zum Absinken von R mit steigendem h/\hat{y}_r ist jedoch nicht einheitlich oder systematisch. Wie man beim Vergleich der lokalen und integralen R -Werte in Abb.5.8 gesehen hat, ist das ein Effekt der Integration des Geschwindigkeitsprofils und von der Wahl von B im glatten Profil abhängig.

5.4.2 Ringspalt

Um die Übertragbarkeit der Transformationsmethode für andere Kanalgeometrien zu prüfen, wurden Experimente an zehn verschiedenen rauhen Stäben im glatten Rohr, die in /56/ und /57/ beschrieben und dokumentiert wurden, neu ausgewertet. Es wurden die Gesamtreibungskoeffizienten und Reynoldszahlen mit ϵ_{vol}^* berechnet und die Profilkonstanten $B=5.5$ und A_S und A_r nach (5-20) und (5-23) in die Gleichung zur Trennung der Zonen im Ringspalt (s. MAUBACH /95/, entspricht (B-18)), eingesetzt. Der Faktor K_0 von Maubach wurde nicht verwendet.

Abb. 5.11 zeigt die sich ergebenden R-Funktionen bei einem $h^+ = 150$. Die $R(h^+)$ -Funktionen ähneln den in /56,57/ dargestellten und sind hier nicht wiedergegeben.

Der Einfluß von h/\hat{y}_r ist hier etwas stärker als im Plattenkanal und schwächer als nach der Auswertung mit konstantem A_r . Die meisten Rauigkeiten lassen sich durch

$$R(150) = R_{01}(150) + 0.35 \ln \left(\frac{h/\hat{y}_r}{0.01} \right) \quad (5-28)$$

bis zu einem h/\hat{y}_r von etwa 0.1 beschreiben. Besonders die Rauigkeiten mit sehr schmalen Rippen (Nr.8,9,10) weichen schon etwa bei $h/\hat{y}_r \geq 0.05$ von diesem Verlauf ab, während die Rauigkeiten mit breiten Rippen (Nr.4 und $b/h=2$ im Plattenkanal) bis zu $h/\hat{y}_r = 0.2$ der Gl.(5-28) bzw.(5-27) folgen. Gleichzeitig haben die Rauigkeiten Nr.6-10 auch die größten Rippenhöhen, so daß hier ein h/r -Effekt, also ein Einfluß der relativen Kanalkrümmung vorliegen könnte (r =Radius des rauhen Stabes).

Der Unterschied zwischen Plattenkanal und Ringspalt im Verlauf $R(h/\hat{y}_r)$ ist klein und kann wegen der Streuung der Daten und nicht genügend kleinen h/\hat{y}_r -Verhältnissen schlecht für eine Ermittlung des Kanalkrümmungseinflusses verwendet werden.

Eine Kontrolle der Genauigkeit der Trennung der Zonen und damit der Bestimmung des Reibungskoeffizienten der rauhen Zone im Ringspalt kann nicht erfolgen. Die Differenz der Reibungskoeffizienten, die sich bei Anwendung des Auswertverfahrens nach /56,57/ und des hier beschriebenen ergibt, ist in Abb.5.11 unter Δf_r angegeben. Der erste Wert gilt bei dem jeweils kleinsten h/\hat{y}_r , der zweite beim größten. Negative Δf_r bedeuten größere Reibungskoeffizienten nach der hier beschriebenen Methode. Mit Ausnahme der Nr.2 mit dem großen $p/h=61.5$ liegt die Differenz bei kleinen h/\hat{y}_r -Verhältnissen unter $\pm 1\%$. Bei großen relativen Rippenhöhen ergibt das neue Auswertverfahren bis zu 5.7% kleinere Reibungskoeffizienten.

Dieser Unterschied ist nicht auf die neue Funktion für A_s zurückzuführen, sondern für die von $A_r=2.5$ abweichenden A_r -Werte, wie eine Rechnung mit Gl.(5-20) und $A_r=2.5$ gezeigt hat. Die Unterschiede die auf Gl.(5-20) für A_s gegenüber

einer Anwendung der Beziehung von Warburton beruhen, liegen in dem Bereich $\pm 1\%$ für neun der zehn getesteten Stäbe. Stab Nr.2 ergibt bis zu 2.8% höhere Werte für f_r . Eine Zusammenstellung der R_{01} -Werte zeigt Abb.5.12. Für eine genauere Bestimmung der R-Funktion in Abhängigkeit von p/h und b/h müßten noch weitere Experimente anderer Autoren ausgewertet werden. Eine genaue Bestimmung der R-Funktion aus den Messungen in Kapitel 3 ist nicht möglich, da dort lokale R-Werte gemessen wurden.

Zum Vergleich ist die Funktion von DALLE DONNE & MEYER /57/ mit eingezeichnet. Sie gilt allerdings für volumetrische Definition des Profilursprunges und unter Annahme einer Steigung $A_r=2.5$.

Es muß dabei bedacht werden, daß R_{01} kein Maß für den Widerstand für eine Rauigkeit mehr ist, da die Steigung A_r auch bei $h/\hat{y}_r=0.01$ nicht konstant, sondern eine Funktion der Rauigkeit ist.

5.5 Zusammenfassung

Es wurde gezeigt, daß für eine konsistente Anwendung der experimentellen Ergebnisse auf Transformationsmethoden zur Berechnung des Reibungskoeffizienten in asymmetrischen rauhen Kanälen, eine integrale Auswertung der Messungen notwendig ist.

Für den Reibungskoeffizienten der glatten Zone in einseitig rauhen Kanälen wurde die Funktion

$$\frac{f}{f_{os}} = 1.056 + 0.0062 \frac{h}{\hat{y}_s} \quad (5-17)$$

gefunden.

Bei der integralen Bestimmung der Profilkonstanten des glatten und rauhen Profils ergeben sich drei Gleichungen mit den fünf Variablen A_s, B, A_r, R und ϵ von denen zwei frei gewählt werden können. Werden die bisher verwendeten Werte der Profilsteigung $A_r=2.5$ und des Profilursprunges $\epsilon=\epsilon_{vol}$ bzw. A_r und B vorgegeben, so ergeben sich unrealistische und für ein Berechnungsverfahren unbrauchbare Ergebnisse für die

anderen Variablen. Als günstigste Methode hat sich die Vorgabe von $B=5.5$ und eine volumetrische Definition des Profilsursprunges, bei der die Wirbelzone hinter einer Rippe mit zur festen Wand gerechnet wird (5-22), erwiesen.

Für die Profilsteigung an der glatten Wand ergibt sich die Funktion

$$A_S = 2.55 + \frac{0.4}{\ln(0.1 \frac{h}{\hat{y}_S})} \quad (5-20)$$

und an der rauhen Wand

$$A_R = 2.5 + \frac{E}{\ln(h/\hat{y}_R)} \quad (5-23)$$

E ist eine Funktion (5-24) von $(p-b)/h$ und ist dem Widerstand der Rauigkeit proportional.

Die gefundenen Beziehungen wurden in einer Transformationsmethode (Anhang B) auf die eigenen und Versuche anderer Autoren im Plattenkanal und Ringspalt angewendet.

Es ergeben sich Rauigkeitskonstanten, die der Funktion

$$R = R_{01} + a \ln \left(\frac{h/\hat{y}_R}{0.01} \right)$$

folgen, mit $a=0.3$ für den Plattenkanal und $a=0.35$ für den Ringspalt.

Diese Funktion gilt nur bis zu einem maximalen h/\hat{y}_R , dessen Wert von der Art der Rauigkeit abzuhängen scheint. Für Rippen mit niedrigem Widerstandskoeffizienten ist dieser Grenzwert höher als für starke.

Da die Profilsteigung A_R nicht mehr konstant ist, ist die Größe von R_{01} allein kein Maß für den Widerstand einer Rauigkeit mehr.

Die transformierten Reibungskoeffizienten der rauhen Zone sind mit den neuen Funktionen für A_S und A_R um bis zu 5.7% kleiner als nach der bisherigen Methode mit $A_R=2.5$.

6. ZUSAMMENFASSUNG

Um den Wärmeübergang in gasgekühlten Kernreaktoren zu verbessern, wird die Oberfläche der Brennstäbe mit genau definierten Rauigkeiten versehen, die ein Aufreißen der viskosen Unterschicht der Strömung unmittelbar an der Wand bewirken. Für die thermohydraulische Auslegung eines Reaktorcores muß der Einfluß einer bestimmten Rauigkeit auf den Druckverlust und Wärmeübergang bei allen denkbaren Betriebs- und Unfallzuständen bekannt sein.

Für die Berechnung des Druckverlustes hat sich eine Methode, die auf der Annahme universeller Geschwindigkeitsprofile über glatten und rauhen Oberflächen beruht, als günstig erwiesen. In dieser Arbeit wurde untersucht, inwieweit diese Annahme für 2- und 3-dimensionale Rechteckrauigkeiten in turbulenter Strömung gilt und eine Berechnung der Kenngrößen der Geschwindigkeitsprofile möglich ist. Dazu wurden Versuche an einem rechteckförmigen Strömungskanal mit variablem Seitenverhältnis und einer Länge von 7.80 m mit Luft durchgeführt.

Die universellen Wandgesetze haben die Form:

$$u_s^+ = A_s \ln y_s^+ + B$$

$$u_r^+ = A_r \ln \frac{y_r}{h} + R ,$$

wobei u^+ die dimensionslose Geschwindigkeit im Abstand y von der glatten (s) bzw. rauhen (r) Wand und h die Höhe der Rauigkeit ist. Von den vier Kenngrößen wurden bisher drei, nämlich A_s , A_r und B als konstant angesehen, während R als charakteristische Kennzahl für eine Rauigkeit galt. Da es Versuche gab, R mit Hilfe eines Strömungsmodells an einer Einzelrauigkeit zu berechnen, und durch den Erfolg einer solchen Methode, besonders für 3-dimensionale Rauigkeiten mit ihrer großen Zahl von Parametern, viele sonst notwendige Messungen eingespart werden könnten, wurden als erstes die Grundlagen des Strömungsmodells untersucht.

Es wurde die Strömung um eine einzelne Rippe, die Kraft auf eine Rippe mittels einer Waage und der Druckverlauf an der Wand vor und hinter einer Rippe in turbulenter Strömung gemessen. Dabei wurden neue Beziehungen für die Modellparameter, nämlich den Widerstandskoeffizienten C_D , den Druckkoeffizienten C_p und die Länge der Wirbelzone l_r hinter einer Rippe als Funktion der Rippen- und Kanalmaße gefunden. Durch Sichtbarmachen der Strömung mittels Heliumblasen konnte ein gutes Bild der Strömungsvorgänge an Einzelrippen verschiedener Breite gewonnen werden.

Als zweites wurde eine systematische Parameterstudie zur Bestimmung des Reibungskoeffizienten und der Rauigkeitszahl R an 2- und 3-dimensionalen Rauigkeiten mit ca. 140 verschiedenen Anordnungen durchgeführt. Dabei wurden Anordnungen 3-dimensionaler Rauigkeiten mit maximalem Reibungskoeffizienten gefunden. Dieser liegt 50% über dem maximalen Reibungskoeffizienten 2-dimensionaler Rauigkeiten. Es zeigte sich, daß eine einfache Anwendung der Meßergebnisse an Einzelrippen zur Berechnung der Rauigkeitskennzahl R nicht möglich ist. Das Strömungsmodell ist nur durch Einführung empirischer Funktionen in der Lage, das Verhalten einer Rauigkeit exakt zu beschreiben.

Als drittes wurden Geschwindigkeitsprofile im einseitig und doppelseitig rauhen Rechteckkanal zur Bestimmung der Kenngrößen $A_{S,B}, A_r$ und R von sechs verschiedenen Rauigkeiten bei vier Kanaltiefen gemessen. Die Kenngrößen $A_{S,B}$ und A_r sind gegenüber früheren Annahmen nicht konstant, sondern Funktionen der Rauigkeit und der relativen Kanaltiefe. Besonders die starke Variation der Steigung A_r des Geschwindigkeitsprofils über rauhen Oberflächen macht eine Berechnung des Reibungskoeffizienten allein mit Hilfe eines Modells der Strömung an einer Einzelrippe unmöglich.

Ein wichtiges Ergebnis für zukünftige Messungen an Rauigkeiten ist der Befund, daß der statische Druck im Strömungsquerschnitt nicht konstant ist und daß es einen Austrittseffekt gibt, der die Druck- und Geschwindigkeitsprofile bis zu 1.5 Kanaltiefen

vor dem Kanalende verfälscht.

Für eine konsistente Anwendung der experimentellen Ergebnisse in Transformationsmethoden zur Berechnung des Reibungskoeffizienten in asymmetrischen rauhen Kanälen wurden die Messungen integral ausgewertet und einfache Beziehungen für die drei Kenngrößen $A_{S,B}$ und A_R als Funktion der Rauigkeiten und Kanalmaße gefunden. Diese Beziehungen wurden in einer Transformationsmethode auf die eigenen und Versuche anderer Autoren im Plattenkanal und Ringspalt angewendet und die Rauigkeitskennzahl R sowie die Reibungskoeffizienten der rauhen Zone berechnet.

Die so transformierten Reibungskoeffizienten rauher Stäbe sind bis zu 5.7% kleiner als nach der bisher angewendeten Methode mit konstanter Profilsteigung A_R .

Die Rauigkeitskennzahl R ist in dem Bereich der relativen Rauigkeitshöhe zwischen 1% und 20% der Kanaltiefe, in dem Messungen vorliegen, eine Funktion dieser Rauigkeitshöhe. Die Angabe einer auf 1% Rauigkeitshöhe bezogenen Kennzahl R_{01} ist nicht mehr ausreichend, eine Rauigkeit vollständig zu charakterisieren, da auch hier noch die Profilsteigung A_R variiert. Zur Charakterisierung einer Rauigkeit gehört nach der neuen Methode die Angabe von R und A_R .

Da die Funktionen für die Profilkenngrößen einfach und physikalisch begründbar sind, und eine Verbesserung der Voraussage des Reibungskoeffizienten um 5% erheblich ist, sollte der etwas komplexeren Darstellung der Rauigkeitseigenschaften der Vorzug gegeben werden.

NOMENKLATUR

Geometrische Parameter (m)

b	Breite der Rauigkeitsrippe
BK	Breite des Kanals
d_h	hydraulischer Durchmesser
e	Länge 3-dimensionaler Rauigkeitsrippe quer zur Strömung
g	seitliche Lücke zwischen 3-dimensionalen Rauigkeitsrippen
h	Höhe der Rauigkeitsrippe
L	Tiefe des Kanals
LK	Länge des Kanals
p	Axialer Abstand der Rauigkeitsrippen
x	Ortskoordinate in Strömungsrichtung
y	Abstand von der rauhen bzw. glatten Wand
z	Ortskoordinate senkrecht auf x und y

Physikalische Parameter

A	Steigung des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils (-)
B	Konstante des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils an der glatten Wand (-)
C_D	Widerstandskoeffizient einer Einzelrippe (-)
C_p	Druckkoeffizient (-)
F	Kraft auf eine Rippe (Nm^{-1})
E	Funktion von $\frac{p-b}{h}$ (-)
f	$= 2\tau/\rho u^2$ Reibungskoeffizient (-)
f_o	Rohrreibungskoeffizient nach Prandtl-Nikuradse (-)
h^*	größte Höhe der Wirbelzone hinter einer Rippe (m)
h^+	$= h \cdot u_\tau / \nu$ dimensionslose Rippenhöhe (-)
h_v	Druckverlusthöhe (Nm^{-2})
k	Konstante (-)
l_r	Länge der Wirbelzone hinter einer Rippe (m)
m	Konstante (-)
p	Druck (Nm^{-2})

p_b	statischer Druck unmittelbar hinter einer Rippe (Nm^{-2})
p_s	statischer Druck in der ungestörten Strömung (Nm^{-2})
q	$= \frac{\rho}{2} u^2$ dynamischer Druck (Nm^{-2})
u	zeitlich ermittelte Strömungsgeschwindigkeit (ms^{-1})
u_τ	$= (\tau_w / \rho)^{1/2}$ Wandschubspannungsgeschwindigkeit (ms^{-1})
u^+	$= u / u_\tau$ dimensionslose Geschwindigkeit (-)
\bar{u}	räumlich gemittelte Geschwindigkeit (ms^{-1})
R	Konstante im logarithmischen Geschwindigkeitsprofil (-) über rauhen Flächen (-)
Re	$= u \cdot d_h / \nu$ Reynoldszahl (-)
T	Temperatur der Luft (K)
y^+	$= y \cdot u_\tau / \nu$ dimensionsloser Wandabstand (-)
\hat{y}	Position der Nullschubspannungslinie (m)
ϵ	Verschiebung des Profilursprunges an rauhen Wänden (m)
γ	$= \hat{y}_r / L$ relative Position der Nullschubspannungslinie (-)
δ	Grenzschichtdicke in einem Windkanal (m)
λ	Rauhigkeitsdichte (-)
ν	kinematische Viskosität ($\text{m}^2 \text{s}^{-1}$)
ϕ	relative Feuchte der Luft (%)
κ	Konstante (-)
ρ	Dichte (kg m^{-3})
ρ_f	Dichte der feuchten Luft (kg m^{-3})
τ	Schubspannung (Nm^{-2})
τ^*	$= \tau(x/h) / \tau_s$ (-)
ζ	Druckverlustkoeffizient (-)

Indizes

dyn	dynamisch
g	an der glatten Wand
h	im Wandabstand einer Rippenhöhe
h_m	gemittelt über eine Rippenhöhe
k	in Kanalmitte
k_m	gemittelt über Kanalhöhe L
max	maximaler Wert
p	Druck
p	Profil

r	rauh
s	glatt
st	statisch
τ	bezogen auf Wandschubspannungsgeschwindigkeit
w	an der Wand
∞	für Kanalhöhe $L \rightarrow \infty$
0	gültig für Rippenbreite $b=0$
01	gültig für relative Rippenhöhe $h/\hat{y}=0.01$
vol	Profilursprung volumetrisch definiert
x	Schwankungsgeschwindigkeit in x-Richtung
y	Schwankungsgeschwindigkeit in y-Richtung

Literatur

- /1/ K. Wieghardt
Erhöhung des turbulenten Reibungswiderstandes durch Oberflächenstörungen, Forschungshefte für Schiffstechnik Nr.1, 65-81 (1952)
- /2/ S. F. Hoerner
Fluid-Dynamic Drag, Selbstverlag (1958)
- /3/ M. C. Good, P. N. Joubert
The form drag of two-dimensional bluff plates immersed in turbulent boundary layers, J. Fluid Mech. 31, 547-582 (1968)
- /4/ E. J. Plate
The drag on a smooth flat plate with a fence immersed in its turbulent boundary layer, ASME Paper No. 64 - FE - 17 (1964)
- /5/ E. J. Plate
Ein Beitrag zur Bestimmung der Windgeschwindigkeitsverteilung in der durch eine Wand gestörten bodennahen Luftschicht, Diss. TH Stuttgart (1966)
- /6/ E. C. Maskell
A theory for the blockage effects on bluff bodies and stalled wings in a closed wind tunnel, Rep. and Mem. No. 3400, A.R.C., Nov. 1963
- /7/ K. G. Ranga Raju, J. Loeser, E. J. Plate
Velocity profiles and fence drag for a turbulent boundary layer along smooth and rough flat plates, J. Fluid Mech. 76, 383-399 (1976)
- /8/ K. G. Ranga Raju, R. J. Garde
Resistance of an inclined plate placed on a plane boundary in two dimensional flow, Trans. ASME, J. Basic Engng. 92, 21-31 (1970)

- /9/ V.J. Modi, S.E. ElSherbiny
A free-streamline model for bluff-bodies in confined flow,
Trans. ASME, J. Fluids Engng. 99, 585-592 (1977)
- /10/ M. Tanner
Zur Bestimmung des Totwasserwiderstandes mit Anwendung auf
Totwasser hinter Keilen, Mitt. Max Planck-Inst. f. Ström.
forsch. Göttingen Nr. 31 (1964)
- /11/ A. Roshko
On the drag and shedding frequency of two dimensional bluff
bodies, NACA TN 3169 (1965)
- /12/ D.E. Abbott, S.J. Kline
Experimental investigation of subsonic turbulent flow over
single and double backward facing steps
Trans. ASME, J. Basic Engng, 84, 317-325 (1962)
- /13/ M. Arie, H. Rouse
Experiments on two-dimensional flow over a normal wall,
J. Fluid Mech. 1, 129-141 (1956)
- /14/ P. Bradshaw, F.Y.F. Wong
The reattachment and relaxation of a turbulent shear layer,
J. Fluid Mech. 52, 113-135 (1972)
- /15/ P.K. Chang
Separation of Flow, Pergamon Press (1966)
- /16/ J. Counihan, J.C.R. Hunt, P.S. Jackson:
Wakes behind two dimensional surface obstacles in turbulent
boundary layers, J. Fluid Mech. 64, 529-563 (1974)
- /17/ T.J. Müller, H.H. Korst, W.L. Chow
On the separation, reattachment and redevelopment of in-
compressible turbulent shear flow, Trans. ASME, J. Basic
Engng., 86, 221-226 (1964)

- /18/ R.J. Goldstein, V.L. Eriksen, R.M. Olsen, E.R.G. Eckert
Laminar separation, reattachment and transition of the
flow over a downstream-facing step, Trans. ASME, J. Basic
Engng. 92, 732-741 (1970)
- /19/ T.M. Mueller, R.A. O'Leary
Physical and numerical experiments in laminar incompressible
separating and reattaching flows, AIAA Paper No. 70-763,
AIAA 3rd Fluid and Plasma Dynamics Conference (1970)
- /20/ I. Tani, M. Iuchi, H. Komoda
Experimental investigation of flow separation associated
with a step or a groove, Aeron. Res. Inst. Univ. Tokyo,
Rep. No. 364, pp. 119-137 (1961)
- /21/ I. Tani
Experimental investigation of flow separation over a step,
IUTAM Symposium, Freiburg/Br., pp. 378-386 (1957)
- /22/ S. Petryk, E. Brundret
Recovery of a turbulent boundary layer disturbed by a single
roughness element, Dept. of Mech. Engng., Univ. of Waterloo,
Ontario, Canada, Research Rep. No.4, July 1967.
- /23/ W. Tillmann
British Min. of Aircraft Prod. Völkenrode Translation
MAP-VG 34-45T (1945)
- /24/ E. Plate, C.W. Lin
Colorado State Univ. Rep. CER-65-EJP-14, AD-614067 (1964)
- /25/ T.J. Mueller, J.M. Robertson
Modern Developments in Theor. Appl. Mech. 1, p.326 (1963)
- /26/ W. Liepmann, G.H. Fila
Investigations of effects of surface temperature and single
roughness elements on boundary-layer transition, NACA-
Report No. 890 (1946)

- /27/ A.S. Grove, F.H. Shair, E.E. Petersen, A. Acrivos
An experimental investigation of the steady separated
flow past a circular cylinder, J. Fluid Mech. 19, 60-85
(1964)
- /28/ W. Merzkirch
Flow Visualization, Academic Press, New York and London
(1974)
- /29/ I. Tani, H. Sato
Boundary-layer transition by roughness element,
J. Phys. Soc. of Japan, 11, 1284-1291 (1956)
- /30/ F. Durst, A. Melling, J.H. Whitelaw
Low Reynolds number flow over a plane symmetric sudden
expansion, J. Fluid Mech. 64, 111-128 (1974)
- /31/ M. Mochizuki
Smoke observation on boundary layer transition caused by
a spherical roughness element, J. Phys. Soc. Japan 16,
995-1008 (1961)
- /32/ T. Igarashi, M. Hirata, N. Nishiuki
Experiments on local heat transfer from the rear of a flat
plate inclined to an air stream, Heat Transfer Jap. Res. 4(1),
11-32 (1975)
- /33/ W.A. Mair, D.J. Maull
Aerodynamic behaviour of bodies in the wake of other bodies,
Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A. 269, 425-437 (1971)
- /34/ P.L. Mantle
A new type of roughened heat transfer surface selected by
flow visualization techniques, Proc. 3rd Int. Heat Transfer
Conf. Chicago, Vol.1, 45-55 (1966)
- /35/ G. Hyzer
Flow visualization, Ind. Lab. Research/Development 25, 26-28
(1974)

- /36/ R. Sedney
A survey of the effects of small protuberances on boundary-layer flows, AIAA Journal, 11(6), 782-792 (1972)
- /37/ VDI-Wasserdampfatafeln, Springer Verlag, Berlin/Göttingen Heidelberg 1963
- /38/ G. Varadi
Thermodynamische Stoffwerte von Luft, Report TM-IN-411 d. Eidgenössischen Instituts für Reaktorforschung (EIR) Würenlingen Schweiz (1969)
- /39/ F.A. Mac Millan
Experiments on Pitot-tubes in shear flow, ARC RM No. 3028, London (1956)
- /40/ W. Eifler
Über die turbulente Geschwindigkeitsverteilung und Wandreibung in Strömungskanälen verschiedener Querschnitte. Dissertation TH Darmstadt (1968)
- /41/ J.H. Preston
The determination of turbulent skin friction by means of Pitot tubes, Journ. Roy. Aero. Soc. 58, 109-121
- /42/ V.C. Patel
Calibration of the Preston tube and limitation on its use in pressure gradients, J. Fluid Mechanics, 23(1), 185-208 (1965)
- /43/ J. Nikuradse
Gesetzmäßigkeiten der turbulenten Strömung in glatten Röhren, VDI-Forschungsheft 356 (1932)
- /44/ T.v. Kármán
The analogy between fluid friction and heat transfer, Trans. ASME 61, 705-710 (1939)
- /45/ W. Kaufmann
Technische Hydro- und Aerodynamik 3. Auflage Springer Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg (1963)

- /46/ I.E. Idel'chik
Handbook of hydraulic resistance, Moskau-Leningrad (1960),
übersetzt ins Engl. AEC-tr-6630
- /47/ A. Roshko
A new hodograph for free stream line theory, NACA TN 3168
(1954)
- /48/ W.D. Moss
Flow separation at the upstream edge of a square crested
weir, J. Fluid Mech. 52, 307-320 (1972)
- /49/ H.G. Woo, J.A. Peterka, J.E. Cermak
Wind-tunnel measurements in the wakes of structures,
Colorado State Univ. and NASA, Alabama, Rep. CER75-76HGCW-
JAP-JEC40 (1976)
- /50/ T.Y. Wu, A.K. Whitney, C. Brennen
Cavity flow wall effects and correction rules, J. Fluid
Mech. 49, 223-256 (1971)
- /51/ J. Nikuradse
Strömungsgesetze in rauhen Röhren, VDI-Forschungsheft 361
(1933)
- /52/ H. Schlichting
Experimentelle Untersuchungen zum Rauigkeitsproblem,
Ing. Archiv 7, 1, 1-34 (1936)
- /53/ H.M. Morris Jr.
Flow in rough conduits, Trans. ASCE, 120 Paper No. 2745,
373-410 (1955)
- /54/ A. Bhattacharyya
Heat transfer and pressure drop with rough surfaces,
a Literature Survey, AB Atomenergi, Sweden, AE-141 (1964)
- /55/ W. Baumann, K. Rehme
Friction correlations for rectangular roughnesses,
Int. J. Heat Mass Transfer 18, 1189-1197 (1975).

- /56/ M. Dalle Donne
Wärmeübergang von rauhen Oberflächen
KfK-Bericht Nr. 2397 (1977)
- /57/ M. Dalle Donne, L. Meyer
Turbulent convective heat transfer from rough surfaces with
two-dimensional rectangular ribs, Int. J. Heat Mass Transfer
20, 6, 583-620 (1977).
- /58/ W.W. Sayre, M.L. Albertson
Roughness spacing in rigid open channels,
J. Hydraul. Div. Am. Soc. Civ. Engrs. 87 (HY3), 121-150 (1961)
- /59/ J.K. Marshall
Drag measurements in roughness arrays of varying density
and distribution, Agr. Meteorol., 8, 269-293 (1971)
- /60/ B.E. Lee, B.F. Soliman
An investigation of the forces on three dimensional bluff
bodies in rough wall turbulent boundary layers, Trans. ASME,
J. Fluids Engng. 99, 503-510 (1977)
- /61/ H.J. Koloseus, J. Davidian
Roughness concentration effects on flow over hydrodynamically
rough surfaces, Geol. Surv. Water Supply, Paper 1592-D,
U.S. Govt. Printing Office (1966)
- /62/ R.A. Wooding, E.F. Bradley, J.K. Marshall
Roughness elements of varying geometry,
Boundary-Layer Meteorology 5, 285-308 (1973)
- /63/ Y. Furuya, M. Miyata, H. Fujita
Turbulent boundary layer and flow resistance on plates
roughened by wires, Trans. ASME, J. Fluids Engng. 98,
635-644 (1976)

- /64/ M. Dalle Donne, L. Meyer
Experimental heat transfer and pressure drops of rods with three dimensional roughnesses in annuli, NEA Coordinating Group on Gas Cooled Fast Reactor Development, Heat Transfer Specialist Meeting, Petten (1975)
- /65/ K.G. Ranga Raju, R.J. Garde
Resistance to flow over two-dimensional strip roughness, J. Hydraulic. Div. Am. Soc. Civ. Engrs. 96 (HY3), 815-835 (1970)
- /66/ W.D. Siuru, E. Logan
Response of a turbulent pipe flow to a change in roughness, Trans. ASME, J. Fluids Engng., 99, 548-555 (1977)
- /67/ M.J. Lewis
An elementary analysis for predicting the momentum- and heat-transfer characteristics of a hvdraulically rough surface, J. Heat Transfer, 97, 249-254 (1975)
- /68/ L.L. Kobzar
Eine Methode zur Berechnung von Druckverlustbeiwert und Geschwindigkeitsprofil in Rohren mit regelmäßiger Rauhiqkeit, Bericht FEI-418 (Obninsk)1973, KfK-Übersetzung Nr.0542 (1975-II)
- /69/ M.A. Hassan
Comparison of roughness parameters between experimental results and Kobzar's theoretical method, KfK-Bericht Nr. 2631 (1978)
- /70/ W. Baumann
Geschwindigkeitsverteilung bei turbulenter Strömung an rauhen Wänden, KfK-Bericht Nr. 2618 (1978)
- /71/ B. Kjellström, S. Hedberg
On shear stress distribution for flow in smooth or partially rough annuli, Rep.AE-243, AB Atomenergie, Schweden (1966)

- /72/ K. Hanjalic, B.E. Launder
Fully developed asymmetric flow in a plane channel, J. Fluid Mech. 51,2,301-335 (1972)
- /73/ K. Maubach, K. Rehme
Negative eddy diffusivities for asymmetric turbulent velocity profiles? Int. J. Heat Mass Transfer, 15, 425-432 (1971)
- /74/ K. Rehme
Turbulente Strömung in konzentrischen Ringspalten, KfK-Bericht Nr. 2099 (1974)
- /75/ M. Bayazit
Free surface flow in a channel of large relative roughness, J. Hydr. Res. 14,2,115-126 (1976)
- /76/ C.J. Lawn, M.J. Hamlin
Velocity measurements in roughened annuli, C.E.G.B. Report RD/B/N-1278 (1969)
- /77/ C.J. Lawn
Flow measurements for establishing the mechanisms of heat transfer from a rib-roughened surface, C.E.B.G. Report RD/B/N-3514 (1976)
- /78/ A.E. Perry, P.N. Joubert
Rough-wall boundary layers in adverse pressure gradients, J. Fluid Mech. 17, 193-211 (1963)
- /79/ A.E. Perry, W.H. Schofield, P.N. Joubert
Rough wall turbulent boundary layers, J. Fluid Mech. 37, 383-413 (1969)
- /80/ F.P. Berger, 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)

- /81/ A. Aytekin, F.P. Berger
Turbulent flow in rectangular ducts with varying aspect ratios having one rough wall, NEA Coordinating Group on Gas Cooled Fast Reactor Development, Heat Transfer Specialist Meeting, Karlsruhe (1977)
- /82/ C.K. Liu, S.J. Kline, J.P. Johnston
An experimental study of turbulent boundary layers on rough walls, Stanford Univ. Rep. MD-15 (1966)
- /83/ F. Hama
Boundary-layer characteristics for smooth and rough surfaces, Trans. Soc. Naval Arch. a. Marine Engrs., 62, 333-353 (1954)
- /84/ H. Möbius
Experimentelle Untersuchung des Widerstandes und der Geschwindigkeitsverteilung in Rohren mit regelmäßig angeordneten Rauigkeiten bei turbulenter Strömung, Phys. Z. 41, 202-225 (1940)
- /85/ M.D. Millionshchikov et al.
Hydraulic resistance and velocity fields in tubes with artificial wall roughness, Soviet Atomic Energy 34, 4, 306-315 (1973)
- /86/ R.S. Brodkey
The Phenomena of Fluid Motions, Addison-Wesley publ. Comp. Reading (Mass) p.238, (1967)
- /87/ W. Wuest
Strömungssonden, Archiv f. Technisches Messen, V116-10 (1961)
- /88/ S. Goldstein
A note on the measurement on total head and static pressure in a turbulent stream, Proc. Roy. Soc. London, Ser.A, Vol. CLV (1936)

- /89/ J.O. Hinze
Turbulence, Mc Graw Hill Book Comp. N.Y. (1959)
- /90/ H.A. Becker, A.P.G. Brown
Response of Pitot probes in turbulent streams, J. Fluid
Mech. 62, 85-114 (1974)
- /91/ H.C. Lavallee, A.T. Popovich
Fluid flow near roughness elements investigated by photolysis
method, Chem. Engng. Sci. 29, 49-59 (1974).
- /92/ W.B. Hall
Heat transfer in channels having rough and smooth surfaces
J. Mech. Engng. Sci. 4 (3), 287 - 291 (1962)
- /93/ D. Wilkie, S. White
Calculation of flow resistance of passages bounded by a
combination of rough and smooth surface,
Journal of the British Nuclear Energy Society, 6, 48-62
(1967)
- /94/ C. Warburton, M.A.M. Pirie
An improved methode for analysing heat transfer and pressure
drop tests on roughened rods in smooth channels, CEGB
RD/B/N 2621, Berkeley Nuclear Laboratories (1973)
- /95/ K. Maubach
Reibungsgesetze turbulenter Strömungen in geschlossenen
glatten und rauhen Kanälen von beliebigem Querschnitt,
Externer Bericht 4/ 69-22, Kernforschungszentrum
Karlsruhe (1969)
- /96/ K. Maubach
Reibungsgesetze turbulenter Strömungen, Chemie-Ing.-Technik
42, Nr. 15, 995-1004 (1970)
- /97/ C. Warburton
The interpretation of tests on roughened pins in rough
channels and the prediction of cluster pressure drop from
single-pin data, CEGB RD/B/N 2930, Berkeley Nuclear Labora-
tories (1974)

/98/ W. Baumann

Geschwindigkeitsverteilung bei turbulenter Strömung
- Meßwerttabellen und Nachmessungen zum Einfluß des
Abstandes zwischen Rippen und Meßposition,
KfK-Bericht Nr. 2680 (1978)

/99/ M. Dalle Donne, K. Wirtz

Gas Cooling for Fast Breeders,
KfK-Bericht Nr. 595 u. 689 (1967)

/100/ L. Prandtl

Über den Reibungswiderstand strömender Luft
AVA Göttingen III. Lfg., 1-5 (1927)

Anhang A

Integration des Geschwindigkeitsprofils an der glatten Wand

Es gilt:

$$u^+ = y^+ \quad 0 < y^+ \leq 5 \quad (\text{A-1})$$

$$u^+ = 5 \ln y^+ - 3.05 \quad 5 < y^+ < 30.5 \quad (\text{A-2})$$

$$u^+ = 2.5 \ln y^+ + 5.5 \quad 30.5 < y^+ \quad (\text{A-3})$$

Mit $y_1^+ = 5$, $y_2^+ = 30.5$ und $y_3^+ = h^+$ liefert die Integration

$$\bar{u}_1^+ = \frac{1}{y_1^+} \int_0^{y_1^+} y^+ dy^+ = 2.5 \quad (\text{A-4})$$

$$\bar{u}_2^+ = \frac{1}{y_2^+ - y_1^+} \int_{y_1^+}^{y_2^+} (5 \ln y^+ - 3.05) dy^+ = 10.81 \quad (\text{A-5})$$

$$\begin{aligned} \bar{u}_3^+ &= \frac{1}{y_3^+ - y_2^+} \int_{y_2^+}^{y_3^+} (2.5 \ln y^+ + 5.5) dy^+ = \\ &= \{y_3^+ (A \ln y_3^+ - 1) + B\} / (y_3^+ - 30.5) \end{aligned} \quad (\text{A-6})$$

Für $h^+ > 30.5$ ergibt sich die mittlere Geschwindigkeit zu:

$$u_{hm} = (y_1 \cdot \bar{u}_1^+ + (y_2 - y_1) \bar{u}_2^+ + (y_3 - y_2) \cdot \bar{u}_3^+) \cdot \frac{u_\tau}{y_3} \quad (\text{A-7})$$

mit $y_{1,2,3} = \frac{y_{1,2,3}^+ \cdot \nu}{u_\tau}$

Für $5 < h^+ < 30.5$ ist

$$u_{hm} = (y_1 \cdot \bar{u}_1^+ + (y_3 - y_1) \cdot \bar{u}_2^+) \cdot \frac{u_\tau}{y_3} \quad (\text{A-8})$$

mit $\bar{u}_2^+ = y_3^+ [5(\ln y_3^+ - 1) - 3.05] / (y_3^+ - 5)$ (A-9)

Anhang B

Trennung der Zonen im einseitig rauhen Plattenkanal

Zugrunde gelegt werden die logarithmischen Profile an der glatten Wand

$$u^+(y_s) = A_s \ln y_s^+ + B \quad (B-1)$$

und an der rauhen Wand

$$u^+(y_r) = A_r \ln \frac{y_r}{h} + R \quad (B-2)$$

An der Stelle $\hat{y}_r = L - \hat{y}_s$ ergibt sich die maximale Geschwindigkeit nach (B-1) und (B-2), dies sei die Trennungslinie ($\tau=0$ -Linie). Kombination von (B-1) und (B-2) mit der Bedingung $u_{s_{\max}} = u_{r_{\max}}$ ergibt

$$u_{\tau s} (A_s \ln \hat{y}_s^+ + B) = u_{\tau r} (A_r \ln \frac{\hat{y}_r}{h} + R) \quad (B-3)$$

Aus
$$\hat{y}_s^+ = \frac{\hat{y}_s \cdot u_{\tau s}}{\nu} \quad (B-4)$$

wird mit

$$\frac{\tau_s}{\tau} = \frac{d_{hs}}{d_h} = \frac{4(L - \hat{y}_r)}{2L} \quad (B-5)$$

$$u_{\tau s} = \sqrt{\frac{\tau_s}{\rho}} = \sqrt{\frac{\tau_s}{\tau}} \cdot \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \quad (B-6)$$

und
$$u_{\tau} = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} = \bar{u} \sqrt{\frac{f}{2}} \quad (B-7)$$

$$\hat{y}_s^+ = \frac{(L - \hat{y}_r)}{\nu} \sqrt{\frac{2(L - \hat{y}_r)}{L}} \cdot \bar{u} \sqrt{\frac{f}{2}} \quad (B-8)$$

und mit

$$Re = \frac{\bar{u} \cdot 2L}{\nu}$$

und
$$\gamma = \hat{y}_r / L$$

wird

$$\hat{y}_s^+ = \sqrt{2(1-\gamma)} \cdot \frac{Re}{2} \sqrt{\frac{f'}{2}} (1-\gamma) \quad . \quad (B-9)$$

Gl. (B-3) wird mit

$$\frac{u_{\tau s}}{u_{\tau r}} = \sqrt{\frac{\tau_s}{\tau_r}} = \sqrt{\frac{L-\hat{y}_r}{Y_r}} = \sqrt{(1/\gamma - 1)} \quad (B-10)$$

zu

$$\sqrt{(1/\gamma - 1)} = \frac{A_r \ln \frac{\hat{y}_r}{h} + R}{A_s \ln \hat{y}_s^+ + B} \quad (B-11)$$

Von den vier Profilkonstanten soll R mit Hilfe weiterer Beziehungen eliminiert werden.

Aus Kombination der Kontinuitätsgleichung

$$\bar{u}_s(L-\hat{y}_r) + \bar{u}_r\hat{y}_r = \bar{u}_L \quad (B-12)$$

und der Bedingung, daß $\Delta p/\Delta x$ über den Strömungsquerschnitt konstant ist,

$$\frac{\Delta p}{\Delta x} = f_i \cdot \frac{\rho}{2} \bar{u}_i^2 \cdot \frac{4}{d_{hi}} \quad (B-13)$$

wobei $d_h = 2L$

$$d_{hs} = 4(L-\hat{y}_r)$$

$$d_{hr} = 4\hat{y}_r$$

ist, ergibt sich

$$\sqrt{\frac{2}{f_s}} (1-\gamma)^{3/2} + \sqrt{\frac{2}{f_r}} \gamma^{3/2} = \sqrt{\frac{1}{f}} \quad . \quad (B-14)$$

Die Integration der logarithmischen Profile nach (B-1) und (B-2) bis zur $\tau=0$ -Linie ergibt

$$\bar{u}_s^+ = \sqrt{\frac{2}{f_s}} = A_s \ln \hat{y}_s^+ + B - A_s \quad (\text{B-15})$$

und

$$\bar{u}_r^+ = \sqrt{\frac{2}{f_r}} = A_r \ln \frac{\hat{y}_r}{h} + R - A_r \quad (\text{B-16})$$

Gl. (B-11) in (B-16) ergibt

$$\sqrt{\frac{2}{f_r}} = \sqrt{(1/\gamma-1)} (A \ln \hat{y}_s^+ + B) - A_r \quad (\text{B-17})$$

(B-15) und (B-17) in (B-14) eingesetzt führt schließlich zu

$$(1-\gamma)^{3/2} (A_s \ln \hat{y}_s^+ + B - A_s) + [(1/\gamma-1)^{1/2} \cdot (A_s \ln \hat{y}_s^+ + B) - A_r] \gamma^{3/2} = \sqrt{\frac{1}{f}} \quad (\text{B-18})$$

Mit \hat{y}_s^+ aus (B-9) und Re , f , A_s , B und A_r als Eingangsgrößen wird γ d.h. die Trennungslinie der beiden Zonen, iterativ bestimmt.

Die Reynoldszahlen der beiden Zonen berechnen sich mit f_r und f_s aus (B-15) und (B-17) zu

$$Re_s = \sqrt{\frac{f}{f_s}} \cdot (2(1-\gamma))^{3/2} \cdot Re \quad (\text{B-19})$$

$$Re_r = \sqrt{\frac{f}{f_r}} \cdot 2\gamma^{3/2} Re \quad (\text{B-20})$$

Die Rauigkeitskonstante R wird aus (B-16) bestimmt und die Rauigkeitsreynoldszahl ergibt sich zu

$$h^+ = \frac{h}{\hat{y}_r} \cdot \frac{Re_r}{4} \sqrt{\frac{f_r}{2}} \quad (\text{B-21})$$

Tabelle 2.1

Experimentelle Untersuchungen der Wirbelzonenlänge

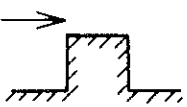

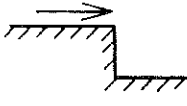
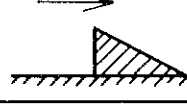
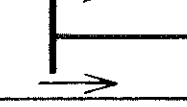
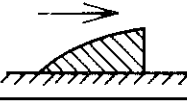


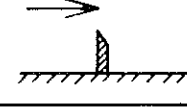
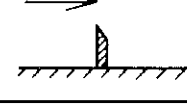
	b/h	δ/h	l_r/h	Autor
	1	3.3	13.5	Tillmann /23/
	≈ 0	1.9÷5.6	17	Petryk & Brundret /22/
	∞	0.7	6.8	Tani /20,21/
		3.5-8	15	Plate & Lin /24/
	≈ 0	-	16.8	Arie & Rouse /13/
		0.12	6.0	Bradshaw & Wong /14/
	∞	voll ausgeb.	6-8	Abbott & Kline /12/
	∞	v.a.	10-12	Abbott & Kline /12/
	≈ 0	0.43	13.3	Good & Joubert /3/
	≈ 0	2-10	12.5	Plate /4,5/

Tabelle 2.2

Parameter und Widerstandskoeffizienten 2-dimensionaler Rippen

H	B	B/H	L	H/L	CDHM	CDH
1.0	4.0	3.9	6.0	0.170	1.33	1.01
1.0	4.0	4.0	8.5	0.118	1.17	0.93
1.0	4.0	4.0	11.0	0.091	1.10	0.87
1.0	4.0	4.0	16.0	0.063	1.03	0.81
1.0	2.0	2.0	13.5	0.074	1.37	1.08
1.0	2.0	2.0	8.5	0.118	1.53	1.21
1.0	2.0	2.0	6.0	0.167	1.78	1.38
0.6	0.6	1.0	21.0	0.029	1.34	1.02
0.6	0.6	1.0	13.5	0.044	1.36	1.06
0.6	0.6	1.0	8.5	0.071	1.47	1.12
0.6	0.6	1.0	6.0	0.100	1.61	1.23
1.0	1.0	1.0	18.5	0.054	1.40	1.09
1.0	1.0	1.0	13.5	0.074	1.45	1.14
1.0	1.0	1.0	11.0	0.091	1.52	1.19
1.0	1.0	1.0	8.5	0.118	1.66	1.28
1.0	1.0	1.0	6.0	0.167	1.96	1.47
1.5	1.5	1.0	21.0	0.071	1.45	1.13
1.5	1.5	1.0	13.5	0.111	1.58	1.26
1.5	1.5	1.0	11.0	0.136	1.72	1.37
1.5	1.5	1.0	8.5	0.176	1.97	1.54
1.5	1.5	1.0	6.0	0.250	2.65	2.01
1.0	0.0	0.0	21.0	0.048	1.41	1.10
1.0	0.0	0.0	13.5	0.074	1.50	1.18
1.0	0.0	0.0	8.5	0.118	1.69	1.33
1.0	0.0	0.0	6.0	0.167	2.04	1.59
1.0	2.0	2.0	21.0	0.095	1.48	1.13
1.0	2.0	2.0	13.5	0.148	1.69	1.34
1.0	2.0	2.0	8.5	0.235	2.25	1.78
1.0	2.0	2.0	6.0	0.333	3.07	2.39

Tabelle 2.3

Parameter und Widerstandskoeffizienten 3-dimensionaler Rippen

H	B/H	E/G	E/H	H/L	CDHM	CDH
1.0	1.0	0.17	5.80	0.056	1.193	0.909
1.0	1.0	0.50	5.80	0.056	1.219	0.932
1.0	1.0	0.75	5.80	0.056	1.243	0.950
1.0	1.0	1.00	5.80	0.056	1.267	0.969
1.0	1.0	1.50	5.80	0.056	1.303	0.996
1.0	1.0	3.00	5.80	0.056	1.366	1.044
1.0	1.0	6.00	5.80	0.056	1.395	1.066
1.0	1.0	100.00	5.80	0.056	1.408	1.076
1.0	1.0	0.17	5.80	0.122	1.240	0.962
1.0	1.0	0.50	5.80	0.122	1.300	1.008
1.0	1.0	1.00	5.80	0.122	1.372	1.064
1.0	1.0	2.00	5.80	0.122	1.484	1.151
1.0	1.0	6.00	5.80	0.122	1.598	1.240
1.0	1.0	100.00	5.80	0.122	1.682	1.305
1.0	1.0	0.11	3.88	0.056	1.187	0.908
1.0	1.0	0.50	3.88	0.056	1.224	0.935
1.0	1.0	1.00	3.88	0.056	1.290	0.986
1.0	1.0	2.00	3.88	0.056	1.359	1.039
1.0	1.0	100.00	3.88	0.056	1.413	1.080
1.5	1.0	0.17	3.91	0.083	1.215	0.941
1.5	1.0	0.50	3.91	0.083	1.265	0.981
1.5	1.0	1.00	3.91	0.083	1.308	1.016
1.5	1.0	2.00	3.91	0.083	1.394	1.083
1.5	1.0	6.00	3.91	0.083	1.482	1.152
1.5	1.0	100.00	3.91	0.083	1.485	1.154
1.5	1.0	0.17	3.92	0.180	1.207	0.949
1.5	1.0	0.50	3.92	0.180	1.290	1.012
1.5	1.0	1.00	3.92	0.180	1.432	1.123
1.5	1.0	2.00	3.92	0.180	1.593	1.249
1.5	1.0	6.00	3.92	0.180	1.791	1.404
1.5	1.0	100.00	3.92	0.180	1.977	1.550
1.5	1.0	0.13	2.92	0.083	1.216	0.945
1.5	1.0	0.50	2.92	0.083	1.292	1.005
1.5	1.0	1.00	2.92	0.083	1.364	1.060
1.5	1.0	3.00	2.92	0.083	1.446	1.124
1.0	1.0	0.06	1.93	0.056	1.151	0.876
1.0	1.0	0.25	1.93	0.056	1.170	0.893
1.0	1.0	0.50	1.93	0.056	1.244	0.950
1.0	1.0	1.00	1.93	0.056	1.292	0.987
1.0	1.0	2.00	1.93	0.056	1.332	1.018
1.5	1.0	0.09	1.95	0.083	1.175	0.913
1.5	1.0	0.33	1.95	0.083	1.228	0.954
1.5	1.0	0.50	1.95	0.083	1.274	0.989
1.5	1.0	1.00	1.95	0.083	1.323	1.028
1.5	1.0	2.00	1.95	0.083	1.344	1.045

Tabelle 2.3 Fortsetzung

H	B/H	E/G	E/H	H/L	CDHM	CDH
1.5	1.0	0.20	1.95	0.181	1.240	0.976
1.5	1.0	0.50	1.95	0.181	1.329	1.045
1.5	1.0	1.00	1.95	0.181	1.444	1.136
1.5	1.0	2.00	1.95	0.181	1.540	1.211
1.5	1.0	6.00	1.95	0.181	1.636	1.287
1.5	1.0	100.00	1.95	0.181	2.025	1.593
1.1	1.9	0.17	5.71	0.057	0.998	0.763
1.1	1.9	3.00	5.71	0.057	1.023	0.777
1.1	1.9	0.50	5.71	0.057	1.020	0.782
1.1	1.9	1.00	5.71	0.057	1.057	0.808
1.1	1.9	2.00	5.71	0.057	1.116	0.854
1.1	1.9	6.00	5.71	0.057	1.195	0.914
1.1	1.9	100.00	5.71	0.057	1.314	1.004
1.0	1.9	0.20	5.77	0.122	1.014	0.787
1.0	1.9	0.50	5.77	0.122	1.028	0.797
1.0	1.9	1.00	5.77	0.122	1.076	0.834
1.0	1.9	2.00	5.77	0.122	1.180	0.915
1.0	1.9	6.00	5.77	0.122	1.301	1.009
1.0	1.9	100.00	5.77	0.122	1.511	1.172
1.0	1.9	100.00	5.80	0.172	1.748	1.358
1.0	1.9	6.00	5.80	0.172	1.425	1.107
1.0	1.9	2.00	5.80	0.172	1.254	0.974
1.0	1.9	1.00	5.80	0.172	1.133	0.880
1.0	1.9	0.50	5.80	0.172	1.053	0.818
1.0	1.9	0.17	5.80	0.172	0.997	0.774
1.0	1.9	0.11	3.85	0.056	0.918	0.701
1.0	1.9	0.50	3.85	0.056	0.945	0.722
1.0	1.9	1.00	3.85	0.056	1.006	0.769
1.0	1.9	2.00	3.85	0.056	1.064	0.813
1.0	1.9	4.00	3.85	0.056	1.125	0.860
1.0	1.9	0.06	1.93	0.056	0.921	0.706
1.0	1.9	0.25	1.93	0.056	0.933	0.713
1.0	1.9	0.50	1.93	0.056	0.973	0.743
1.0	1.9	1.00	1.93	0.056	1.034	0.791
1.0	1.9	2.00	1.93	0.056	1.098	0.839
1.0	3.9	0.17	5.81	0.056	0.861	0.653
1.0	3.9	0.50	5.81	0.056	0.878	0.671
1.0	3.9	1.00	5.81	0.056	0.904	0.691
1.0	3.9	2.00	5.81	0.056	0.945	0.722
1.0	3.9	6.00	5.81	0.056	1.020	0.780
1.0	3.9	100.00	5.81	0.056	1.057	0.808
1.0	3.8	0.20	5.77	0.122	0.850	0.659
1.0	3.8	0.50	5.77	0.122	0.889	0.692
1.0	3.8	1.00	5.77	0.122	0.929	0.723
1.0	3.8	2.00	5.77	0.122	1.010	0.783
1.0	3.8	6.00	5.77	0.122	1.103	0.859
1.0	3.8	100.00	5.77	0.122	1.171	0.908

Tabelle 2.3 Fortsetzung

H	B/H	E/G	E/H	H/L	CDHM	CDH
1.0	3.8	100.00	5.77	0.173	1.317	1.023
1.0	3.8	6.00	5.77	0.173	1.207	0.938
1.0	3.8	0.17	5.77	0.173	0.849	0.660
1.0	3.8	0.50	5.77	0.173	0.900	0.699
1.0	3.8	2.00	5.77	0.173	1.063	0.826
1.0	3.8	0.11	3.85	0.056	0.853	0.652
1.0	3.8	0.50	3.85	0.056	0.881	0.673
1.0	3.8	1.00	3.85	0.056	0.933	0.713
1.0	3.8	2.00	3.85	0.056	0.975	0.746
1.0	3.8	4.00	3.85	0.056	1.037	0.793
1.0	3.8	0.06	1.92	0.056	0.894	0.682
1.0	3.8	0.25	1.92	0.056	0.920	0.703
1.0	3.8	0.50	1.92	0.056	0.967	0.738
1.0	3.8	1.00	1.92	0.056	1.019	0.779
1.0	3.8	2.00	1.92	0.056	1.037	0.793

Tabelle 3

Parameterstudie an rechteckförmigen Rauigkeiten

B/H	H/E	G/E	P/H	P-B/H	1/LAM	CDK	CDH	F-K	F-R	U+H	R-2.5	AR	AR-V	R-V
1	0.0	0.0	1.52	0.96	1.92	0.011	0.097	0.0055	0.0096	6.31	12.02	4.54	3.67	8.86
1	0.0	0.0	2.88	1.92	2.88	0.025	0.228	0.0086	0.0149	5.04	8.23	3.64	3.20	6.33
1	0.0	0.0	3.85	2.88	3.85	0.057	0.525	0.0149	0.0258	3.83	4.60	2.78	2.53	4.56
1	0.0	0.0	4.81	3.85	4.81	0.095	0.732	0.0198	0.0333	3.62	3.07	2.30	2.14	4.10
1	0.0	0.0	5.77	4.81	5.77	0.127	1.125	0.0220	0.0378	3.20	2.55	2.27	2.14	3.59
1	0.0	0.0	7.69	6.73	7.69	0.170	1.316	0.0221	0.0372	3.42	2.52	2.18	2.09	3.70
1	0.0	0.0	9.62	8.65	9.62	0.208	1.618	0.0217	0.0365	3.45	2.62	2.20	2.13	3.67
1	0.0	0.0	11.54	10.58	11.54	0.245	1.968	0.0213	0.0360	3.42	2.71	2.24	2.18	3.61
1	0.0	0.0	15.38	14.42	15.38	0.302	1.954	0.0157	0.0322	3.93	3.10	2.20	2.16	4.07
1	0.0	0.0	19.23	18.27	19.23	0.353	2.038	0.0184	0.0293	4.34	3.45	2.18	2.14	4.45
1	0.0	0.0	23.08	22.12	23.08	0.389	2.053	0.0169	0.0265	4.74	3.91	2.20	2.17	4.83
1	0.0	0.0	30.77	29.81	30.77	0.442	1.882	0.0144	0.0216	5.72	4.81	2.18	2.15	5.79
1	0.0	0.0	61.54	60.58	61.54	0.487	1.429	0.0079	0.0109	9.28	8.91	2.37	2.36	9.32
1	0.17	0.25	2.88	1.92	3.61	0.068	0.528	0.0188	0.0313	3.70	3.19	2.32	2.10	4.35
1	0.17	0.25	3.37	2.40	4.21	0.087	0.636	0.0208	0.0342	3.64	2.69	2.17	2.00	4.15
1	0.17	0.25	3.85	2.88	4.81	0.109	0.728	0.0227	0.0368	3.64	2.26	2.02	1.88	4.05
1	0.17	0.25	4.81	3.85	6.01	0.144	0.775	0.0239	0.0373	3.94	2.02	1.83	1.73	4.24
1	0.17	0.25	5.77	4.81	7.21	0.159	0.731	0.0220	0.0334	4.44	2.40	1.78	1.70	4.69
1	0.17	0.25	6.73	5.77	8.41	0.187	0.675	0.0222	0.0319	4.99	2.37	1.58	1.52	5.18
1	0.17	0.42	2.40	1.44	3.41	0.059	0.472	0.0174	0.0291	3.80	3.60	2.43	2.19	4.53
1	0.17	0.42	2.88	1.92	4.09	0.089	0.757	0.0218	0.0367	3.25	2.46	2.21	2.03	3.83
1	0.17	0.42	3.37	2.40	4.77	0.135	1.001	0.0284	0.0469	3.09	1.27	1.86	1.73	3.48
1	0.17	0.42	3.85	2.88	5.45	0.153	0.917	0.0280	0.0447	3.45	1.32	1.75	1.65	3.77
1	0.17	0.42	4.81	3.85	6.81	0.177	0.891	0.0260	0.0401	3.91	1.64	1.70	1.62	4.16
1	0.17	0.42	5.77	4.81	8.17	0.185	0.745	0.0226	0.0333	4.68	2.27	1.65	1.59	4.88
1	0.17	0.42	6.73	5.77	9.54	0.206	0.841	0.0216	0.0319	4.76	2.49	1.70	1.64	4.94
1	0.17	0.42	7.21	6.25	10.22	0.228	0.806	0.0223	0.0319	5.03	2.34	1.56	1.51	5.18
1	0.17	0.42	8.65	7.69	12.26	0.264	0.857	0.0215	0.0302	5.35	2.51	1.50	1.46	5.47
1	0.17	0.50	2.88	1.92	4.33	0.057	0.883	0.0224	0.0382	3.13	2.33	2.22	2.05	3.65
1	0.17	0.50	3.37	2.40	5.05	0.142	1.027	0.0282	0.0464	3.14	1.30	1.85	1.73	3.50
1	0.17	0.50	3.85	2.88	5.77	0.163	1.061	0.0282	0.0456	3.30	1.29	1.80	1.69	3.61
1	0.17	0.50	4.81	3.85	7.21	0.188	1.014	0.0260	0.0407	3.77	1.64	1.75	1.67	4.01
1	0.17	0.50	5.77	4.81	8.65	0.213	0.951	0.0246	0.0371	4.27	1.88	1.66	1.60	4.45
1	0.17	0.50	6.73	5.77	10.10	0.235	0.892	0.0233	0.0339	4.76	2.14	1.58	1.53	4.91
1	0.17	0.50	7.69	6.73	11.54	0.253	0.906	0.0220	0.0315	5.05	2.42	1.58	1.53	5.18
1	0.17	0.50	8.65	7.69	12.98	0.280	0.888	0.0216	0.0301	5.41	2.50	1.48	1.44	5.52
1	0.17	0.67	2.88	1.92	4.81	0.129	1.212	0.0268	0.0460	2.82	1.50	2.04	1.90	3.24
1	0.17	0.67	3.37	2.40	5.61	0.167	1.379	0.0298	0.0501	2.85	1.66	1.87	1.76	3.18
1	0.17	0.67	3.85	2.88	6.41	0.186	1.279	0.0250	0.0473	3.17	1.17	1.80	1.71	3.44
1	0.17	0.67	4.81	3.85	8.01	0.216	1.272	0.0270	0.0428	3.55	1.48	1.77	1.70	3.77
1	0.17	0.67	5.77	4.81	9.62	0.242	1.172	0.0251	0.0385	4.05	1.79	1.71	1.65	4.23
1	0.17	0.67	6.73	5.77	11.22	0.260	1.048	0.0232	0.0341	4.63	2.17	1.64	1.59	4.77
1	0.17	0.67	7.69	6.73	12.82	0.267	1.070	0.0268	0.0306	4.90	2.68	1.72	1.68	5.03
1	0.17	0.67	8.65	7.69	14.42	0.274	0.544	0.0190	0.0270	5.53	3.13	1.66	1.62	5.64
1	0.17	0.83	2.40	1.44	4.41	0.100	1.086	0.0226	0.0396	2.85	2.27	2.30	2.12	3.37
1	0.17	0.83	2.88	1.92	5.29	0.160	1.408	0.0303	0.0515	2.74	0.99	1.89	1.77	3.10
1	0.17	0.83	3.37	2.40	6.17	0.186	1.569	0.0302	0.0509	2.80	1.01	1.87	1.77	3.10
1	0.17	0.83	3.85	2.88	7.05	0.196	1.651	0.0278	0.0469	2.92	1.35	1.95	1.86	3.19
1	0.17	0.83	4.81	3.85	8.81	0.228	1.541	0.0258	0.0420	3.38	1.67	1.90	1.83	3.59
1	0.17	0.83	5.77	4.81	10.58	0.253	1.505	0.0240	0.0381	3.75	2.01	1.89	1.83	3.92
1	0.17	0.83	6.73	5.77	12.34	0.260	1.147	0.0211	0.0316	4.64	2.61	1.79	1.74	4.78
1	0.17	0.83	7.69	6.73	14.10	0.291	1.200	0.0206	0.0305	4.85	2.72	1.75	1.71	4.97
1	0.17	0.83	8.65	7.69	15.87	0.305	1.090	0.0192	0.0276	5.40	3.07	1.68	1.65	5.50
1	0.17	1.00	1.52	0.96	3.85	0.088	0.983	0.0229	0.0402	2.80	2.22	2.30	2.10	3.40
1	0.17	1.00	2.40	1.44	4.81	0.159	1.338	0.0330	0.0556	2.68	0.66	1.79	1.67	3.05
1	0.17	1.00	2.88	1.92	5.77	0.178	1.612	0.0308	0.0526	2.68	0.93	1.89	1.78	3.00
1	0.17	1.00	3.37	2.40	6.73	0.200	1.972	0.0298	0.0514	2.61	1.07	1.96	1.86	2.90
1	0.17	1.00	3.85	2.88	7.69	0.213	2.103	0.0277	0.0478	2.70	1.37	2.03	1.95	2.56
1	0.17	1.00	4.81	3.85	9.62	0.245	1.972	0.0255	0.0427	3.12	1.73	2.01	1.94	3.33
1	0.17	1.00	5.77	4.81	11.54	0.275	1.635	0.0239	0.0379	3.76	2.03	1.89	1.84	3.92
1	0.17	1.00	6.73	5.77	13.46	0.267	1.295	0.0198	0.0303	4.56	2.92	1.93	1.88	4.70
1	0.17	1.00	7.69	6.73	15.38	0.286	1.255	0.0186	0.0279	4.95	3.24	1.90	1.86	5.07
1	0.17	1.00	8.65	7.69	17.31	0.296	1.143	0.0171	0.0250	5.50	3.68	1.86	1.83	5.61
1	0.17	1.17	1.52	0.96	4.17	0.112	1.052	0.0268	0.0459	2.81	1.52	2.05	1.88	3.31
1	0.17	1.17	2.40	1.44	5.21	0.165	1.329	0.0316	0.0529	2.80	0.83	1.81	1.69	3.15
1	0.17	1.17	2.88	1.92	6.25	0.184	1.893	0.0255	0.0512	2.57	1.11	1.99	1.88	2.88
1	0.17	1.17	3.37	2.40	7.29	0.209	2.168	0.0286	0.0498	2.59	1.23	2.02	1.93	2.87
1	0.17	1.17	3.85	2.88	8.33	0.227	2.240	0.0272	0.0470	2.73	1.45	2.05	1.97	2.97
1	0.17	1.17	4.81	3.85	10.42	0.267	2.225	0.0257	0.0432	3.06	1.70	2.02	1.96	3.25
1	0.17	1.17	5.77	4.81	12.50	0.281	1.823	0.0225	0.0363	3.70	2.31	2.01	1.96	3.86
1	0.17	1.17	6.73	5.77	14.58	0.291	1.464	0.0200	0.0308	4.46	2.88	1.95	1.90	4.59
1	0.17	1.17	7.69	6.73	16.67	0.308	1.313	0.0185	0.0275	5.04	3.28	1.88	1.85	5.15
1	0.17	1.17	8.65	7.69	18.75	0.316	1.264	0.0168	0.0248	5.45	3.77	1.91	1.88	5.55
1	0.17	1.50	1.52	0.96	4.81	0.123	1.109	0.0257	0.0437	2.94	1.70	2.06	1.92	3.37
1	0.17	1.50	2.40	1.44	5.01	0.158	1.351	0.0263	0.0444	2.98	1.60	2.01	1.90	3.31
1	0.17	1.50	2.88	1.92	7.21	0.185	1.671	0.0256	0.0437	2.94	1.71	2.07	1.97	3.22
1	0.17	1.50	3.37	2.40	8.41	0.210	2.103	0.0250	0.0432	2.83	1.82	2.15	2.06	3.08
1	0.17	1.50	3.85	2.88	9.62	0.229	2.522	0.0238	0.0417	2.76	2.04	2.25	2.17	2.95
1	0.17	1.50	4.81	3.85	12.02	0.272	2.613	0.0226	0.0389	3.03	2.27	2.23	2.17	3.21
1	0.17	1.50	5.77	4.81	14.42	0.283	2.009	0.0156	0.0322	3.75	2.97	2.21	2.16	3.94
1	0.17	1.50	6.73	5.77	16.83	0.296	1.739	0.0176	0.0279	4.40	3.53	2.19	2.15	4.53
1	0.17	1.50	7.69	6.73	19.23	0.321	1.498	0.0167	0.0253	5.07	3.83	2.06	2.03	5.17
1	0.17	1.50	8.65	7.69	21.63	0.323	1.334	0.0150	0.0221	5.70	4.44	2.06	2.03	5.79

Tabelle 3 Fortsetzung

B/H	H/E	G/E	P/H	P-B/H	I/LAM	CDK	CDH	F-K	F-R	U+H	R-2.5	AR	AR-V	R-V
1	0.26	C.25	1.52	0.96	2.40	0.028	0.110	0.0117	0.0172	6.61	5.92	2.26	1.93	7.60
1	0.26	C.25	2.40	1.44	3.00	0.046	0.194	0.0153	0.0228	5.58	4.30	2.06	1.82	6.27
1	0.26	C.25	2.88	1.92	3.61	0.070	0.330	0.0193	0.0294	4.67	3.06	1.93	1.75	5.22
1	0.26	C.25	3.37	2.40	4.21	0.085	0.432	0.0222	0.0312	4.41	2.81	1.94	1.79	4.80
1	0.26	C.25	3.85	2.88	4.81	0.098	0.556	0.0205	0.0323	4.16	2.76	2.01	1.87	4.57
1	0.26	C.25	4.81	3.85	6.01	0.133	0.727	0.0221	0.0346	4.06	2.38	1.91	1.81	4.38
1	0.26	C.25	5.77	4.81	7.21	0.150	0.785	0.0209	0.0324	4.25	2.67	1.93	1.84	4.55
1	0.26	C.25	6.73	5.77	8.41	0.176	0.875	0.0209	0.0321	4.38	2.66	1.89	1.82	4.61
1	0.26	C.50	1.52	0.96	2.88	0.037	0.171	0.0127	0.0193	5.81	5.42	2.36	2.08	6.66
1	0.26	C.50	2.40	1.44	3.61	0.058	0.288	0.0160	0.0246	5.01	4.05	2.16	1.96	5.62
1	0.26	C.50	2.88	1.92	4.33	0.091	0.492	0.0209	0.0327	4.15	2.65	1.96	1.81	4.65
1	0.26	C.50	3.37	2.40	5.05	0.126	0.689	0.0250	0.0391	3.82	1.81	1.79	1.68	4.18
1	0.26	C.50	3.85	2.88	5.77	0.143	0.810	0.0249	0.0391	3.78	1.84	1.92	1.72	4.05
1	0.26	C.50	4.81	3.85	7.21	0.158	0.823	0.0219	0.0339	4.15	2.44	1.89	1.86	4.44
1	0.26	C.50	5.77	4.81	8.65	0.181	0.856	0.0209	0.0318	4.50	2.66	1.86	1.75	4.71
1	0.26	C.50	6.73	5.77	10.10	0.197	0.857	0.0196	0.0293	4.85	2.98	1.84	1.78	5.03
1	0.26	C.75	1.52	0.96	3.37	0.052	0.249	0.0154	0.0235	5.20	4.26	2.17	1.95	5.85
1	0.26	C.75	2.40	1.44	4.21	0.084	0.430	0.0200	0.0309	4.42	2.87	1.96	1.80	4.89
1	0.26	C.75	2.88	1.92	5.05	0.150	0.821	0.0257	0.0465	3.51	1.68	1.65	1.54	3.83
1	0.26	C.75	3.37	2.40	5.89	0.172	0.857	0.0291	0.0448	3.71	1.16	1.61	1.52	3.58
1	0.26	C.75	3.85	2.88	6.73	0.174	0.911	0.0259	0.0402	3.84	1.66	1.73	1.65	4.10
1	0.26	C.75	4.81	3.85	8.41	0.182	0.949	0.0216	0.0335	4.21	2.50	1.90	1.83	4.43
1	0.26	C.75	5.77	4.81	10.10	0.200	0.961	0.0198	0.0302	4.58	2.92	1.92	1.85	4.77
1	0.26	C.75	6.73	5.77	11.78	0.213	0.888	0.0181	0.0268	5.15	3.39	1.88	1.83	5.31
1	0.26	1.00	1.52	0.95	3.85	0.084	0.468	0.0218	0.0342	4.06	2.45	1.94	1.77	4.57
1	0.26	1.00	2.40	1.44	4.81	0.142	0.757	0.0296	0.0461	3.56	1.69	1.63	1.52	3.90
1	0.26	1.00	2.88	1.92	5.77	0.160	0.894	0.0278	0.0437	3.55	1.35	1.72	1.62	3.89
1	0.26	1.00	3.37	2.40	6.73	0.171	0.973	0.0254	0.0400	3.72	1.75	1.81	1.72	3.99
1	0.26	1.00	3.85	2.88	7.69	0.193	1.135	0.0251	0.0399	3.68	1.79	1.84	1.76	3.92
1	0.26	1.00	4.81	3.85	9.62	0.212	1.122	0.0221	0.0344	4.14	2.39	1.89	1.82	4.33
1	0.26	1.00	5.77	4.81	11.54	0.240	1.164	0.0208	0.0318	4.45	2.69	1.88	1.83	4.61
1	0.26	1.00	6.73	5.77	13.46	0.262	1.103	0.0194	0.0289	4.94	3.01	1.82	1.78	5.07
1	0.26	1.25	1.52	0.96	4.33	0.108	0.616	0.0251	0.0395	3.75	1.81	1.82	1.68	4.17
1	0.26	1.25	2.40	1.44	5.41	0.154	0.864	0.0284	0.0447	3.54	1.26	1.70	1.60	3.85
1	0.26	1.25	2.88	1.92	6.49	0.178	1.071	0.0275	0.0438	3.48	1.40	1.77	1.68	3.75
1	0.26	1.25	3.37	2.40	7.57	0.198	1.168	0.0262	0.0415	3.60	1.61	1.80	1.73	3.83
1	0.26	1.25	3.85	2.88	8.65	0.210	1.273	0.0243	0.0387	3.65	1.95	1.89	1.82	3.90
1	0.26	1.25	4.81	3.85	10.82	0.237	1.314	0.0219	0.0343	4.06	2.44	1.93	1.87	4.23
1	0.26	1.25	5.77	4.81	12.98	0.254	1.290	0.0156	0.0302	4.45	2.98	1.97	1.92	4.63
1	0.26	1.25	6.73	5.77	15.14	0.268	1.152	0.0177	0.0264	5.13	3.50	1.93	1.89	5.25
1	0.26	1.50	1.52	0.96	4.81	0.105	0.585	0.0218	0.0342	4.05	2.45	1.94	1.80	4.46
1	0.26	1.50	2.40	1.44	5.01	0.139	0.786	0.0232	0.0365	3.91	2.16	1.89	1.78	4.22
1	0.26	1.50	2.88	1.92	7.21	0.177	1.036	0.0245	0.0389	3.72	1.90	1.86	1.77	3.99
1	0.26	1.50	3.37	2.40	8.41	0.211	1.220	0.0251	0.0397	3.71	1.80	1.83	1.76	3.93
1	0.26	1.50	3.85	2.88	9.62	0.223	1.330	0.0232	0.0369	3.80	2.15	1.92	1.86	4.00
1	0.26	1.50	4.81	3.85	12.02	0.247	1.405	0.0205	0.0324	4.14	2.74	2.01	1.96	4.30
1	0.26	1.50	5.77	4.81	14.42	0.274	1.282	0.0190	0.0289	4.74	3.13	1.94	1.89	4.87
1	0.26	1.50	6.73	5.77	16.83	0.276	1.194	0.0164	0.0245	5.31	3.91	2.01	1.97	5.42
2	0.0	C.0	3.85	1.92	3.85	0.036	0.130	0.0053	0.0135	7.65	7.71	2.51	2.03	9.09
2	0.0	C.0	4.81	2.88	4.81	0.074	0.325	0.0154	0.0233	5.44	4.40	2.13	1.81	6.36
2	0.0	C.0	5.77	3.85	5.77	0.108	0.533	0.0187	0.0289	4.65	3.37	2.04	1.79	5.38
2	0.0	C.0	6.73	4.81	6.73	0.143	0.735	0.0212	0.0332	4.28	2.73	1.94	1.75	4.87
2	0.0	C.0	7.69	5.77	7.69	0.170	0.908	0.0221	0.0348	4.12	2.52	1.93	1.76	4.62
2	0.0	C.0	9.62	7.69	9.62	0.226	1.156	0.0235	0.0367	4.08	2.24	1.84	1.71	4.46
2	0.0	C.0	11.54	9.62	11.54	0.258	1.313	0.0224	0.0349	4.15	2.46	1.88	1.77	4.52
2	0.0	C.0	15.38	13.46	15.38	0.291	1.530	0.0189	0.0297	4.45	3.29	2.07	1.98	4.75
2	0.0	C.0	19.23	17.31	19.23	0.333	1.610	0.0173	0.0267	4.85	3.77	2.10	2.03	5.10
2	0.0	C.0	23.08	21.15	23.08	0.371	1.772	0.0161	0.0248	5.10	4.17	2.16	2.10	5.29
2	0.0	C.0	30.77	28.35	30.77	0.402	1.655	0.0131	0.0195	6.10	5.38	2.24	2.20	6.24

- F-K f_k nach Gl. (3-4)
- F-R f_r nach Gl. (3-9)
- U+H R berechnet nach Gl. (3-5)
- R-2.5 R berechnet nach Gl. (3-7) mit $A_r=2.5$
- AR A_r nach Gl. (3-8)
- AR-V A_r umgerechnet auf ϵ_{vol}
- R-V R umgerechnet auf ϵ_{vol}

Erklärung der Tabelle 4

YS	\hat{y}_s	Länge des Geschwindigkeitsprofils der glatten Zone
YR	\hat{y}_r	Länge des Geschwindigkeitsprofils der rauhen Zone
CDH	C_{Dh}	Widerstandskoeffizient bezogen auf Geschwindigkeit $y_r=h$
EV/H	ϵ_{vol}/h	
ARV	A_r	aus gefitteten Meßpunkten (lokal) mit ϵ_{vol}
R-V	R	aus gefitteten Meßpunkten (lokal) mit ϵ_{vol}
ARO	A_r	aus gefitteten Meßpunkten (lokal) mit $\epsilon=0$
R-O	R	aus gefitteten Meßpunkten (lokal) mit $\epsilon=0$
AS	A_s	aus gefitteten Meßpunkten
BS	B	aus gefitteten Meßpunkten
FS	f_s	Reibungskoeffizient der glatten Zone
RES	$Re_s \cdot 10^{-3}$	Reynoldszahl der glatten Zone
E*3		
FOR	$f_o(Re_r)$	
UM	\bar{u}	mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Kanal
URM	\bar{u}_r	mittlere Strömungsgeschwindigkeit in der rauhen Zone
UV	\bar{u}_s/\bar{u}_r	
ASB	A_s	integral berechnet bei Vorgabe von $B=5.5$ und $\epsilon=0$
ARB	A_r	integral berechnet bei Vorgabe von $B=5.5$ und $\epsilon=0$
RB	R	integral berechnet bei Vorgabe von $B=5.5$ und $\epsilon=0$
RAR	R	integral berechnet bei Vorgabe von $A_r=2.5$ und $\epsilon=\epsilon_{vol}$
ASA	A_s	integral berechnet bei Vorgabe von $A_r=2.5$ und $\epsilon=\epsilon_{vol}$
BSA	B	integral berechnet bei Vorgabe von $A_r=2.5$ und $\epsilon=\epsilon_{vol}$
EI/H	ϵ/h	integral berechnet bei Vorgabe von $B=5.5$ und $A_r=2.5$
RPA	R	integral berechnet bei Vorgabe von $B=5.5$ und $A_r=2.5$

EP/H	ϵ/h	lokal mit Vorgabe $A_r=2.5$
RP	R	lokal mit Vorgabe $A_r=2.5$
Z		axial zwischen den Rippen gemessen
A		axial über den Rippen gemessen

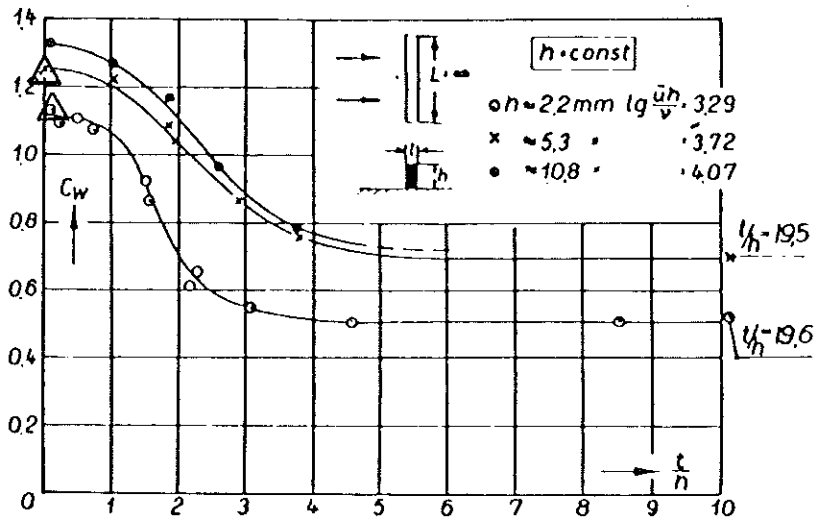


Bild 19 Rechteckige Leisten senkrecht zur Strömungsrichtung
 $h = \text{const.}, L/h = \infty$ ($U = 25 \text{ m/s}, X = 4,34 \text{ m}, \delta = 67 \text{ mm};$
 $UX/\nu = 7,1 \cdot 10^4$)

Abb. 2.1: Widerstandskoeffizienten C_{Dhm} zweidimensionaler Rechteckkripen nach Wieghardt /1/ als Funktion von b/h

△ Werte von PLATE /4,5/

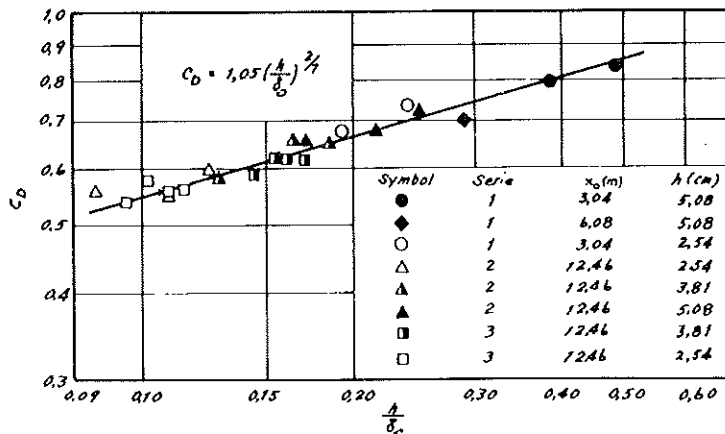


Abb. 2.2: Widerstandskoeffizient C_{DK} einer zweidimensionalen Leiste mit $h \gg b$ als Funktion von h/δ nach PLATE /4,5/

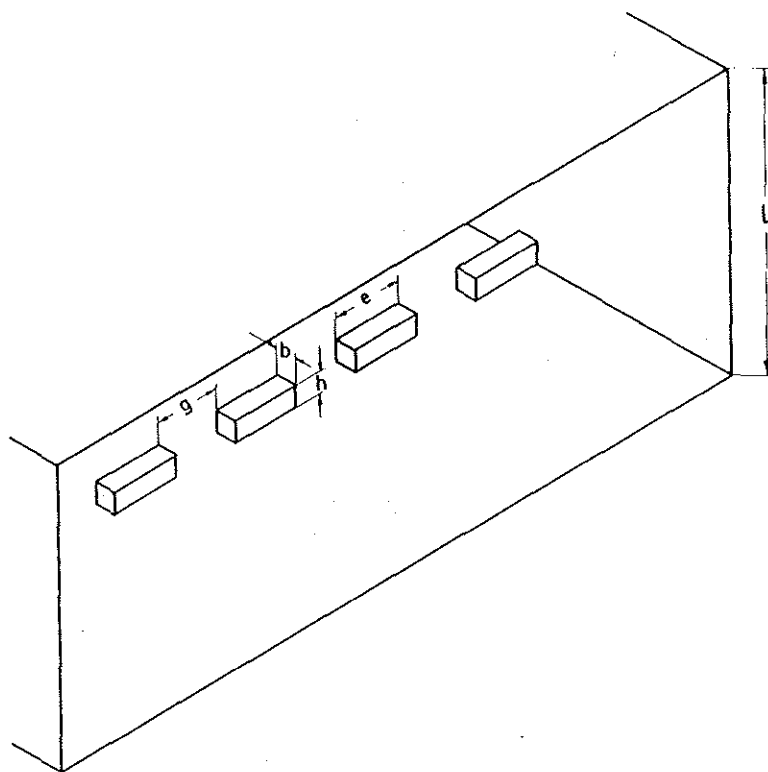


Abb. 2.3: 3-dimensionale Rechteckrippen im Rechteckkanal

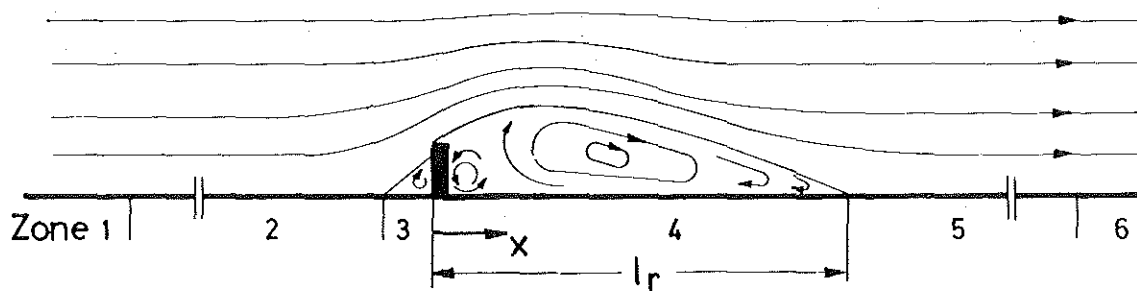


Abb. 2.4: Die Strömung um eine Einzelrippe

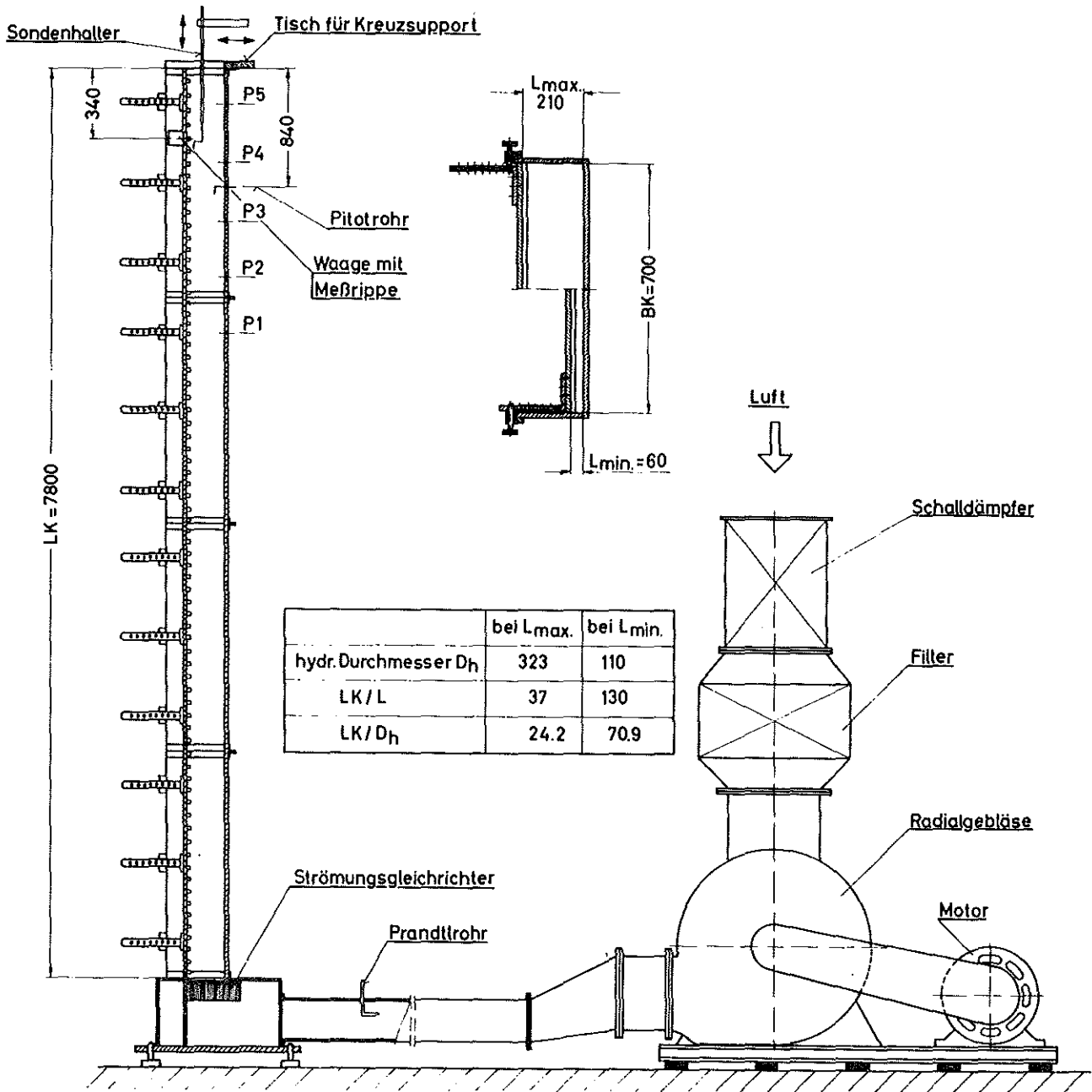


Abb. 2.5: Der Versuchskanal

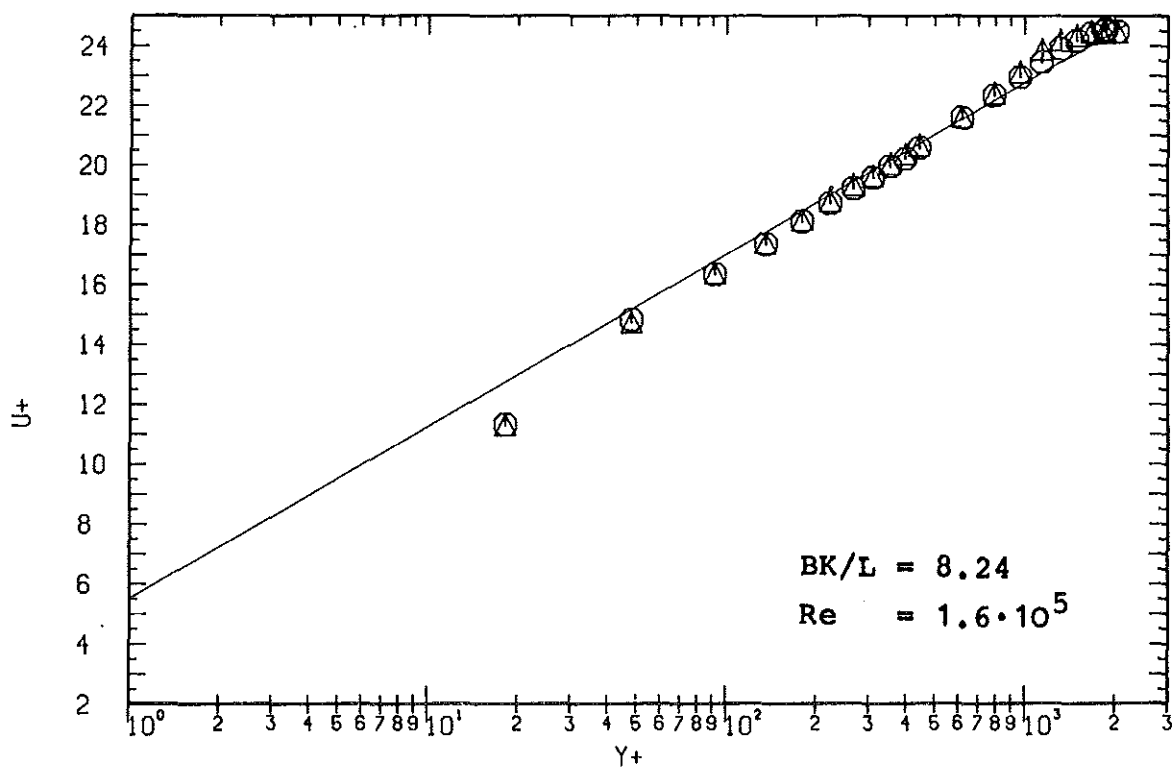
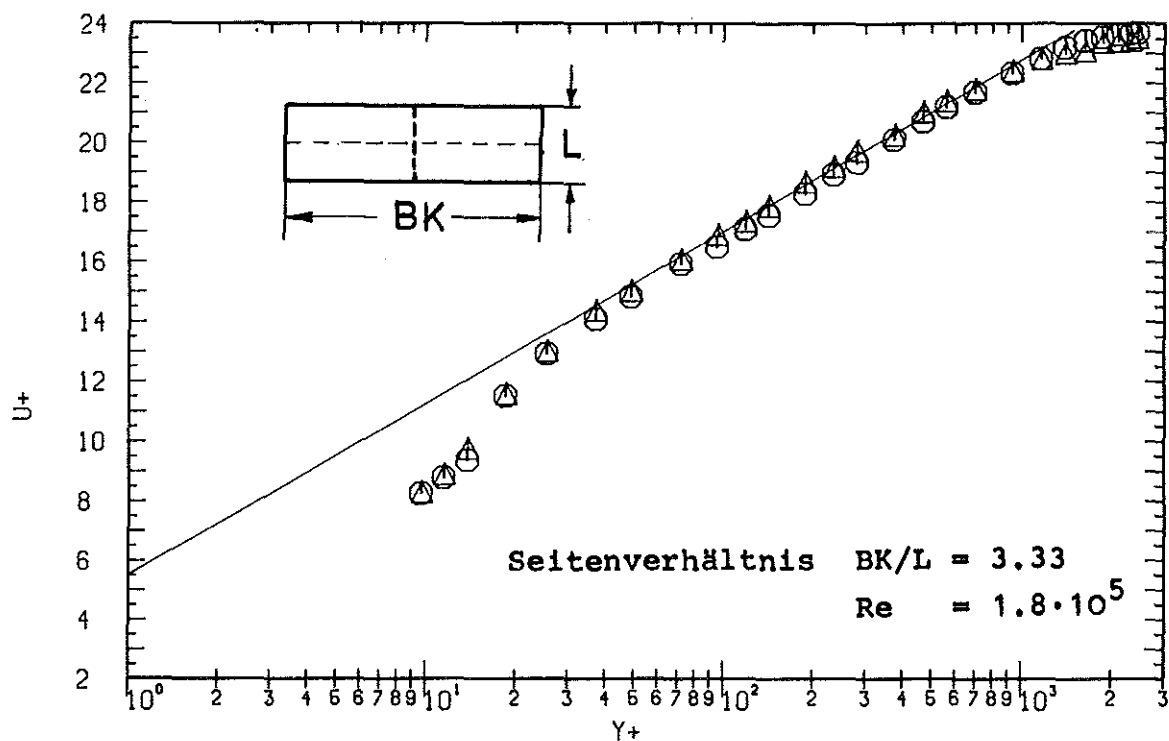


Abb. 2.6: Dimensionslose logarithmische Geschwindigkeitsprofile im glatten Rechteckkanal (Querprofil)

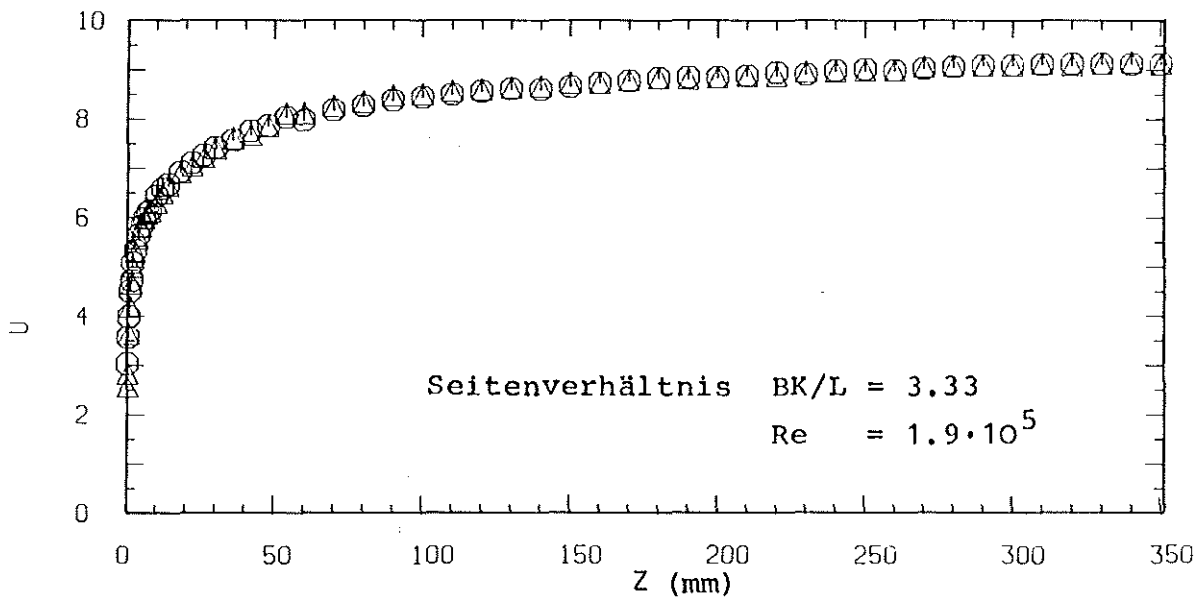
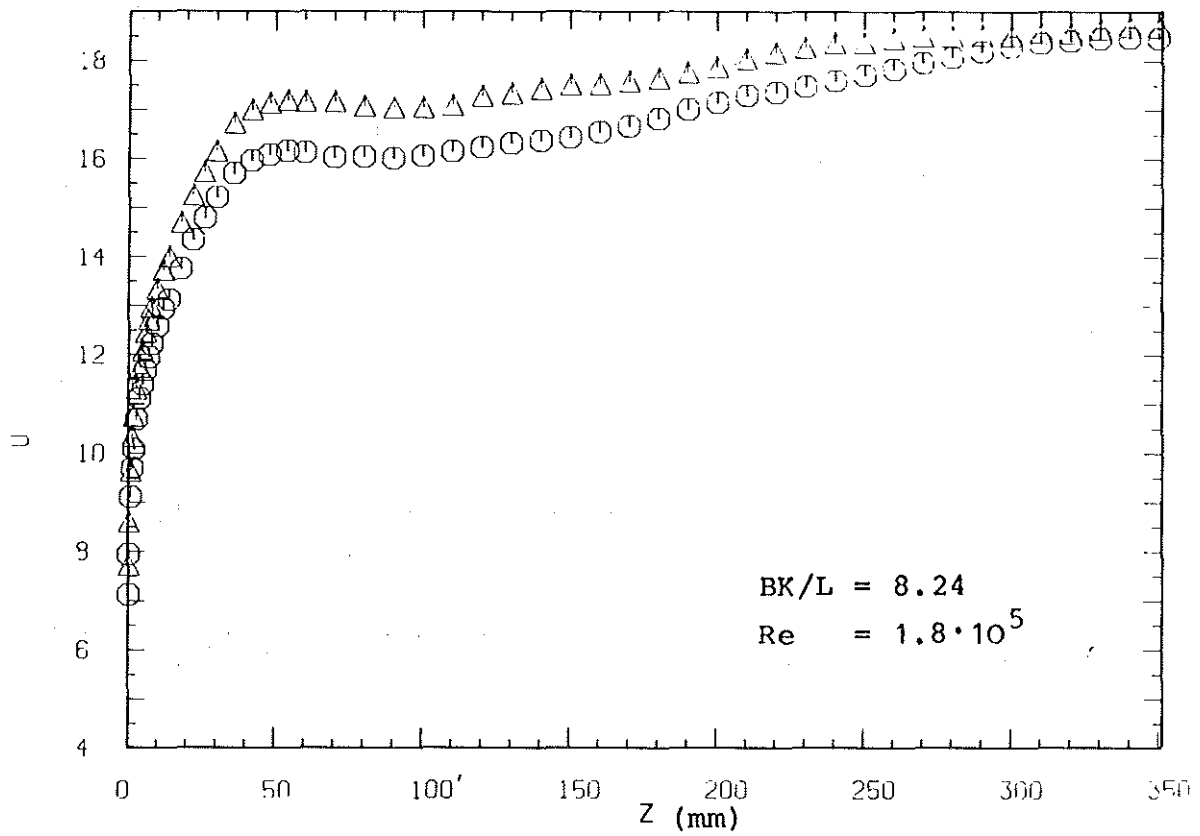


Abb. 2.7: Geschwindigkeitsprofile im Rechteckkanal (Längsprofil)

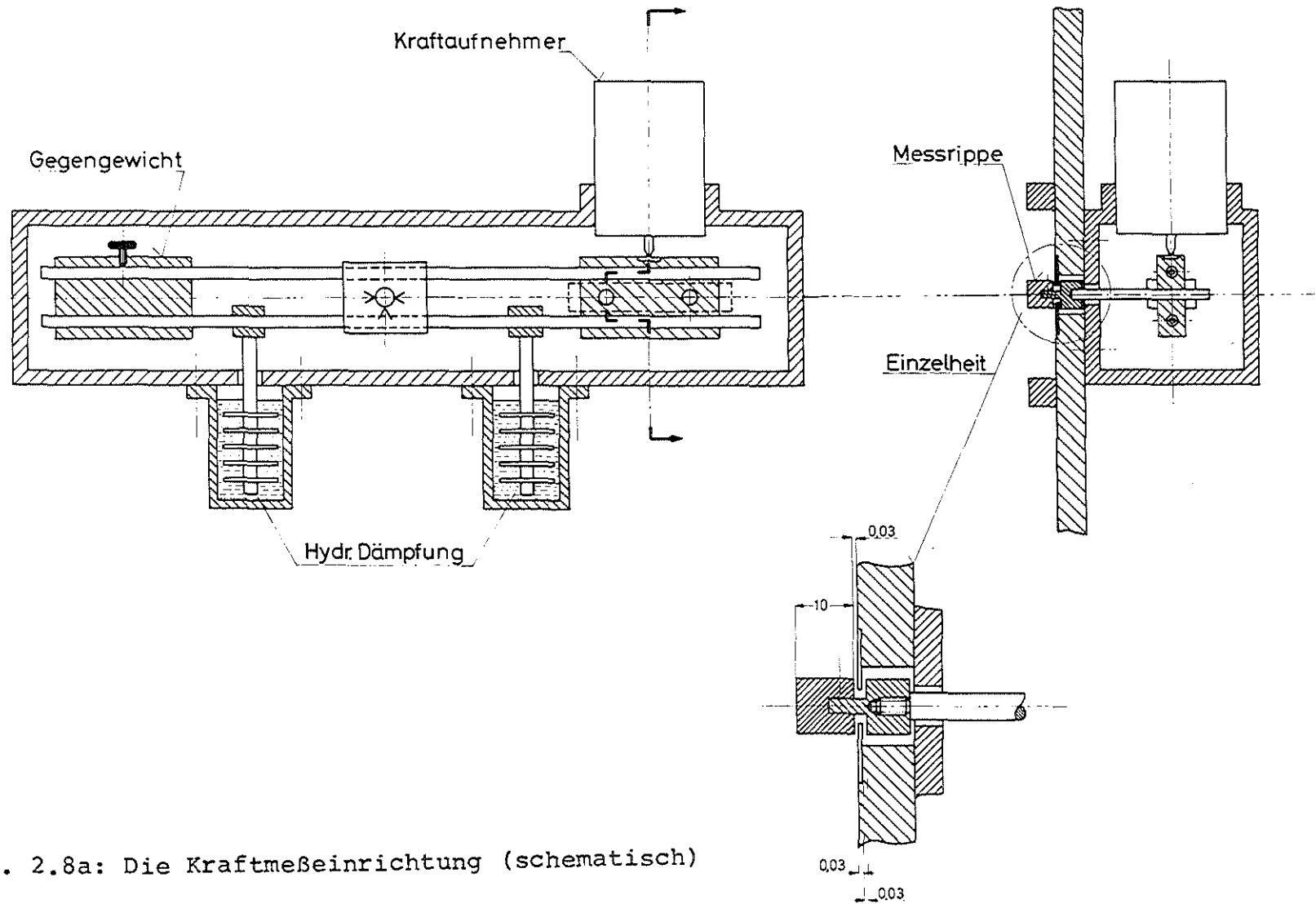


Abb. 2.8a: Die Kraftmeßeinrichtung (schematisch)

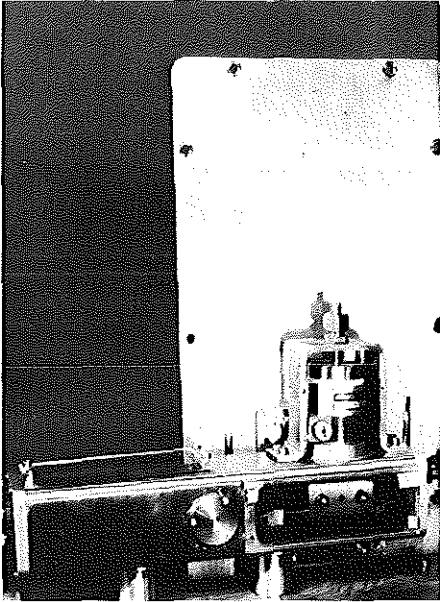


Abb. 2.8b:

Meßplatteneinsatz mit Waage

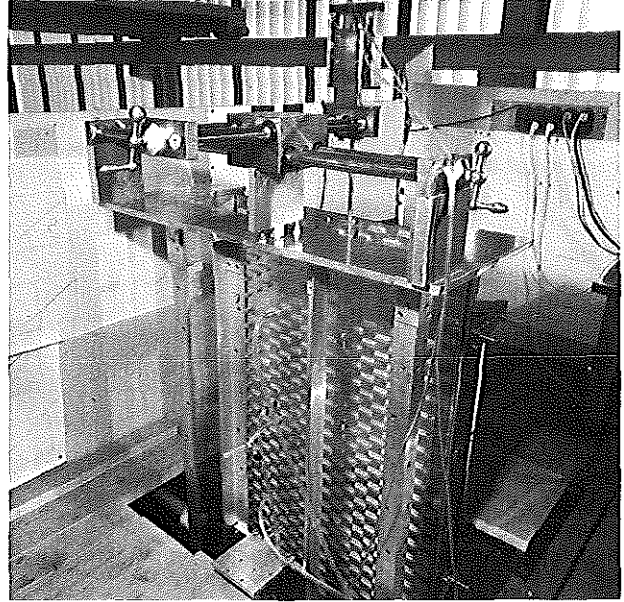


Abb. 2.9: Der Meßplatz

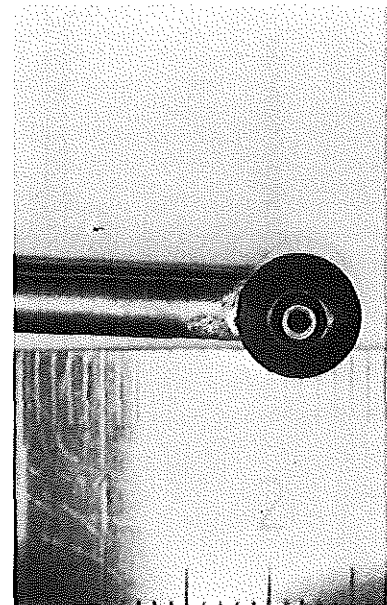
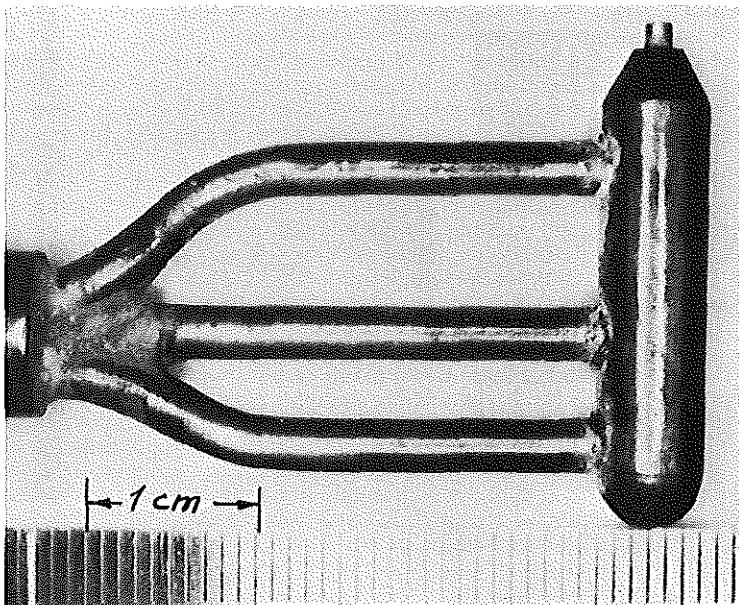


Abb. 2.10: Düse zur Erzeugung von Helium-Seifenblasen.

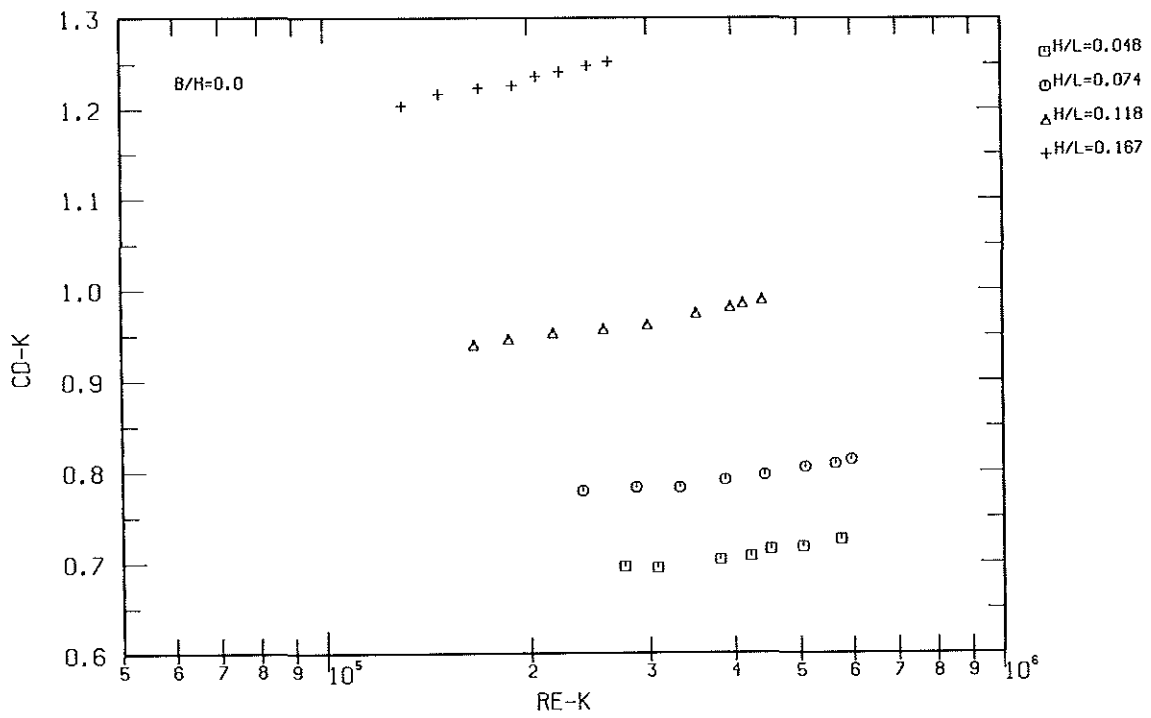


Abb. 2.11: Widerstandskoeffizient C_{Dk} 2-dimensionaler Rippen

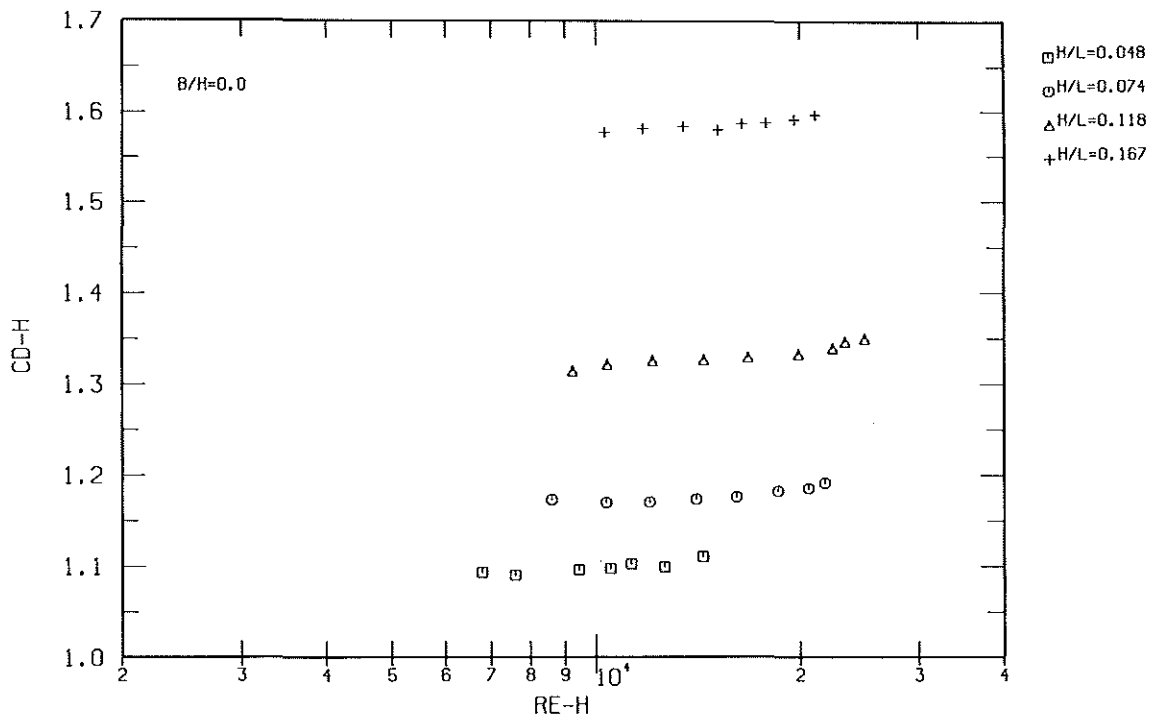


Abb. 2.12: Widerstandskoeffizient C_{Dh} 2-dimensionaler Rippen

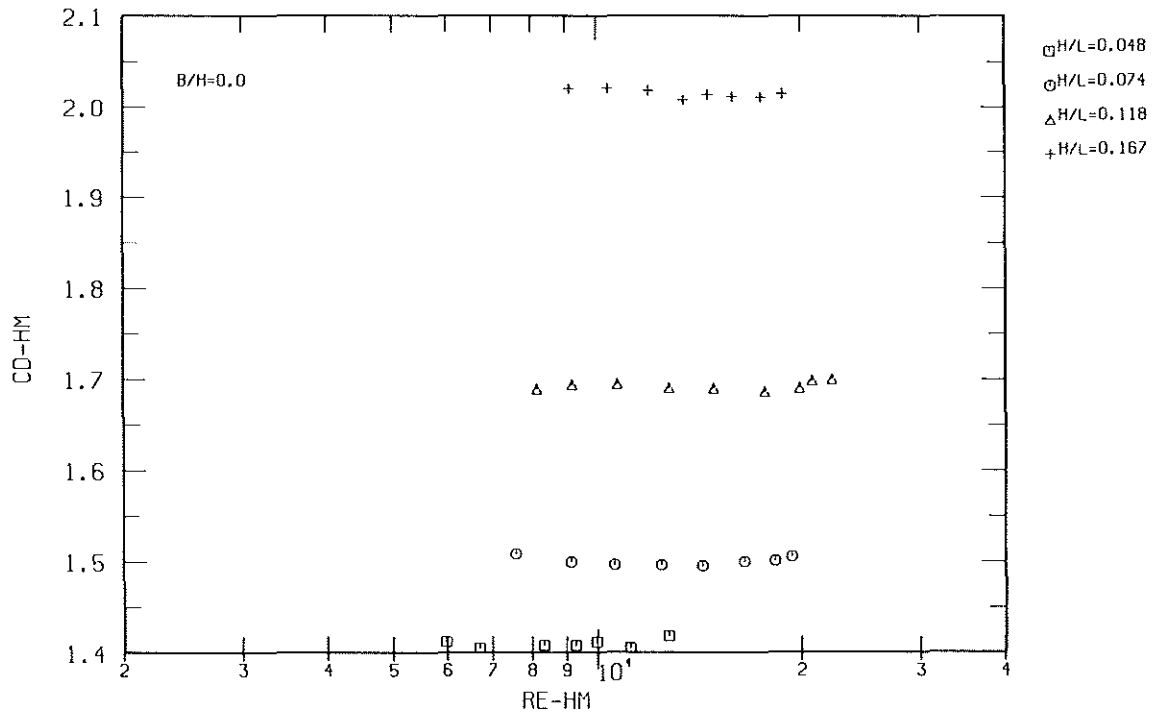


Abb. 2.13: Widerstandskoeffizient C_{Dhm} 2-dimensionaler Rippen

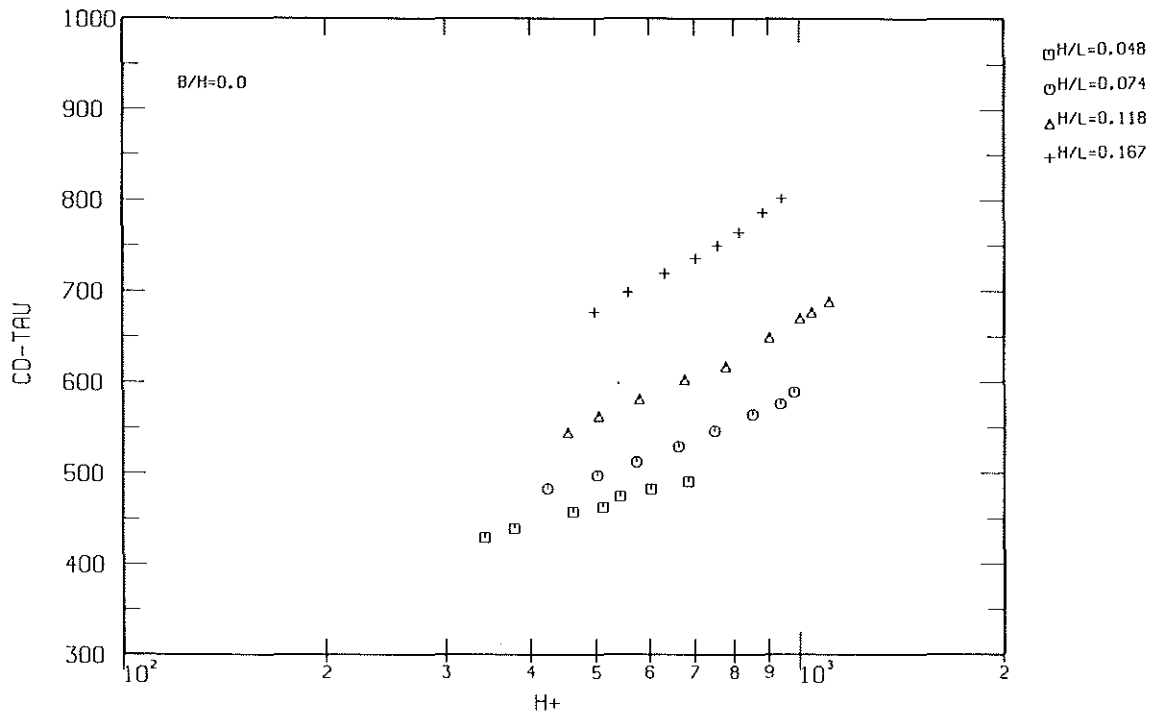


Abb. 2.14: Widerstandskoeffizient $C_{D\tau}$ 2-dimensionaler Rippen

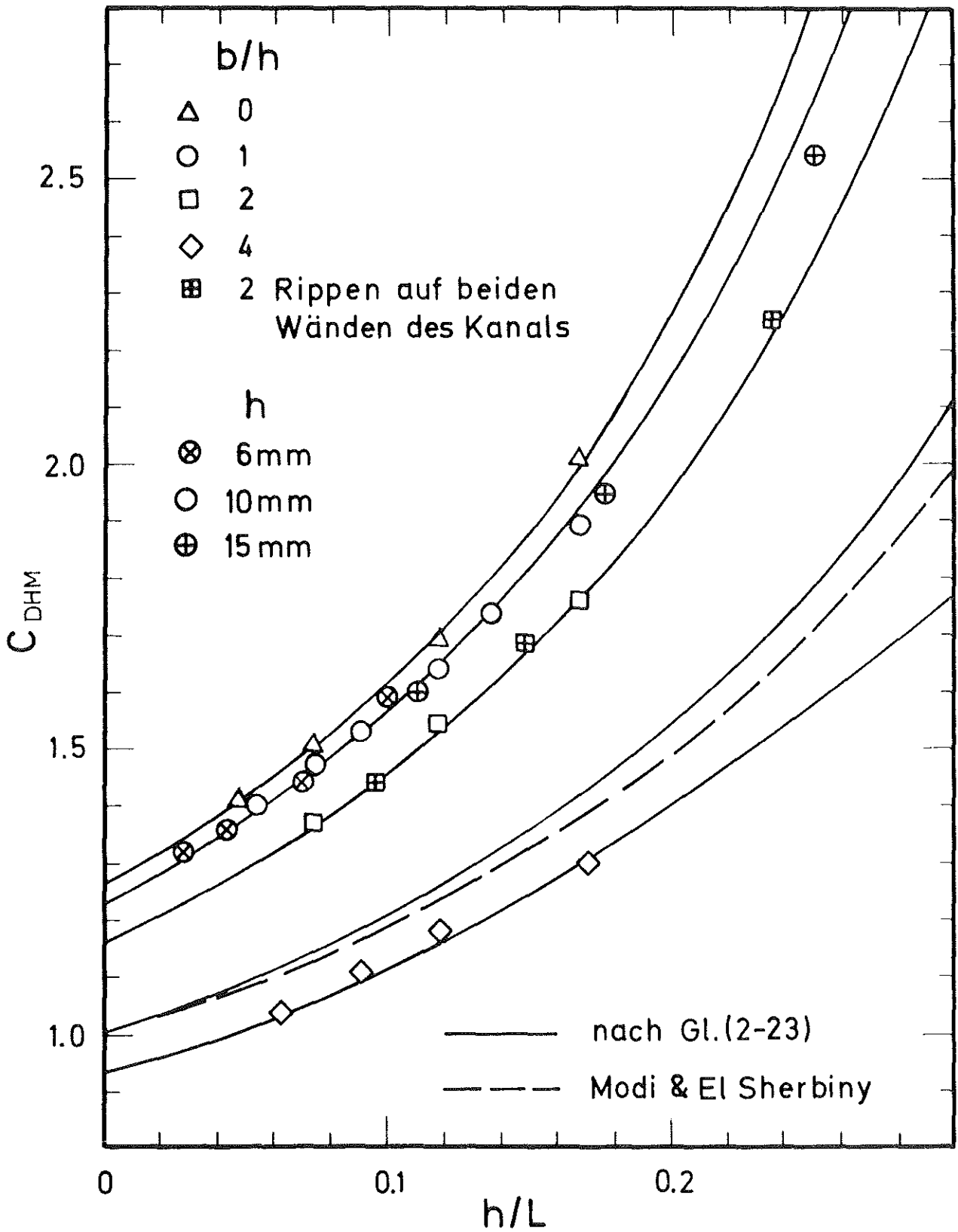


Abb. 2.15: Widerstandskoeffizient C_{DHm} als Funktion des Rippen-
zu-Kanalhöhenverhältnisses h/L , bzw. h/L' mit $L'=L/2$
bei sich gegenüberstehenden Rippen auf beiden Wänden
des Kanals

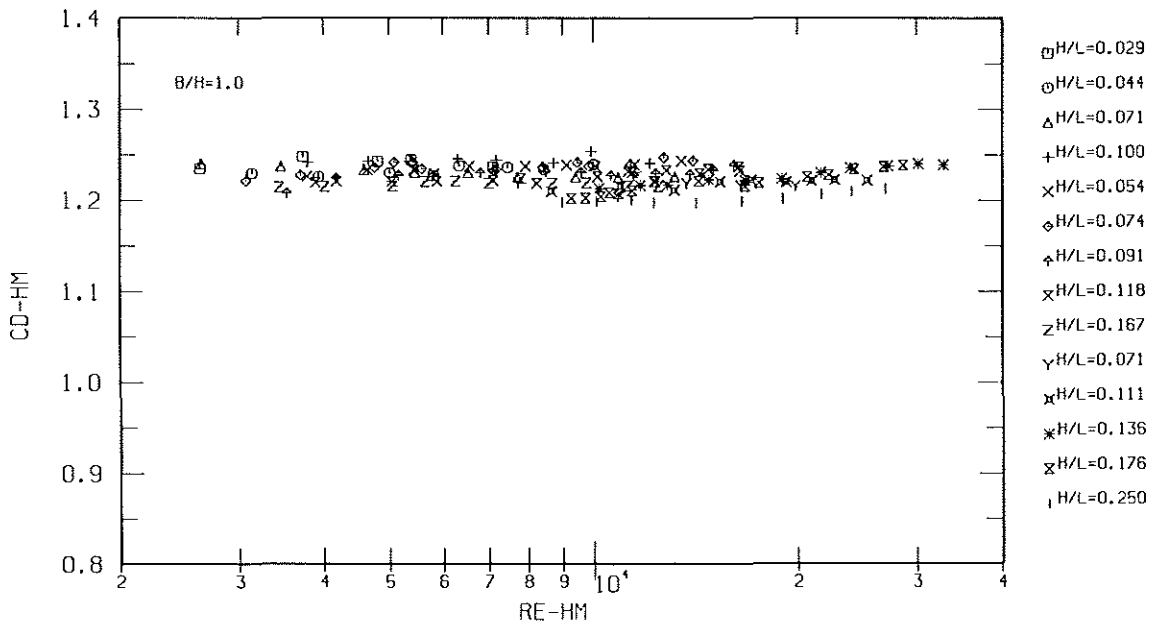
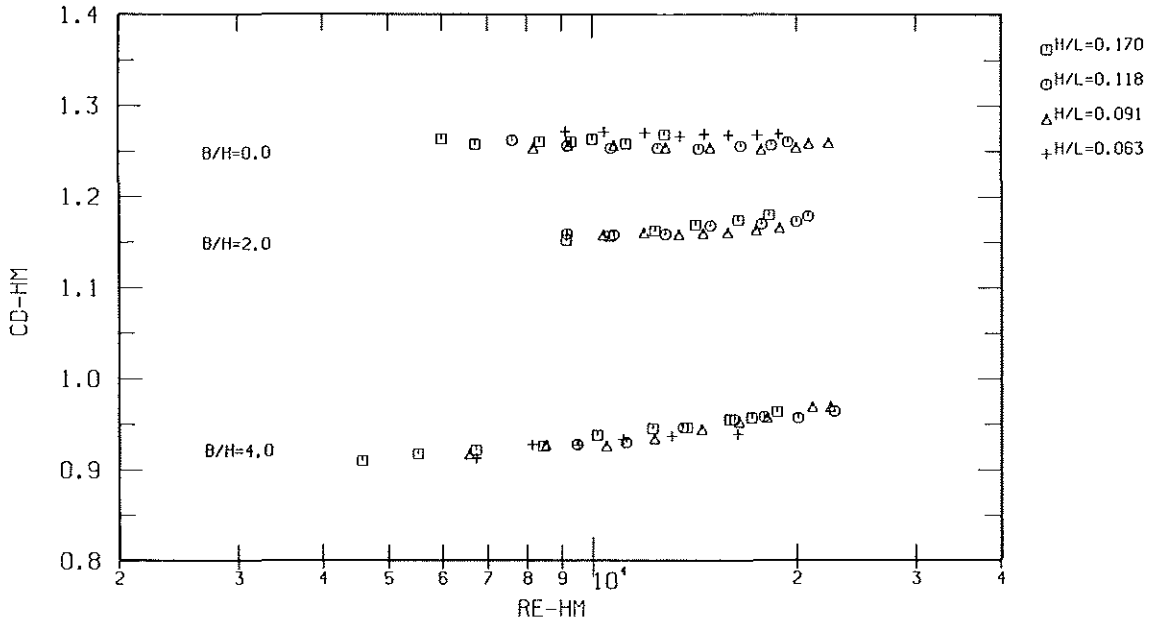


Abb. 2.16: Reduzierter Widerstandskoeffizient C_{Dhm} auf unendlich große Kanalhöhe L

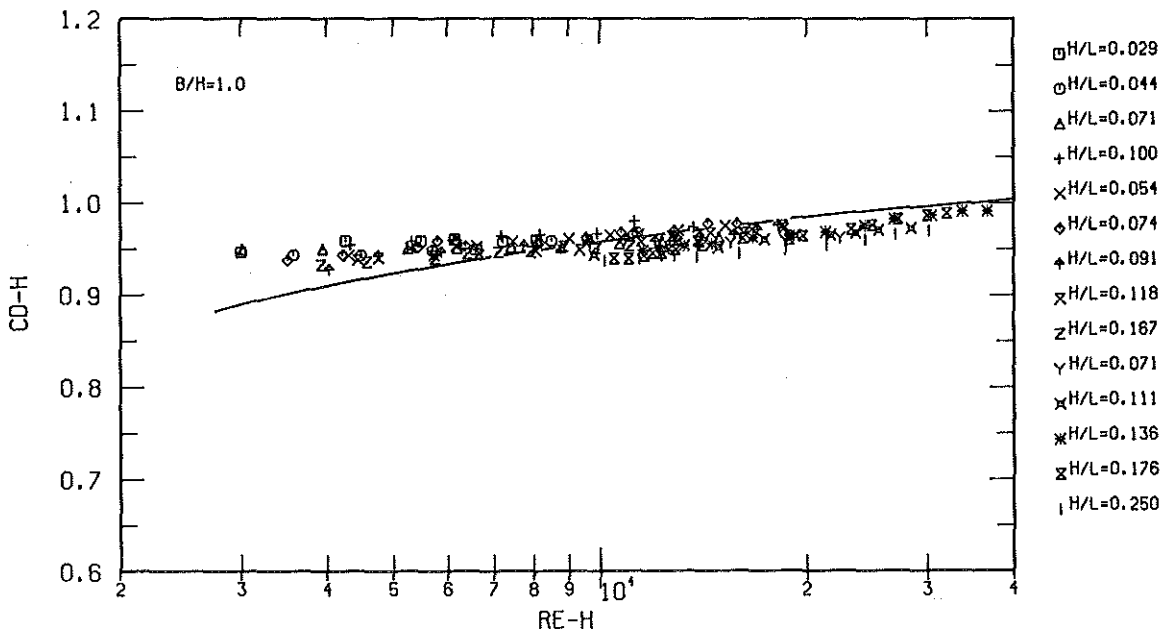
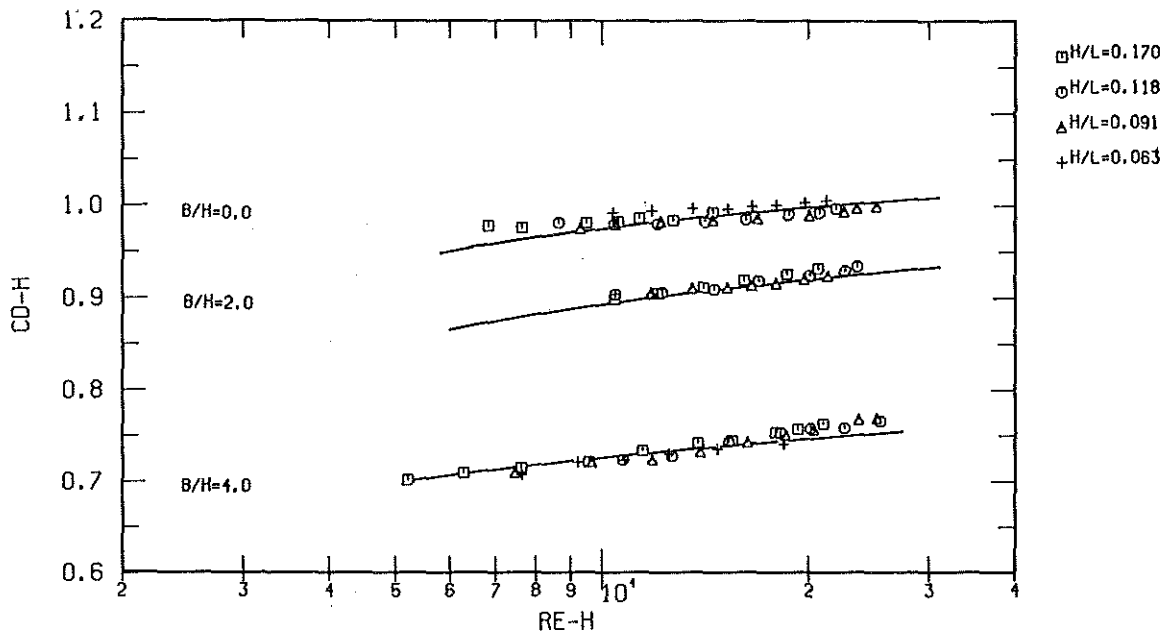


Abb. 2.17: Reduzierter Widerstandskoeffizient C_{Dh} auf unendlich große Kanalhöhe L , — Rechnung nach Gl. (2-23) und (A1-A9)

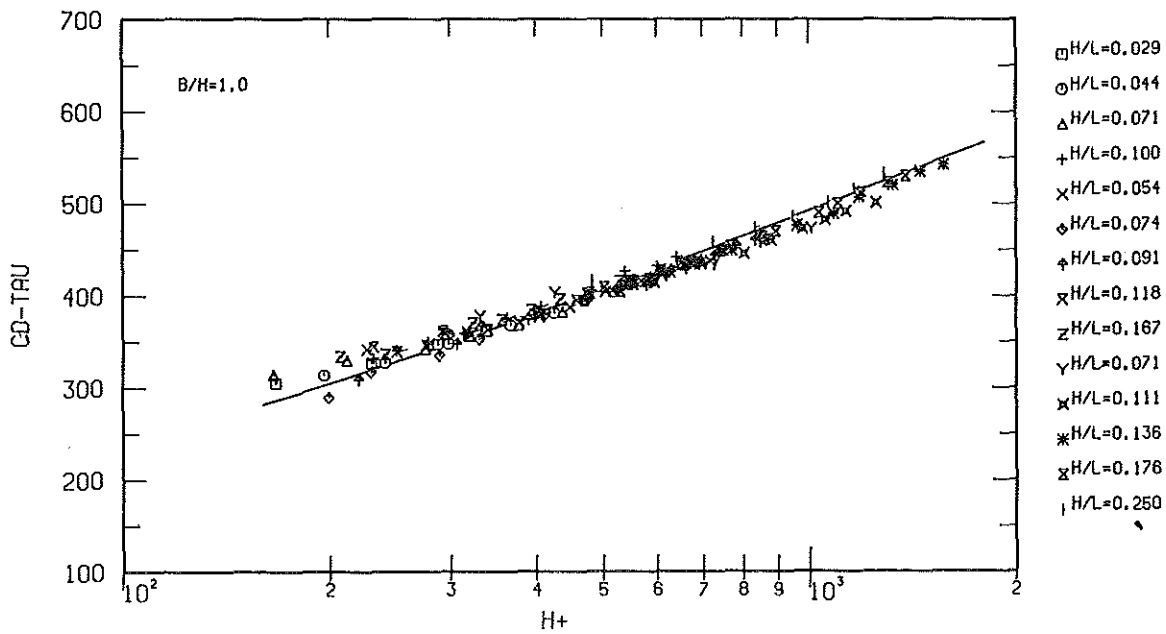
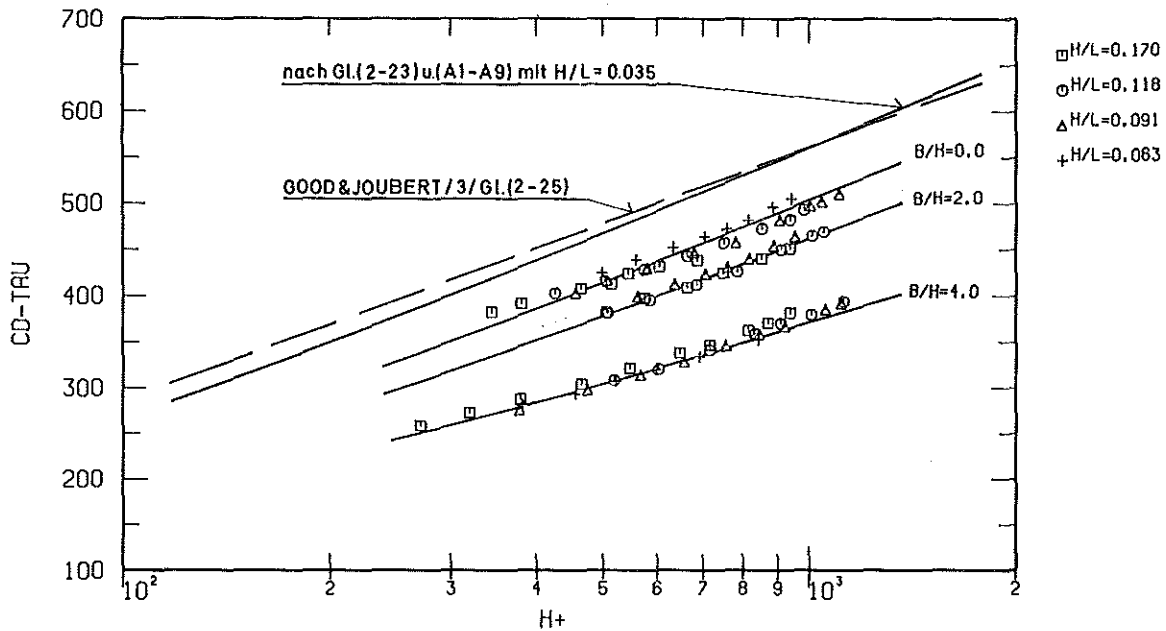


Abb. 2.18: Reduzierter Widerstandskoeffizient $C_{D\tau}$ auf unendlich große Kanalhöhe L , — Rechnung nach Gl.(2-23) und (A1-A9)

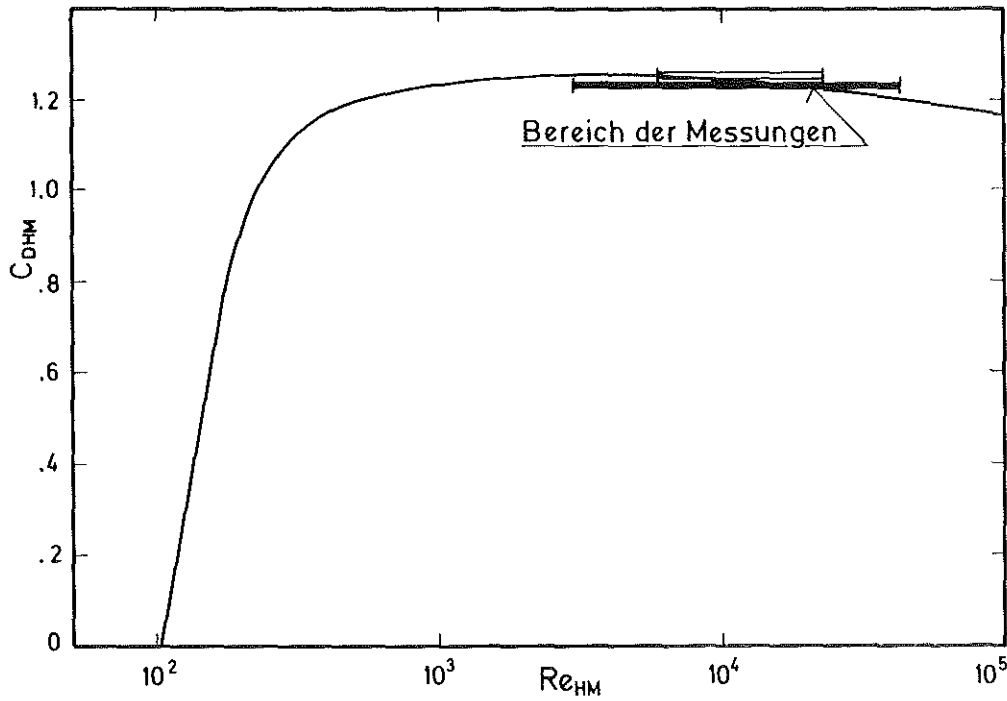


Abb. 2.19: Widerstandskoeffizient C_{DHM} bei Vorgabe von Gl. (2-25)

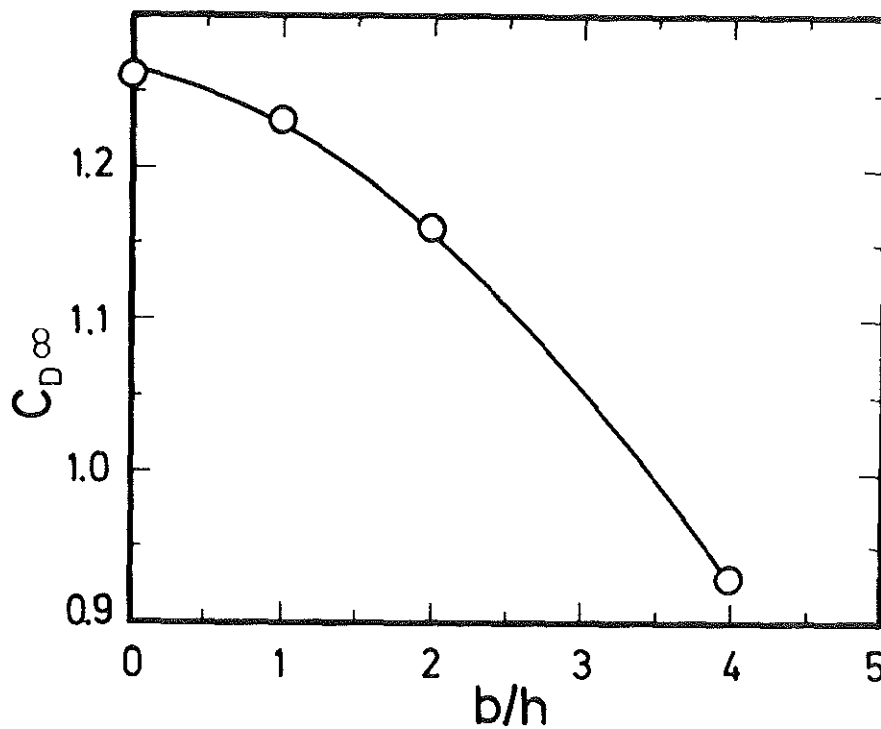


Abb. 2.20: Reduzierter Widerstandskoeffizient als Funktion des Breiten-zu-Höhenverhältnisses

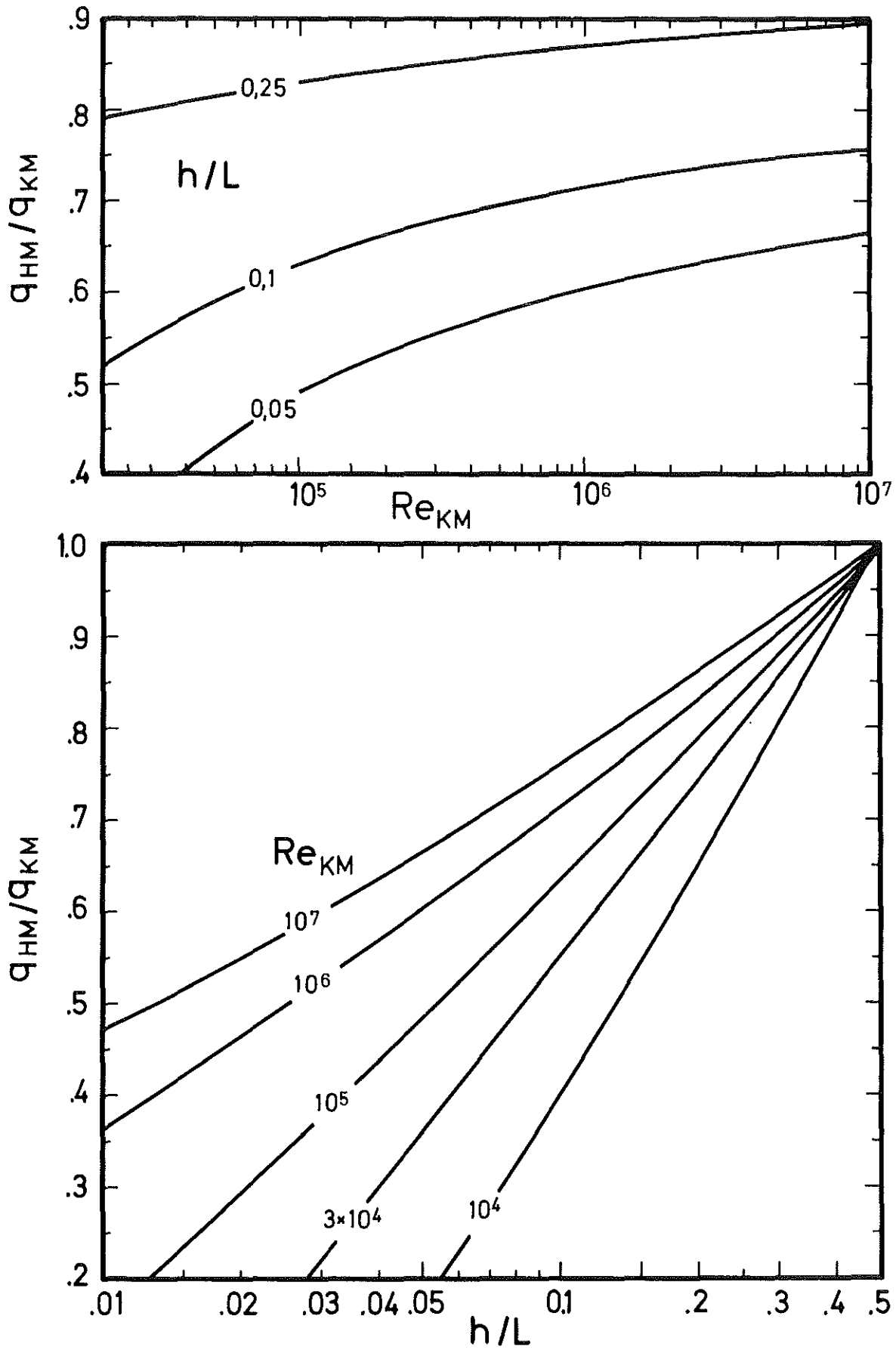


Abb. 2.21: Staudruckverhältnis als Funktion des Verhältnisses von Rippenhöhe zu Kanaltiefe und der Kanal-Reynoldszahl

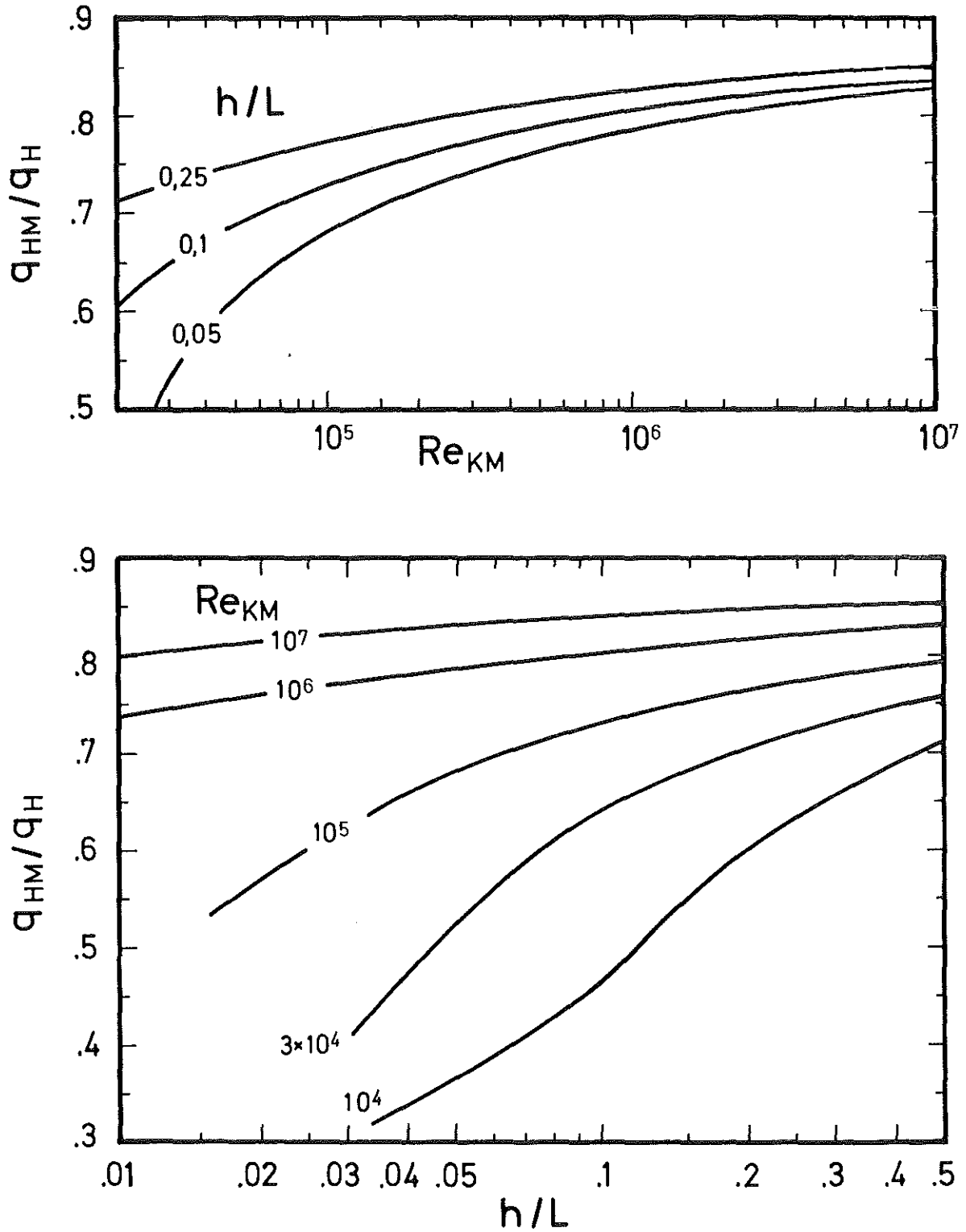


Abb. 2.22: Staudruckverhältnis als Funktion des Verhältnisses von Rippenhöhe zu Kanaltiefe und der Kanal-Reynoldszahl

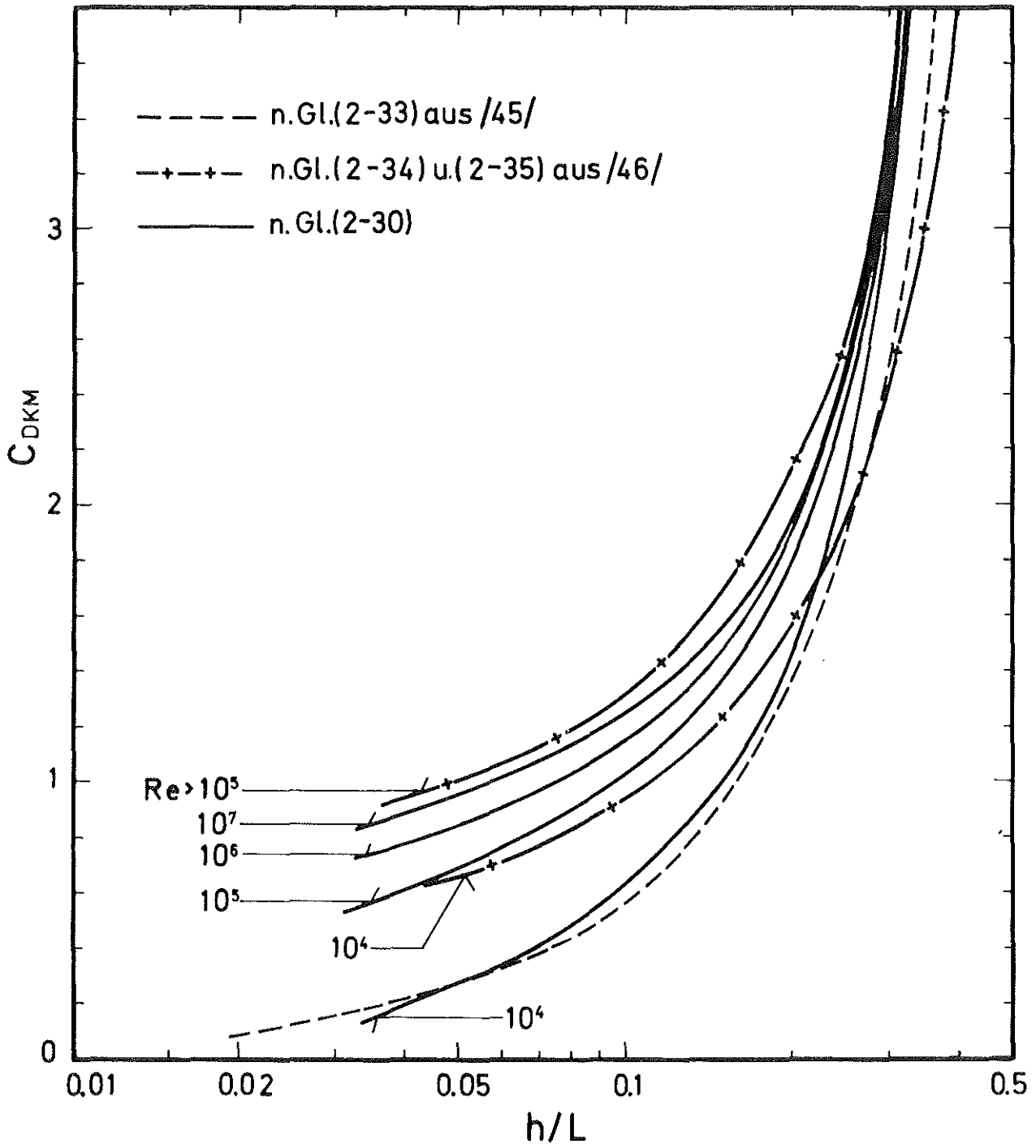


Abb. 2.23: Widerstandskoeffizient C_{DKM} im Vergleich mit Werten, berechnet aus Druckverlustkoeffizienten

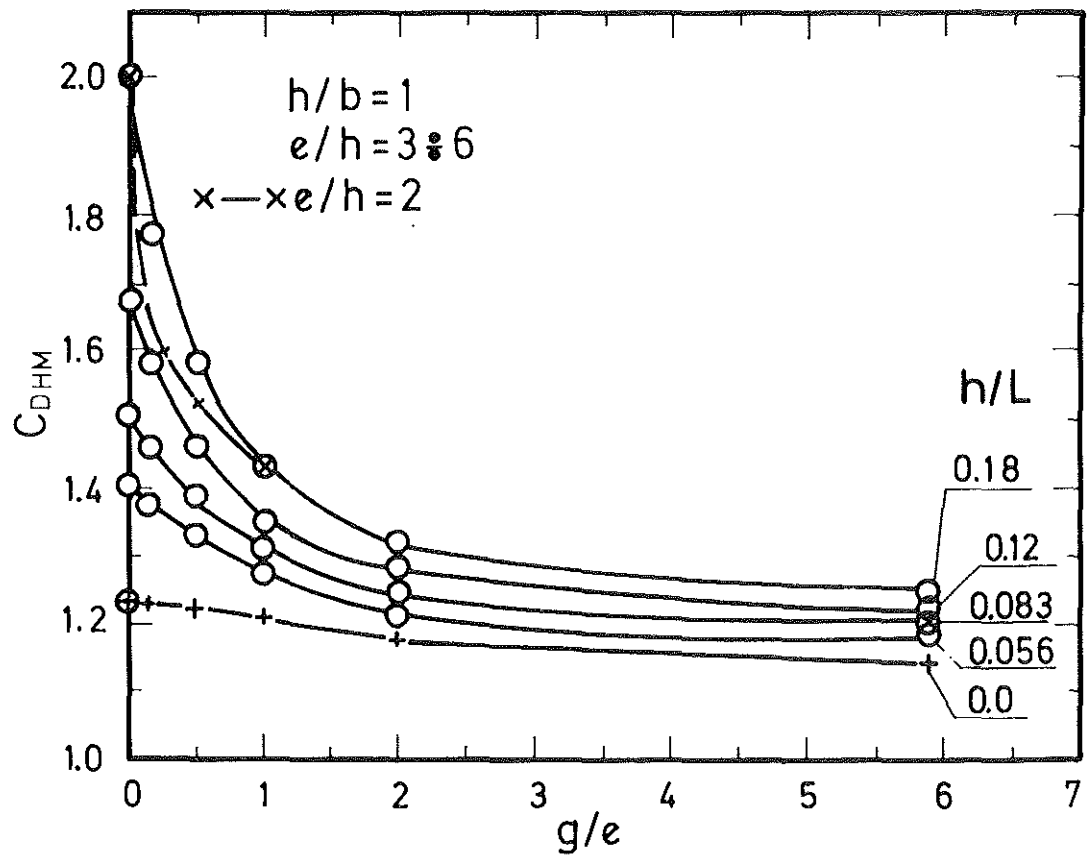
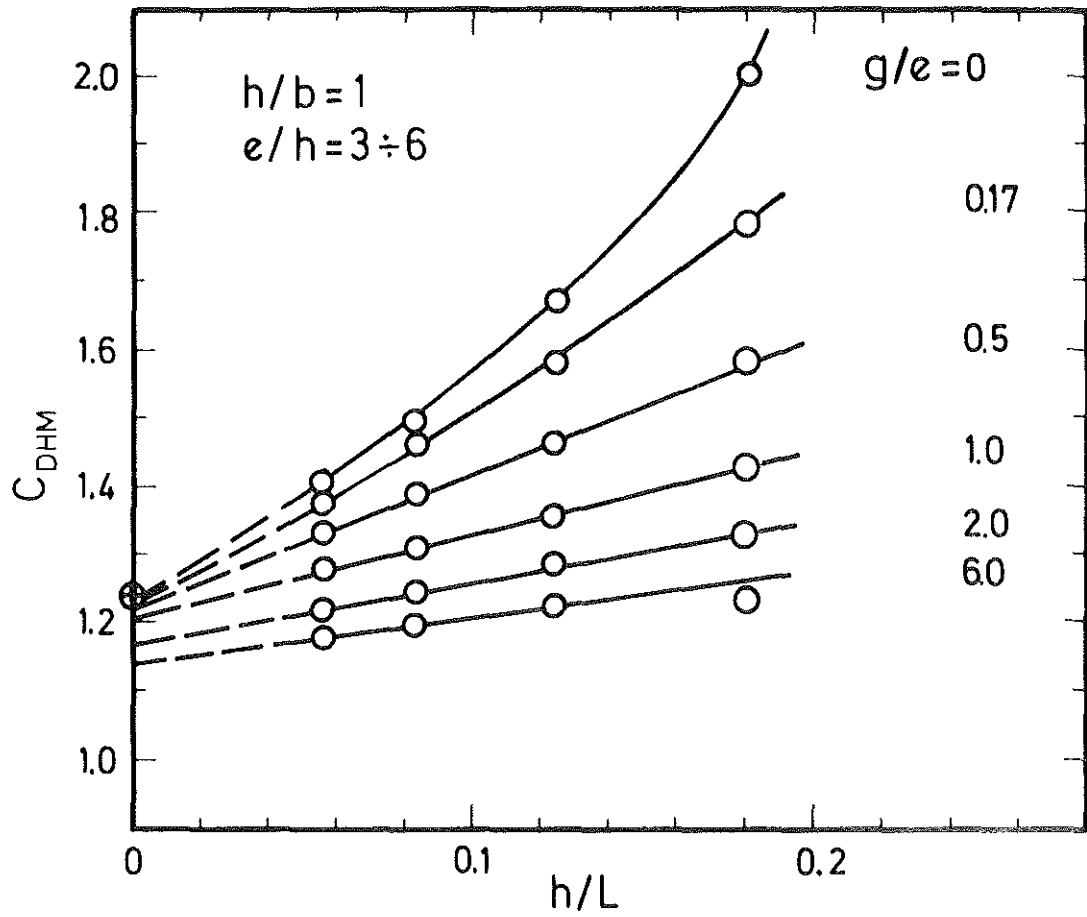


Abb. 2.24: Widerstandskoeffizient $C_{D_{HM}}$ dreidimensionaler Rechteckrippen

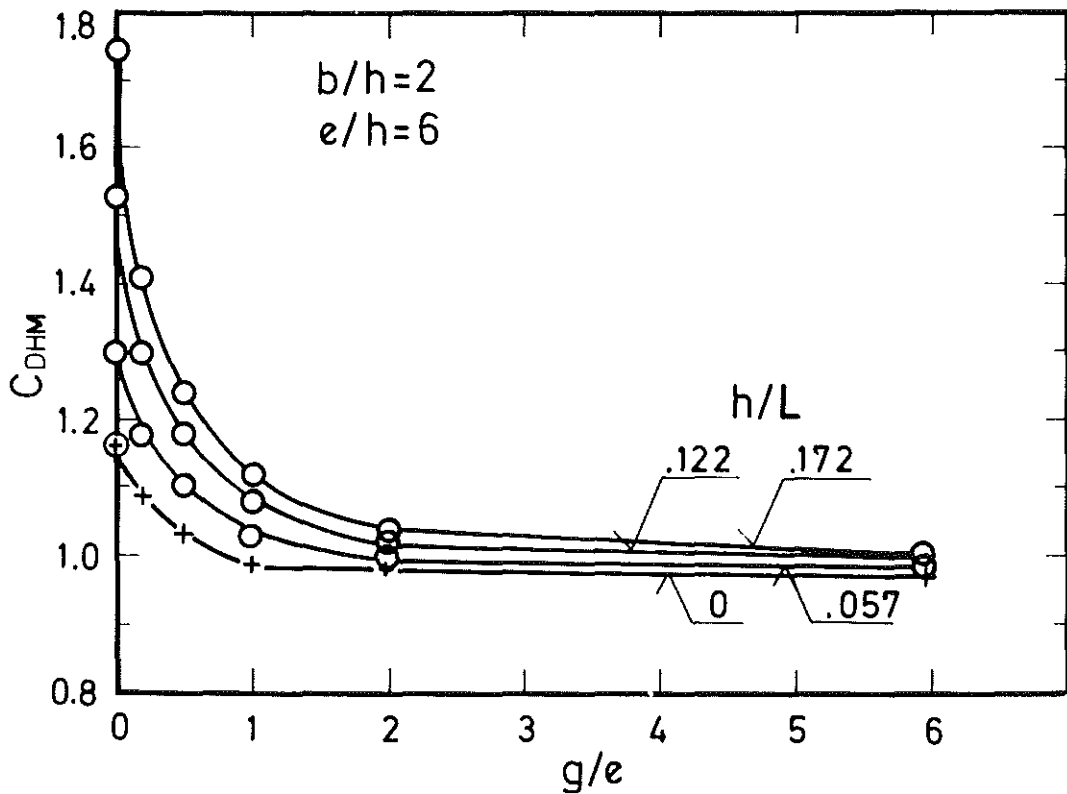
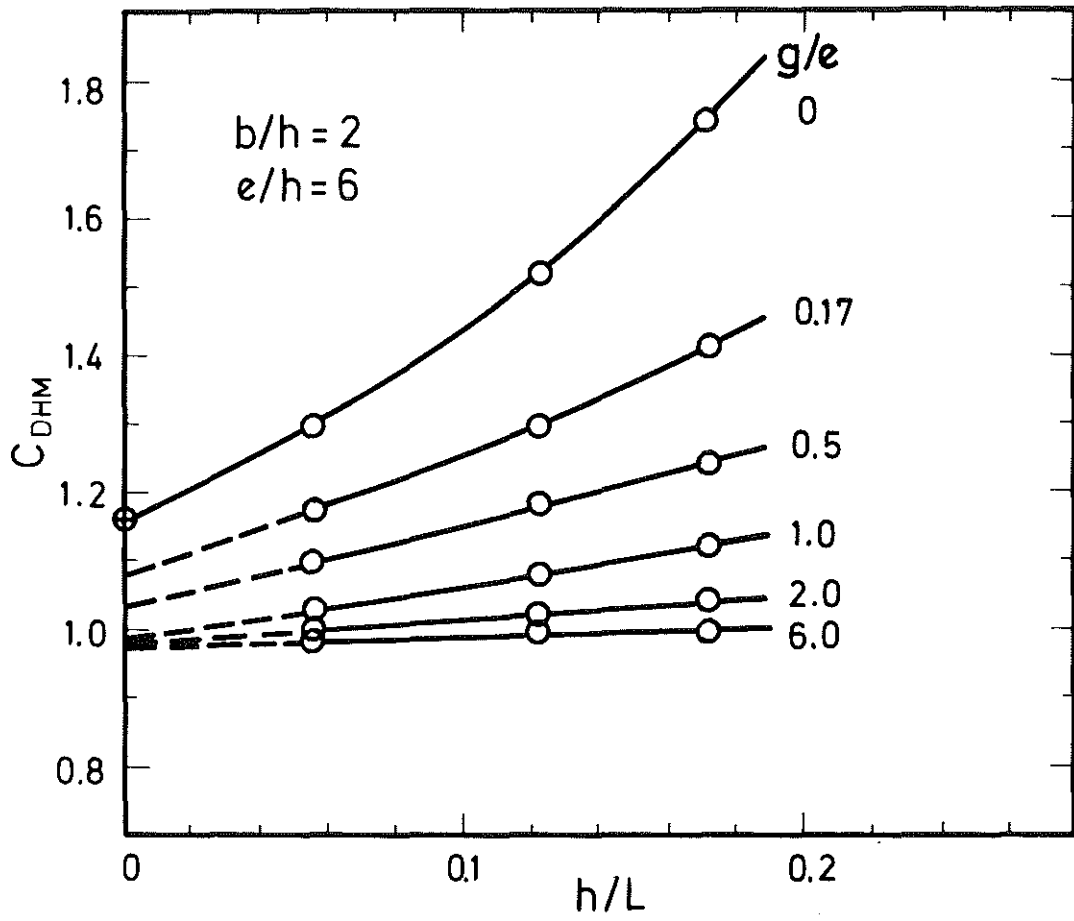


Abb. 2.25: Widerstandskoeffizient C_{Dhm} dreidimensionaler Rechteckrippen

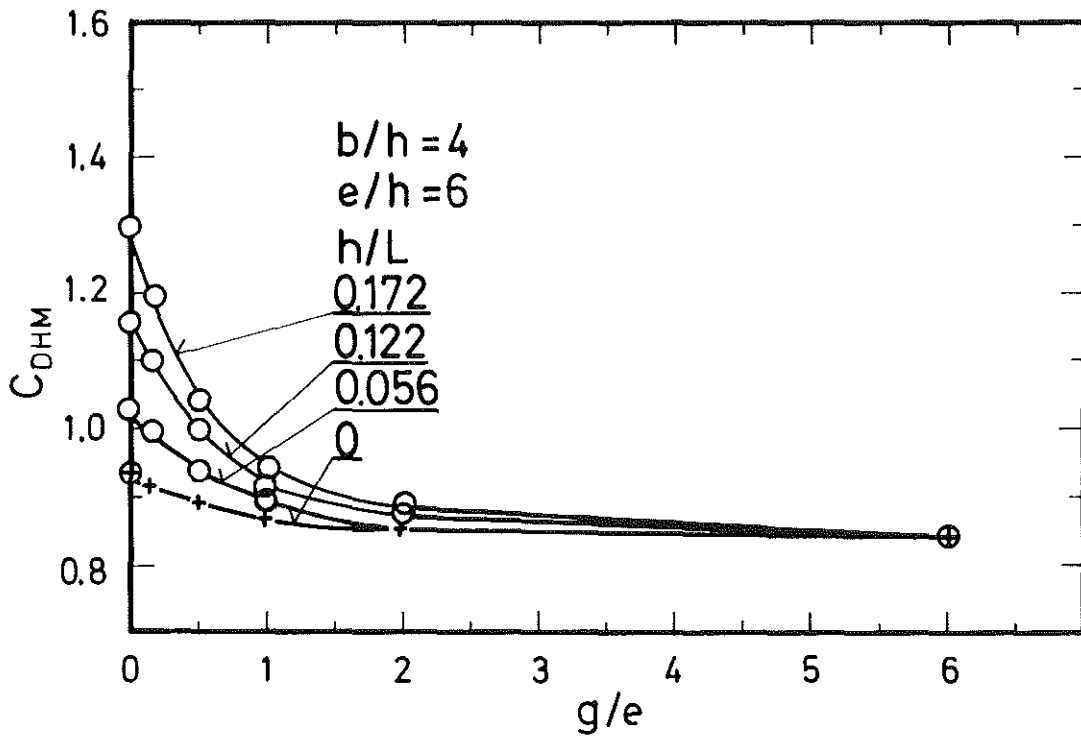
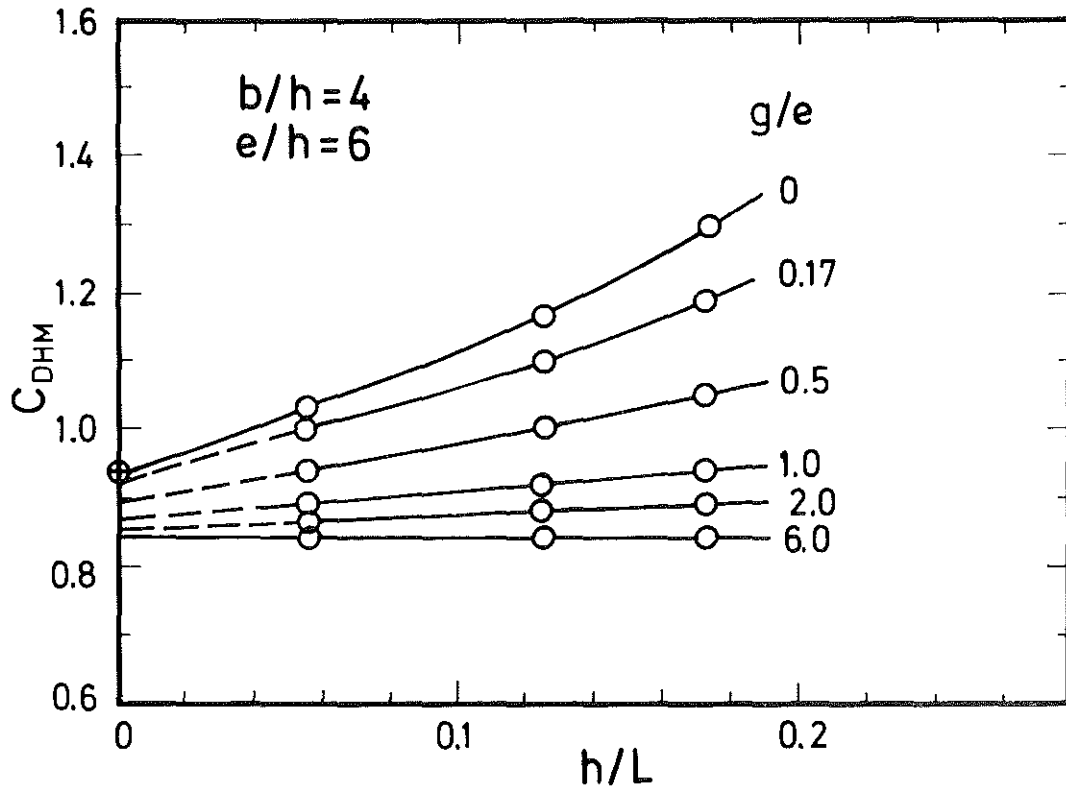


Abb. 2.26: Widerstandskoeffizient C_{Dhm} dreidimensionaler Rechteckrippen

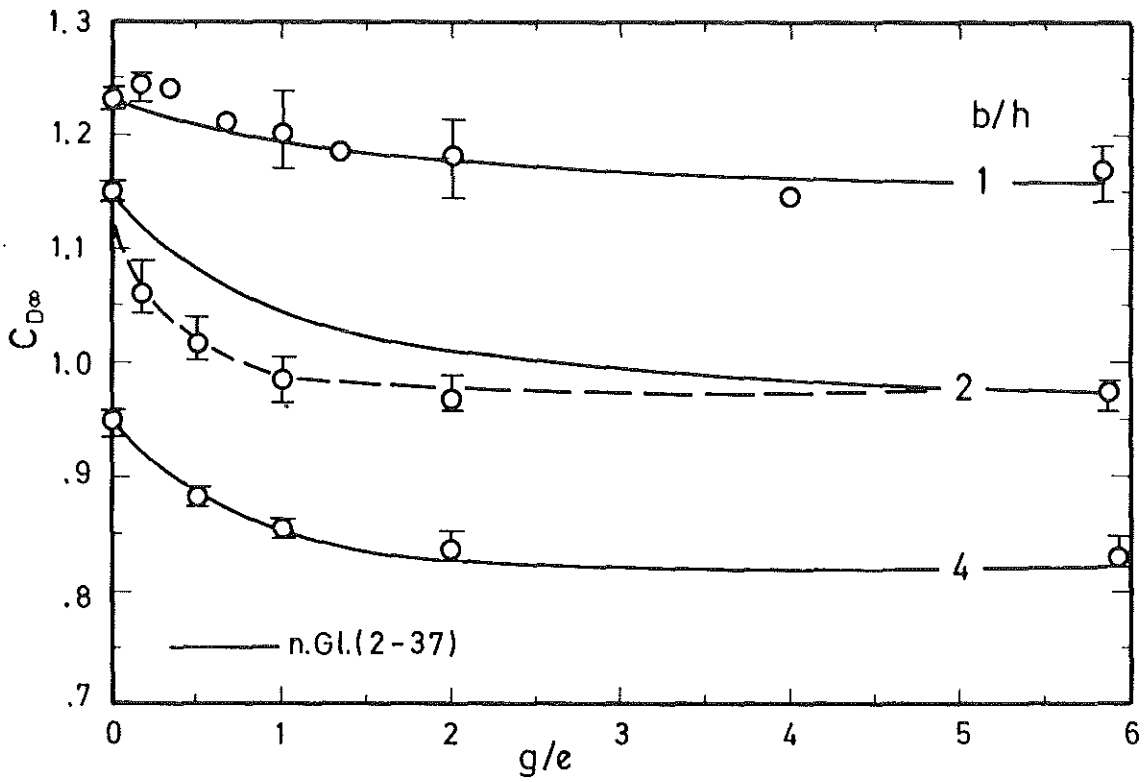


Abb. 2.27: Widerstandskoeffizient dreidimensionaler Rechteckrippen reduziert mit Gl.(2-36)

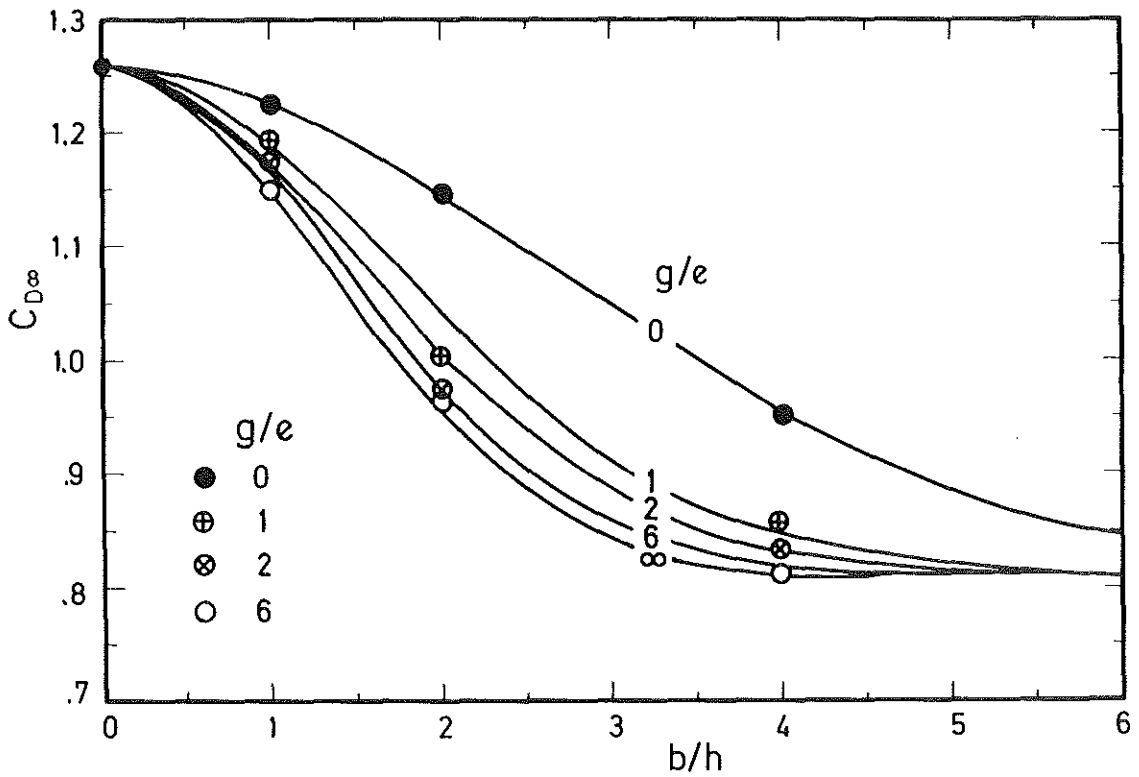


Abb. 2.28: Widerstandskoeffizient 2- und 3-dimensionaler Rechteckrippen nach Gl.(2-37) bei $h/L=0$.

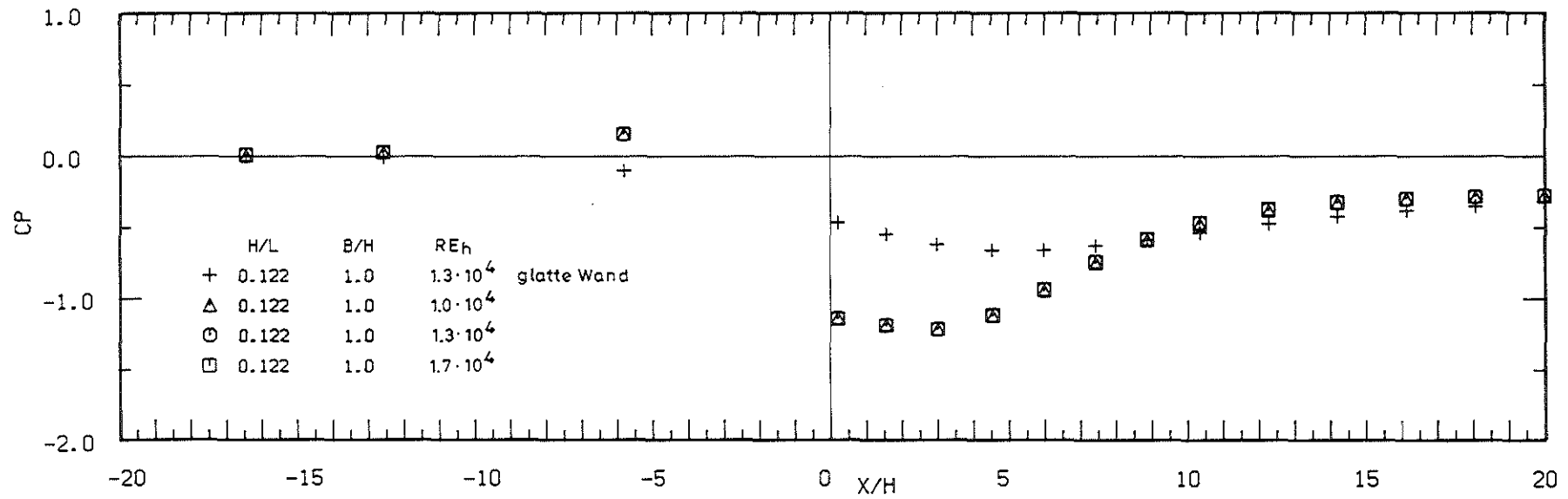
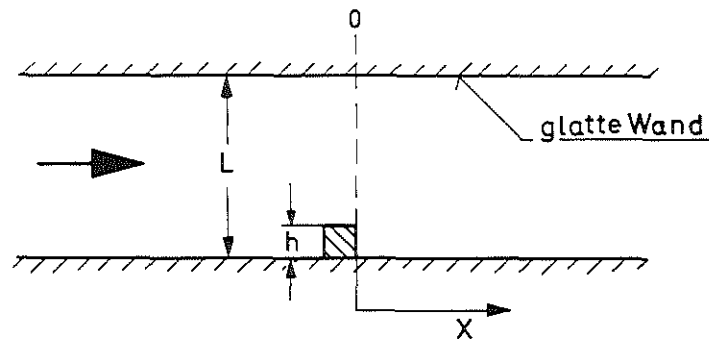


Abb. 2.29: Der Druckkoeffizient an 2-dimensionalen quadratischen Rippen (Parameter Re_h)

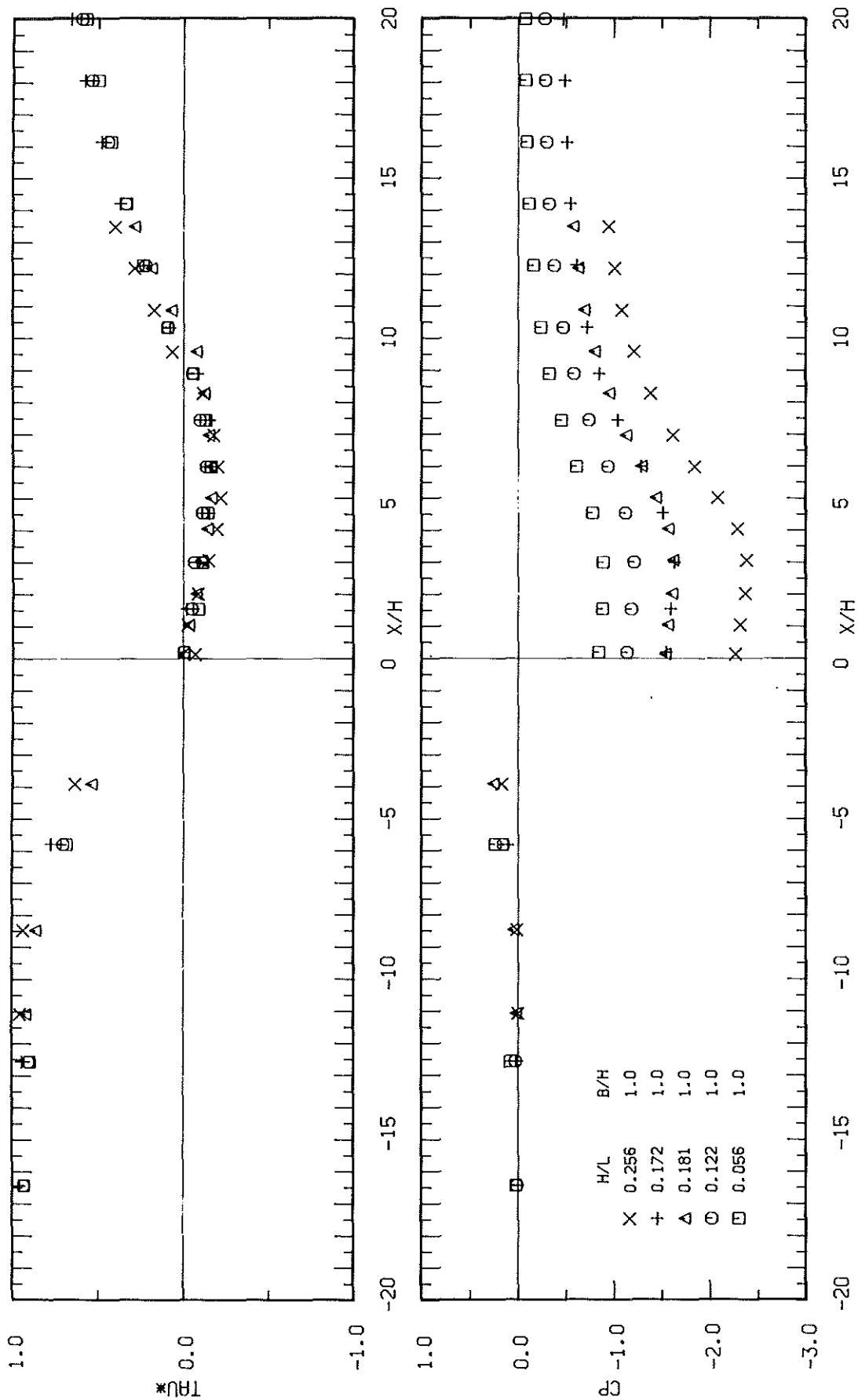


Abb. 2.30: Schubspannung und Druckkoeffizient an 2-dimensionalen quadratischen Rippen
 (Parameter: h/L)

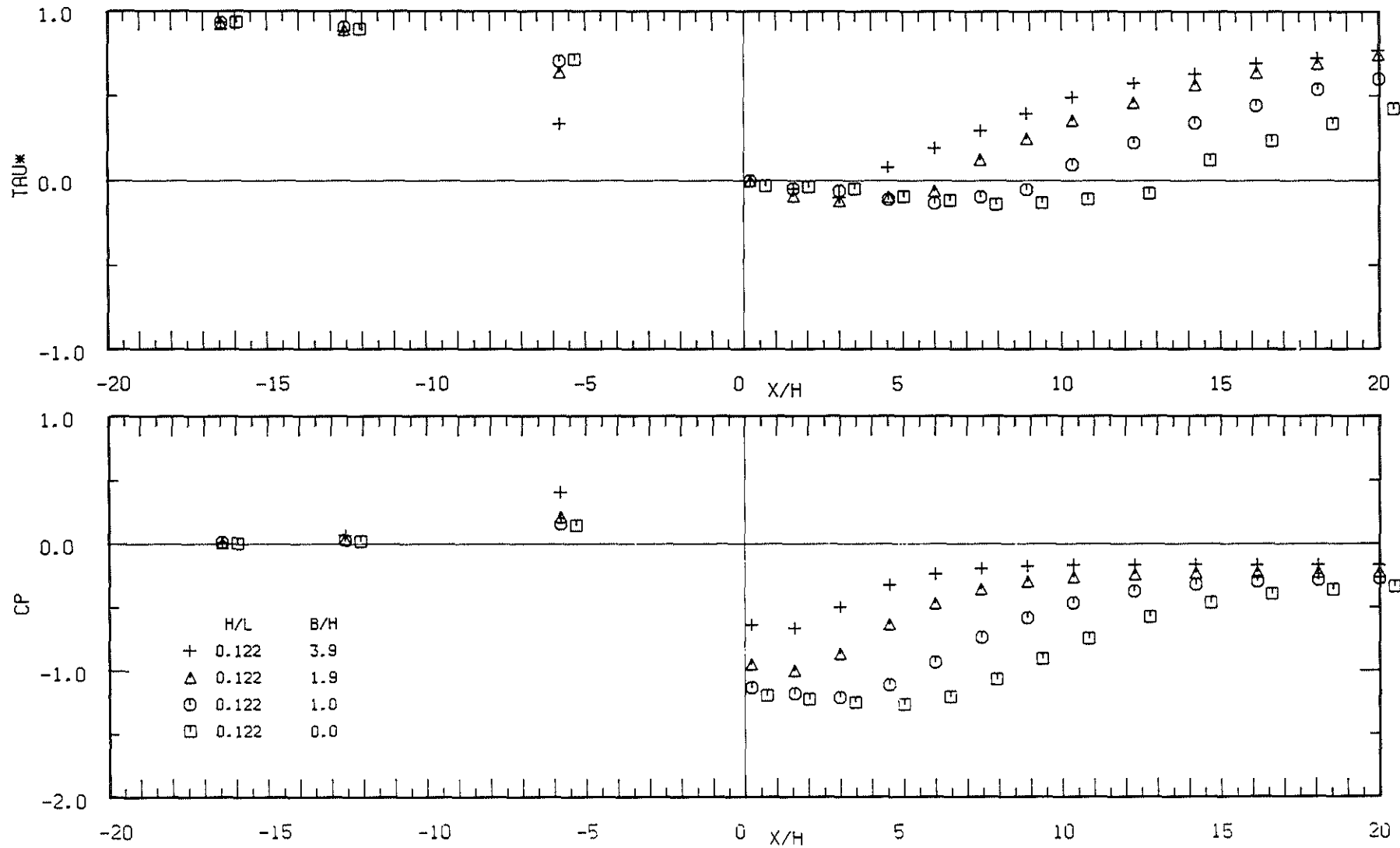


Abb. 2.31: Schubspannung und Druckkoeffizient an 2-dimensionalen Rechteckrippen
(Parameter: b/h)

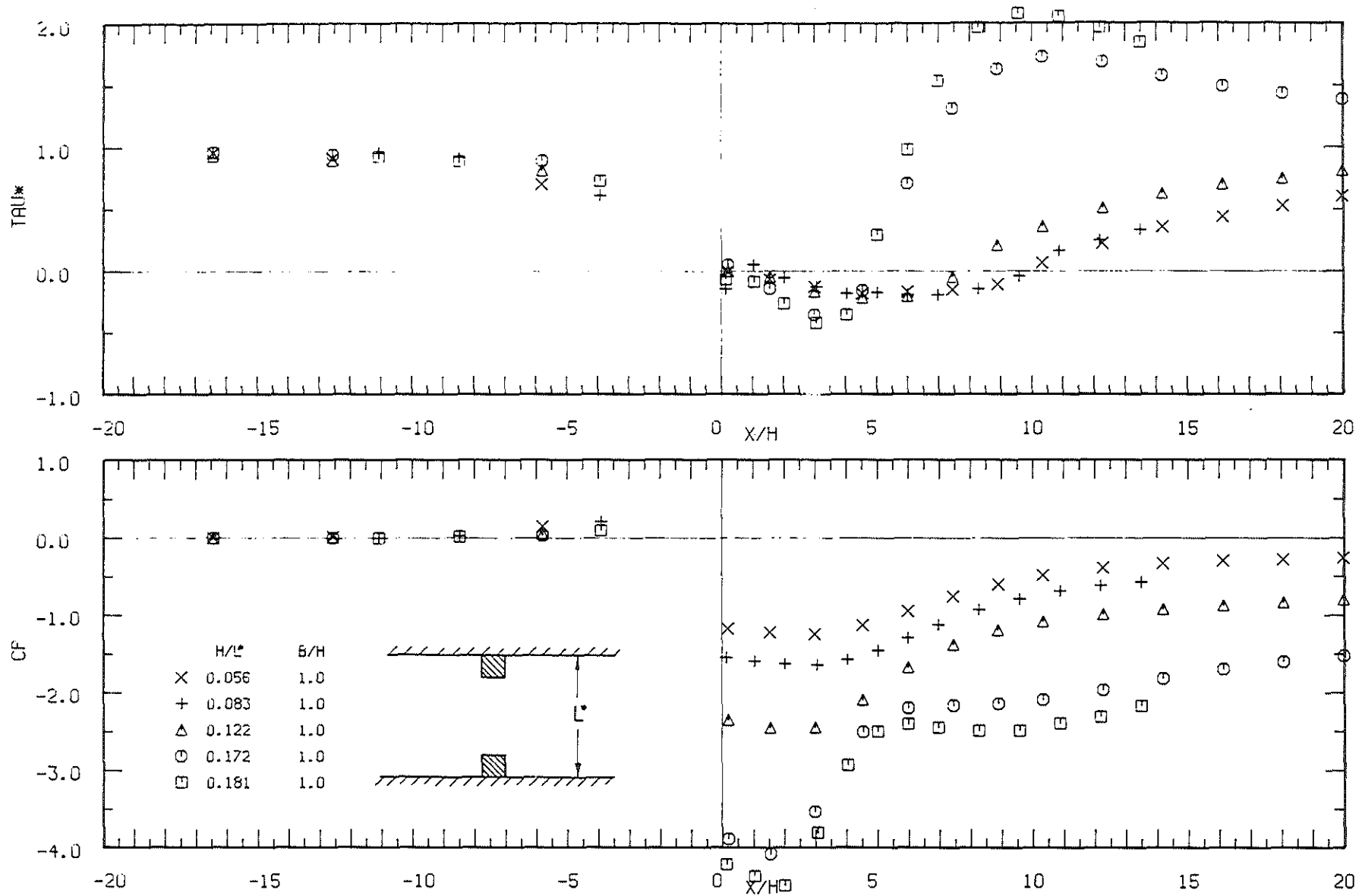


Abb. 2.32: Schubspannung und Druckkoeffizient an sich gegenüberstehenden quadratischen Rippen

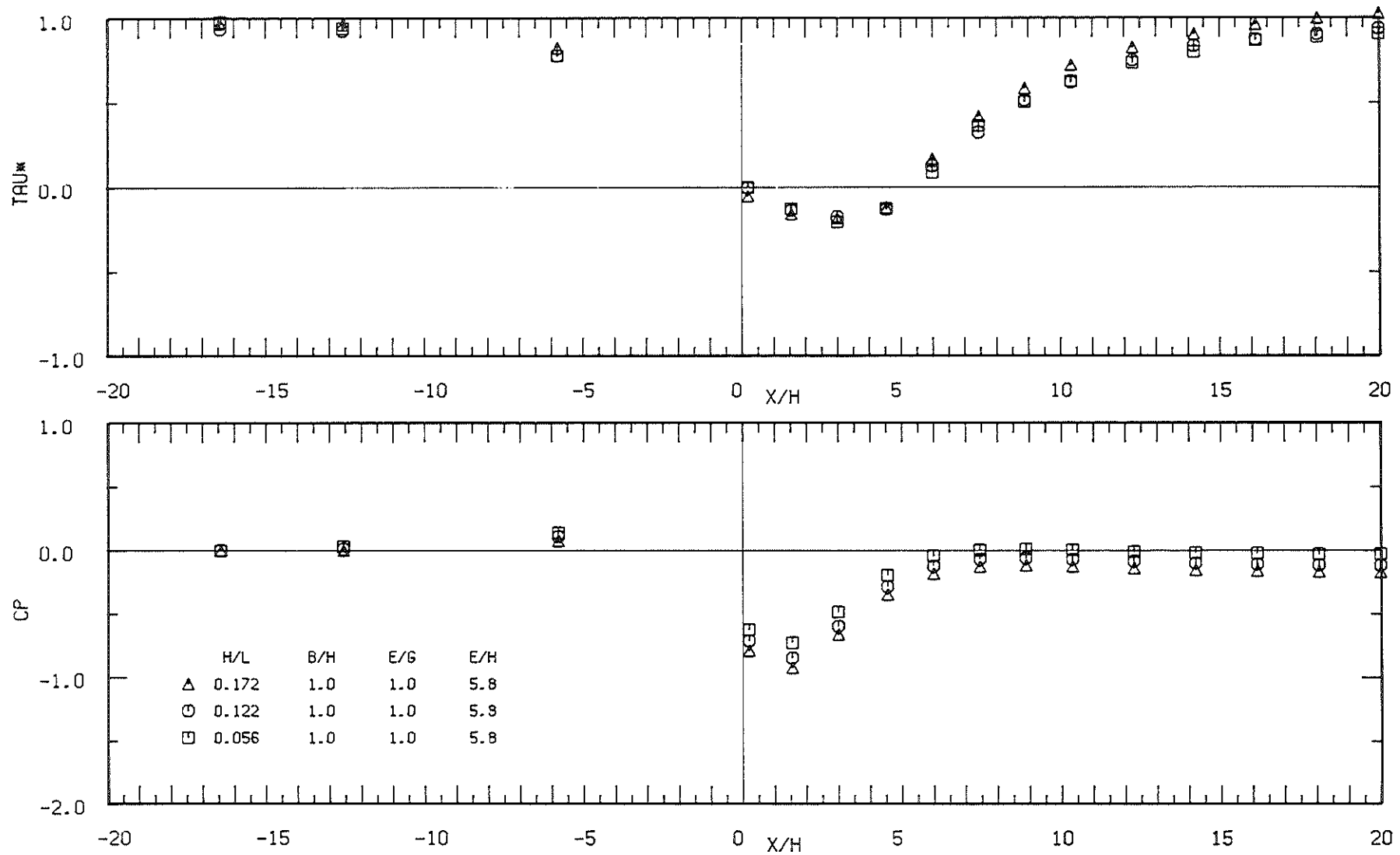


Abb. 2.33: Schubspannung und Druckkoeffizient an 3-dimensionalen quadratischen Rippen
(Parameter: h/L)

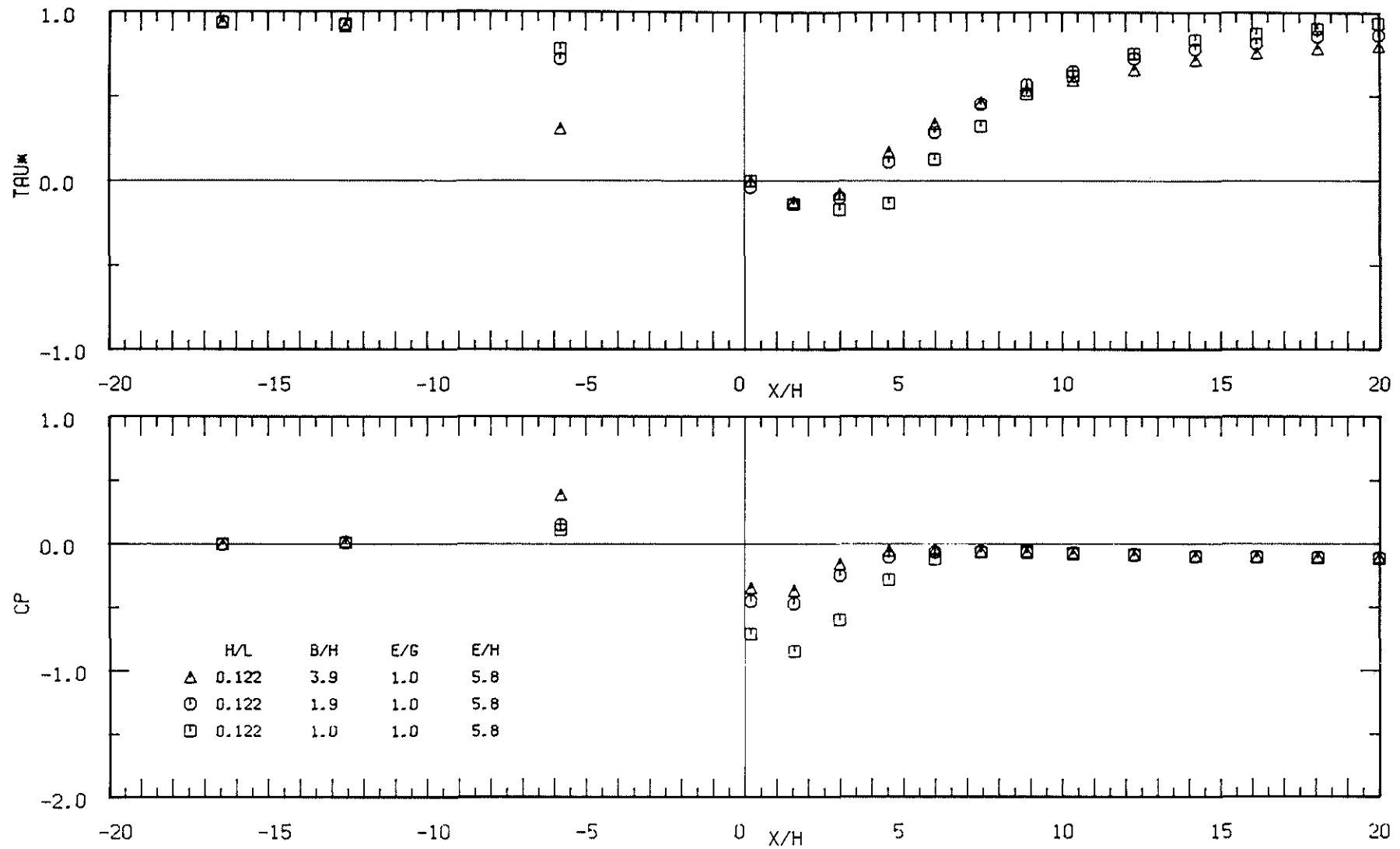


Abb. 2.34: Schubspannung und Druckkoeffizient an 3-dimensionalen Rechteckrippen
(Parameter: b/h)

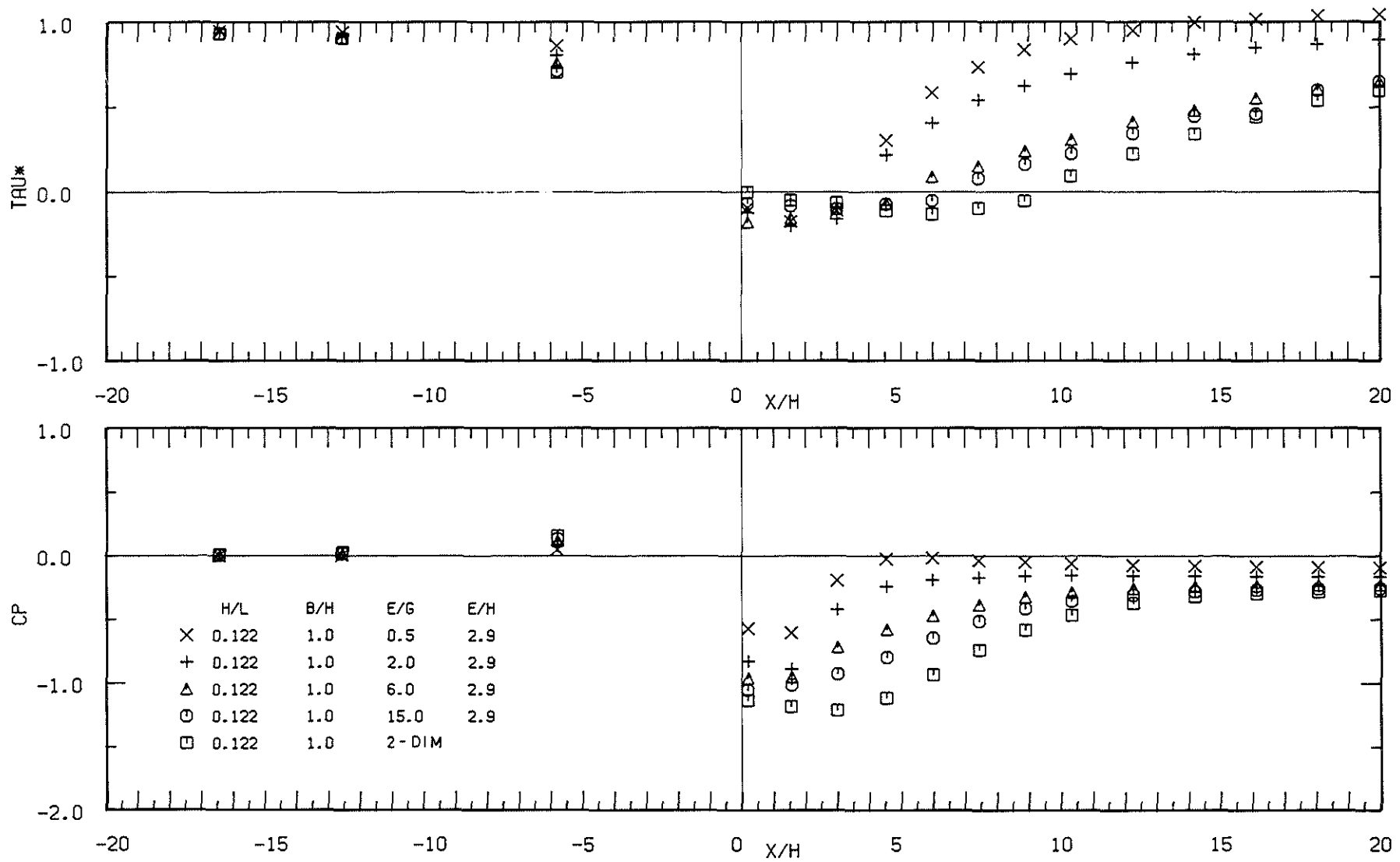


Abb. 2.35: Schubspannung und Druckkoeffizient an 3-dimensionalen Rechteckrippen
(Parameter: e/g)

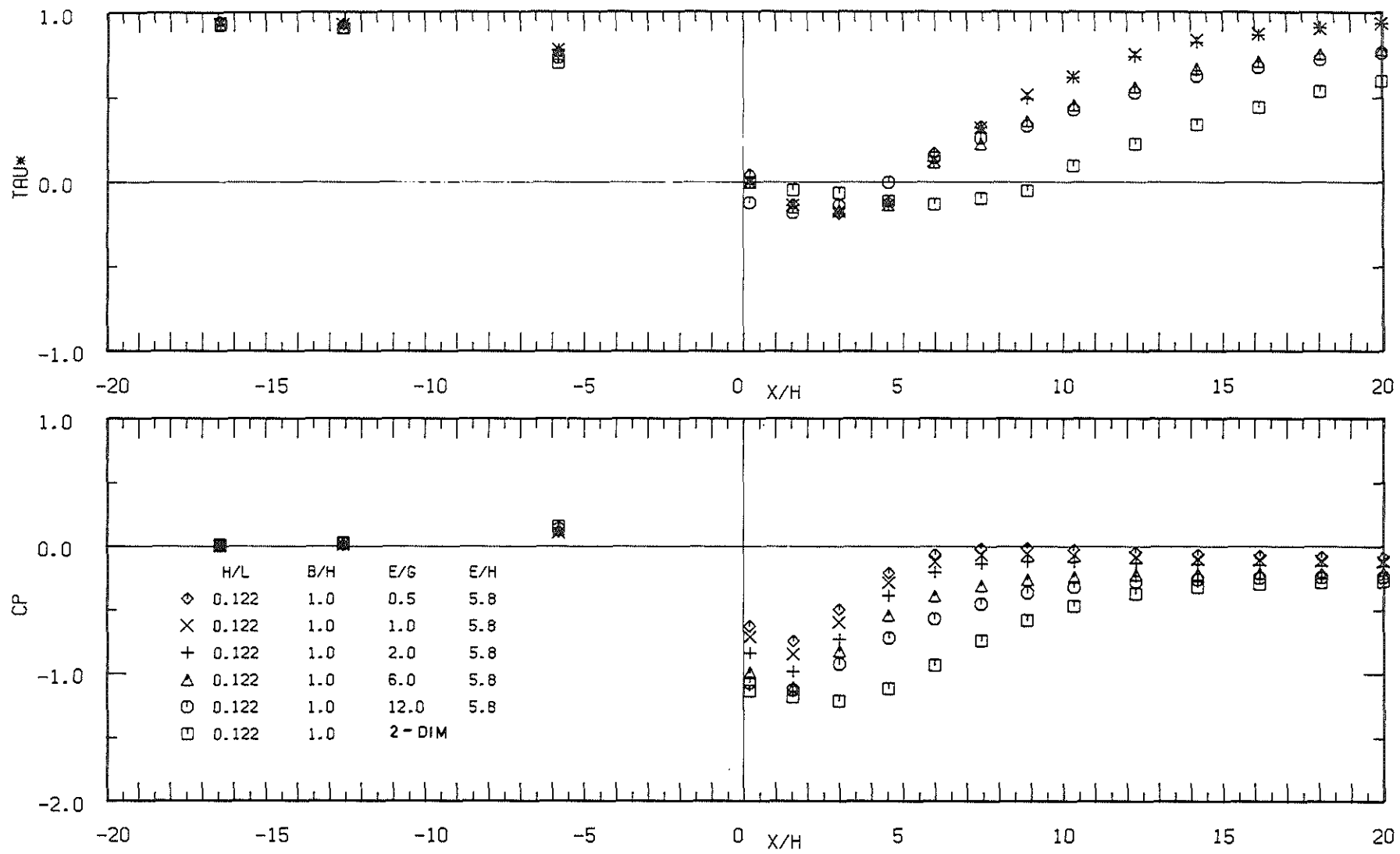


Abb. 2.36: Schubspannung und Druckkoeffizient an 3-dimensionalen Rechteckrippen
(Parameter: e/g)

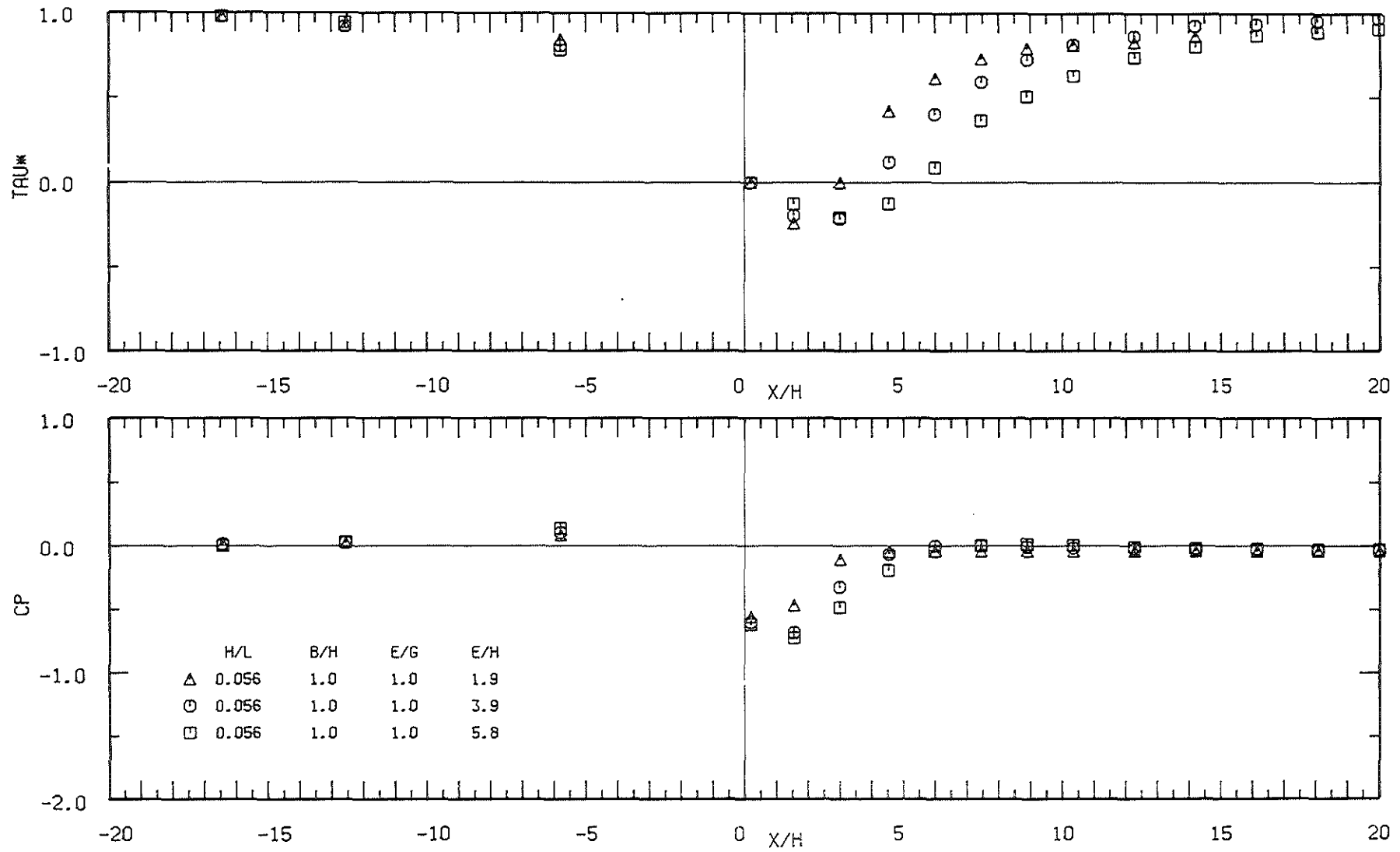


Abb. 2.37: Schubspannung und Druckkoeffizient an 3-dimensionalen Rechteckrippen
(Parameter: e/h)

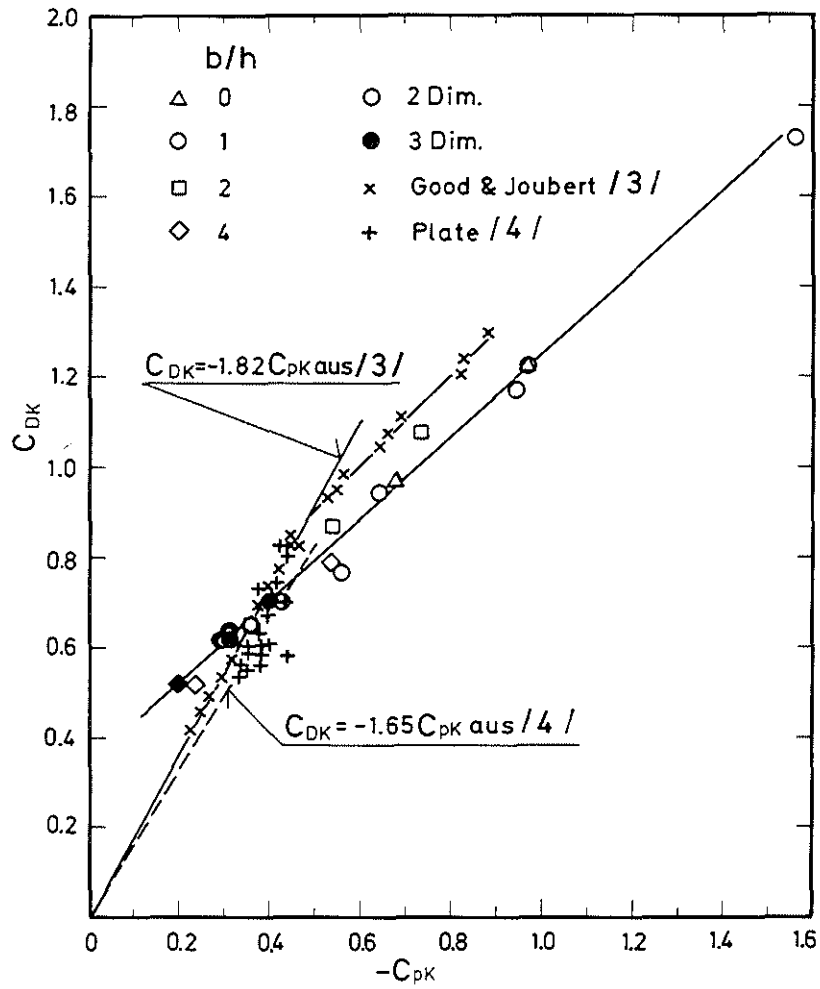


Abb. 2.38: Der Widerstandskoeffizient C_{DK} als Funktion des Druckkoeffizienten C_{pK}

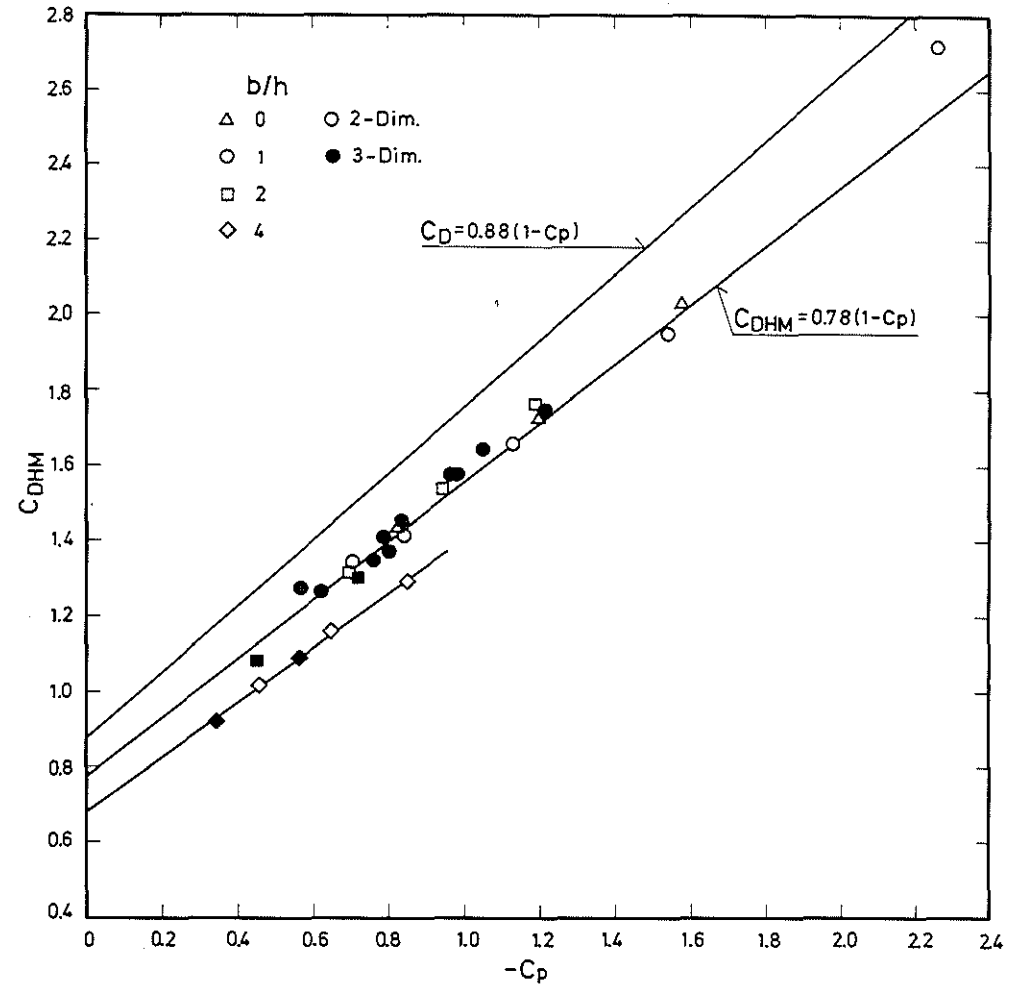


Abb. 2.39: Der Widerstandskoeffizient C_{DHm} als Funktion des Druckkoeffizienten C_p

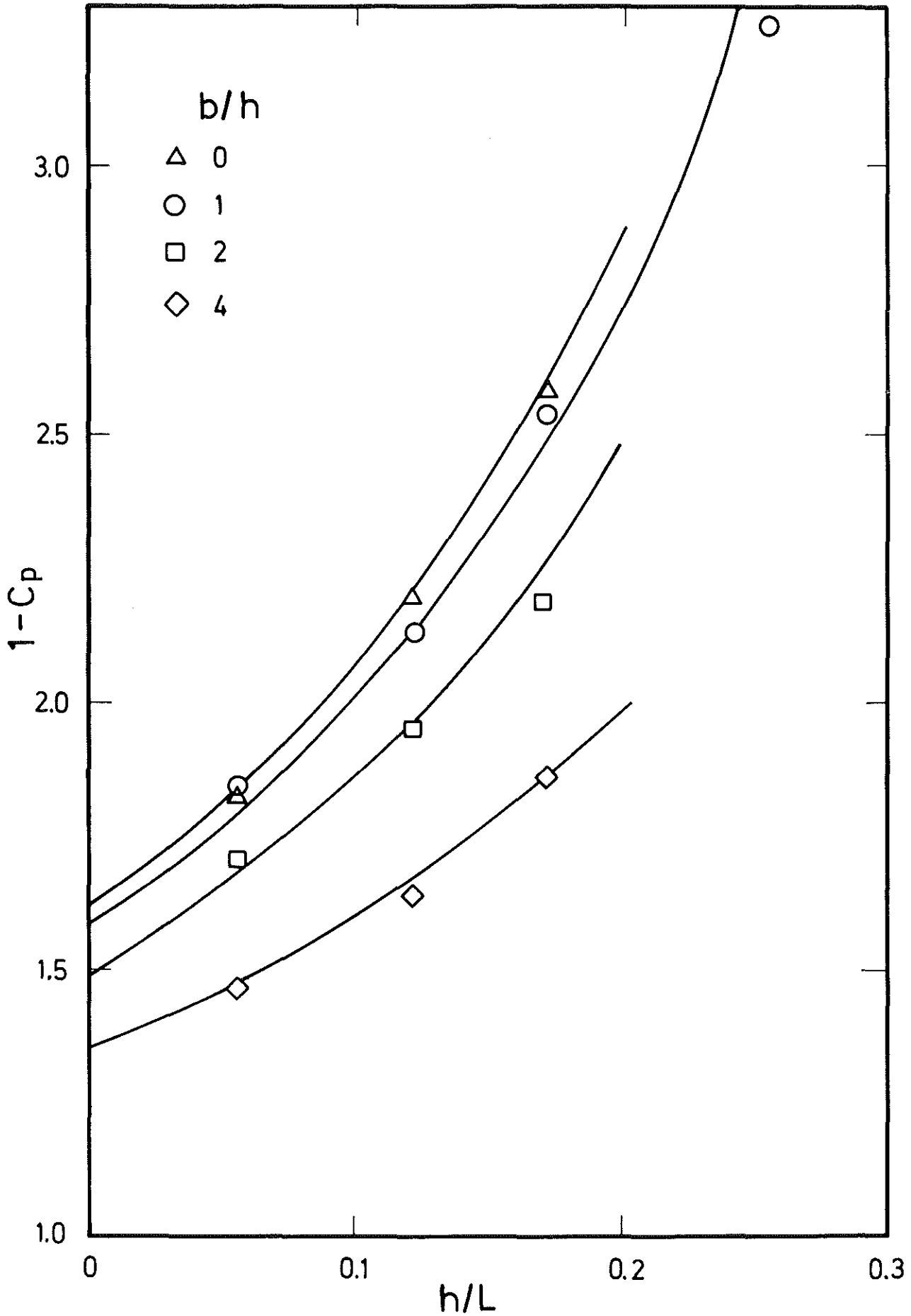


Abb. 2.40: Der Druckkoeffizient als Funktion von h/L (—nach Gl.(2-49))

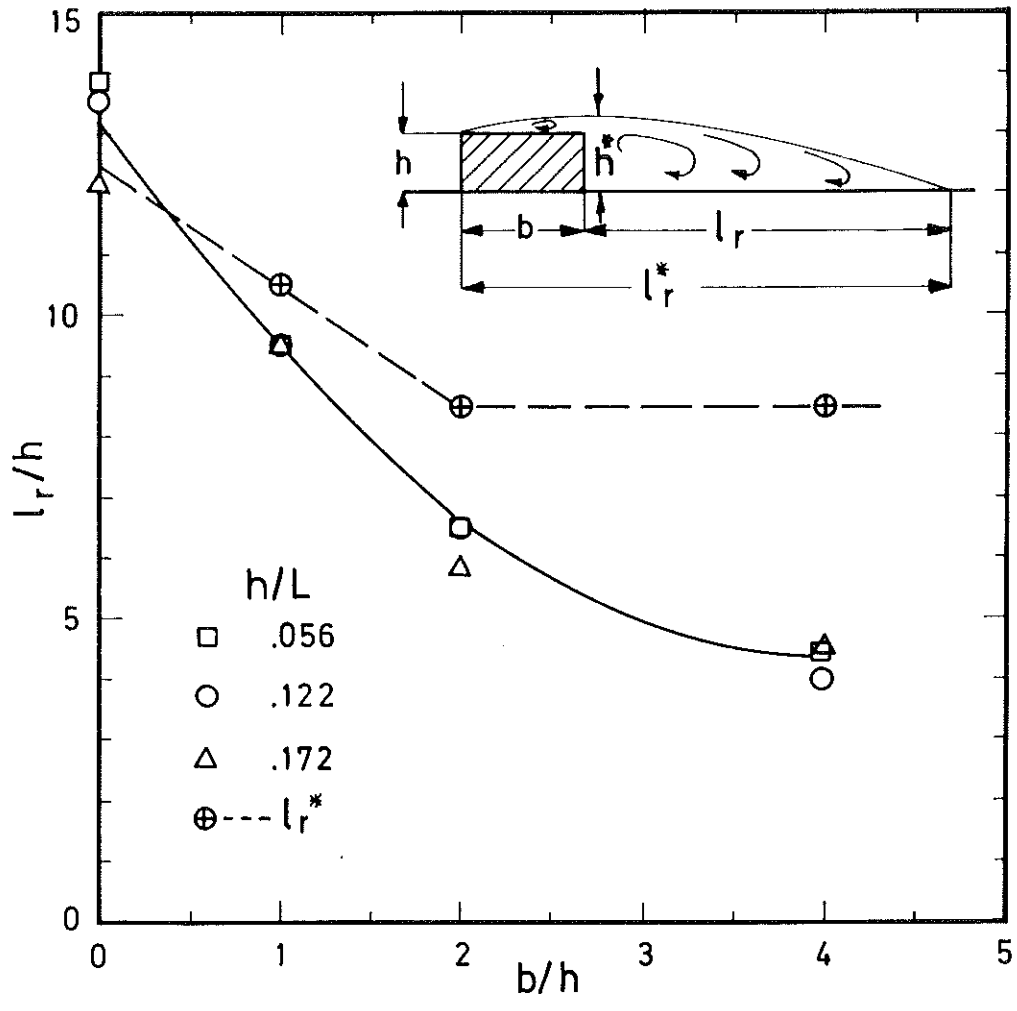


Abb. 2.41: Die Länge der Wirbelzone hinter 2-dimensionalen Rippen

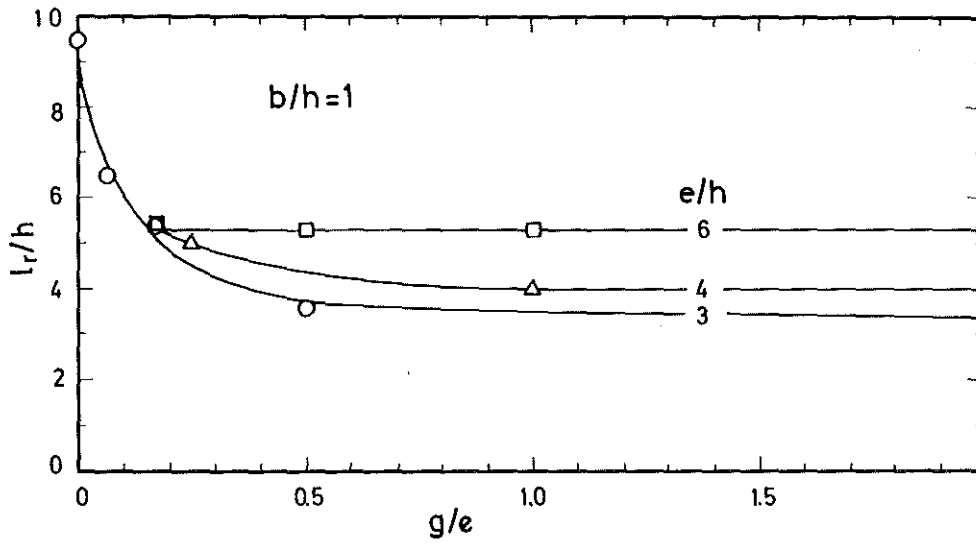


Abb. 2.42: Die Länge der Wirbelzone hinter 3-dimensionalen Rippen als Funktion von g/e und e/h

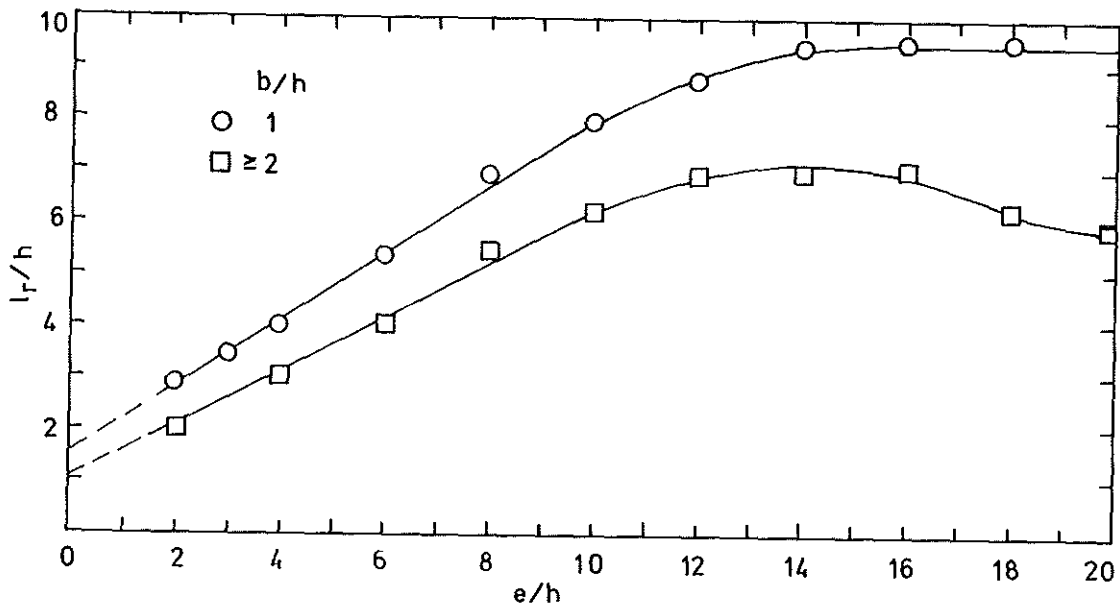


Abb.2.43: Die Länge der Wirbelzone hinter 3-dimensionalen Rippen als Funktion von e/h und b/h für große g/e Verhältnisse.



a. $b/h=1$

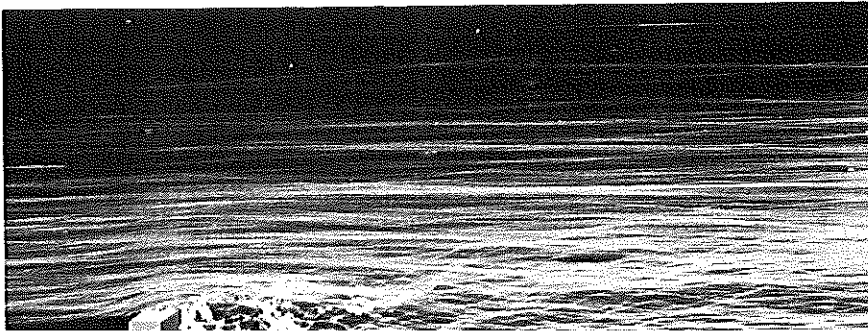


b. $b/h=2$

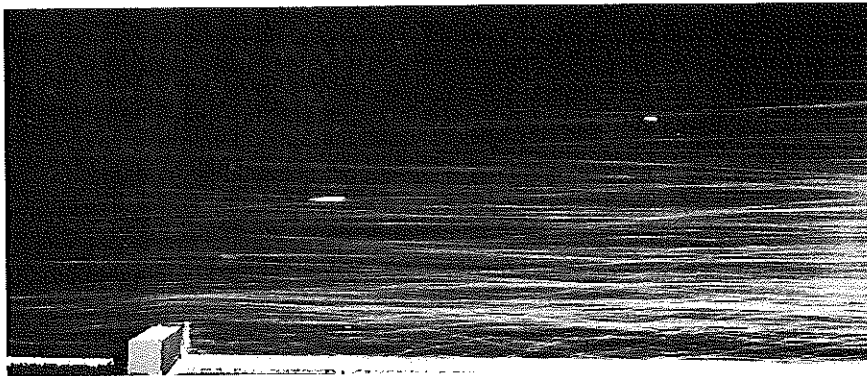


c. $b/h=4$

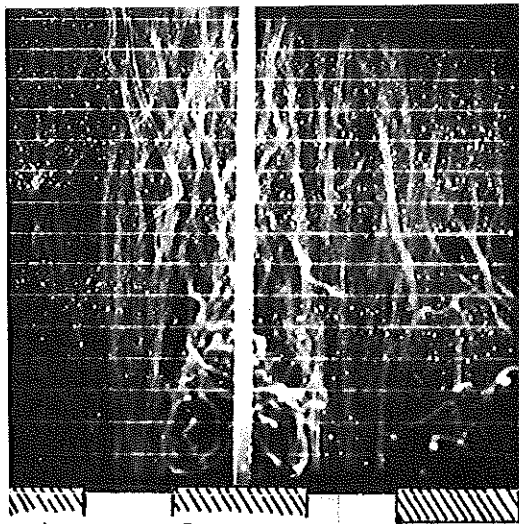
2.44: Strömungsaufnahmen an 2-dimensionalen Rechteckrippen



Strömung über Rippe



a. Seitenansicht Strömung in Lücke



b. Draufsicht



Abb. 2.45: Strömungsaufnahmen an 3-dimensionalen Rechteckrippen

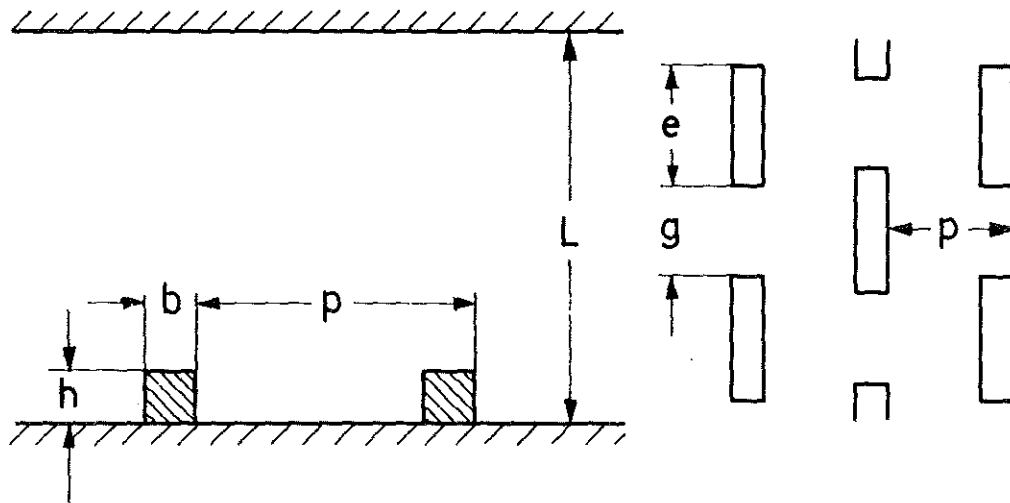


Abb.3.1: Parameter bei 3-dimensionalen Rechteckrauigkeiten

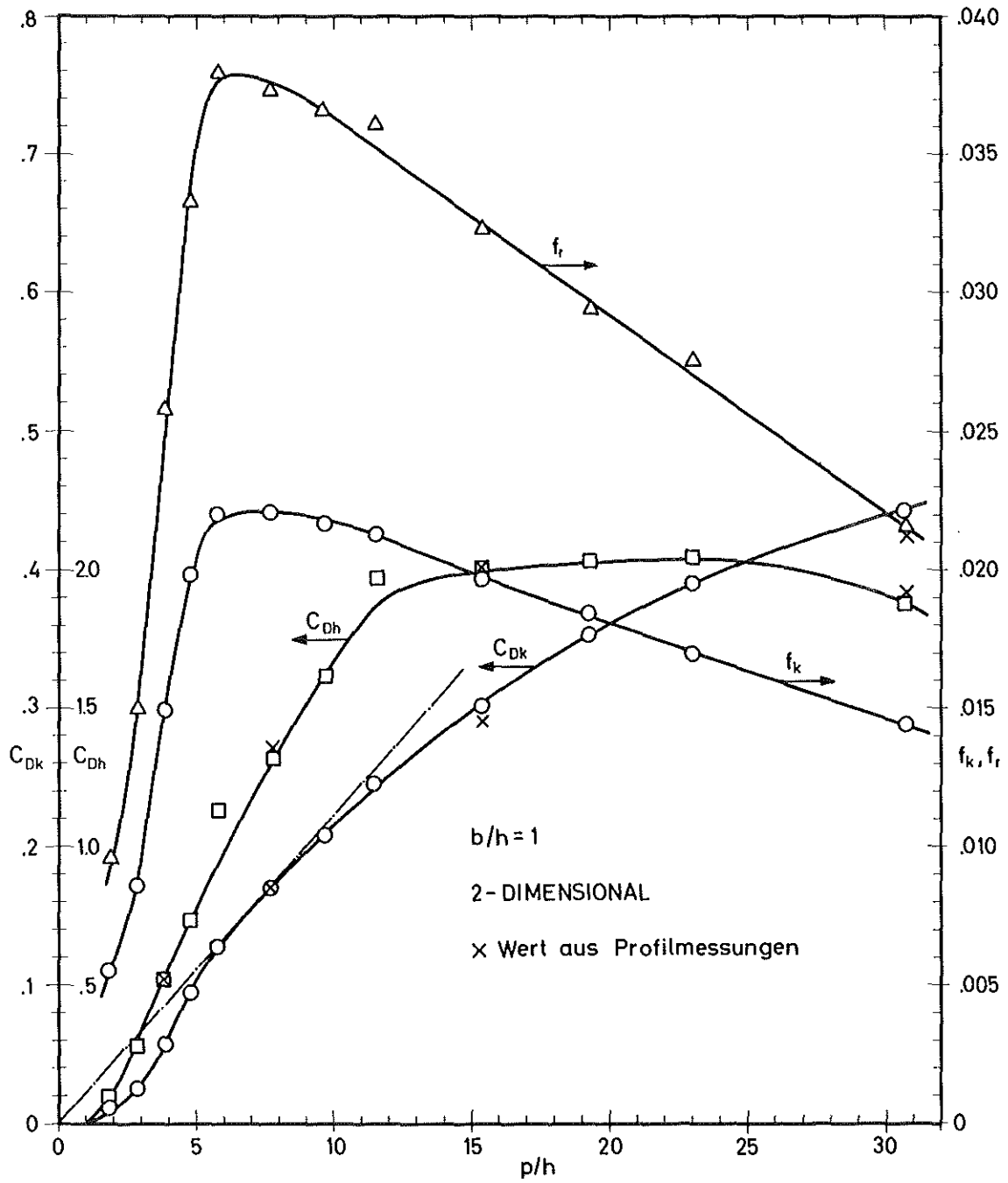


Abb.3.2: Widerstands- und Reibungskoeffizienten von quadratischen Rauigkeiten

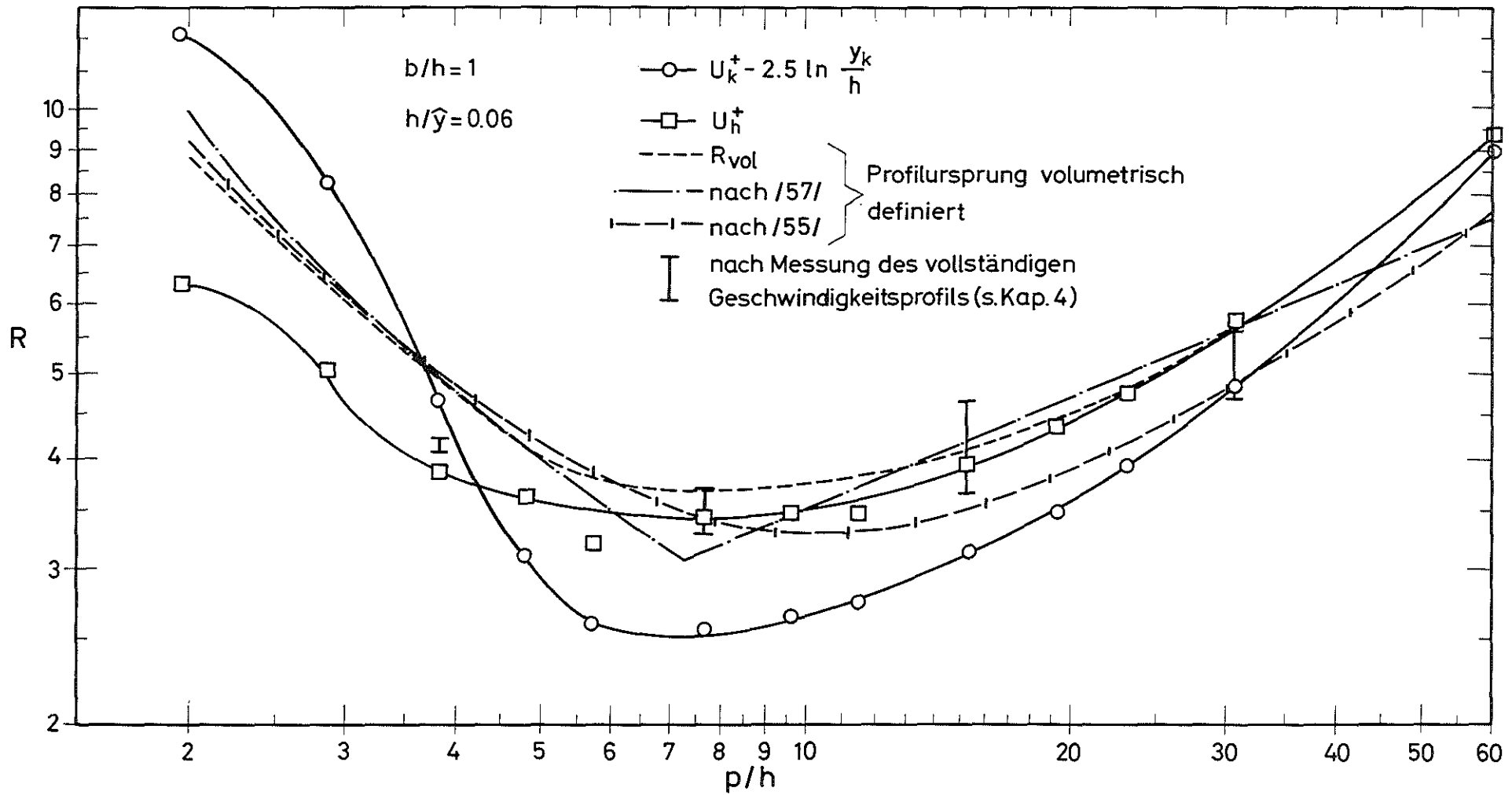


Abb.3.3: Die Rauigkeitskonstante R für 2-dimensionale quadratische Rauigkeiten

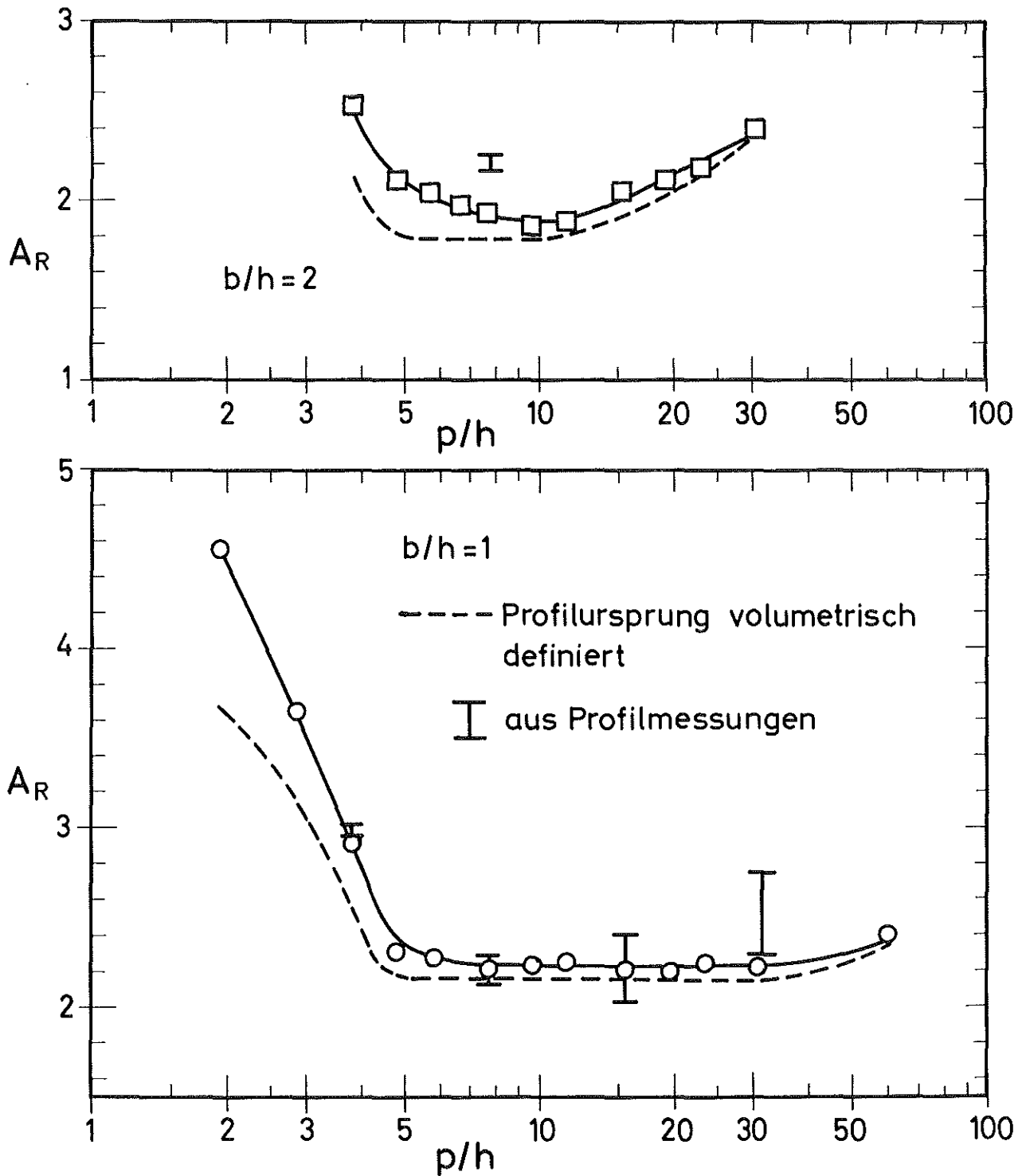


Abb.3.4: Die Profilsteigung A_R für 2-dimensionalen Rauigkeiten

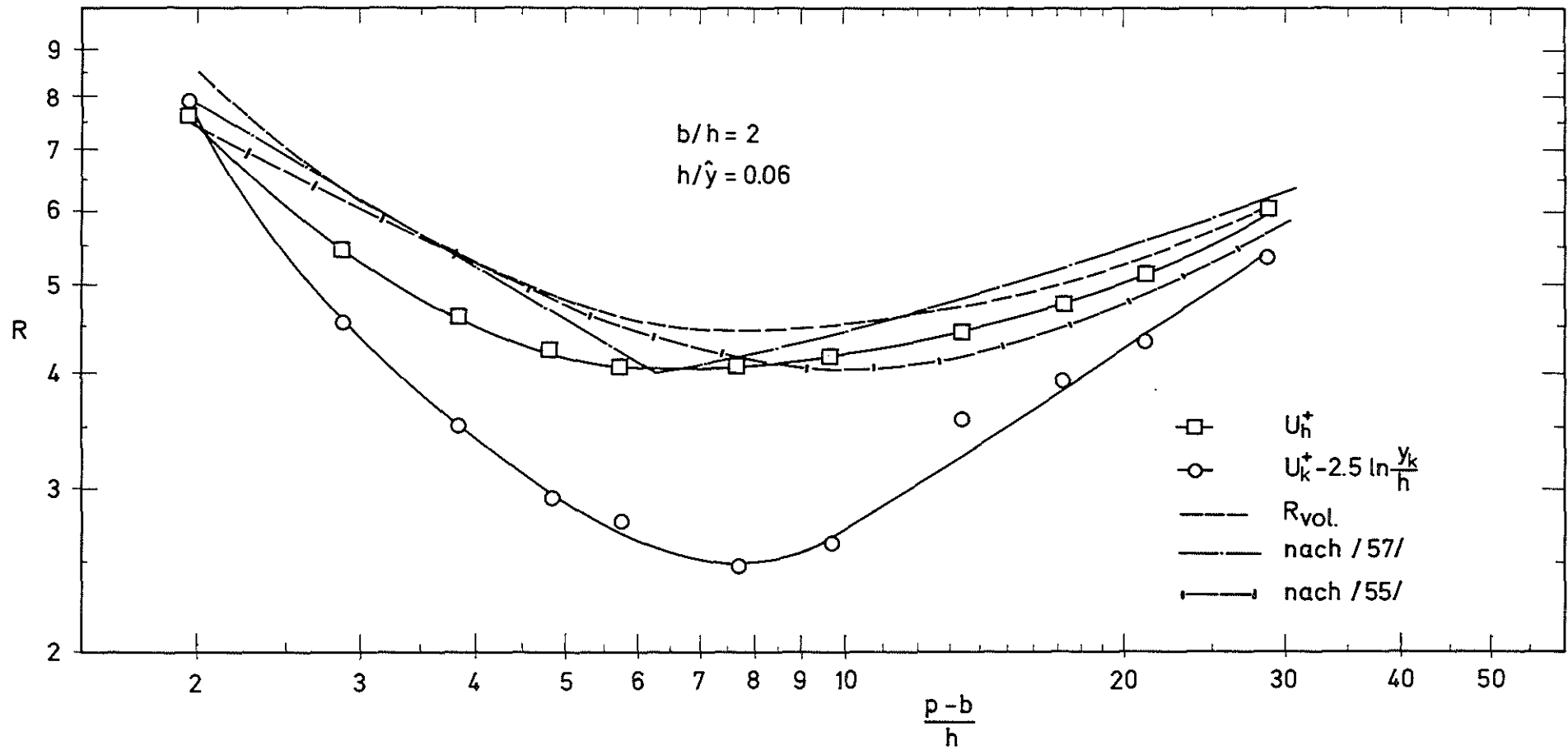


Abb.3.5: Die Rauigkeitskonstante R für 2-dimensionale rechteckförmige Rauigkeiten

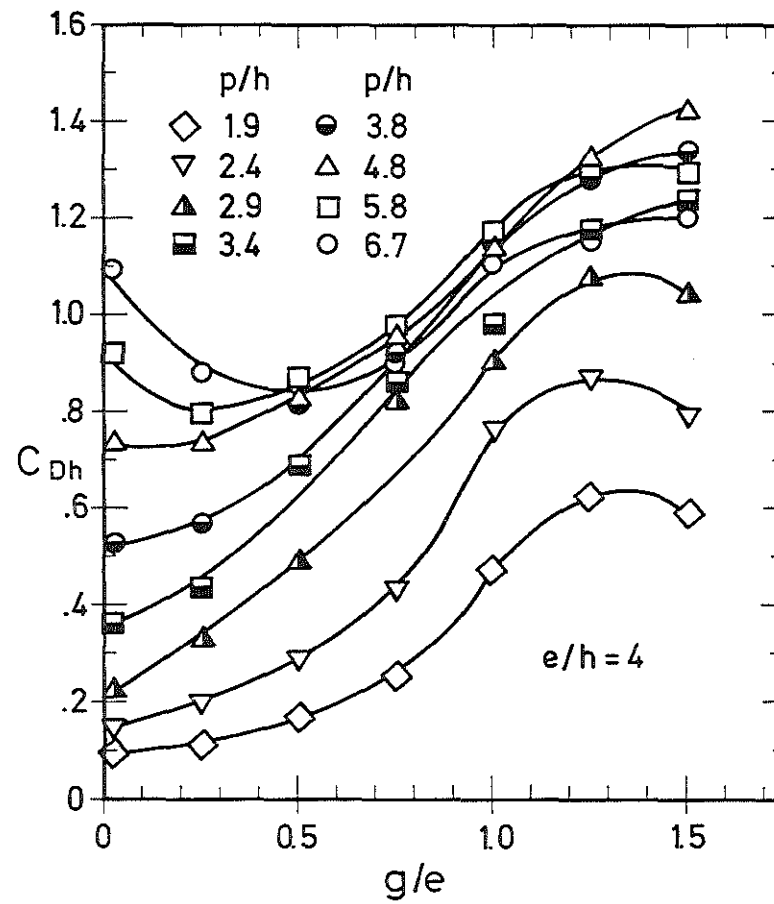
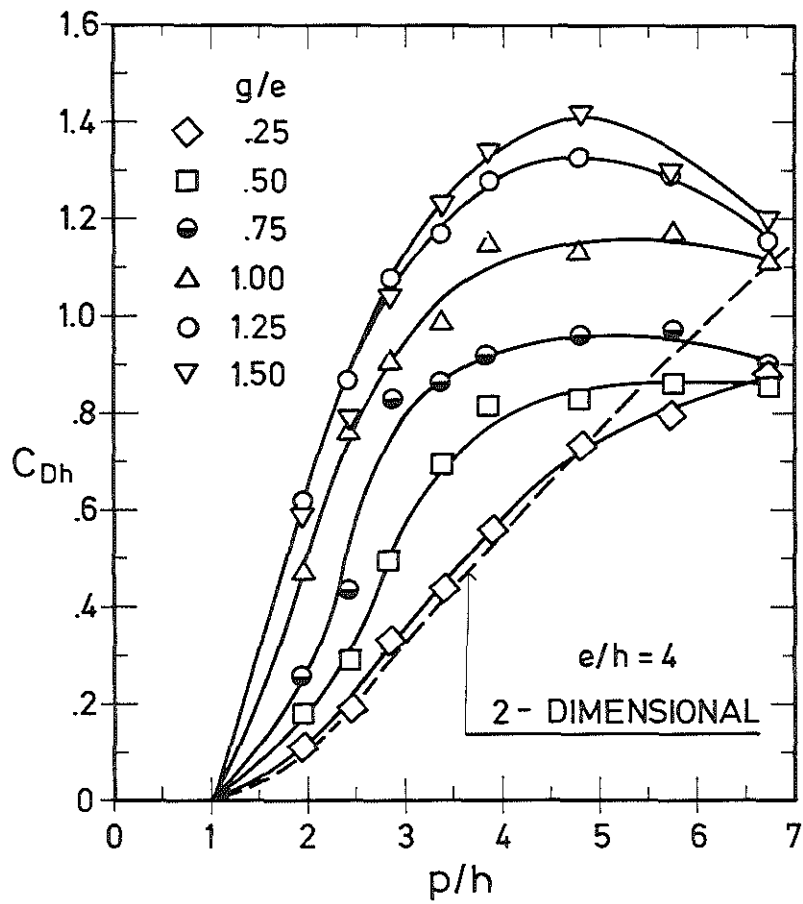


Abb.3.6: Der Widerstandskoeffizient C_{Dh} 3-dimensionaler rechteckförmiger Rauigkeiten

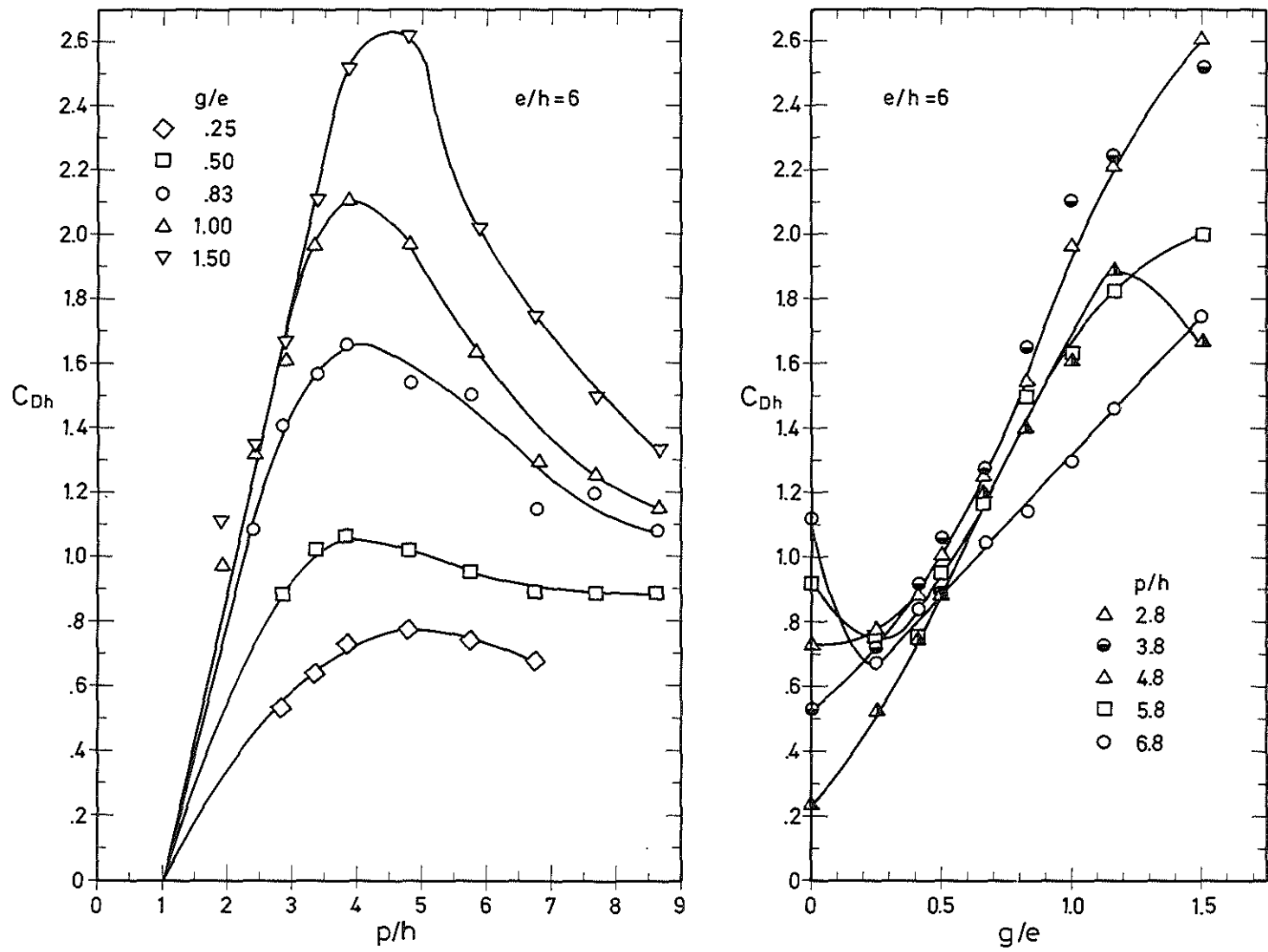


Abb.3.7: Der Widerstandskoeffizient C_{Dh} 3-dimensionaler rechteckförmiger Rauigkeiten

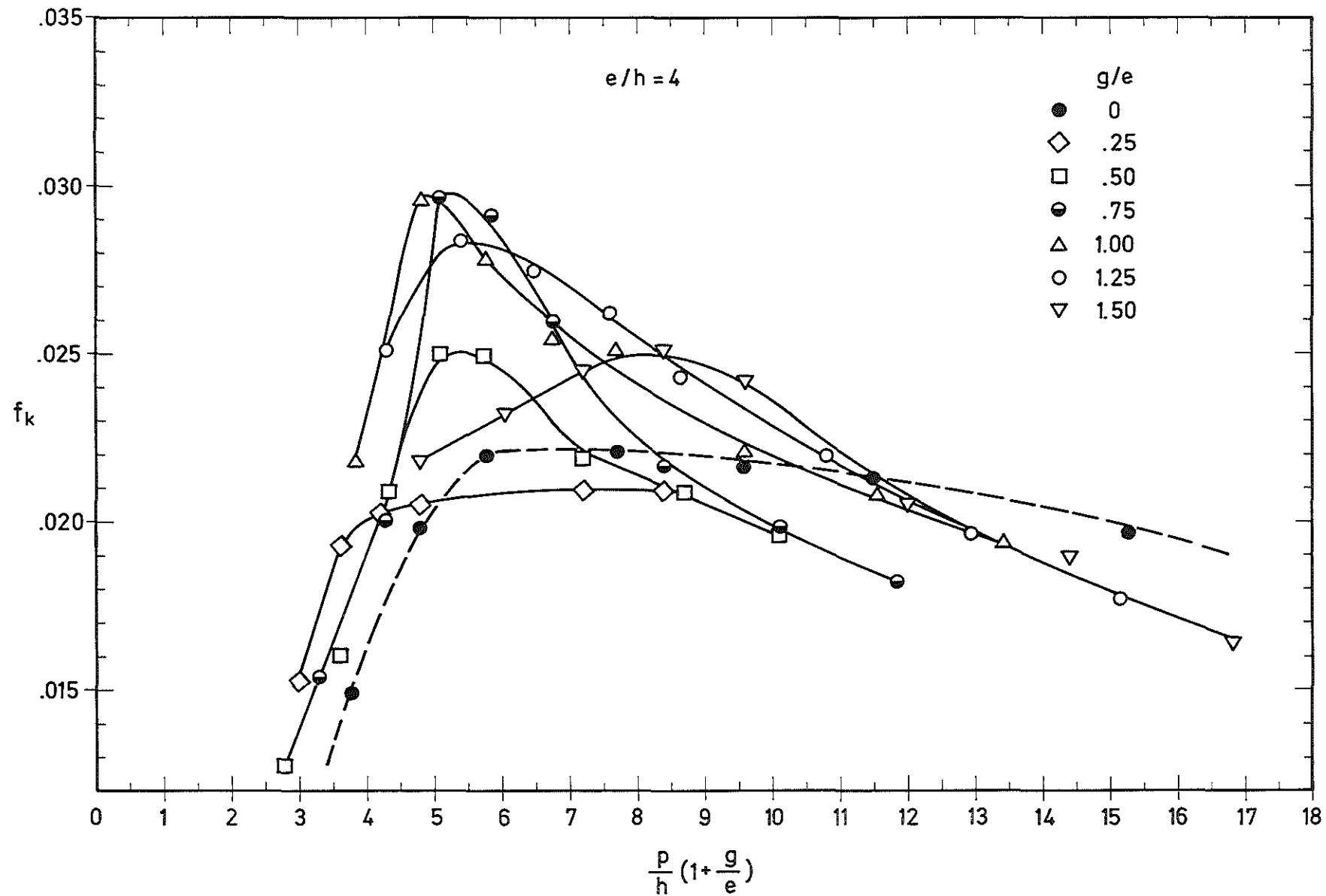


Abb.3.8: Der Reibungskoeffizient f_k 3-dimensionaler rechteckförmiger Rauigkeiten als Funktion der Rauigkeitsdichte

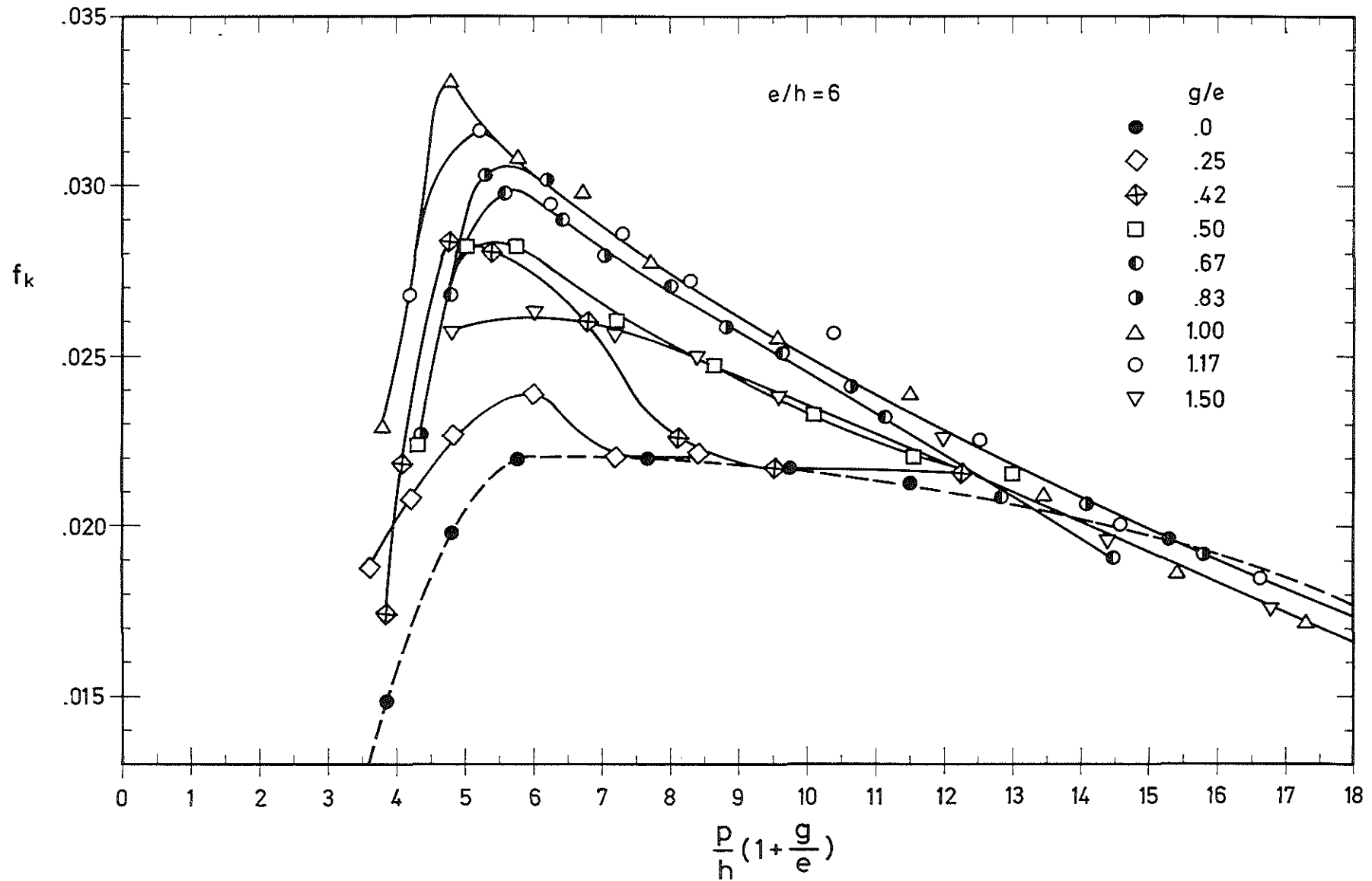


Abb.3.9: Der Reibungskoeffizient f_k 3-dimensionaler rechteckförmiger Rauigkeiten als Funktion der Rauigkeitsdichte

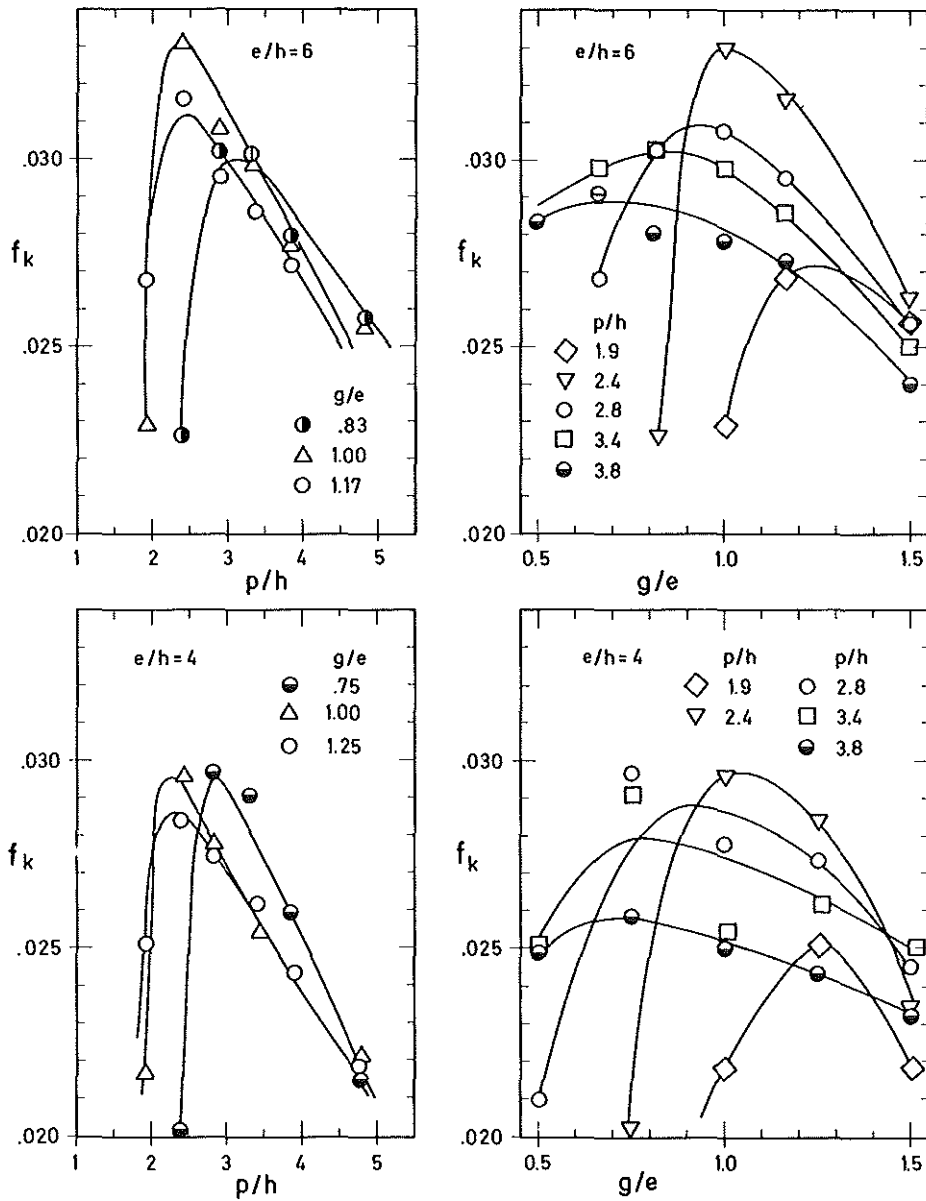


Abb.3.10: Der Reibungskoeffizient f_k 3-dimensionaler rechteckförmiger Rauigkeiten im Bereich der Maxima

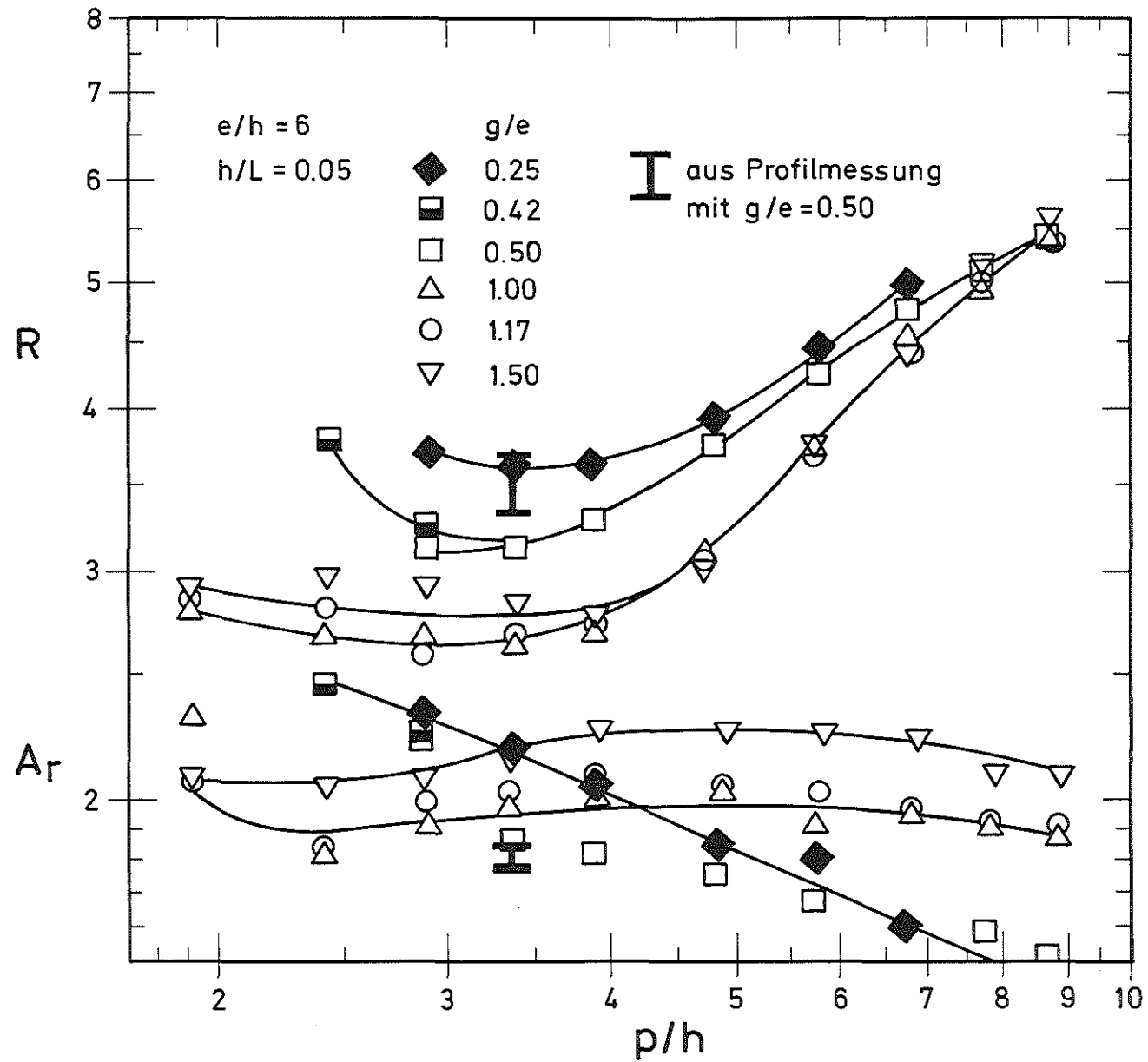


Abb.3.11 Die Rauigkeitskonstante R und die Profilsteigung A_r bei 3-dimensionalen Rauigkeiten

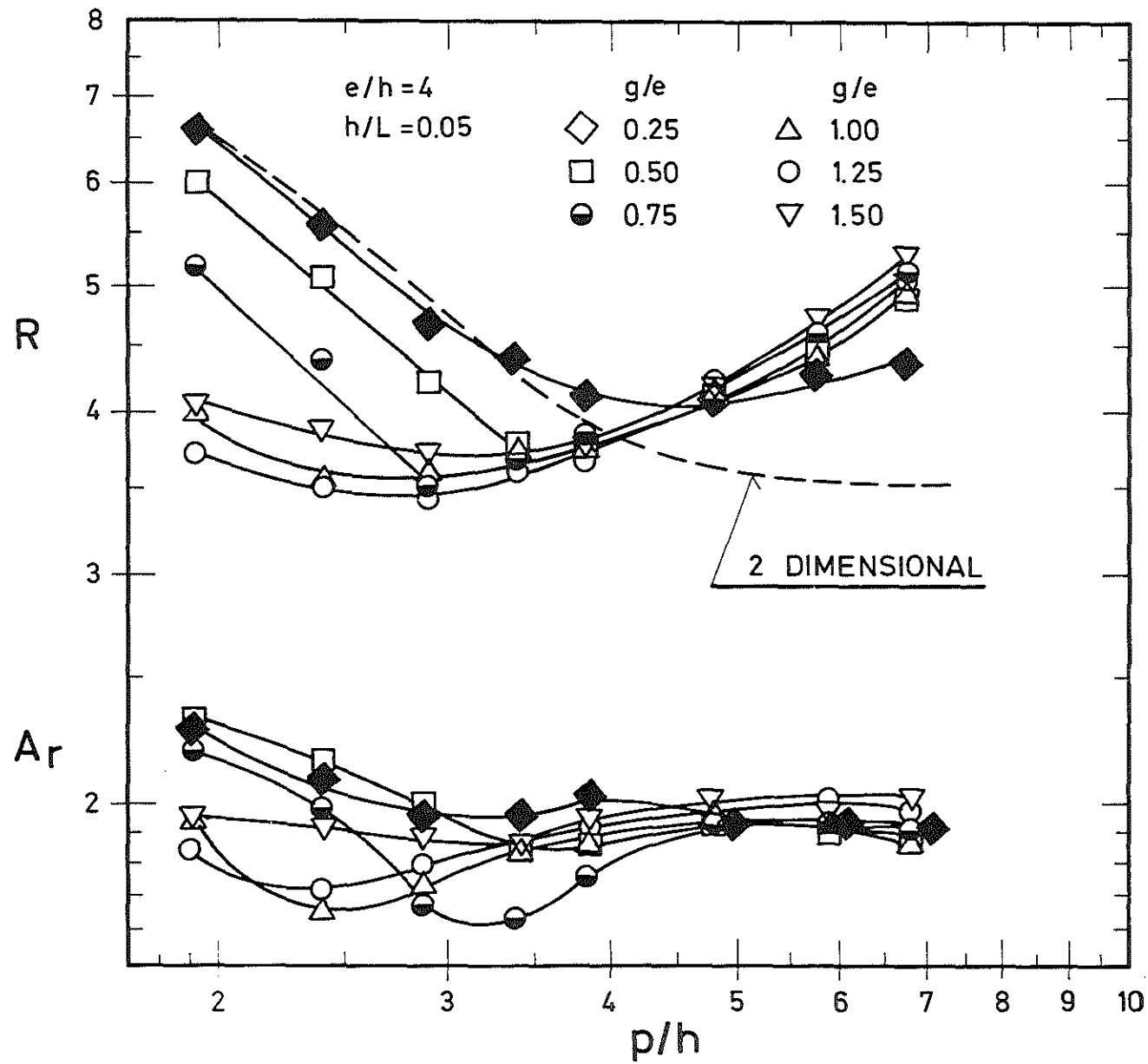


Abb.3.12 Die Rauigkeitskonstante R und die Profilsteigung A_r
 bei 3-dimensionalen Rauigkeiten

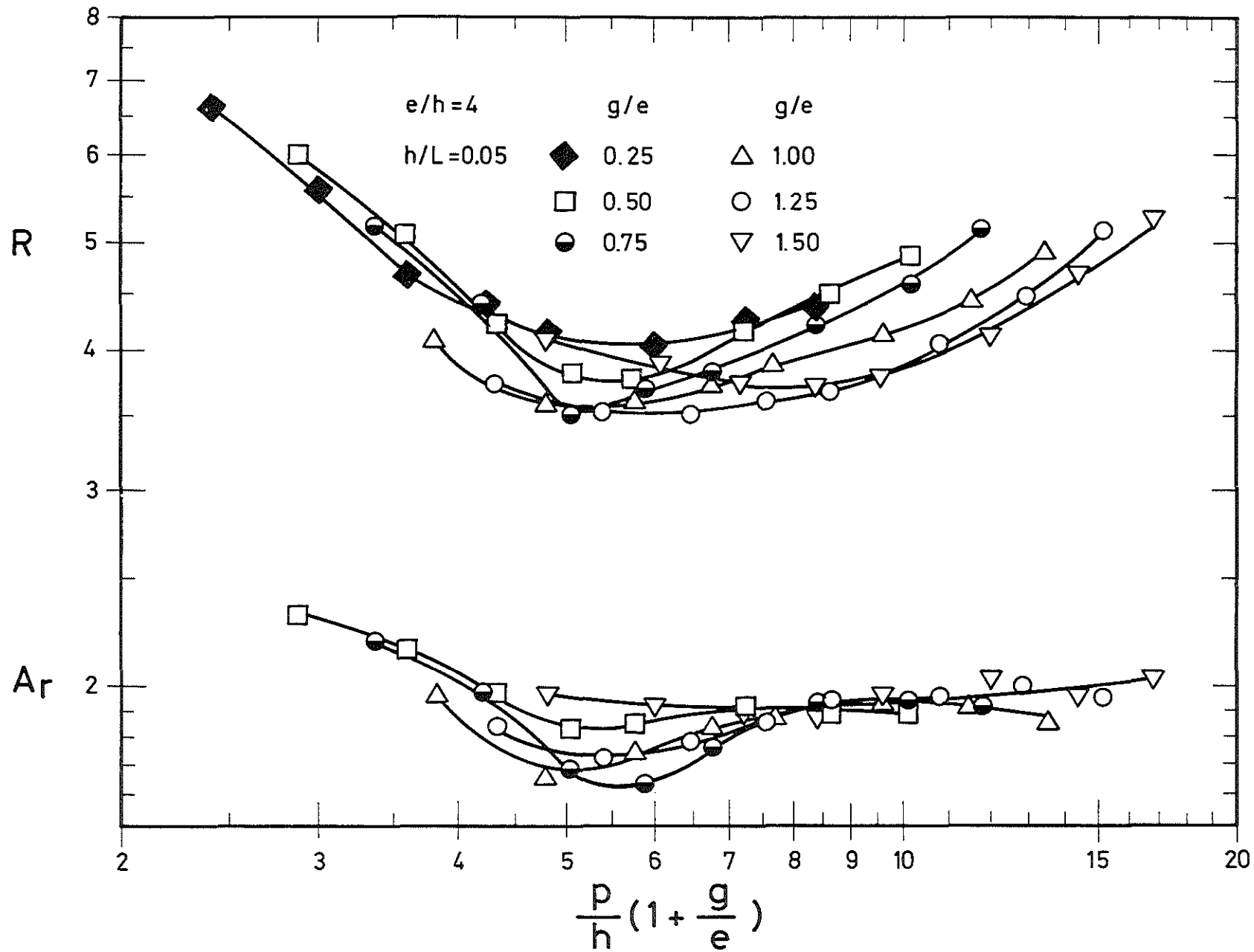


Abb.3.13: Die Rauigkeitskonstante R und die Profilsteigung A_r bei 3-dimensionalen Rauigkeiten

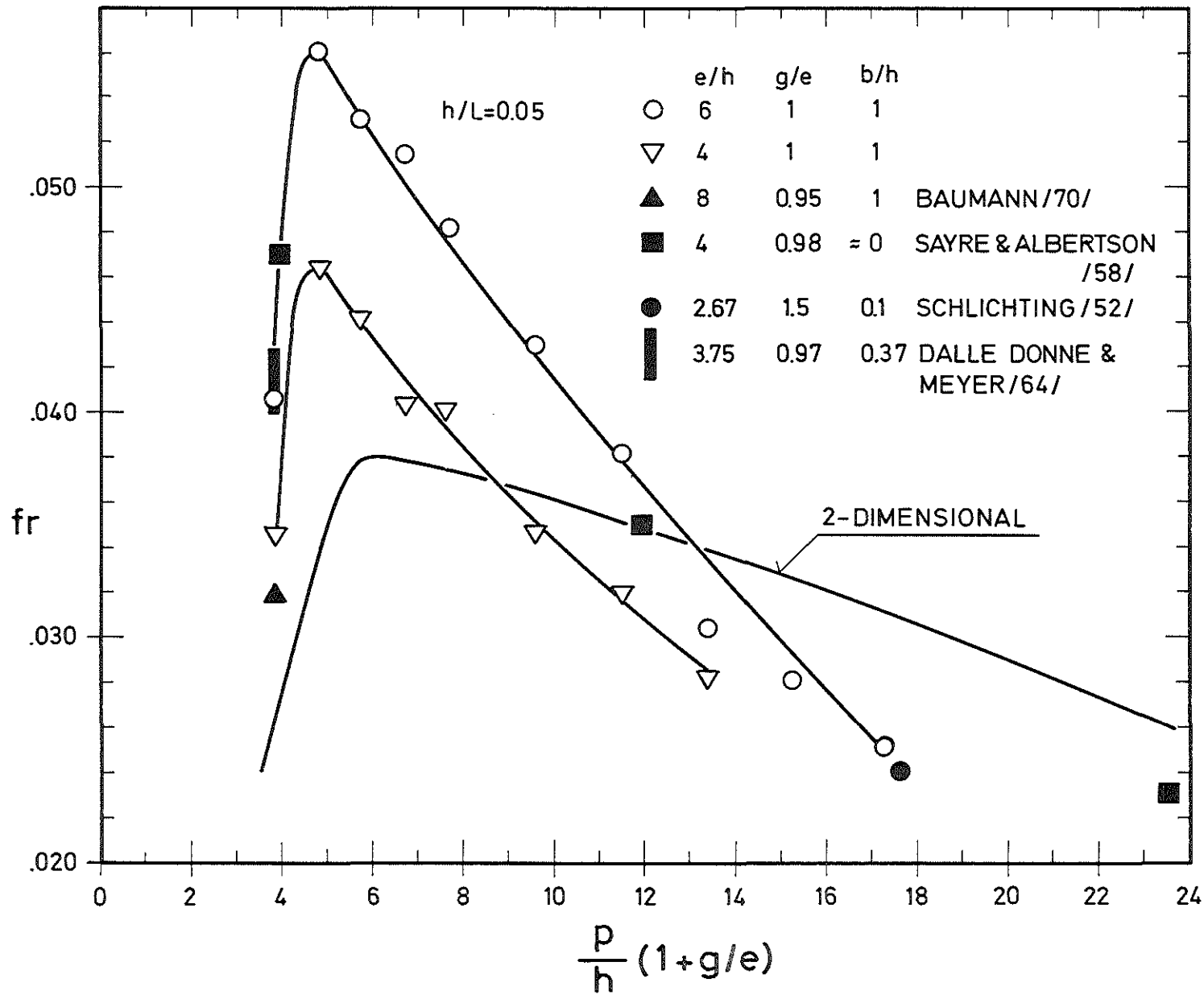


Abb.3.14: Der Reibungskoeffizient f_r als Funktion der Rauigkeitskonzentration

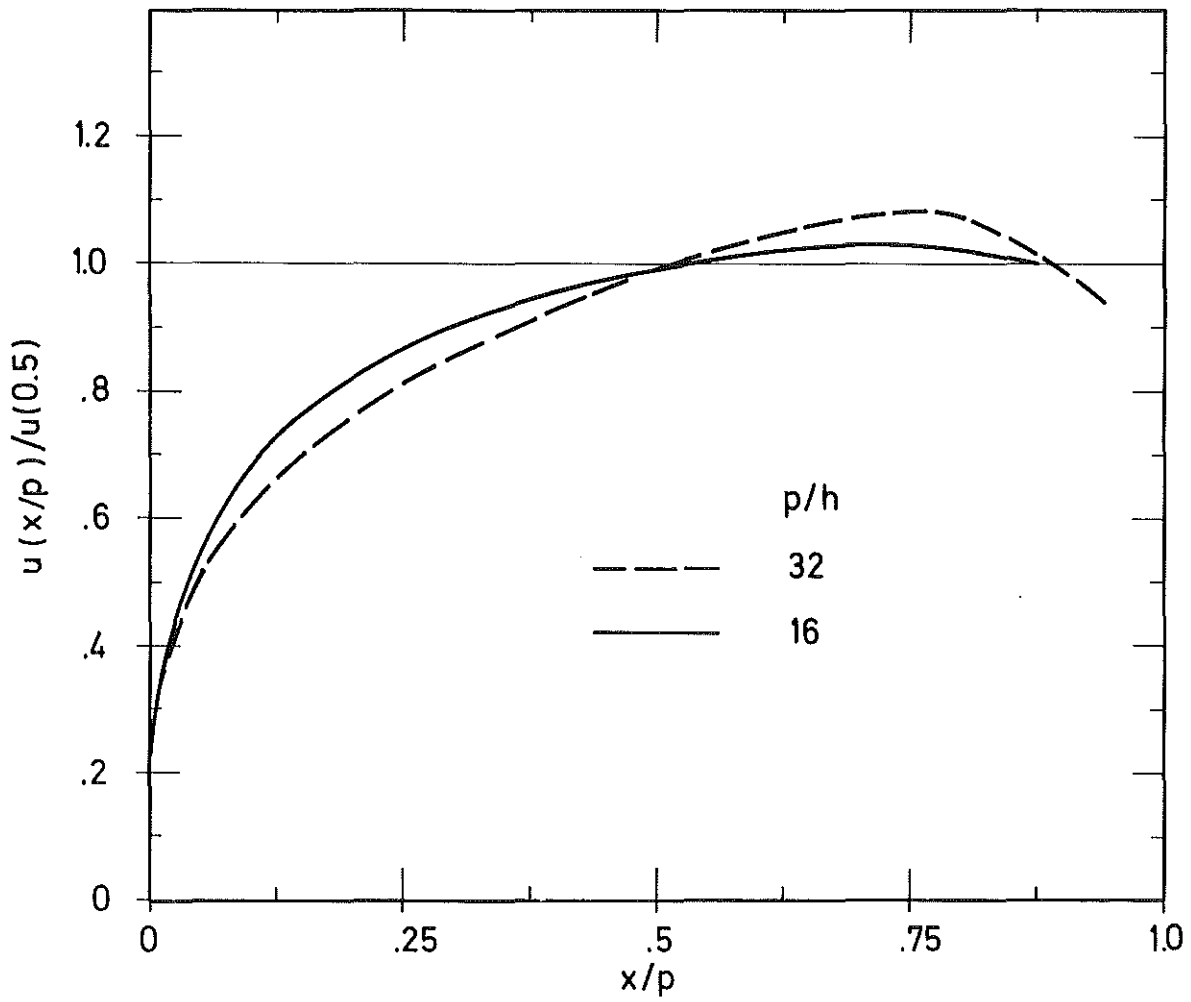


Abb.3.15: Geschwindigkeitsvariation über eine Rippenteilung an der Position $y=h$.

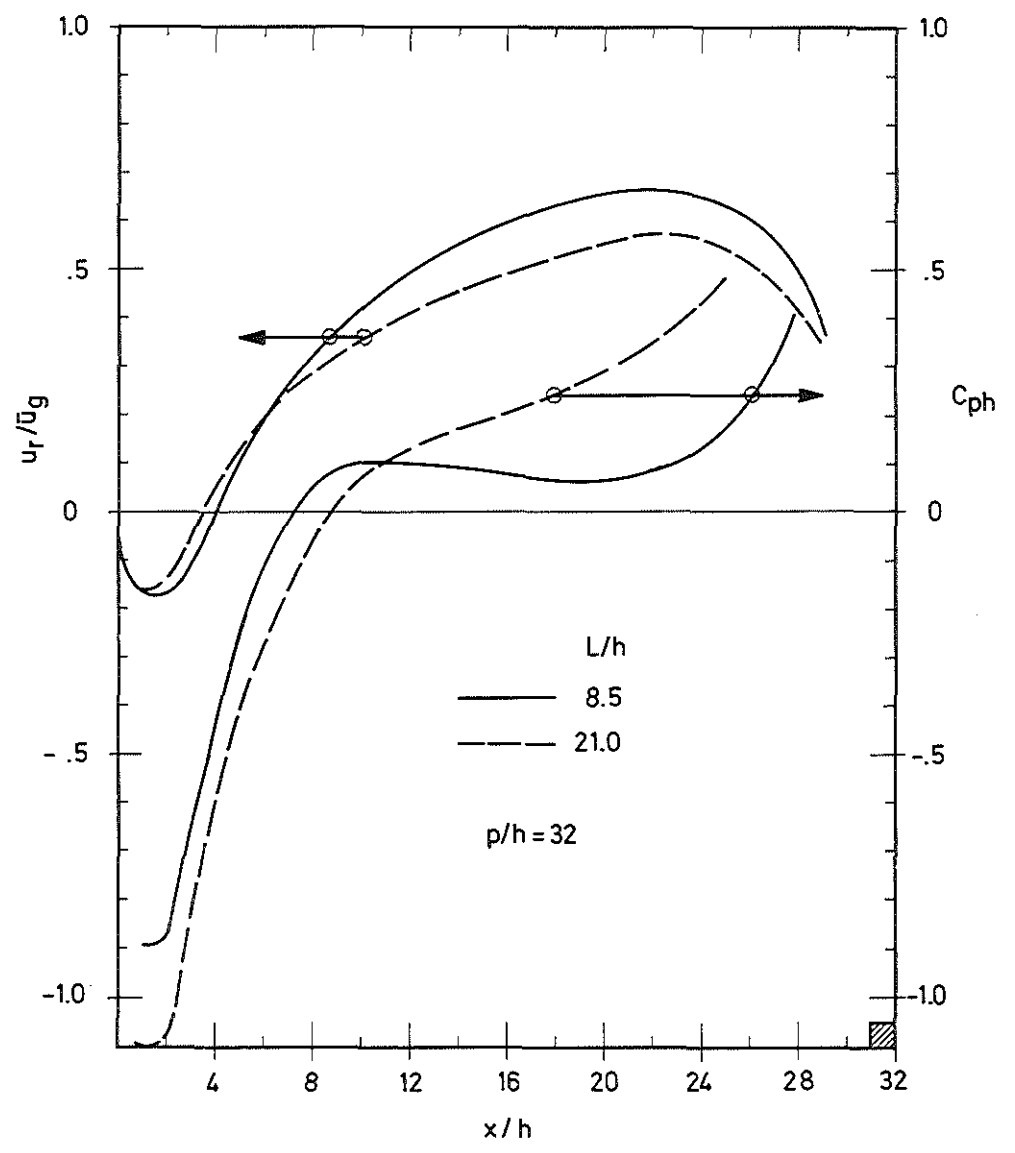
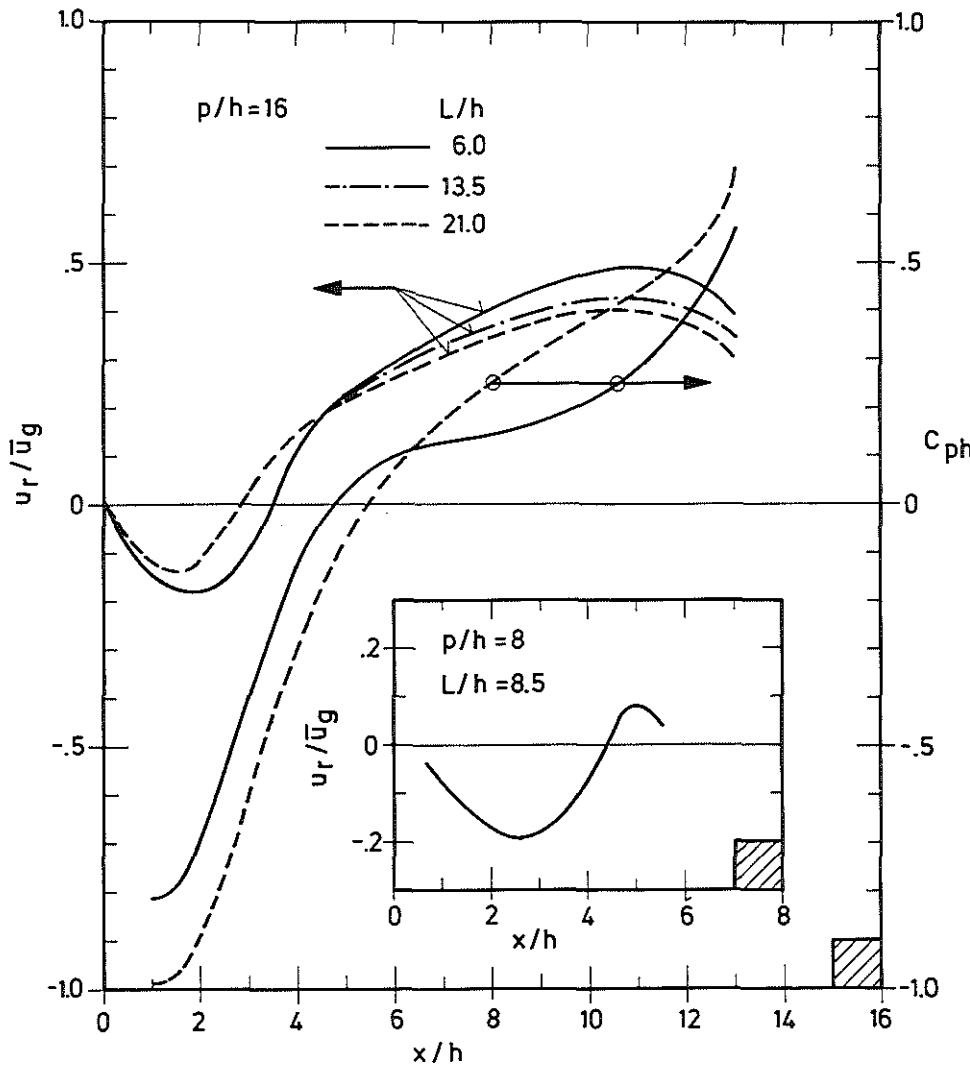


Abb.3.16: Der Druckkoeffizient und die Geschwindigkeit an der Wand zwischen den Rippen

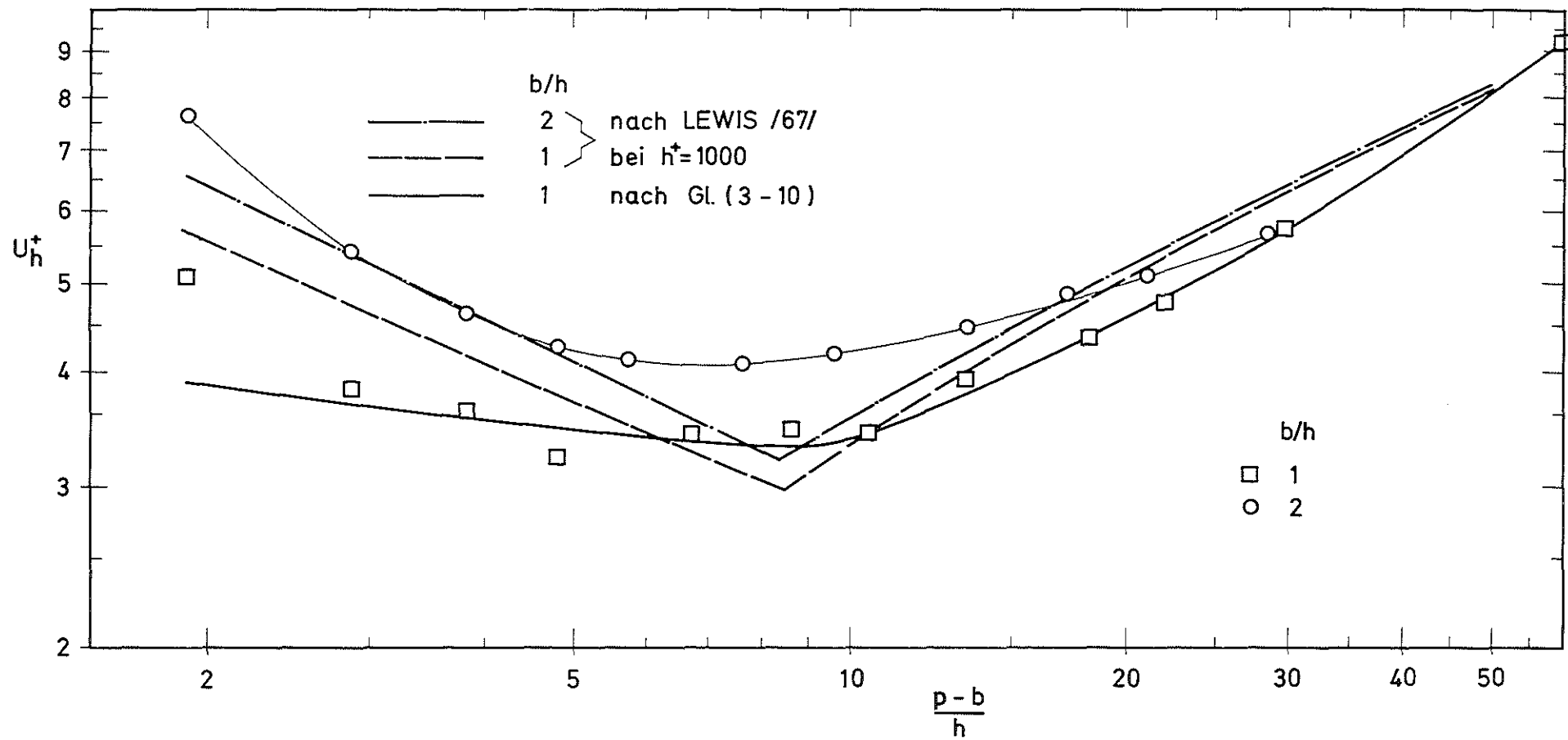


Abb.3.17: Vergleich zwischen berechneten und experimentellen Werten der Rauigkeitskonstante R

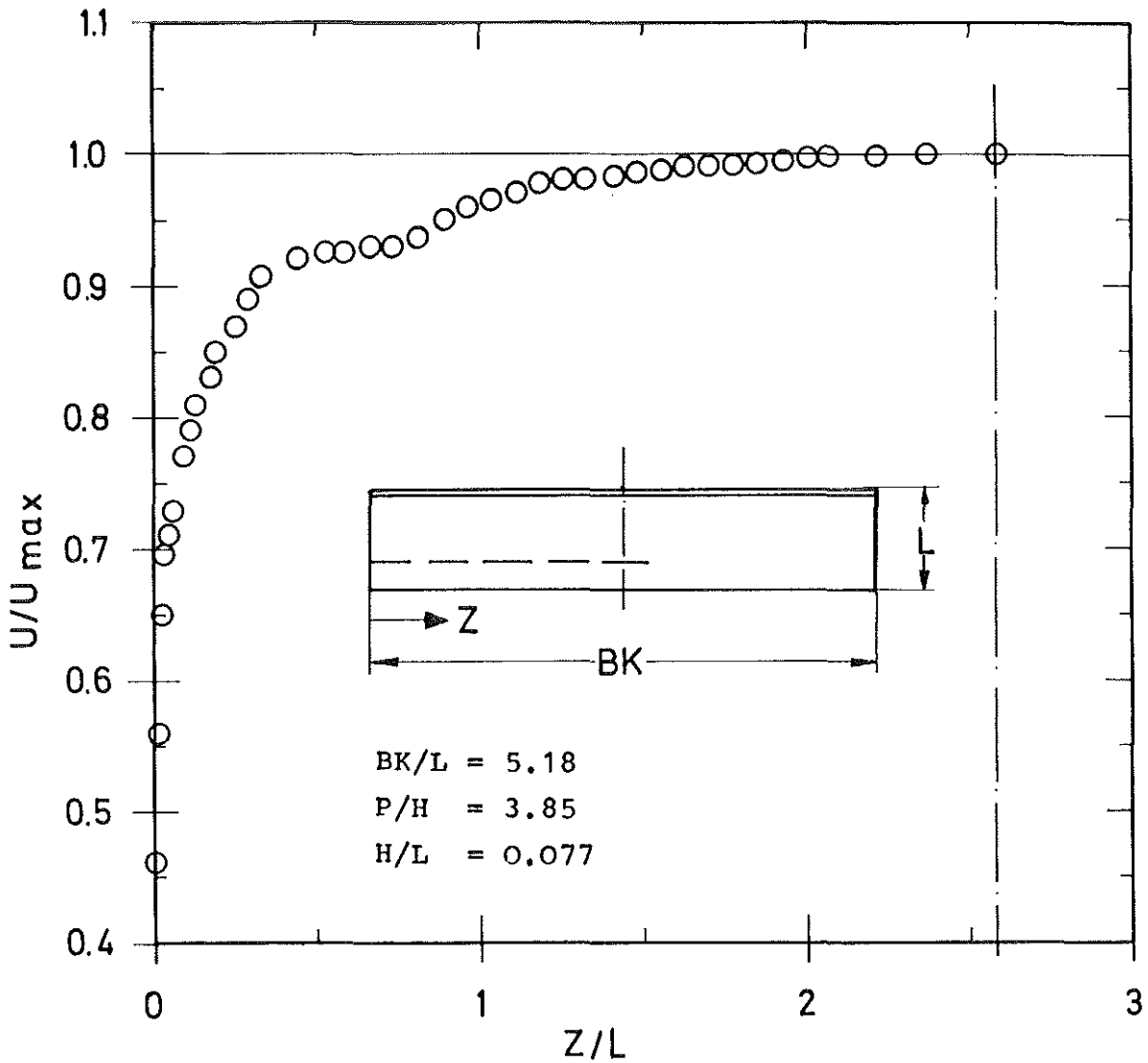


Abb.4.1: Längsverteilung der Geschwindigkeit an der Position der Maximalgeschwindigkeit in der Mitte ($z=BK/2$) im einseitig rauhen Kanal

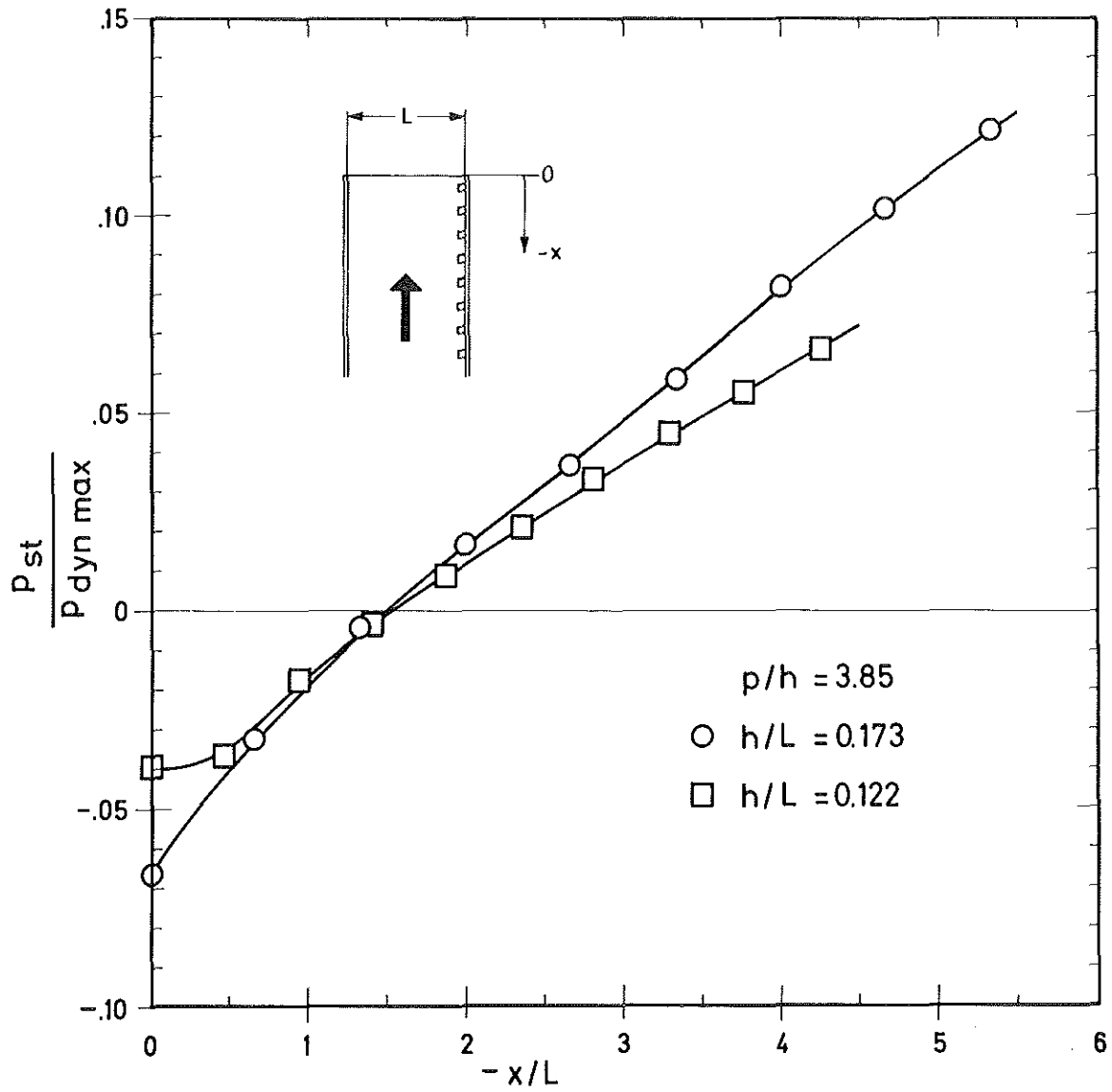


Abb.4.2a: Der Druckgradient am Kanalaustritt

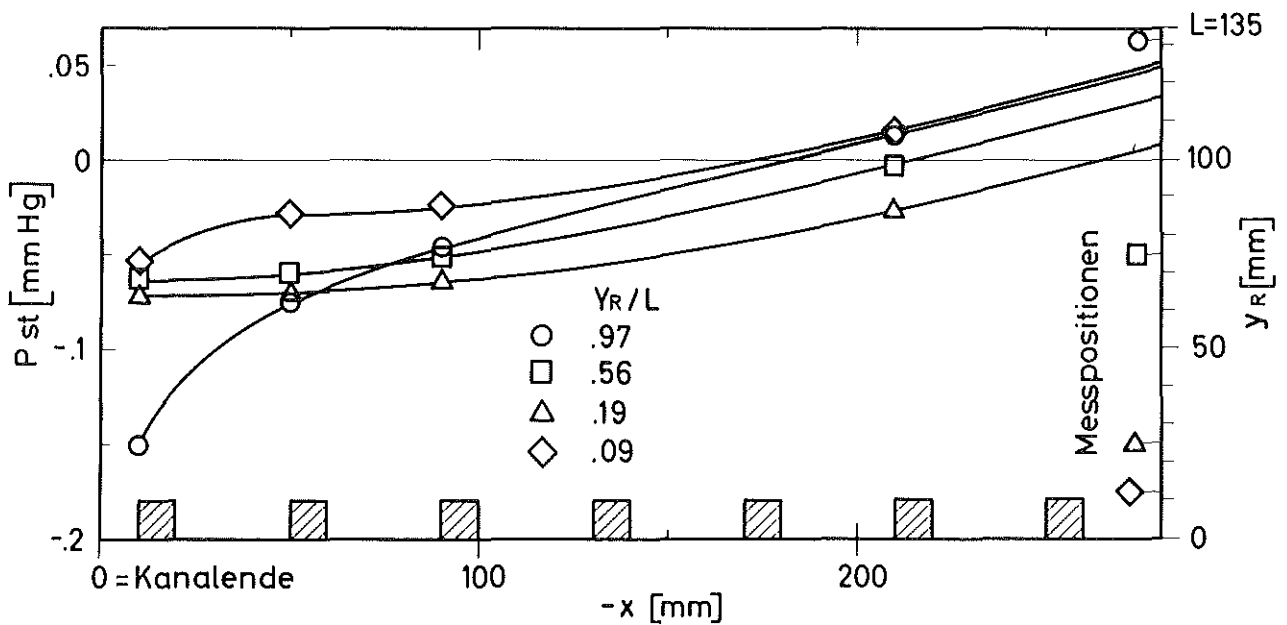


Abb.4.2b: Der Druckgradient am Kanalaustritt an verschiedenen y-Positionen

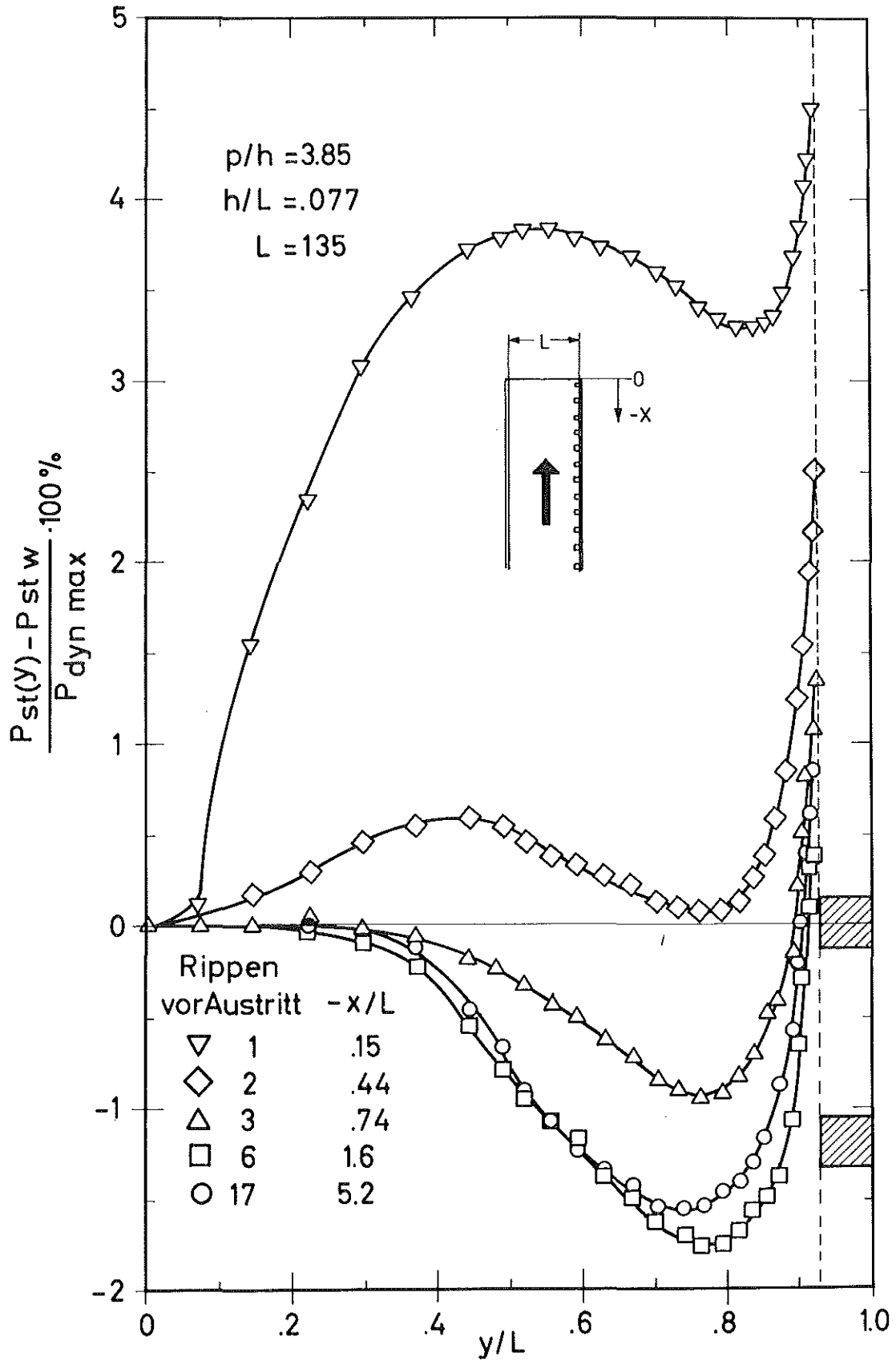


Abb.4.3: Druckprofile über Rippen in der Nähe des Kanalaustritts

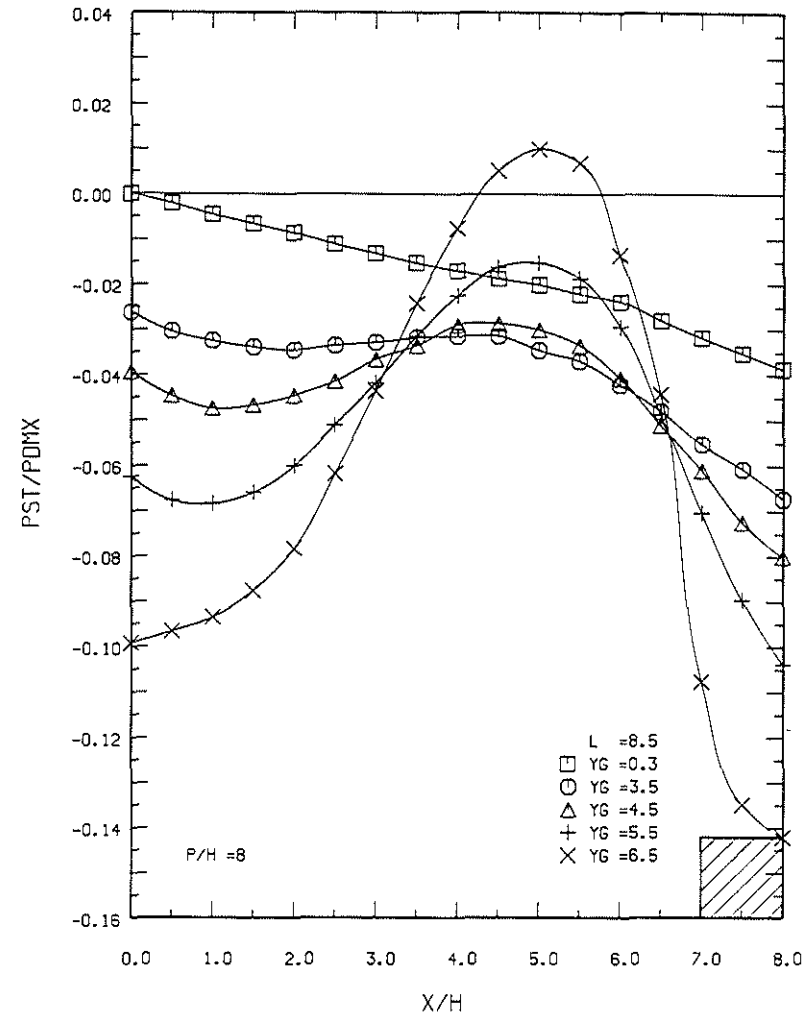
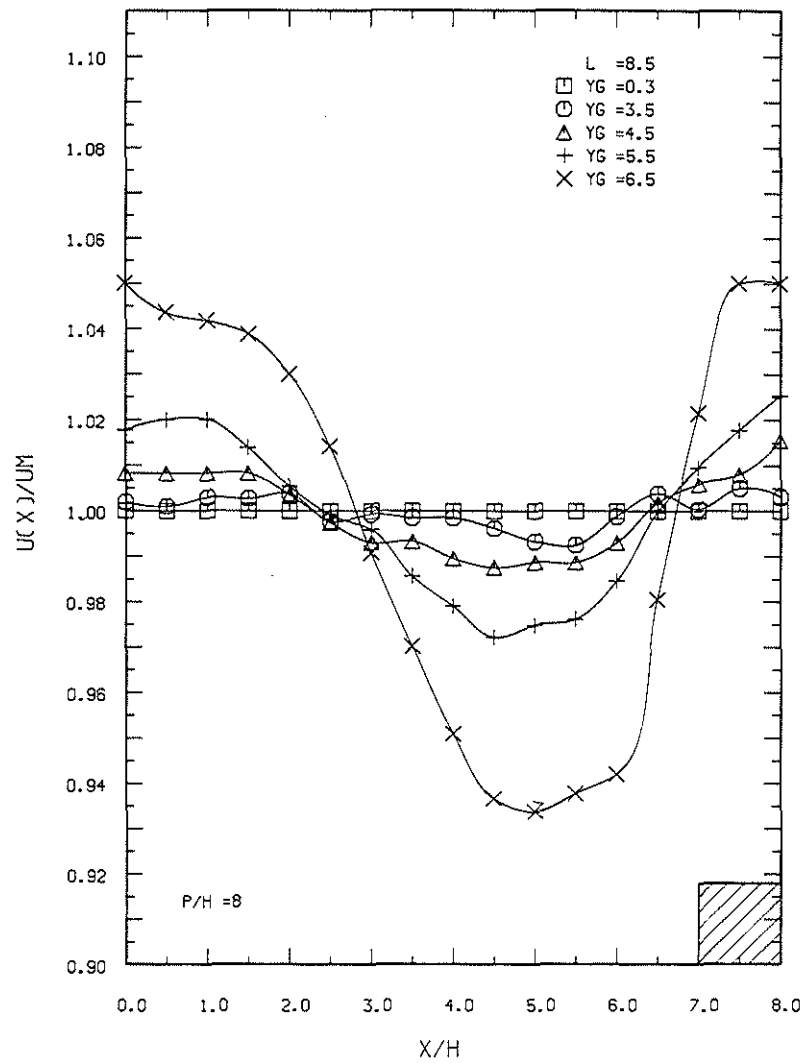


Abb.4.4: Axiale Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen über eine Rippenteilung bei quadratischen Rippen ($h=1.04$ cm, YG =Abstand von glatter Wand in cm, U_M =Mittelwert der Geschwindigkeit bei einem Abstand, P_{DMX} =maximaler dynamischer Druck im Kanal)

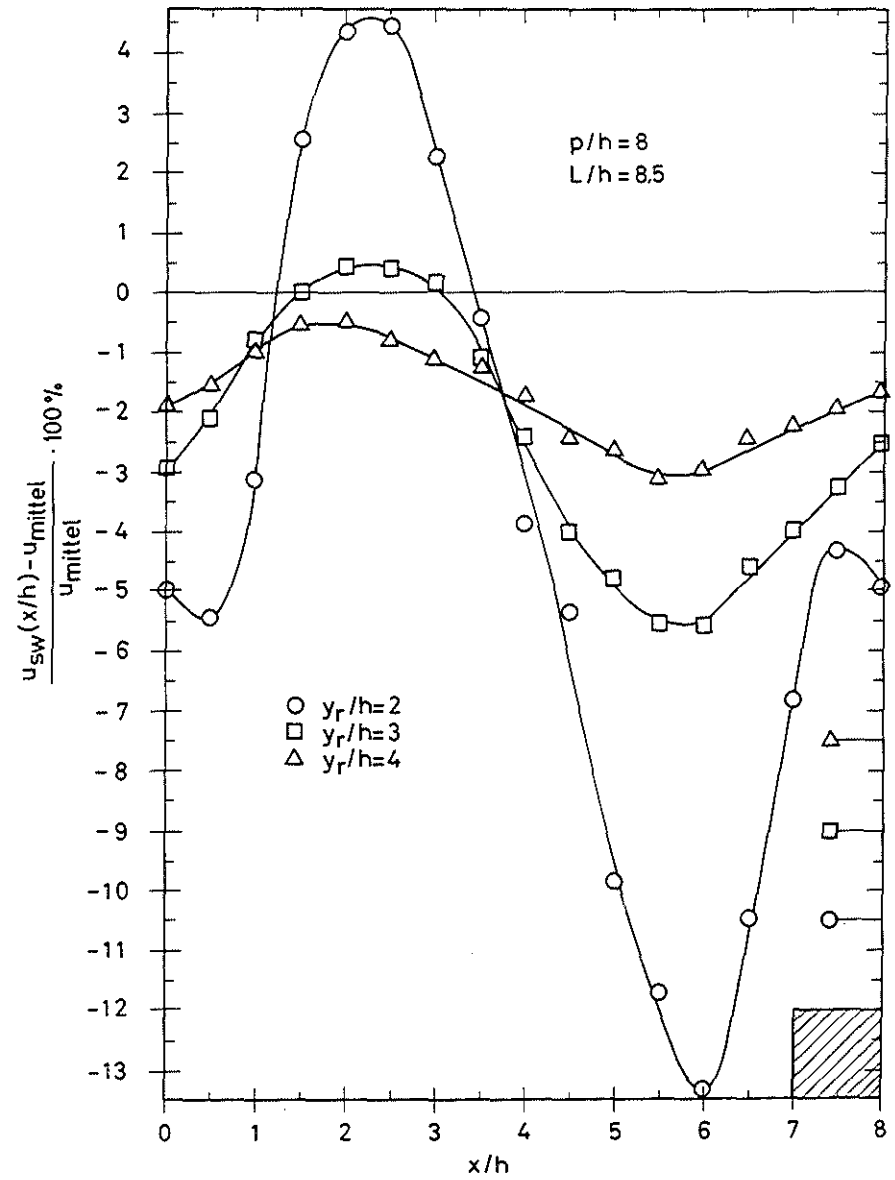
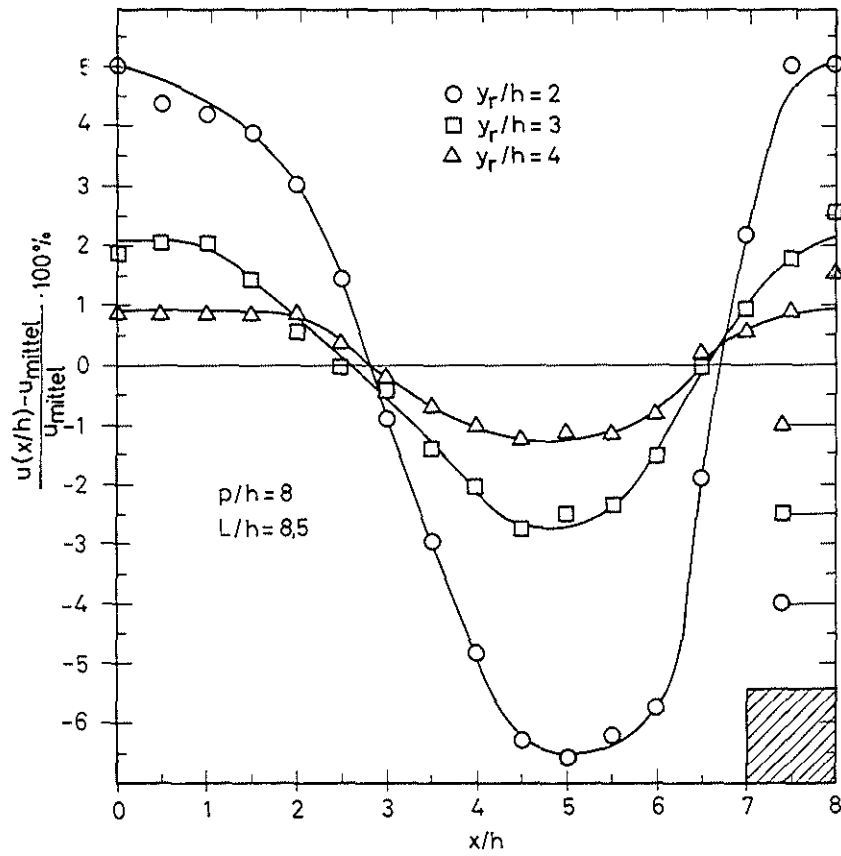


Abb.4.5: Axiale Geschwindigkeitsschwankungen über eine Rippenteilung, Geschwindigkeit berechnet mit dem statischen Druck a) an der Sonde und b) an der glatten Wand

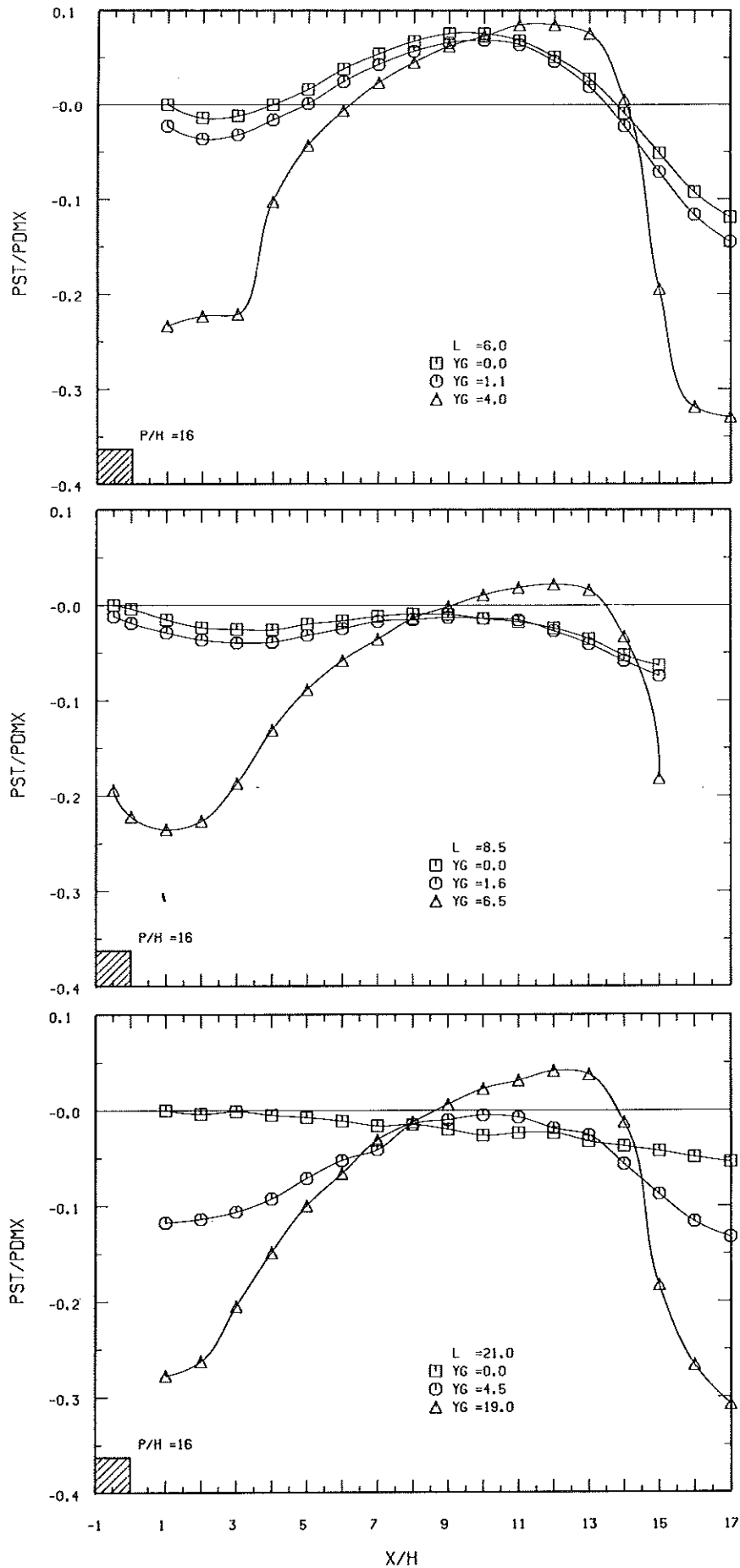


Abb.4.6: Axiale Druckschwankung über eine Rippenteilung bei 2-dimensionalen quadratischen Rippen bei verschiedenen Kanalbreiten (Nomenklatur s. Abb.4.4)

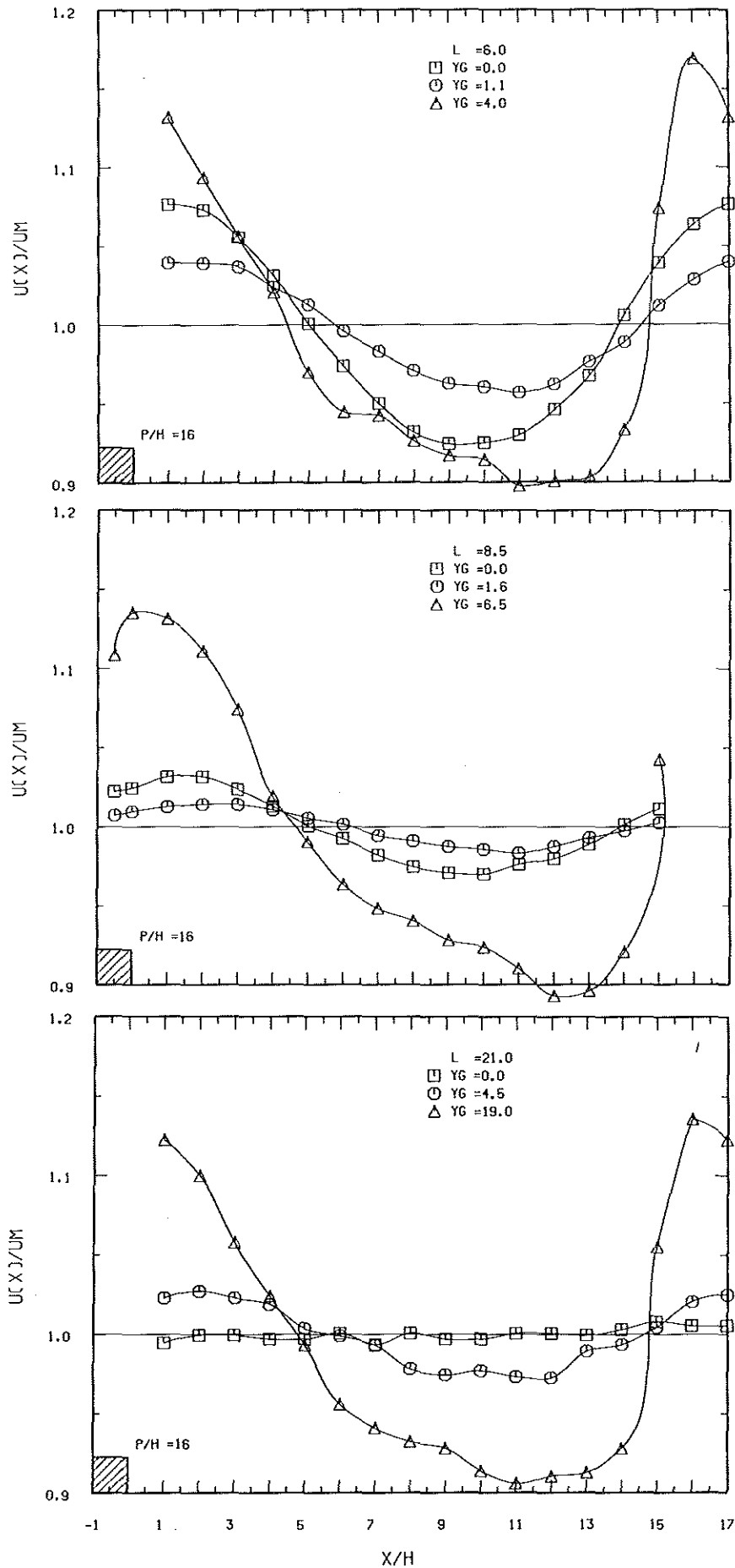


Abb. 4.7: Axiale Geschwindigkeitsschwankung über eine Rippenteilung bei 2-dimensionalen quadratischen Rippen bei verschiedenen Kanalbreiten (Nomenklatur s. Abb. 4.4)

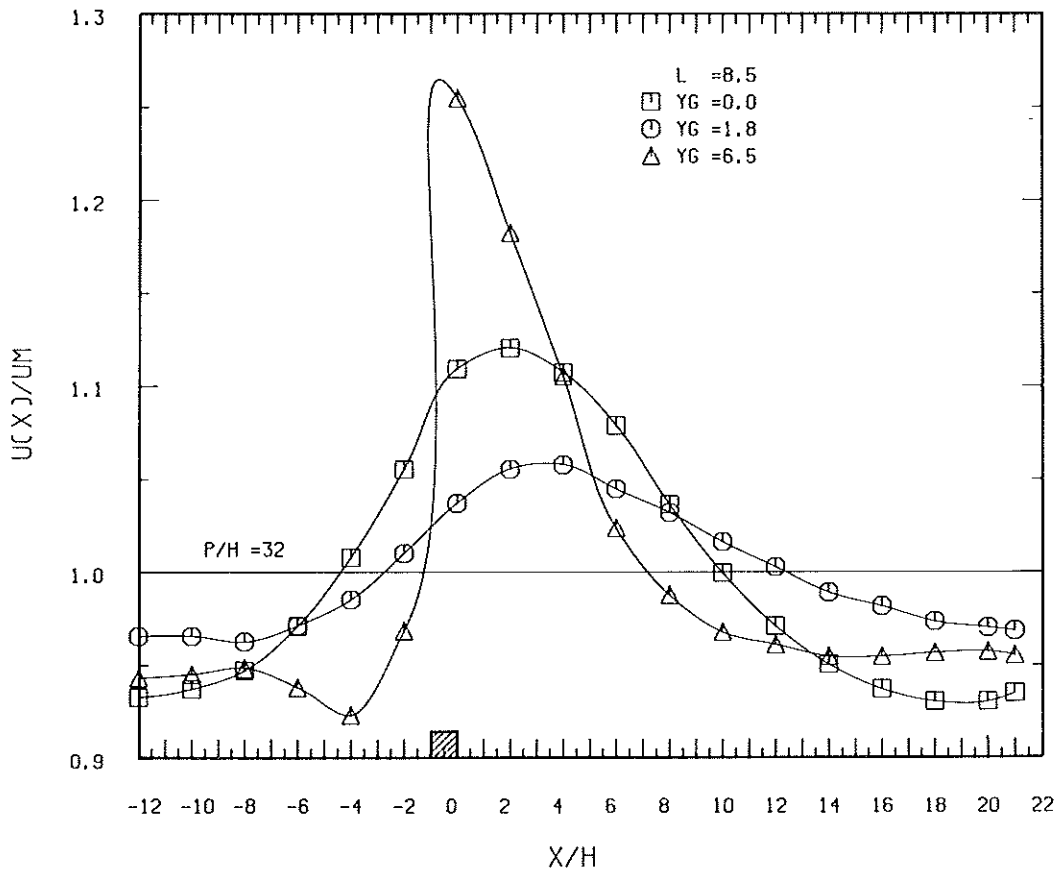
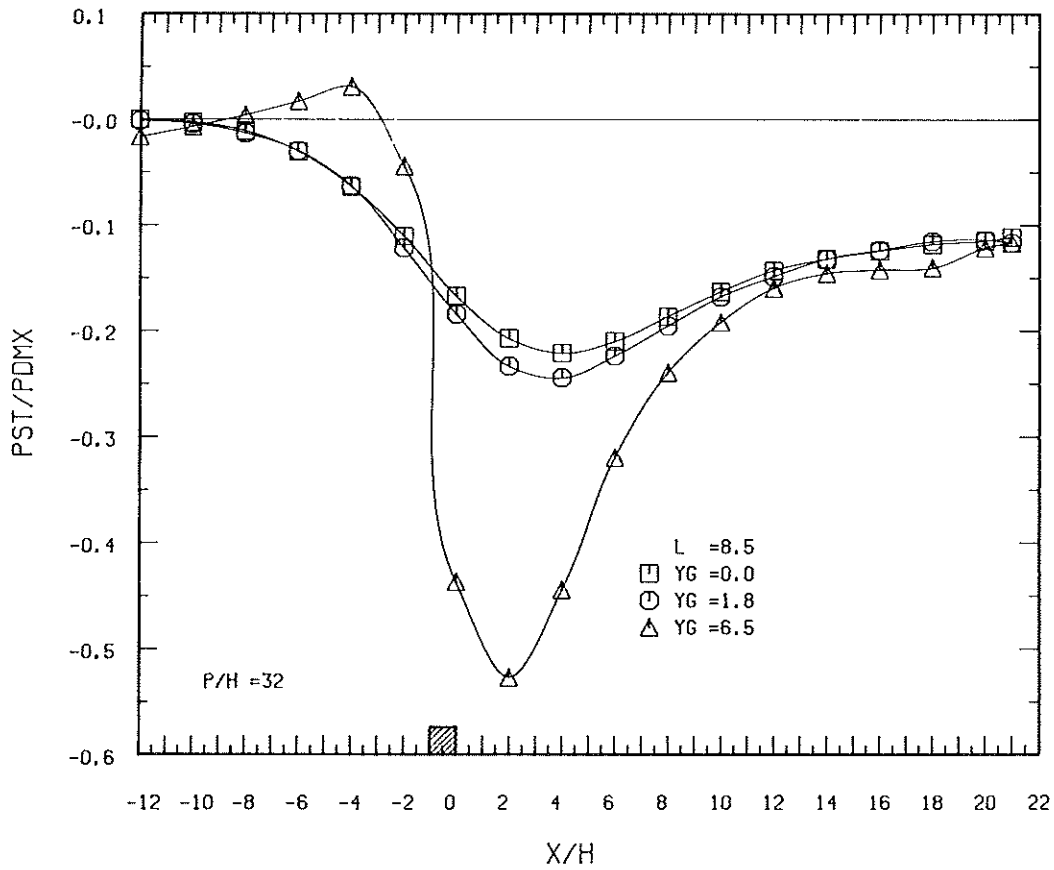


Abb.4.8: Axiale Druck- und Geschwindigkeitsschwankung über eine Rippenteilung bei 2-dimensionalen quadratischen Rippen (Nomenklatur s. Abb.4.4)

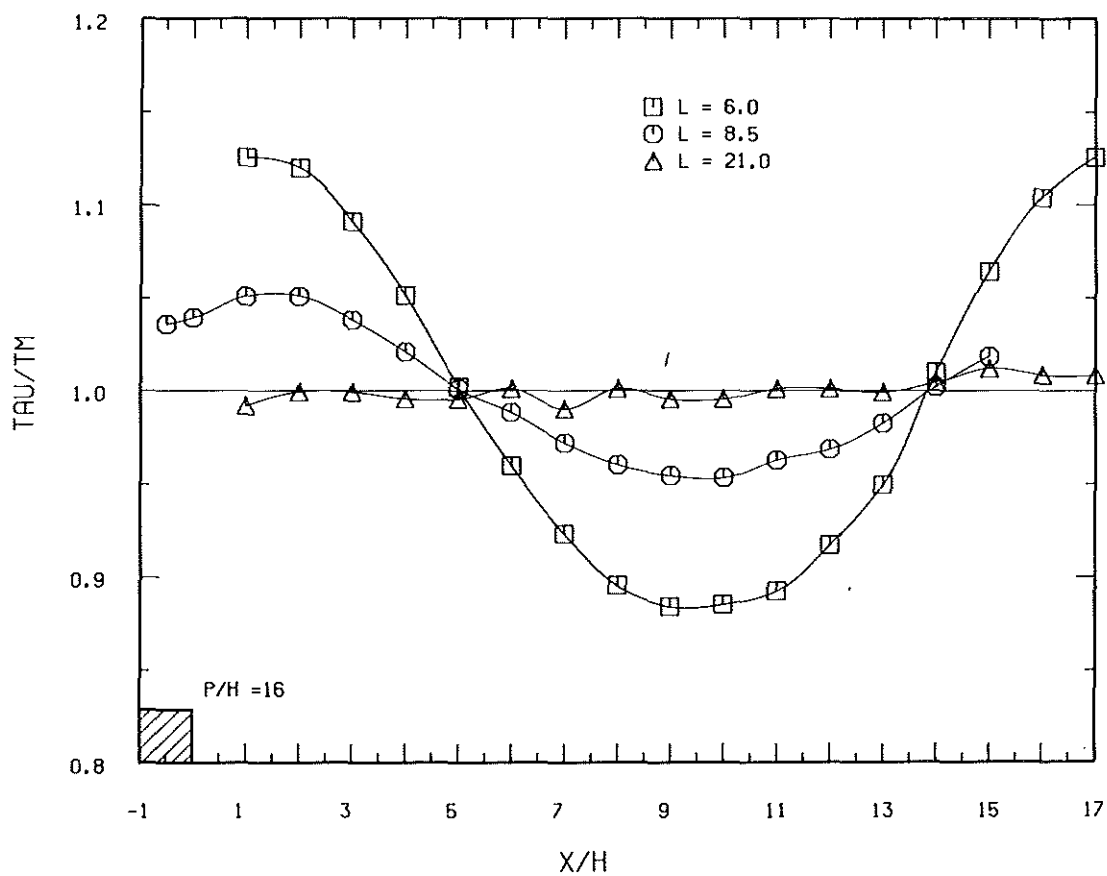
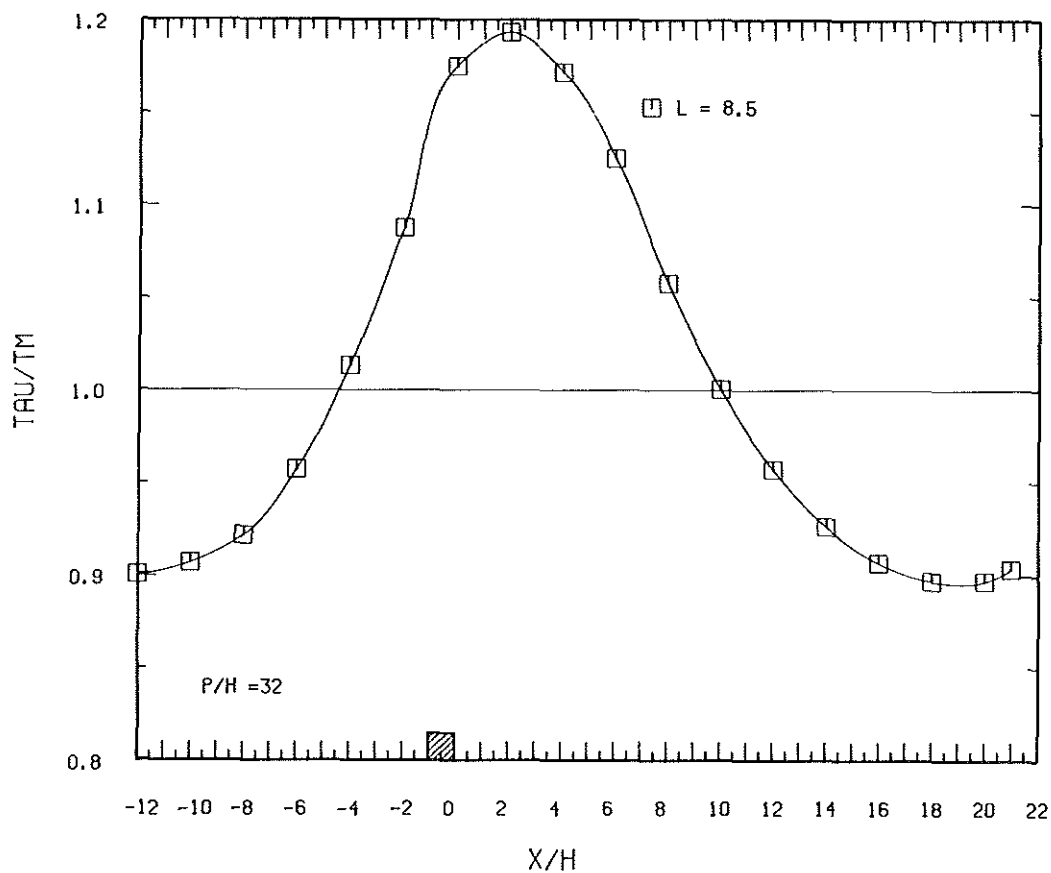


Abb.4.9: Axiale Schwankung der Schubspannung an der glatten Wand, ermittelt nach der PRESTON-Methode (TM=mittlere Schubspannung)

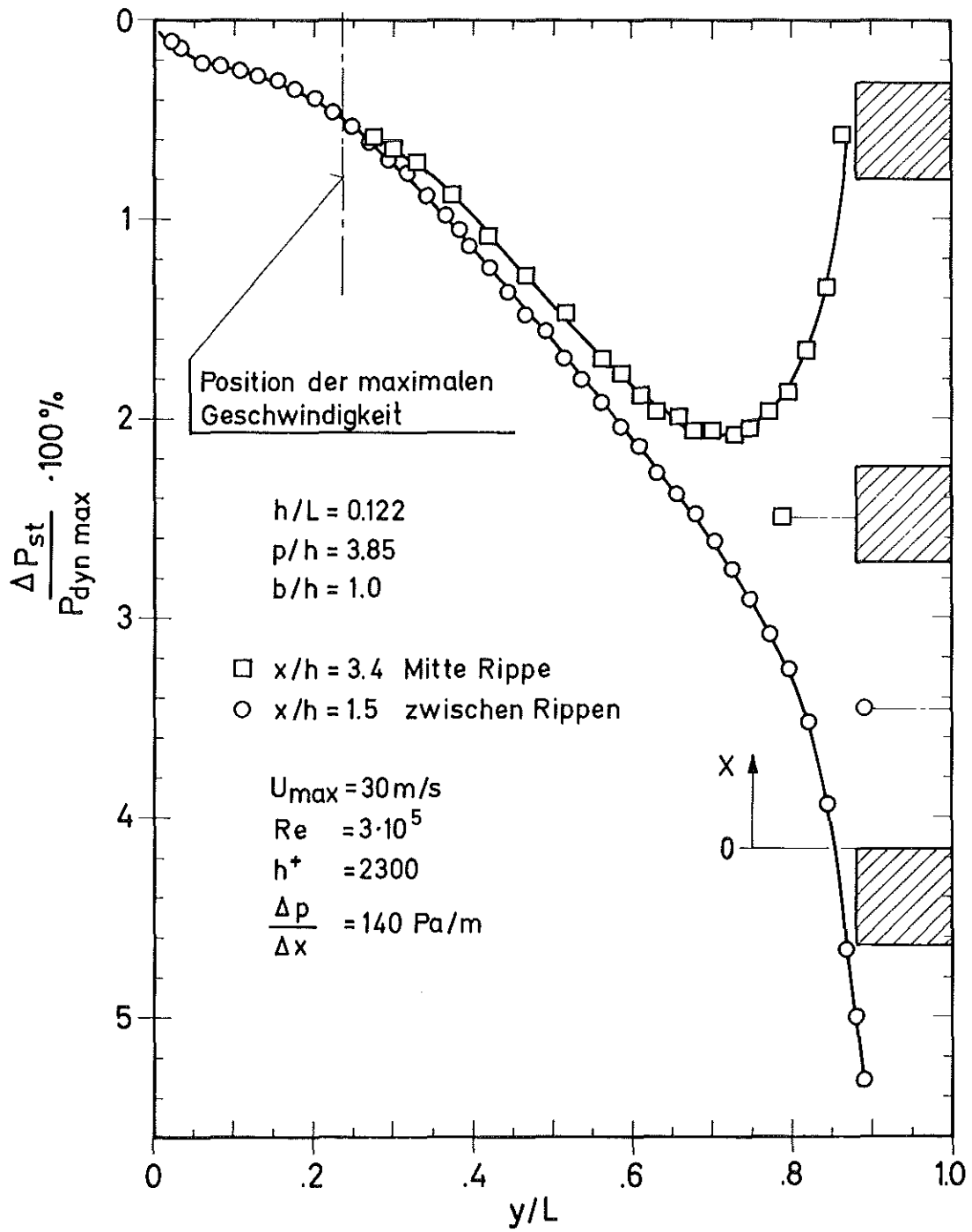


Abb.4.10: Druckprofil im einseitig rauhen Kanal

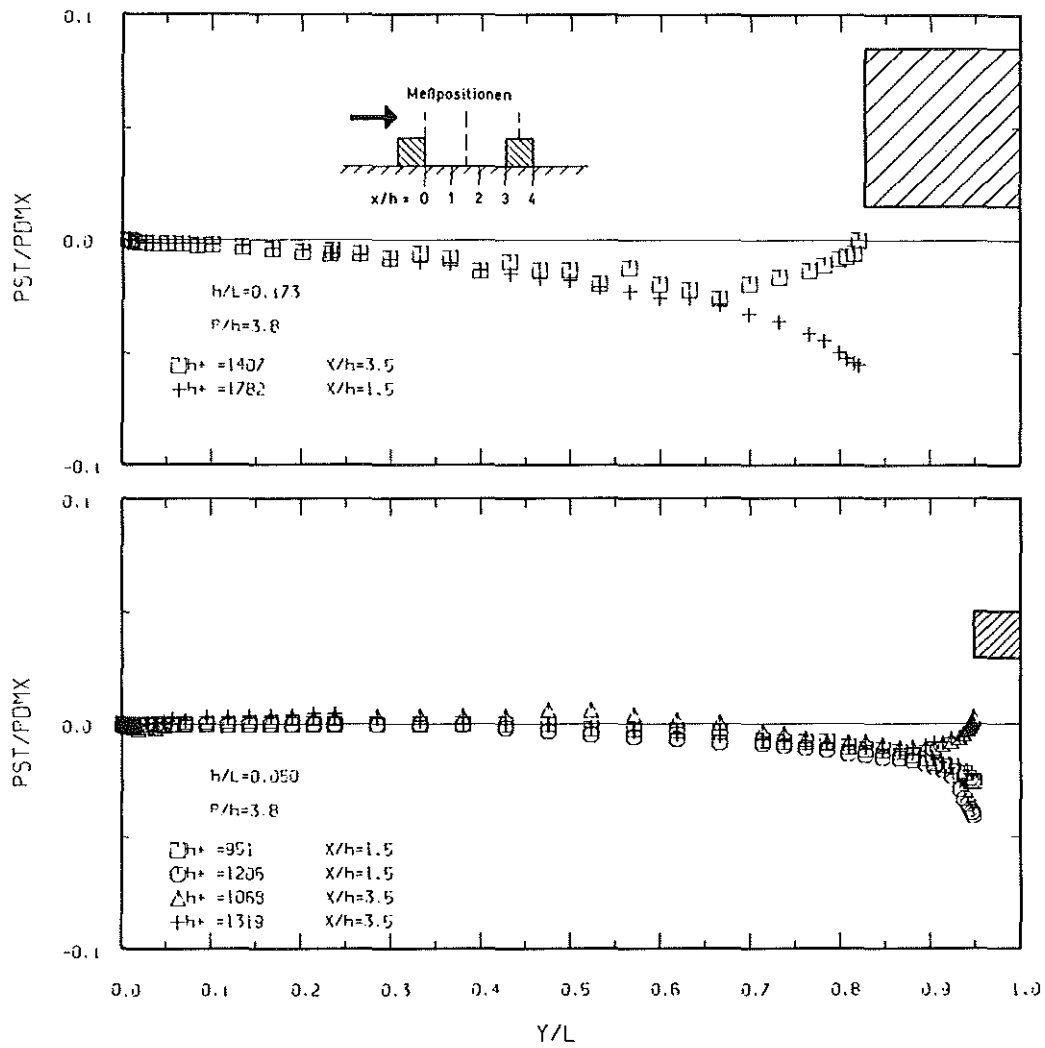


Abb.4.11 Druckprofil an 2-dimensionalen Rauigkeiten ($b/h=1$)

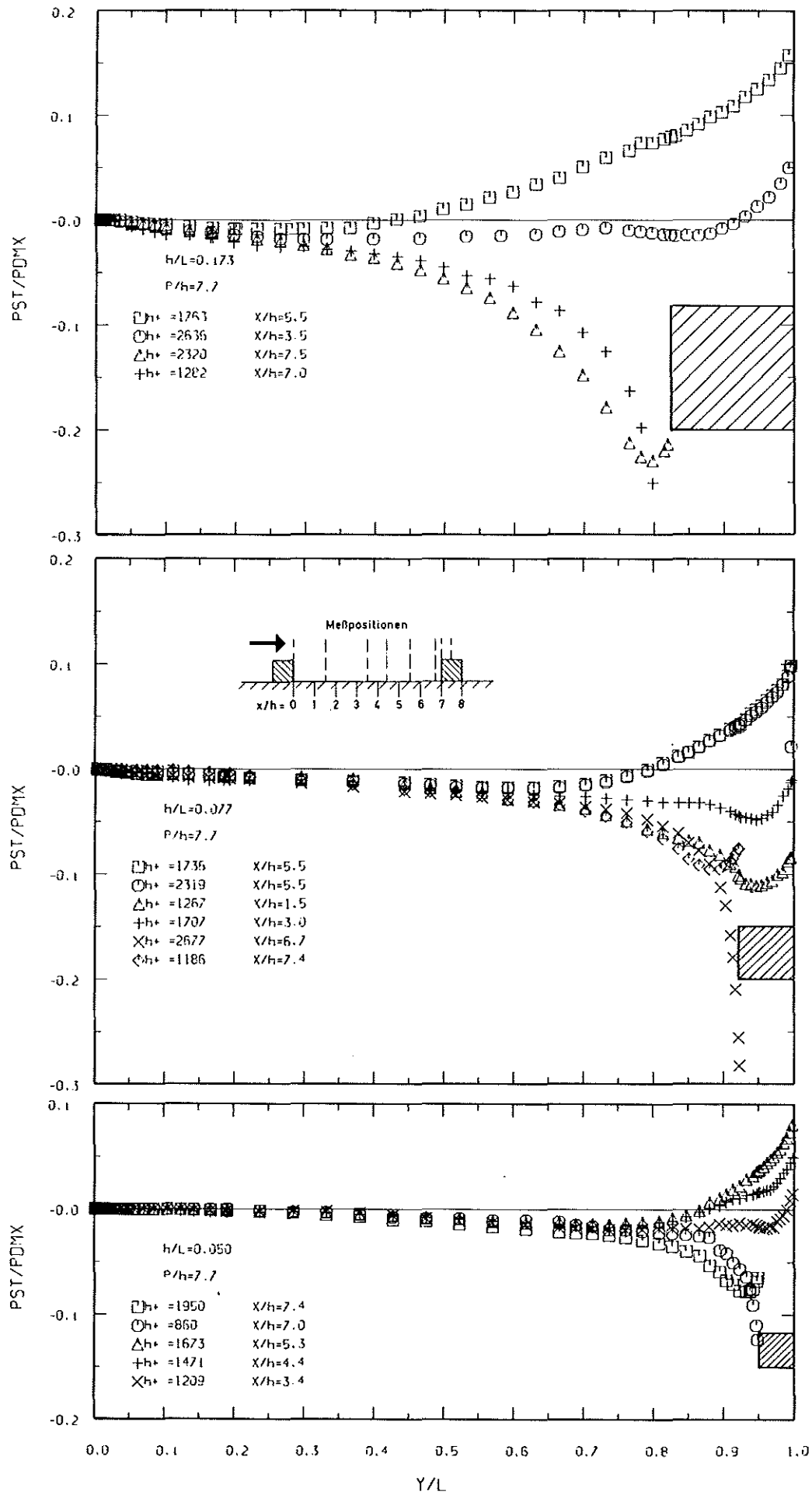


Abb.4.12: Druckprofil an 2-dimensionalen Rauigkeiten ($b/h=1$)

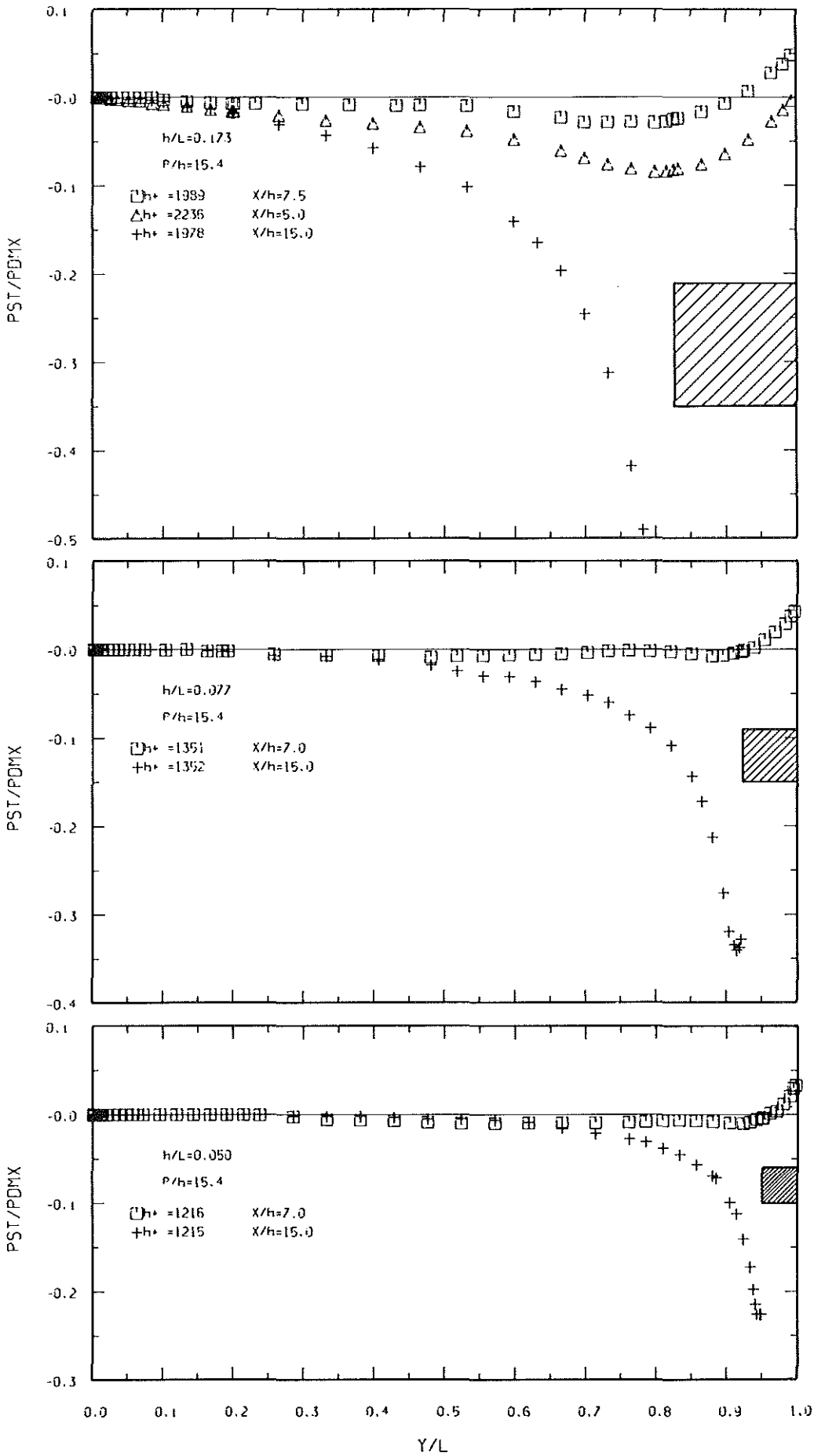


Abb.4.13: Druckprofil an 2-dimensionalen Rauigkeiten ($b/h=1$)

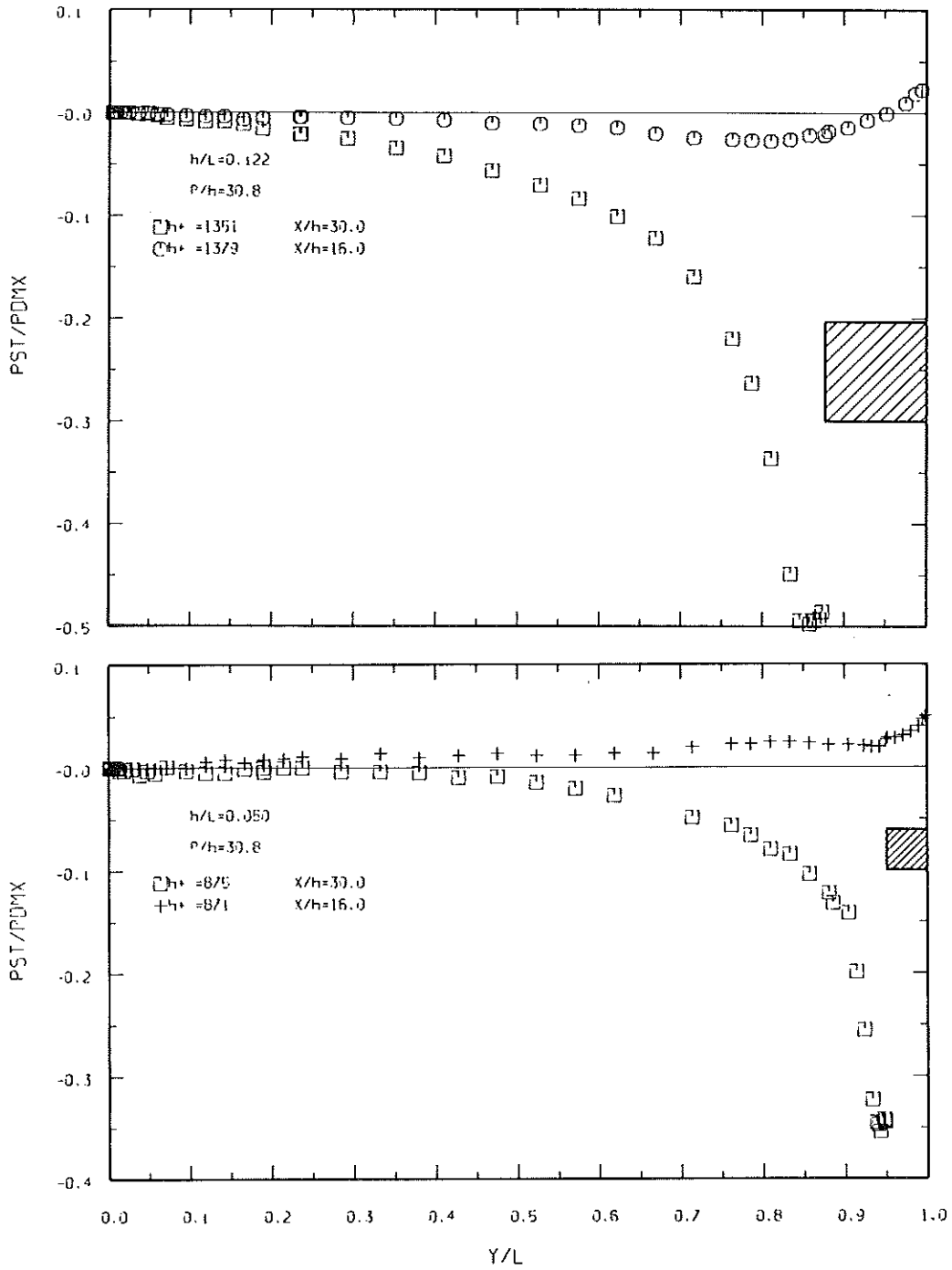


Abb.4.14: Druckprofil an 2-dimensionalen Rauigkeiten ($b/h=1$)

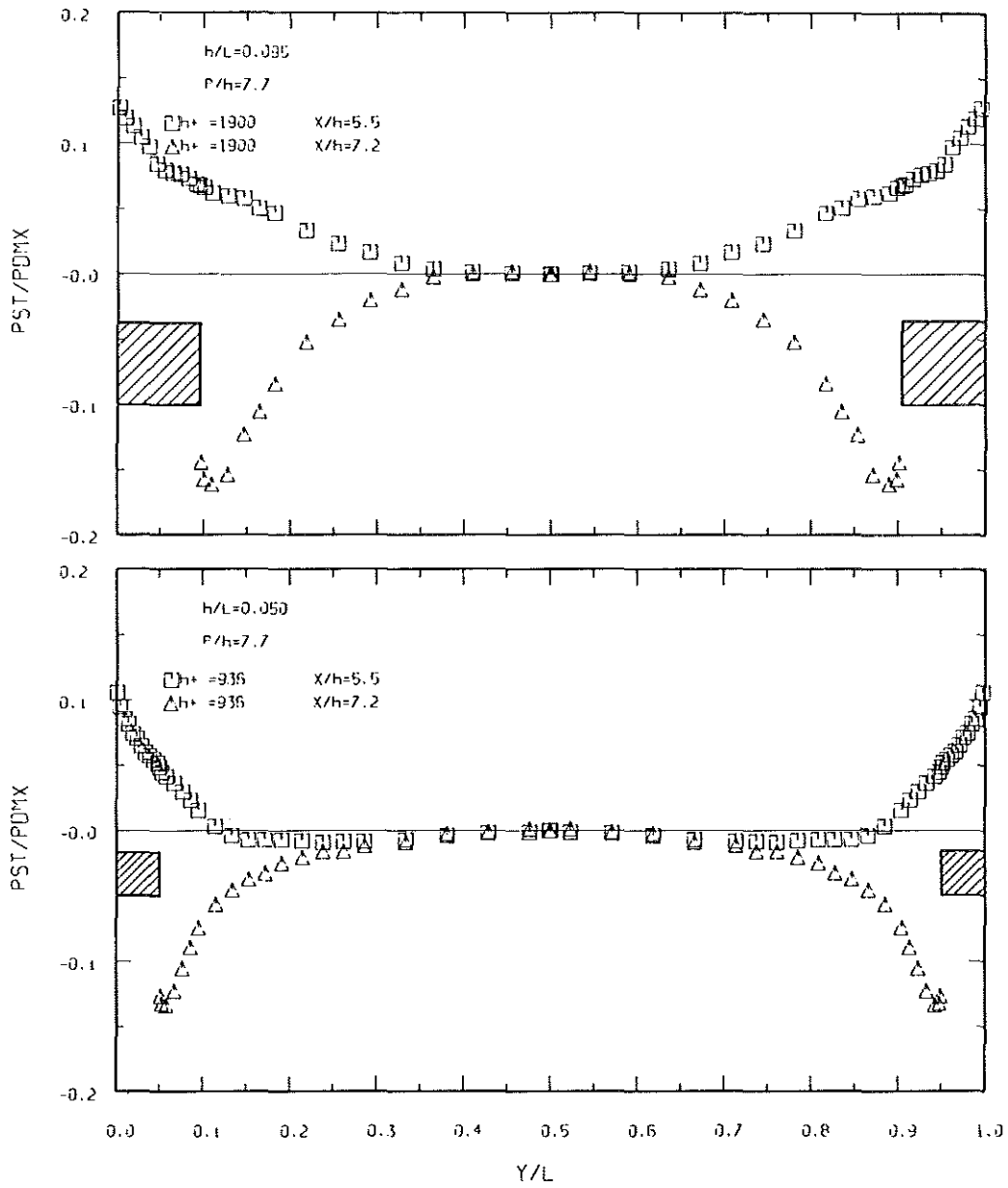


Abb.4.15: Druckprofil an 2-dimensionalen Rauigkeiten
($b/h=1$, beide Wände rauh)

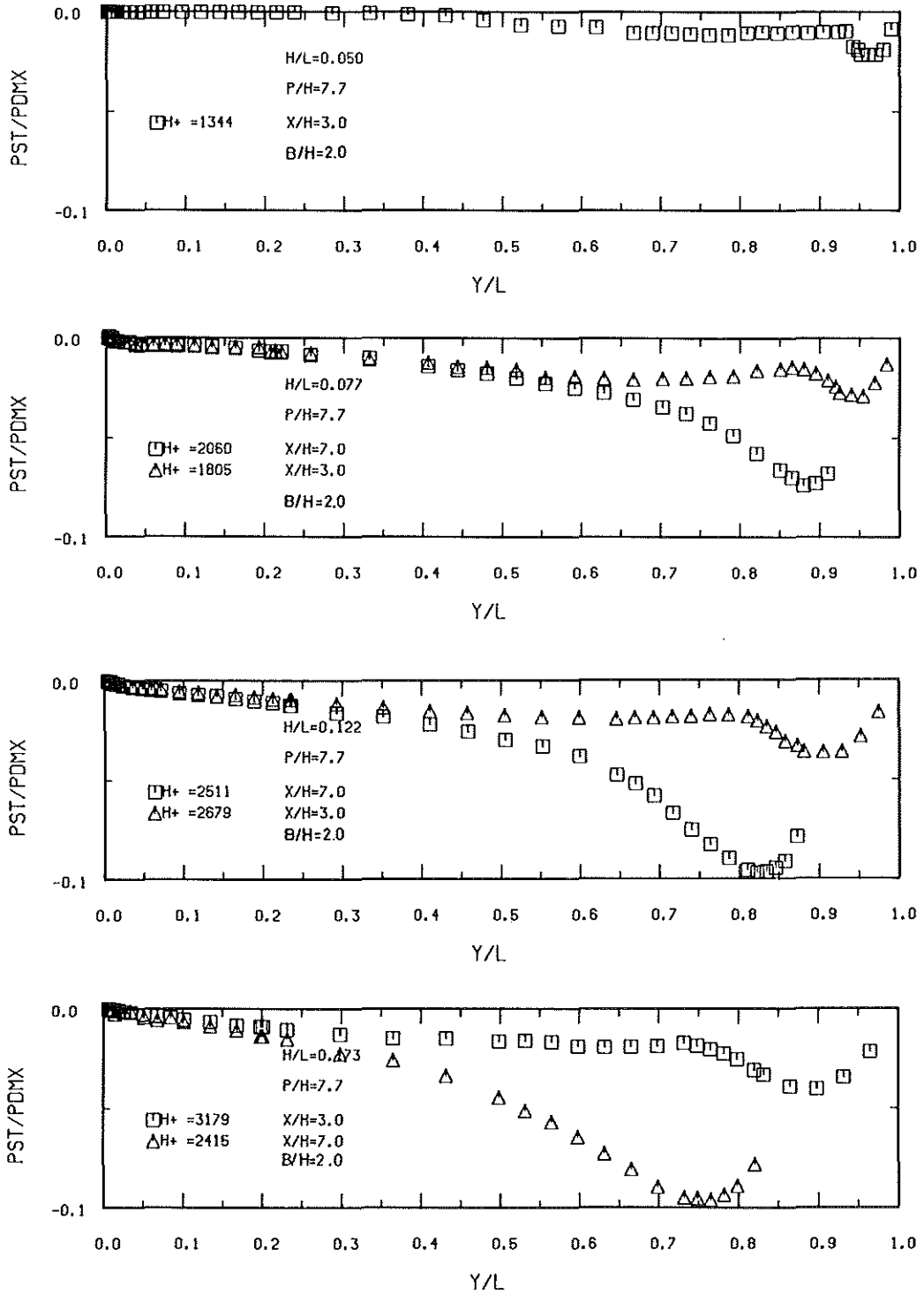


Abb.4.16: Druckprofil an 2-dimensionalen Rauigkeiten ($b/h=2$)

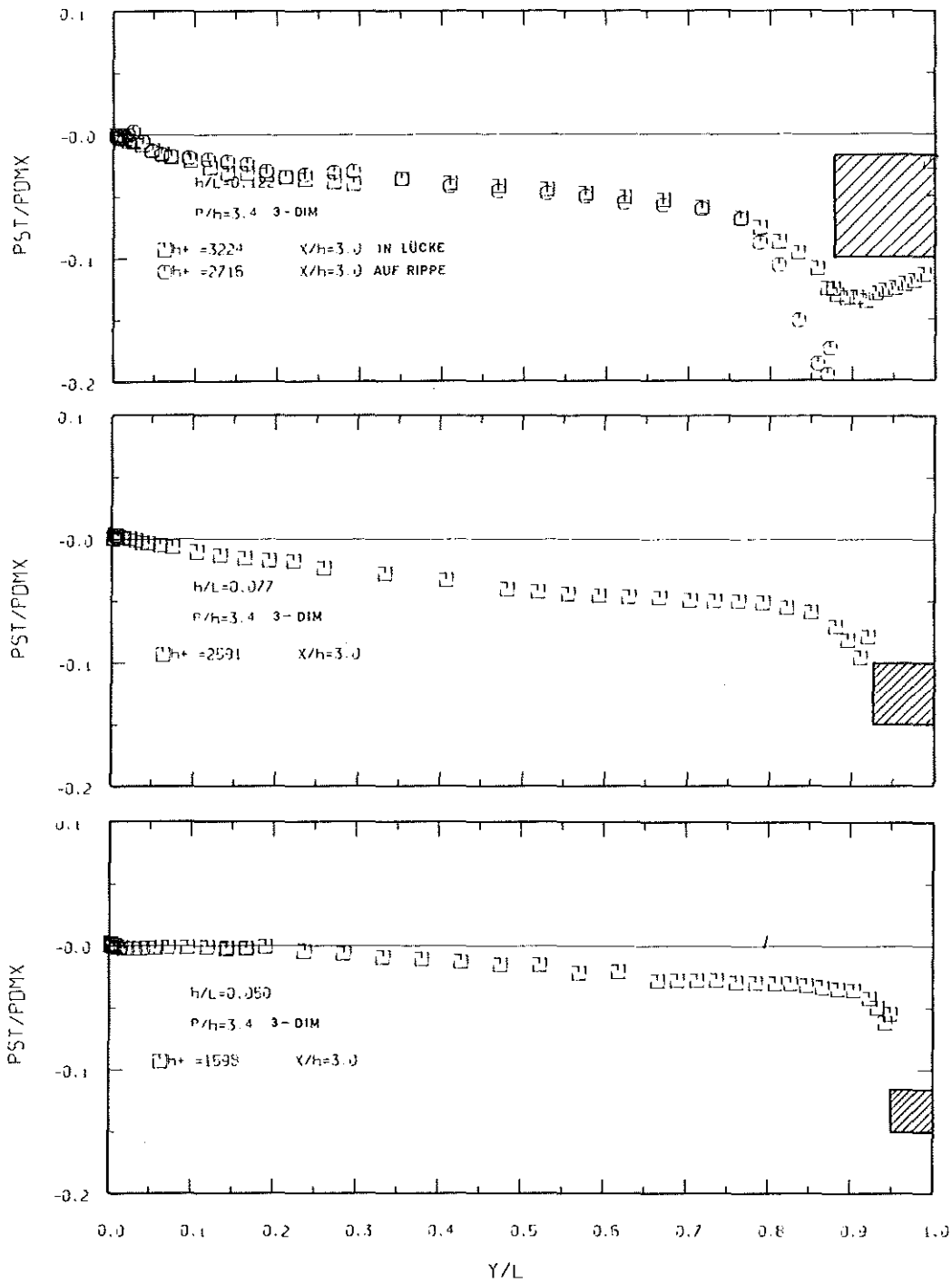


Abb.4.17: Druckprofil an 3-dimensionalen Rauigkeiten ($b/h=1$, $g/e=0.5$)

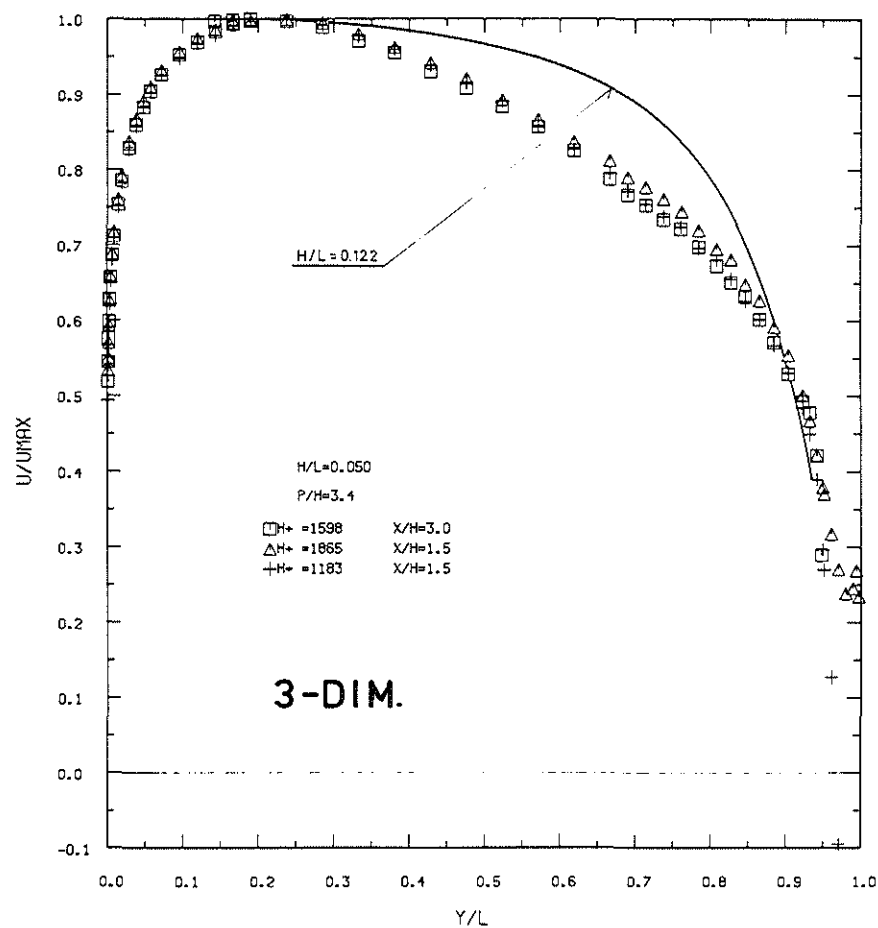
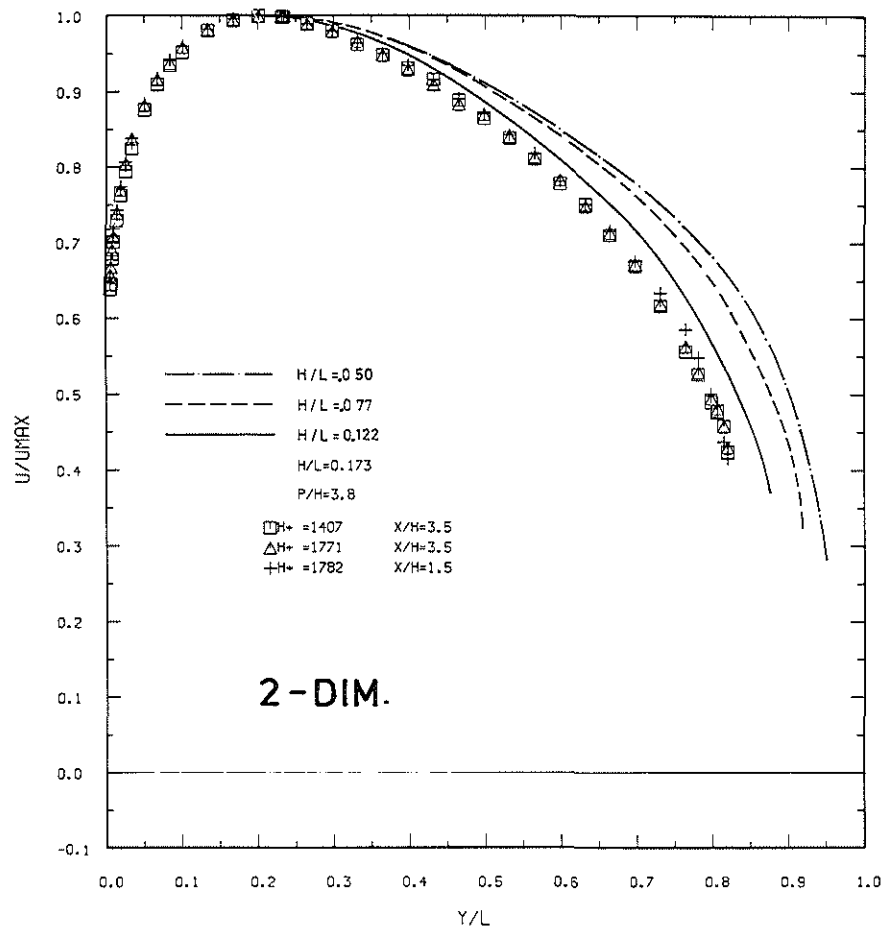


Abb.4.18: Geschwindigkeitsprofile an 2- und 3-dimensionaler Rauigkeit

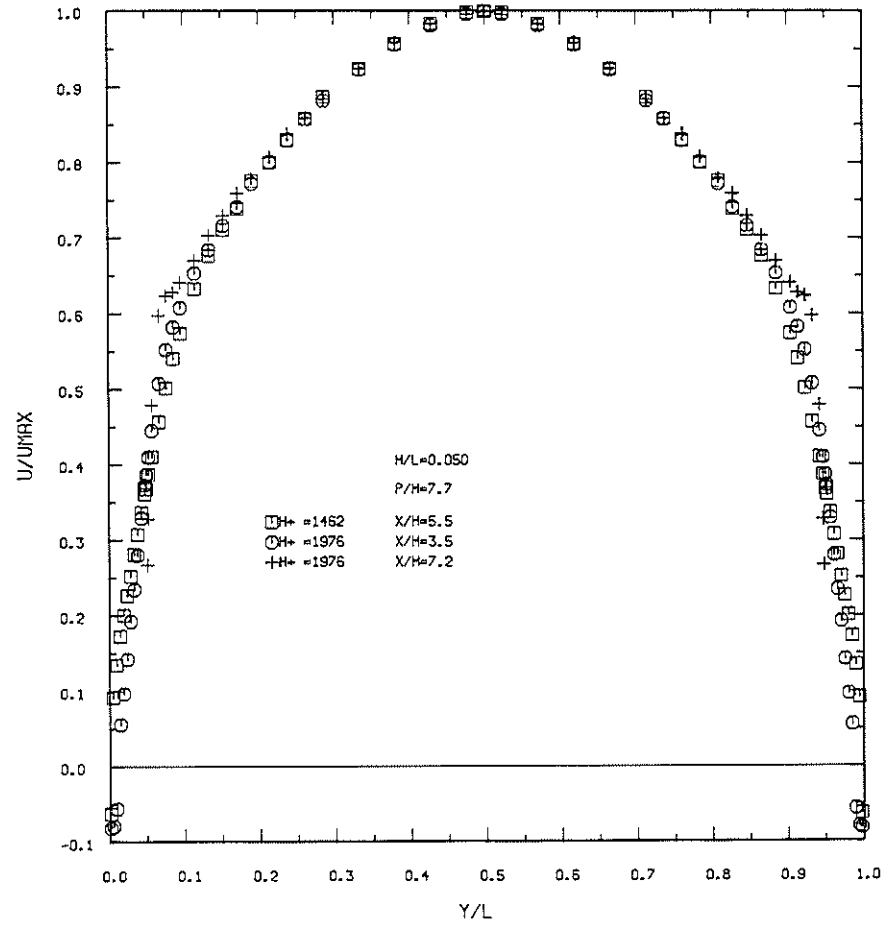
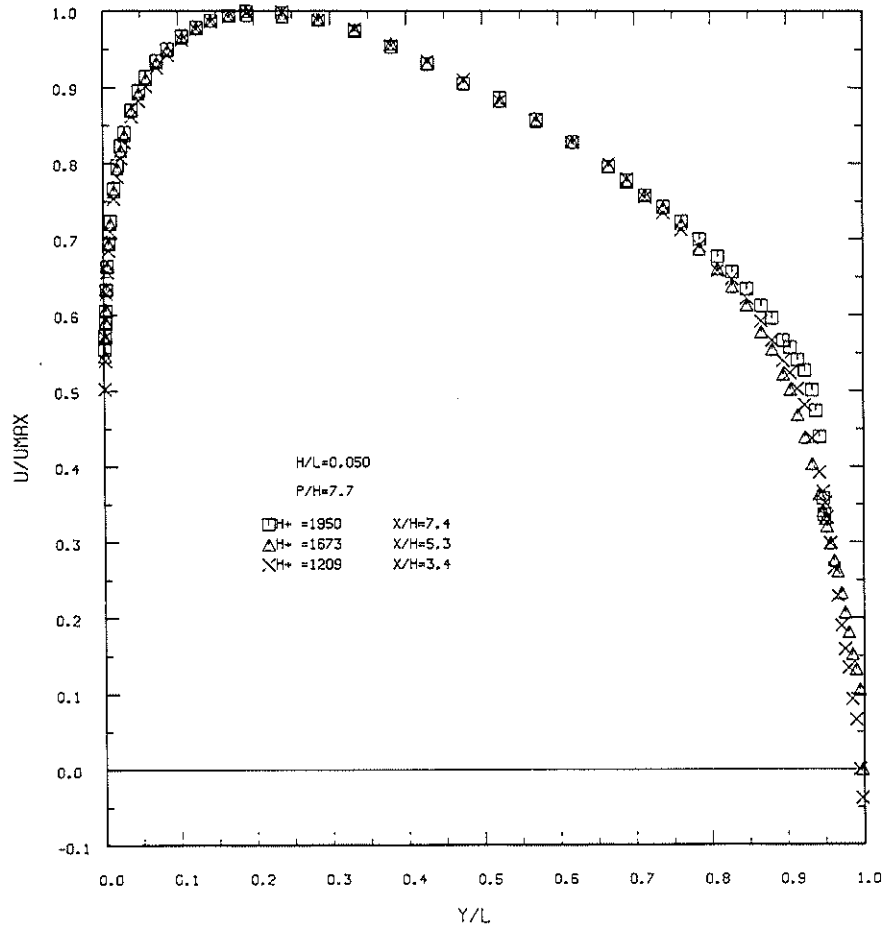


Abb.4.19: Geschwindigkeitsprofile im einseitig und doppelseitig rauhen Kanal

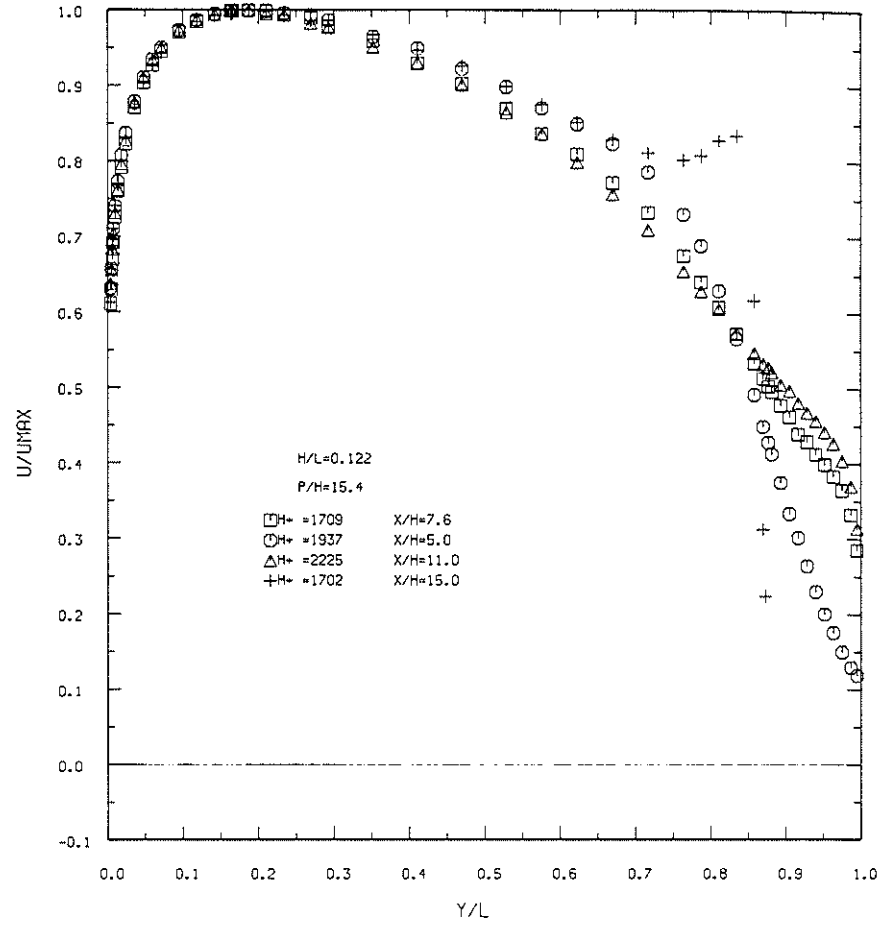
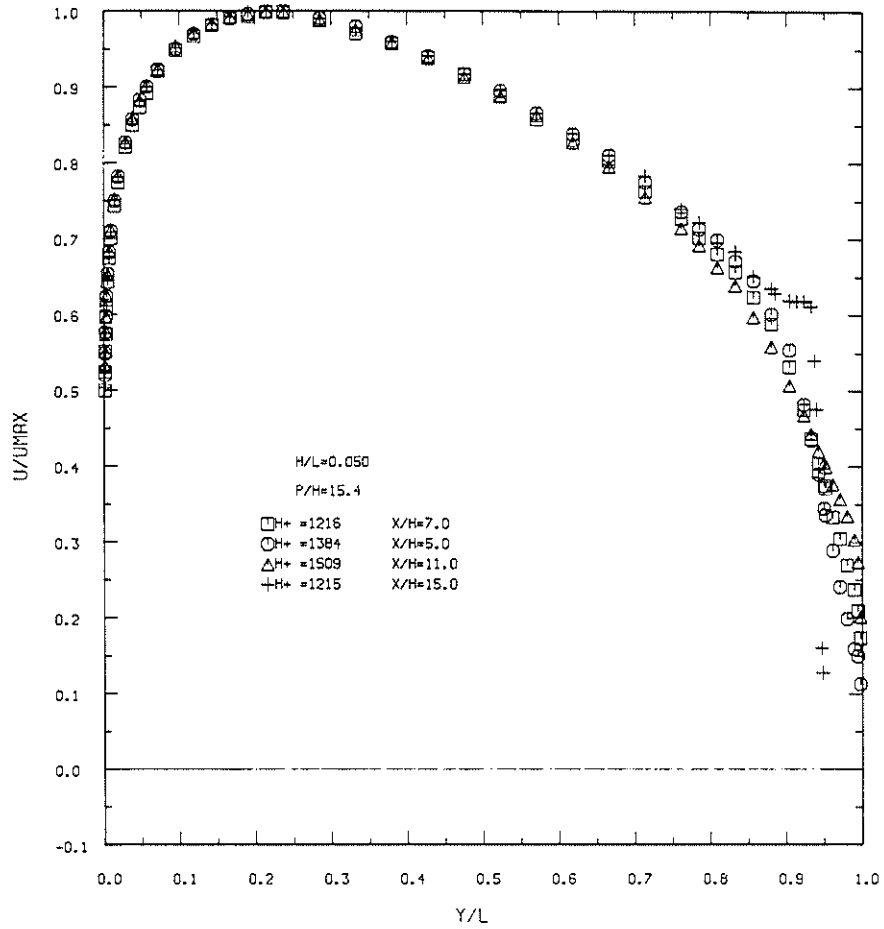


Abb.4.20: Geschwindigkeitsprofile an 2-dimensionaler Rauhgigkeit mit großem Rippenabstand

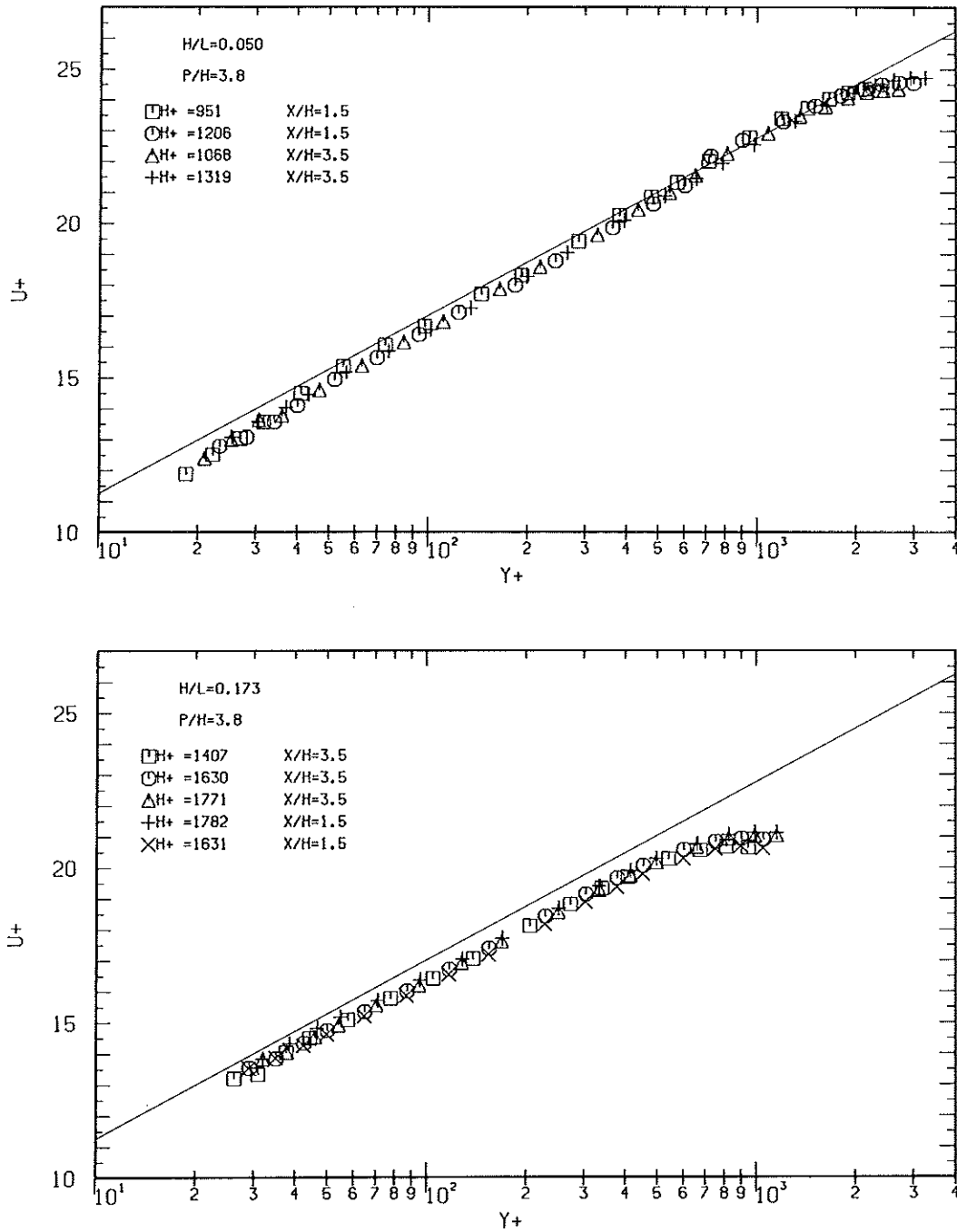


Abb.4.21: Dimensionslose Geschwindigkeitsprofile an der glatten Wand bei 2-dimensionaler Rauigkeit mit kleinem Rippenabstand an der gegenüberliegenden Wand

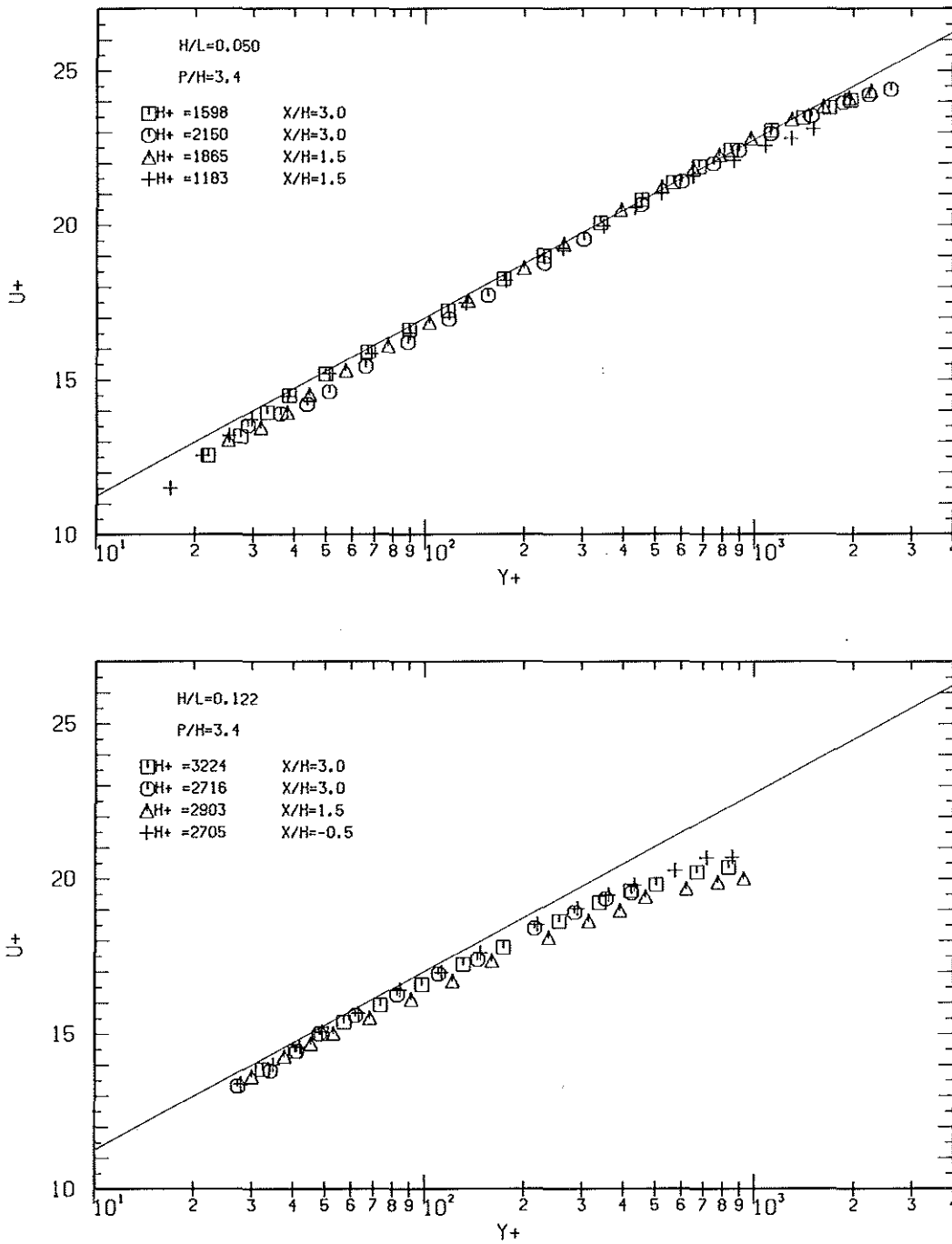


Abb.4.22: Dimensionslose Geschwindigkeitsprofile an der glatten Wand bei 3-dimensionaler Rauhhigkeit an der gegenüberliegenden Wand

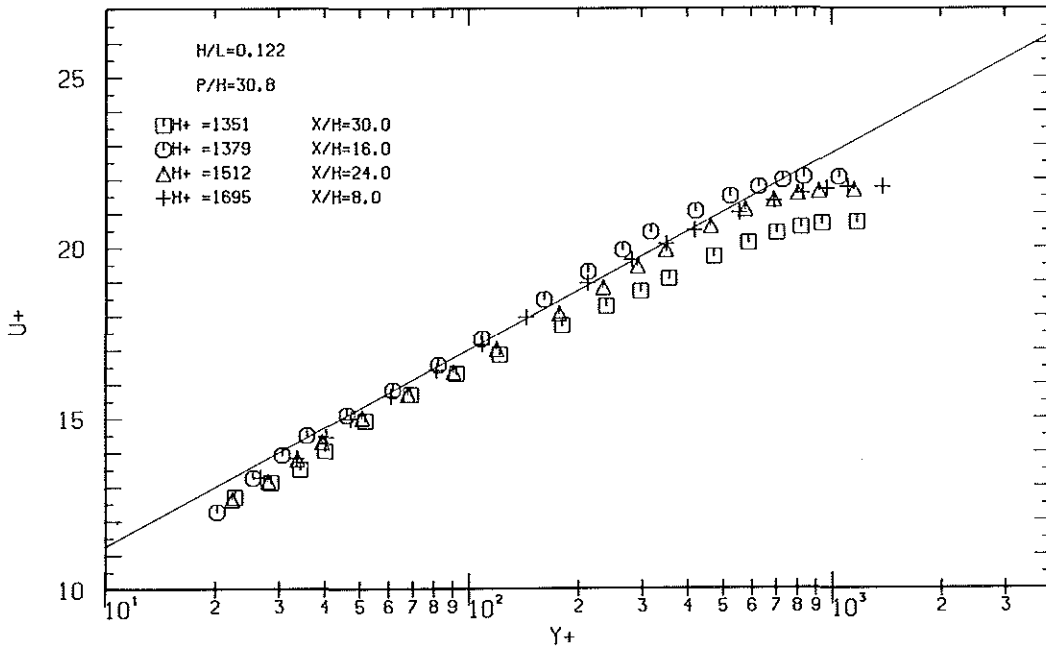
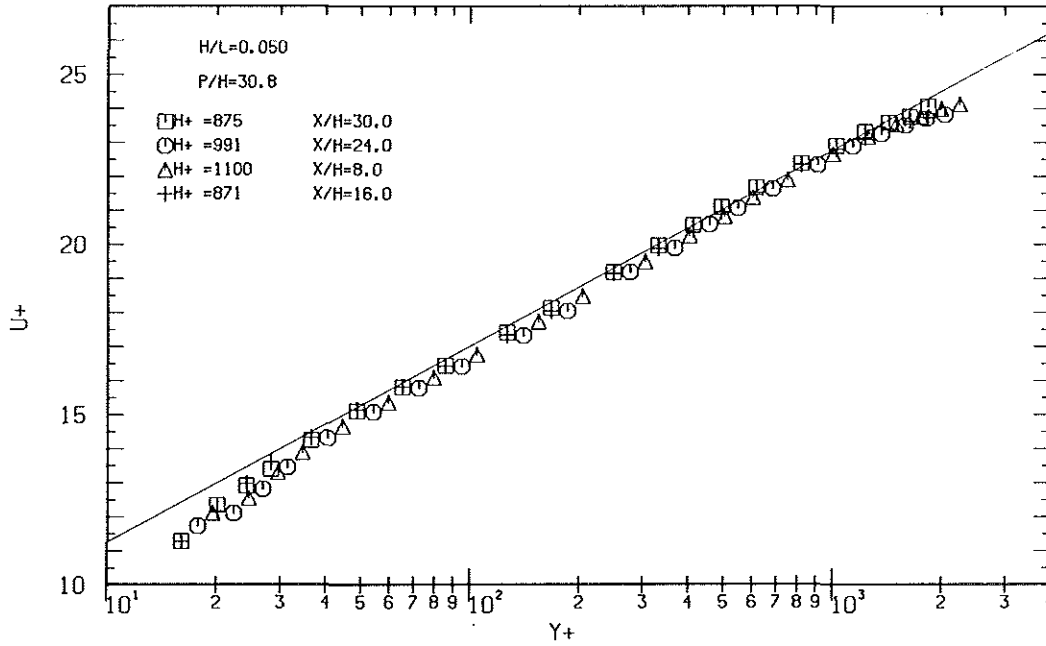


Abb.4.23: Dimensionslose Geschwindigkeitsprofile an der glatten Wand bei 2-dimensionaler Rauhmigkeit mit großem Rippenabstand an der gegenüberliegenden Wand

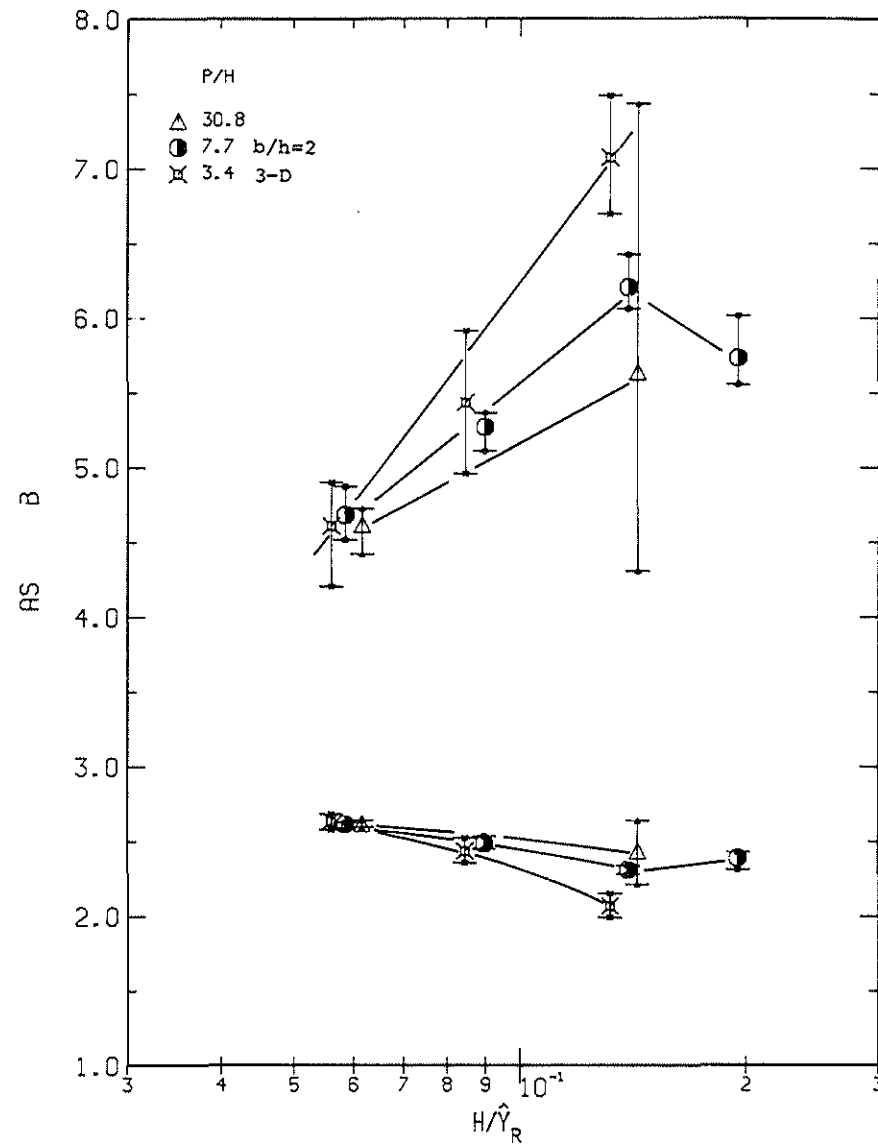
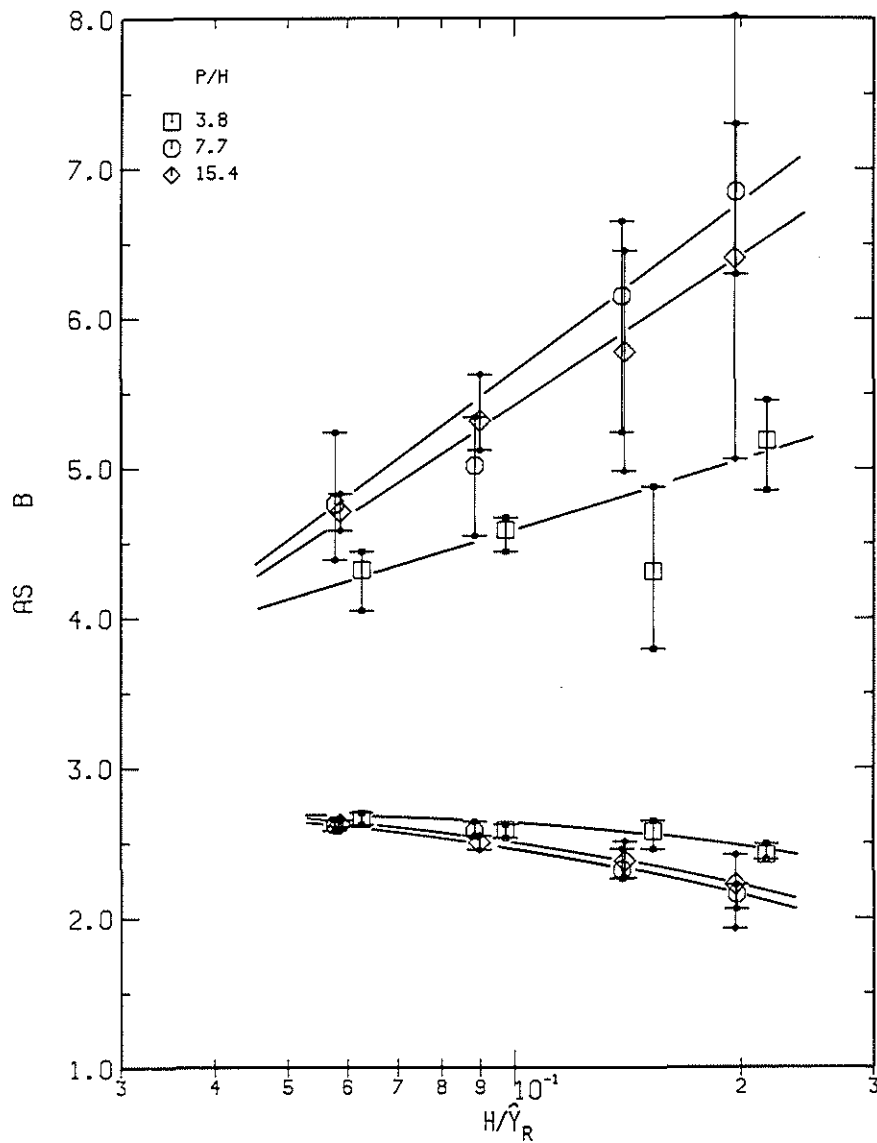


Abb. 4.24: Die mittleren Profilkonstanten A und B des dimensionslosen logarithmischen Geschwindigkeitsprofils an der glatten Wand im einseitig rauhen Kanal als Funktion der relativen Kanaltiefe und deren Variationsbreiten

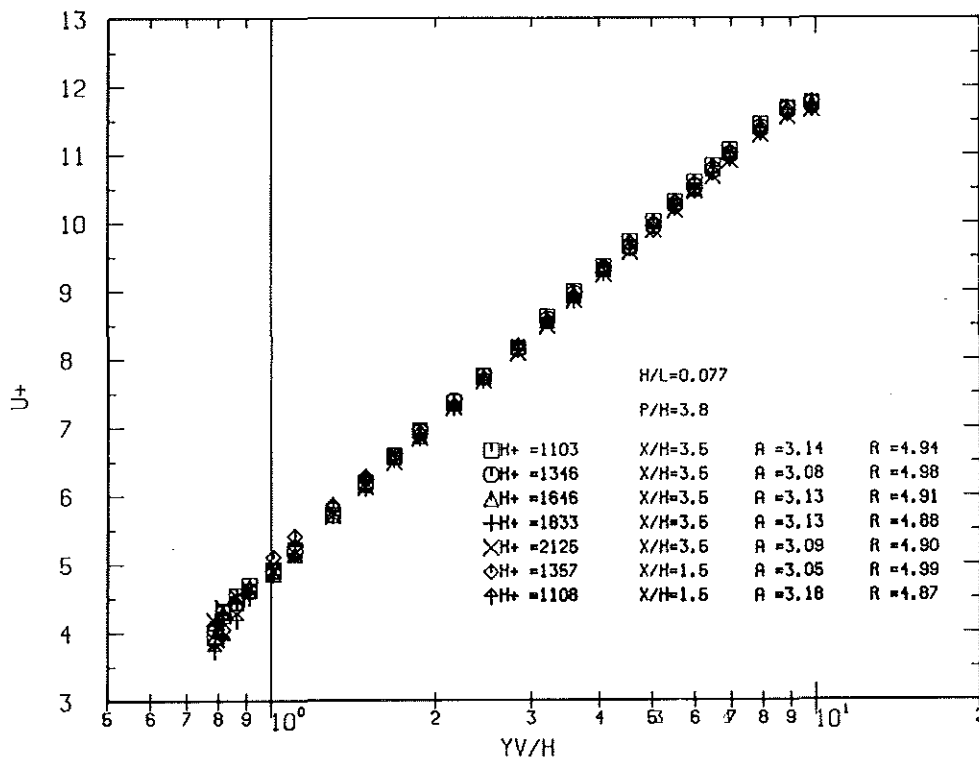
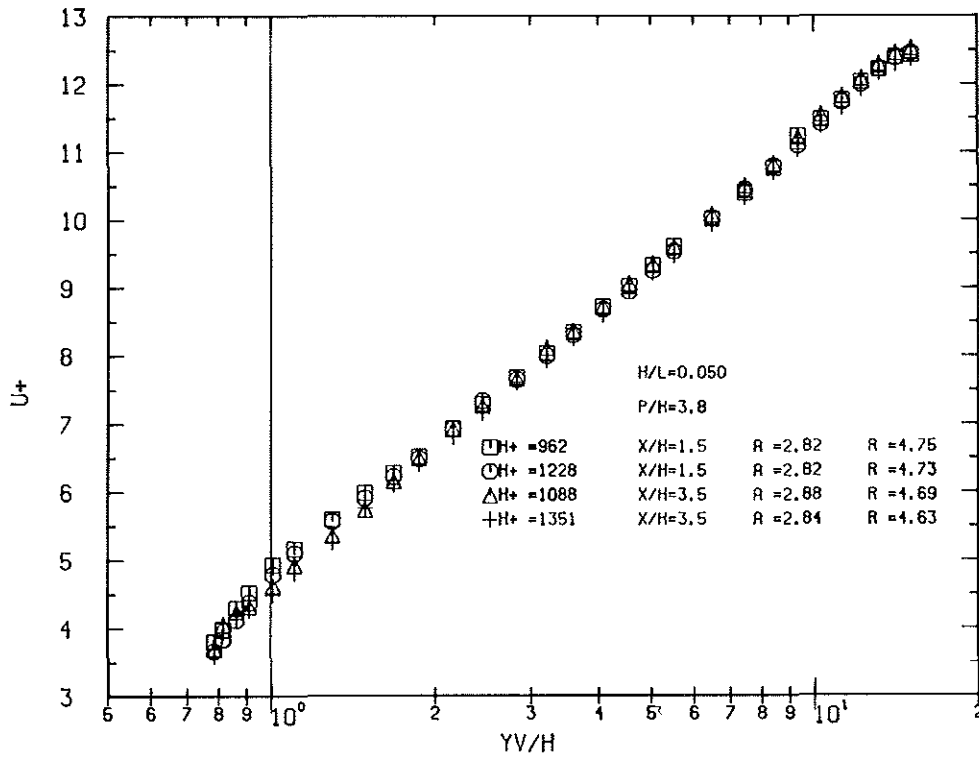


Abb.4.25a: Das dimensionslose Geschwindigkeitsprofil an der rauhen Wand mit 2-dimensionaler Rauhigkeit ($b/h=1$)

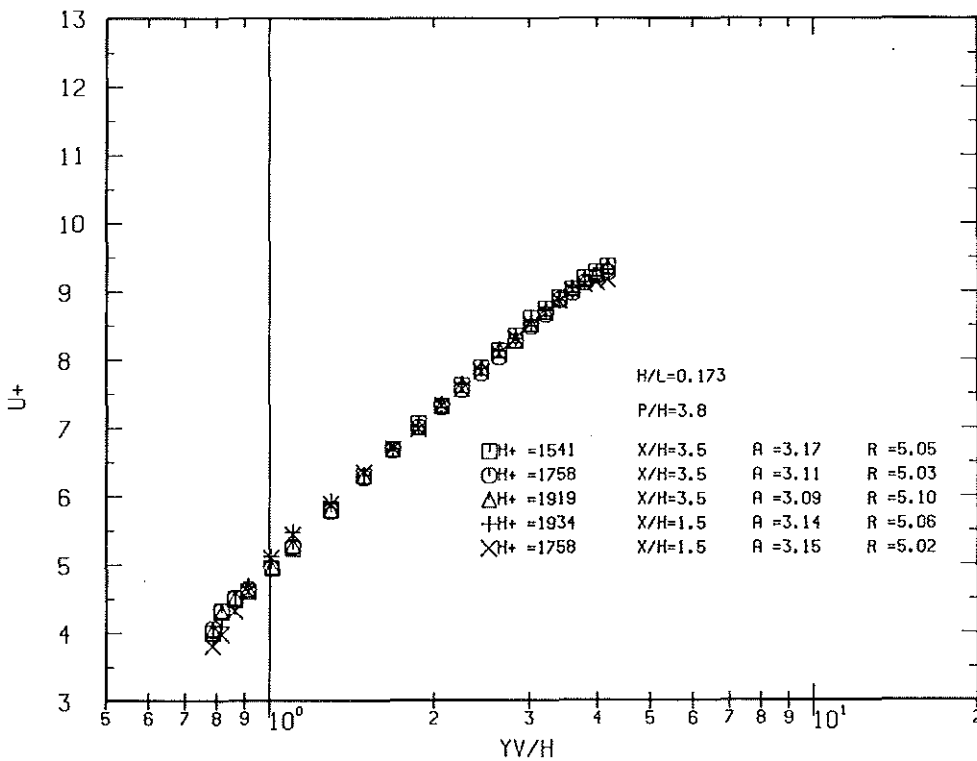
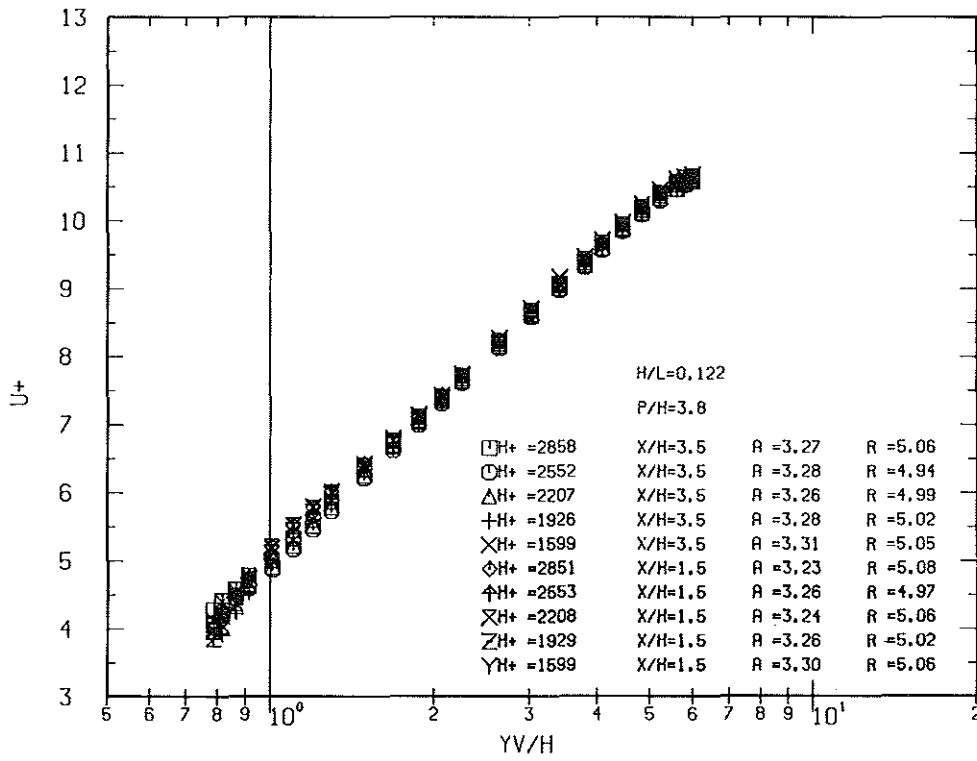


Abb.4.25b: Das dimensionslose Geschwindigkeitsprofil an der rauhen Wand mit 2-dimensionaler Rauigkeit ($b/h=1$)

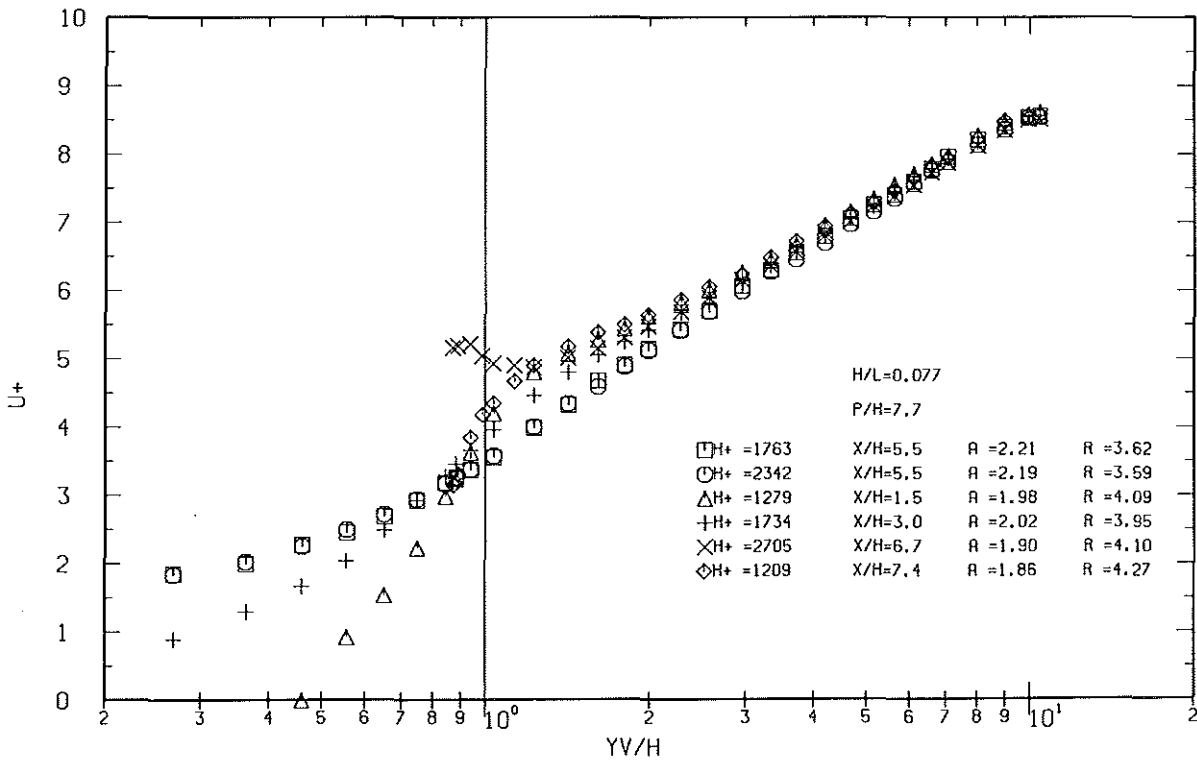
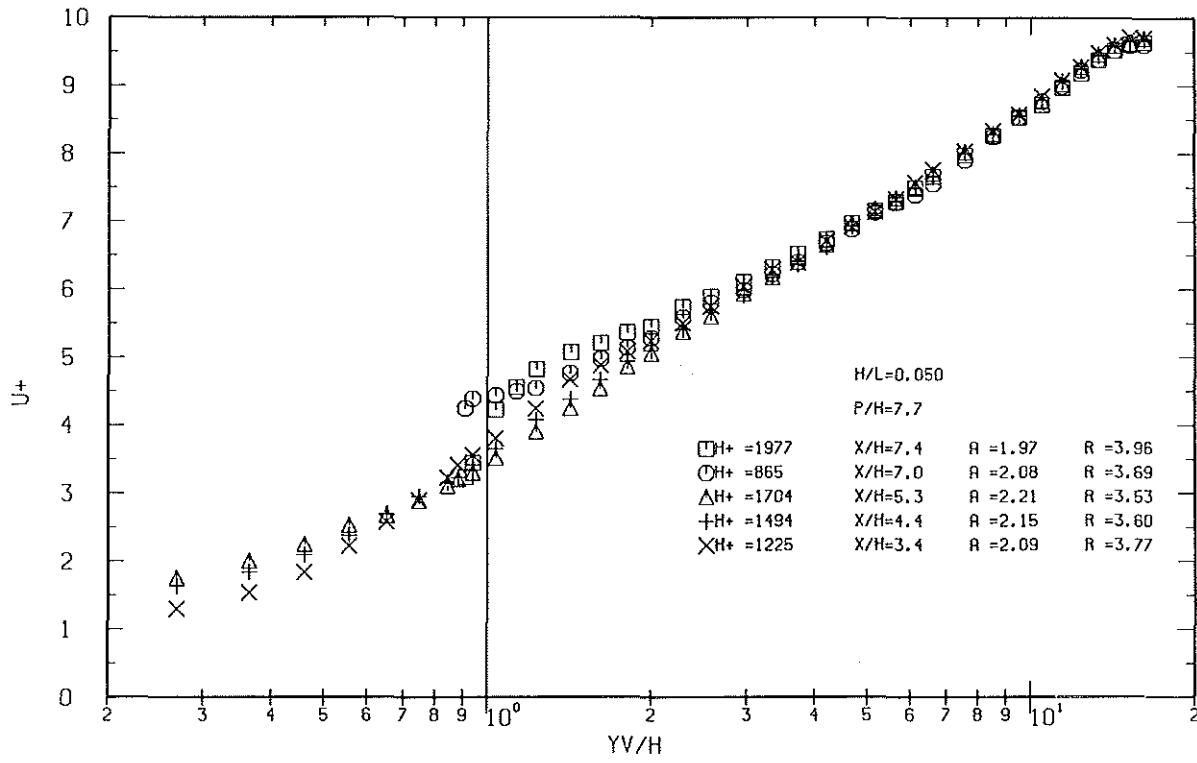


Abb.4.26a: Das dimensionslose Geschwindigkeitsprofil an der rauhen Wand mit 2-dimensionaler Rauhhigkeit ($b/h=1$)

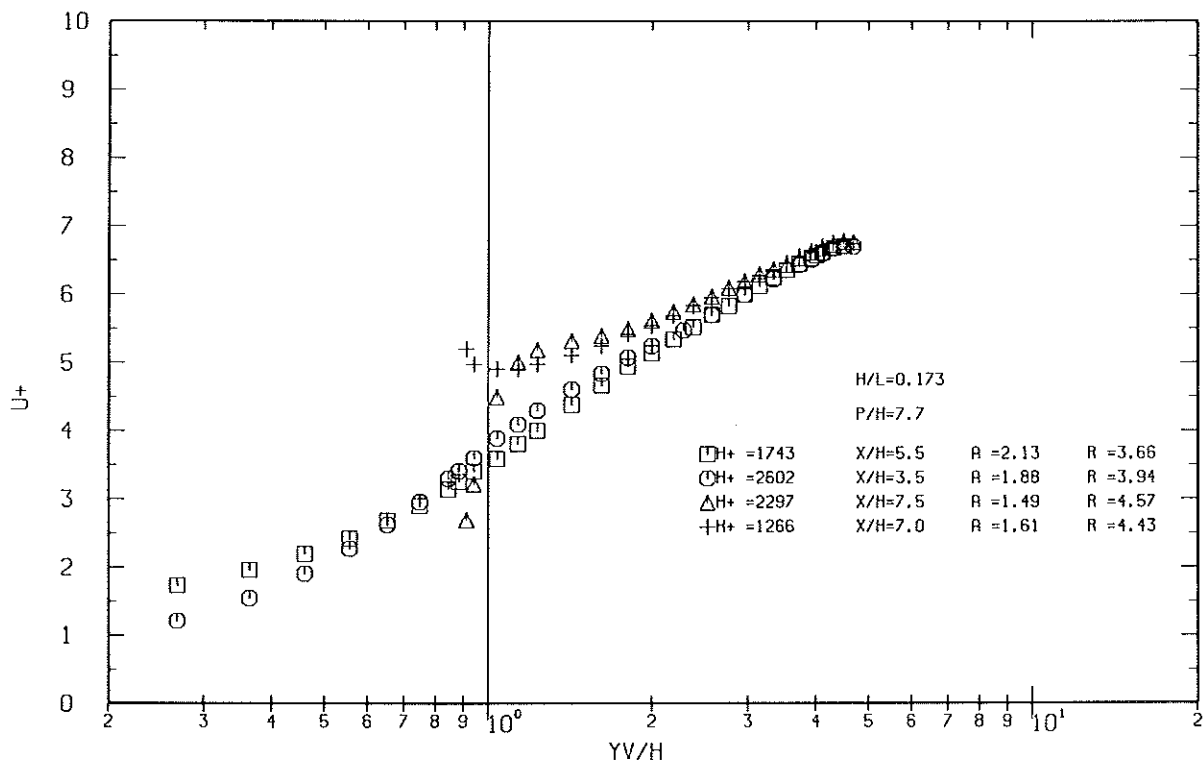
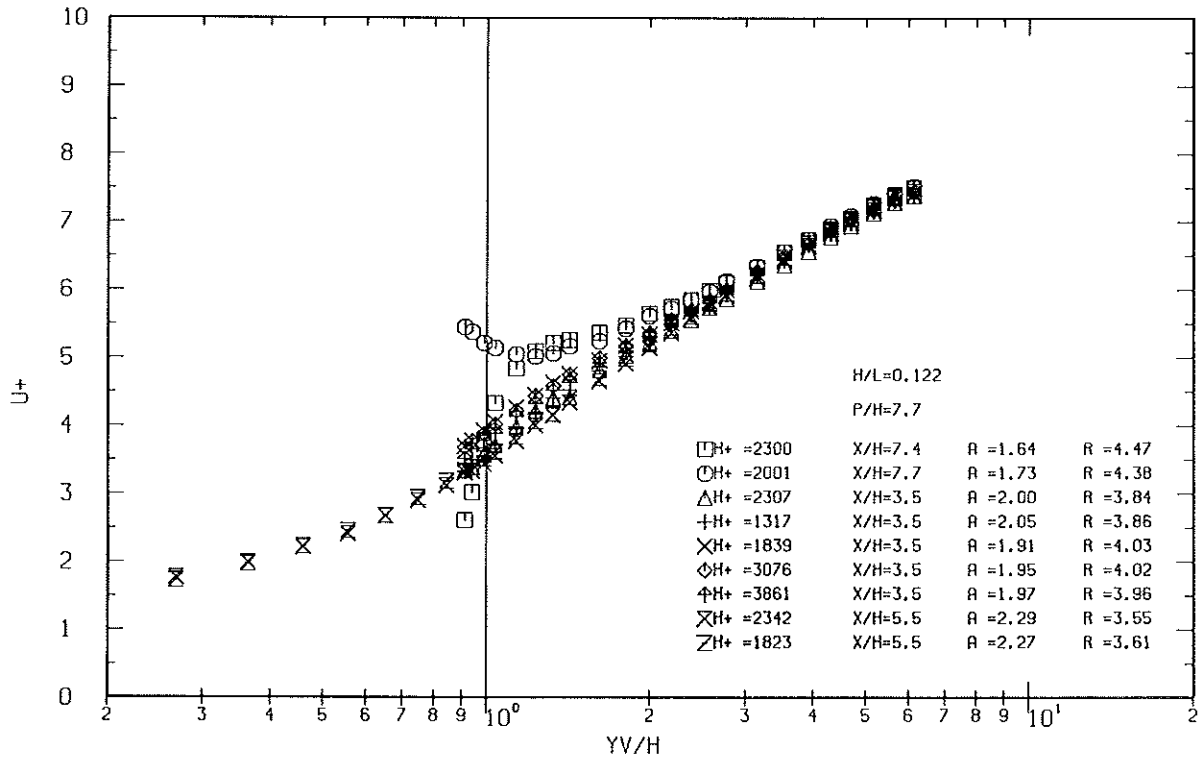


Abb.4.26b: Das dimensionslose Geschwindigkeitsprofil an der rauhen Wand mit 2-dimensionaler Rauigkeit ($b/h=1$)

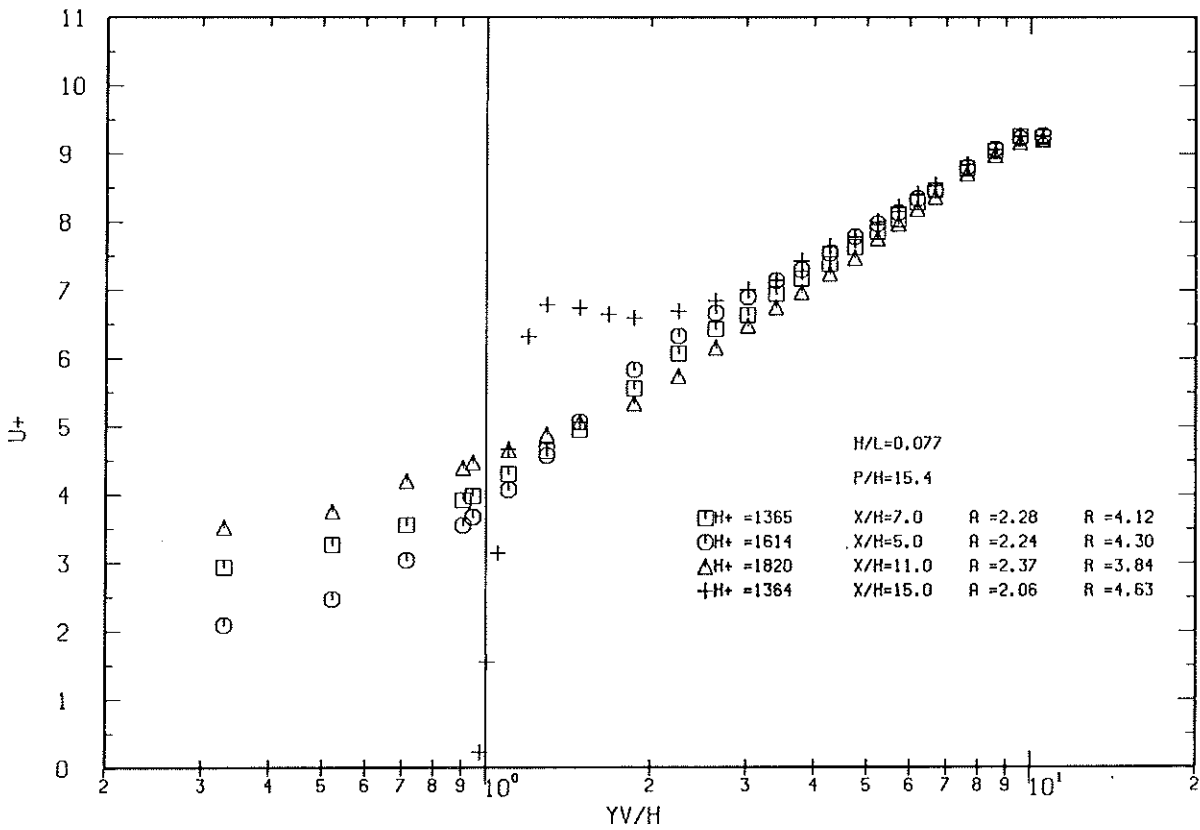
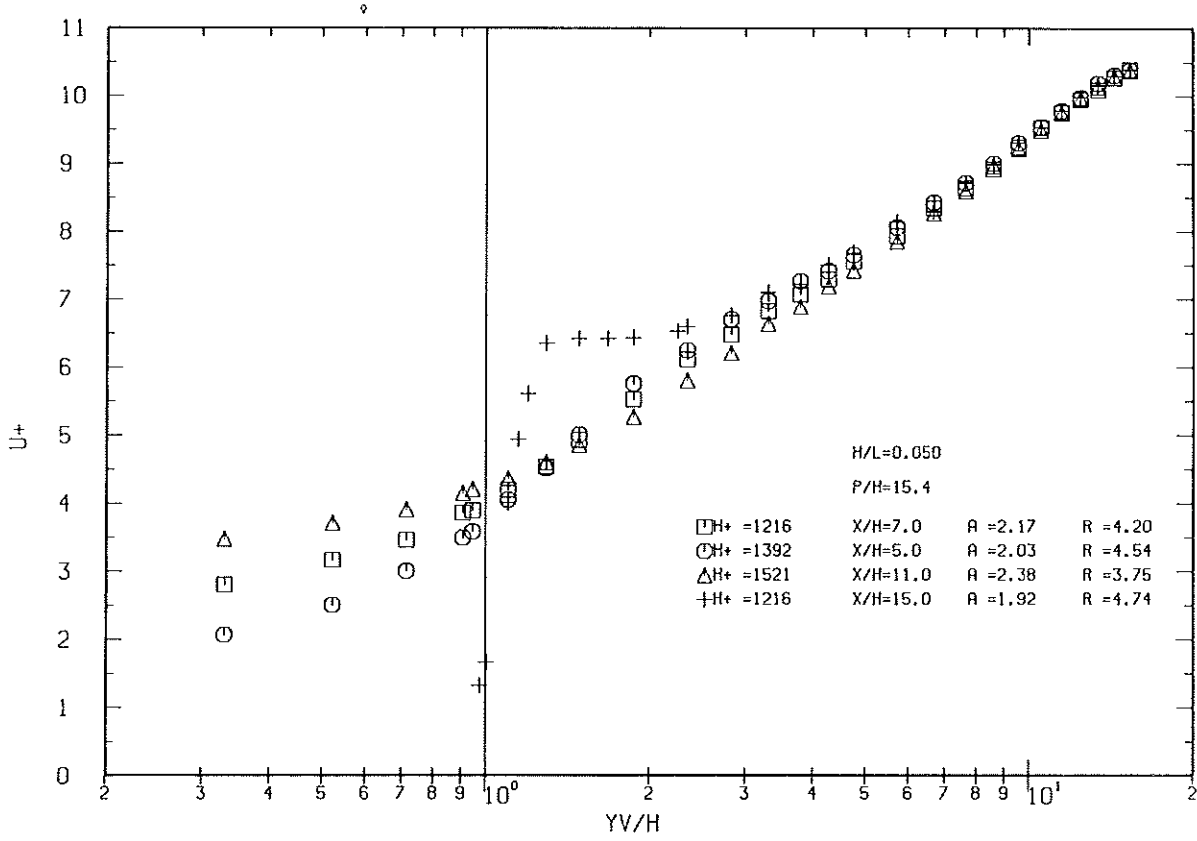


Abb.4.27a: Das dimensionslose Geschwindigkeitsprofil an der rauhen Wand mit 2-dimensionaler Rauigkeit ($b/h=1$)

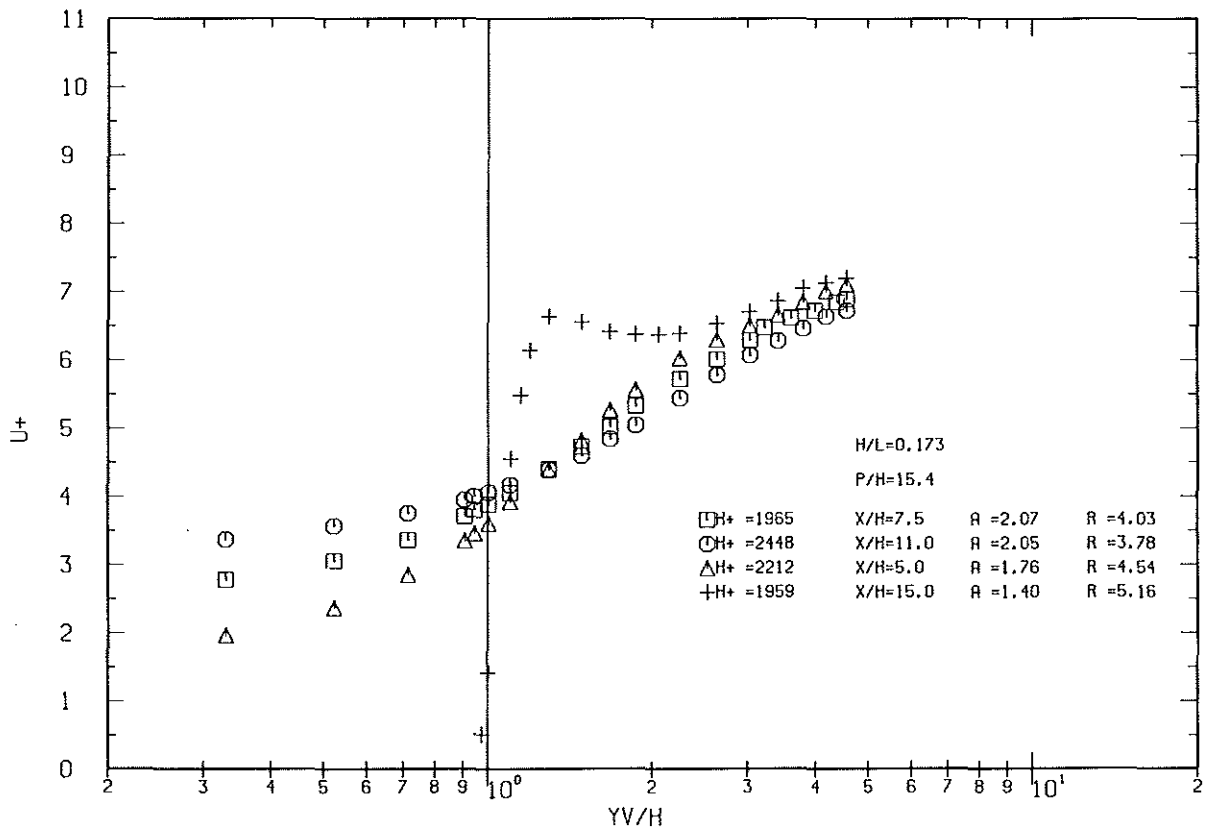
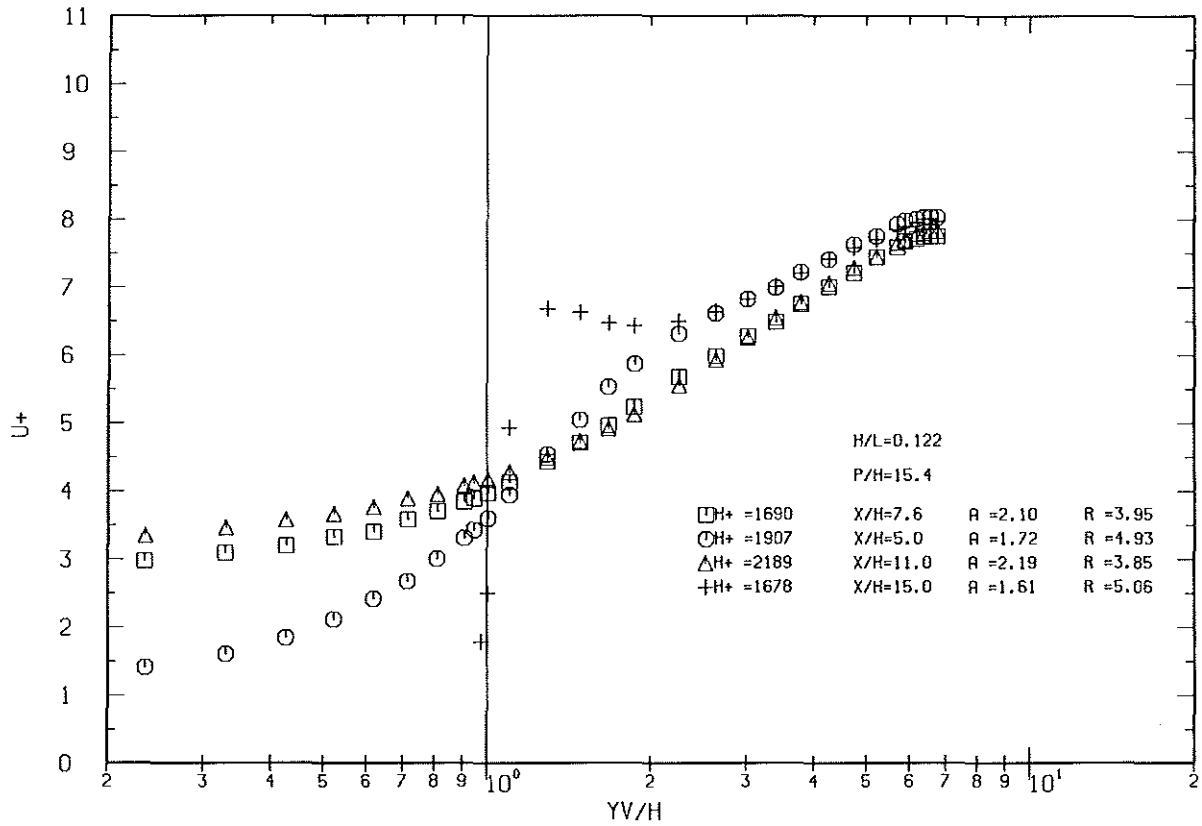


Abb.4.27b: Das dimensionslose Geschwindigkeitsprofil an der rauhen Wand mit 2-dimensionaler Rauhhigkeit ($b/h=1$)

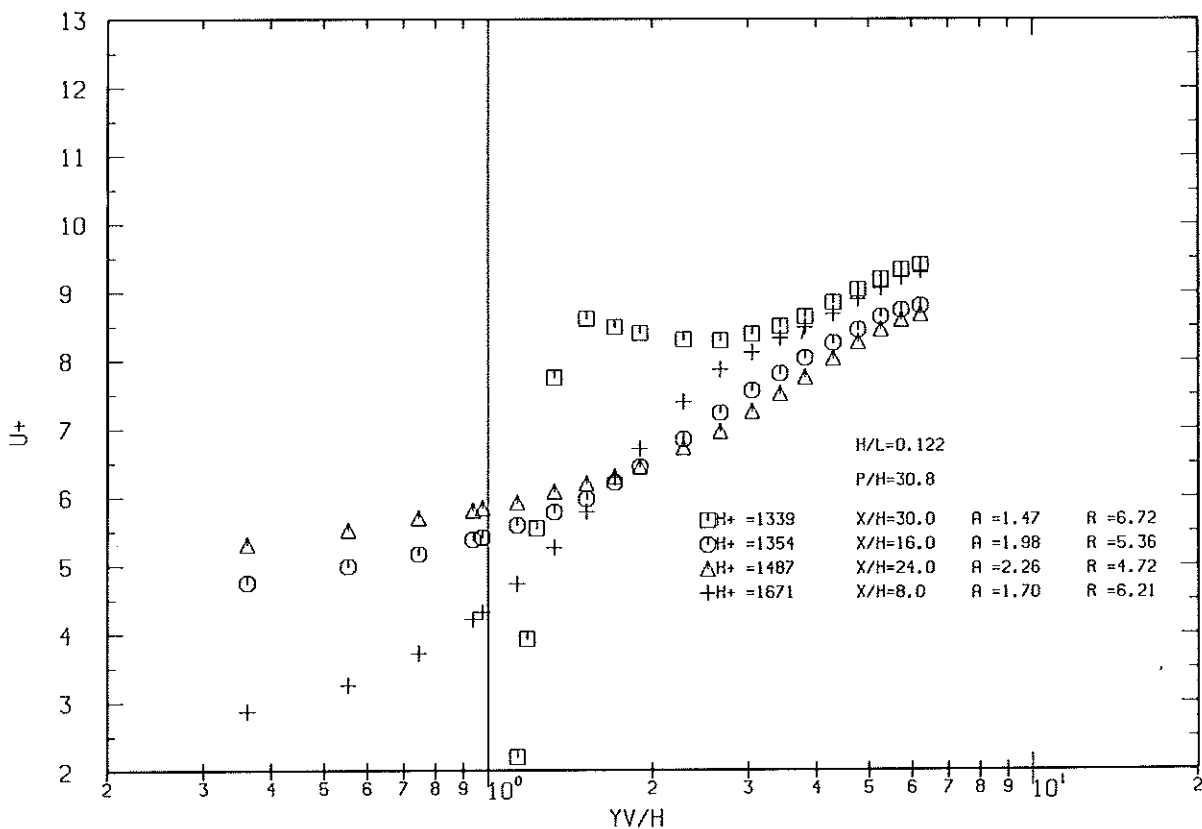
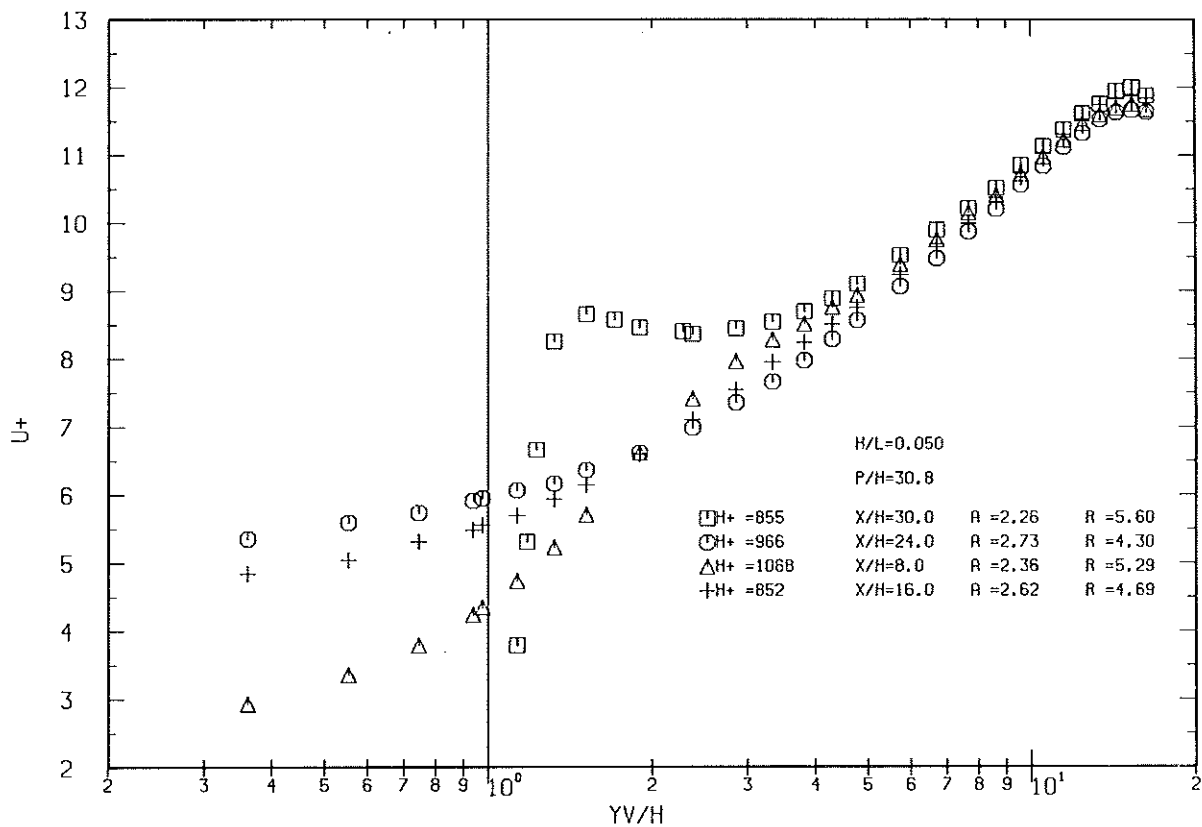


Abb.4.28: Das dimensionslose Geschwindigkeitsprofil an der rauhen Wand mit 2-dimensionaler Rauigkeit ($b/h=1$)

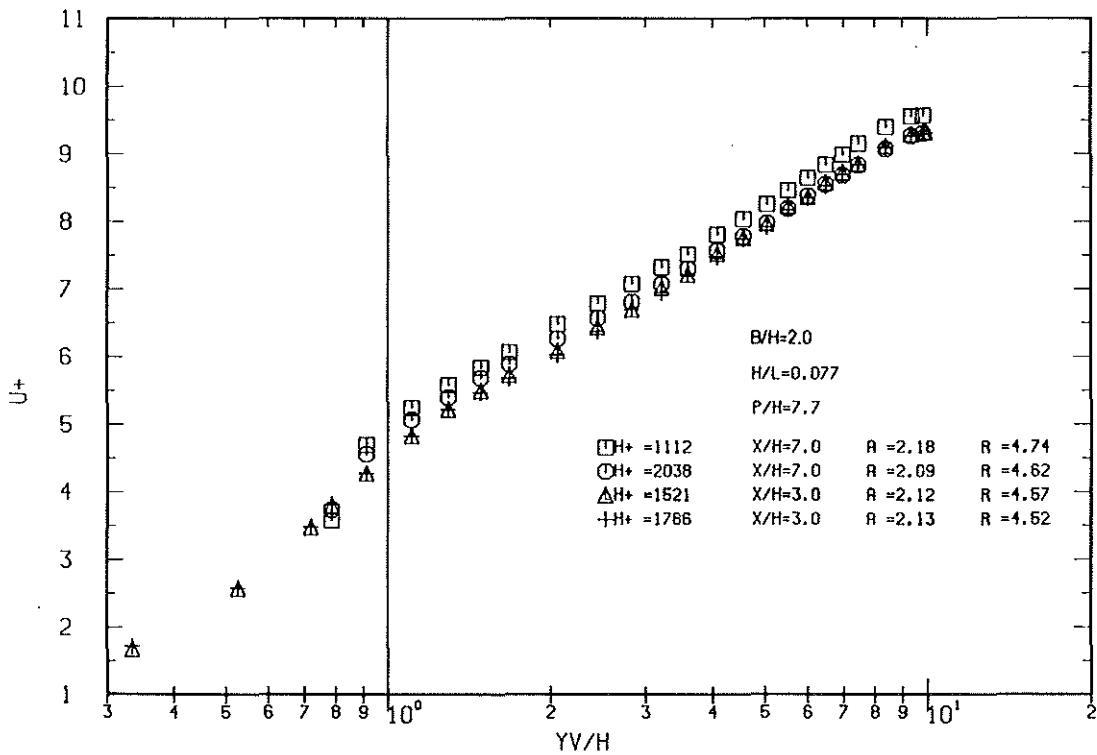
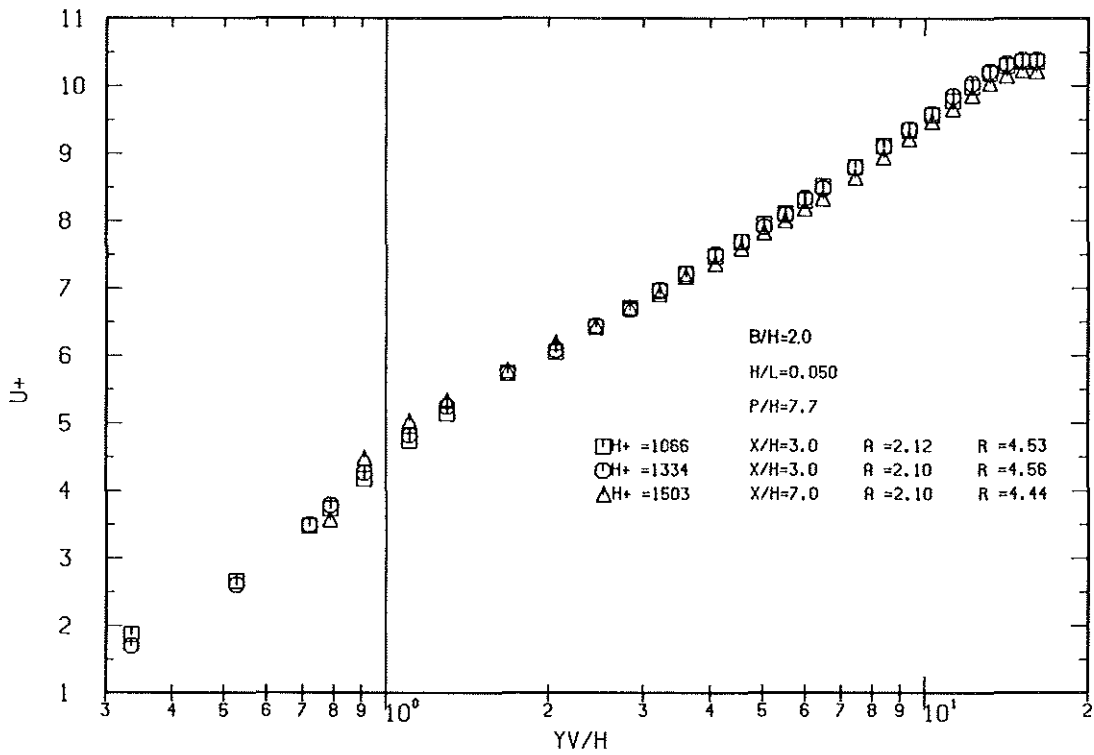


Abb.4.29a: Das dimensionslose Geschwindigkeitsprofil an der rauhen Wand mit 2-dimensionaler Rauhhigkeit ($b/h=2$)

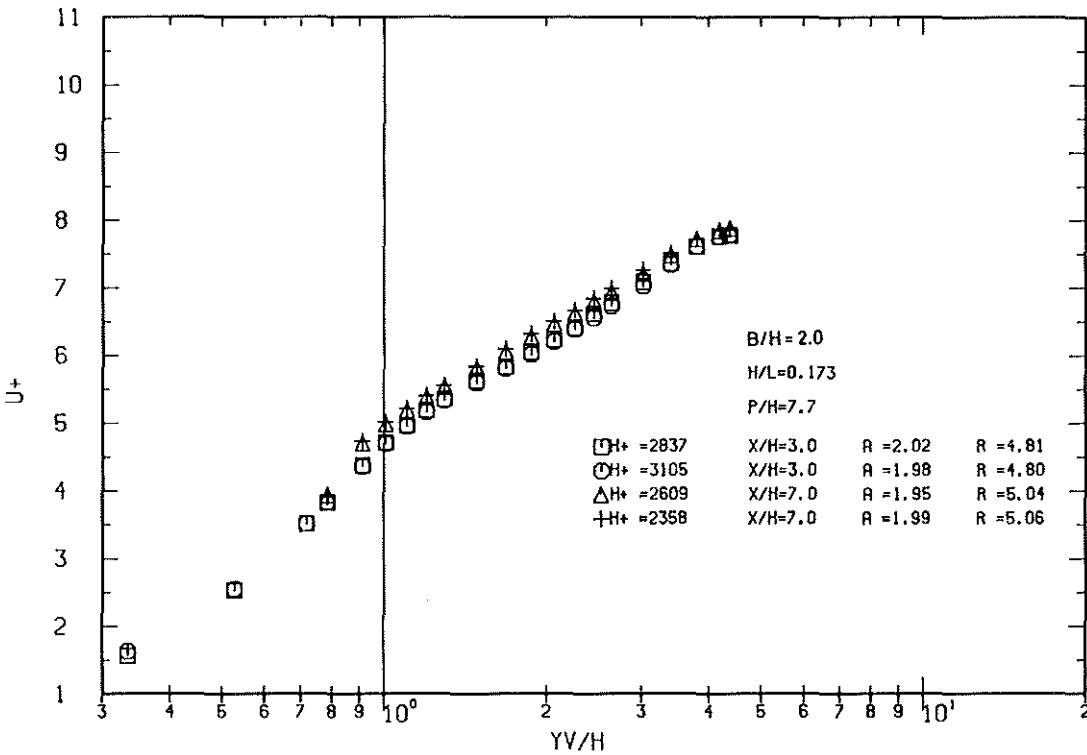
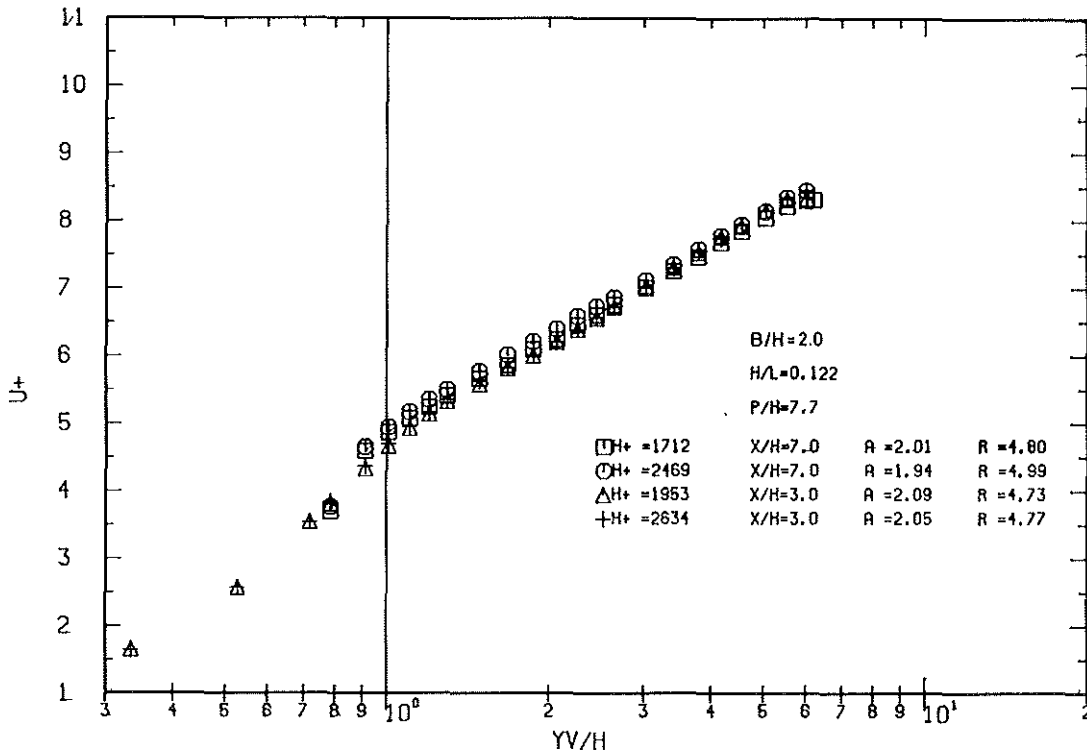


Abb.4.29b: Das dimensionslose Geschwindigkeitsprofil an der rauhen Wand mit 2-dimensionaler Rauigkeit ($b/h=2$)

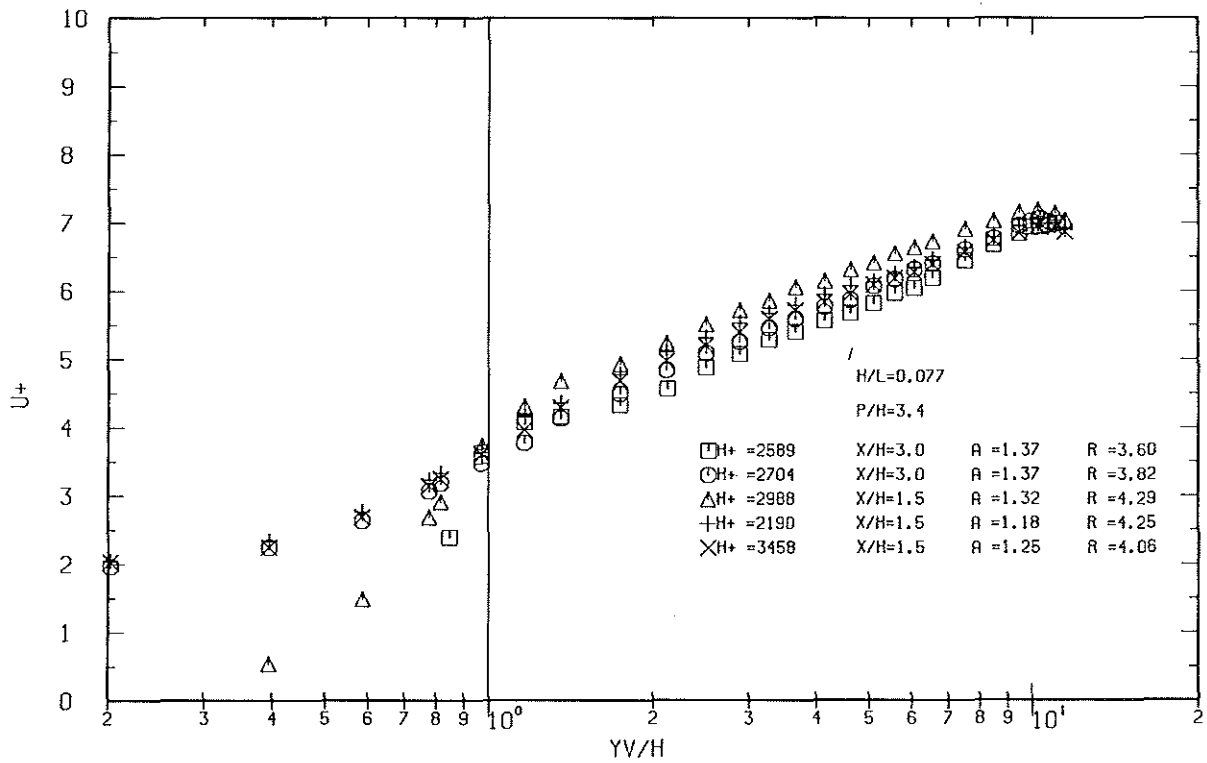
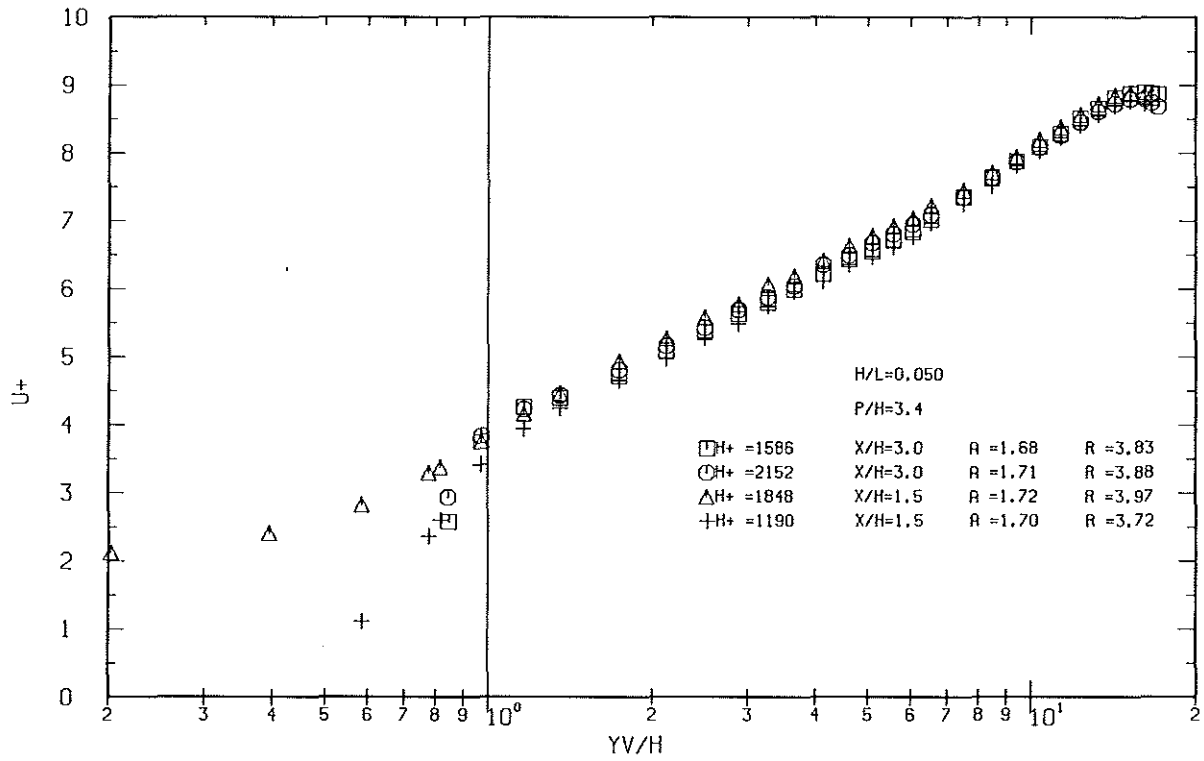


Abb.4.30a: Das dimensionslose Geschwindigkeitsprofil an der rauhen Wand mit 3-dimensionaler Rauhhigkeit ($b/h=1, e/h=6$)

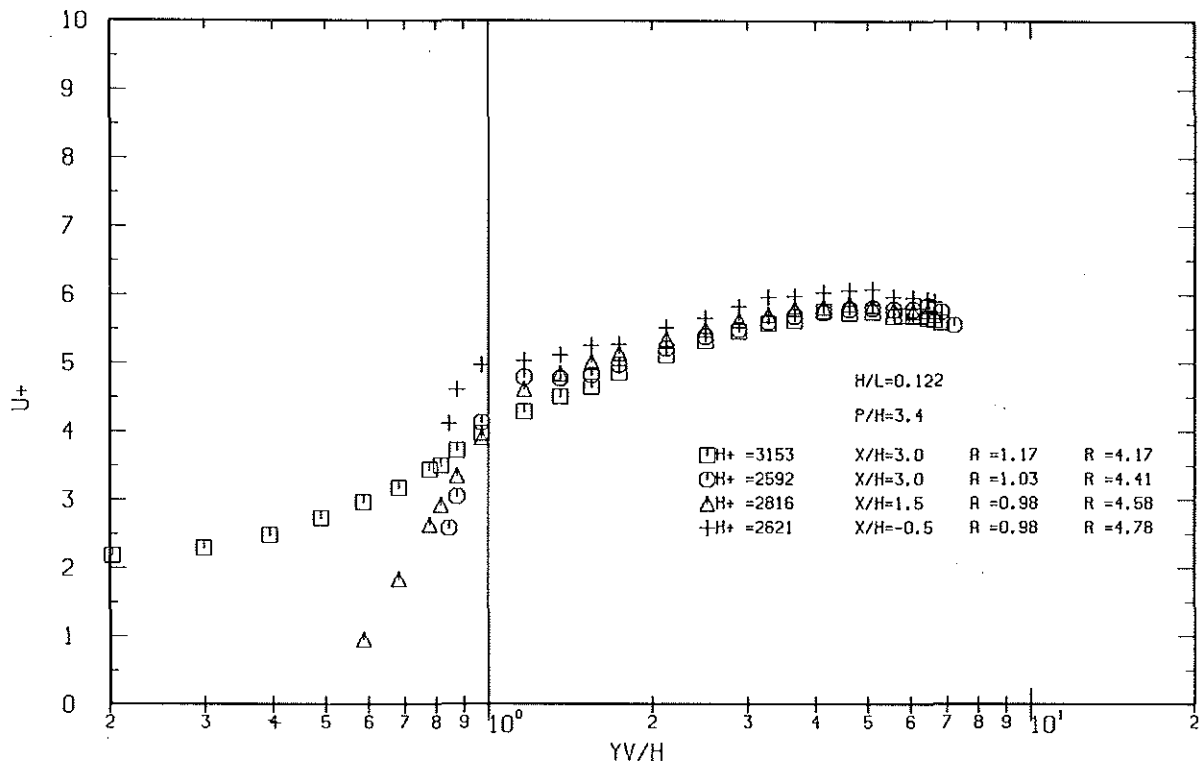


Abb.4.30b: Das dimensionslose Geschwindigkeitsprofil an der rauhen Wand mit 3-dimensionaler Rauigkeit ($b/h=1, e/h=6$)

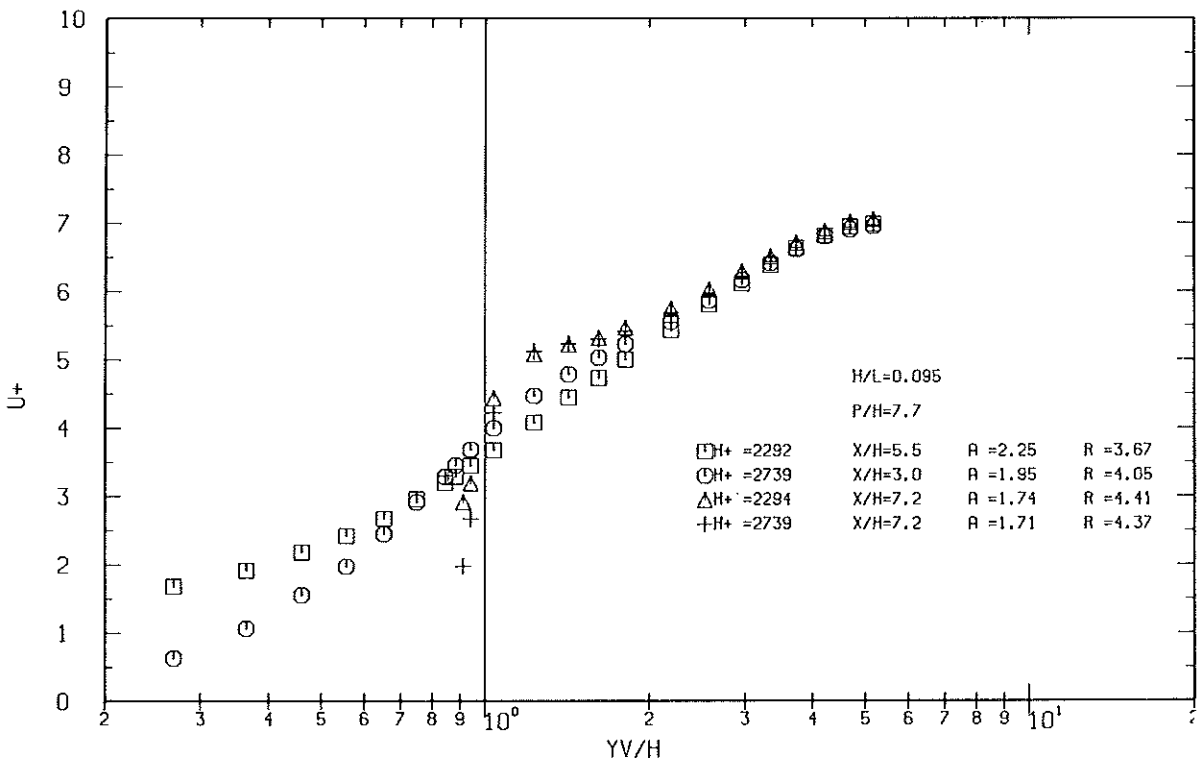
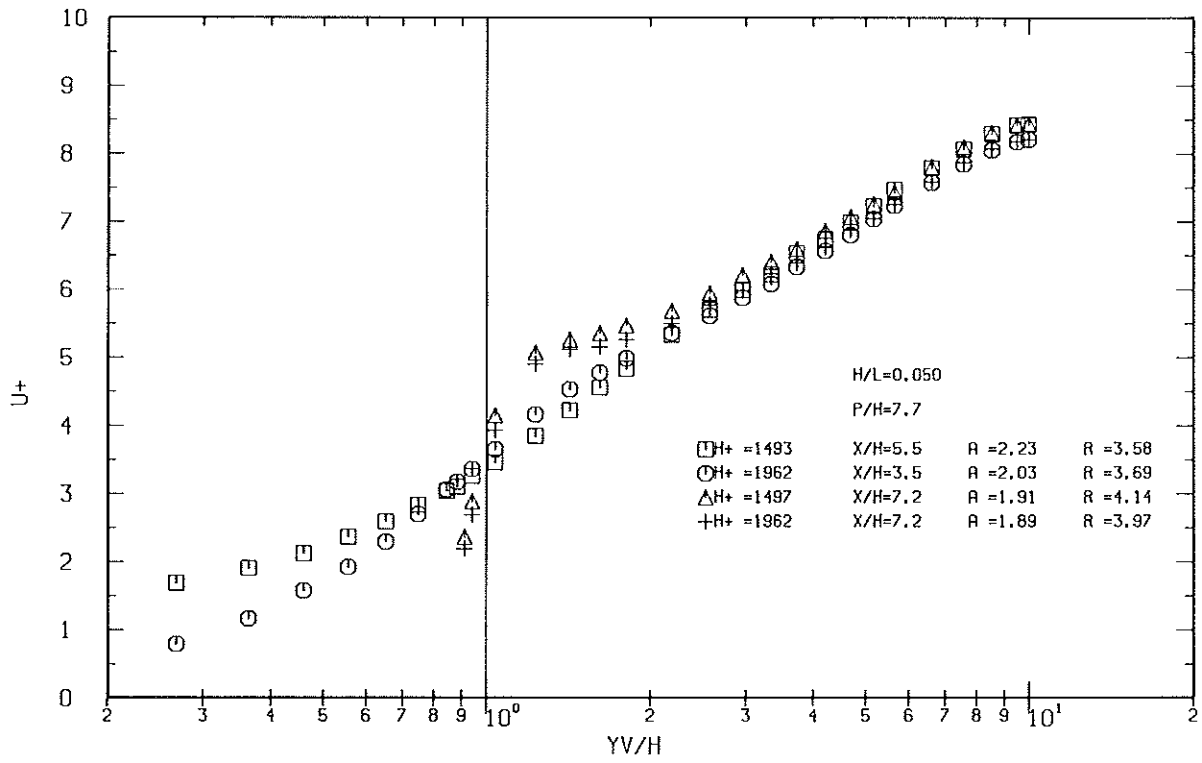


Abb.4.31: Das dimensionslose Geschwindigkeitsprofil im beidseitig rauhen Plattenkanal mit gegenüberstehenden 2-dimensionalen quadratischen Rippen.

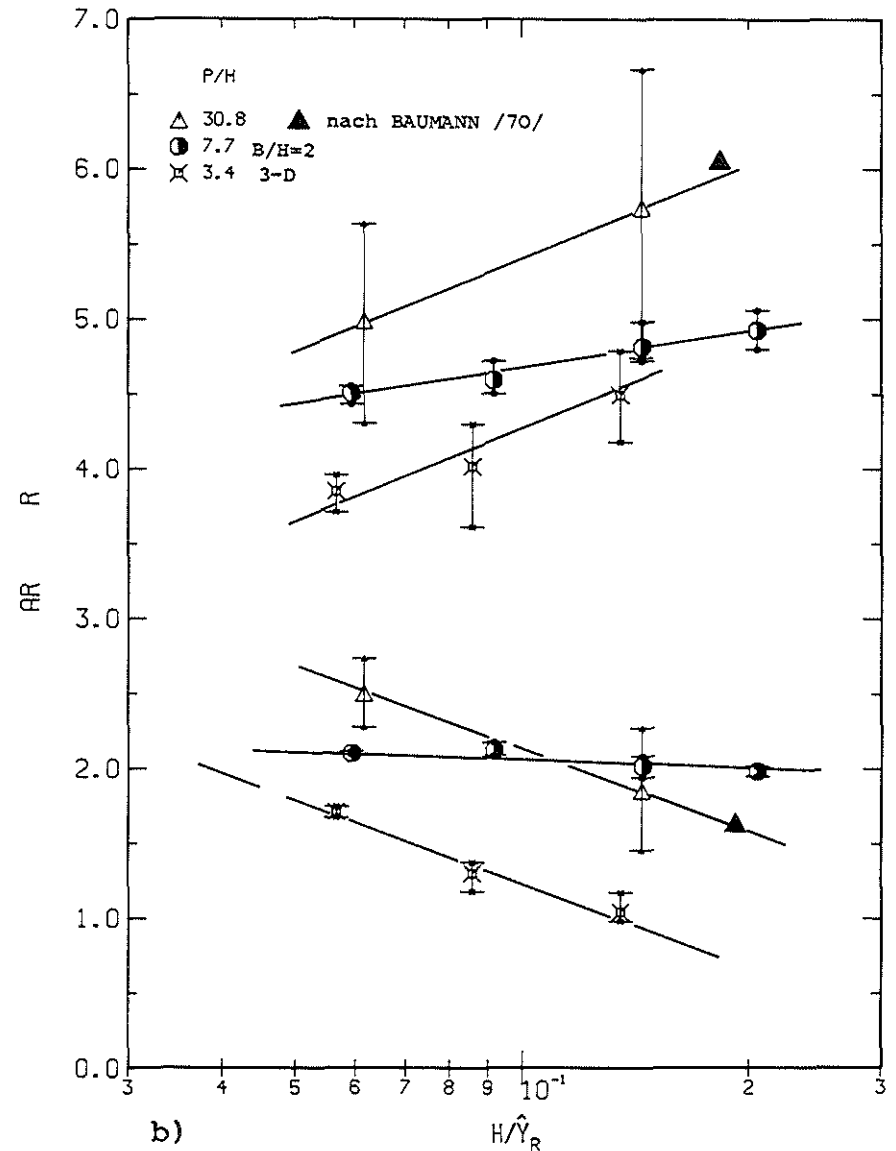
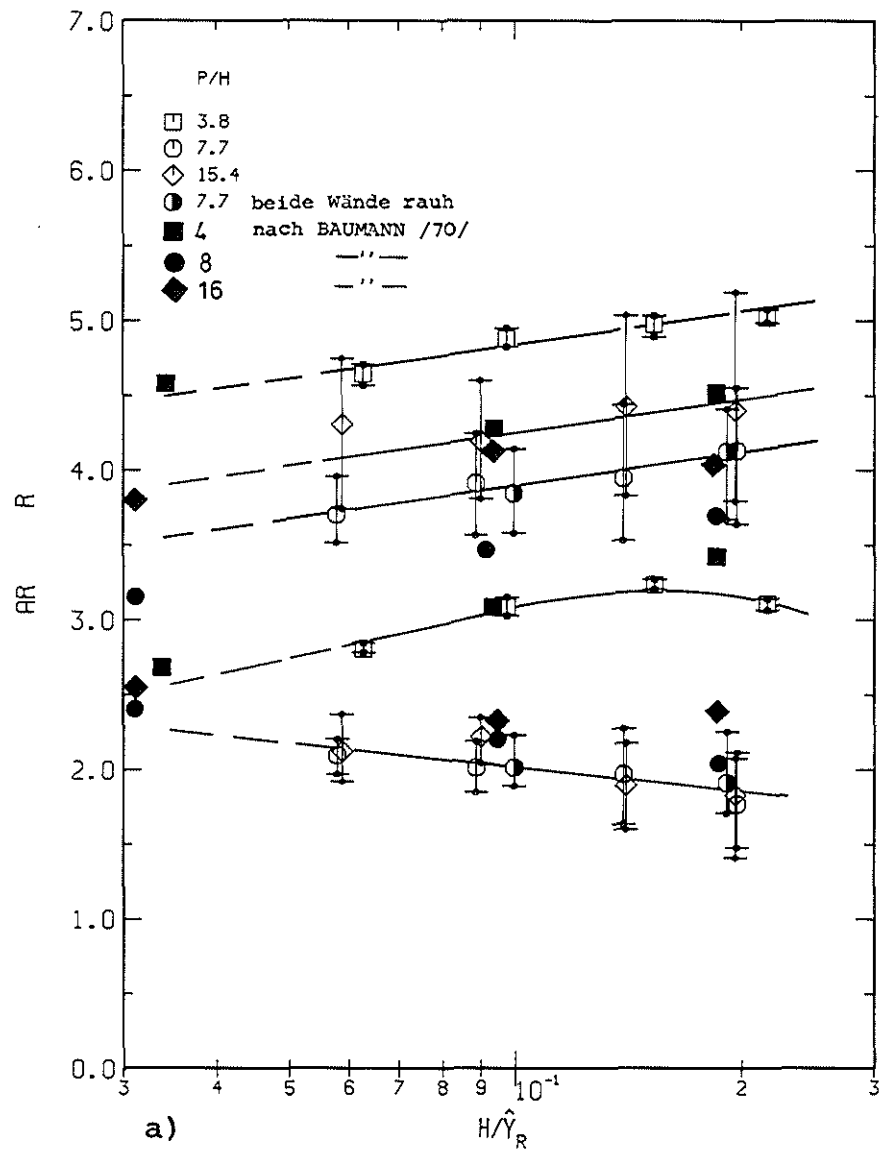


Abb. 4.32: Die Profilkonstanten A_R und R des dimensionslosen Geschwindigkeitsprofils an der rauhen Wand als Funktion der relativen Kanaltiefe ($\epsilon = \epsilon_{vol}$)

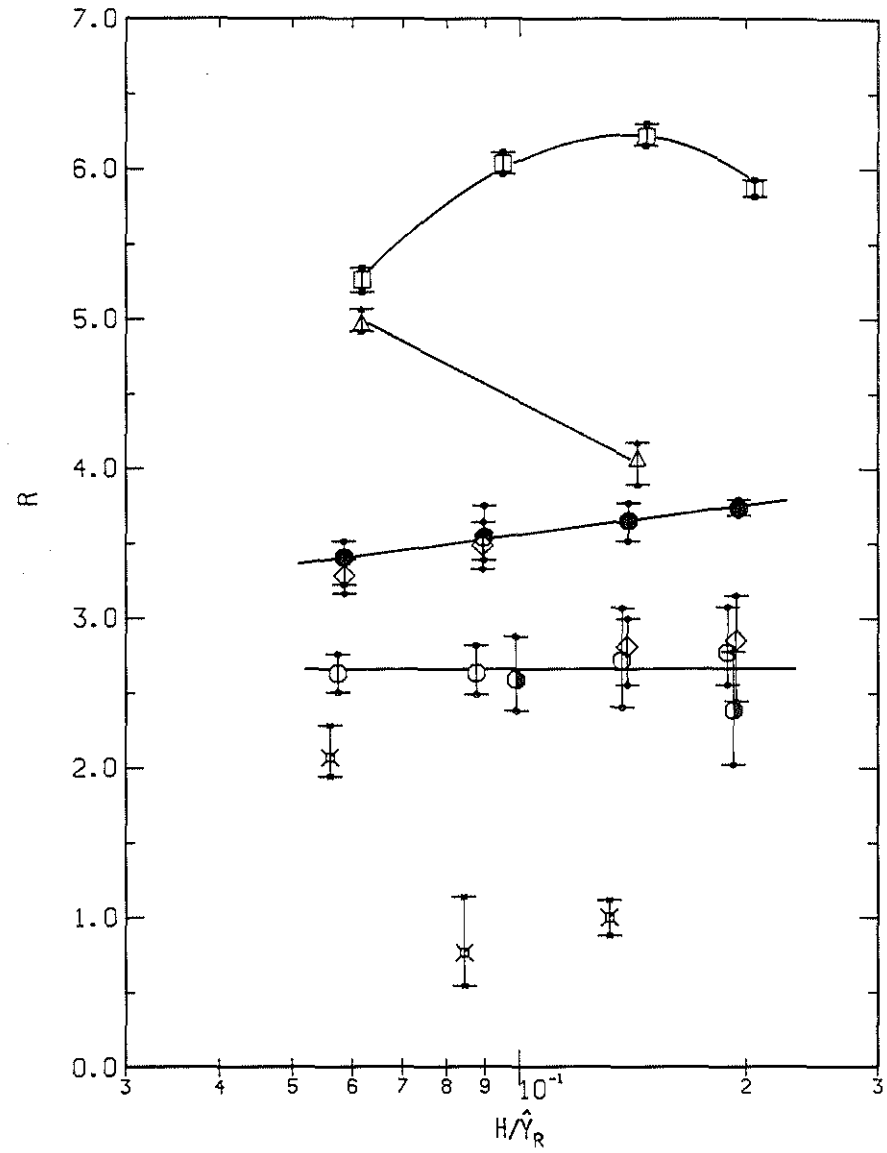
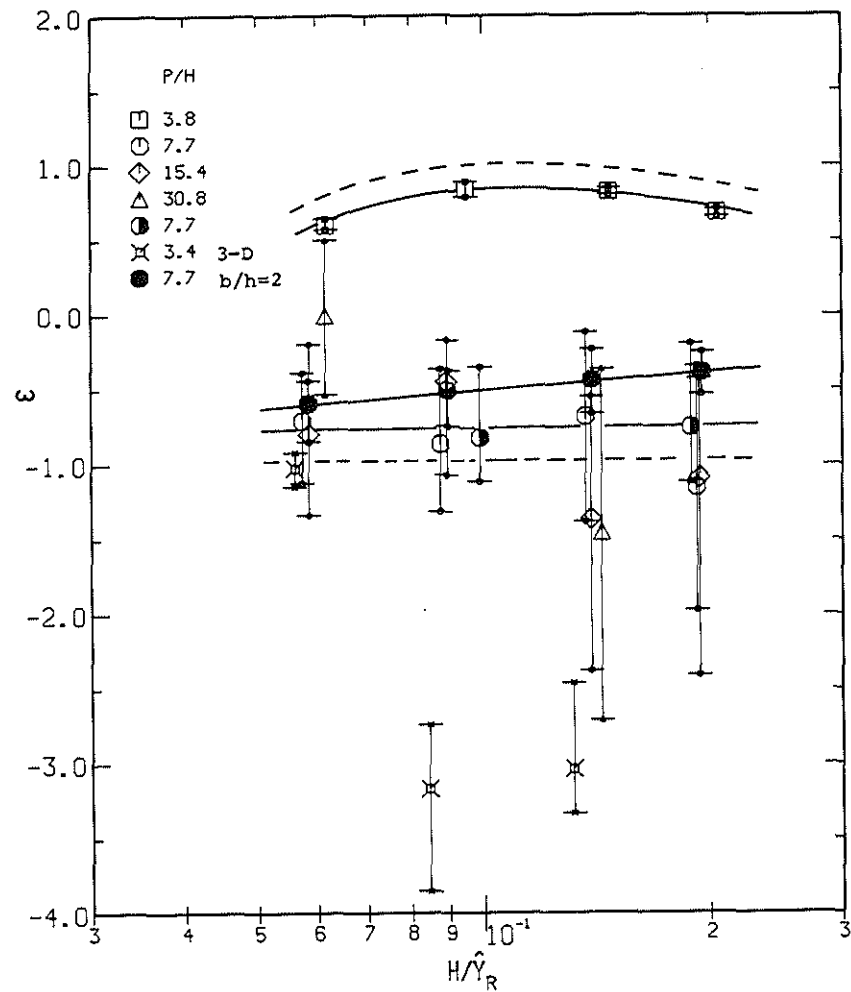


Abb. 4.33: Der Profilsprung ϵ und die Profilkonstante R bei Vorgabe von $A_T=2.5$, aus den gefitteten logarithmischen Profilen

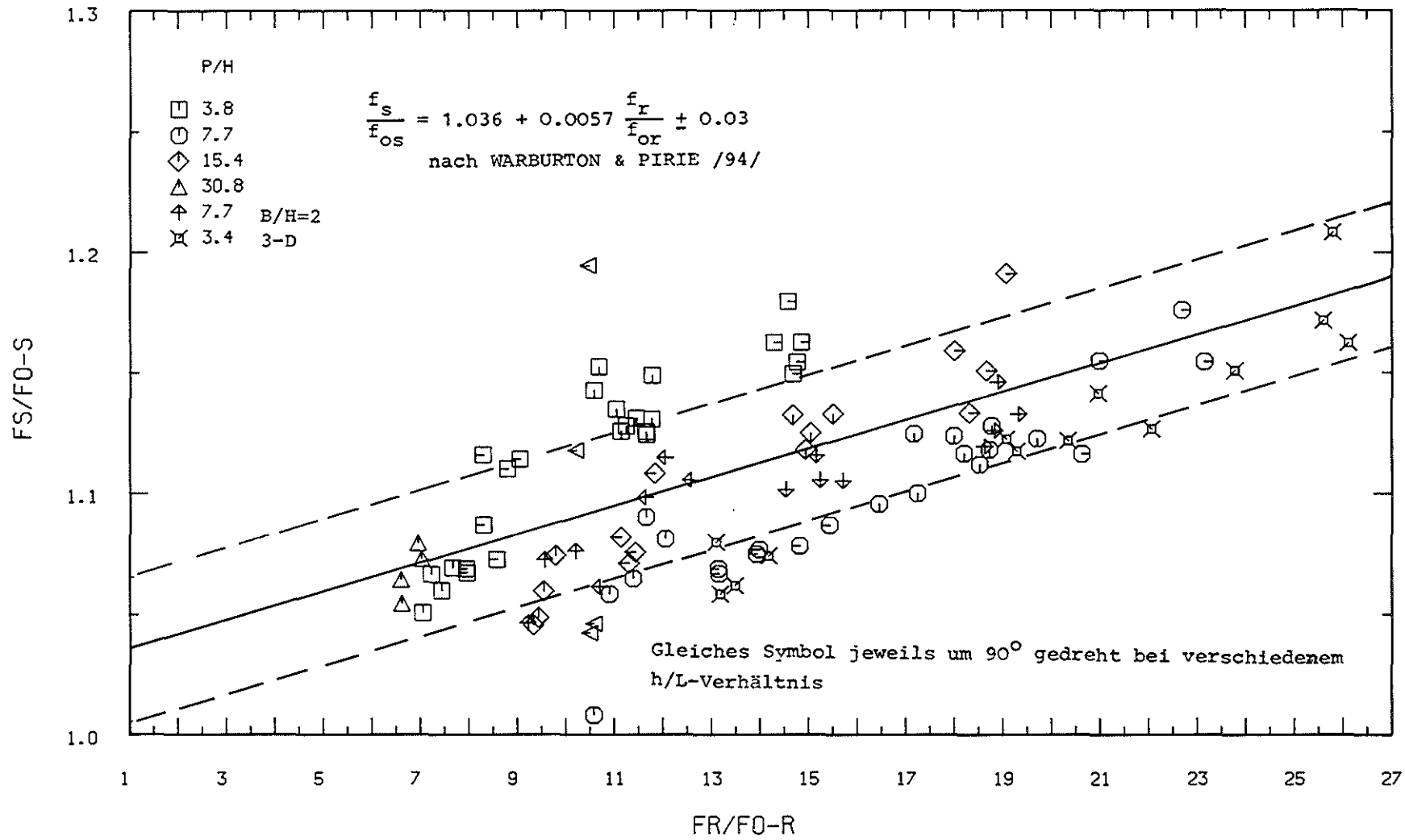


Abb.5.1: Reibungskoeffizient f_s der glatten Zone, bezogen auf den Rohrreibungskoeffizienten $f_o(Re_s)$ als Funktion des Verhältnisses $f_r/f_o(Re_r)$ ($\epsilon = \epsilon_{vol}$)

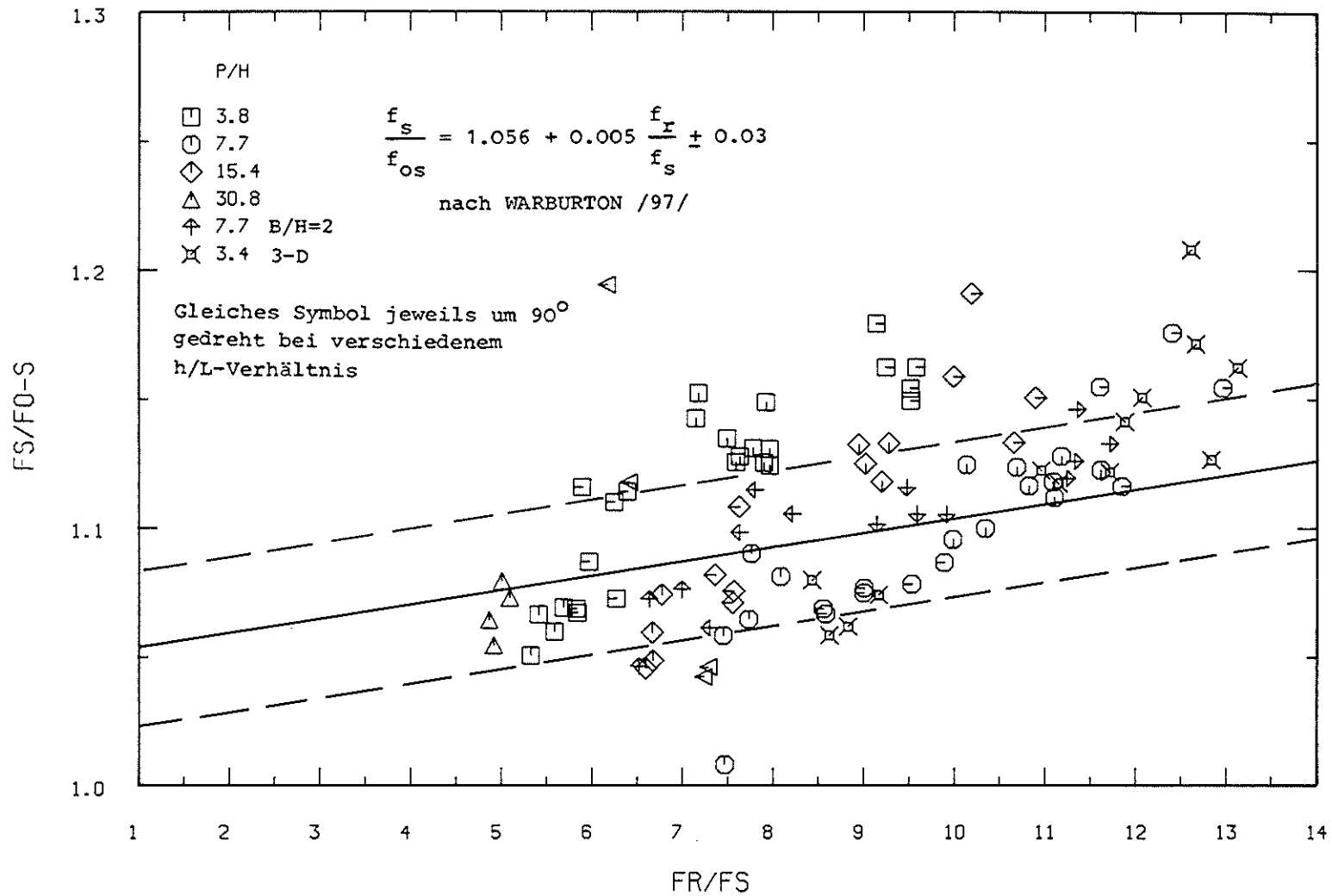


Abb.5.2: Reibungskoeffizient f_s der glatten Zone, bezogen auf den Rohrreibungskoeffizienten $f_o(Re_s)$ als Funktion des Verhältnisses f_r/f_s ($\epsilon = \epsilon_{vol}$)

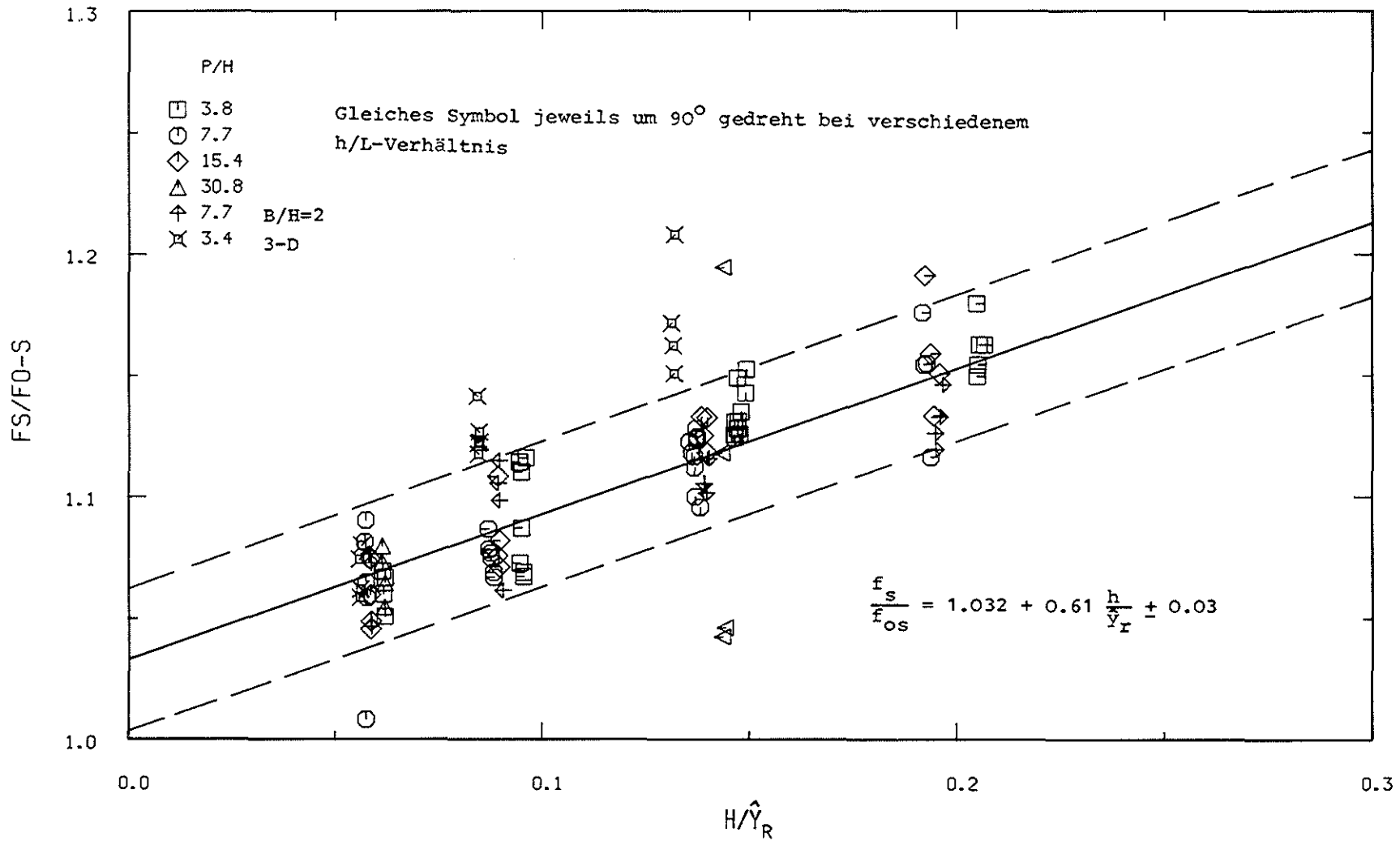


Abb.5.3: Reibungskoeffizient f_s der glatten Zone, bezogen auf den Rohrreibungskoeffizienten $f_0(Re_s)$ als Funktion des Verhältnisses h/\hat{y}_R ($\epsilon = \epsilon_{vol}$)

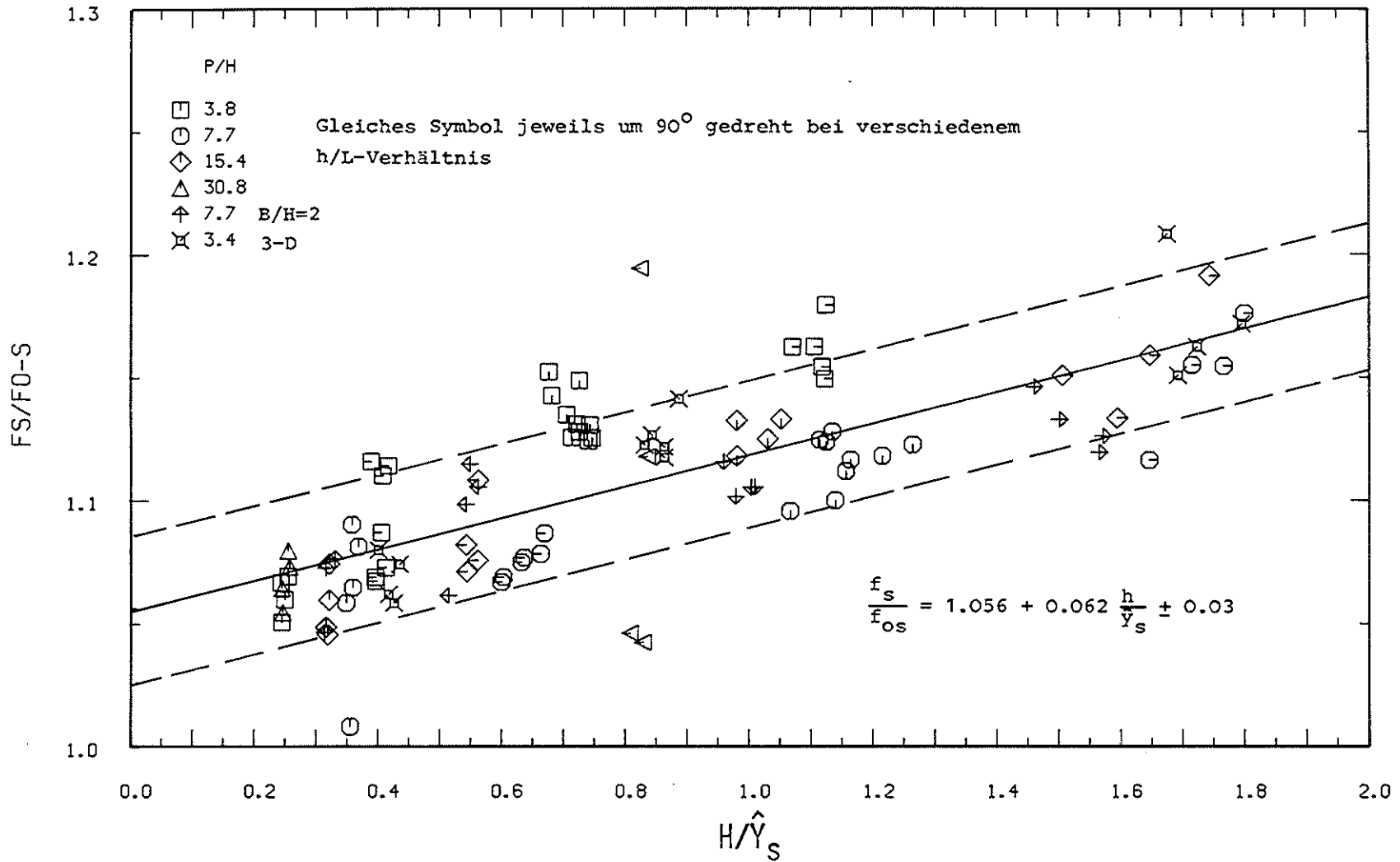


Abb.5.4: Reibungskoeffizient f_s der glatten Zone, bezogen auf den Rohrreibungskoeffizienten $f_0(Re_s)$ als Funktion des Verhältnisses h/\hat{y}_s

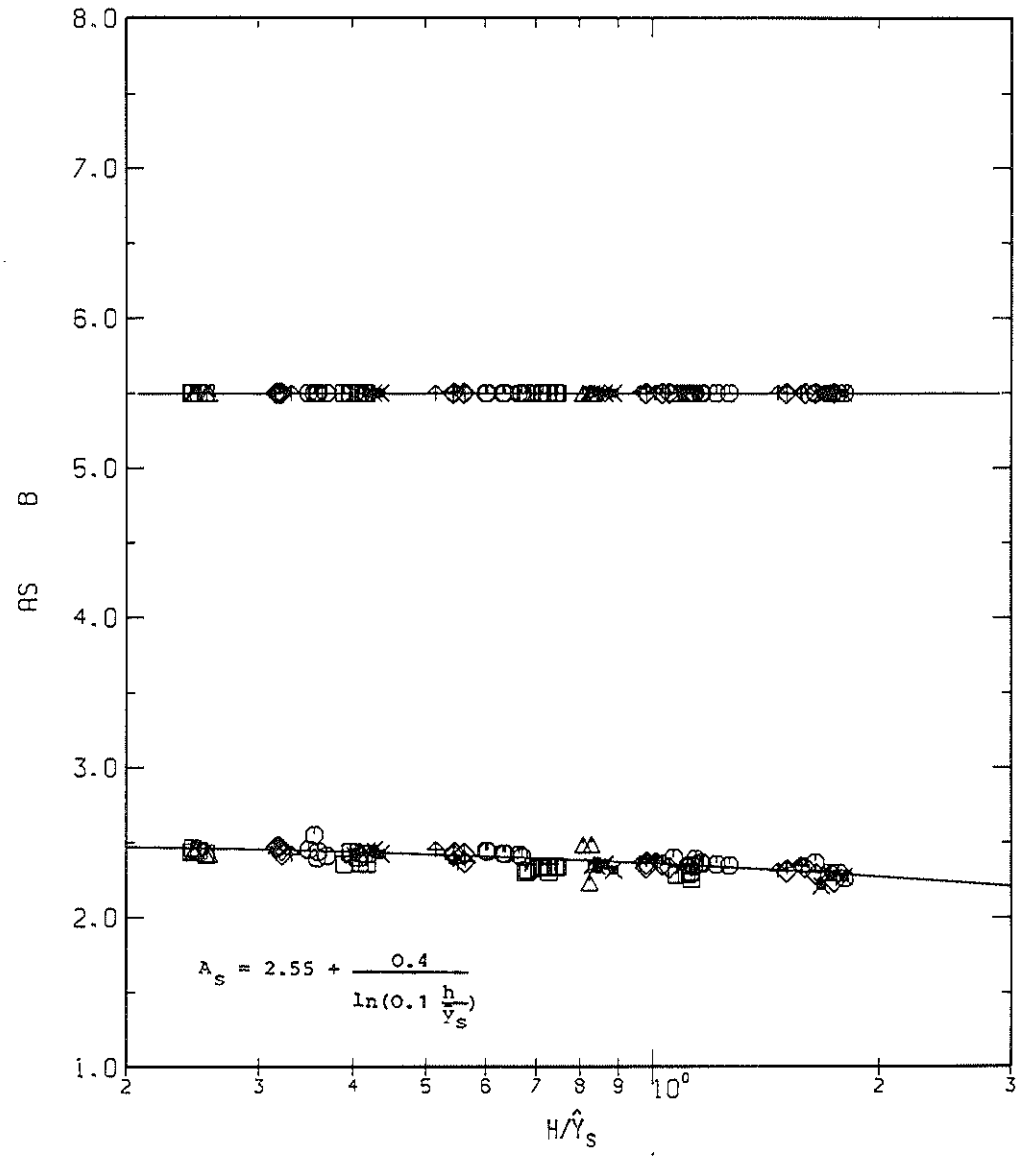
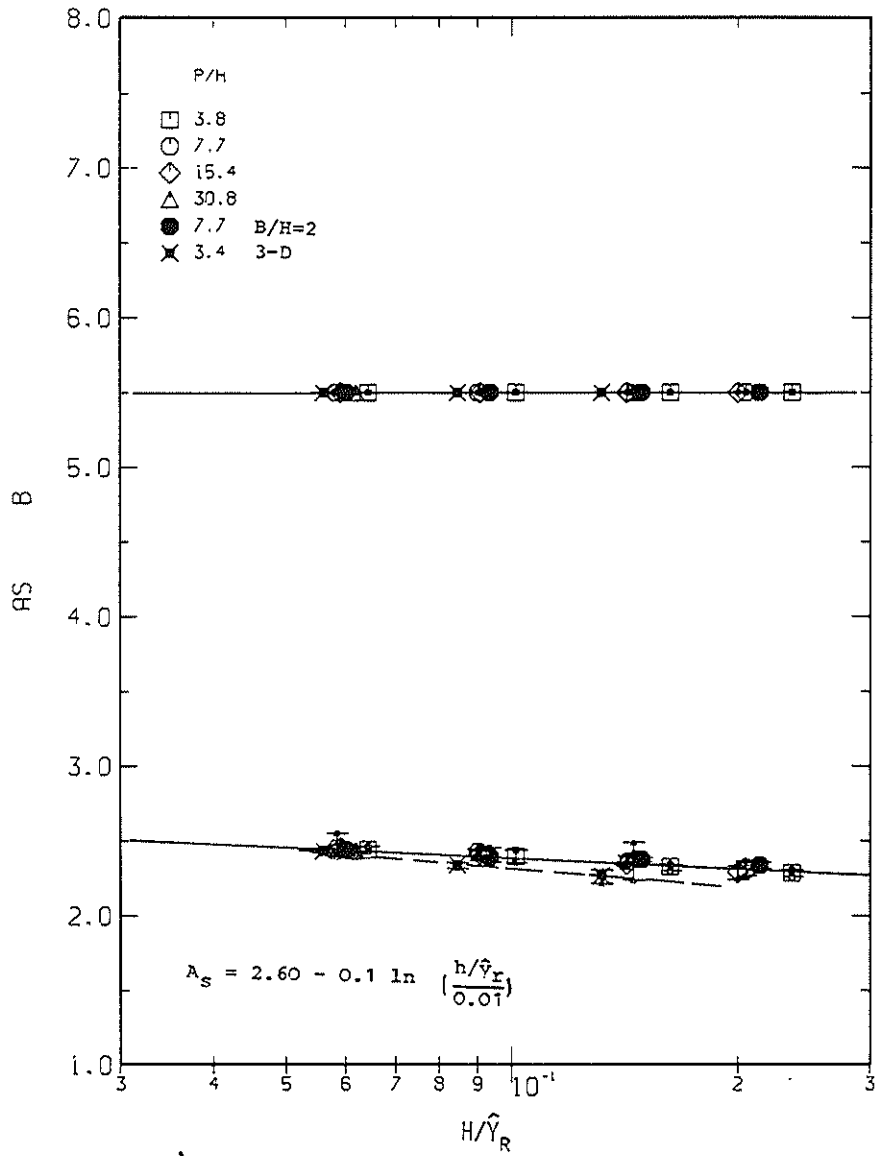


Abb. 5.5: Die Profilkonstanten des glatten Profils bei Vorgabe von $B=5.5$ berechnet mit Gl. (5-14)

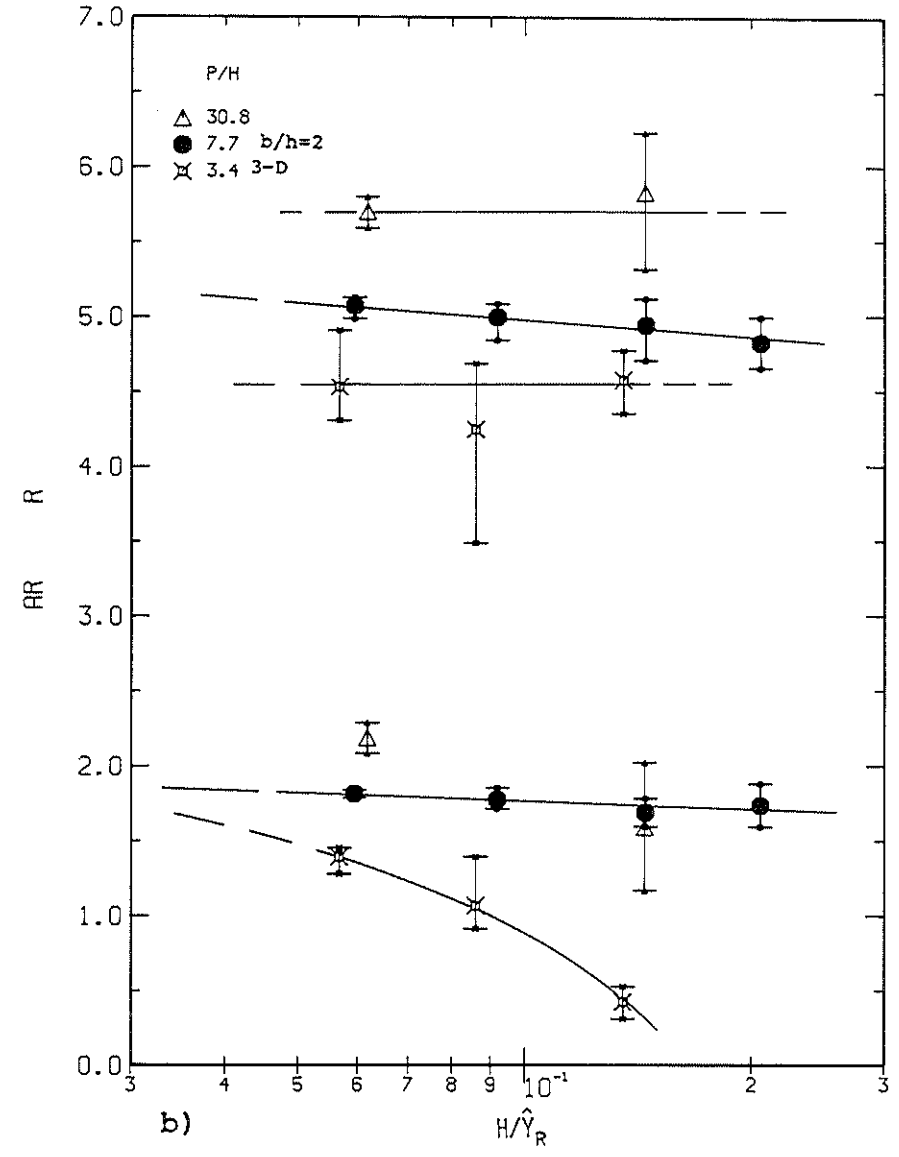
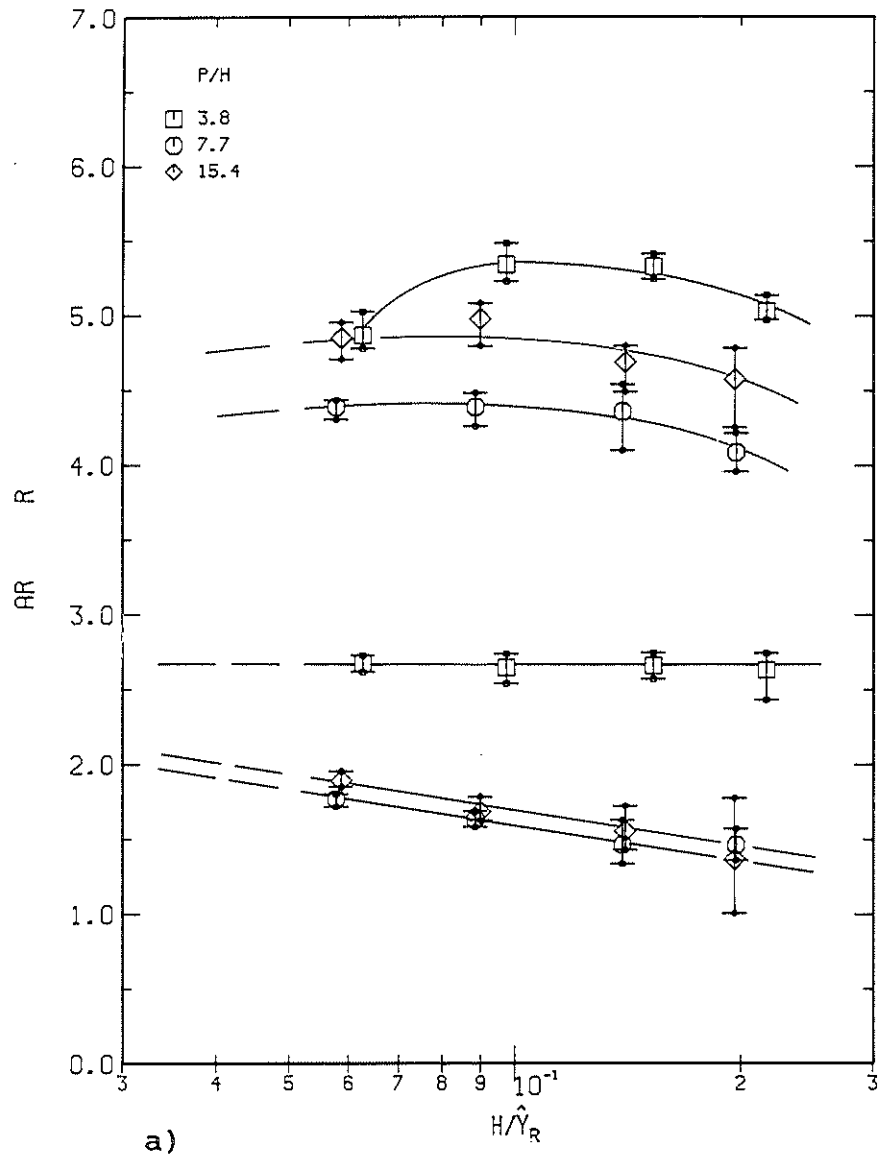
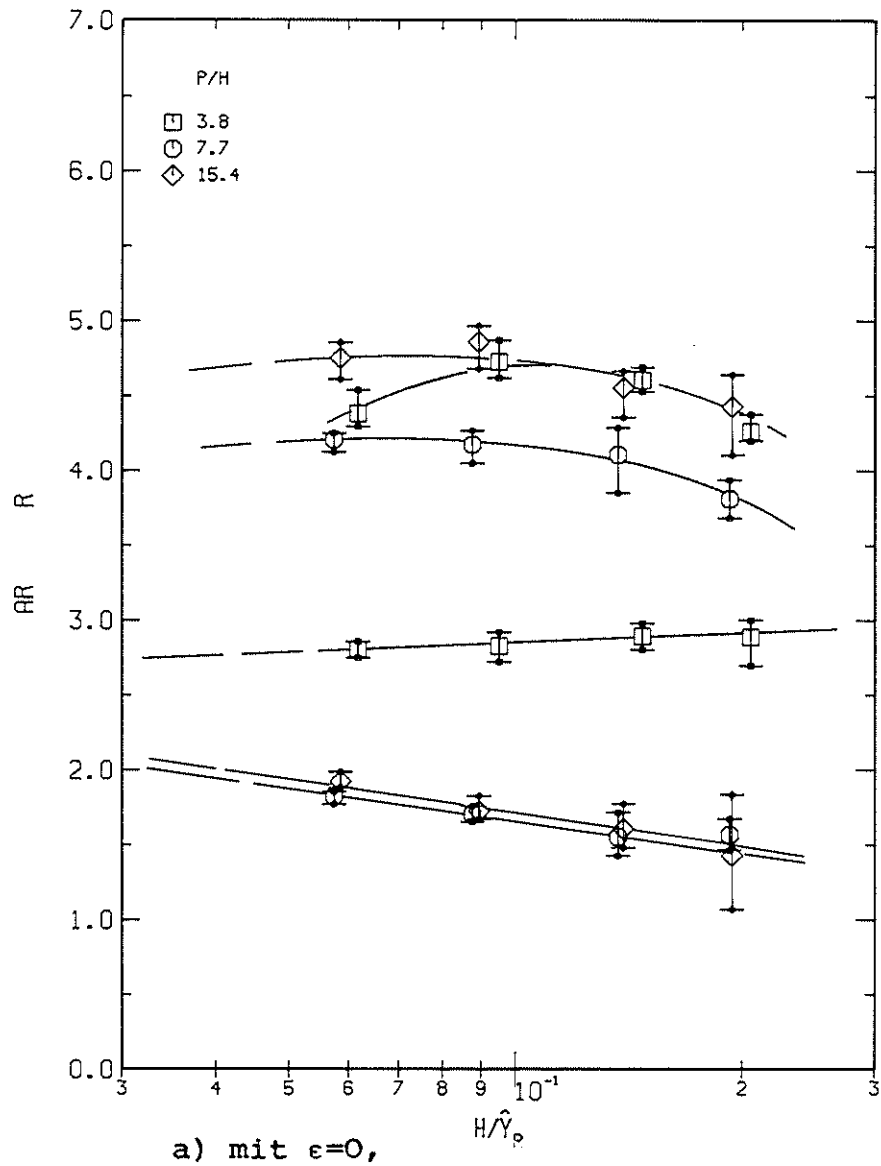
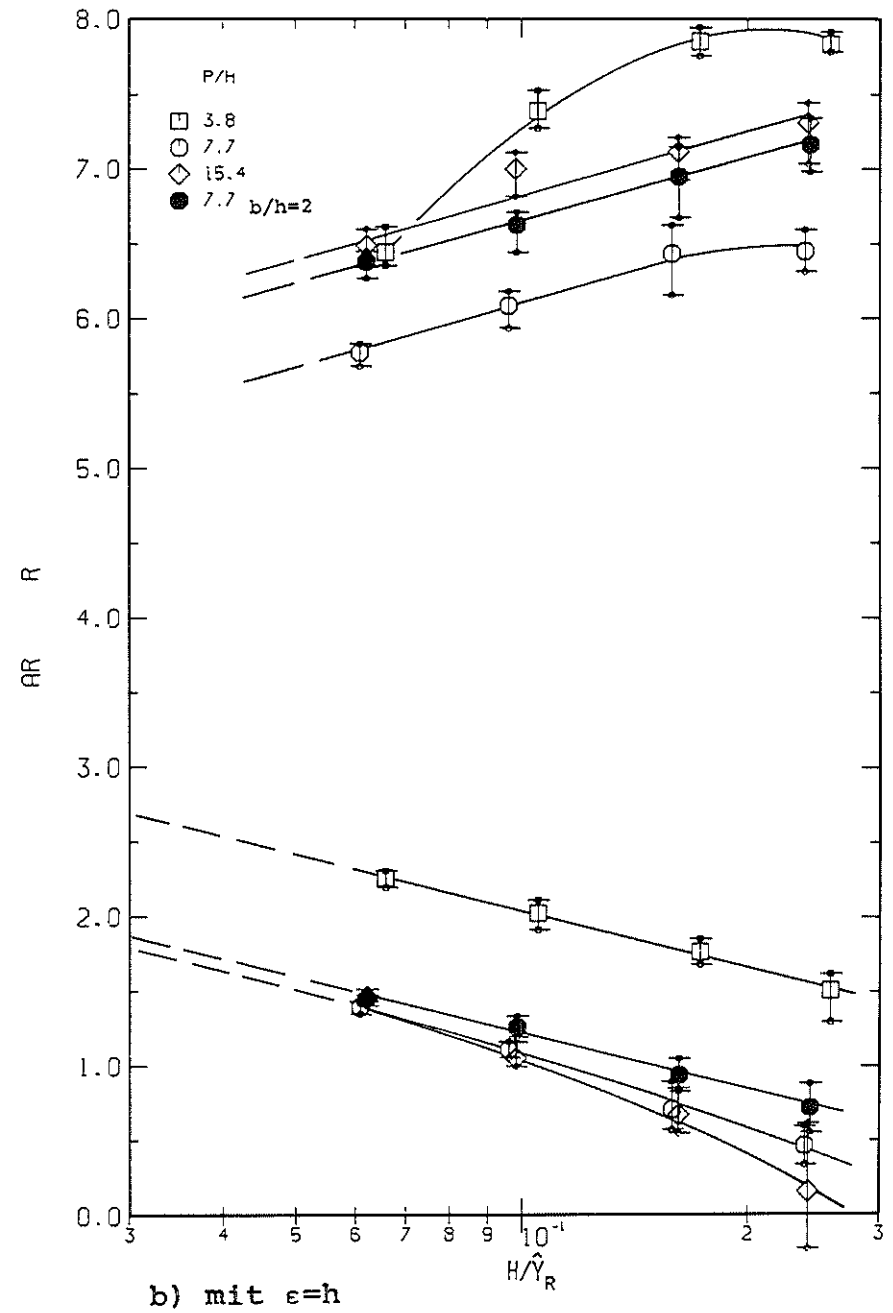


Abb. 5.6: Die Profilkonstanten des rauhen Profils, berechnet nach Gl.(5-14) bis (5-16) bei volumetrischer Definition des Profilursprungs



a) mit $\epsilon=0$,



b) mit $\epsilon=h$

Abb. 5.7: Die Profilkonstanten des rauhen Profils, berechnet nach Gl.(5-14) bis (5-16)

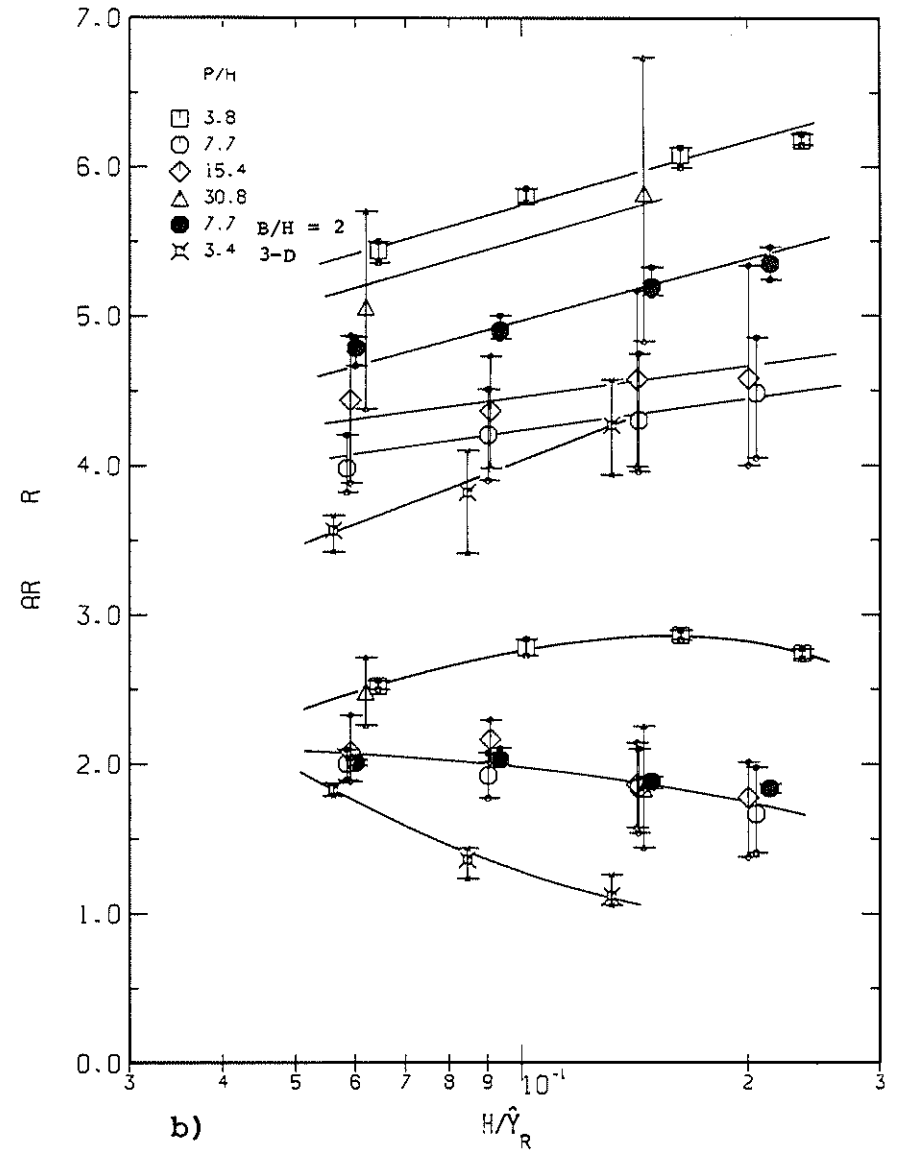
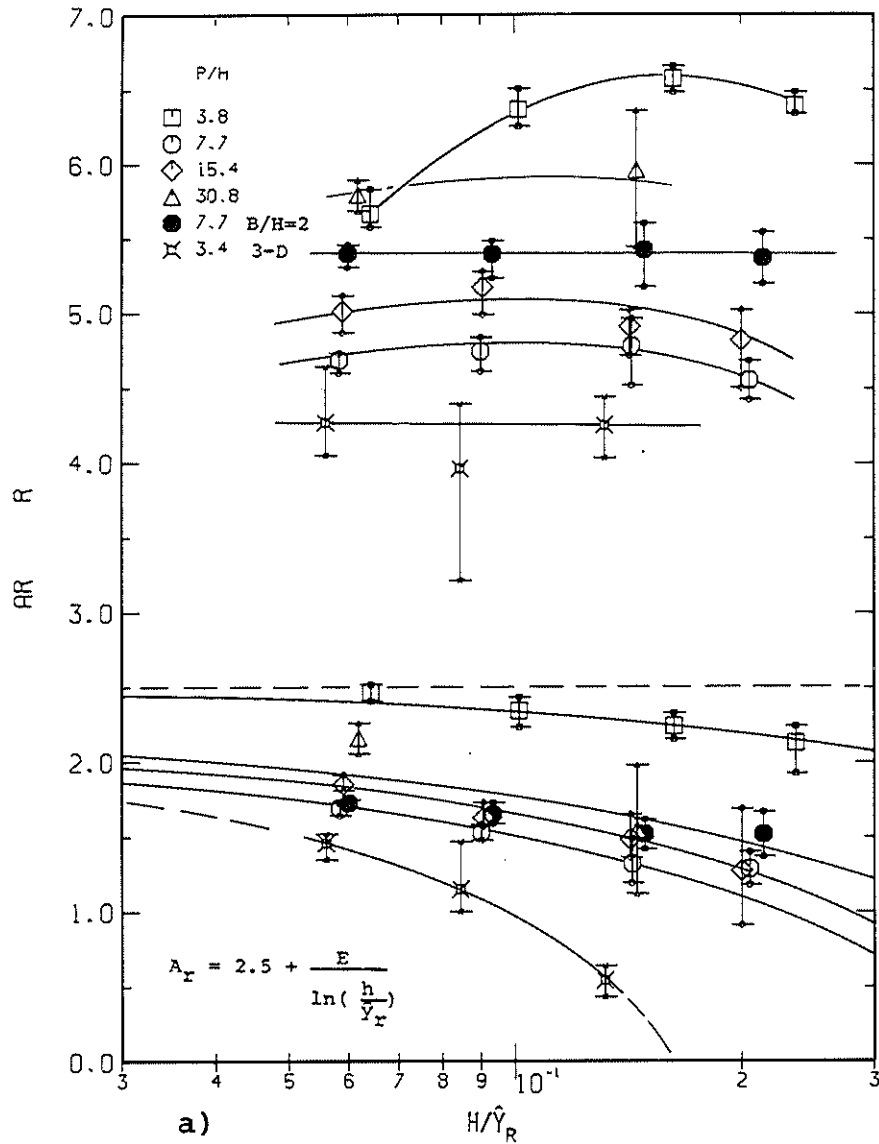


Abb. 5.8: Die Profilkonstanten des rauhen Profils, a) berechnet nach Gl.(5-14) bis (5-16), b) ermittelt aus den geraden Abschnitten im logarithmischen Profil, mit quasi volumetrischer Definition von ϵ nach Gl. (5-22)

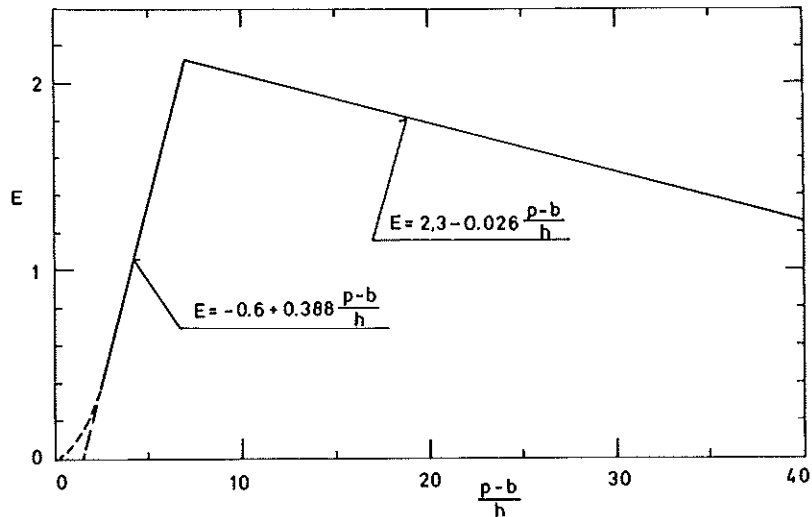


Abb. 5.9: Die Funktion $E(\frac{p-b}{h})$ als Maß der Differenz der Profilsteigungen an einer rauhen und einer glatten Wand im engen Kanal.

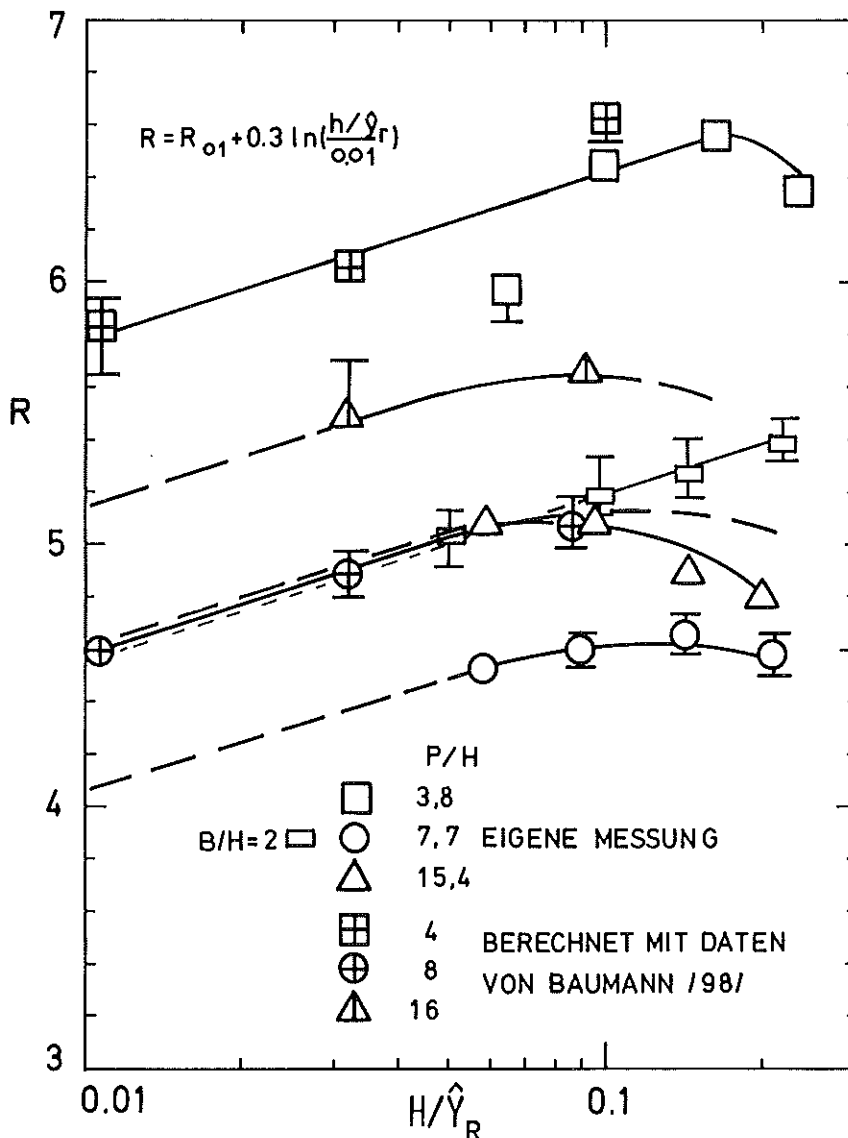


Abb. 5.10: Die Rauigkeitskonstanten R 2-dimensionaler Rauigkeiten im Plattenkanal, berechnet mit (B-18), (5-20) und (5-22) bis (5-24)

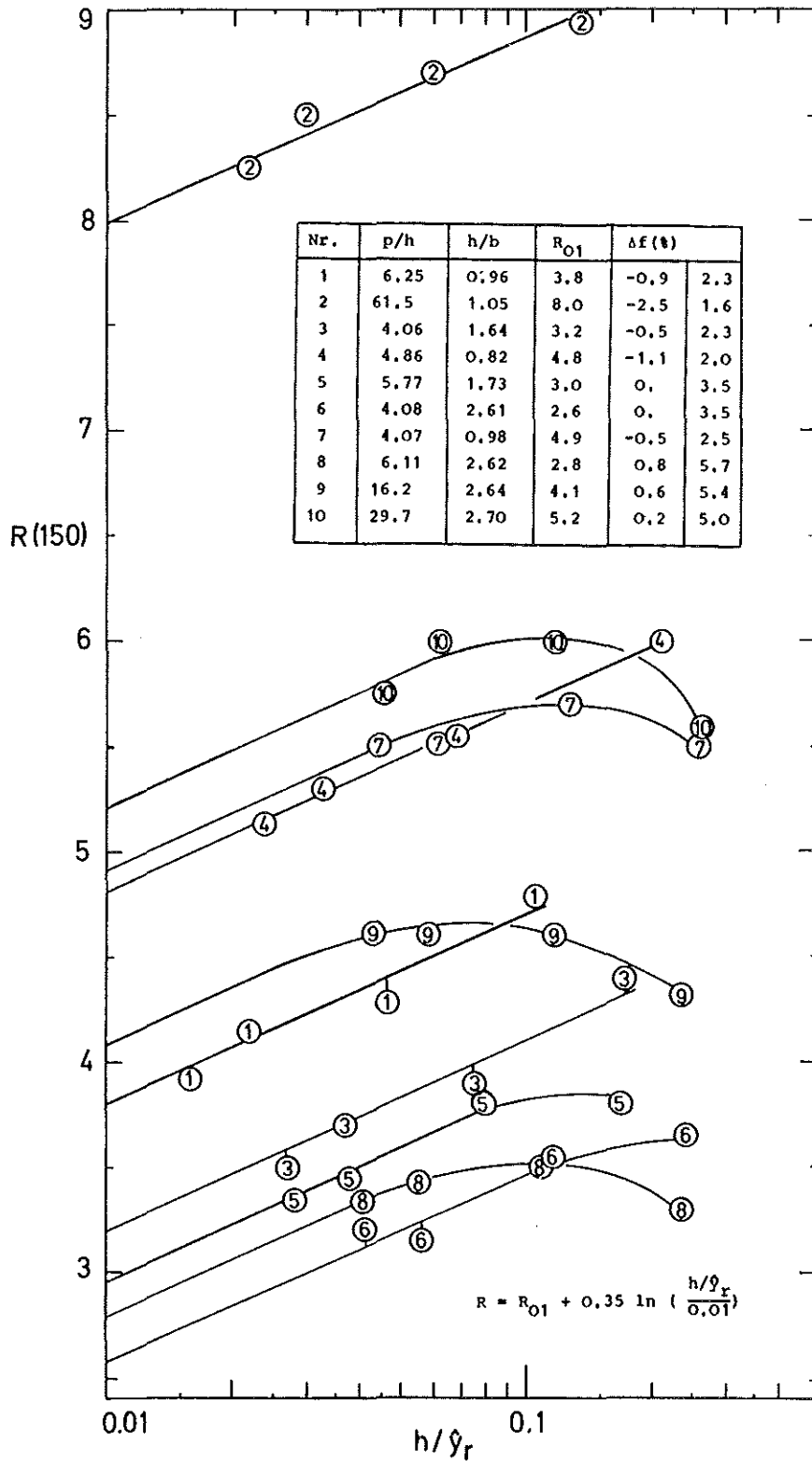


Abb. 5.11: Die Rauigkeitskonstante R für $h^+ = 150$ aus den Experimenten im Ringspalt von Dalle Donne und Meyer /56,57/, berechnet mit A_s und A_r nach Gl.(5-20) und (5-23).

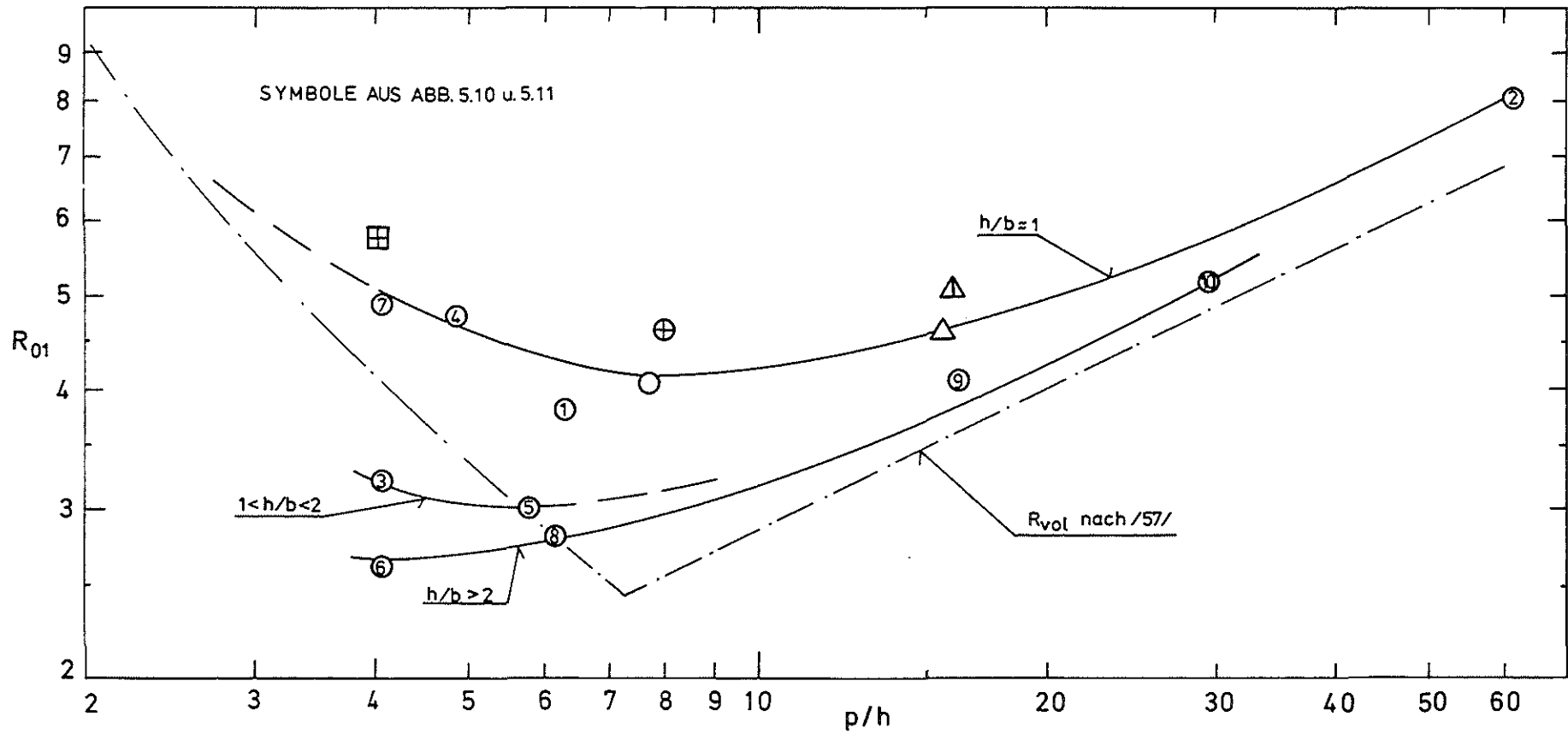


Abb. 5.12: Die Rauigkeitskonstante R_{01} aus Experimenten im Plattenkanal und im Ringspalt, berechnet mit A_s und A_r nach Gl. (5-20) und (5-23).