

**Institut für  
Wasserwirtschaft und Kulturtechnik  
Universität Karlsruhe (TH)**

---

**Strömungsstruktur und Impulsaustausch in  
gegliederten Gerinnen mit Vorlandvegetation**

**Ingo Schnauder**

**Heft 224**

---

Mitteilungen des Instituts für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik  
der Universität Karlsruhe (TH)  
mit "Theodor-Rehbock-Wasserbaulaboratorium"  
Herausgeber: Prof. Dr.-Ing. Dr. h. c. mult. Franz Nestmann, Ordinarius

---

**2004**

# **Strömungsstruktur und Impulsaustausch in gegliederten Gerinnen mit Vorlandvegetation**

**Ingo Schnauder**



**Karlsruhe 2004**

# **Strömungsstruktur und Impulsaustausch in gegliederten Gerinnen mit Vorlandvegetation**

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

**DOKTOR-INGENIEURS**

der Fakultät für  
Bauingenieur-, Geo- und Umweltwissenschaften  
der Universität Fridericiana zu Karlsruhe (TH)

genehmigte

**DISSERTATION**

von

**Ingo Schnauder, Dipl.-Ing.**

aus Karlsruhe

Tag der mündlichen Prüfung: 21. Juli 2004

Hauptreferent:	Univ.-Prof. Dr.-Ing. Dr.h.c.mult. Franz Nestmann
1. Korreferent:	Univ.-Prof. Roger A. Falconer, Hydroenvironmental Research Centre, Cardiff University, Wales, UK
2. Korreferent:	apl.Prof. Dr.-Ing.habil. Hans-Helmut Bernhart

Karlsruhe 2004

## **Erklärung**

Ich erkläre, daß beim Verfassen der vorliegenden Dissertation keine anderen als die angegebenen Personen mitgewirkt haben, nur die angegebenen Hilfsmittel benutzt und übernommene Stellen als solche gekennzeichnet wurden.

Karlsruhe im Mai 2004

Ingo Schnauder

## **Danksagung**

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit am Institut für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik der Universität Karlsruhe (TH) im Rahmen des EU-Forschungsprojektes „RipFor“.

Herrn Professor Franz Nestmann möchte ich an dieser Stelle nicht nur für die Übernahme des Hauptreferates, die Unterstützung und das persönliche Engagement danken, sondern auch für die Freiheiten, die mir bei der Bearbeitung des Themas gewährt wurden.

Herrn Professor Roger Falconer gilt mein Dank für die Übernahme des Korreferates und das fachliche Interesse an der Themenstellung, sowie für die Ermöglichung meines Forschungsaufenthaltes an der Cardiff University of Wales.

Mein herzlicher Dank gebührt Herrn Professor Hans-Helmut Bernhart für die Übernahme des zweiten Korreferates und die Unterstützung und Fürsprache bei manchen administrativen Engpässen.

Ganz besonders möchte ich mich bei Dr. Catherine Wilson bedanken, die mit Ihrem Fachverständnis und ihrem Engagement sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen hat.

Herrn Dipl.-Ing. Boris Lehmann möchte ich für die Unterstützung, die bereitgestellten Mittel und die Freistellung von administrativen Aufgaben danken.

Für das entgegengebrachte Vertrauen in der Anfangsphase des Projektes gilt mein Dank Herrn Professor Andreas Dittrich, der auch den Anstoß zur Bearbeitung dieses Themas gegeben hat.

Meinen Kollegen Dr. Thorsten Stoesser, Dipl.-Ing. Juha Järvelä, Dipl.-Ing. Nils Rüter gegenüber möchte ich meinen Dank für den fachlichen Austausch und die anregenden Diskussionen aussprechen. Weiterhin bedanke ich mich bei den Mitarbeitern der Werkstatt sowie den Diplomanden und Hiwis, die zum Gelingen der Laborversuche beigetragen haben.

Als letztes aber nicht zuletzt gilt mein Dank meiner Familie für den Rückhalt, den ich in dieser Zeit erfahren habe.

Karlsruhe im April 2004

Ingo Schnauder

Yeah, the trees, those useless trees produce the air that I am breathing.

(Jarvis Cocker)

## **Abstract**

This thesis examines the interaction processes between main channel and vegetated floodplain flow zones in an experimental study at the Theodor-Rehbock Hydraulic Laboratory in Karlsruhe. The physical model was composed of a compound channel section in a 20 m long and 1 m wide flume. The floodplain was roughened using different rigid and flexible idealised floodplain vegetation in the form of cylinders. They were arranged at two different densities using a regular staggered configuration. Uniform flow experiments were conducted for different discharges and specifically for high relative flow depths to model extreme flood events. Instantaneous velocities in the longitudinal and cross-streamwise directions were measured using a two component LDV with a high spatial resolution measurement grid at different cross-sections in the longitudinal direction.

First, the theoretical background and a state of the art review of research on compound channels with vegetated floodplains is given. It covers essential hydraulics as well as the main topics “vegetation and flow” and “flow structures in compound channels”. Furthermore, the interacting processes between vegetation, flow and morphology (e.g. sand ridge formation on river floodplains) are revealed to show their importance for natural rivers.

The experimental equipment and measurement techniques employed in the physical model are presented. First, a dimensional analysis of parameters is given. It shows, that the relative water depth, vegetation density and flexibility are the main parameters to be varied in the model.

The analysis of results and discussion is subdivided into two parts. The first part is covering the results of the headloss experiments and friction factors of the vegetation. Herein, the main goal is to describe the influence of vegetation density and dynamic plant properties (such as bending, waving motions and compression) on the friction factors. The second part deals with the flow structure within the compound channel cross sections. Therefore, a profound insight into the secondary flow structure is given that correlates to the velocity and turbulence distribution. It points out, that a spiralled secondary flow structure is present that leads to accelerated flow close to the bed and towards the floodplain counterbalanced by the transport of low velocity fluid particles from the floodplain into the main channel close to the water surface. This was found to be the primary mechanism of momentum exchange between the main channel and the floodplain for high relative depths. Consequently, the velocity profiles in vertical and horizontal planes differ significantly from the logarithmic law of the wall. The depth-averaged streamwise momentum equation derived from the Reynolds equations is applied to the data and leads to the distribution of lateral shear stresses and the apparent shear stress at the boundary between vegetation and open channel flow. In such way, the contributions of advective terms to the total apparent shear were found to be predominant for high relative depths and flexible waving vegetation.

Furthermore, the apparent shear data is used to check the results of semi-empirical numerical methods by Pasche (1985), Mertens (1989) and Nuding (1991) that

were developed from physical models of compound channels with vegetated floodplains and for low relative depth conditions. The results of the methods overestimated the experimental apparent shear at the boundary significantly and prove that secondary currents and advective terms have to be taken into account for compound channels and high relative depths. Therefore, a sensibility analysis of the parameters is carried out. It indicates that the errors are mainly caused by a wrong prediction of the contributing floodplain width. From this analysis a modification of the empirical constants in the methods was carried out which leads to much better results for the present experimental setup. Hereby, some of the constants had to be changed up to twice of their initial values without implementing a physical justification for it. This reveals that the accuracy of the methods depends on the accuracy of the involved empirical constants and the methods are not universally applicable.

The results presented in this study cover the lack of knowledge concerning compound channels with vegetated floodplains under high relative depth conditions and the influence of flexible plants. Furthermore, the experimental data is regarded as a valuable data base for the development and validation of numerical models.

## **Kurzfassung**

Diese Dissertation befaßt sich mit der Strömungsstruktur und dem Impulsaustausch, wie er bei gegliederten Gerinnen zwischen Hauptgerinne und Vorländern mit Vegetation auftritt. Dazu wurden Grundlagenuntersuchungen an einem physikalischen Modell im Theodor-Rehbock-Laboratorium der Universität Karlsruhe (TH) durchgeführt. Das Modell wurde als halber Doppeltrapezquerschnitt in einer 20 m langen und 1 m breiten Kiprinne eingerichtet. Die Vegetation auf dem Vorland wurde mit unterschiedlichen starren und flexiblen Elementen in Form von Kreiszyklindern idealisiert. Dabei wurden jeweils zwei verschiedene Vegetationsdichten in versetzter Anordnung der Elemente untersucht. Die Versuche wurden unter Normalabflußbedingungen und bei verschiedenen Durchflüssen durchgeführt, wobei der Schwerpunkt auf große Fließtiefenverhältnisse, wie sie bei extremen Hochwasserereignissen eintreten, gelegt wurde. Eine Erfassung des Geschwindigkeits- und Turbulenzfeldes erfolgte mit einem 2-Komponenten-LDA (LASER Doppler Anemometer) in einem räumlich hochaufgelösten Meßraster und in mehreren Meßquerschnitten.

Zunächst wird ein umfangreicher Überblick über den Stand des Wissens gegeben, der sich von den theoretischen Grundlagen zur Beschreibung der Strömung über die beiden Schwerpunkte „Vegetation und Strömung“ und „Strömung in gegliederten Gerinnen“ bis hin zu einer Zusammenstellung der Wechselwirkungen, die zwischen der Morphologie und der Strömung in gegliederten Gerinnen auftreten (z.B. die Rehenbildung), erstreckt.

Daran schließt sich eine ausführliche Darstellung der Laborversuche einschließlich Meßtechnik und Versuchsdurchführung an. In einer vorrausgehenden dimensionsanalytischen Betrachtung werden zudem die wichtigsten Parameter, die daraufhin im Modell untersucht werden, herausgestellt. Als Variablen wurden dabei die relative Fließtiefe, die Besetzungsdichte und die Flexibilität der Vegetation gewählt.

Den Kern der Arbeit bildet die Darstellung und Analyse der Versuchsergebnisse. Den Anfang bilden die Ergebnisse zum Widerstandsverhalten der Vegetation. Dabei wird aufgezeigt, wie sich die Besetzungsdichte und der Einfluß dynamischer Pflanzeigenschaften wie z.B. Biegung und Kompression auf den Widerstand auswirken. Daran schließt sich eine detaillierte Darstellung der Strömungsstruktur im gegliederten Gerinnequerschnitt mit Vorlandbewuchs an. Dabei wird zuerst die Struktur der Sekundärströmungen zwischen Hauptgerinne und Vorland aufgezeigt, die eine horizontale Achse besitzen und sich in Fließrichtung schraubenartig fortsetzen. Diese Sekundärströmungen dominieren den Impulsaustausch (Interaktion) und wirken sich auf die Geschwindigkeits- und Turbulenzverteilungen weiter aus. Sowohl vertikale als auch horizontale Geschwindigkeitsverteilungen weisen sekundärströmungs-induzierte Deformationen auf und weichen signifikant von einer logarithmischen Geschwindigkeitsverteilung ab. Der zweite Teil beschäftigt sich mit den Schubspannungen, die in einer fiktiven, vertikalen Trennfläche zwischen Vorland und Hauptgerinne auftreten und die zur Bestimmung der Trennflächenrauheit herangezogen werden. Dabei wird basierend auf einer aus den Reynoldsgleichungen abgeleiteten Impulsbilanz der diffusive Anteil aus den

Reynoldsschubspannungen mit den advektiven Termen aus den Sekundärströmungen überlagert. Die Ergebnisse zeigen für die untersuchten großen Fließtiefen einen dominierenden Anteil der Sekundärströmungen am Impulsaustausch auf, der sich sehr weit ins Hauptgerinne erstreckt.

Die experimentell bestimmte Trennflächenrauheit wird daraufhin mit der aus verschiedenen halb-empirischen Berechnungsansätzen verglichen. Dabei wird gezeigt, daß die Berechnungsansätze die Trennflächenrauheit für die vorliegenden Versuchsbedingungen stark überschätzen, da sie aus Versuchen mit kleinen Fließtiefen entwickelt wurden und somit nicht den Impulsaustausch über Sekundärströmungen berücksichtigen können.

Anhand einer Parameteranalyse wird der Fehler auf die Berechnung der mitwirkenden Vorlandbreite zurückgeführt und Korrekturgleichungen entwickelt, die eine Anpassung der Berechnungsverfahren über ihre empirische Konstanten ermöglichen. Durch Anwendung dieser Korrekturgleichungen konnten die Abweichung von den experimentellen Daten bei der Berechnung der Trennflächenrauheit auf unter 10% reduziert werden. Damit konnte der Einfluß dynamischer Vegetationseigenschaften, wie er bei flexiblem, natürlichem Bewuchs auftritt, in einfacher Form in den nach DVWK empfohlenen Berechnungsverfahren berücksichtigt werden.

Damit schließen die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Laborversuche eine Lücke im bisherigen Stand des Wissens und stellen darüber hinaus eine wertvolle Datengrundlage bereit, die für die Entwicklung neuer Berechnungsansätze und Validierung numerischer Programme wichtig ist.

---

<b>1.</b>	<b>Einleitung</b>	
1.1	Allgemeine Einführung.....	1
1.2	Problemstellung.....	3
1.3	Zielsetzung und Vorgehensweise.....	5
<b>2.</b>	<b>Stand des Wissens.....</b>	<b>8</b>
2.1	Theoretische Grundlagen.....	9
2.1.1	Empirische Fließformeln.....	9
2.1.2	Eigenschaften der turbulenten Strömung.....	10
2.1.3	Logarithmisches Geschwindigkeitsgesetz.....	11
2.1.4	Bestimmung des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils.....	18
2.1.5	Rauheitscharakteristika.....	22
2.2	Vegetation und Strömung.....	24
2.2.1	Hydraulische Klassifizierung von Vegetation.....	24
2.2.2	Widerstandsverhalten von durchströmtem Bewuchs.....	25
2.2.3	Geschwindigkeits- und Turbulenzverteilung in durchströmtem Bewuchs.....	31
2.3	Strömung in gegliederten Gerinnen.....	36
2.3.1	Interaktion in gegliederten Gerinnen.....	37
2.3.2	Phänomenologische Modelle für den Interaktionsmechanismus.....	38
2.3.3	Empirische Berechnungsansätze für den Interaktionsmechanismus.....	41
2.3.4	Eindimensionale Verfahren auf turbulenztheoretischer Basis.....	43
2.3.5	Die Impulsbilanz für gegliederte Gerinneströmungen.....	52
2.3.6	Dreidimensionale Strömungsstrukturen in gegliederten Gerinnen.....	54
2.4	Wechselwirkungen zwischen Morphologie und Strömung in gegliederten Gerinnen.....	66
<b>3.</b>	<b>Experimentelle Untersuchungen.....</b>	<b>72</b>
3.1	Dimensionsanalytische Betrachtung.....	72
3.2	Versuchsdurchführung.....	75
3.2.1	Versuchsrinne.....	75
3.2.2	Kalibrierung der Versuchsrinne.....	77
3.3	Modellierung der Vegetation.....	77
3.4	Strömungsmessung.....	81
3.5	Messung der Energiehöhenverluste.....	85
3.6	Messung der Vegetationseigenschaften.....	87
<b>4.</b>	<b>Analyse der Versuchsergebnisse.....</b>	<b>89</b>
4.1	Widerstandsverhalten der Vegetation.....	90
4.1.1	Eigenschaften der Vegetation.....	90
4.1.2	Widerstand der Sohle.....	92
4.1.3	Widerstand der Vegetation.....	93

4.1.4	Formwiderstandsbeiwerte der Vegetation.....	94
4.1.5	Rauheitswirkung der Vegetation.....	96
<b>4.2</b>	<b>Strömungsstruktur.....</b>	<b>98</b>
4.2.1	Horizontale Komponenten der Sekundärströmung.....	98
4.2.2	Isotachen der Hauptströmung.....	104
4.2.3	Vertikale Verteilung der Hauptströmung.....	108
4.2.4	Horizontale Verteilung der Hauptströmung.....	110
4.2.5	Heterogenität der Strömung in longitudinaler Richtung.....	114
4.2.6	Quadrantenanalyse und Methode der doppelten Mittelung.....	116
4.2.7	Turbulenzintensität.....	118
4.2.8	Reynoldsschubspannung.....	122
4.2.9	Advektiver Schubspannungsanteil der Sekundärströmungen.....	126
4.2.10	Scheinschubspannung.....	129
4.2.11	Trennflächenrauheit.....	131
4.2.12	Überprüfung eindimensionaler Berechnungsansätze.....	133
4.2.13	Sohlenschubspannung.....	144
<b>5.</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick.....</b>	<b>147</b>
	<b>Literaturverzeichnis.....</b>	<b>153</b>

## Abbildungsverzeichnis

Abb. 1.1	<i>Die Bestimmungen des §123 der Vollzugsverordnung zum Badischen Wassergesetz aus dem Jahr 1913 ließen keinen Bewuchs im Gewässer zu. Beispiel: Kinzig bei Biberach (Foto: Landesbildstelle Baden)</i>	1
Abb. 1.2	<i>Naturnaher Flußabschnitt am Oberrhein bei Breisach, der von den Wechselwirkungen zwischen Vegetation, Strömung und Morphologie geprägt ist (Foto: BÖLSCHER, FUB)</i>	2
Abb. 1.3a-b	<i>Widerstandsverhalten von jungen Weiden in der Wienfluß-Versuchsstrecke der BOKU, Wien: a) Entwicklungszustand der Weiden nach 3 Jahren, b) Umlegen und „streamlining“ der Weiden bei Hochwasser (aus RIPFOR FINAL REPORT 2003)</i>	3
Abb. 1.4	<i>Wechselwirkung einer durchströmten, starren Bewuchsgruppe mit der freien Außenströmung im Hochwasserfall (Foto: BERNHART, IWK)</i>	4
Abb. 1.5	<i>Farbzugabe im gegliederten Gerinnequerschnitt des Theodor-Rehbock-Laboratoriums zur Visualisierung der Geschwindigkeitsunterschiede zwischen Vorland (links, mit Kreiszyklern besetzt) und freiem Hauptgerinne (rechts)</i>	5
Abb. 2.1	<i>Geschwindigkeitsauftragung zur Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit durch lineare Regression (eigene Daten)</i>	19
Abb. 2.2	<i>Auftragung des vertikalen Geschwindigkeitsgradienten zur Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit durch lineare Regression (eigene Daten)</i>	21
Abb. 2.3	<i>Mögliche Strömungsarten über rauen Sohlen nach MORRIS (1955)</i>	23
Abb. 2.4	<i>Rauheitsdichte nach DITTRICH (1998)</i>	23
Abb. 2.5	<i>Wirbelbildung und Geschwindigkeitsfeld im Nachlaufbereich einer ebenen Platte (Scherströmung) und eines ebenen Kreiszyklers nach LEDER (1992)</i>	25
Abb. 2.6	<i>Formwiderstandsbeiwerte <math>c_d</math> von Kreiszyklern für verschiedene Stamm-Reynoldszahlen <math>Re_s</math> (aus SCHLICHTING 1965)</i>	28
Abb. 2.7	<i>Nachlaufängen und -breiten an einem umströmten Kreiszyklern</i>	30
Abb. 2.8	<i>Widerstandskoeffizienten für Weiden a) mit Laub und Gräsern, b) ohne Laub nach Darcy-Weisbach (aus JÄRVELÄ 2002)</i>	30
Abb. 2.9	<i>Turbulente Nachlaufströmung in einer Gruppe Kreiszyklern (HOYT &amp; SELLIN 1997)</i>	32
Abb. 2.10	<i>Vertikale Verteilung der Fließgeschwindigkeit, Reynoldsschubspannung und der Turbulenzintensität in durchströmten Bewuchs nach NEPF &amp; VIVONI (2000)</i>	34
Abb. 2.11	<i>Rauheitsgliederung eines kompakten Querschnitts nach EINSTEIN/HORTON</i>	36

Abb. 2.12	<i>Photographien des Interaktionsmechanismus und daraus konstruierte Bahnlinien nach SELLIN (1964)</i>	38
Abb. 2.13	<i>Interaktionsmodell zum Queraustausch nach KAISER (1984)</i>	39
Abb. 2.14	<i>Interaktionsmodell nach SHIONO &amp; KNIGHT (modifiziert nach SCHUMACHER 1995)</i>	40
Abb. 2.15	<i>Interaktionsmodell für kleine (links) und große Fließtiefenverhältnisse (rechts) (modifiziert nach NEZU et al. 1999)</i>	41
Abb. 2.16	<i>Laborversuche des DFG-Schwerpunktprogramms (PASCHE, KAISER, BERTRAM) sowie die weiterführenden Versuche von ARNOLD und NUDING (modifiziert nach ROUVE 1987 und NUDING 1991)</i>	43
Abb. 2.17	<i>Aufteilung des Gerinnequerschnittes mit einer fiktiven, vertikalen Trennfläche (aus SCHUHMACHER 1995)</i>	44
Abb. 2.18	<i>Gemessene, horizontale Sekundärströmungskomponenten <math>\bar{v}</math> nach ARNOLD (1987). Die Kreise markieren den Verlauf der vermuteten Sekundärströmungszellen</i>	54
Abb. 2.19	<i>Tiefengemittelte, horizontale Verteilung der gemessenen Reynoldsschubspannung <math>\langle \rho \cdot \overline{u'v'} \rangle</math> und der Fließgeschwindigkeit <math>\langle \bar{u} \rangle</math> (nach ARNOLD 1987)</i>	55
Abb. 2.20	<i>Vektordarstellungen der Sekundärströmung für verschiedene Fließtiefenverhältnisse und glatte Vorländer (aus TOMINAGA &amp; NEZU 1990)</i>	57
Abb. 2.21	<i>Numerische Berechnung der Geschwindigkeits- und Sekundärströmungsstruktur bei unterschiedlicher Vorlandbesetzung (modifiziert nach TSUJIMOTO &amp; SHIMIZU 1994)</i>	60
Abb. 2.22	<i>Numerische Berechnung der tiefengemittelten Geschwindigkeitsverteilung bei unterschiedlicher Vorlandbesetzung (nach TSUJIMOTO &amp; SHIMIZU 1994)</i>	61
Abb. 2.23	<i>Besetzungsmuster und Gerinnegeometrie bei TSUJIMOTO &amp; TSUJI (1995)</i>	61
Abb. 2.24	<i>Tiefengemittelte, horizontale Verteilung der Fließgeschwindigkeit <math>\langle \bar{u} \rangle</math>, der Turbulenzintensitäten <math>\langle u_{rms} \rangle</math> und <math>\langle v_{rms} \rangle</math> sowie der Reynoldsschubspannung <math>\langle \overline{u'v'} \rangle</math> aus gemessenen und berechneten Daten (TSUJIMOTO &amp; TSUJI 1995)</i>	62
Abb. 2.25	<i>Beobachtete Strömungsstruktur an der Oberfläche (nach HASEGAWA et al. 1999)</i>	64
Abb. 2.26a-d	<i>Gemessene vertikale Fließgeschwindigkeitsprofile <math>\bar{u}</math> und Querströmungsprofile <math>\bar{v}</math> für die geringere Besetzungsdichte („case 2“) sowie Reynoldsschubspannungen <math>\rho \cdot \overline{u'v'}</math> für beide Besetzungsdichten (nach HASEGAWA et al. 1999)</i>	64

<i>Abb. 2.27</i>	<i>Gemessener, lateraler Nettotransport von Geschiebe (linke Abb.) und Sohlenprofil (rechts), modifiziert nach TSUJIMOTO &amp; KITAMURA (1995)</i>	67
<i>Abb. 2.28a-c</i>	<i>a) Tiefengemittelte Transportrate, b) Dimensionen der gebildeten Rehen auf dem Vorland und c) Erosion/Auflandung im Hauptgerinne modifiziert nach MURAKAMI et al. (1994)</i>	68
<i>Abb. 2.29</i>	<i>Ablagerungen von suspendiertem Sediment auf dem Vorland (modifiziert nach BENSON et al. 1997)</i>	69
<i>Abb. 2.30</i>	<i>Saisonale Abhängigkeit der morphologischen Prozesse im Übergang von Hauptgerinne zur Vegetation (modifiziert nach TSUJIMOTO 1999)</i>	70
<i>Abb. 2.31</i>	<i>Bildung einer Uferrehne: links Sedimentfeld bei Versuchsbeginn, rechts Front des Sedimentfeldes nach einer Versuchsdauer von etwa 3h (aus DITTRICH &amp; SPECHT 2002)</i>	71
<i>Abb. 3.1</i>	<i>Plexiglas-Kipprinne des Theodor-Rehbock-Laboratoriums (Maße in cm)</i>	75
<i>Abb. 3.2</i>	<i>Gegliedertes Querschnitt der Plexiglas-Kipprinne (in Fließrichtung)</i>	75
<i>Abb. 3.3a-c</i>	<i>Versuchsrinne (links entgegen der Fließrichtung), Grundrauheit aus aufgeklebtem PVC-Granulat (rechts unten) und Regulierklappen am Auslauf (rechts oben)</i>	76
<i>Abb. 3.4</i>	<i>Starre Zylinder der Versuchsreihen s1 und s3 (Frontalansicht)</i>	78
<i>Abb. 3.5</i>	<i>Flexible Zylinder der Versuchsreihen s2 und s4 (Seitenansicht)</i>	78
<i>Abb. 3.6</i>	<i>Zylinder mit Folienstreifen der Reihen s5 und s6 (Frontalansicht)</i>	78
<i>Abb. 3.7</i>	<i>Besetzungsdichten auf dem Vorland: für starre (s1, s3), flexible (s2, s4) und Folienstreifen-Zylinder (s5 und s6) im Grundriß (Fließrichtung von unten nach oben)</i>	80
<i>Abb. 3.8</i>	<i>Strahlengang der LDA-Sonde (in Wasser) und Querschnitt der Aufsatzkappe für Messungen nahe der Wasseroberfläche (siehe Bild links, Maße in mm)</i>	81
<i>Abb. 3.9</i>	<i>Schematische Darstellung eines Querschnittes mit der Lage und den Abständen der LDA-Messpunkte</i>	83
<i>Abb. 3.11</i>	<i>Eigenschaften und Verformung flexibler Vegetation für unterschiedliche Fließgeschwindigkeiten (modifiziert nach OPLATKA 1998)</i>	87
<i>Abb. 3.12</i>	<i>Messung der Breitenkompression bei Zylindern mit Folienstreifen (Versuchsanordnungen s5 und s6)</i>	88
<i>Abb. 3.13</i>	<i>Messung der Biegung in Fließrichtung bei flexiblen Zylindern (Versuchsanordnungen s2 und s4)</i>	88
<i>Abb. 3.14</i>	<i>Messung der Amplitude der Schwingungsbewegung bei flexiblen Zylindern (Versuchsanordnungen s2 und s4)</i>	88
<i>Abb. 4.1a-f</i>	<i>Eigenschaften flexibler Zylinder (s2, s4): a) Biegung in Fließrichtung, b) Frequenz und c) Amplitude der Schwingungsbewegung sowie der Zylinder mit</i>	

	<i>Folienstreifen (s5, s6): d) Relative Breitenkompression, e) Frequenz und f) Amplitude der Schwingung in Abhängigkeit der Reynoldszahl <math>Re</math> bzw. Stamm-Reynoldszahl <math>Re_s</math></i>	90
Abb. 4.2	<i>Komprimierte Breite <math>b_{veg}</math> der Folienstreifen (s5, s6) mit Regressionsfunktion</i>	91
Abb. 4.3a-b	<i>Widerstandsbeiwerte der Sohle <math>\lambda_{so}</math> nach Darcy-Weisbach: a) aufgetragen über der mittleren Fließgeschwindigkeit, b) aufgetragen über der Reynoldszahl der Strömung</i>	92
Abb. 4.4	<i>Berechnete Widerstandskraft <math>F_{veg}</math> der Vegetation pro Element und Einheit der Wassertiefe. Die beiden Kurven repräsentieren theoretische Verteilungen nach Gl. (2.44) bei konstantem Formwiderstandsbeiwert von <math>c_d = 1,0</math></i>	93
Abb. 4.5	<i>Berechnete Formwiderstandsbeiwerte <math>c_d</math> aus den Energiehöhenverlusten, aufgetragen über die Reynoldszahl</i>	95
Abb. 4.6	<i>Berechnete Formwiderstandsbeiwerte <math>c_d</math>, aufgetragen über die Stamm-Reynoldszahl. Die gestrichelte Linie entspricht der theoretischen Verteilung nach WIESELSBERGER (in SCHLICHTING 1965)</i>	95
Abb. 4.7a	<i>Widerstandskoeffizienten <math>\lambda_{veg}</math> der Vegetation aufgetragen über der Reynoldszahl</i>	96
Abb. 4.7b	<i>Widerstandskoeffizienten <math>\lambda_{veg}</math> der Vegetation aufgetragen über der Fließtiefe</i>	97
Abb. 4.8	<i>Anteil der Vegetation <math>\lambda_{veg}</math> am Gesamtwiderstand <math>\lambda_{ges}</math> aus Sohle und Vegetation</i>	97
Abb. 4.9	<i>Vektoren der longitudinal gemittelten, horizontalen Querströmungskomponente <math>\bar{v}</math> für Versuche kleiner Fließtiefe und geringer Besetzungsdichte (s1q10 und s2q10)</i>	99
Abb. 4.10	<i>Vektoren der longitudinal gemittelten, horizontalen Querströmungskomponente <math>\bar{v}</math> für Versuche großer Fließtiefe und geringer Besetzungsdichte (s1q30 und s2q30)</i>	99
Abb. 4.11	<i>Vertikales Geschwindigkeitsprofil der Querströmung <math>\bar{v}</math> im Interaktionsbereich nahe der Vegetation (Daten aus Versuch s2q30 an der Stelle <math>y = 0,48m</math>)</i>	100
Abb. 4.12	<i>Verhältnis der minimalen und maximalen Querströmungskomponenten <math>\bar{v}_{min}</math> (ins Hauptgerinne gerichtet, weiße Balken) und <math>\bar{v}_{max}</math> (ins Vorland gerichtet, schwarze Balken) zur maximalen Hauptströmungskomponente <math>\bar{u}_{max}</math> für alle Versuche</i>	101
Abb. 4.13	<i>Relative Hauptgerinnebreite <math>y/B</math>, an der die maximalen Querströmungskomponenten auftreten. Die Geraden zeigen die Abhängigkeit vom Fließtiefenverhältnis (bzw. dem Durchfluß q10, q20 oder q30) bei gleicher Versuchsanordnung</i>	101

Abb. 4.14	Vektordarstellung der Querströmung im Bewuchs vor der longitudinalen Mittelung (Versuch s3q30, die grauen Stäbe liegen 2,5cm vor dem gemessenen Querprofil)	102
Abb. 4.15	Vektordarstellung der Querströmung im interaktions-unbeeinflussten Hauptgerinne vor der longitudinalen Mittelung (Versuch s3q30, die beiden Querschnitte liegen 20cm auseinander)	103
Abb. 4.16a-c	Isotachen der longitudinal gemittelten Fließgeschwindigkeit für die Versuche mit kleiner Fließtiefe und geringer Besetzungsdichte (s1q10, s2q10 und s5q10). In den schwarz markierten Bereichen konnten keine Messungen erfolgen.	104
Abb. 4.17a-c	Isotachen der longitudinal gemittelten Fließgeschwindigkeit für die Versuche mit mittlerer Fließtiefe und geringer Besetzungsdichte (s1q20, s2q20 und s5q20)	105
Abb. 4.18a-c	Isotachen der longitudinal gemittelten Fließgeschwindigkeit für die Versuche mit großer Fließtiefe und geringer Besetzungsdichte (s1q30, s2q30 und s5q30)	105
Abb. 4.19	Vertikale Geschwindigkeitsprofile der Hauptströmung $\bar{u}$ (Daten aus Versuch s2q30)	106
Abb. 4.20	Logarithmische Auftragung der vertikalen Geschwindigkeitsprofile des Hauptgerinnes $u^+ = \bar{u} / u_*$ über $z^+ = z \cdot u_* / \nu$ (Daten aus Versuch s2q30)	109
Abb. 4.21	Horizontale Geschwindigkeitsprofile der Hauptströmung $\bar{u}$ geordnet nach der relativen Wassertiefe $z / H$ der Messung (Daten aus Versuch s2q30)	110
Abb. 4.22	Logarithmische Auftragung der horizontalen Geschwindigkeitsprofile des Hauptgerinnes $u^+ = \bar{u} / u_*$ über $y^+ = y \cdot u_* / \nu$ (Daten aus Versuch s2q30)	111
Abb. 4.23	Logarithmische Auftragung der horizontalen, tiefengemittelten Geschwindigkeitsprofile des Hauptgerinnes $\langle u^+ \rangle = \langle \bar{u} \rangle / u_*$ über $y^+ = y \cdot u_* / \nu$ für Versuche mit kleiner Fließtiefe (q10)	112
Abb. 4.24	Logarithmische Auftragung der horizontalen, tiefengemittelten Geschwindigkeitsprofile des Hauptgerinnes $\langle u^+ \rangle = \langle \bar{u} \rangle / u_*$ über $y^+ = y \cdot u_* / \nu$ für Versuche mit großer Fließtiefe (q30)	113
Abb. 4.25	Isotachen- und Vektordarstellung der Haupt- und Querströmung im Interaktionsbereich vor der longitudinalen Mittelung (Daten aus Versuch s1q20)	114
Abb. 4.26	Tiefengemittelte Standardabweichungen der Fließgeschwindigkeit $\langle s(\bar{u}) \rangle$ und der Querströmung $\langle s(\bar{v}) \rangle$ in longitudinaler Richtung für starre und flexible Zylinder	115
Abb. 4.27	Auftragung der räumlichen Schwankungsgrößen $\tilde{u}$ und $\tilde{v}$ in Abhängigkeit von der Wassertiefe $z$ (Daten aus Versuch s4q30, Interaktionsbereich, nur ein Meßprofil)	116

Abb. 4.28	<i>Auftragung der räumlichen Schwankungsgrößen <math>\tilde{u}</math> und <math>\tilde{v}</math> in Abhängigkeit von der Wassertiefe <math>z</math> (Daten aus Versuch s3q30, Interaktionsbereich, nur ein Meßprofil)</i>	117
Abb. 4.29a-b	<i>Longitudinal gemittelte Turbulenzintensität <math>u_{rms}</math> der Hauptströmung für die Versuche mit kleiner Fließtiefe und geringer Besetzungsdichte (s1q10, s2q10)</i>	118
Abb. 4.30a-b	<i>Longitudinal gemittelte Turbulenzintensität <math>v_{rms}</math> der Querströmung für die Versuche mit kleiner Fließtiefe und geringer Besetzungsdichte (s1q10, s2q10)</i>	118
Abb. 4.31a-b	<i>Longitudinal gemittelte Turbulenzintensität <math>u_{rms}</math> der Hauptströmung für die Versuche mit großer Fließtiefe und geringer Besetzungsdichte (s1q10, s2q10)</i>	119
Abb. 4.32a-b	<i>Longitudinal gemittelte Turbulenzintensität <math>v_{rms}</math> der Querströmung für die Versuche mit großer Fließtiefe und geringer Besetzungsdichte (s1q10, s2q10)</i>	119
Abb. 4.33	<i>Vergleich der maximalen Turbulenzintensitäten <math>\max(u_{rms})</math> und <math>\max(v_{rms})</math> der Haupt- und Querströmungskomponente an der Böschungskante</i>	120
Abb. 4.34a-c	<i>Anisotropie der Turbulenzintensität für starre Zylinder geringer Besetzungsdichte</i>	121
Abb. 4.35	<i>Verteilung der dimensionslosen Reynoldsschubspannungen <math>\langle \overline{u'v'} \rangle / u_*^2</math> für die Versuchsreihen mit mittleren Fließtiefen, die Sohlschubspannung wurde integral aus dem Energieliniengefälle berechnet</i>	122
Abb. 4.36	<i>Verteilung der dimensionslosen Reynoldsschubspannungen <math>\langle \overline{u'v'} \rangle / u_*^2</math> für den Versuch s2q30 (Einteilung der Grauskala wie in Abb. 4.14)</i>	123
Abb. 4.37	<i>Tiefengemittelten horizontale Verteilungen der Fließgeschwindigkeit <math>\langle \overline{u} \rangle</math> und der Reynoldsschubspannung <math>\langle \overline{u'v'} \rangle</math> im Hauptgerinne (Daten aus Versuch s2q30)</i>	124
Abb. 4.38	<i>Horizontale Verteilung der tiefengemittelten, dimensionslosen Reynoldsschubspannungen <math>\langle \overline{u'v'} \rangle / u_*^2</math> für die Versuche mit starren Zylindern (Reihen s1 und s3)</i>	125
Abb. 4.39	<i>Horizontale Verteilung der tiefengemittelten, dimensionslosen Reynoldsschubspannungen <math>\langle \overline{u'v'} \rangle / u_*^2</math> für die Versuche mit flexiblen Zylindern (Reihen s2 und s4)</i>	126
Abb. 4.40	<i>Horizontale Verteilung der tiefengemittelten, dimensionslosen, advektiven Terme <math>\langle \overline{u \cdot v} \rangle / u_*^2</math> für die Versuche mit starren Zylindern (Versuchsreihen s1 und s3)</i>	127
Abb. 4.41	<i>Horizontale Verteilung der tiefengemittelten, dimensionslosen, advektiven Terme <math>\langle \overline{u \cdot v} \rangle / u_*^2</math> für die Versuche mit flexiblen Zylindern (Versuchsreihen s2 und s4)</i>	128

Abb. 4.42	Horizontale Verteilung der tiefengemittelten, dimensionslosen Scheinschubspannung $\langle \tau_a \rangle / \rho \cdot u_*^2$ für die Versuche mit starren Zylindern (Versuchsreihen s1 und s3)	130
Abb. 4.43	Horizontale Verteilung der tiefengemittelten, dimensionslosen Scheinschubspannung $\langle \tau_a \rangle / \rho \cdot u_*^2$ für die Versuche mit flexiblen Zylindern (Versuchsreihen s2 und s4)	130
Abb. 4.44	Trennflächenrauheit $\lambda_T$ aus der Scheinschubspannungsverteilung als Funktion des relativen Fließtiefenverhältnisses $h/H$	132
Abb. 4.45	Bestimmung der Parameter des Geschwindigkeitsprofils für die Berechnungsansätze der Trennflächenrauheit (Daten aus Versuch s2q30)	134
Abb. 4.46a-b	Vergleich zwischen berechneter (Methode 1) und experimentell bestimmter Trennflächenrauheit: a) in absoluten Werten und b) in Fehlerprozent	135
Abb. 4.47a-b	Vergleich zwischen berechneter (Methode 2) und experimentell bestimmter Trennflächenrauheit: a) in absoluten Werten und b) in Fehlerprozent	136
Abb. 4.48a-b	Analyse berechneter und experimenteller Parameter: a) mittlere Fließgeschwindigkeit $\bar{u}_{veg}$ im Bewuchs, b) Fließgeschwindigkeit $\bar{u}_{0,HG}$ im ungestörten Hauptgerinne	137
Abb. 4.48c-d	Analyse berechneter und experimenteller Parameter: c) mitwirkende Vorlandbreite $b_{II}$ , d) mitwirkende Hauptgerinnebreite $b_{III}$	138
Abb. 4.48e-f	Analyse berechneter und experimenteller Parameter: e) Versatz $b_T$ des fiktiven Nullpunktes des Geschwindigkeitsprofils von der Trennfläche nach NUDING, f) Bewuchsparameter $\Omega$ nach PASCHE	140
Abb. 4.49a-b	Vergleich der Ergebnisse aus dem Verfahren nach PASCHE mit und ohne Modifikation nach Gl. (4.11) bis (4.13)	141
Abb. 4.50a-b	Vergleich der Ergebnisse aus dem Verfahren nach NUDING mit und ohne Modifikationen nach Gl. (4.15) sowie mit korrigierter Sohlenrauheit im Hauptgerinne	143
Abb. 4.45	Horizontaler Verlauf der Sohlenschubspannung im Hauptgerinne für starre Zylinder geringer Besetzungsdichte (s1) sowie Mittelwert aus s1 und s3, standardisiert mit der gemittelten Sohlenschubspannung aus dem Energieliniengefälle	143
Abb. 4.46	Horizontaler Verlauf der Sohlenschubspannung im Hauptgerinne für flexible Zylinder geringer Besetzungsdichte (s2) sowie Mittelwert aus s2 und s4, standardisiert mit der gemittelten Sohlenschubspannung aus dem Energieliniengefälle	145

## Tabellenverzeichnis

<i>Tab. 3.1</i>	<i>Vegetationstypen der Auwaldentwicklung und ihre charakteristischen Vegetationsparameter (aus IWK 1998)</i>	<i>78</i>
<i>Tab. 3.2</i>	<i>Technische Daten des Aerometrics-LDA</i>	<i>81</i>
<i>Tab. 3.3</i>	<i>Gesamtübersicht über das Versuchsprogramm für LDA-Messungen</i>	<i>83</i>
<i>Tab. 4.1</i>	<i>Trennflächenrauheit <math>\lambda_T</math> aus der Scheinschubspannungsverteilung</i>	<i>131</i>

## Symbolverzeichnis

$A$	[m <sup>2</sup> ]	Querschnittsfläche
$A$	[-]	Integrationskonstante für glatte Sohlen
$A_G$	[m <sup>2</sup> ]	Grundfläche eines Elements
$A_t$	[N/s]	Impulsaustauschgröße nach BOUSSINESQ
$A_{\perp}$	[m <sup>2</sup> ]	senkrecht angeströmte Fläche eines Elements
$A_{\perp,veg}$	[m <sup>2</sup> ]	senkrecht angeströmte Fläche der Vegetation
$Amp_{veg}$	[m]	Amplitude der Schwingung der Vegetation
$a_{NL}$	[m]	Nachlauflänge
$a_{NB}$	[m]	Nachlaufbreite
$a_x$	[m]	Elementabstand in Fließrichtung
$a_y$	[m]	Elementabstand quer zur Fließrichtung
$B$	[m]	Breite des Hauptgerinnes
$B$	[-]	Integrationskonstante
$B_{veg}$	[-]	Bewuchsparameter
$b$	[m]	Breite des Vorlands
$b$	[-]	Integrationskonstante
$b_l$	[m]	Integrationskonstante nach KOLL
$b_m$	[m]	mitwirkende Vorlandbreite
$b_T$	[m]	Nullpunktversatz des horizontalen Geschwindigkeitsprofils
$b_{veg}$	[m]	komprimierte Breite der Vegetation
$b_{II}$	[m]	mitwirkende Vorlandbreite
$b_{III}$	[m]	mitwirkende Hauptgerinnebreite
$C$	[-]	Integrationskonstante des log. Geschwindigkeitsgesetzes
$C$	[-]	DE CHEZY-Beiwert
$c_d$	[-]	Formwiderstandskoeffizient
$c_{d,veg}$	[-]	Formwiderstandskoeffizient der Vegetation
$c_{d,\infty}$	[-]	Widerstandsbeiwert ohne seitliche Begrenzung
$c_K$	[-]	Rauheitsdichte

---

$c_T$	[-]	„sip-velocity“
$c_\alpha$	[-]	Verhältnis der Geschwindigkeitshöhenbeiwerte
$\Delta c_d$	[-]	Korrekturwert des Formwiderstands für den Wellenwiderstand
$D$	[m]	Durchmesser
$d$	[m]	Versatz des Geschwindigkeitsprofils
$d_m$	[m]	mittlerer Korndurchmesser
$d_s$	[m]	Stammdurchmesser
$d_{50}$	[m]	Korndurchmesser bei 50% Siebdurchgang
$F_d$	[N]	Widerstandskraft
$F_{veg}$	[N]	Widerstandskraft des Bewuchses
$Fr$	[-]	Froude-Zahl
$f_{veg}$	[1/s]	Frequenz der Schwingung der Vegetation
$g$	[m <sup>2</sup> /s]	Erdbeschleunigung
$H$	[m]	Fließtiefe im Hauptgerinne
$h$	[m]	Fließtiefe auf dem Vorland
$h_m$	[m]	mittlere Fließtiefe auf dem Vorland
$h_T$	[m]	Fließtiefe in der fiktiven Trennfläche
$h_v$	[m]	Verlusthöhe der Energielinie
$h_{veg}$	[m]	Höhe der Pflanzen
$h'_{veg}$	[m]	geneigte Höhe der Pflanzen
$I_E$	[-]	Energieliniengefälle
$I_S$	[-]	Sohlenneigung
$K$	[-]	empirische Konstante im Widerstandsgesetz
$k$	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	turbulente kinetische Energie
$k$	[m]	absolute Rauheitshöhe
$k_s$	[m]	Äquivalente Sandrauheit nach NIKURADSE
$k_{St}$	[m <sup>1/3</sup> /s]	Strickler-Beiwert
$l$	[m]	Mischungsweglänge
$m$	[-]	Steigung der Regressionsgeraden
$m_t$	[-]	Steigung der Regressionsgeraden nach KOLL
$n$	[s/m <sup>1/3</sup> ]	Manning-Beiwert

$p$	[N/m <sup>2</sup> ]	Druck
$Q$	[m <sup>3</sup> /s]	Durchfluß
$q$	[m <sup>2</sup> /s]	spezifischer Durchfluß
$R_h$	[m]	hydraulischer Radius
$Re$	[-]	Reynoldszahl der Strömung
$Re_s$	[-]	Stamm-Reynoldszahl
$Re_*$	[-]	Korn-Reynoldszahl
$t$	[s]	Zeit
$U$	[m]	benetzter Umfang
$u$	[m/s]	Geschwindigkeit in x-Richtung (Fließgeschwindigkeit)
$u_{rms}$	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	Turbulenzintensität der Geschwindigkeit in x-Richtung
$u_T$	[m/s]	Schubspannungsgeschwindigkeit in der Trennfläche
$u_{0,HG}$	[m/s]	ideelle interaktionsfreie Fließgeschwindigkeit im Hauptgerinne
$u_{0,VL}$	[m/s]	ideelle interaktionsfreie Fließgeschwindigkeit auf dem Vorland
$u_*$	[m/s]	Sohlenschubspannungsgeschwindigkeit
$V$	[m <sup>3</sup> ]	Volumen
$v$	[m/s]	Geschwindigkeit in y-Richtung
$v_{rms}$	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	Turbulenzintensität der Geschwindigkeit in y-Richtung
$w$	[m/s]	Geschwindigkeit in z-Richtung
$w_{rms}$	[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	Turbulenzintensität der Geschwindigkeit in z-Richtung
$x$		longitudinale Koordinate in Hauptströmungsrichtung
$\Delta x_{veg}$	[m]	Biegung der Vegetation in Fließrichtung
$y$		Koordinate lateral zur Hauptströmungsrichtung
$y^+$	[-]	dimensionslose Geschwindigkeit
$y'$	[m]	horizontaler Versatz
$z$		Koordinate vertikal zur Hauptströmungsrichtung
$z_{max}$	[m]	Abstand zwischen Rauheitsunterkante und Wasserspiegel
$z_u$	[m]	Unterwassertiefe
$z_o$	[m]	Oberwassertiefe
$z^+$	[-]	dimensionsloser Wandabstand
$z'$	[m]	vertikaler Versatz
$\Delta z$	[m]	Erhöhung des Vorlands gegenüber der Hauptgerinnesohle

## Griechische Symbole

$\alpha_{veg}$	[-]	Anordnungsparameter der Vegetation
$\kappa$	[-]	von Karman-Konstante
$\lambda$	[-]	Widerstandskoeffizient
$\lambda_{veg}$	[-]	Widerstandskoeffizient der Vegetation
$\lambda_T$	[-]	Trennflächenwiderstand
$\lambda_{T,0}$	[-]	Trennflächenwiderstand des Bewuchssaums
$\lambda_I$	[-]	Interaktionswiderstand
$\mu$	[kg/ms]	dynamische Viskosität
$\nu$	[m <sup>2</sup> /s]	kinematische Viskosität
$\nu_t$	[m <sup>2</sup> /s]	Wirbelviskosität
$\theta$	[°]	Korrekturwinkel
$\rho$	[kg/m <sup>3</sup> ]	Dichte
$\tau$	[N/m <sup>2</sup> ]	Schubspannung
$\tau_0$	[N/m <sup>2</sup> ]	Sohlenschubspannung
$\tau_a$	[N/m <sup>2</sup> ]	Scheinschubspannung
$\tau_l$	[N/m <sup>2</sup> ]	laminarer Term der Schubspannung
$\tau_t$	[N/m <sup>2</sup> ]	turbulenter Term der Schubspannung
$\tau_{0,a}$	[N/m <sup>2</sup> ]	Sohlenschubspannung aus der Scheinschubspannung berechnet
$\tau_T$	[N/m <sup>2</sup> ]	Scheinschubspannung in der Trennfläche
$\omega$	[-]	empirische Konstante
$\Delta$		Differenz
$\Pi$	[-]	Coles'scher „Wake“-Parameter
$\Omega$	[-]	Bewuchsparameter

## Abkürzungen

Abb.	Abbildung
Abbn.	Abbildungen
bzw.	beziehungsweise
d.h.	das heißt
e.g.	exempli gratia (beispielsweise)
engl.	englisch
et al.	et alii (und andere)
ges	gesamt
Gl.	Gleichung
Gln.	Gleichungen
HG	Hauptgerinne
Kap.	Kapitel
LDA	LASER Doppler Anemometer
m	mittlere
max	maximal
min	minimal
mod.	modifiziert
s.	siehe
sog.	sogenannte
Tab.	Tabelle
T	Trennfläche
veg	Vegetation
vgl.	vergleiche
VL	Vorland
z.B.	zum Beispiel



# 1 Einleitung

## 1.1 Allgemeine Einführung

Bis in die 80er Jahre des letzten Jahrhunderts hinein hatte der Wasser- und Flußbau zum vorrangigen Ziel „die fließenden Gewässer aus ihrer unsicheren Verfassung in einen möglichst unwandelbaren Zustand der Beharrung zu bringen“ (RAPOLD 1912). Kanalisierungen, Laufkürzungen und die Beseitigung der Ufervegetation waren die wasserbaulichen Maßnahmen, um diesen „unwandelbaren Zustand“ zu erreichen. Viele Fließgewässer wurden nach dieser Philosophie in geometrische Trapezquerschnitte umgestaltet, womit natürliche Fließ- und Vegetationsstrukturen weitestgehend verloren gingen (vgl. Abb. 1.1). Glaubte man anfangs, alle Unsicherheiten wären damit genommen und die verbliebene „Dynamik“ des Fließgewässers (oft nur noch in Form unterschiedlicher Abflußstärken und Wasserstände) mit einfachen Ansätzen berechenbar, so zeigte sich schnell, daß aus den anfänglichen Lösungen neue Probleme entstanden. Durch die Kanalisierung



**Abb. 1.1** Die Bestimmungen des §123 der Vollzugsverordnung zum Badischen Wassergesetz aus dem Jahr 1913 ließen keinen Bewuchs im Gewässer zu. Beispiel: Kinzig bei Biberach (Foto: Landesbildstelle Baden)



**Abb. 1.2** *Naturnaher Flußabschnitt am Oberrhein bei Breisach, der von den Wechselwirkungen zwischen Vegetation, Strömung und Morphologie geprägt ist (Foto: BÖLSCHER, FUB)*

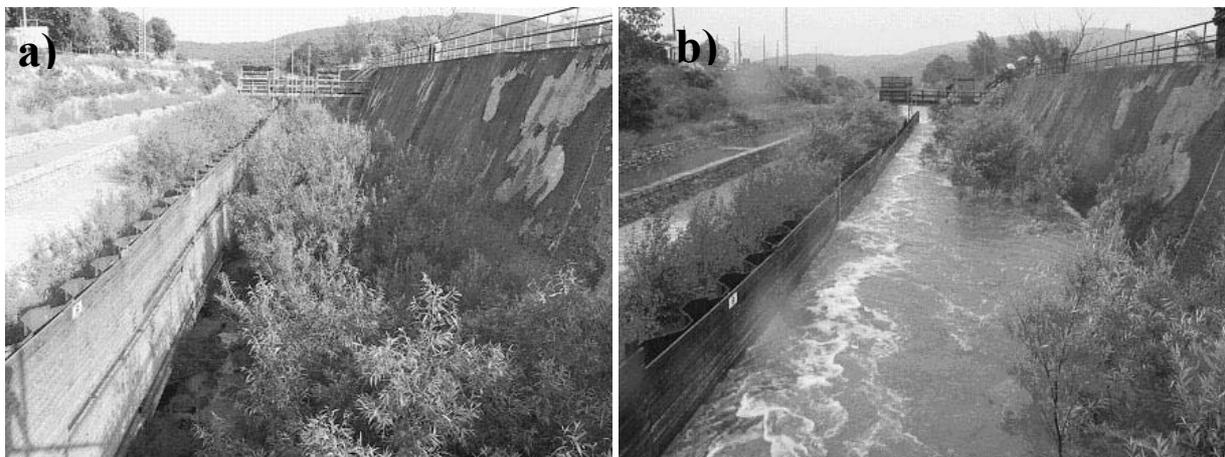
wurden Retentionsflächen vom Fließgewässer abgetrennt und oft zu landwirtschaftlich genutzten Flächen umgestaltet, so daß Hochwasserwellen schneller und mit größeren Spitzen als zuvor eintrafen. Dazu kam auf der anderen Seite eine signifikante Reduktion der gewässertypischen Artenvielfalt in Flora und Fauna, wodurch die ökologische Funktion des gesamten Systems negativ beeinflusst wurde.

Innerhalb der letzten 20 bis 30 Jahre hat ein Umdenken stattgefunden, das mit dem zentralen Begriff "Renaturierung" beschrieben werden kann. Darunter wird die Wiederherstellung oder Entwicklung naturnaher Gewässerzustände bezüglich Morphologie, Hydraulik und Wasserqualität verstanden, die eine Wiederbesiedelung der Gewässer mit typischem Inventar in Flora und Fauna ermöglichen. Dieser Wandel hat sich auch auf politischer Ebene in der EU-Wasser-Rahmenrichtlinie (2000) vollzogen, worin die Wiederherstellung guter Wasserqualität bei Oberflächengewässer bis zum Jahr 2015 zu einem vorrangigen Umweltziel sowie eine Analyse und kontinuierliche Überwachung anthropogener Einflußfaktoren gesetzlich vorgeschrieben sind.

Die Aufgabe, Renaturierung mit Erfordernissen des Hochwasserschutzes, der Wasserkraftnutzung oder der Schifffahrt zu vereinen, konfrontiert den Ingenieur mit einem komplexen Wechselspiel zwischen Hydraulik, Flußmorphologie und Vegetation. Während die Wechselwirkungen zwischen Hydraulik und Morphologie bereits in vielen Bereichen wissenschaftlich erfaßt sind, bleiben bei Berücksichtigung der Vegetation immer noch eine Vielzahl von Fragen offen.

## 1.2 Problemstellung

Wird natürliche Vegetation in hydraulische Abschätzungen mit einbezogen, so ist der Ingenieur zuerst mit der Variabilität und Komplexität der Pflanzenphysiognomie konfrontiert, die zu stark veränderlichen hydraulischen Rauheiten führt. Unterschiedliche Wuchsformen und -dimensionen sowie variable mechanische Materialeigenschaften vom Stamm bis in die Blätter und die grundsätzliche saisonale Abhängigkeit machen eine Parameterisierung äußerst schwierig. Hinzu kommt, daß die Vegetation in ihrer Wechselwirkung mit der Hydraulik erfaßt werden muß. Eine wichtige Fragestellung ist hierbei, ob es zu strömungsinduzierten „streamlining“-Effekten der Pflanzen kommt, die zu einer Reduktion des hydraulischen Widerstandes durch strömungsgünstiges Anlegen von Blättern und Aststrukturen führen (vgl. Abb. 1.3a-b). Weitergehend von diesen Feinstrukturen individueller Pflanzen zu einer integralen Betrachtung einer gesamten Vegetationsgruppe, z.B. in einem Querprofil mit Vorlandvegetation, eröffnet sich mit dem als „Interaktion“ bezeichneten, turbulenten Austauschprozeß zwischen Vorländern und Hauptgerinne ein weiteres komplexes Problemfeld, das bisher erst für einige vereinfachende Fälle analysiert ist. Von zentraler Bedeutung ist dabei der sog. Trennflächenwiderstand, der ein Maß für die Größe des Impulsaustausches und die damit verbundene turbulente Energiedissipation ist, die letztlich zu einer Reduktion der Abflußleistung des Gerinnes führt. Die physikalischen



**Abb. 1.3a-b** *Widerstandsverhalten von jungen Weiden in der Wienfluß-Versuchsstrecke der BOKU, Wien: a) Entwicklungszustand der Weiden nach 3 Jahren, b) Umlegen und „streamlining“ der Weiden bei Hochwasser (aus RIPFOR FINAL REPORT 2003)*



**Abb. 1.4** Wechselwirkung einer durchströmten, starren Bewuchsgruppe mit der freien Außenströmung im Hochwasserfall (Foto: BERNHART, IWK)

Zusammenhänge, die einer korrekten Erfassung des Trennflächenwiderstandes zugrunde gelegt werden müssen, sind aber momentan noch nicht ausreichend erforscht. Dies gilt insbesondere für die Einflüsse flexibler Vegetationseigenschaften und großer Fließtiefenverhältnisse.

Die gleichen Unsicherheiten bestehen gegenüber dem Einfluß der Interaktion auf lokale morphologische Prozesse, wie z.B. die Entstehung von Uferreehen durch Ablagerung feiner Sedimente im Böschungsbereich, die bei vielen naturnahen Flüssen beobachtet werden kann (vgl. Abb. 1.2).

Hinzu kommt, daß der Großteil der bisherigen Untersuchungen zu dieser Problematik und die daraus abgeleiteten Verfahren zur Berechnung naturnaher Fließgewässer auf physikalischen Modelluntersuchungen basieren und daher unter den im Modell gegebenen Einschränkungen und Vereinfachungen (z.B. untersuchte Wassertiefen, Breite der Vorländer und Eigenschaften der eingesetzten Modellpflanzen) betrachtet werden müssen. Dem gegenüber steht eine immer noch sehr lückenhafte Datengrundlage aus Naturmessungen, die aber für Validierungen und die Entwicklung von physikalischen oder numerischen Vegetationsmodellen unentbehrlich ist.

### 1.3 Zielsetzung und Vorgehensweise

Die vorliegende Arbeit hat die Motivation, die in naturnahen Fließgewässern mit Vorlandbewuchs auftretenden Strömungsprozesse physikalisch exakt darzustellen und die zu ihrer Beschreibung maßgeblichen Parameter herauszuarbeiten. In physikalischen Modelluntersuchungen soll als Hauptziel der Einfluß flexibler Vegetationseigenschaften und variierender Vegetationsdichten auf die Strömungsstruktur und den Impulsaustausch im Interaktionsbereich sowie die Abhängigkeit von großen, relativen Vorlandwassertiefen, wie sie bei Extremhochwässern oder bei unzureichenden Retentionsflächen auftreten, untersucht werden.

Dazu werden drei unterschiedliche künstliche Pflanzentypen in jeweils zwei unterschiedlichen Besetzungsdichten (Grundfläche pro Pflanze) eingesetzt. Zum einen starre Zylinder, die eine Modellierung des Stammes alter Bäume darstellen und Referenzwerte zum Vergleich mit bisherigen Untersuchungen bereitstellen. Weiterhin werden typische natürliche Effekte wie Biegung in Hauptströmungsrichtung und oszillierende Schwingungen quer zur Strömung durch den Einsatz flexibler Zylinder aus elastischem Moosgummi berücksichtigt. Als dritter Typ wird schließlich eine Kombination aus starren Zylindern mit horizontal angebrachten Folienstreifen installiert, um den Effekt natürlichen Blattwerkes zu simulieren.



**Abb. 1.5**

*Farbzugabe im gegliederten Gerinnequerschnitt des Theodor-Rehbock-Laboratoriums zur Visualisierung der Geschwindigkeitsunterschiede zwischen Vorland (links, mit Kreis- zylindern besetzt) und freiem Hauptgerinne (rechts)*

Die methodologische Grundlage der Untersuchungen bilden zeitlich und räumlich hochaufgelöste Geschwindigkeitsmessungen mit einem 2-Komponenten LASER-Doppler-Anemometer (LDA), die zur Erfassung von Geschwindigkeitsprofilen und Turbulenzcharakteristika der Strömung herangezogen werden. Ergänzend dazu wird in separaten Modellversuchen mit abgetrenntem Hauptgerinne das Widerstandsverhalten des durchströmten Bewuchses im Hinblick auf flexible Vegetationseigenschaften (horizontale und laterale Biegung, oszillierende Schwingungen) charakterisiert.

Die Arbeit ist in vier Kapitel unterteilt. Als erstes werden die theoretischen Grundlagen und der Stand des Wissens dargestellt. Dazu wurde eine Aufgliederung in die Schwerpunkte „Vegetation und Strömung“, der sich mit Pflanzeigenschaften und Widerstandsverhalten beschäftigt, und „Strömung in gegliederten Gerinnen“, der eine Darstellung der Interaktionsprozesse und Methoden zu ihrer Quantifizierung bereitstellt, gewählt. Weiterhin werden im Kapitel „Wechselwirkungen zwischen Morphologie und Strömung in gegliederten Gerinnen“ die bisher veröffentlichten Untersuchungen zum Phänomen der Rehenbildung zusammengestellt.

Daran schließt sich eine ausführliche Darstellung der Laborversuche an, die Aufschluß über die angewandte Meßtechnik und die Versuchsdurchführung gibt. In einer vorrausgehenden dimensionsanalytischen Betrachtung werden zudem die wichtigsten Parameter, die daraufhin im Labormodell untersucht werden, herausgestellt.

Das vierte Kapitel bildet mit der Darstellung und Analyse der Versuchsergebnisse den Kern dieser Arbeit. Angefangen mit den Ergebnissen zum Widerstandsverhalten der untersuchten Vegetation wird eine schrittweise auf sich aufbauende Charakterisierung der Strömungsstruktur gegeben. Dabei wird ausgehend von der Struktur der Sekundärströmungen, die sich auf alle weiteren Strömungsparameter auswirkt, die Geschwindigkeits- und Turbulenzverteilung bis hin zur Schubspannungsverteilung und den daraus abgeleiteten Trennflächenwiderständen erschlossen. In einem Vergleich mit den bestehenden Ansätzen zur Berechnung naturnaher Fließgewässer wird daraufhin herausgearbeitet, ob diese unter Berücksichtigung flexibler Vegetationseigenschaften und großer relativer Fließtiefenverhältnisse noch zutreffende Ergebnisse liefern. Auf Grundlage einer Parameteranalyse werden daraufhin Korrekturansätze empfohlen, mit denen die Berechnungsverfahren an die vorliegenden Strömungsbedingungen angepaßt werden können.

Den Abschluß der Arbeit bildet die Diskussion der Ergebnisse, die eine Einordnung der Arbeit in den Stand des Wissens darstellt. Damit liefert die Arbeit einen Beitrag zur Charakterisierung und Berechnung der Strömung und des Impulsaustausches in gegliederten

Gerinnen, der auch in Hinblick auf die Entwicklung und Validierung numerischer Flußmodelle eine große Relevanz besitzt. Zusätzlich dazu stellen die erarbeiteten Grundlagen wichtige Informationen zur Modellierung von Vegetation in physikalischen und numerischen Modellen sowie Parameter und wissenschaftliche Methoden für ihre Beschreibung bereit.

## 2 Stand des Wissens

Dieses Kapitel umfaßt die hydraulischen Grundlagen, die für ein Verständnis der vorliegenden Arbeit von elementarer Bedeutung sind. In Kapitel 2.1 wird zunächst eine Übersicht über die klassischen empirischen Fließformeln, die Eigenschaften der turbulenten Strömung und des logarithmischen Geschwindigkeitsgesetzes, Rauheitscharakteristika und Methoden zu ihrer Erfassung gegeben.

Im Anschluß daran findet sich in Kapitel 2.2 eine Aufarbeitung des Wissensstandes zur Thematik des Widerstandsverhaltens von Vegetation, die sich mit dem Formwiderstand und der Charakterisierung der Rauheitswirkung von Vegetation beschäftigt.

In Kapitel 2.3 wird eine Darstellung der wichtigsten Forschungsergebnisse zu gegliederten Gerinnen gegeben. Dazu wird zunächst anhand von Anschauungsmodellen verschiedener Autoren in das Phänomen der Interaktion eingeführt. Nach der Zusammenstellung der wichtigsten empirischen und turbulenz-theoretischen Ansätze zur Charakterisierung der Interaktion wird in der zweiten Hälfte die Impulsbilanzgleichung hergeleitet und der Stand der Forschung bei der Erfassung dreidimensionaler Strömungsstrukturen und Interaktionsprozesse gegeben.

Das letzte Teilkapitel 2.4 stellt eine Einführung in die Wechselwirkung zwischen der Morphologie und der Strömung in gegliederten Gerinnen dar und behandelt Fragen der Erosion und Sedimentation, wie z.B. die Bildung von sog „Uferrehnen“ (longitudinale kammartige Ablagerung von Feinstoffen im Übergangsbereich zwischen Vorland und Hauptgerinne) in Verbindung mit Vegetation auf den Vorländern.

## 2.1 Theoretische Grundlagen

### 2.1.1 Empirische Fließformeln

Empirische Fließformeln ermöglichen eine einfache Bestimmung der integralen Fließgeschwindigkeit in einem Gerinneabschnitt. Durch ihre eindimensionale Betrachtungsweise ist allerdings eine detaillierte Beschreibung des Strömungsfeldes nicht möglich. Voraussetzung für die Anwendung der Fließformeln ist eine stationäre und gleichförmig Strömung, d.h. Sohlengefälle, Wasserspiegellage und Energielinie müssen parallel zueinander verlaufen.

Der Ausgangspunkt der meisten empirischen Formeln ist die Bilanzierung der an einen Wasserkörper angreifenden Kräfte, die auf DE CHEZY zurückgeht. Aus einem Gleichgewicht zwischen der Gewichtskraft des Wasserkörpers und den resultierenden Reibungskräften an Wandung und Sohle läßt sich folgende Beziehung ableiten:

$$F_G = \rho \cdot g \cdot A \cdot l \cdot \sin \varphi = U \cdot \tau \cdot l = U \cdot \rho \cdot g \cdot \lambda \frac{u_m^2}{2 \cdot g} \cdot l = F_R \quad (2.1)$$

Mit Einführung der mittleren Fließgeschwindigkeit  $u_m$ , des hydraulischen Radius  $R_h = A/U$  und des Brahms-de Chezy Beiwertes  $C = (2g/\lambda)^{1/2}$  läßt sich die Gl. (2.1) umschreiben zu:

$$u_m = C \cdot R_h^{1/2} \cdot I_E^{1/2} \quad (2.2)$$

Dabei beinhaltet der Brahms-de Chezy Beiwert alle Parameter des Gerinnes, wie z.B. Sohlenrauheit und Sohlenwiderstand, Querschnittsform und Linienführung. Außerdem konnten GAUCKLER & MANNING (1890) sowie STRICKLER (1923) unabhängig voneinander nachweisen, daß der Beiwert  $C$  vom hydraulischen Radius abhängt. Mit Einführung des Strickler-, bzw. Manning-Widerstandsbeiwertes  $k_{St} = n^{-1} = C \cdot R_h^{-1/6}$  konnte diese Abhängigkeit berücksichtigt werden. Daraus ergibt sich die Gauckler-Manning- bzw. Strickler-Formel (abgekürzt GMS), die aufgrund ihrer Einfachheit und der wenigen benötigten Parameter immer noch am weitesten verbreitet ist:

$$u_m = k_{St} \cdot R_h^{2/3} \cdot I_E^{1/2} = \frac{1}{n} \cdot R_h^{2/3} \cdot I_E^{1/2} \quad (2.3)$$

Damit verschiebt sich die Erfassung der Rauheitseinflüsse hin zu einer Schätzung des  $k_{St}$  bzw.  $n$  - Beiwertes, der dimensionsbehaftet ist. Das hat den Nachteil, daß die Beiwerte die physikalischen Verhältnisse nicht eindeutig wiedergeben können. Diese Einschränkung trifft nicht auf die Beziehung nach DARCY-WEISBACH zu, die für Rohrströmungen entwickelt und später mit Hilfe der Analogie  $R_h = D/4$  auf offene Gerinne übertragen wurde:

$$u_m = \sqrt{\frac{2g}{\lambda}} \cdot D^{1/2} \cdot I_E^{1/2} = \sqrt{\frac{8g}{\lambda}} \cdot R_h^{1/2} \cdot I_E^{1/2} \quad (2.4)$$

Der darin enthaltene Darcy-Weisbach-Widerstandsbeiwert  $\lambda$  hat aufgrund der Dimensionslosigkeit den großen Vorteil, daß er in seiner Anwendbarkeit sehr vielseitig ist und unter bestimmten Voraussetzungen unterschiedliche Rauheitseinflüsse auch linear überlagert werden können. Dazu zählen neben Oberflächenrauheiten (Sohle und Wand) auch Formwiderstände wie im Fall durchströmten Bewuchses.

### 2.1.2 Eigenschaften der turbulenten Strömung

Im Gegensatz zur laminaren Strömung, bewegen sich bei der turbulenten Strömung die Fluidteilchen auf völlig regellosen Bahnen. Betrachtet man einen beliebigen fixen Ort in der Strömung, dann haben die Fluidteilchen, die sich nacheinander an diesem Ort befinden, unterschiedliche Geschwindigkeiten und Bewegungsrichtungen. Durch die Reynoldsche Mittelung wird die momentane Geschwindigkeit (als Beispiel die Hauptströmungskomponente  $u(t)$  in Fließrichtung) in einen Mittelwert ( $\bar{u}$ ), der über einen ausreichend langes Zeitintervall ermittelt wird, sowie eine Schwankungsgröße ( $u'(t)$ ) zerlegt. Die statistische Definition der mittleren Geschwindigkeit lautet somit:

$$\bar{u} = \frac{1}{n} \cdot \sum_{i=1}^n u(t_i) \quad (2.5)$$

Mit der Anzahl  $n$  an gemessenen momentanen Geschwindigkeiten pro Zeitintervall. Da die Schwankungsgröße  $u'(t)$  eine zeitabhängige Größe darstellt, gibt man ihre Standardabweichung an:

$$\sigma_u = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n u'(t_i)^2}{n-1}} = \overline{u'^2} = u_{rms} \quad (2.6)$$

Diese Größe wird auch als Turbulenzintensität oder rms-Wert (engl. „root mean square“) bezeichnet und ist ein Maß für die turbulente, kinetische Energie der jeweiligen Geschwindigkeitskomponente. Die gesamte turbulente kinetische Energie  $k$  ergibt sich aus den Turbulenzintensitäten der drei Geschwindigkeitskomponenten:

$$k = \frac{1}{2} \cdot (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) = \frac{1}{2} \cdot (\sigma_u^2 + \sigma_v^2 + \sigma_w^2) \quad (2.7)$$

Weiterhin läßt sich über die Unterschiede der Turbulenzintensitäten der Grad der Anisotropie zwischen jeweils zwei Geschwindigkeitskomponenten der Strömung definieren, der üblicherweise auf die  $y$ - und  $z$ -Komponenten angewendet wird:

$$Anisotropie(yz) \equiv (\overline{w'^2} - \overline{v'^2}) = (\sigma_w^2 - \sigma_v^2) \quad (2.8)$$

### 2.1.3 Logarithmisches Geschwindigkeitsgesetz

Um das Strömungsfeld in offenen Gerinnen beschreiben zu können, ist die Kenntnis des logarithmischen Geschwindigkeitsgesetzes von zentraler Bedeutung. Als mathematische Grundlage dienen die Differentialgleichungen von NAVIER-STOKES, die sich aus der Kontinuitätsgleichung (Erhaltung der Masse) und Impulsbilanzgleichung zusammensetzen. An dieser Stelle soll nur auf die Navier-Stokes-Gleichung der Hauptströmungskomponente  $u$  eingegangen werden. Sie lautet:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} + v \cdot \frac{\partial u}{\partial y} + w \cdot \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \nu \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \nu \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (2.9)$$

Hierin sind  $u$ ,  $v$  und  $w$  die Komponenten des Geschwindigkeitsvektors in  $x$ ,  $y$  und  $z$ -Richtung eines kartesischen Koordinatensystems, d.h. horizontal in Richtung der Hauptströmung sowie lateral und in vertikale Richtung.  $p$  ist der Druck,  $\rho$  die Dichte des Fluids und  $\nu$  die kinematische Viskosität. Zusätzlich wurde von REYNOLDS für turbulente Strömungen eine Zerlegung der Geschwindigkeit und Drücke in ihren statistischen Mittelwert  $\bar{f}$  und ihre momentane Schwankung  $f'$  eingeführt. Hierbei steht  $f$  stellvertretend für die drei Komponenten der Geschwindigkeit  $u$ ,  $v$  und  $w$  oder den Druck  $p$ . Bei Integration über ein ausreichend langes Zeitintervall gilt dann für einen Raumpunkt:

$$f = \bar{f} + f' \quad (2.10)$$

Die Navier-Stokes-Gleichungen lassen sich mit Hilfe dieser Schreibweise zu den sog. Reynoldsgleichungen umformulieren. Für die Hauptströmungskomponente in Gl. (2.9) gilt dann:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \cdot \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \nu \cdot \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} + \nu \cdot \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} - \frac{\partial \overline{u'u'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \quad (2.11)$$

Die Reynoldsgleichungen sind nicht in sich geschlossen, da durch die Einführung der Schwankungsgrößen zusätzliche Unbekannte auftreten. Für den Fall der offenen Gerinneströmung lassen sich aber einige Annahmen treffen, mit denen die Reynoldsgleichungen stark vereinfacht werden können. Diese Annahmen lauten:

- 1.) das Fluid ist inkompressibel, also  $\rho = konst.$  und  $\partial p / \partial x = 0$ ,
- 2.) es handelt sich um eine stationäre Strömung, also  $\partial / \partial t = 0$ ,
- 3.) die offene Gerinneströmung ist eine zweidimensionale Scherströmung, so daß keine Änderungen der Strömung quer zur Fließrichtung auftreten:  $\partial / \partial y = 0$ ,

- 4.) es handelt sich um eine voll ausgebildete Grenzschicht, d.h. es treten keine Änderungen der Strömung in Fließrichtung auf:  $\partial/\partial x = 0$  (dies gilt aufgrund der Änderung der Höhenlage des Wasserspiegels nicht für den Druck),
- 5.) an der Sohle sind aufgrund der Zähigkeit des Fluids sowohl Geschwindigkeit als auch mittlere Schwankungsgröße gleich null (Haftbedingung) und
- 6.) nur noch die Wassertiefe hat einen Einfluß auf die Geschwindigkeit:  $\bar{u} = \bar{u}(z)$  .

Mit diesen Annahmen vereinfacht sich Gl. (2.11) zu:

$$0 = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \cdot \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \quad (2.12)$$

Mit einer Drehung des Koordinatensystems, so daß die vertikale  $z$ -Achse senkrecht auf der Sohle steht, ergibt sich aus Annahme 2.) und durch Aufteilung der Gewichtskraft in Normalkraft ( $g \cdot \cos \alpha$ ) und Schubspannungskomponente ( $g \cdot \sin \alpha = g \cdot I_{So}$ ) sowie nach Multiplikation mit der Dichte  $\rho$  :

$$0 = \nu \cdot \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} - g \cdot I_{So} = \frac{\partial}{\partial z} \left( \mu \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} - \rho \cdot \overline{u'w'} \right) - \rho \cdot g \cdot I_{So} \quad (2.13)$$

Definiert man nun die Schubspannung durch einen viskosen und einen turbulenten Term:

$$\tau = \tau_l + \tau_t = \mu \frac{\partial u}{\partial z} - \rho \cdot \overline{u'w'} \quad (2.14)$$

so ergibt sich aus den Gln. (2.13) und (2.14):

$$\frac{\partial \tau}{\partial z} = \rho \cdot g \cdot I_{So} \quad (2.15)$$

und nach Integration von der Sohle bis zur Wassertiefe  $h$  :

$$\tau = \rho \cdot g \cdot I_{So} \cdot (h - z) \quad (2.16a)$$

bzw. für die Sohlenschubspannung  $\tau_0(z=0)$ :

$$\tau_0 = \rho \cdot g \cdot I_{So} \cdot h \quad (2.16b)$$

Um nun ausgehend von Gl. (2.9) das logarithmische Geschwindigkeitsgesetz abzuleiten, ist ein Ansatz notwendig, der den mittleren vertikalen Geschwindigkeitsgradienten  $\overline{\partial u} / \partial z$  mit den turbulenten Austauschgrößen verknüpft. In Analogie zur viskosen Schubspannung, die durch die dynamische Zähigkeit  $\mu$  als Proportionalitätsfaktor an den Geschwindigkeitsgradienten gekoppelt ist, führte BOUSSINESQ (1877) eine Impulsaustauschgröße  $A_t$  ein, die allerdings keine Stoffgröße ist, sondern von der Geschwindigkeit und ihrer Verteilung abhängt:

$$\tau_t = -\rho \cdot \overline{u'w'} = A_t \frac{\partial u}{\partial z} \quad (2.17)$$

Wird statt  $A_t$  die Wirbelviskosität  $\nu_t = A_t / \rho$  eingeführt, die eine Analogie zur kinematischen Viskosität  $\nu$  darstellt, ergibt sich für die turbulente Schubspannung:

$$\tau_t = \rho \cdot \nu_t \frac{\partial u}{\partial z} \quad (2.18)$$

Der letzte Schritt auf dem Weg zur Formulierung des logarithmischen Geschwindigkeitsgesetzes wurde schließlich durch PRANDTL (1933) möglich. Durch Einführung des Mischungsweges  $l$  und unter Annahme isotroper Turbulenz wurde ein Zusammenhang zwischen der Wirbelviskosität und dem mittleren Geschwindigkeitsgradienten  $\overline{\partial u} / \partial z$  hergestellt:

$$\nu_t = l^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \quad (2.19)$$

Der Mischungsweg  $l$  kann dabei als Maß für die turbulente Schwankungsgröße aufgefaßt werden und hat die Dimension einer Länge. Zur Veranschaulichung dient die Vorstellung des Mischungswegs als diejenige Strecke, die ein Wirbel oder Turbulenzballen quer zur

Hauptströmung zurücklegt, bevor er dissipiert wird. Aus Kombination der Gln. (2.18) und (2.19) ergibt sich für die turbulente Schubspannung:

$$\tau_t = \rho \cdot l^2 \cdot \left| \frac{\partial u}{\partial z} \right| \frac{\partial u}{\partial z} \quad (2.20)$$

Mit Hilfe dieser Annahmen läßt sich das zeitlich gemittelte, vertikale Geschwindigkeitsprofil einer offenen Gerinneströmung ableiten. Dazu ist es notwendig, das Strömungsfeld in drei unterschiedliche Schichten zu unterteilen (NEZU & NAKAGAWA 1993):

- 1.) Die Wandregion oder innere Schicht,
- 2.) die Zwischenregion und
- 3.) die Region der freien Wasseroberfläche

In der Wandregion unmittelbar nahe der Sohle sind die Schwankungsgrößen gegenüber den Zähigkeitskräften vernachlässigbar gering. Deshalb kann die viskose Schubspannung in dieser Region als konstant angenommen und aufgrund der Haftbedingung mit der Sohlenschubspannung  $\tau_0$  gleichgesetzt werden. Damit ergibt sich nach Integration von Gl. (2.13):

$$\bar{u} = \frac{\tau_0}{\nu \cdot \rho} \cdot z \quad (2.21)$$

Mit der Definition der Schubspannungsgeschwindigkeit:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} \quad (2.22)$$

und mit den Normierungen

$$z^+ = \frac{u_* \cdot z}{\nu} \quad \text{und} \quad u^+ = \frac{\bar{u}}{u_*} \quad (2.23) \text{ und } (2.24)$$

läßt sich die als universelles Wandgesetz bekannte, lineare Geschwindigkeitsverteilung in der viskosen Unterschicht wie folgt schreiben:

$$u^+ = z^+ \quad (2.25)$$

Für die Zwischenregion wird angenommen, daß die viskosen Schubspannungen gegenüber den turbulenten vernachlässigt werden können, so daß die Zähigkeit in dieser Region keinen Einfluß auf den Mischungsweg  $l$  hat. Weiterhin wird angenommen, daß zwischen Sohlenabstand und Mischungsweg eine Proportionalität besteht, die über die von Karman-Konstante  $\kappa$  gegeben ist:

$$l = \kappa \cdot z \quad (2.26)$$

Setzt man die Schubspannungsgeschwindigkeit aus Gl. (2.22) in Gl. (2.20) ein und ersetzt die Mischungsweglänge  $l$  durch Gl. (2.26) unter der Bedingung, daß für die Schubspannung an der Sohle die Randbedingung  $\tau_t(z=0) = \tau_0$  gültig ist, ergibt sich:

$$u_* = \kappa \cdot z \cdot \frac{du}{dz} \quad (2.27)$$

Die Integration von Gl. (2.27) liefert das universelle logarithmische Geschwindigkeitsgesetz:

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln z + C \quad (2.28)$$

Dabei ist  $C$  eine Integrationskonstante, die von der Sohlenbeschaffenheit abhängig ist. Sie kann aus der Bedingung bestimmt werden, daß die logarithmische Geschwindigkeitsverteilung im Übergang zur viskosen Unterschicht der linearen nach Gl. (2.25) entsprechen muß. Die Konstanten  $\kappa$  sowie  $C$  wurden von NIKURADSE (1933) ausgehend von Versuchen in einem Rohrquerschnitt bestimmt. Dazu führte er als Rauheitskenngröße die äquivalente Sandrauheit  $k_s$  ein, die dem Durchmesser gleichmäßig auf die Rohrwandung aufgeklebter Sandkörner entsprach:

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \frac{z}{k_s} + B \quad (2.29)$$

Außerdem wurden abhängig von der Korn-Reynoldszahl  $Re_*$  der Strömung die drei Bereiche laminar, Übergangsbereich und voll turbulent unterschieden. Für den voll turbulenten Bereich, gilt folgender Zusammenhang:

$$Re_* = \frac{k_s \cdot \bar{u}}{\nu} > 70 \quad (2.30)$$

Die Konstanten in Gl. (2.29) wurden dabei als unabhängig von der Korn-Reynoldszahl zu  $\kappa = 0,40$  und  $B = 8,5$  bestimmt, so daß sich damit das logarithmische Wandgesetz nach NIKURADSE ergibt:

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = 2,5 \cdot \ln \frac{z}{k_s} + 8,5 \quad (2.31)$$

Die Voraussetzung der konstanten Schubspannung limitiert die Anwendbarkeit der Gln. (2.28) und (2.31) auf den wandnahen Bereich, der in der Literatur mit  $z/h = 0,15 \div 0,2$  angegeben wird. Durch die Laborversuche von NEZU & RODI konnte gezeigt werden, daß sogar eine Ausdehnung bis zu 60 % der Wassertiefe möglich ist (NEZU & RODI 1986). Außerhalb dieses Bereiches kommt der Einfluß der freien Wasseroberfläche zum Tragen und die Geschwindigkeitsverteilung weicht mit zunehmender Wassertiefe stärker von dem logarithmischen Geschwindigkeitsgesetz ab. Für die Region der freien Oberfläche wurde von COLES (1956) mit dem sog. „Wake“-Gesetz eine Korrekturfunktion entwickelt, die zu einer besseren Beschreibung des Geschwindigkeitsprofils führt. Mit Einführung des Coles'schen „Wake“-Parameters  $\Pi$  lautet das erweiterte Geschwindigkeitsgesetz:

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \frac{z}{k_s} + B + \frac{2\Pi}{\kappa} \cdot \sin^2 \left( \frac{\pi \cdot z}{2 \cdot h} \right) \quad (2.32)$$

Die Werte für den Coles'schen „Wake“-Parameter sind vom relativen Breitenverhältnis des Gerinnes  $B/h$  und der relativen Rauheit  $k_s/h$  abhängig. In der Literatur lassen sich hierfür Werte zwischen 0,08 und 0,23 finden. Das Entstehen von Sekundärströmungen kann aber aufgrund der resultierenden Deflektionen des Geschwindigkeitsprofils zu deutlichen Abweichungen von diesen Anhaltswerten führen.

### 2.1.4 Bestimmung des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils

Die Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  ist ein wichtiger Parameter zur Beschreibung des vertikalen wandnahen Geschwindigkeitsprofils, da sie die der Strömung entgegenwirkende Schubspannung in der Dimension einer Geschwindigkeit charakterisiert. Grundsätzlich lassen sich dabei fünf Methoden unterscheiden (NEZU & NAKAGAWA 1993):

- 1.)  $u_{*1}$  aus dem Energieliniengefälle nach Gl. (2.22):  $u_{*1} = \sqrt{g \cdot R_h \cdot I}$
- 2.)  $u_{*2}$  aus einer direkten Messung der Wandschubspannung
- 3.)  $u_{*3}$  aus dem Verlauf der Reynoldsschubspannungen nach Gl. (2.17):
 
$$\left(1 - \frac{z}{h}\right) \cdot u_*^2 = -\overline{u'w'} + \nu \frac{du}{dz}$$
- 4.)  $u_{*4}$  aus der linearen Geschwindigkeitsverteilung in der viskosen Unterschicht nach Gl. (2.25)
- 5.)  $u_{*5}$  aus der logarithmischen Geschwindigkeitsverteilung der Zwischenregion nach den Gln. (2.28) und (2.29)

Da oftmals aufgrund der mangelnden Datengrundlage eine Bestimmung nach Methode 3 und 4 nicht möglich ist und Methode 1 nur integrale Werte liefert, wird häufig basierend auf Geschwindigkeitsdaten Methode 5 angewendet, die nachfolgend näher erläutert wird.

#### **Methode nach CLAUSER**

Liegen Geschwindigkeitsmessungen vor, so wird üblicherweise Methode 5 angewendet. Bei dem Verfahren nach CLAUSER (1956) erfolgt eine Auftragung der Geschwindigkeit  $\bar{u}(z)$  über den Logarithmus des Wandabstandes  $\ln z$ . Meßdaten, für die das logarithmische Geschwindigkeitsgesetz gültig ist, liegen dadurch auf einer Geraden, die mit einer linearen Regression angenähert wird (siehe Abb. 2.1). Eine Überprüfung kann mit der Methode der kleinsten Fehlerquadrate (ausgedrückt über den Korrelationskoeffizienten  $R^2$ ) erfolgen. Die Regressionsgerade entspricht dabei der Funktion:

$$u(z) = m \cdot \ln z + b \quad (2.33)$$

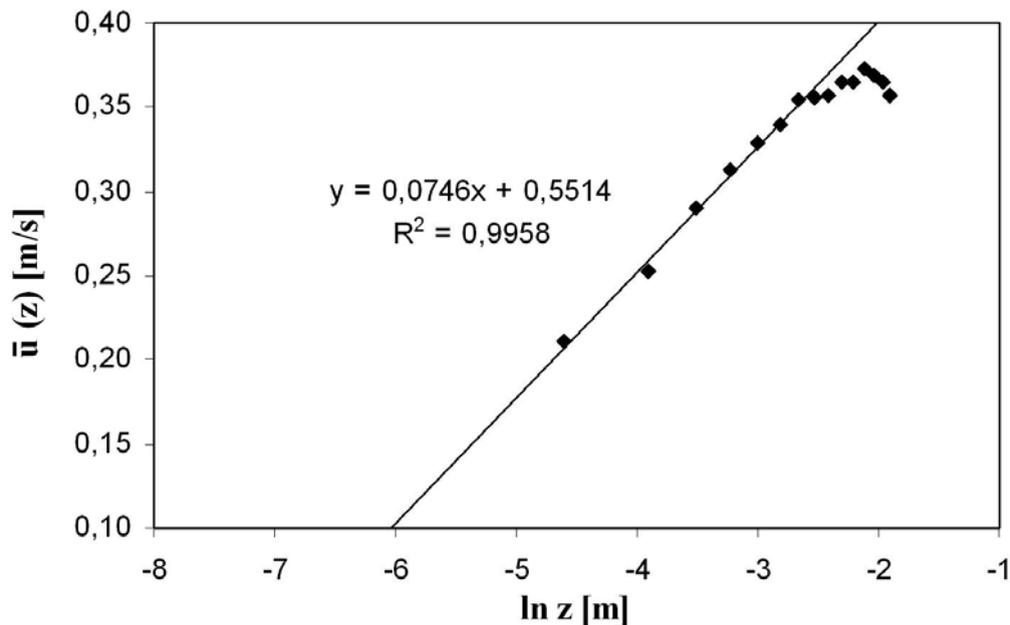
Über Koeffizientenvergleich mit Gl. (2.29), also dem logarithmischen Geschwindigkeitsgesetz nach NIKURADSE, ergibt sich daraus die Schubspannung zu:

$$u_* = m \cdot \kappa \quad (2.34)$$

sowie die Integrationskonstante B:

$$B = \frac{b}{u_*} + \frac{1}{\kappa} \cdot \ln(k_s) \quad (2.35)$$

Der vertikale Versatz  $z'$  des Geschwindigkeitsprofils kann hierbei berücksichtigt werden, indem ein anfangs willkürlich gewählter Betrag zur vertikalen Koordinate  $z$  addiert wird. Daraufhin wird die Regression durchgeführt und der Betrag so lange iterativ verändert, bis der maximale Regressionskoeffizient erreicht wird.



**Abb. 2.1** Geschwindigkeitsauftragung zur Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit durch lineare Regression (eigene Daten)

### Methode nach KOLL

Eine weiteres Verfahren, das ebenfalls auf Geschwindigkeitsmeßdaten anwendbar ist, wurde von KOLL (2002) entwickelt. Dabei wird davon ausgegangen, daß sowohl die von Karman-Konstante  $\kappa$  als auch die Integrationskonstante  $B$  variabel sind und für das logarithmische Profil entsprechend angepaßt werden können. Der vertikale Versatz  $z'$  wird dabei einfach als Differenz zwischen dem zunächst willkürlich gewählten Bezugsniveau und dem Nulldurchgang des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils festgelegt. Aus turbulenztheoretischer Sicht wird an diesem Punkt die Prandtl'sche Mischungsweglänge  $l$  des logarithmischen Bereichs gleich Null:

$$l(z = z') = 0 \quad (2.36)$$

Mit der Definition der Mischungsweglänge nach PRANDTL (1933) gilt außerdem:

$$l(z) \cdot u_* \cdot \frac{du}{dz} = \kappa \cdot (z - z') \cdot u_* \cdot \frac{du}{dz} = u_*^2 \quad \text{bzw.} \quad \frac{l(z)}{u_*} = \frac{1}{du/dz} \quad (2.37a) \text{ und } (2.37b)$$

Trägt man den Kehrwert des Geschwindigkeitsgradienten  $(du/dz)^{-1}$  über die Wassertiefe auf, kann über eine lineare Regression eine Geradengleichung in folgender Form abgeleitet werden:

$$\frac{l(z)}{u_*} = m_l \cdot z + b_l \quad (2.38)$$

Der vertikale Versatz ergibt sich damit direkt aus dem  $x$ -Achsenabschnitt und der Steigung der Regressionsgeraden:

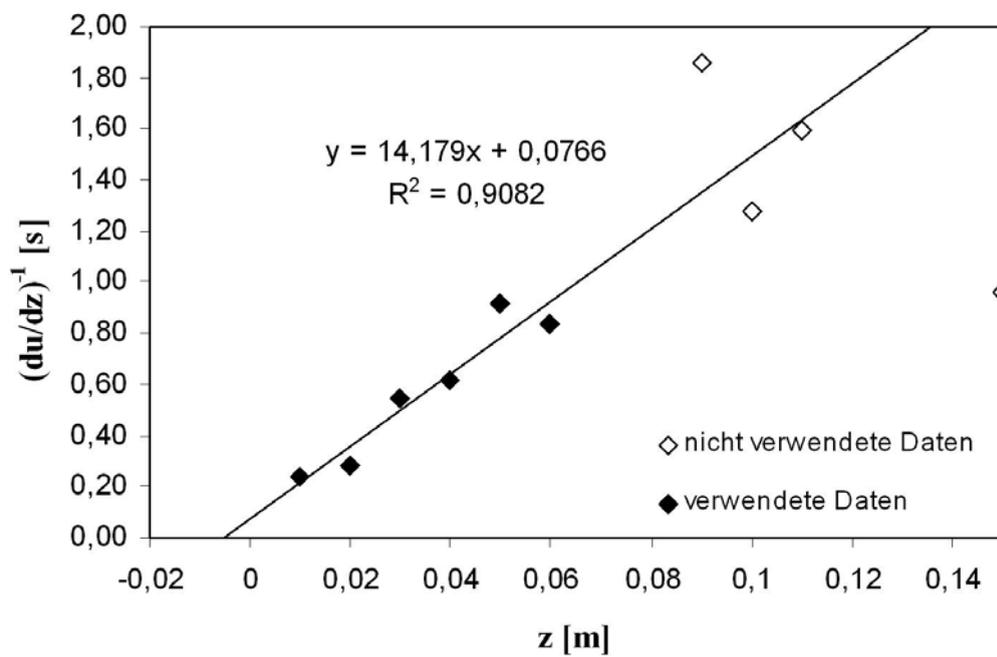
$$z' = -\frac{b_l}{m_l} \quad (2.39)$$

sowie die von Karman-Konstante aus der Steigung:

$$\kappa = m_l \cdot u_* \quad (2.40)$$

Die Schubspannungsgeschwindigkeit muß dabei mit Hilfe der Methoden 2 oder 3 oder integral über Methode 1 mit dem Abstand  $z_{\max}$  zwischen Rauheitsunterkante und Wasserspiegel erfolgen:

$$u_* = \sqrt{g \cdot (z_{\max} - z') \cdot I_s} \quad (2.41)$$



**Abb. 2.2** Auftragung des vertikalen Geschwindigkeitsgradienten zur Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit durch lineare Regression (eigene Daten)

### 2.1.5 Rauheitscharakteristika

Die Definition der Rauheit durch charakteristische Parameter ist eine Grundvoraussetzung zur Abschätzung ihrer Wirkung auf ein Strömungsfeld. Dabei muß zwischen der Geometrie der Einzelemente und der Wirkung eines aus ihnen bestehenden Verbundes unterschieden werden. Die bereits bei der Herleitung des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils eingeführte äquivalente Sandrauheit  $k_s$  nach NIKURADSE (1933) ist solch eine Rauheitsdefinition, die einerseits die Geometrie eines Einzelements, aber andererseits auch Informationen über die Verbundwirkung beinhaltet. Letztere ist in erster Linie eine Funktion des Elementabstandes und kann über die Rauheitsdichte  $c_k$  als Verhältnis der angeströmten Elementfläche  $A_\perp$  zur zugehörigen Grundfläche  $A_G$  definiert werden:

$$c_k = \frac{A_\perp}{A_G} \quad (2.42)$$

Dieses Verhältnis hat einen entscheidenden Einfluß auf die hydraulische Wirkung und den Widerstand der Sohle. Nach MORRIS (1955) können mit zunehmender Rauheitsdichte die Fälle isolierte Rauheitsströmung, Wirbelüberlagerungsströmung und quasi-glatte Strömung unterschieden werden (siehe Abb. 2.3). Der Fließwiderstand der isolierten Rauheitsströmung setzt sich dabei aus Reibungs- und Formwiderstand zusammen. Mit abnehmendem Elementabstand gewinnt der Formwiderstand zunehmend an Bedeutung, bis eine kritischer Abstand erreicht ist, ab dem die Wirbelüberlagerungsströmung eintritt und sich der Anteil des Formwiderstands wieder verringert. Im Fall der quasi-glatten Strömung dominiert schließlich der Reibungswiderstand, wobei auch Energie für die Aufrechterhaltung der Wirbel in den Stillwasserzonen zwischen den Elementen notwendig ist.

Dieser Zusammenhang spiegelt sich auch in Abb. 2.4 wider, in der die Rauheitsdichte für unterschiedliche Geometrien als Funktion der relativen Rauheit  $k_s/k$  aufgetragen ist. Dabei entspricht  $k$  der absoluten Rauheitshöhe der Elemente. Durch Bestimmung der geometrischen Kenngrößen eines Elementes läßt sich so auf deren hydraulische Wirkung, ausgedrückt durch die äquivalente Sandrauheit  $k_s$ , schließen.

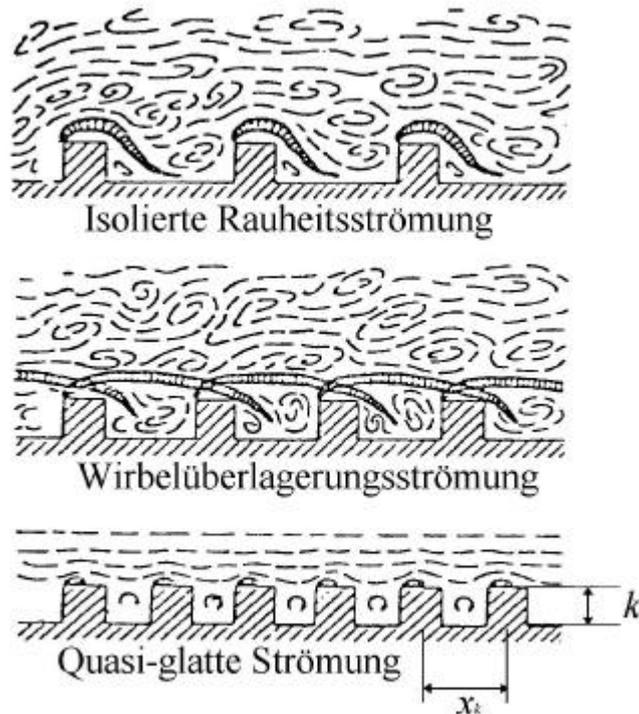


Abb. 2.3 Mögliche Strömungsarten über rauen Sohlen nach MORRIS (1955)

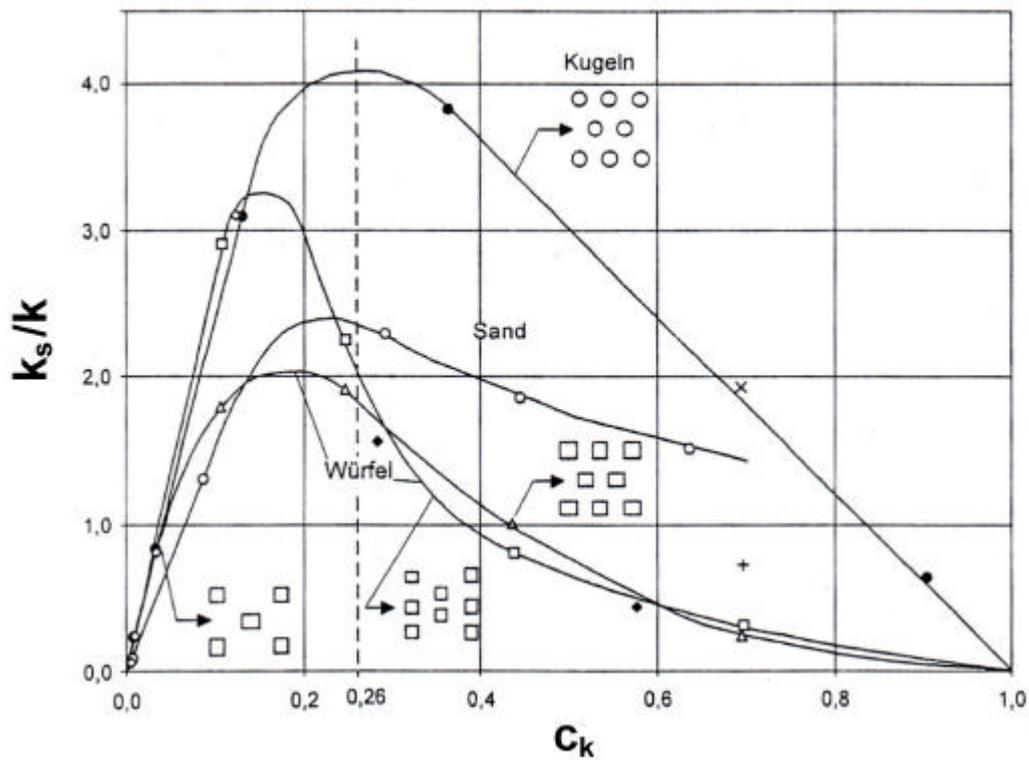


Abb. 2.4 Rauheitsdichte nach DITTRICH (1998)

## 2.2 Vegetation und Strömung

Der Untersuchungsschwerpunkt dieser Arbeit umfaßt die Widerstandswirkung der Vegetation, wie sie auf den Vorländern von gegliederten Gerinnen auftreten kann. Daher werden in den nachfolgenden Kapiteln zum einen Klassifizierungen natürlicher Vegetation und zum anderen Grundlagen zur Beschreibung der Widerstandswirkung und des Strömungsfeldes von Einzelpflanzen und Gruppen hergeleitet.

### 2.2.1 Hydraulische Klassifizierung von Vegetation

Aus hydraulischer Sicht läßt sich Bewuchs und Vegetation in drei unterschiedliche Kategorien einordnen: Kleinbewuchs, Mittelbewuchs und Großbewuchs. Als wichtigstes Abgrenzungskriterium gilt dabei die Höhe der Pflanzen  $h_{veg}$  gegenüber der Wassertiefe  $h$  (BRETSCHNEIDER & SCHULZ 1985). Beim Kleinbewuchs ist die Pflanzenhöhe deutlich kleiner als die Wassertiefe, weswegen man auch von überströmten Bewuchs spricht. Zu dieser Problematik wurden bereits zahlreiche Untersuchungen durchgeführt, die durch folgenden funktionalen Zusammenhang für den Fließwiderstand zusammengefaßt werden können (HABER 1982):

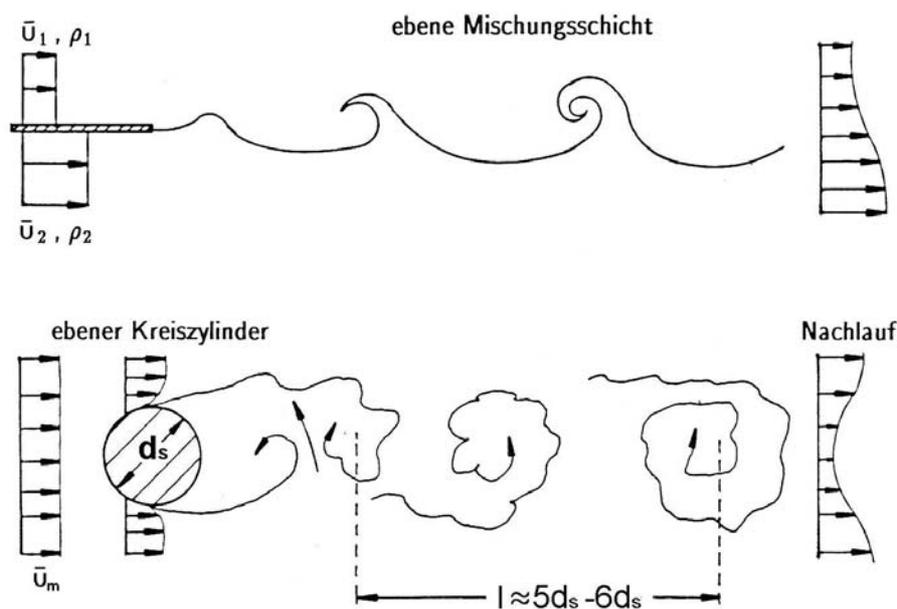
$$\frac{\bar{u}}{u_*} = f \left[ \frac{h}{d_m}, \frac{h'_{veg}}{h_{veg}}, \frac{h}{h_{veg}}, \frac{1}{h_{veg}} \cdot \left( \frac{n \cdot E \cdot I}{\rho \cdot u_*^2} \right)^{1/4}, \alpha_{veg} \right] \quad (2.43)$$

Dabei gehen neben den bereits oben erwähnten Parametern noch der mittlere Korndurchmesser  $d_m$ , die geneigte Pflanzenhöhe  $h'_{veg}$ , ein Anordnungsparameter  $\alpha_{veg}$  und ein Parameter zur Berücksichtigung der Pflanzensteifigkeit mit dem Elastizitätsmodul  $E \cdot I$  der Pflanzen in die Funktion ein. In Abhängigkeit dieser Parameter wurde von den meisten Autoren ein logarithmisches Geschwindigkeitsgesetz über den Pflanzen angenommen, wobei sich das Problem auf eine Festlegung des Nullpunktversatzes unter Einbeziehung der Pflanzendynamik (z.B. Biegung und Schwingungen) verlagert. Eine detaillierte Gegenüberstellung dieser Ansätze findet sich in STEPHAN (2002).

Beim Mittelbewuchs liegt die Pflanzenhöhe in der Größenordnung der Fließtiefe. Je nach Eigenschaften der Vegetation kann es sich dabei entweder um einen überströmten oder durchströmten Zustand handeln. Bei einer Überströmung kommt es zu einer Biegung der Pflanzen, so daß die gleichen Ansätze wie beim Kleinbewuchs gewählt werden können. Ist die Steifigkeit der Pflanzen groß genug, um dem Strömungsangriff zu widerstehen, dann wird die Vegetation durchströmt und Ansätze für Großbewuchs können angewendet werden.

### 2.2.2 Widerstandsverhalten von durchströmtem Bewuchs

Beim Großbewuchs übersteigt die Pflanzenhöhe die Fließtiefe, so daß der Bewuchs durchströmt wird. Durchströmter Bewuchs wird primär durch die Produktion von Turbulenz in den Nachlaufzonen der Elemente bestimmt. Ab einer Stamm-Reynoldszahl von  $Re_s \geq 100$ , was für praktisch alle offenen Gerinneströmungen erfüllt ist, kommt es im Fall eines Kreiszyinders zu Strömungsablösungen, die mit sich periodisch abwechselnden Wirbelstrukturen auf beiden Seiten des Zylinders zusammenfallen (siehe. Abb. 2.5).



**Abb. 2.5** Wirbelbildung und Geschwindigkeitsfeld im Nachlaufbereich einer ebenen Platte (Scherschströmung) und eines ebenen Kreiszyinders nach LEDER (1992)

Diese Struktur wird auch als Karman'sche Wirbelstraße bezeichnet. Die im Nachlaufbereich entstehenden Wirbel erhöhen die Turbulenzintensität im Nahbereich des Zylinders drastisch, werden aber weiter stromabwärts aufgrund ihrer relativ kleinen Größe schnell wieder dissipiert (RAUPACH et al. 1981). Unter hydraulischen Gesichtspunkten dominiert dabei der Formwiderstand über den Oberflächenwiderstand. Dies wird z.B. im Fall von stammartigen Bewuchs deutlich, bei dem die Verluste infolge von Druckunterschieden vor und hinter dem Stamm weitaus größer sind als die Reibungsverluste durch die Rauheit der Stammoberfläche. Die Grundlage zur Berechnung dieses Formwiderstandes der Vegetation liefert der Schleppkraftansatz für die Widerstandskraft  $F_{veg}$  des Bewuchses:

$$F_{veg} = \frac{1}{2} \cdot c_d \cdot A_{\perp,veg} \cdot \rho \cdot \bar{u}_{veg}^2 \quad (2.44)$$

Mit der mittleren Geschwindigkeit  $\bar{u}_{veg}$  im Bewuchs, der angeströmten Querschnittsfläche  $A_{\perp,veg}$  der Pflanze und ihrem zugeordneten Formwiderstandsbeiwert  $c_d$  ist ein Zusammenhang gegeben, auf den sich die überwiegende Mehrheit der aus der Literatur bekannten Ansätze für Vegetation reduzieren läßt. Legt man die Widerstandskraft auf die zugeordnete Grundfläche der Sohle  $A_G (= a_x \cdot a_y)$  um, ergibt sich eine Wandschubspannung infolge der Vegetation, die mit einem Widerstandskoeffizienten  $\lambda_{veg}$  nach Darcy-Weisbach ausgedrückt werden kann (LINDNER 1982):

$$\lambda_{veg} = \frac{4 \cdot A_{\perp,veg}}{a_x \cdot a_y} \cdot c_d \quad (2.45)$$

Geht man von geometrisch einfachen Strukturen und komplett starrem Bewuchs aus (z.B. kreiszylindrische Elemente mit der nur noch fließtiefenabhängigen angeströmten Fläche  $A_{\perp,veg} = h \cdot d_s$ ), dann reduziert sich die Widerstandsbestimmung auf eine korrekte Erfassung des Formwiderstandsbeiwertes  $c_d$ , für den verschiedene Ansätze und Tabellen bekannt sind. Über die Auswirkungen einer Gruppenanordnung auf den  $c_d$ -Wert eines individuellen Elementes ist dagegen bisher nur für einige stark vereinfachte Fälle eine analytische Lösung möglich. Einer dieser Fälle, und zwar Gruppen von Kreiszyklindern, wurde von LINDNER (1982) analysiert und wird nachfolgend vorgestellt.

**Verfahren nach LINDNER**

LINDNER (1982) hat zur Problematik des Widerstandsbeiwertes von Vegetation in einer Gruppenanordnung Versuche mit verschiedenen natürlichen Pflanzen (Weizen, Sorghum und Baumwolle) sowie mit idealisiertem, kreiszylindrischen Bewuchs durchgeführt. Aus diesen Untersuchungen konnten zusammen mit theoretischen Überlegungen von PETRYK (1969), LI & SHEN (1973), RICHTER (1973), PETRYK & BOSMAJIAN (1975), REICHARDT (1941) und SCHLICHTING (1965) Bestimmungsgleichungen für den Widerstandsbeiwert eines Zylinders inmitten einer Gruppe weiterer Zylinder abgeleitet werden. Die Grundlage liefert die Theorie der Nachlaufströmung unter Anwendung einer linearen Überlagerung der Geschwindigkeitsabnahmen im Nachlauf der Zylinder. Dabei erfaßt LINDNER alle Effekte, die einen Einfluß auf den Widerstand haben: die Turbulenz der Anströmung, Effekte der freien Wasseroberfläche, ein vertikales Geschwindigkeitsprofil der Anströmung und der Verbaugrad (PETRYK 1969). Die Gleichung für den Widerstandsbeiwert eines Zylinders in einer Gruppe weiterer Zylinder läßt sich demnach wie folgt schreiben:

$$c_d = c_{d,\infty} \cdot \left( 1 + 1,9 \cdot \frac{d_s}{a_y} \cdot c_{d,\infty} \right) \cdot \left( \frac{\bar{u}_n}{\bar{u}_m} \right)^2 + \Delta c_d \quad (2.46)$$

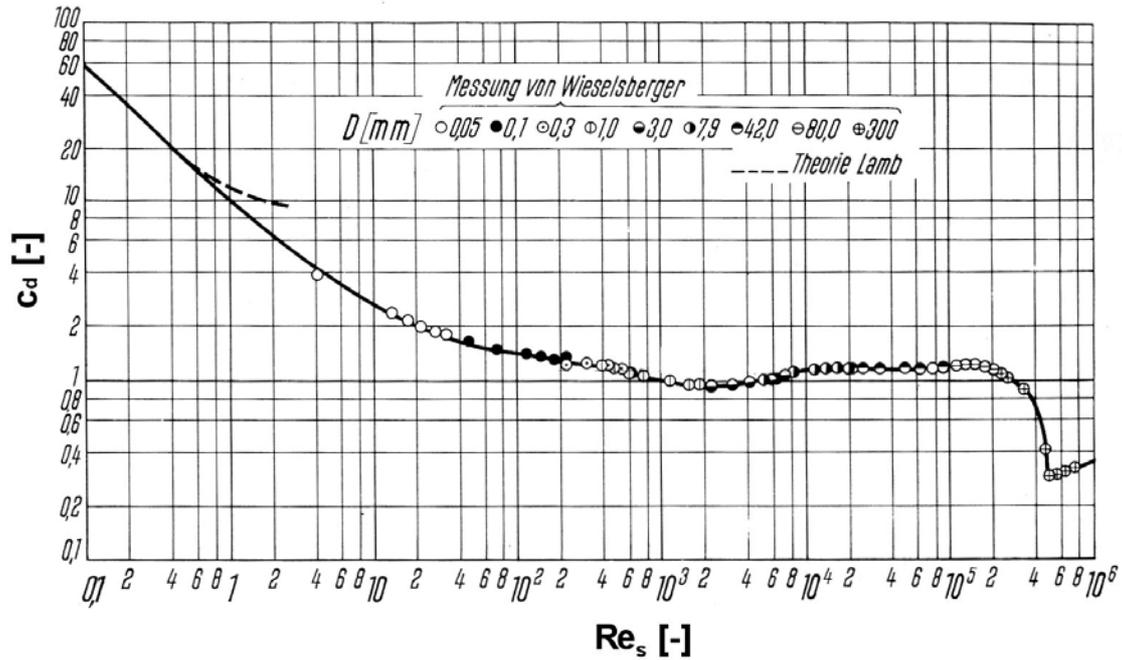
Dabei bezieht sich  $c_{d,\infty}$  auf den Widerstandsbeiwert eines Kreiszyinders bei seitlich nicht begrenzter zweidimensionaler Strömung. Ausgehend von den experimentellen Untersuchungen von WIESELSBERGER (in SCHLICHTING 1965) ergibt sich für  $c_{d,\infty}$  in Abhängigkeit von der sog. „Stamm-Reynoldszahl“  $Re_s = \bar{u}_m \cdot d_s / \nu$ , die auf den Zylinderdurchmesser  $d_s$  bezogen wird (vgl. Abb. 2.6):

$$c_{d,\infty} = 3,07 \cdot Re_s^{-0,168} \quad \text{für } Re_s < 800 \quad (2.47a)$$

$$c_{d,\infty} = 1,0 \quad \text{für } 800 \leq Re_s < 8000 \quad (2.47b)$$

$$c_{d,\infty} = 1,2 \quad \text{für } 8000 \leq Re_s < 10^5 \quad (2.47c)$$

Der Einfluß der seitlichen Einengung bei mehreren Elementreihen im Abstand  $a_y$  wird in Gl. (2.46) durch den zweiten Klammerterm berücksichtigt, der von RICHTER (1973) für umströmte Kreiszyinder in einem Rechteckgerinne hergeleitet wurde.



**Abb. 2.6** Formwiderstandsbeiwerte  $c_d$  von Kreiszyllindern für verschiedene Stamm-Reynoldszahlen  $Re_s$  (aus SCHLICHTING 1965)

Die Reduktion der Anströmgeschwindigkeit  $\bar{u}_n$  des  $n$ -ten Zylinders wird über das Verhältnis zur mittleren Geschwindigkeit im Bewuchs  $\bar{u}_n / \bar{u}_m$  im zweiten Klammerterm in Gl. (2.46) erfaßt. Als letzten Korrekturfaktor führt LINDNER den Ausdruck  $\Delta c_d$  ein, der für den bei freier Wasseroberfläche zusätzlich zum Formwiderstand auftretenden Wellenwiderstand als Funktion der Verbauung und der Froude-Zahl steht. Mit dem Wassertiefenverhältnis  $z^* = z_u / z_o$  zwischen Untertiefen  $z_u$  und Overtiefen  $z_o$  läßt sich schreiben:

$$\Delta c_d = \frac{2}{Fr^2} \cdot (1 - z^*) \quad (2.47)$$

mit:

$$Fr = \frac{\bar{u}_m}{\sqrt{g \cdot h}} \quad (2.48)$$

Dabei muß  $z^*$  implizit über die nachfolgende Beziehung berechnet werden:

$$Fr^2 = \frac{z^* \cdot (z^{*2} - 1) \cdot}{2 \cdot \left[ z^* - \frac{a_y}{a_y - d_s} \right]} \quad (2.49)$$

Durch diese Iteration und vor allem auch durch die Bestimmung der relativen Anströmgeschwindigkeit entsteht ein erheblicher Rechenaufwand des Verfahrens. Zur Vereinfachung gibt LINDNER daher eine empirische Beziehung zur näherungsweise Bestimmung der relativen Anströmgeschwindigkeit an:

$$\left( \frac{\bar{u}_n}{\bar{u}_m} \right)^2 = 0,45 \cdot \left( \frac{a_x}{d_s} \right)^{0,23} \quad (2.50)$$

### Modifikation des LINDNER-Verfahrens nach PASCHE

PASCHE (1984) führt einen Ansatz ein, der die relative Anströmgeschwindigkeit als Funktion der Nachlaufänge  $a_{NL}$  und -breite  $a_{NB}$  (siehe Abb. 2.7) in ihrem Verhältnis zum Elementabstand beschreibt. Dadurch bleibt der nichtlineare Zusammenhang zwischen Stabdurchmesser und Nachlaufänge erhalten, was den Vorteil mit sich bringt, daß bei gleichen Verbauverhältnissen der Widerstand vieler kleiner Kreiszyylinder größer ist als der weniger Elemente mit großem Durchmesser. Die relative Anströmgeschwindigkeit läßt sich dann folgendermaßen ausdrücken (aus SCHUMACHER 1995):

$$\left( \frac{\bar{u}_n}{\bar{u}_m} \right)^2 = 1,15 \cdot \left( \frac{a_{NL}}{a_x} \right)^{-0,48} + 0,5 \cdot \left( \frac{a_{NB}}{a_y} \right)^{1,1} \quad (2.51)$$

mit:

$$0,03 = 0,9 \cdot \left( \frac{a_{NL}}{d_s \cdot c_{d,\infty}} \right)^{-0,7} \cdot \left( 1 + \frac{g \cdot I_e \cdot a_{NL}}{0,5 \cdot \bar{u}_m^2} \right)^{-1,5} \quad (2.52)$$

und:

$$a_{NB} = 0,24 \cdot a_{NL}^{0,59} \cdot (d_s \cdot c_{d,\infty})^{0,41} \quad (2.53)$$

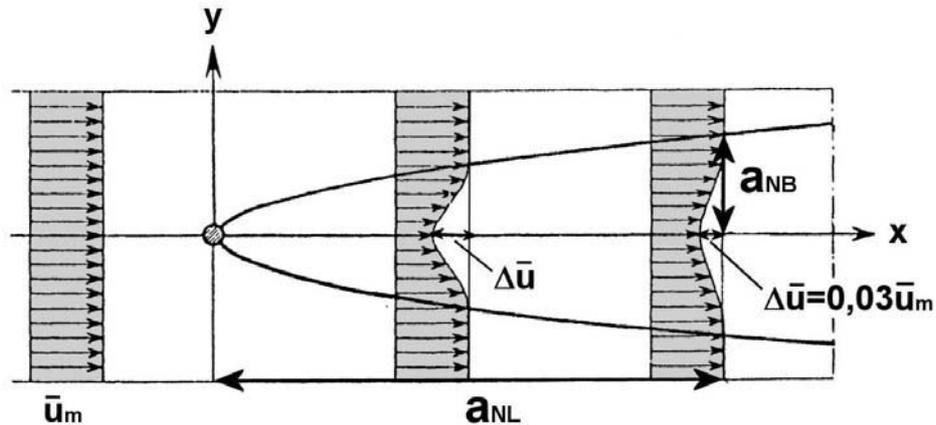


Abb. 2.7 Nachlaufweiten und -breiten an einem umströmten Kreiszylinder

### Untersuchungen von JÄRVELÄ

JÄRVELÄ (2002) führte Laborversuche mit natürlichen Weidenästen mit und ohne Laub sowie in Kombination mit verschiedenen Gräsern durch, um die Widerstandskoeffizienten nach Darcy-Weisbach für über- und durchströmte Fließzustände zu ermitteln. Er kam zu dem Ergebnis, daß grundsätzlich eine Abnahme der Widerstandskoeffizienten mit zunehmenden Reynoldszahlen der Strömung eintritt. Einzige Ausnahme bildeten im Rahmen seiner Versuche Weiden ohne Laub bei glatter Sohle, bei denen die Widerstandskoeffizienten etwa konstant für alle Reynoldszahlen waren (siehe Abb. 2.8). Jedoch ging aus den Ergebnissen hervor, daß nicht allein die Reynoldszahl zur Beschreibung der Widerstandswirkung

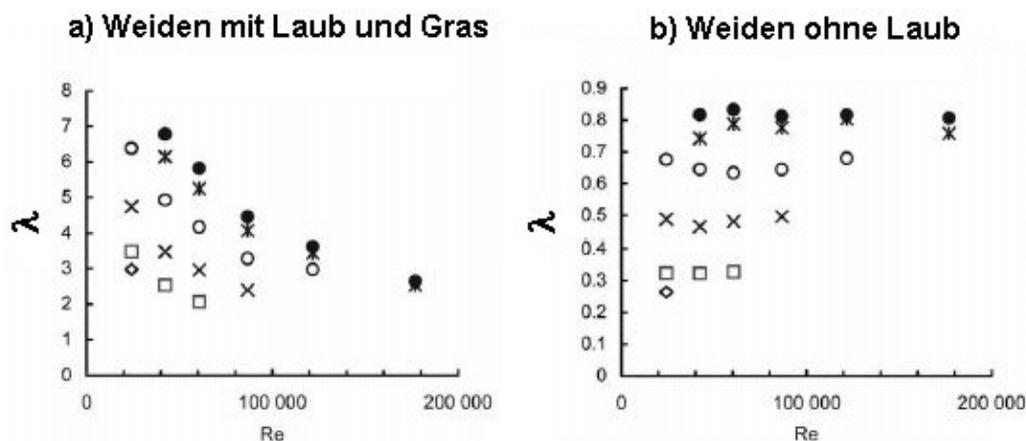


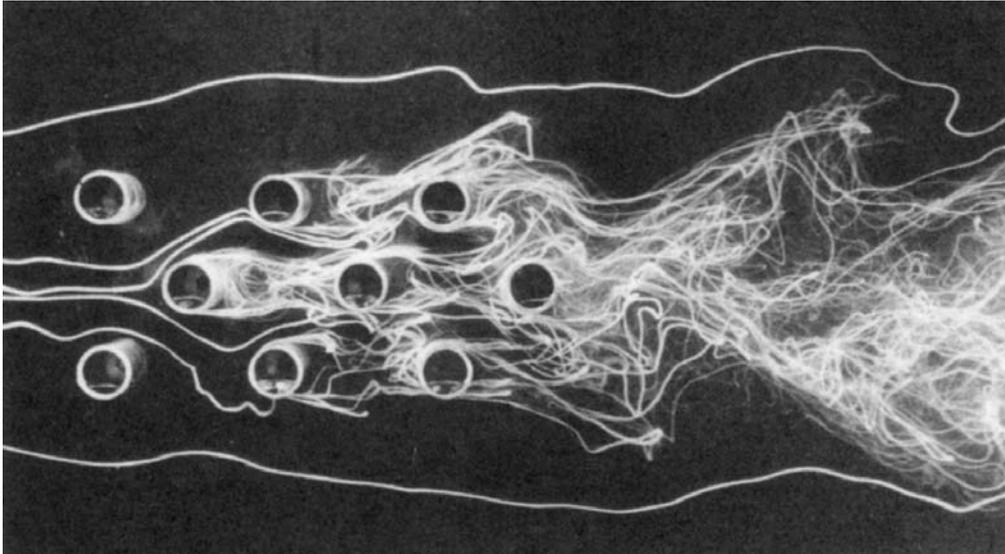
Abb. 2.8 Widerstandskoeffizienten für Weiden a) mit Laub und Gräsern, b) ohne Laub nach Darcy-Weisbach (aus JÄRVELÄ 2002)

ausreicht. So wurden von JÄRVELÄ für verschiedene Versuchsanordnungen unterschiedliche, primäre Parameter zu ihrer Charakterisierung angegeben: 1.) Für überströmte Gräser (Kleinbewuchs) die relative Rauheit  $h'_{veg} / h$ , 2.) bei Weiden in Kombination mit Gras die Fließgeschwindigkeit und 3.) bei Weiden ohne Laub und ohne Gras die Fließtiefe, da ein fast linearer Verlauf des Widerstandskoeffizienten mit der Fließtiefe auftrat.

Außerdem konnte JÄRVELÄ zeigen, daß bei gleicher Besetzungsdichte die Besetzungsanordnung keinen Einfluß auf den Widerstand hat, was mit der verästelten Struktur der Weiden zu erklären ist, die bei allen Anordnungen automatisch zu einer relativ homogenen Verteilung von Biomasse im Kontrollvolumen führt. Die Besetzungsdichte hat allerdings einen direkten Einfluß, denn bei doppelter Dichte traten auch doppelt so große Widerstandskoeffizienten auf. Noch etwas stärker wirkte sich die Belaubung aus. Weiden mit Laub hatten bei gleicher Anordnung und Dichte 2-3fach höhere Widerstandskoeffizienten als Weiden ohne Laub.

### **2.2.3 Geschwindigkeits- und Turbulenzverteilung in durchströmtem Bewuchs**

Neben der Bestimmung des integralen Widerstandes über den Reibungskoeffizienten ist auch eine Erfassung des Geschwindigkeits- und Turbulenzfeldes durchströmter Vegetation von großer Wichtigkeit. Die Annahme, daß im Bewuchs eine einheitliche Geschwindigkeit vorliegt, ist nur für sehr dichte Anordnungen und daraus resultierende „quasi-glatte“ Strömungszustände gegeben. Hierbei kommt es zu einer vollständigen Überlagerung der Nachlaufzonen und damit zu einer Homogenität der Geschwindigkeit und Turbulenz. In den meisten Fällen, darunter auch durchströmter Großbewuchs, wird dieser Zustand aber nicht erreicht. Die Elementabstände sind dann groß genug, um eine unvollständige Überlagerung und damit eine starke Heterogenität des Strömungsfeldes zu bewirken. Dies äußert sich vor allem in horizontalen Geschwindigkeitsprofilen, die Maxima im Bereich zwischen den Elementen und Minima in der Nachlaufströmung aufweisen (siehe Abb. 2.9). Auch die Turbulenzintensitäten und ihr Grad an Anisotropie zeigen diese Heterogenität bei größeren Elementdichten. Dagegen kann bei einer vertikalen Betrachtung die Geschwindigkeit und



**Abb. 2.9** *Turbulente Nachlaufströmung in einer Gruppe Kreiszyylinder (HOYT & SELLIN 1997)*

Turbulenzintensität für einfache Geometrien wie z.B. Kreiszyylinder als annähernd konstant über die Wassertiefe angenommen werden, da der Einfluß des Formwiderstandes deutlich über den aus der Sohlenschubspannung dominiert. Eine Gültigkeit der klassischen Ansätze des Geschwindigkeitsprofils aus der Wandturbulenz (z.B. logarithmisches Geschwindigkeitsgesetz) ist damit nicht mehr gegeben.

Insgesamt liegen bisher nur vereinzelt Untersuchungen zum Geschwindigkeits- und Turbulenzfeld von durchströmtem Großbewuchs vor, meistens ausgehend vom einfachen Fall kreiszylindrischer Elemente in Gruppenanordnung. Diese Untersuchungen sollen im nachfolgenden Kapitel kurz vorgestellt werden.

#### **EL-HAKIM & SALAMA**

EL-HAKIM & SALAMA (1992) weisen in ihren Untersuchungen überströmter flexibler Vegetation darauf hin, daß aufgrund der komplexen Strömung keine physikalische Herleitung des Geschwindigkeitsprofils für den Bereich innerhalb der Vegetation möglich ist. Sie schlagen deshalb die nachfolgende Potenzfunktion für das vertikale Geschwindigkeitsprofil in der Vegetation vor:

$$\frac{\bar{u}(z)}{\bar{u}_{\max}} = A_1 \cdot \left( \frac{z}{h} \right)^{B_1} \quad (2.54)$$

Wobei  $\bar{u}_{\max}$  die maximale Geschwindigkeit in Höhe des Wasserspiegels bezeichnet und  $A_1$  sowie  $B_1$  empirisch zu bestimmende Konstanten sind. Ausgehend von Laborversuchen mit verzweigten flexiblen Plastikstreifen in einem Trapezgerinne, geben die Autoren aus einer Anpassung der Gl. (2.54) an ihre Meßergebnisse für die Konstanten die Werte  $A_1 = 0,948$  und  $B_1 = 0,568$  an.

### **Tsujimoto, SHIMIZU, KITAMURA und OKADA**

TSUJIMOTO et al. (1992) setzen in ihren Laborversuchen sehr dicht angeordnete ( $d_s^2 / a_x \cdot a_y = 0,01$  und  $0,005625$ ) Kreiszyylinder ein und stellen eine konstante Geschwindigkeitsverteilung über die Wassertiefe fest. Die mit Heißfilm-Anemometer gemessenen Turbulenzintensitäten waren relativ klein  $u_{rms} = 0,4 \div 1,0 \text{ cm/s}$  und die Reynoldsschubspannung gleich Null. Da die Versuche vor allem als Grundlage zur Beschreibung überströmter Fließzustände dienen, wurde keine weitere Analyse der Durchströmung vorgenommen.

### **FAIRBANKS & DIPLAS**

Ebenso wie die Geschwindigkeitsverteilung weisen die Turbulenzintensitäten eine deutliche räumliche Varianz auf. Dies bestätigen LDA-Messungen von FAIRBANKS & DIPLAS (1999) in Laborversuchen mit versetzt angeordneten Kreiszyindern. Dabei wurden an sechs unterschiedlichen Positionen die Turbulenzintensität der vertikalen Geschwindigkeit  $u_{rms}$  und der Fließgeschwindigkeit  $v_{rms}$  gemessen. Die größten Intensitäten traten dabei im Nachlaufbereich direkt hinter einem Zylinder auf und nahmen von diesem Punkt an in Fließrichtung wieder ab. Die niedrigsten Turbulenzintensitäten wurden dagegen in einer Entfernung von der Größe des halben Elementabstands quer zur Strömung gemessen. Dies entspricht dem am wenigsten von überlagerten Nachlaufzonen beeinflussten Bereich.

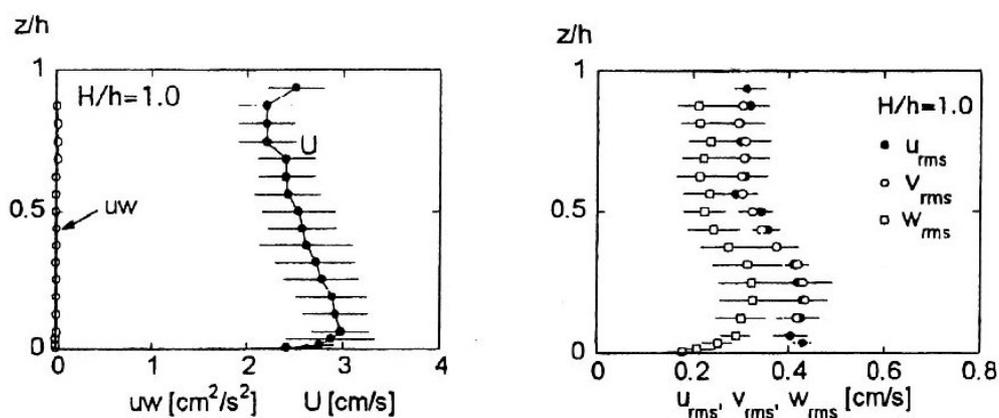
Der Grad der Anisotropie zwischen beiden Komponenten ( $v_{rms}^2 - u_{rms}^2$ ) ist direkt hinter einem Zylinder am größten, dann folgen die Punkte in halbem Elementabstand zur Seite hin und schließlich der Bereich in der Anströmung vor dem Zylinder. Alle vertikalen

Profile der Turbulenzintensität weisen dabei eine annähernd konstante Verteilung über die Fließtiefe auf. Nur an der Meßstelle direkt hinter einem Zylinder nehmen die Werte in Richtung der Sohle und des Wasserspiegels leicht zu.

### NEPF & VIVONI

Die Autoren setzten in ihren Laborversuchen künstliches Seegrass (Plastikstreifen) ein und führten ADV- und LDA-Messungen für überströmte, aber auch durchströmte Fließzustände durch (NEPF & VIVONI 2000). Die mittlere Besetzungsdichte betrug  $a_x \approx a_y \approx 5,5\text{cm}$  und die Wassertiefe  $h = 16\text{cm}$  für die Versuche mit durchströmten Bewuchs. Aufgrund einer hohen räumlichen Varianz der vertikalen Geschwindigkeitsprofile, wurde eine Mittelung über jeweils drei Punkten im Raum durchgeführt. Ebenso wie in den Versuchen von TSUJIMOTO et al. (1992) trat kein vertikaler Impulsaustausch, ausgedrückt über die Reynoldsschubspannung  $\langle \overline{u'w'} \rangle$  ein (siehe Abb. 2.10). Das bedeutet, daß in einer Impulsbetrachtung nur noch der Druckgradient und die äußere Kraft aus dem Pflanzenwiderstand berücksichtigt werden müssen.

Die Verteilung der Geschwindigkeit und der Turbulenzintensitäten, die nicht über die Fließtiefe konstant sind und ihr Maximum jeweils knapp über der Sohle erreichen, wurde dabei durch die Struktur der Vegetation beeinflusst. In diesem Bereich liefen die Plastikstreifen fächerartig in einen Kreiszyylinder zusammen, der zur Fixierung diente. Damit war die angeströmte Fläche, bzw. der Verbaugrad kleiner als in den höheren Schichten.



**Abb. 2.10** Vertikale Verteilung der Fließgeschwindigkeit, Reynoldsschubspannung und der Turbulenzintensität in durchströmten Bewuchs nach NEPF & VIVONI (2000)

---

Die Verteilung der Turbulenzintensitäten ist für alle Geschwindigkeitskomponenten in etwa gleich, wobei die horizontalen Komponenten  $u_{rms}$  und  $v_{rms}$  in etwa 30% größer ausfallen als die vertikale  $w_{rms}$  (siehe Abb. 2.10). Aus den Turbulenzintensitäten ergibt sich eine annähernd konstante Verteilung der turbulenten kinetischen Energie  $k$  über die Wassertiefe, die dem Verhältnis  $\sqrt{k} / \bar{u} = 0,18$  zur Fließgeschwindigkeit entspricht. Die Turbulenz entsteht dabei in den Nachlaufzonen der Pflanzen und nicht über Scherströmungen an den Wänden.

## 2.3 Strömung in gegliederten Gerinnen

Ein Gerinne ist immer dann gegliedert, wenn entweder die Fließtiefe oder die Rauheitsverhältnisse über den Querschnitt so variieren, daß der Gesamtquerschnitt nicht mehr durch eine einheitliche, mittlere Geschwindigkeit beschrieben werden kann. Dieser Fall tritt sowohl bei naturnahen Fließgewässern, als auch bei dem aus dem Straßenbau übernommenen „technischen“ Doppeltrapezquerschnitt ein, bei dem sich der Gesamtquerschnitt in ein Hauptgerinne und ein bis zwei angeschlossene Vorländer gliedern läßt. Dabei tragen bei Überschreitung des bordvollen Abflusses im Hochwasserfall auch die Vorländer zum Abfluß bei. Zu den unterschiedlichen Fließtiefenverhältnissen in beiden Teilquerschnitten kommt häufig noch ein Unterschied in den Rauheitsverhältnissen, z.B. durch das Aufkommen von Vegetation auf den Vorländern.

Mit dem Rauheitsüberlagerungskonzept von EINSTEIN (1934) und HORTON (1933) können diese gegliederten Querschnitte durch fiktive Trennflächen in Bereiche unterschiedlicher Rauheit eingeteilt werden (siehe Abb. 2.11). Die Trennflächen verlaufen dabei senkrecht zu den Isotachen (Linien gleicher Geschwindigkeit), so daß aus turbulenztheoretischer Sicht kein Impulsaustausch zwischen den Teilbereichen stattfindet.

Mit dem benetzten Umfang der Teilflächen  $U_i$  und ihrem zugeordneten Darcy-Weisbach-Reibungskoeffizienten  $\lambda_i$ , ergibt sich der Gesamtwiderstand  $\lambda_{ges}$  nach Einstein/Horton zu:

$$\sqrt{\frac{1}{\lambda_{ges}}} = \sqrt{\frac{U_{ges}}{\sum(\lambda_i \cdot U_i)}} \quad (2.55)$$

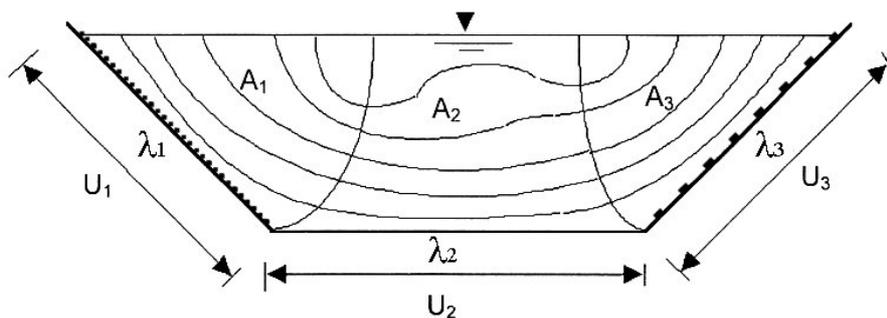


Abb. 2.11 Rauheitsgliederung eines kompakten Querschnitts nach Einstein/Horton

Bei diesem Konzept werden die Trennflächen allerdings als schubspannungsfrei angenommen. Der Entstehung von Wirbelstrukturen und Sekundärströmungen, d.h. einem erhöhten Massen- und Impulsaustausch in Querrichtung, kann auf diese Weise nicht Rechnung getragen werden. Viele Untersuchungen haben aber gezeigt, daß gerade diese Wechselwirkung zwischen Vorland und Hauptgerinne, die auch als „Interaktion“ bezeichnet wird, zu einer erheblichen Energiedissipation der Strömung und damit zu einer Reduktion der Abflußleistung des Gesamtquerschnittes führt. Diese Abflußminderung stellt gerade für den Hochwasserfall ein großes Problem dar. In Laborversuchen von EVERS (1983) konnte beispielsweise gezeigt werden, daß eine Abflußreduktion im Hauptgerinne bei glatten Vorländern je nach Wasserstand bis zu 10% und bei rauen Vorländern mit Vegetation sogar bis zu 50% betragen kann.

Aber auch unter morphologischen Gesichtspunkten kann die Interaktion von großer Wichtigkeit sein. Die entstehenden Wirbel und Sekundärströmungen beeinflussen die Geschwindigkeitsvektoren und Turbulenzgrößen im sohnahen Bereich und damit die Sohlenschubspannung. Daher wirkt sich die Interaktion ebenfalls auf den Sedimenttransport sowie auf lokale Erosions- und Sedimentationsprozesse aus (siehe Kap. 2.4).

### **2.3.1 Interaktion in gegliederten Gerinnen**

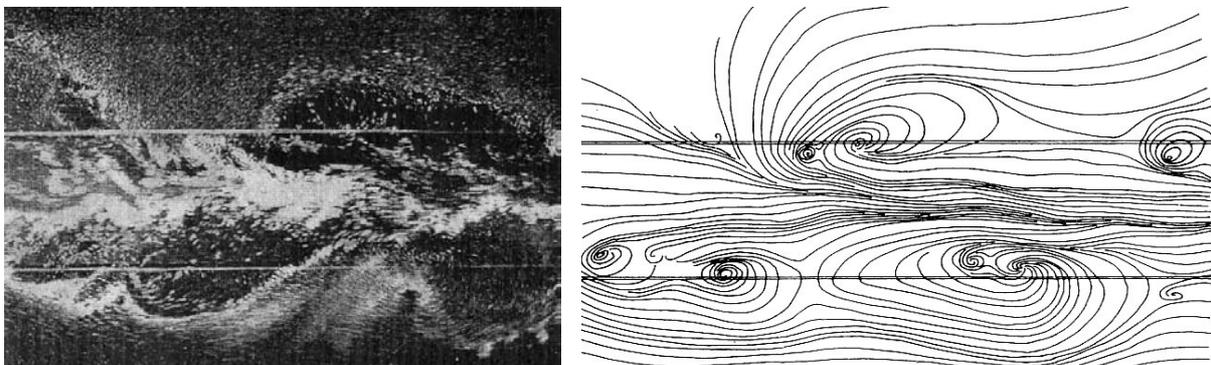
Eine Vielzahl von Autoren hat sich bereits seit Beginn der 60er Jahre mit dem Interaktionsmechanismus in gegliederten Gerinnen beschäftigt. Dabei wurde überwiegend mit physikalischen Modellen gearbeitet und der Einfluß der Gerinnegeometrie auf den Abfluß [z.B. SELLIN 1964, WRIGHT & CARSTENS 1970, ZHELEZNYAKOV 1971, WORMLEATON, ALLEN, HADJIPANOS 1982, KNIGHT & DEMETRIOU 1983, ACKERS 1993] die Verteilung der Fließgeschwindigkeit [z.B. YEN & OVERTON 1973, RAJARATNAM & AHMADI 1978 und 1981 ] und die Sohlenschubspannung [z.B. MYERS & ELSAWY 1975, KNIGHT & HAMED 1985, HOLDEN & JAMES 1989], untersucht. Eine genauere Analyse der Strömungsphänomene und der Turbulenzstrukturen war durch die eingeschränkte Meßtechnik noch nicht möglich. Erst Mitte der 80er Jahre gelang es durch die neu entwickelte LASER-Doppler-Anemometrie (LDA), die interaktionsrelevanten Prozesse zeitlich und räumlich höher aufzulösen. Zeitgleich kamen mit dem wachsenden Umweltbewußtsein Anforderungen des naturnahen

Gewässerbaus hinzu, die in gezielten Meßprogrammen zum Einfluß von Vegetation auf den Vorländern umgesetzt wurden (ROUVE 1987). Daran schlossen sich Anfang der 90er Jahre die ersten dreidimensionalen LDA-Messungen mit einer vollständigen Beschreibung der Turbulenz- und Sekundärströmungsstruktur an (siehe TOMINAGA & NEZU 1991), die einerseits die bisherigen Modellvorstellungen ergänzten und andererseits die Grundlage für die Entwicklung von numerischen Modellen darstellten. Um in die Thematik einzuführen, wird im nächsten Kapitel zunächst eine phänomenologische Beschreibung des Interaktionsvorganges gegeben und danach die mathematische und turbulenz-theoretische Betrachtungsweise beschrieben.

### 2.3.2 Phänomenologische Modelle für den Interaktionsmechanismus

#### SELLIN

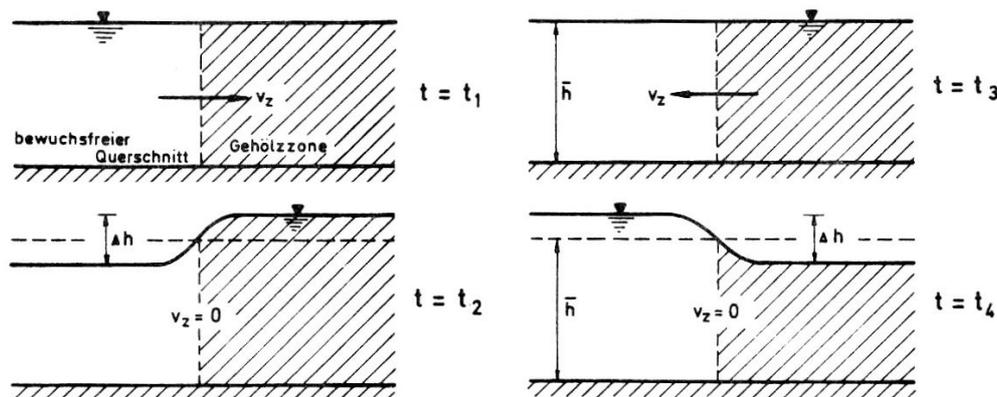
Das erste phänomenologische Modell zum Interaktionsmechanismus wurde von SELLIN (1964) durch Visualisierung der Strömung in einem geraden und symmetrischen Doppelrechteckquerschnitt vorgelegt. In Laborversuchen konnte durch die Zugabe von Aluminiumpulver an der Wasseroberfläche gezeigt werden, daß der Impulsaustausch mit der Entstehung großer, periodischer Wirbelstrukturen mit vertikalen Achsen in Zusammenhang steht (siehe Abb. 2.12). Allerdings muß bei diesem Modell berücksichtigt werden, daß sich die Visualisierung auf die Geschwindigkeitsverteilung an der Oberfläche bezieht und somit keine Informationen über den darunterliegenden Wasserkörper liefert.



**Abb. 2.12** Photographien des Interaktionsmechanismus und daraus konstruierte Bahnlinien nach SELLIN (1964)

**KAISER**

Das Modell von KAISER (1984) berücksichtigt den Einfluß von Vegetation (also einer extrem großen Rauheit) auf den Vorländern. Der Rauheitsunterschied zwischen Hauptgerinne und Vorland bewirkt dabei eine Geschwindigkeitsdifferenz zwischen der relativ langsamen, mittleren Geschwindigkeit im Bewuchs und der schnelleren im Hauptgerinne. Eine Energiebetrachtung nach Bernoulli liefert dementsprechend einen lateralen Gradienten der Energielinie zwischen beiden Teilquerschnitten, der durch Auftreten einer Querströmung in Richtung des Vorlandes kompensiert wird. Durch eine Wasserspiegelerhöhung entwickelt sich ein hydrostatischer Gegendruck im Bewuchs, der die Querströmung zum Zeitpunkt  $t = t_2$  ausklingen läßt (siehe Abb. 2.13). Der erhöhte Wasserspiegel bewirkt wiederum eine Gegenbewegung über die Ruhelage hinaus in die Gegenlage ( $t = t_4$ ). Das so entstandene Schwingungssystem wird durch Energieentzug aus der Längsströmung gespeist (Interaktion). Da die Schwingungen und mit ihnen der Austausch von Turbulenzballen periodisch ablaufen, unterstützt KAISER das von SELLIN (1964) aufgestellte Modell.

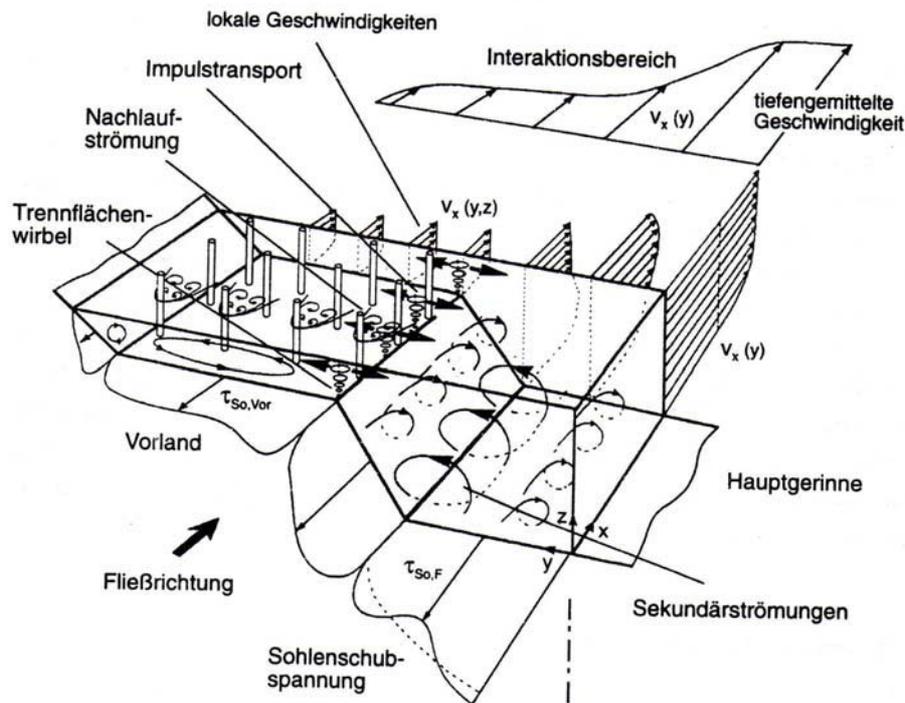


**Abb. 2.13** Interaktionsmodell zum Queraustausch nach KAISER (1984)

**KNIGHT & SHIONO**

Das von KNIGHT & SHIONO (1990) vorgestellte Modell beruht auf hochaufgelösten LDA-Messungen aller drei Geschwindigkeitskomponenten. Neben den bereits von SELLIN (1964) beobachteten periodischen Makrowirbeln mit vertikaler Achse treten hier erstmals auch Wirbel mit horizontaler Achse auf (siehe Abb. 2.14), die sich in Fließrichtung schraubenartig fortsetzen. Diese Sekundärströmungen tragen zusätzlich zum Impulsaustausch bei und beeinflussen durch ihre auf- oder abwärts gerichteten, vertikalen Geschwindigkeits-

komponenten auch den Sohlenschubspannungsverlauf und die Geschwindigkeitsverteilung (lokal sowie tiefengemittelt). Im Fall von Vegetation kommen schließlich noch die Wirbel der Nachlaufströmung hinter den Elementen (hier durch Zylinder dargestellt) hinzu und ergeben so eine sehr komplexe Strömungsstruktur. Das Maximum der Austauschintensität liegt dabei im Bereich der Böschungskante zum Vorland.

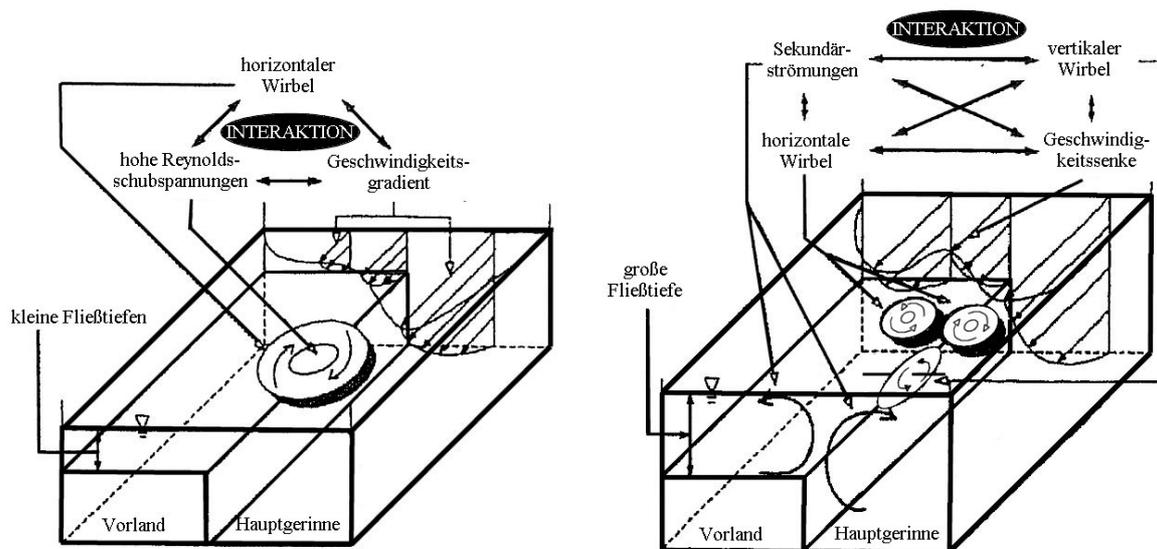


**Abb. 2.14** Interaktionsmodell nach SHIONO & KNIGHT (modifiziert nach SCHUMACHER 1995)

### NEZU, ONITSUKA & IKETANI

Das auf LDA und PIV (Particle Image Velocimetry) Messungen beruhende Modell von NEZU et al. (1999) unterteilt den Interaktionsmechanismus in gegliederten Gerinnen mit glatten Vorländern in zwei grundsätzliche Fälle, abhängig von der relativen Wassertiefe  $h/H$ . Für kleinere Wassertiefen  $h/H \leq 0,625$  bilden sich große horizontale Wirbel mit vertikaler Achse, die im Bereich der Böschungskante auftreten und sich durch hohe laterale Reynolds-Schubspannungen und einen kontinuierlichen Gradienten des horizontalen Geschwindigkeitsprofils charakterisieren lassen. Für größere Wassertiefenverhältnisse  $h/H > 0,625$  tritt dagegen wie bei KNIGHT & SHIONO unter Berücksichtigung der

Sekundärströmungen eine Überlagerung mehrerer Wirbelstrukturen ein. Zum einen ein gegenläufiges Paar von Wirbeln mit vertikaler Achse (siehe Abb. 2.15) und zum anderen ein in der Ebene der Trennfläche entstehender vertikaler Wirbel mit horizontaler Achse quer zur Fließrichtung. Diese Strömungsstruktur hat ebenfalls Auswirkungen auf das Geschwindigkeitsfeld, da hier im Bereich des maximalen Impulsaustausches eine „Delle“ mit reduzierten Fließgeschwindigkeiten auftritt.



**Abb. 2.15** Interaktionsmodell für kleine (links) und große Fließtiefenverhältnisse (rechts) (modifiziert nach NEZU et al. 1999)

### 2.3.3 Empirische Berechnungsansätze für den Interaktionsmechanismus

Schon in den ersten Studien zu gegliederten Gerinnen wurden für die Abflussberechnung fiktive Trennflächen unterschiedlicher Neigung zwischen Hauptgerinne und Vorland eingeführt, um das Gerinne in Teile mit annähernd gleicher mittlerer Geschwindigkeit aufzugliedern. Die größte Verbreitung fand dabei der Ansatz einer vertikalen fiktiven Trennwand (WORMLEATON et al. 1982). In den ersten Berechnungsverfahren wurde diese Trennwand noch als schubspannungsfrei angenommen, jedoch zeigte sich in zahlreichen Laborversuchen, daß diese Annahme nicht der physikalisch Realität entspricht. Deshalb

wurde eine schubspannungsbehaftete Trennfläche eingeführt, d.h. die Energiedissipation durch die Interaktion wurde über Schubspannungen definiert, die eine theoretische Beschreibung der Wirkung des Impulstransportes quer zur betrachteten Fläche darstellen (NAUDASCHER 1992). Zur Bestimmung dieser sog. „Scheinschubspannung“ in der Trennfläche (oder auch „Trennflächenrauheit“)  $\tau_T$  werden in der Literatur, ausgehend von Modellversuchen in überwiegend asymmetrischen Doppelrechteckquerschnitten, verschiedene empirische Beziehungen angegeben. Eine Zusammenstellung einiger dieser Beziehungen wird in THORNTON et al. (2000) gegeben. Bei geringen Rauheitsunterschieden zwischen beiden Gerinneteilen, was in den meisten Versuchen der Fall war, läßt sich die Scheinschubspannung der Trennfläche als Funktion folgender Variablen darstellen (ROUVE 1987):

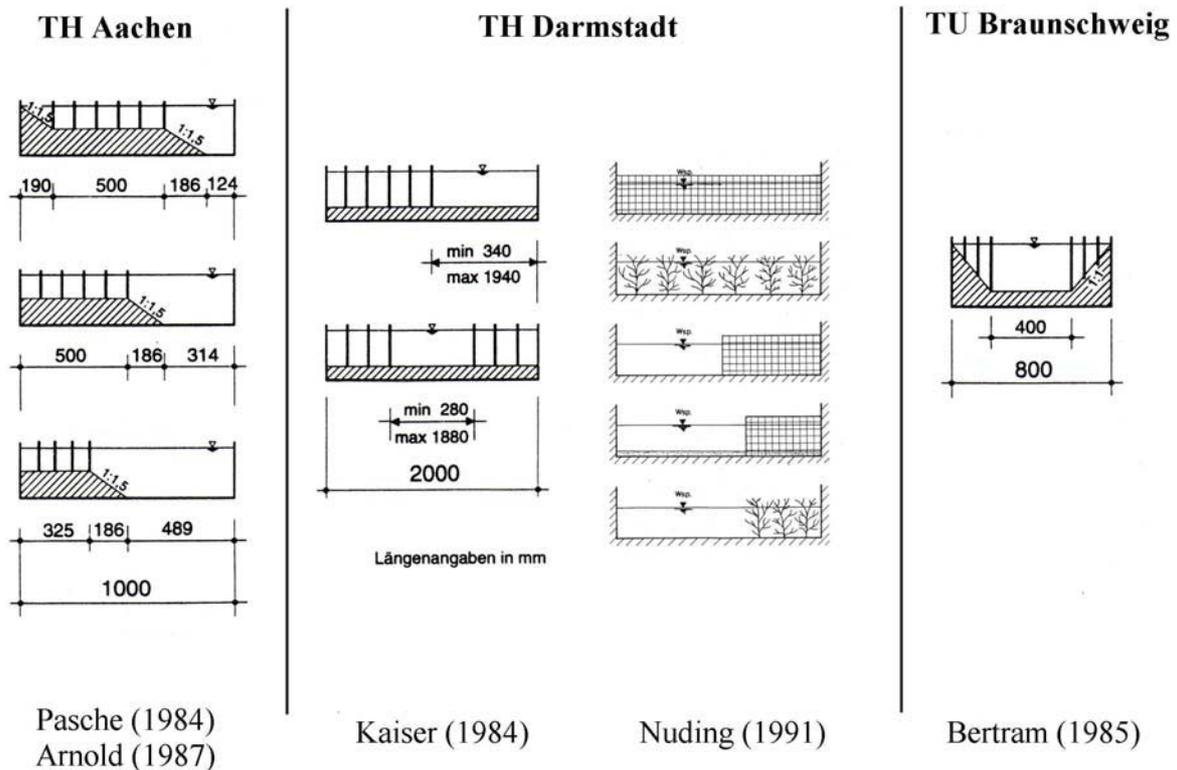
$$\frac{\tau_T}{\rho \cdot g \cdot I_{So} \cdot h} = f \left[ \frac{h}{H}, \frac{b}{B}, \frac{\Delta u^2}{I_{So}} \right] \quad (2.56)$$

Dieser Zusammenhang macht deutlich, daß die Scheinschubspannung in den empirischen Ansätzen nur noch von der relativen Wassertiefe  $h/H$ , dem relativen Breitenverhältnis  $b/B$  und der Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Hauptgerinne und Vorland  $\Delta u = u_{HG} - u_{VL}$  abhängt. Da letztere eine rein rechnerische Größe darstellt, ist eine Übertragbarkeit auf andere Gerinnequerschnitte (z.B. mit geneigter Böschung) oder extreme Rauheitsunterschiede (z.B. Vegetation auf den Vorländern) nicht uneingeschränkt möglich. Zwar gibt es Ansätze, um den Einfluß der Vegetation über den Verbauungsgrad (definiert als Anteil der angeströmten Fläche der Vegetation am gesamten Fließquerschnitt des Vorlandes) zu berücksichtigen. Dieser von THORNTON et al. (2000) aus Laborversuchen abgeleitete empirische Ansatz kann wiederum nur auf Fälle mit ähnlichen Gerinnegeometrien und Bewuchsparametern angewendet werden. Darin ist der Hauptnachteil aller rein empirischen Ansätze auf Grundlage von notwendigerweise eingeschränkten Laborversuchen zu sehen.

Ein weiterer Kritikpunkt liegt darin, daß das relative Breitenverhältnis rein geometrisch definiert ist und keine Informationen über die hydraulisch am Impulsaustausch mitwirkenden Breiten enthält. Im Falle von sehr breiten Vorländern kommt es damit zu einer Überschätzung der Scheinschubspannungen.

### 2.3.4 Eindimensionale Verfahren auf turbulenztheoretischer Basis

Aufgrund der oben erwähnten Unsicherheiten der empirischen Ansätze wurden Mitte der 80er Jahre Untersuchungen im Rahmen eines DFG-Schwerpunktes durchgeführt, die sich im speziellen mit dem Einfluß von Vegetation auf Vorländern und Böschungen gegliederter und kompakter Querschnitte befaßten. Abb. 2.16 gibt einen Überblick über die an den verschiedenen Hochschulen untersuchten Querschnittsgeometrien.

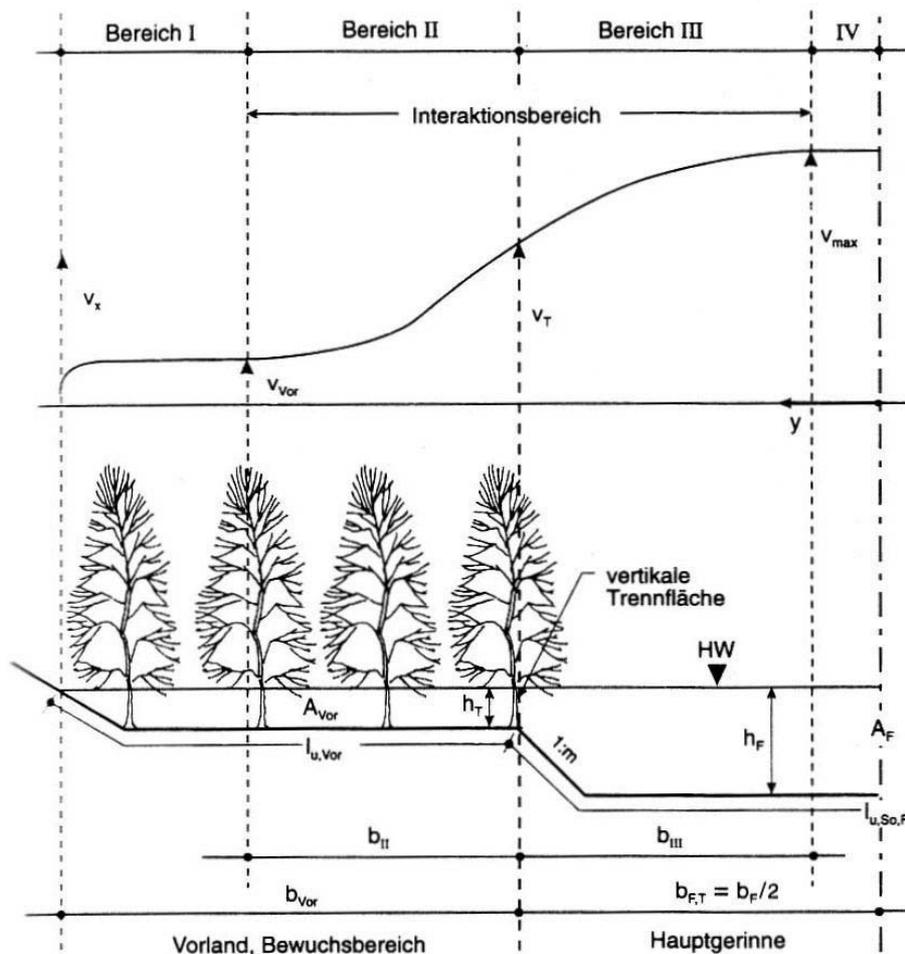


**Abb. 2.16** Laborversuche des DFG-Schwerpunktprogramms (PASCHÉ, KAISER, BERTRAM) sowie die weiterführenden Versuche von ARNOLD und NUDING (modifiziert nach ROUVE 1987 und NUDING 1991)

Aus diesen Untersuchungen gingen jeweils turbulenztheoretisch abgeleitete Berechnungsverfahren für die Größe der Scheinschubspannung bzw. Trennflächenrauheit hervor. Allen Ansätzen liegt die Annahme zugrunde, daß der Interaktionsvorgang im zeitlichen und räumlichen Mittel als stationär anzusehen ist, d.h. sich die Geschwindigkeits- und Wasserspiegelfluktuationen ausgleichen. Außerdem wurde von allen Autoren eine Aufteilung des Querschnittes aufgrund der tiefengemittelten, horizontalen Geschwindigkeits-

verteilung durchgeführt. Demzufolge lassen sich vier unterschiedliche Teilbereiche voneinander unterscheiden (siehe Abb. 2.17):

- Bereich I: Vom Impulsaustausch mit dem Hauptgerinne unbeeinflusstes Vorland. Die Geschwindigkeit ist eine Funktion des überlagerten Bewuchs- und Sohlenwiderstandes.
- Bereich II: Vom Impulsaustausch mit dem Hauptgerinne beeinflusstes Vorland.
- Bereich III: Vom Impulsaustausch mit dem Vorland beeinflusstes Hauptgerinne. Hier kommt neben dem Sohlenwiderstand der Einfluß des Impulsaustausches ausgedrückt über den Trennflächenwiderstand zum Tragen.
- Bereich IV: Vom Impulsaustausch mit dem Vorland unbeeinflusstes Hauptgerinne, das nur vom Sohlenwiderstand geprägt wird.



**Abb. 2.17** Aufteilung des Gerinnequerschnitts mit einer fiktiven, vertikalen Trennfläche (aus SCHUHMACHER 1995)

Die weiteren Kapitel beschränken sich auf die Bereiche II und III, zu deren Charakterisierung die Bestimmung der Trennflächenrauheit als einzige Unbekannte von zentraler Bedeutung ist. Eine genaue Beschreibung der jeweiligen Verfahren wird in ROUVE (1987), NUDING (1991) und SCHUMACHER (1995) gegeben. Nachfolgend werden die Verfahren daher nur in Hinblick auf die Bestimmung der Trennflächenrauheit zusammengefaßt.

### KAISER

Der Grundgedanke des Ansatzes nach KAISER (1984) ist, daß sich der Trennflächenwiderstand aus dem Formwiderstand des Bewuchssaumes  $\lambda_{T,0}$  sowie dem Interaktionswiderstand  $\lambda_I$  zusammensetzt:

$$\lambda_T = \lambda_{T,0} + \lambda_I \quad (2.57)$$

Der Formwiderstand des Bewuchssaumes, für den sich Werte zwischen 0,06 und 0,1 ergaben, ist dabei eine Funktion der Bewuchsstruktur und -anordnung und des Verlaufes des Gehölzsaumes. Die Versuche wurden in einer 2m breiten Rechteckrinne mit glatter und rauher (Gitterroste) Sohle durchgeführt. Die Vegetation wurde durch Zylinder modelliert, wobei zwei verschiedene Besetzungsdichten untersucht wurden. In den Versuchen mit glatter Sohle wurde außerdem das Breitenverhältnis variiert. Für den Interaktionswiderstand stellte Kaiser eine empirische Regressionsbeziehung auf, die das Fließgeschwindigkeitsverhältnis  $u_{0,HG} / u_{0,VL}$  zwischen den ideellen, interaktionsfreien Geschwindigkeiten in Vegetationszone und Hauptgerinne enthält:

$$\lambda_I = 0,18 \cdot \log \left( 0,0135 \cdot \frac{u_{0,HG}^2 \cdot 1m}{u_{0,VL}^2 \cdot h_T} \right) \quad (2.58)$$

Für schmale Gehölzzonen gibt Kaiser einen Abminderungsfaktor  $\alpha_I$  für den Interaktionswiderstand  $\lambda_I$  an, der den Einfluß einer nicht vollkommen ausgebildeten Interaktion berücksichtigt und eine Funktion des Verhältnisses von der Gerinnebreite zur interaktions-mitwirkenden Breite ist. Zur Bestimmung dieses Faktors werden Gleichungen angegeben, die auf den Ergebnissen der Laborversuche beruhen.

Dabei ist zu kritisieren, daß die Gleichung nicht dimensionsrein ist und folglich der Faktor der Längeneinheit  $1m$  eingeführt werden mußte. Weiterhin muß aufgrund der Einschränkungen der Versuchsbedingungen beachtet werden, daß die Koeffizienten ausgehend von nur zwei unterschiedlichen Bewuchsanordnungen geeicht worden sind (NUDING 1991).

### PASCHE

Die Versuche von PASCHE (1984) wurden in einem asymmetrischen Doppeltrapezquerschnitt mit zylindrischem Bewuchs und glatter sowie rauer Gerinnesohle durchgeführt. Dem daraus entwickelten Berechnungsansatz liegt die Vorstellung zugrunde, daß der durch die Interaktion verursachte Störeinfluß im Hauptgerinne dem einer strömungsdurchlässigen Trennwand entspricht, die sich in Strömungsrichtung mit der mittleren Geschwindigkeit in der Trennfläche  $u_T$  fortbewegt (SCHUMACHER 1995). Aus einer Integration der horizontalen Geschwindigkeitsverteilung im interaktions-beeinflußten Hauptgerinne konnte Pasche folgende Widerstandsbeziehung ableiten:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_T}} = -2,03 \cdot \lg \left[ 0,072 \cdot \left( \frac{b_{II}}{b_{III}} \right)^{1,07} \cdot \Omega \right] \quad (2.59)$$

mit der nach DVWK (1991) modifizierten Definition des Bewuchsparameters:

$$\Omega = \left( 0,07 \cdot \frac{a_{NL}}{a_x} \right)^{3,3} + \left( \frac{a_{NB}}{a_y} \right)^{0,95} \quad (2.60)$$

Die Eigenschaften der kreiszylindrischen Vegetation gehen dabei in den Bewuchsparameter  $\Omega = f[c_{w\infty}, d_p, a_x, a_y, a_{NL}, a_{NB}]$  ein und bestimmen auch die relative Interaktionsbreite  $b_m / b_{III} = f[\Omega, \text{Bewuchsanordnung}]$ , die ein Maß für den am Interaktionsvorgang mitwirkenden Anteil des Hauptgerinnes ist.

In zusätzlichen Versuchen mit rauer Gerinnesohle und Böschung (Astroturf-Matten) konnte Pasche einen nahezu unveränderten Trennflächenwiderstand feststellen, was allerdings nicht weiter quantifiziert wird. Damit widersprechen diese Ergebnisse denen von KAISER und

NUDING, die von einem starken Einfluß der Sohlrauheit auf den Trennflächenwiderstand ausgehen. Zur Bestimmung der relativen Interaktionsbreite muß ein geschlossenes Gleichungssystem gelöst werden, bei dem implizit aneinander gekoppelte Größen iterativ berechnet werden. Aufgrund der Vielzahl an empirischen, auf die Versuchsanordnung bezogenen Koeffizienten, läßt sich der Ansatz aber nicht willkürlich auf andere Gerinnequerschnitte (z.B. bei abweichenden Breitenverhältnissen oder Böschungsneigungen) oder Fließzustände mit großen relativen Wassertiefen übertragen (NUDING 1991).

### BERTRAM

Der Trennflächenwiderstand nach BERTRAM (1985) wurde auf Grundlage von Versuchen in Trapezquerschnitten mit rauer Gerinnesohle und vollständiger Bestockung der Böschung entwickelt und entspricht formal dem Widerstandsgesetz nach KEULEGAN (1938) für raue Wandungen:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_T}} = 2,035 \cdot \lg \left[ \frac{4 \cdot 3,046 \cdot R_{h,T}}{k_T} \right] \quad (2.61)$$

Die äquivalente Rauheitshöhe der Trennfläche  $k_T$  setzt sich aus der äquivalenten Rauheitshöhe der Bewuchselemente  $k_{T,0}$  und der interaktionsbedingten Rauheitshöhe  $k_{T,I}$  zusammen:

$$k_T = k_{T,V} + k_{T,I} \quad (2.62)$$

mit

$$k_{T,V} = 1,2 \cdot d_p \div 1,5 \cdot d_p \quad (2.63)$$

und

$$k_{T,I} = 0,77 \cdot b_m \cdot \left( \frac{u_{I,2}}{u_{I,1}} \right)^{1/3} \quad (2.64)$$

Die Definition der mitwirkenden Breite  $b_m = A_{II} / h_T$  ist dabei über das Verhältnis der an der Interaktion beteiligten Querschnittsfläche  $A_{II}$  in der Vegetation zur Höhe der Trennfläche  $h_T$  gegeben. Bei diesem Ansatz ist vor allem die lineare Überlagerung von geometrischen Rauheiten zu kritisieren, die physikalisch nicht gerechtfertigt werden kann. Außerdem limitieren auch hier die Versuchsrandbedingungen eine Übertragbarkeit auf abweichende Gerinnegeometrien oder Bewuchszustände.

### MERTENS

Hierbei handelt es sich um eine Modifikation des Berechnungsansatzes nach BERTRAM (1985), die ebenfalls auf einer Aufteilung der Trennflächenrauheit in eine interaktionsbedingte und eine dem Bewuchs zugeordnete äquivalente Rauheit basiert. Für die interaktionsbedingte äquivalente Rauheitshöhe  $k_{T,I}$  konnte MERTENS (1989) aufgrund zusätzlicher Laborversuche eine modifizierte Beziehung angeben:

$$k_{T,I} = \left[ 1,2 - 0,3 \cdot 10^{-3} \cdot B + 0,06 \cdot (B \cdot 10^{-3})^{1,5} \right] \cdot b_{II} \quad (2.65)$$

mit

$$B = \left( \frac{a_x}{d_s} - 1 \right)^2 \cdot \left( \frac{a_y}{d_s} \right) \quad (2.66)$$

Der Bewuchsparameter  $B$  ist ähnlich wie bei PASCHE (1984) eine Funktion der Bewuchskenngrößen kreiszylindrischer Elemente. Die mittlere Breite des makroturbulenten Bereiches innerhalb des Bewuchses  $b_{II}$  ist wiederum vom Bewuchsparameter und der Breite  $b_{III}$  des bewuchsfreien Querschnittes abhängig. Für Bewuchsparameter  $B \geq 16$  kann nach Mertens  $b_{II} = b_{III}$  gesetzt werden. Für kleinere Bewuchsparameter  $B < 16$  wird die Näherungslösung  $b_{II} = 0,25 \cdot B^{0,5} \cdot b_{III}$  empfohlen. Damit kann folgende Widerstandsbeziehung abgeleitet werden:

$$\lambda_T = \left[ -2 \cdot \log \left( \frac{k_T / R_{h,T}}{14,84} \right) \right]^{-2} \quad (2.67)$$

Bei der äquivalenten Rauheitshöhe der Trennfläche  $k_T$  muß wie bei BERTRAM (1985) die äquivalente Rauheitshöhe der Bewuchselemente  $k_{T,0}$  berücksichtigt werden. Weshalb auch die gleichen Nachteile auftreten, die bereits bei Bertram aufgeführt wurden.

### NUDING

Der Ansatz von NUDING (1991) unterscheidet sich von seinen Vorgängern in zwei Punkten. Zum einen führte er seine Laborversuche nicht mit kreiszylindrischen Bewuchselementen, sondern mit dachförmig abgekantetem Maschendraht und starren Naturzweigen durch. Zum anderen entwickelte er sein Berechnungsverfahren unter der Annahme einer hyperbolischen Scheinschubspannungsverteilung im interaktionsbeeinflussten Hauptgerinnequerschnitt. Damit beruht der Ansatz für die horizontale Geschwindigkeitsverteilung auf Ansätzen freier Turbulenz nach PRANDTL (in SCHLICHTING 1965) und unterscheidet sich von der linearen Scheinschubspannungsverteilung (Prandtl'schen Mischungsweg), von der PASCHE (1984) und MERTENS (1989) ausgehen. Für die unterschiedlichen Bewuchselemente leitet NUDING daraus folgende Widerstandsbeziehungen für die Trennfläche ab:

Für Buschbesatz:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_T}} = \frac{K}{4,24} \cdot \left[ \log \left( \frac{c_\alpha \cdot u_{0,HG}}{u_{0,VL}} \right) \right]^{-1} \cdot \sqrt{\frac{h_T}{R_{h,VL}}} \cdot \sqrt{\frac{b_{III}}{b_T}} \quad (2.68)$$

Für Kreiszyylinderbesatz:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_T}} = \frac{1}{2} \cdot \left[ \log \left( \frac{c_\alpha \cdot u_{0,HG}}{u_{0,VL}} \right) \right]^{-1} \cdot \sqrt{\frac{h_T}{R_{h,VL}}} \cdot \sqrt{\frac{b_{HG}^*}{b_T}} \quad (2.69)$$

mit der rechnerischen Hauptgerinnbreite:

$$b_{HG}^* = \frac{A_{HG}}{h_T} \quad (2.70)$$

Für die Bestimmung des Abstandes  $b_T$  des fiktiven Nullpunktes der Geschwindigkeitsverteilung im Hauptgerinne von der Trennfläche muß ein Gleichungssystem mit Bedingungsgleichungen gelöst werden, die von empirisch ermittelten Konstanten, geometrischen Bewuchsparametern und der Gerinnegeometrie abhängen.

Die Korrekturfaktoren  $K$  und  $c_\alpha$  wurden aus den Versuchsergebnissen abgeleitet, wobei letzterer das Verhältnis der Geschwindigkeitshöhenbeiwerte  $c_\alpha = \alpha_{HG} / \alpha_{VL}$  ausdrückt. Da deren Abhängigkeit noch nicht vollständig geklärt ist und hier weiterer Forschungsbedarf besteht, empfiehlt NUDING vorerst  $c_\alpha = 1$  anzusetzen.

Ein weiteres Problem war die Parameterisierung der verwendeten Naturzweige, die Nuding schließlich mit den selben Bewuchsparametern  $[a_x, a_y, d_p]$  beschreibt wie eine äquivalente, kreiszylindrische Vegetation. Als zusätzlicher Parameter kommt nur der mittlere vertikale Astabstand  $a_z$  hinzu. Die versuchstechnische Bestimmung dieser Parameter mußte stark vereinfacht werden und erfolgte über Auslitern repräsentativer Gerinnabschnitte, Auszählen der Astelemente sowie visuelle Beurteilung der Astausrichtung.

Durch die Berücksichtigung rauer Gerinnesohlen ( $k_s = 8 \div 11 \text{ mm}$ ) konnte NUDING die bereits von KAISER (1985) festgestellte deutliche Verminderung des Trennflächenwiderstandes bestätigen. Die Werte für den Trennflächenwiderstand waren dabei in etwa halb so groß, verglichen mit glatten Gerinnesohlen. Dies führte NUDING auf eine Relativierung der Scherströmungsbildung zurück, da die Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Bewuchssaum und Hauptgerinne bei einer rauen Gerinnesohle geringer ausfällt. Das bedeutet, daß in den Versuchen mit glatter Gerinnesohle der bewuchsbedingte Interaktionswiderstand überschätzt wird. Durch die Anwendung der Ansätze von MERTENS (1989) und PASCHE (1984) auf seine eigenen Laborversuche, konnte NUDING diese Vermutung bestätigen, da auffällige systematische Abweichungen für die Versuche mit rauer Sohle auftraten (BECKER 1999).

## SCHUMACHER

SCHUMACHER (1995) vergleicht in seiner Arbeit die Ergebnisse der großmaßstäblichen Laborversuche des britischen SERC-„flood channel facility“-Forschungsprogramms in Wallingford (Hrsg. KNIGHT 1992) mit den Berechnungsansätzen von PASCHE (1985), MERTENS (1989) und NUDING (1991). Das aufwendige, mehrjährige Versuchsprogramm wurde in einer 56m langen und 10m breiten Rinne mit symmetrischem

Doppeltrapezquerschnitt und glatter Gerinnesohle durchgeführt. In einigen Versuchsreihen wurden außerdem kreiszylindrische Bewuchselemente auf den Vorländern installiert, so daß sich eine ideale Datengrundlage für den Vergleich mit den genannten Berechnungsansätzen eröffnete.

Bei einem Vergleich der berechneten mit den gemessenen Trennflächenwiderständen ergaben sich zum Teil erhebliche Abweichungen. Diese sind nach Schumacher aber weder auf die verschiedenen turbulenztheoretischen Annahmen, noch auf den daraus abgeleiteten Funktionstyp der Widerstandsgesetzes (logarithmisch oder Quadratwurzel-Funktion) zurückzuführen. Vergleiche zeigen aber, daß die tiefengemittelten SERC-Scheinschubspannungsverteilungen keinen linearen Verlauf aufweisen, wie PASCHE und MERTENS annehmen, sondern mit kleiner werdender Wassertiefe von einem annähernd bilinearen Verlauf mit Knick in Höhe des Böschungfußpunktes in eine hyperbolische Verteilung, wie von NUDING angenommen, übergehen. Eine weitere Differenzierung der Scheinschubspannung in Komponenten aus den Reynoldsschubspannungen und aus Sekundärströmungen wird nicht durchgeführt. Jedoch wird in einem Vergleich der Daten von ARNOLD (1987) mit den SERC-Ergebnissen darauf hingewiesen, daß die Scheinschubspannung gegenüber der Reynoldsschubspannung im trennflächenfernen Bereich des Hauptgerinnes steiler ansteigt, was auf einen erheblichen advektiven Anteil von Sekundärströmungen am horizontalen Impulsaustausch zurückzuführen ist.

Der Hauptgrund für die Abweichungen der Berechnungsverfahren liegt in einer unzureichenden Abgrenzung des Interaktionsbereiches von den unbeeinflussten Teilquerschnitten (Bereich I und IV) sowie insbesondere eine auf die Versuchsbedingungen zurückgehende Unterschätzung der Ausdehnung des unbeeinflussten Hauptgerinnequerschnitts im Bereich IV (BECKER 1999). Die SERC-Versuche zeigen außerdem, daß das Fließtiefenverhältnis  $h/H$  einen großen Einfluß auf den Trennflächenwiderstand hat, der aber in den Widerstandsgesetzen der Autoren nicht berücksichtigt wird. Zusammenfassend kommt SCHUMACHER zu dem Schluß, daß der Scheinschubspannungsverlauf in rauheitsgegliederten und geometrisch gegliederten Gerinnen nicht mit einem für alle Gerinnegeometrien und Wassertiefenverhältnisse gültigen Berechnungsverfahren beschrieben werden kann.

### 2.3.5 Die Impulsbilanz für gegliederte Gerinneströmungen

Eine exakte, mathematische Beschreibung des Interaktionsmechanismus kann mit Hilfe der Impulsbilanzgleichung in Hauptströmungsrichtung erfolgen. Wie schon bei der Herleitung des logarithmischen Geschwindigkeitsgesetzes (vgl. Kap. 2.1.3) wird dabei von den Navier-Stokes-Gleichungen und der Reynolds-Mittelung ausgegangen. Die Reynolds-Gleichung in Hauptströmungsrichtung lautet:

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \bar{u} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = g \cdot I_E - F_x + \nu \cdot \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \nu \cdot \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} + \nu \cdot \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} - \frac{\partial \overline{u'u'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \quad (2.71)$$

Für den Fall der offenen, gegliederten Gerinneströmung lassen sich dazu folgende vereinfachende Annahmen treffen:

- 1.) stationäre Verhältnisse,  $\partial / \partial t = 0$ , d.h. auch der Interaktionsprozeß ist gemittelt über ein ausreichend langes Zeitintervall als stationär anzusehen,
- 2.) es handelt sich um eine voll ausgebildete turbulente Strömung, d.h. es treten keine Änderungen der Strömung in Fließrichtung auf:  $\partial / \partial x = 0$

Mit diesen Annahmen vereinfacht sich Gl. (2.71) zu:

$$\bar{v} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = g \cdot I_S - F_x + \nu \cdot \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} + \nu \cdot \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \quad (2.72)$$

und läßt sich folgendermaßen umschreiben:

$$g \cdot I_S = - \frac{\partial}{\partial z} \left( - \bar{u} \cdot \bar{w} - \overline{u'w'} + \nu \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left( - \bar{u} \cdot \bar{v} - \overline{u'v'} + \nu \cdot \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \right) + F_x \quad (2.73)$$

Mit Einführung der lokalen Wassertiefe  $H'$  (je nach Position die Wassertiefe im Hauptgerinne, Vorland oder auf der Böschung) liefert die Integration von Gl. (2.73) über  $H'$  die tiefengemittelte Impulsgleichung in Hauptströmungsrichtung:

$$\frac{\tau_0}{\rho} = g \cdot H' \cdot I_s + \int_0^{H'} \left[ \frac{\partial}{\partial y} \left( -\bar{u} \cdot \bar{v} - \overline{u'v'} + \nu \cdot \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] dz - \int_0^{H'} F_x dz \quad (2.74)$$

Führt man die in der Literatur üblichen Normierungsgrößen  $T$  für den Term der turbulenten Diffusion aus den Reynoldsschubspannungen und  $J$  für den advektiven Impulstransport (oder auch die turbulente Dispersion) durch Sekundärströmungen ein und geht von der Annahme aus, daß die Zähigkeitskräfte des Fluids vernachlässigbar sind, dann ergibt sich:

$$\frac{\tau_0}{\rho} = g \cdot H' \cdot I_s + H' \frac{d}{dy} (T - J) - \int_0^{H'} F_x dz \quad (2.75)$$

mit

$$T = \frac{1}{H'} \cdot \int_0^{H'} (-\overline{u'v'}) dy \quad \text{und} \quad J = \frac{1}{H'} \cdot \int_0^{H'} (\bar{u} \cdot \bar{v}) dy \quad (2.76) \text{ und } (2.77)$$

Über die tiefengemittelte Impulsbilanz ist also ein Zusammenhang zwischen der Sohlschubspannung  $\tau_0$ , der turbulenten Diffusion  $T$ , der sekundärströmungsinduzierten Advektion  $J$  und den äußeren Kräften gegeben. Durch die äußeren Kräfte  $F_x$  in Hauptströmungsrichtung läßt sich außerdem der Einfluß der Vegetation auf den Vorländern berücksichtigen. Die tiefengemittelte Scheinschubspannung  $\langle \tau_a \rangle$  ist dabei wie folgt definiert:

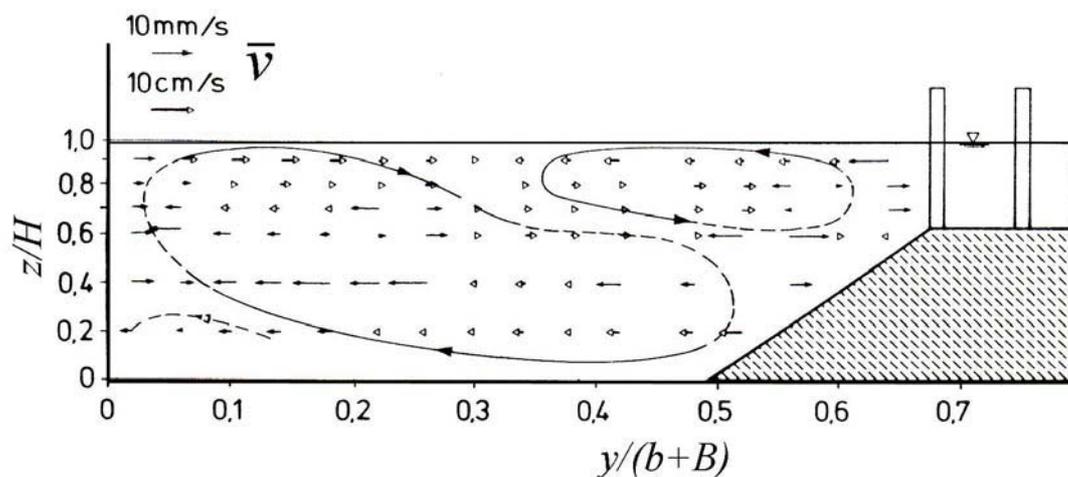
$$\frac{\langle \tau_a \rangle}{\rho} = T - J \quad (2.78)$$

### 2.3.6 Dreidimensionale Strömungsstrukturen in gegliederten Gerinnen

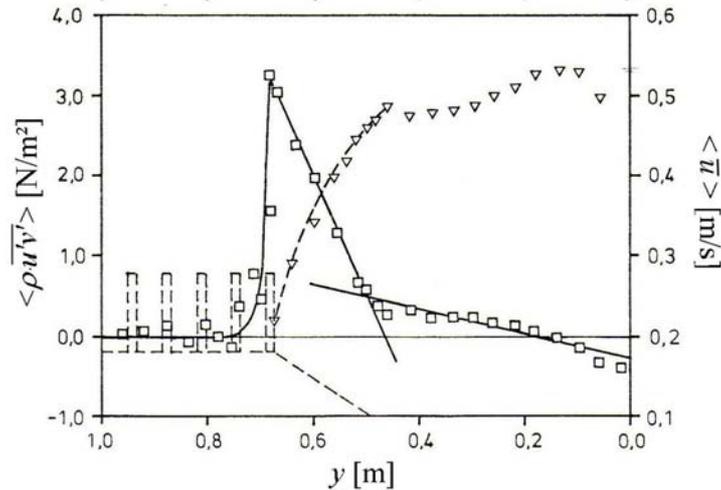
#### ARNOLD

ARNOLD (1987) und ARNOLD et al. (1989) setzten die Versuche von Pasche in einem halben Doppeltrapezmodell mit kreiszylindrischer Vegetation fort, wobei auch die horizontalen Reynoldsschubspannungen  $\overline{u'v'}$  mit einem 2-Komponenten-LDA gemessen wurden. Außerdem konnte ARNOLD über die Querströmungskomponente  $v$  im Hauptgerinne zwei gegenläufigen Sekundärströmungszellen mit horizontalen Achsen in Fließrichtung nachweisen. Die Zelle nahe der Vegetation war dabei an der Wasseroberfläche zum Hauptgerinne hin orientiert mit maximalen horizontalen Geschwindigkeiten von etwa  $\overline{v}_{\max} \approx 0,03 \cdot \overline{u}_{\max}$  (siehe Abb. 2.18).

Die Sekundärströmungen wirkten sich dabei auch auf das horizontale Geschwindigkeitsprofil aus, das einen Wendepunkt bzw. Deformationen im Hauptgerinne etwa im Bereich der Berührungszone der beiden Zellen aufweist. ARNOLD erklärt sie mit Prandtl'schen Sekundärströmungen zweiter Art (PRANDTL 1965). Demnach sind die turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen in Richtung der Isotachen größer als senkrecht dazu. Bei gekrümmten Isotachen, wie sie auch bei gegliederten Gerinnen im Interaktionsbereich auftreten, entstehen Zentrifugalkräfte, die an den stärksten Krümmungen maximal werden (ARNOLD 1987). Dafür sprechen auch die von Arnold gemessenen Turbulenzintensitäten in Hauptströmungsrichtung und quer dazu, die eine starke Anisotropie aufzeigen.



**Abb. 2.18** Gemessene, horizontale Sekundärströmungskomponenten  $\overline{v}$  nach ARNOLD (1987). Die Kreise markieren den Verlauf der vermuteten Sekundärströmungszellen



**Abb. 2.19** Tiefengemittelte, horizontale Verteilung der gemessenen Reynoldsschubspannung  $\langle \rho \cdot u'v' \rangle$  und der Fließgeschwindigkeit  $\langle \overline{u} \rangle$  (nach ARNOLD 1987)

Bei der Bestimmung der tiefengemittelten Scheinschubspannungsverteilung berücksichtigt ARNOLD die advektiven Komponente der Sekundärströmung in der Impulsbilanzgleichung jedoch nicht (Abb. 2.19) und gibt somit nur die tiefengemittelte Reynoldsschubspannung an.

Auf Grundlage dieser Verteilung modifiziert er den Ansatz von PASCHE, indem er den interaktions-beeinflußten Hauptgerinnequerschnitt (Bereich III) in einen Bereich der Wandturbulenz (IIIa, im Übergang zur Vegetation) und einen der freien Turbulenz (IIIab, im Übergang zum unbeeinflußten Hauptgerinne) unterteilt. Dabei wird der Bereich IIIa durch eine logarithmische Geschwindigkeitsverteilung und einen linearen Verlauf der Reynoldsschubspannung charakterisiert, während im Bereich IIIab die Geschwindigkeit als eine schwach gekrümmte Kurve mit anfangs nahezu konstanten Werten übergeht (ARNOLD 1987). Die Reynoldsschubspannung wird, wie schon bei Bereich IIIa, als linear angenommen, allerdings mit deutlich flacherem Gradienten. Die so gewählte bilineare Verteilungsfunktion für die tiefengemittelte Scheinschubspannung  $\langle \tau_a \rangle$  lautet:

$$\langle \tau_a(y) \rangle = \max \left\{ \begin{array}{l} \tau_T \cdot (y - b_{HG}) / b_{III} \\ \frac{1}{4} \cdot \tau_T \cdot (y - b_{HG}) / 2 \cdot b_{III} \end{array} \right\} \quad (2.79)$$

mit der Trennflächenschubspannung  $\tau_T$  an der fiktiven Trennfläche:

$$\tau_T \equiv \tau_a(y = y_T) \quad (2.80)$$

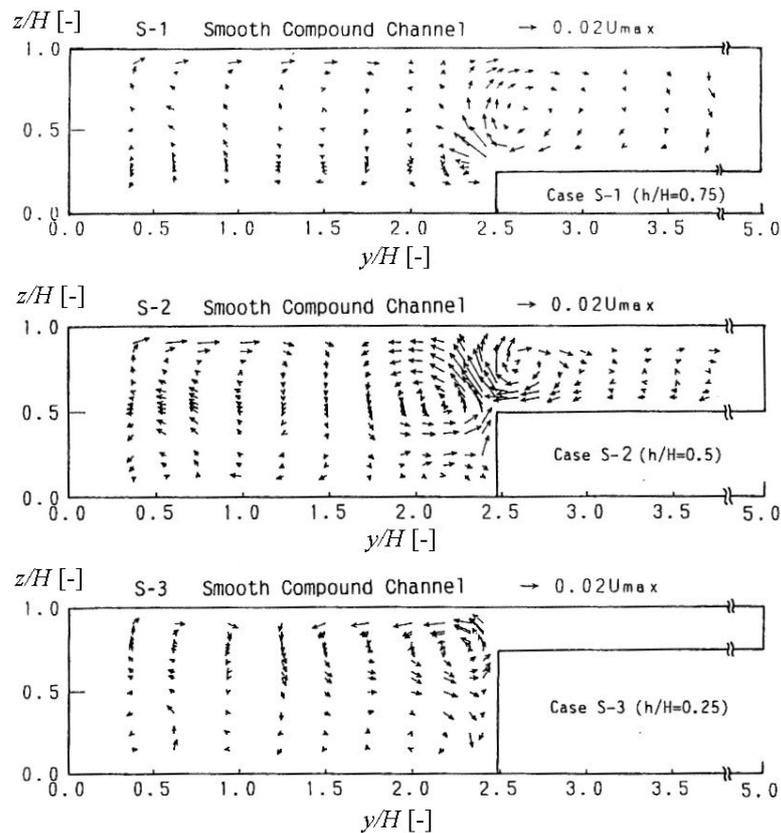
Die mitwirkende Breite  $b_{III}$  im Hauptgerinne markiert dabei den Knickpunkt der beiden linearen Verteilungen und korreliert in den Laborversuchen mit dem Nulldurchgang der Reynoldsschubspannung im Abstand  $2 \cdot b_{III}$  von der Trennfläche.

### **TOMINAGA, NEZU und EZAKI**

Die Versuche von TOMINAGA et al. (1989) wurden in einer 0,4 m breiten Glasrinne mit symmetrischem sowie asymmetrischen (halbem) Doppelrechteckquerschnitt und glatter Sohle für Fließtiefenverhältnisse von  $0,25 < h/H < 0,75$  durchgeführt. Ein 2-Komponenten-LDA wurde dabei in horizontaler und vertikaler Richtung eingesetzt, um alle drei Komponenten der Geschwindigkeit zu erfassen. Aus den Messungen gehen Vektordarstellungen der Sekundärströmungszellen (Abb. 2.20) hervor. Die Autoren unterscheiden dabei einen Hauptgerinnewirbel und einen Vorlandwirbel, die sich an der Böschungskante zu einem leicht geneigten, nach oben gerichteten Geschwindigkeitsvektor summieren. Die Größenordnung der Sekundärströmungsvektoren liegt bei etwa  $(0,02 \div 0,04) \cdot \bar{u}_{\max}$ , wobei die horizontale Komponente allein Werte von  $0,02 \cdot \bar{u}_{\max}$  nicht übersteigt. Die Ausdehnung und relative Dominanz der beiden Wirbel wird durch das Fließtiefenverhältnis  $h/H$  geprägt, z.B. wächst die horizontale Ausdehnung des Hauptgerinnewirbels mit einem abnehmenden Fließtiefenverhältnis. Die Entstehung der Sekundärströmung wird von TOMINAGA et al. auf die starke Anisotropie der Turbulenz zurückgeführt, die im Böschungsbereich besonders stark ausgeprägt ist. Hier weisen die Turbulenzintensitäten aller drei Komponenten deutlich unterschiedliche Verteilungen und Gradienten auf. Auch die Isotachenbilder der Hauptströmungskomponente spiegeln die Sekundärströmungen wider, da besonders starke Deformationen der Isotachen an der Böschungskante auftreten. Außerdem kommt es mit abnehmendem Fließtiefenverhältnis zu einer zunehmenden Verlagerung des Geschwindigkeitsmaximums im Hauptgerinne in Richtung der Sohle.

In die Berechnung der tiefengemittelten Schein Schubspannungsverteilung gehen bei TOMINAGA et al. sowohl die Reynoldsschubspannungen  $\langle \overline{u'v'} \rangle$  als auch der advective Sekundärströmungsterm  $\langle \bar{u} \cdot \bar{v} \rangle$  ein. Dabei zeigen die Ergebnisse eine deutliche Abhängigkeit vom Fließtiefenverhältnis. Bei großen Wassertiefen dominiert auf dem Vorland der advective Term über den diffusiven Term, während es sich im Hauptgerinne gerade umgekehrt verhält. Das absolute Maximum des advectiven Terms ist dabei dem Betrag nach

aber größer als das des diffusiven Terms. Dies ist nicht mehr der Fall bei einem kleineren Fließtiefenverhältnis. Hier überwiegt der diffusive Anteil bis auf einen kurzen Bereich auf dem Vorland nahe der Kante. Der Einfluß von Sekundärströmungen auf die Scheinschubspannung läßt sich also besonders für große Fließtiefen nicht vernachlässigen.



**Abb. 2.20** Vektordarstellungen der Sekundärströmung für verschiedene Fließtiefenverhältnisse und glatte Vorländer (aus TOMINAGA & NEZU 1990)

### TOMINAGA & NEZU

In einer weiteren Veröffentlichung wurden die bereits bei TOMINAGA et al. (1989) beschriebenen Versuche noch ausgeweitet, indem eine Konfiguration mit rauher Vorlandsohle (strukturierte Gummimatten) durchgeführt wurde (TOMINAGA & NEZU 1990). Die resultierenden Sekundärströmungen entsprechen in Größe und Ausrichtung weitestgehend denen einer glatten Sohle, so daß im Rahmen der Versuche der Einfluß der Wandrauheit gegenüber dem der Gerinnegeometrie und der Fließtiefenverhältnisse von untergeordneter Bedeutung ist.

Außerdem untersuchten die Autoren die Verteilung der Hauptströmungskomponente und konnten die Gültigkeit der logarithmischen Geschwindigkeitsverteilung (Gl. 2.28) mit einer von Karman-Konstanten  $\kappa = 0,41$  und der Integrationskonstante  $A = 5,3$  nachweisen. Die Werte für die Konstanten stammten aus Laborversuchen von NEZU & RODI (1986) in einem Rechteckquerschnitt, führten aber auch im vorliegenden gegliederten Gerinne, abgesehen von einem kleinen Bereich direkt an der Böschungskante, zu einer guten Übereinstimmung. Die freie Oberfläche wirkte sich dabei im Hauptgerinne ab  $z^+ > 400$  (bzw.  $z/H > 0,35$ ) aus und führte zu Abweichungen von der logarithmischen Verteilung, die mit abnehmender Entfernung von der Böschungskante größer wurden. Diese Feststellung macht deutlich, daß das universelle logarithmische Gesetz auch dann Gültigkeit besitzen kann, wenn von unterschiedlichen Annahmen (z.B. bei gegliederten Gerinnen:  $\partial/\partial y \neq 0$ ) ausgegangen wird. Außerdem konnten die Autoren einen Ansatz für den advektiven Term herleiten, der auf einer Vereinfachung der Querströmungsverteilung, gekoppelt mit dem Ansatz des logarithmischen Profils beruht. Durch die Annahme einer linearen Verteilung der horizontalen Komponente  $\bar{v}$  über die Wassertiefe mit Maximalwerten  $\bar{v}_{\max}$  an der Sohle und  $-\bar{v}_{\max}$  an der Wasseroberfläche, läßt sich diese vereinfachend schreiben:

$$\bar{v} = \bar{v}_{\max} \cdot \left(1 - \frac{2 \cdot z}{H'}\right) \quad (2.81)$$

Mit dem logarithmischen Geschwindigkeitsgesetz eingesetzt in Gl. (2.77) ergibt sich somit:

$$J = \frac{1}{H'} \cdot \int_0^{H'} \bar{v}_{\max} \cdot \left(\frac{2 \cdot z}{H'} - 1\right) \cdot \left(\frac{u_*}{\kappa} \cdot \ln \frac{u_* \cdot z}{\nu} + A \cdot u_*\right) dy = 1,25 \cdot \bar{v}_{\max} \cdot u_* \quad (2.82)$$

Als Näherungswert geben die Autoren  $\bar{v}_{\max} = 0,7 \cdot \bar{u}_*$  aus ihren Versuchen an, wobei die Schubspannungsgeschwindigkeit  $\bar{u}_*$  über den Querschnitt gemittelt wurde. Für den advektiven Term in Gl. (2.76) ergibt sich somit ein direkter Wert von  $J = \bar{u}_*^2$ .

### KNIGHT & SHIONO

KNIGHT & SHIONO (1990) analysierten die Turbulenzstruktur in gegliederten Gerinnen ohne Vegetation ausgehend von LDA-Messungen, die im Rahmen der großmaßstäblichen SERC-

FCF-Versuche (siehe SCHUMACHER 1995) durchgeführt wurden. Dabei konnten sie die Gültigkeit des logarithmischen Geschwindigkeitsgesetzes für Bereiche zweidimensionaler Strömungscharakteristik verifizieren, was allerdings für den Böschungsbereich aufgrund des starken turbulenten Queraustausches nicht erfüllt ist. Für die Konstanten der logarithmischen Verteilung werden ebenso wie bei TOMINAGA & Nezu (1990) die Werte aus den Versuchen von NEZU & RODI (1986) angegeben. Dabei erstreckt sich die vertikale Gültigkeit im Hauptgerinne bis zu einer Wassertiefe von  $z \leq 0,7 \cdot H$  und übersteigt sogar die aus der Literatur bekannten Grenzen von 20% der Wassertiefe. Außerdem konnte für die Gültigkeitsbereiche des logarithmischen Profils ebenfalls eine standardisierte Verteilung der Turbulenzintensität der drei Geschwindigkeitskomponenten angegeben werden:

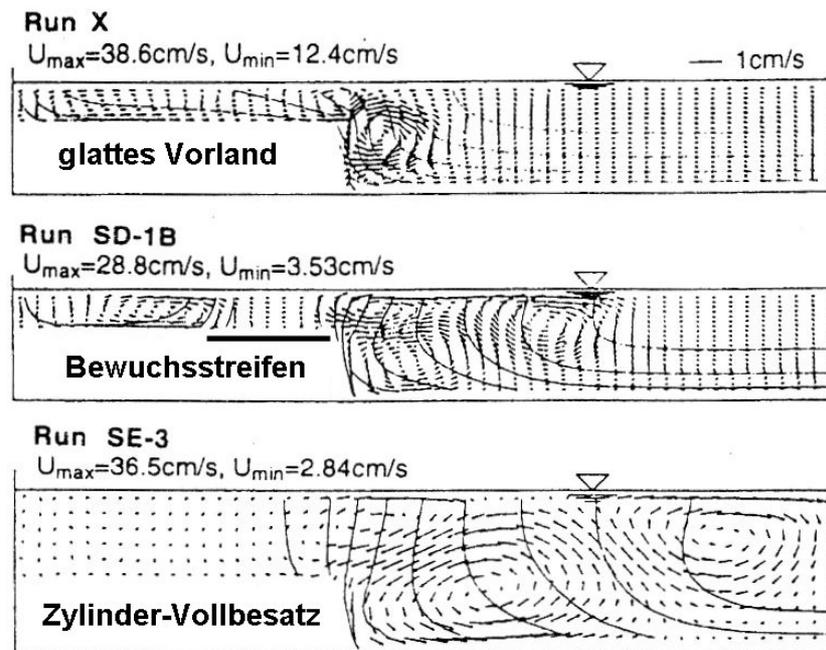
$$\frac{\overline{u'}}{u_*} = 2,181 \cdot e^{-0,665 \cdot z / H} \quad (2.83a)$$

$$\frac{\overline{v'}}{u_*} = 1,386 \cdot e^{-0,6642 \cdot z / H} \quad (2.83b)$$

$$\frac{\overline{w'}}{u_*} = 1,1403 \cdot e^{-0,5581 \cdot z / H} \quad (2.83c)$$

### SANO

TSUJIMOTO & SHIMIZU (1994) verwenden die Versuchsergebnisse von SANO, um ihr numerisches Modell („algebraic stress turbulence model“) zu validieren. Sie gehen dabei von tiefengemittelten Geschwindigkeiten aus und berechnen die Sekundärströmungen und Isotachen für verschiedene Gerinnequerschnitte (siehe Abb. 2.21). Dabei untersuchen sie auch eine Anordnung „SE-3“ mit komplett besetztem Vorland (mit der relativ hohen Besetzungsdichte  $d_s / a_x \cdot a_y = 7 \text{ cm}^{-1}$ ) und einem großen Fließtiefenverhältnis von  $h / H = 0,52$ . Die anderen Versuche beziehen sich auf einen Zustand „X“ mit glattem Vorland und „SD-1B“ mit kurzem Bewuchsstreifen auf einem Drittel des Vorlandes. Im Vergleich zeigt sich eine starke Abhängigkeit vom Fließtiefenverhältnis und damit von der Geschwindigkeitsdifferenz zwischen Vorland und Hauptgerinne. Beim Versuch „SE-3“ ist



**Abb. 2.21** Numerische Berechnung der Geschwindigkeits- und Sekundärströmungsstruktur bei unterschiedlicher Vorlandbesetzung (modifiziert nach TSUJIMOTO & SHIMIZU 1994)

diese Differenz am größten und die Sekundärströmung läuft vom Hauptgerinne diagonal auf die Böschungskante zu. Die Größenordnung der maximalen, horizontalen Vektoren beträgt in etwa  $\bar{v}_{\max} \approx 1 \text{ cm/s}$  (bzw.  $\bar{v}_{\max} \approx 0,03\bar{u}_{\max}$ ). Der Vorlandwirbel im Übergangsbereich ist nur schwach ausgebildet, während im Bewuchs selbst die Ausbildung von Sekundärströmungen durch die Bewuchselemente verhindert wird. Bei kleineren Fließtiefenverhältnissen sind diese Wirbelstrukturen ähnlich ausgeprägt, aber deutlich kompakter und räumlich weniger ausgedehnt. Auch die tiefengemittelten Geschwindigkeitsprofile in Abb. 2.22 sind durch Sekundärströmungen beeinflusst. Versuch „SE-3“ weist dabei einen höckerartigen Verlauf im Hauptgerinne auf, bei dem der Gradient der Geschwindigkeit von der Vegetation zuerst sehr steil verläuft, etwa in der Mitte des Hauptgerinnes fast horizontal wird und daraufhin zur Wand hin nochmals ansteigt. Im Nahbereich zur Vegetation hin tritt also eine beschleunigende Wirkung der Hauptströmung durch sekundärströmungsbedingte Verfrachtung hoher Geschwindigkeitsanteile aus dem Hauptgerinne ein, während das Geschwindigkeitsdefizit im Bereich des Höckers durch niedrige Geschwindigkeitsanteile verursacht wird, die von der Sohle nach oben gelangen. Die beiden anderen Versuche ohne Vegetation „X“ und mit Bewuchsstreifen „SD-1B“ weisen diese Verformung nicht auf, was mit der schwächer ausgeprägten Sekundärströmungsstruktur im Hauptgerinne in Verbindung steht.

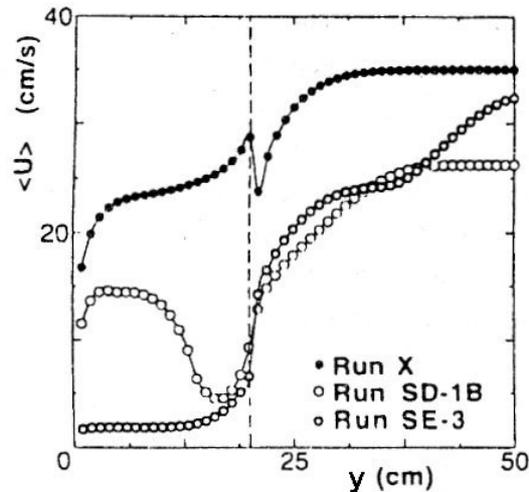


Abb. 2.22 Numerische Berechnung der tiefengemittelten Geschwindigkeitsverteilung bei unterschiedlicher Vorlandbesetzung (nach TSUJIMOTO & SHIMIZU 1994)

**TSUJIMOTO & TSUJI**

Die Laboruntersuchungen von TSUJIMOTO & TSUJI (1995) dienten der Charakterisierung der Geschwindigkeits- und Turbulenzverteilung in gegliederten Gerinnen mit homogener und streifenartiger Vorlandvegetation. Dabei wurde ein lamellenartiges, sternförmiges Verpackungsmaterial (sog. „tellerette“) aus Polypropylen als Vegetation eingesetzt. Die relativen Wassertiefen der Versuche  $h/H$  lagen im Bereich von 0,61 bis 0,70. Die Vorlandbreite war dabei relativ schmal und betrug nur ein Drittel der gesamten Breite.

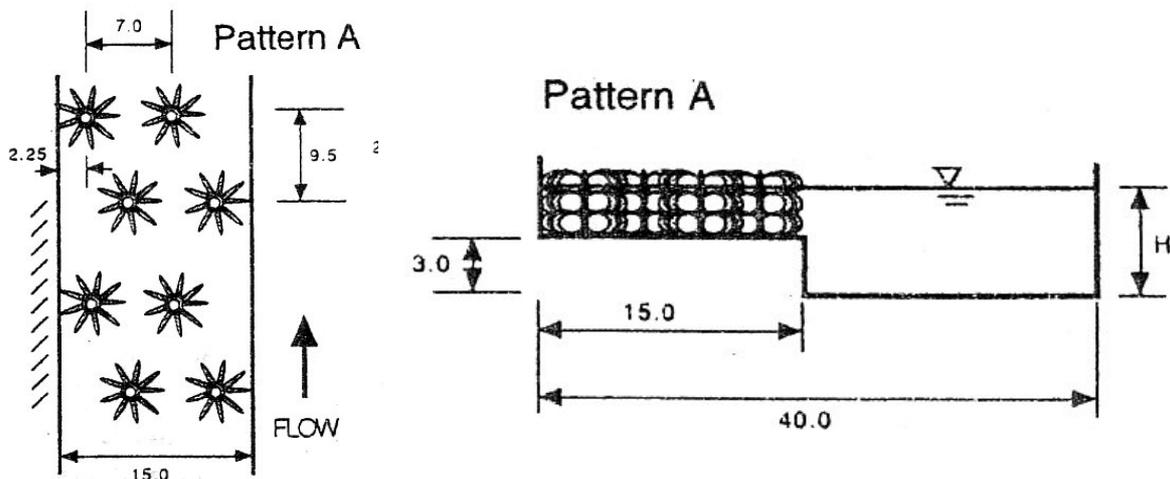
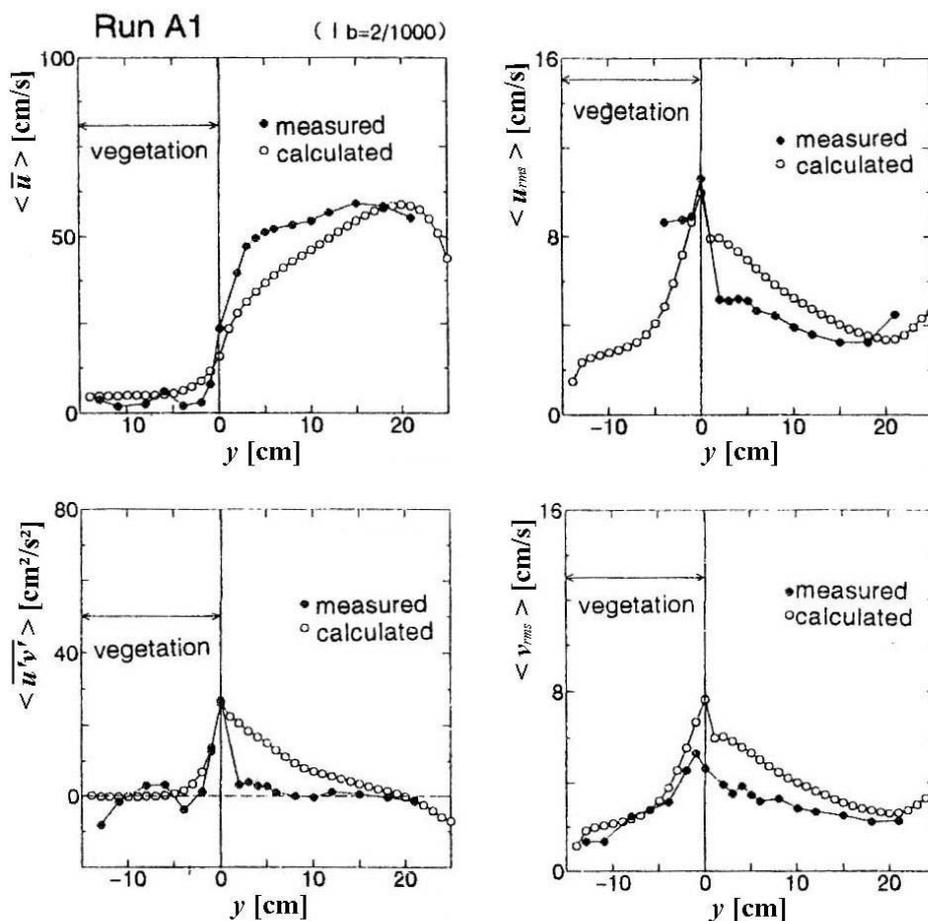


Abb. 2.23 Besetzungsmuster und Gerinnegeometrie bei TSUJIMOTO & TSUJI (1995)

Die horizontalen Geschwindigkeitsprofile in Abb. 2.24 lassen folgende Schlüsse zu: Bei homogen und vollständig besetztem Vorland erfolgt der Abbau der maximalen Fließgeschwindigkeit bereits unmittelbar an der Vorlandkante, bzw. der ersten Stabreihe. Das bedeutet, daß die Versuche keine ausgeprägte mitwirkende Breite aufwiesen. Außerdem wurden größere Gradienten der Fließgeschwindigkeit und ein schnellerer Abbau der Reynoldsschubspannungen im interaktions-beeinflußten Hauptgerinne gemessen als bei vergleichbaren Versuchen mit kreiszylindrischer Vegetation (TSUJIMOTO & TSUJI 1995). Die Struktur der Sekundärströmungszellen wurde über ein numerisches Modell berechnet. Dabei wurde beobachtet, daß der Vorlandwirbel durch die Wirkung der Vegetation auf dem Vorland unterdrückt wird. Im Hauptgerinne bildeten sich nahe der Böschung zwei gegenläufige Zellen aus, die etwa in einem Winkel von  $45^\circ$  auf die Böschungskante zuliefen. Diese Struktur entspricht der von ARNOLD et al. (1989) identifizierten, die aus den horizontalen Geschwindigkeitskomponenten hervorging.



**Abb. 2.24** Tiefengemittelte, horizontale Verteilung der Fließgeschwindigkeit  $\langle \bar{u} \rangle$ , der Turbulenzintensitäten  $\langle u_{rms} \rangle$  und  $\langle v_{rms} \rangle$  sowie der Reynoldsschubspannung  $\langle \bar{u}'v' \rangle$  aus gemessenen und berechneten Daten (TSUJIMOTO & TSUJI 1995)

**NEZU, ONITSUKA & IKETANI**

Das bereits in Kapitel 2.3.2 vorgestellte phänomenologische Modell von NEZU et al. (1999) geht auf Laborversuche in einem asymmetrischen, glatten Doppelrechteckquerschnitt mit Fließtiefenverhältnissen von  $0,167 < h/H < 0,67$  zurück. Die Messungen der Sekundärströmungen, Isotachen der Hauptströmungskomponente und Reynoldsschubspannungen stimmen dabei sehr gut mit den Ergebnissen von TOMINAGA et al. (1989) überein. Als neue Methode zur Bestimmung der Schubspannungsgeschwindigkeit wurde das lineare Geschwindigkeitsgesetz der viskosen Unterschicht nach Gl. (2.25) angewendet. Da nahe der Sohle ( $y^+ < 5$ ) mit hoher räumlicher Auflösung gemessen wurde, lagen genug Punktmessungen vor, um die Gültigkeit der Verteilung für diesen Bereich zu verifizieren. Zusätzlich wurde auch das logarithmische Geschwindigkeitsgesetz auf die darüberliegende Schicht ( $y^+ \geq 30$ ) angewendet. Ein Vergleich der daraus berechneten Sohlenschubspannung mit der aus dem Ansatz des linearen Geschwindigkeitsprofils ergab, daß der logarithmische Ansatz zu einer Unterschätzung der Sohlenschubspannung im Hauptgerinne und an der Böschungskante führt. Mit abnehmender Wassertiefe wird der Schubspannungsunterschied zwischen Hauptgerinne und Vorland aber nach beiden Ansätzen größer und ein lokales Minimum an der Böschungskante entsteht. Eine genauere Erfassung der zeitlichen Strömungsabläufe wurde durch PIV-Messungen (Particle Image Velocimetry) erreicht. Dabei konnten die bereits angesprochenen horizontalen Wirbelstrukturen aufgenommen werden, die in einer zeitlichen Mittelung der Messungen verloren gehen.

**HASEGAWA, ASAI, KANETAKA & BABA**

HASEGAWA et al. (1999) führten Experimente zur Strömung und Sohlenerosion von bewachsenen Uferböschungen bei großen relativen Fließtiefen in einem Freiland-Versuchskanal durch. Der Kanal war etwa 40,0 m lang, von denen die mittleren 16,0 m mit Vegetation besetzt waren. Die Breite des Kanals betrug insgesamt 2,2 m, gegliedert in ein 1,0 m breites, offenes Hauptgerinne und einen 1,2 m breiten Böschungstreifen der Neigung 1,5:1.

Als Böschungsvegetation dienten starre Holzzylindern mit hoher Besetzungsdichte ( $a_x = a_y = 2,5 \div 3,2 \text{ cm}$ ). Die maximale Wassertiefe in den Versuchen war 0,8 m. Die hohe Dichte der Vegetation führte im Bereich der Böschung zu sehr kleinen Fließgeschwindigkeiten, so daß kein Gradient der horizontalen Geschwindigkeitsverteilung

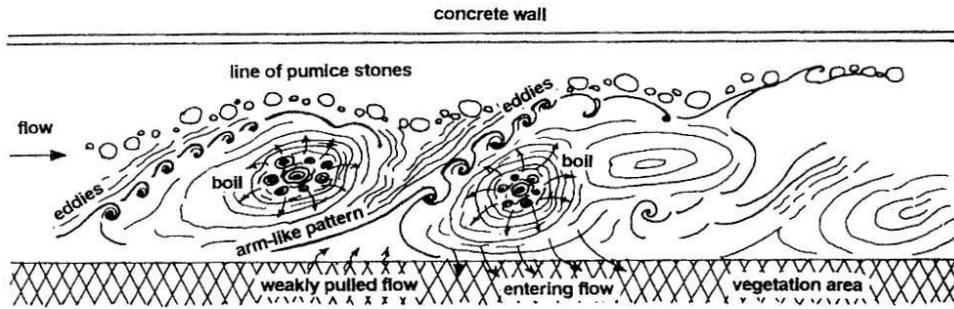


Abb. 2.25 Beobachtete Strömungsstruktur an der Oberfläche (nach HASEGAWA et al. 1999)

innerhalb der Vegetation mehr vorhanden war. Die Autoren beobachteten sog. „boils“, also Wirbelwalzen, die vom Böschungsfuß aufsteigen und von kleineren horizontalen Wirbeln („eddies“) flankiert werden, als wesentlichen Mechanismus des Interaktionsvorgangs (siehe Abb. 2.25). Die Messungen der Querströmung (Abb. 2.26b) zeigen jedoch tendenziell, daß

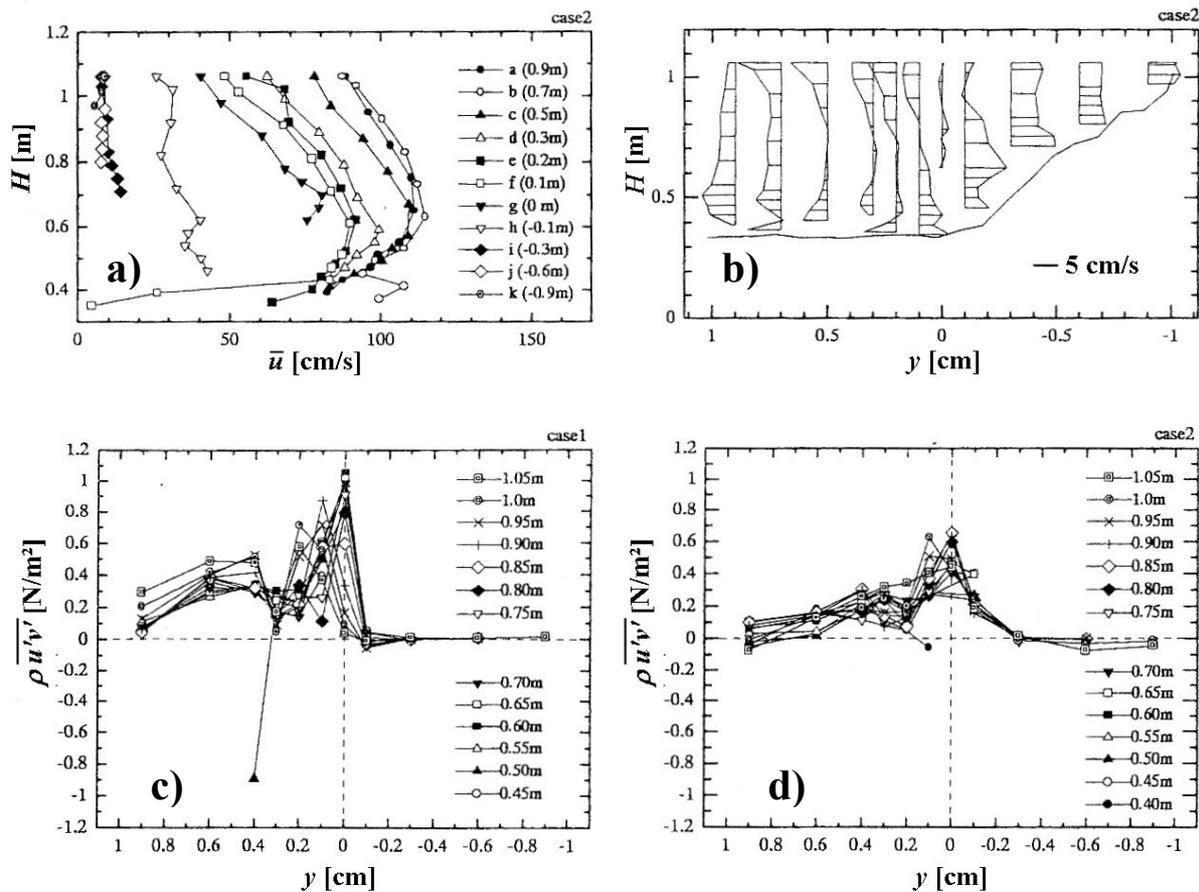


Abb. 2.26a-d Gemessene vertikale Fließgeschwindigkeitsprofile  $\bar{u}$  und Querströmungsprofile  $\bar{v}$  für die geringere Besetzungsdichte („case 2“) sowie Reynoldsschubspannungen  $\rho \cdot u'v'$  für beide Besetzungsdichten (nach HASEGAWA et al. 1999)

sich eine Sekundärströmungszelle mit Achse in Fließrichtung ausbildet, die am Böschungsfußpunkt vom Hauptgerinne in Richtung der Vegetation orientiert ist. Die maximale Größe der Querströmung liegt im Bereich von  $0,05 \cdot \bar{u}_{\max}$ . Das legt nahe, daß es sich bei den „boils“ um periodische Überlagerungen aus horizontalen und vertikalen Wirbelstrukturen handelt. Der Einfluß spiegelt sich auch hier in der vertikalen Verteilung der Hauptströmungskomponente in Abb. 2.26a wieder. Aufgrund der schmalen Gerinnegeometrie ist der gesamte Hauptgerinnequerschnitt als interaktions-beeinflußt anzunehmen. Die maximalen Geschwindigkeiten treten dabei in einer Höhe von  $z \approx H/3$  auf und weichen somit deutlich von einer logarithmischen Verteilung ab. Mit zunehmender Wassertiefe und Nähe zur Böschung macht sich im Hauptgerinne der Impulsaustausch mit den langsamen Geschwindigkeiten in der Vegetation bemerkbar.

Die resultierenden Reynoldsschubspannungen  $\overline{u'v'}$  weisen ihr Maximum direkt an der Vegetationskante auf, wobei die Spitzenwerte bei kleinerer Besetzungsdichte etwa halb so groß ausfallen (siehe Abb. 2.26c-d). Verglichen mit den Ergebnissen anderer Autoren sind die gemessenen Spitzenwerte mit  $\overline{u'v'} = 0,0006 \div 0,0011 \text{ m}^2 / \text{s}^2$  (geringe und hohe Dichte) aber relativ klein. Durch eine Betrachtung der Impulsbilanzgleichung konnte gezeigt werden, daß die advektiven Terme mit 57-67% stärker zum Impulsaustausch bzw. der tiefengemittelten Scheinschubspannung beitragen als die Reynoldsschubspannungen (33-43%). Eine größere Besetzungsdichte führte dabei zu einem stärkeren prozentualen Anteil der advektiven Terme.

## 2.4 Wechselwirkungen zwischen Morphologie und Strömung in gegliederten Gerinnen

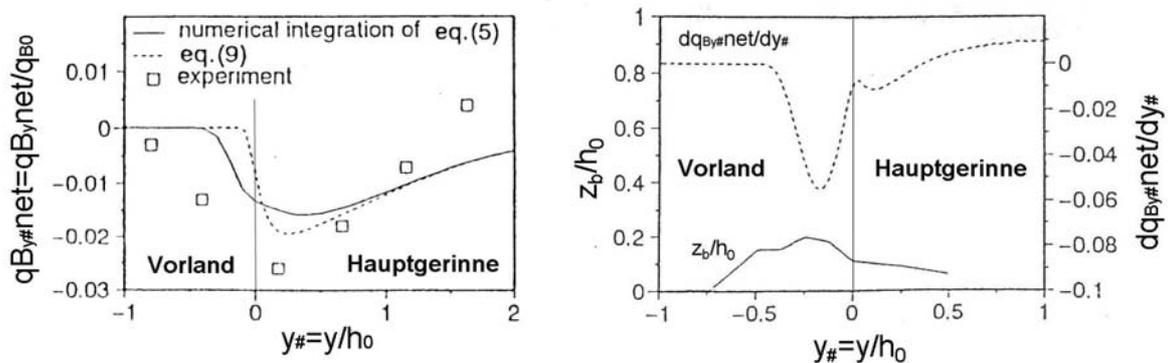
Im vorausgegangenen Kapitel aufgezeigten Strömungsphänomene beeinflussen abgesehen von der Strömung und den Abflußbedingungen auch den Sedimenttransport und die morphologischen Prozesse in gegliederten Gerinnen. Dabei spielen vor allem auch kleinskalige Prozesse wie die Bildung von sog. Uferrehnen auf dem Vorland oder Erosionsrinnen im Hauptgerinne eine wichtige Rolle, besonders in Bezug auf Gewässerentwicklung, Eigendynamik und Habitatvielfalt. Diese Prozesse sind aus der Natur bekannt, z.B. Auflandungen am Oberrhein von bis zu 2m in 50 Jahren oder die Bildung von Uferrehnen bei kleineren Flüssen wie z.B. Enz und Murr, konnten aber bisher aufgrund ihrer hohen Komplexität durch der Wechselwirkungen zwischen Vegetation, Strömung und Sediment noch keiner systematischen Analyse unterzogen werden. Aber auch was Laborstudien betrifft, steht die Forschung hier erst an ihrem Anfang.

Um einen Überblick über den Stand des Wissens zu geben, werden die wichtigsten Studien zu morphologischen Prozessen in gegliederten Gerinnen nachfolgend kurz vorgestellt. Bei allen Vereinfachungen in den Modellen sollte aber nicht vergessen werden, daß es sich hierbei in der Natur um höchst instationäre Prozesse handelt (z.B. die zeitliche Verschiebung von Hochwasserganglinie, Schwebstoff- und Geschiebeganglinie).

Es sei noch darauf hingewiesen, daß der Begriff „Uferrehne“ recht unpräzise definiert ist. Neben der nachfolgend behandelten Bildung eines Sedimentationsbereichs auf dem Vorland, wird in der Praxis auch die Sedimentation direkt innerhalb eines schmalen Vegetationsstreifens an der Böschungskante verstanden, der bei naturnahen Fließgewässern häufig zu beobachten ist und oftmals zusammen mit Erosionsrinnen neben Vegetationsstreifen auf dem Vorland auftritt (vgl. HOHMANN & KONOLD 1995). Daher sollte eine genauere Abgrenzung dieser beiden physikalischen Phänomene bei der Rehenbildung weiterführenden Studien vorausgehen.

**TSUJIMOTO & KITAMURA**

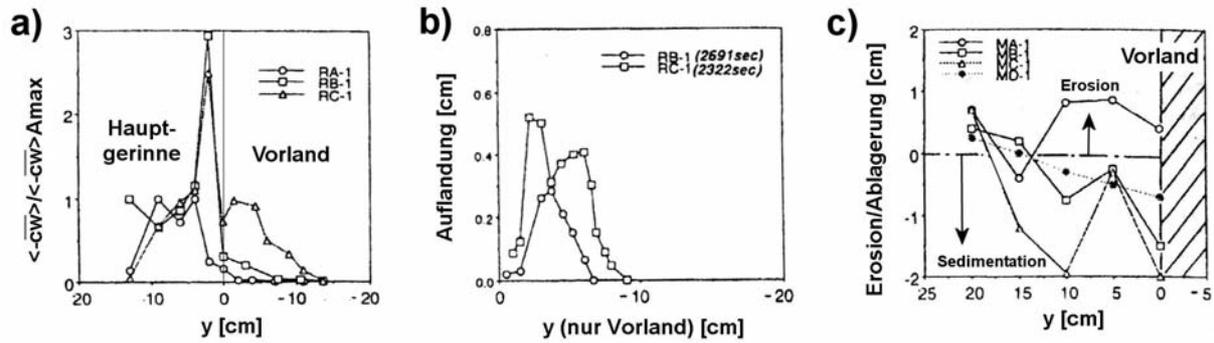
Die Laborversuche von TSUJIMOTO & KITAMURA (1995) fanden in einem Rechteckquerschnitt ohne Vorlanderhöhung statt, in dem eine Hälfte mit kreiszylindrischer Vegetation besetzt war. Mit einem Stammdurchmesser von  $d_s = 1 \div 2 \text{ mm}$  und Abständen von  $a_x = a_y = 10 \div 28 \text{ mm}$  ergaben sich sehr hohe Besetzungsdichten. Die Strömung war von periodischen Wasserspiegelfluktuationen und einem Impulsaustausch über horizontale Wirbel mit vertikalen Achsen geprägt. Dabei wurde festgestellt, daß die Wasserspiegelschwankungen mit ihrer niedrigen Frequenz (vgl. Interaktionsmodell von KAISER in Kap. 2.3.2) eine Beeinflussung des Geschiebetransportes bewirkten. Außerdem konnten sie eine erhöhte Ablagerung im Übergangsbereich zur Vegetation nachweisen, die zur Bildung eines Sedimentkamms in longitudinaler Richtung („longitudinal sand ridge“) führte. In Abb. 2.27 sind die Ablagerungshöhe  $z_b / h_0$  sowie die gemessene und berechnete Geschiebetransportrate  $q_{B_{y\#}net}$  dargestellt. Letztere erreicht im Übergangsbereich nahe der Böschungskante ( $y_{\#} = 0$ ) ihren Spitzenwert  $q_{B_{y\#}net} = -0,028$ , wobei das negative Vorzeichen einen Transport in Richtung des Vorlandes bedeutet.



**Abb. 2.27** Gemessener, lateraler Nettotransport von Geschiebe (linke Abb.) und Sohlenprofil (rechts), modifiziert nach TSUJIMOTO & KITAMURA (1995)

**MURAKAMI, NAKAGAWA & TSUJIMOTO**

In einem 0,5m breiten, gegliederten Rechteckquerschnitt führten MURAKAMI et al. (1994) Laborversuche mit fixer und beweglicher Sohle durch. Dabei wurden auf dem 0,18m breiten Vorland vier verschiedene Rauheiten realisiert: a) glattes Vorland ohne Vegetation, b) Vollbesatz mit Kreiszyklindern, c) schmaler Bewuchsstreifen der Breite  $b = 6 \text{ cm}$  zum



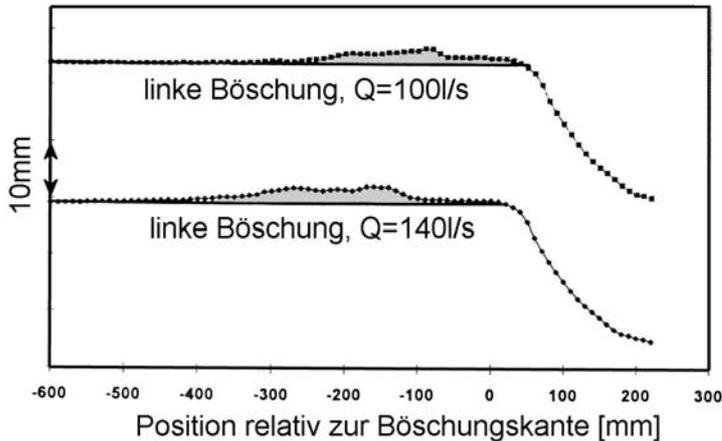
**Abb. 2.28a-c** a) Tiefengemittelte Transportrate, b) Dimensionen der gebildeten Rehen auf dem Vorland und c) Erosion/Aufandung im Hauptgerinne modifiziert nach MURAKAMI et al. (1994)

Hauptgerinne hin und d) Bewuchsstreifen der Breite  $b = 12\text{cm}$  zur Gerinnewand hin. Die untersuchten Fließtiefenverhältnisse lagen im Bereich  $h/H = 0,35 \div 0,45$  und wurden daher vom Impulsaustausch über horizontale Wirbel mit vertikalen Achsen dominiert. Nur in den Versuchen mit glattem Vorland traten auch Sekundärströmungen auf, die an der Böschungskante nach oben gerichtet waren.

Dabei wurden sowohl Versuche mit fixer Sohle, bei denen suspendierter Feinsand ( $d_m = 0,22\text{mm}$ ) im Hauptgerinne zugegeben wurde (Versuchsbezeichnungen RA, RB, RC), als auch mit beweglicher Hauptgerinnesohle (Versuche MA, MB, MC, MD) durchgeführt. Messungen der Konzentration der suspendierten Sedimente ergaben, daß sich die maximale Transportrate in lateraler Richtung beim Vorhandensein von Vegetation in Richtung der Böschungskante verlagert und ungefähr um den Faktor 3 größer wird (siehe Abb. 2.28a). Dies führte bei den Versuchen ohne Vegetation zu einer Sedimentation im Hauptgerinne nahe der Böschungskante, während bei den Versuchen mit Vegetation einerseits Erosion im Hauptgerinne nahe der Böschung auftrat und andererseits Ablagerungen in Form von Rehen auf dem Vorland entstanden (vgl. Abb. 2.28b und 2.28c).

### BENSON et al.

BENSON et al. (1997) führten im Rahmen der Phase C des FCF-Versuchsprogramms in Wallingford Experimente in gegliederten Gerinnen mit beweglicher Sohle und glatten Vorländern durch. Dabei bildeten sich nahe der Böschungskante ebenfalls Rehen aus

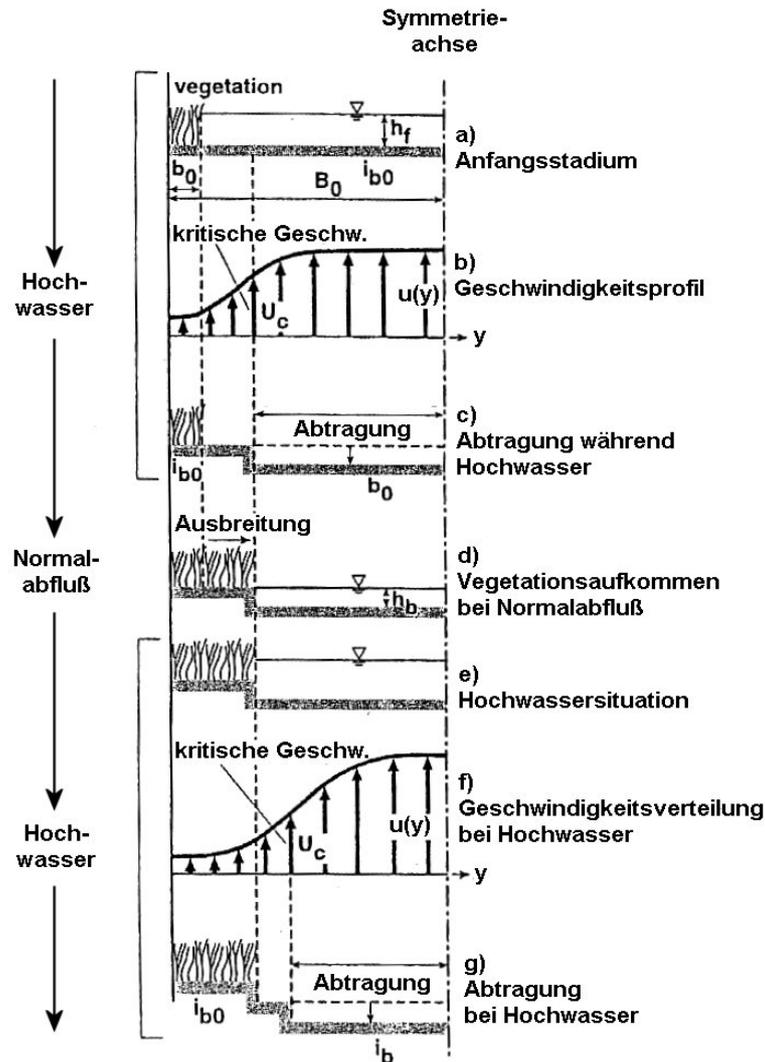
**Abb. 2.29**

*Ablagerungen von suspendiertem Sediment auf dem Vorland (modifiziert nach BENSON et al. 1997)*

feinem, abgelagertem Material aus. Die Zugabe des suspendierten Sediments ( $d_{50} = 0,1\text{mm}$ ) erfolgte im Hauptgerinne etwa 100mm von der Böschungskante entfernt. Die Ergebnisse sind in Abb. 2.29 im Querprofile für zwei verschiedene Versuche dargestellt. Da kein Sediment auf dem Vorland zugegeben wurde, läßt sich die Rehenbildung hier nur durch einen advektiven Transport über Querströmungen aus dem Hauptgerinne erklären.

### TSUJIMOTO

TSUJIMOTO (1999) gibt eine Zusammenfassung der wichtigsten Transportmechanismen und unterscheidet zum einen den Transport suspendierter Feinstoffe durch einen horizontalen Impulsaustausch und zum anderen den Geschiebetransport, dessen Vektor nahe der Vegetation an die Wasserspiegelschwankungen und periodischen Richtungswechsel in Verbindung mit den Interaktionsprozessen gekoppelt ist. Bei den suspendierten Feinstoffen ist die Konzentration im Hauptgerinne größer und führt zu Ablagerungen im Übergang zum Bewuchs, wo deutlich geringere Schubspannungen auftreten. Dieser Prozeß führt zur Entwicklung einer natürlichen Böschung. Beim Geschiebetransport kommt es zur Bildung von Uferrehnen, die aus einem sohlennahen Transport aus dem Hauptgerinne in Richtung des Vorlandes entstehen. Dabei lagern sich bei ungleichförmiger Sieblinie vor allem die feineren Anteile des Sediments in Form einer Rehne ab. Allerdings weist TSUJIMOTO darauf hin, daß dieser Prozeß in der Natur sehr dynamisch verläuft und z.B. auch saisonal starken Schwankungen unterliegt. Abb. 2.30 gibt diesen Zusammenhang am Beispiel der Auflandung eines bewachsenen Vorlandes unter dem Einfluß von saisonalen Hochwasserereignissen schematisch wieder.

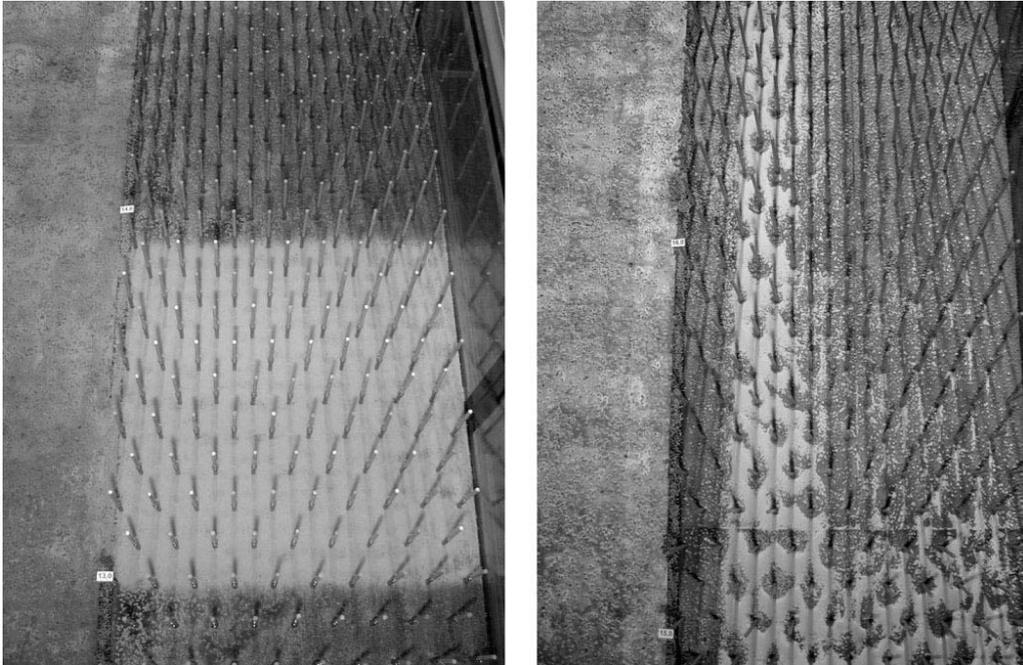


**Abb. 2.30** Saisonale Abhängigkeit der morphologischen Prozesse im Übergang von Hauptgerinne zur Vegetation (modifiziert nach TSUJIMOTO 1999)

### DITTRICH & SPECHT

DITTRICH & SPECHT (2002) führten Laborversuche in einer großen Kipprinne durch, deren Geometrie und Vegetationsparameter mit dieser Arbeit vergleichbar sind. Dabei wurde ein Sedimentfeld aus feinem Sand ( $d_{50} = 0,28\text{mm}$ ) auf dem Vorland aufgetragen und die Veränderung und Transportgeschwindigkeiten über die Versuchsdauer festgehalten. Bei den Versuchen mit Kreiszyllindern bildete sich eine sehr deutliche Rehne im Bewuchs nahe der Böschungskante aus (siehe Abb. 2.31). Die Analyse der Messungen ergaben, daß der Abstand der Rehne von der Böschungskante mit der mitwirkenden Vorlandbreite korreliert und mit zunehmenden mitwirkenden Vorlandbreiten und Fließtiefen ebenfalls ansteigt. Allerdings

muß hierbei beachtet werden, daß das abgelagerte Sediment nicht aus dem Hauptgerinne eingetragen wurde wie bei den zuvor genannten Autoren, sondern allein aus den Transport- und Umlagerungsprozessen auf dem Vorland resultierte.



**Abb. 2.31** *Bildung einer Uferrehne: links Sedimentfeld bei Versuchsbeginn, rechts Front des Sedimentfeldes nach einer Versuchsdauer von etwa 3h (aus DITTRICH & SPECHT 2002)*

## 3 Experimentelle Untersuchungen

### 3.1 Dimensionsanalytische Betrachtungen

Als Vorüberlegung zu den Versuchen wurden in einer dimensionsanalytischen Betrachtung die maßgeblichen Parameter identifiziert. Dabei läßt sich die Gesamtproblematik in die beiden Teilfelder gegliederte Gerinneströmung und Durchströmung von Vegetation aufteilen. Die wesentlichen Einflußgrößen für gegliederte Gerinneströmungen sind:

Parameter, die das Fluid beschreiben:

- die Dichte des Wassers	$\rho$	$[ \text{M L}^{-3} ]$
- die dynamische Zähigkeit	$\mu$	$[ \text{M L}^{-1} \text{T}^{-1} ]$

Parameter, die die Gerinnegeometrie beschreiben:

- die Sohlenneigung des Gerinnes	$I_{So}$	$[ - ]$
- die Hauptgerinnebreite	$B$	$[ \text{L} ]$
- die Vorlandbreite	$b$	$[ \text{L} ]$
- die Böschungsneigung	$\beta$	$[ - ]$

Parameter, die den Fließzustand beschreiben:

- der Durchfluß im Gesamtquerschnitt	$Q$	$[ \text{L}^3 \text{T}^{-1} ]$
- die mittlere Fließgeschwindigkeit	$\bar{u}_m$	$[ \text{L T}^{-1} ]$
- die Wassertiefe im Hauptgerinne	$H$	$[ \text{L} ]$
- die Wassertiefe auf dem Vorland	$h$	$[ \text{L} ]$
- die äquivalente Sandrauheit der Gerinnesohle	$k_{s,Rinne}$	$[ \text{L} ]$
- die äquivalente Sandrauheit der Böschung	$k_{s,Böschung}$	$[ \text{L} ]$
- die äquivalente Sandrauheit der Gerinnewand	$k_{s,Wand}$	$[ \text{L} ]$
- die Erdbeschleunigung	$g$	$[ \text{L T}^{-2} ]$

Bei der Parameterisierung der Vegetationseigenschaften wurde dazu nicht wie in vorausgegangenen Arbeiten das Elastizitätsmodul  $EI$  verwendet, sondern die aus Strömungsangriff und Vegetationswiderstand resultierenden dynamischen Eigenschaften. Diese Größen konnten direkt im Modell gemessen werden, anstatt den Umweg über eine Korrelation mit dem Elastizitätsmodul gehen zu müssen, der für die flexiblen Zylinder und die Zylinder mit Folienstreifen keine eindeutige Lösung ergeben hätte: Im ersten Fall aufgrund des vernachlässigbar kleinen  $E$ -Moduls des Moosgummi und im zweiten aufgrund der dreidimensionalen Struktur der Elemente (vgl. Kap. 3.3 und 3.6). Folglich kommen als Einflußgrößen für durchströmten Bewuchs hinzu:

Parameter, die die Besetzungsstruktur beschreiben:

- der Abstand der Elemente in Fließrichtung	$a_x$	[ L ]
- der Abstand der Elemente quer zur Fließrichtung	$a_y$	[ L ]
- die Anordnung der Elemente (Lage zueinander)	$\alpha_{veg}$	[ - ]

Parameter, die die Vegetationseigenschaften beschreiben:

- die angeströmte Fläche	$A_{\perp,veg}$	[ L <sup>2</sup> ]
- der Stammdurchmesser	$d_S$	[ L ]
- die Biegung in Fließrichtung	$\Delta x_{veg}$	[ L ]
- die Amplitude der Schwingung	$Amp_{veg}$	[ L ]
- die Frequenz der Schwingung	$f_{veg}$	[ T <sup>-1</sup> ]

Parameter, die den Fließzustand beschreiben:

- die mittlere Fließgeschwindigkeit im Bewuchs	$\bar{u}_{veg}$	[ L T <sup>-1</sup> ]
- die Wassertiefe auf dem Vorland, siehe c)	$h$	[ L ]

Da die Versuche mit konstanter Querschnitts- und Rinnegeometrie durchgeführt wurden und die Fluideigenschaften über den Versuchszeitraum gleichbleibend waren, konnten die

Parameter des Fluids und der Gerinnegeometrie als Konstanten aus der Dimensionsanalyse herausgenommen werden. Auch die Wandrauheiten sowie die Sohlen- und Böschungsrauheiten blieben unverändert. Damit ergibt sich die Beschreibung des zu untersuchenden Problems als Funktion der folgenden Parameter:

$$f(Q, \bar{u}_m, H, h, k_s, \bar{u}_{veg}, a_x, a_y, d_s, \alpha_{veg}, A_{\perp, veg}, \text{Amplitude}, \text{Frequenz}, \text{Biegung})$$

Daraus lassen sich die folgenden dimensionslosen Kenngrößen ableiten, die in den Versuchen als zu variierende Parameter von Bedeutung sind:

Für die Strömung in gegliederten Gerinnen:

- das relative Fließtiefenverhältnis	$h/H$	[ - ]
- die Froude-Zahl der Strömung	$Fr = u_m^2 / g \cdot H$	[ - ]
- die Reynoldszahl der Strömung	$Re = \bar{u}_m \cdot H / \nu$	[ - ]

Für die Vegetation auf dem Vortand:

- die Stamm-Reynoldszahl der Vegetation	$Re_s = \bar{u}_{veg} \cdot d_s / \nu$	[ - ]
- die dimensionslose Besetzungsdichte der Vegetation	$d_s^2 / a_x \cdot a_y$	[ - ]
- der Verbaugrad der Vegetation	$A_{\perp, veg} / a_x \cdot h$	[ - ]

wobei die angeströmte Fläche der Vegetation implizit über den folgenden funktionalen Zusammenhang gegeben ist:

$$A_{\perp, veg} = f(Re_s, d_s^2 / a_x \cdot a_y, \text{Amplitude}, \text{Frequenz}, \text{Biegung})$$

Über den Durchfluß  $Q$  und die Besetzungsdichte  $1/a_x \cdot a_y$ , sowie die unterschiedlichen Vegetationstypen konnten alle dimensionslosen Kenngrößen in den Versuchen variiert werden.

## 3.2 Versuchsdurchführung

### 3.2.1 Versuchsrinne

Die Versuche wurden in einer 18m langen und 1m breiten Plexiglas-Kippbinne des Theodor-Rehbock-Laboratoriums durchgeführt (siehe Abb. 3.1). In der hinteren Hälfte der Rinne wurde auf einer Länge von 9m mit Holzschalungstafeln ein halber Doppeltrapezquerschnitt eingerichtet. Die Breite des Hauptgerinnes betrug dabei  $B = 0,52\text{m}$  und die des Vorlands  $b = 0,48\text{m}$  (vgl. Abb. 3.2). Der Übergang zwischen Hauptgerinne und dem um  $\Delta z = 2,3\text{cm}$  erhöhten Vorland wurde mit einer Böschungsneigung von  $45^\circ$  (1:1) versehen. Die longitudinale Neigung der Rinne und ihrer Sohle wurde für alle Versuche auf  $I_s = 0,001$  festgelegt.

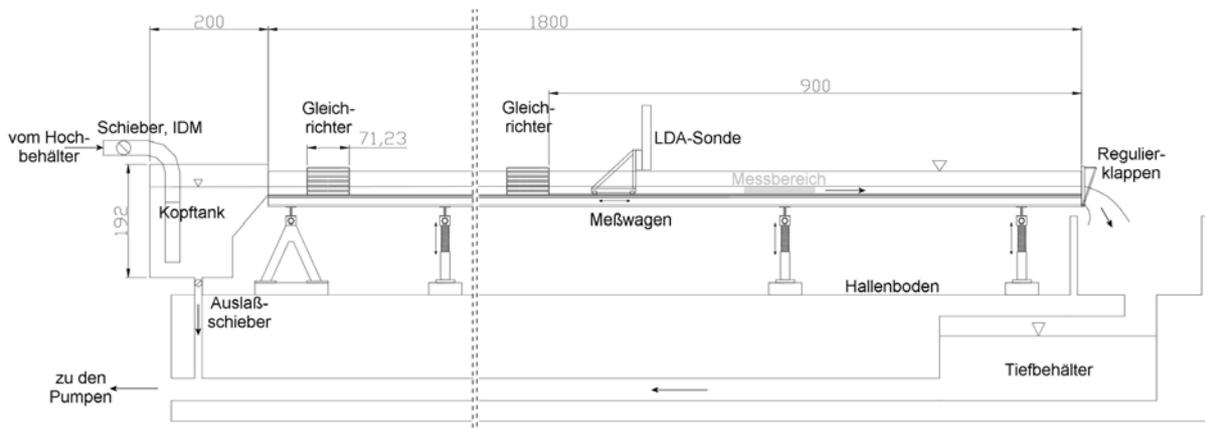


Abb. 3.1 Plexiglas-Kippbinne des Theodor-Rehbock-Laboratoriums (Maße in cm)

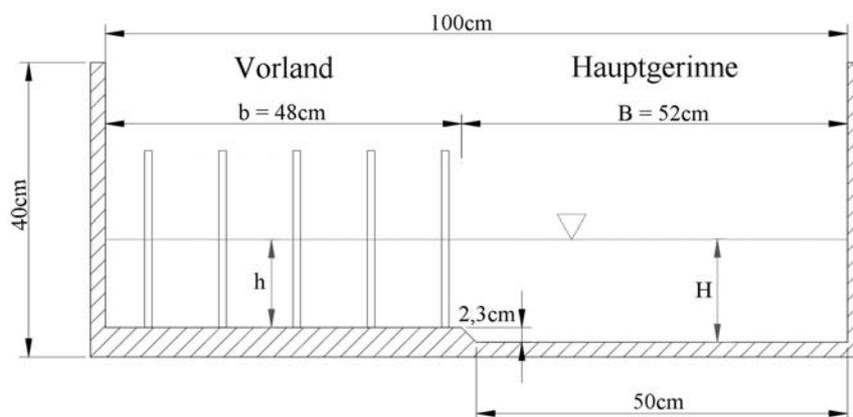
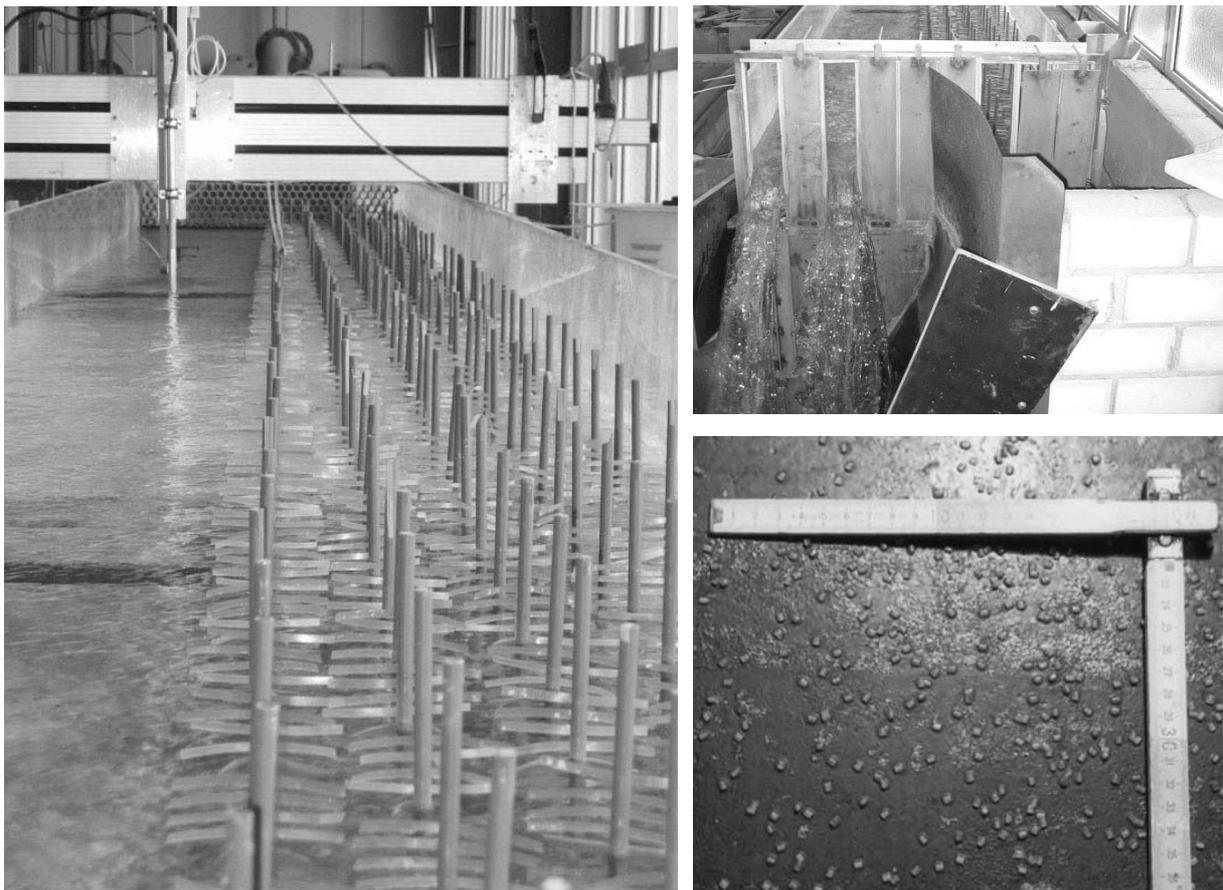


Abb. 3.2 Gegliederter Querschnitt der Plexiglas-Kippbinne (in Fließrichtung)

Die Rinne war an den Hochbehälter des Hallenkreislaufs angeschlossen, der mit zwei Pumpen aus dem Tiefbehälter gespeist wurde. Die Regulierung und Messung des Durchflusses  $Q$  erfolgte über einen induktiven Durchflußmesser (IDM), der in das Zuleitungsrohr integriert war. Eine Strömungsberuhigung wurde durch zwei Rohrgleichrichter gewährleistet, wobei einer im Einlaufbereich der Rinne und der zweite direkt vor der Versuchsstrecke installiert wurde. Die Anpassung der Wasserspiegellagen in den verschiedenen Versuchen wurde über acht individuell verstellbare Regulierklappen am Rinnenauslauf vorgenommen (siehe Abb. 3.3b). So konnten für die Messungen der Strömungsstruktur im gegliederten Querschnitt gleichförmige Abflußbedingungen und für die Bestimmung der Energieverlusthöhen des Vorlandes leicht ungleichförmige eingestellt werden.

Die Grundrauheit der Sohle sowie der Böschung wurde durch Aufbringung von PVC-Granulat mit einem mittleren Korndurchmesser von  $d_m = 3,0\text{mm}$  modelliert (siehe Abb. 3.3c). Dazu wurde ein Klebefilm aus Epoxydharz aufgetragen, dann das Granulat gleichmäßig aufgestreut und nach Abhärtung mit einer Schutzlackierung versehen.



**Abb. 3.3a-c** Versuchsrinne (links entgegen der Fließrichtung), Grundrauheit aus aufgeklebtem PVC-Granulat (rechts unten) und Regulierklappen am Auslauf (rechts oben)

### 3.2.2 Kalibrierung der Versuchsrinne

Die Versuchsrinne wurde vor Beginn der Versuche geodätisch eingemessen und die Führungsschienen des Meßwagens daraufhin exakt parallel zur Sohlage einjustiert. Die Nivellierung der Wasserspiegellagen erfolgte daraufhin mittels eines Spitzentasters, der an dem Meßwagen installiert wurde. Ablesungen erfolgten jeweils nur an einer Breitenposition im Hauptgerinne (bei  $y = 0,4m$ ). Eine Querneigung des Wasserspiegels aufgrund der Rauheitsunterschiede zwischen Vorland und Hauptgerinne lag außerhalb des Meßbereichs der Spitzentaster ( $\pm 0,01mm$ ) und wurde daher als vernachlässigbar gering angenommen.

In longitudinaler Richtung wurden in Abständen von  $\Delta x = 1,0m$  Ablesungen des Wasserspiegels und der Sohlenlage vorgenommen. Je nach eingestelltem Durchfluß wurden die sieben Regulierklappen so justiert, daß Sohlen- und Wasserspiegellage parallel, also die Fließtiefe über die gesamte Versuchsstrecke konstant war. Ausgenommen davon waren kurze Bereiche im Einlauf zur Versuchsstrecke ( $\approx 0,5m$ ) und im Auslauf der Rinne ( $\approx 1,5m$ ), die durch Beschleunigungs- bzw. Verzögerungseffekte und Querströmungen beeinflusst wurden und dementsprechend von einer gleichförmigen Wasserspiegellage abwichen.

Die Kalibrierung der Grundrauheit erfolgte über Auszählen der Anzahl der Granulatkörner pro Grundfläche. Dabei wurden an mehreren Stellen in der Versuchsstrecke Stichproben genommen und daraus die relativen Rauheitsdichten ermittelt. Die äquivalente Sandrauheit der Sohle  $k_s = 3,6mm$  wurde daraufhin über Anwendung des empirischen Zusammenhanges zwischen Rauheitsdichte und äquivalenter Sandrauheit (siehe Kap. 2.1.5) bestimmt.

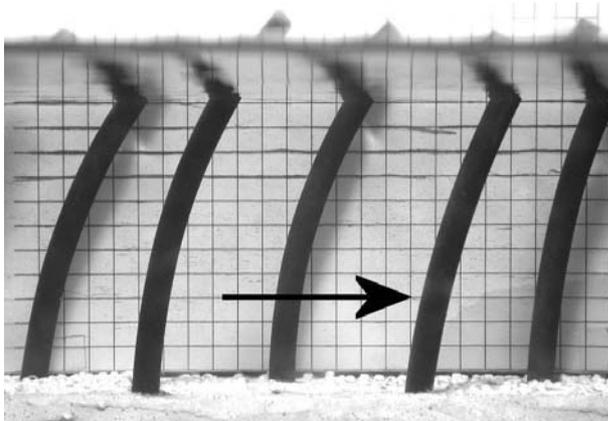
## 3.3 Modellierung der Vegetation

Für die modelltechnische Umsetzung des Vorlandbewuchses wurden zwei Variablen festgelegt: Besetzungsdichte und Flexibilität der Pflanzenelemente. Dabei lag durch den sehr kleinen Modellmaßstab von 1:100 eine Modellierung der komplexen Feinstruktur natürlicher Vegetation außerhalb der Versuchsmöglichkeiten. Daher wurde die Vegetation anhand ihrer geometrischen Ähnlichkeit (Elementabstände, Stammdicke) und damit ihrer integralen Widerstandswirkung umgesetzt. Andererseits konnten durch die Verwendung biegsamer

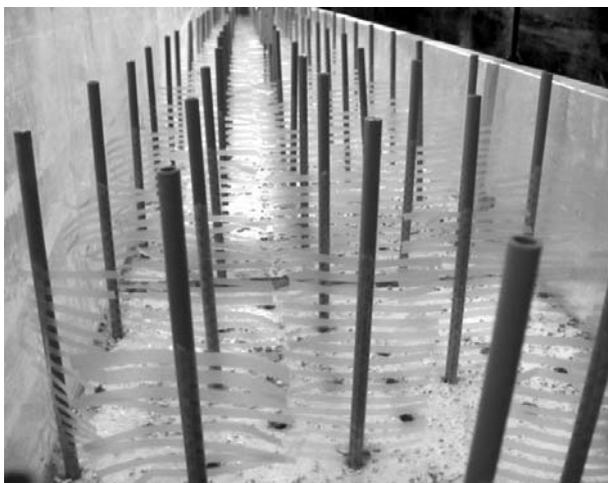
Materialien dynamische Pflanzeigenschaften wie Biegung, Kompression und Schwingung mit einbezogen und physikalisch beschrieben und gemessen werden. Damit ergaben sich insgesamt drei unterschiedliche Vegetationselemente, die in den Versuchen eingesetzt wurden.



**Abb. 3.4** *Starre Zylinder der Versuchsreihen s1 und s3 (Frontalansicht)*



**Abb. 3.5** *Flexible Zylinder der Versuchsreihen s2 und s4 (Seitenansicht)*



**Abb. 3.6** *Zylinder mit Folienstreifen der Reihen s5 und s6 (Frontalansicht)*

1.) Starre Zylinder mit konstantem Durchmesser von  $d_s = 1,0\text{cm}$ , gefertigt aus handelsüblichem PVC-Hohlmaterial, die zur Modellierung von älterem Baumbestand mit Stammstruktur eingesetzt wurden (siehe Abb. 3.4).

2.) Flexible, biegsame Zylinder mit konstantem Durchmesser  $d_s = 1,0\text{cm}$ , die aus geschlossenporigem Moosgummi hergestellt wurden, um Eigenschaften von jüngerem Bewuchs mit flexibler Stammstruktur zu berücksichtigen. Das Material ermöglichte eine Biegung in Fließrichtung und oszillierende Schwingungen der Elemente quer zur Strömung (siehe Abb. 3.5).

3.) Eine Kombination aus starren Zylindern und Folienstreifen, die senkrecht zur Zylinderachse in regelmäßigen Abständen aufgeklebt wurden. Die Folienstreifen wurden aus  $120\ \mu\text{m}$  dicker Polypropylen-Transparentfolie geschnitten, waren  $11\text{cm}$  breit und  $0,5\text{cm}$  hoch und wurden mit vertikalen Zwischenräumen von  $0,5\text{cm}$  horizontal auf die Zylinder geklebt. Dadurch konnte die Breitenkompression von natürlichem Bewuchs modelltechnisch umgesetzt werden (siehe Abb. 3.6).

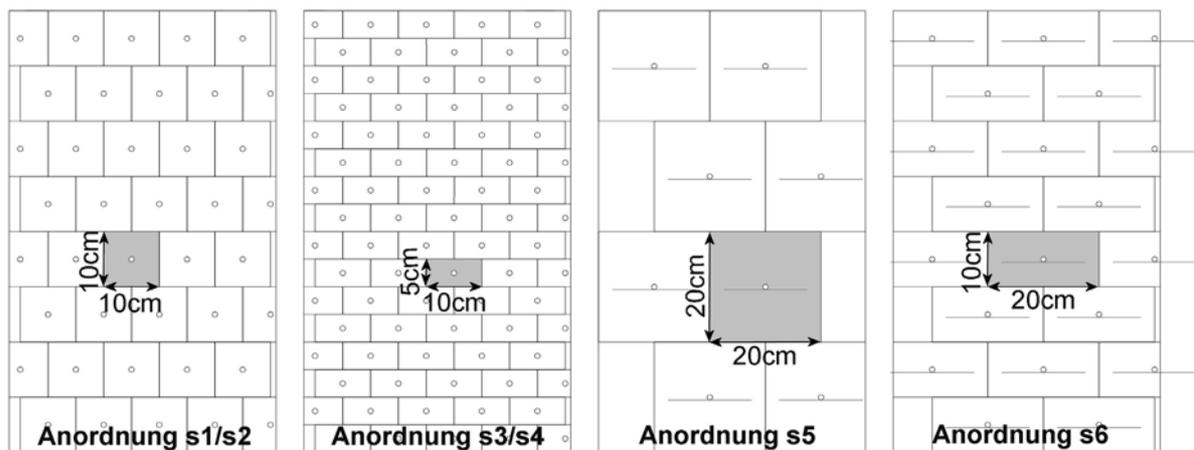
Als zweiter Parameter wurde die Besetzungsdichte des Bewuchses, also die Anzahl der Elemente pro Grundfläche variiert (vgl. Abb. 3.7). Ausgehend von Feldstudien am Oberrhein (siehe Tab. 3.1 aus IWK 1998) wurde ein Richtwert für eine Altholzphase ausgewählt (Typ 6 in Tab. 3.1) und gemäß des geometrischen Maßstabes in das Modell übertragen. Für die zweite Dichte wurde die Anzahl der Elemente pro Grundfläche halbiert, so daß ein weiteres Bewuchsstadium, das näher an einer Baumholzphase lag (Typ 4 in Tab. 3.1) nachgebildet werden konnte. Das Anordnungsmuster der Elemente wurde dabei für alle Versuche versetzt gewählt, was einen natürlichen Bewuchszustand besser repräsentiert als eine Streifen- oder Reihenanordnung.

Beschreibung		vermessene Fläche [m <sup>2</sup> ]	$a_x$ [m]	$a_y$ [m]	$d_s$ [m]
Typ 1	Natürlicher Weiden-Pappel-Pionierwald-Dickungsphase Ottmarsheim, Rhein-km 192,5 linkes Ufer	nur Büsche	-	-	-
Typ 2	Natürlicher Weiden-Pappel-Pionierwald-Stangenholzphase Ottmarsheim, Rhein-km 212,0 linkes Ufer	55,5	1,23	3,01	0,23
Typ 3	Durchforsteter Weiden-Pappel-Pionierwald-Stangenholzphase Rheinweiler-Kapellengrien, km 184,4	170	3,48	5,43	0,73
Typ 4	Durchforsteter Weiden-Pappelwald-Baumholzphase Rheinweiler-Kapellengrien, km 184,4	1050	9,94	8,8	1,45
Typ 5	Durchforsteter Weiden-Pappelwald-Plenterphase Rheinweiler-Kapellengrien, km 184,3	741	5,19	9,52	1,19
Typ 6	Natürlicher Weiden-Pappelwald-Altholzphase Ottmarsheim, Rhein-km 192,0, linkes Ufer	644	5,66	10,34	1,0
Typ 7	Durchforsteter Pappel-Hartholzauewald-Stangenholzphase Rheinweiler-Kapellengrien, km 184,5	578	5,7	6,34	0,49
Typ 8	Durchforsteter Pappel-Hartholzauewald-Baumholzphase Rheinweiler-Kapellengrien, km 184,5	360	4,58	6,04	0,56

**Tab. 3.1** Vegetationstypen der Auwaldentwicklung und ihre charakteristischen Vegetationsparameter (aus IWK 1998)

Die Zylinder mit Folienstreifen bewirkten aufgrund ihrer größeren, angeströmten Fläche entsprechend kleinere Fließgeschwindigkeiten und größere Widerstandskräfte pro Element. Daher wurden in diesem Fall geringere Besetzungsdichten realisiert, die in Vorversuchen (vgl. Kap. 3.5) so bestimmt wurden, daß die gleiche Widerstandswirkung bzw. das gleiche relative Fließtiefenverhältnis verglichen mit starren und flexiblen Zylindern daraus hervorgingen. So sind die größeren Besetzungsdichten bei  $s_5$  ( $a_x = a_y = 20\text{cm}$ ) und  $s_6$  ( $a_x = 10\text{cm}$  und  $a_y = 20\text{cm}$ ) zu erklären.

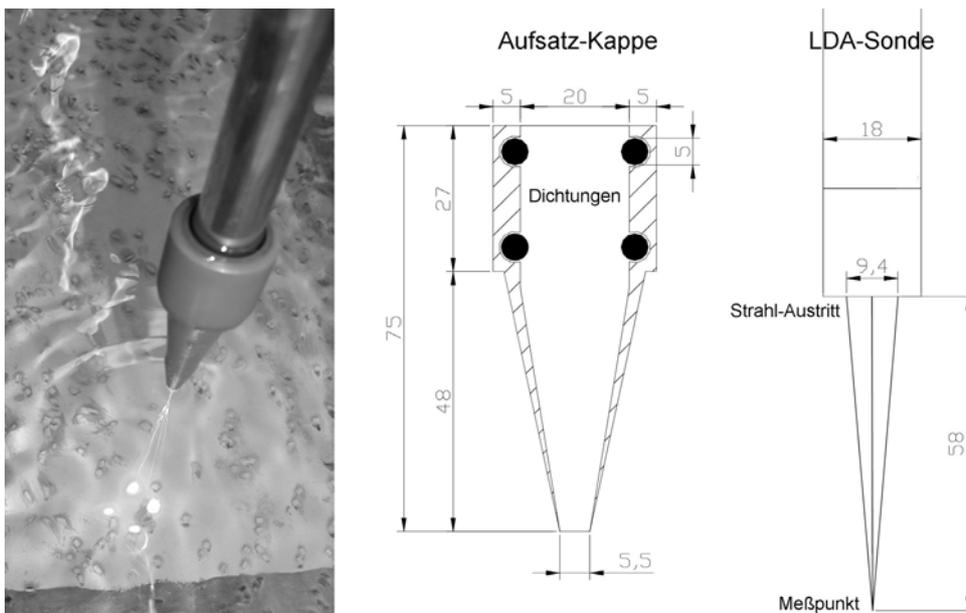
Zur Aufnahme der Zylinder wurde die Holz-Schalplatte des Vorlandes rasterartig mit Bohrungen versehen. Als Hilfe diente eine Bohrschablone aus Blech, die konstante Abstände zwischen den Elementen gewährleistete. Die Erhöhung der Grundrauheit durch unbesetzte Bohrlöcher wurde als vernachlässigbar gegenüber der Rauheit der Bewuchselemente angesehen.



**Abb. 3.7** Besetzungsdichten auf dem Vorland: für starre ( $s_1$ ,  $s_3$ ), flexible ( $s_2$ ,  $s_4$ ) und Folienstreifen-Zylinder ( $s_5$  und  $s_6$ ) im Grundriß (Fließrichtung von unten nach oben)

### 3.4 Strömungsmessung

Die Messung der Strömungsstruktur bildete den Schwerpunkt des Versuchsprogramms. Dazu wurde ein 2-Komponenten LDA (LASER Doppler Anemometer) im „back-scattering mode“ (Messung des zurückrückgestreuten Lichts) eingesetzt, das simultane Messungen von zwei Geschwindigkeitskomponenten ermöglichte. Die LDA-Sonde wurde am Meßwagen montiert, da sie über ein flexibles Lichtfaserkabel mit den anderen Komponenten (fibre-drive, signal-analyser, photo-multiplier und PC) verbunden war. Der Einsatz der Sonde erfolgte in vertikaler Ausrichtung, so daß die Fließgeschwindigkeit und die horizontale Querströmungskomponente gemessen werden konnten. Die wichtigsten technischen Daten der Sonde finden sich in Tab. 3.2. Wegen der großen Brennweite von 58mm wurde eine Aufsatz-Kappe konstruiert, die auf die Sonde aufgeschoben wurde und mit der Messungen bis nahe der Wasseroberfläche möglich waren (siehe Abb. 3.8). Die Kappe wurde mit Wasser gefüllt und gewährleistete einen ungestörten Strahlengang. In Vorversuchen wurde der Abstand des Abschlusses der Kappe vom Messpunkt so groß gewählt, daß eine Störung der Geschwindigkeit und Turbulenzintensitäten ausgeschlossen werden konnte. Zur Verbesserung der Datenraten wurde der Strömung zusätzlich  $\text{TiO}_2$  (Titandioxid) als Tracerpartikel in ausreichendem Abstand zum Meßpunkt über ein gekrümmtes Messingröhrchen zugegeben.



**Abb. 3.8** Strahlengang der LDA-Sonde (in Wasser) und Querschnitt der Aufsatzkappe für Messungen nahe der Wasseroberfläche (siehe Bild links, Maße in mm)

300mW Argon-Ion LASER	Kanal 1	Kanal 2
Komponente	Fließgeschwindigkeit $u(t)$	Querströmung $v(t)$
Farbe	grün	blau
Wellenlänge	514,5 nm	488 nm
Interferenzstreifenabstand	2,772 $\mu$ m	2,629 $\mu$ m
Beam Waist	47,54 $\mu$ m	45,09 $\mu$ m
Brennweite in Wasser	58 mm (ab Strahlaustritt)	58 mm (ab Strahlaustritt)
Shiftfrequenz	40 MHz	40 MHz
Lowpass-Filter	1,25 MHz	0,625 MHz
Sampling Rate	2,5 MHz	1,25 MHz
Prozessor	RSA-1000	RSA-1000
Datenrate	< 40 Hz	< 80 Hz
Meßvolumen-Durchmesser	0,5 mm	0,5 mm

**Tab. 3.2** Technische Daten des Aerometrics-LDA

Aufgrund von Problemen der Temperatursteuerung konnten die Versuchsreihen mit Zylindern mit Folienstreifen (s5 und s6) nur mit gedrosselter Leistung des LASERs gefahren werden, so daß die Datenraten nicht mehr hoch genug waren, um verlässliche Reynoldsschubspannungen und Turbulenzintensitäten zu bestimmen.

Die Versuche wurden für alle Besetzungsdichten und Vegetationselemente mit gleichförmigen Abflußverhältnissen gefahren. Dazu wurden jeweils drei verschiedene Durchflüsse  $Q = 10, 20, 30 \text{ l/s}$  eingestellt, die nachfolgend mit q10, q20 und q30 abgekürzt werden. Die Meßquerschnitte lagen dabei etwa 4m vom Anfang der Versuchsstrecke entfernt, um eine voll ausgebildete Turbulenz zu gewährleisten.

In Abb. 3.9 ist ein schematischer Querschnitt eines Meßprofils und die Lage der Meßpunkte getrennt für die Bereiche Hauptgerinne, Interaktionsbereich und Vorland dargestellt. Dabei wurde das Meßraster im Interaktionsbereich mit vertikalen und horizontalen Abständen der Meßpunkte von 1cm am dichtesten gewählt. Gleiches gilt in longitudinaler Richtung, da im Interaktionsbereich jeweils vier (bzw. sechs für die Versuchsreihen s1 und s2) Meßprofile, in Hauptgerinne und Vorland dagegen jeweils nur zwei gemessen wurden.

Nach den Messungen wurde ein Korrekturverfahren angewendet, um Justagefehler der Sonde auszugleichen. Dieser Fehler entstand dadurch, daß die Strahlen nicht exakt parallel (grüne Strahlen) bzw. orthogonal (blaue Strahlen) zur Hauptströmungsrichtung ausgerichtet waren, d.h. die Sonde gegenüber des Koordinatensystems der Rinne um einen bestimmten Fehlerwinkel verdreht war. Die geringen Querströmungskomponenten waren sehr sensibel

gegenüber einer Verdrehung der Sonde, während die maximalen Fehler bei der Hauptströmungskomponente mit etwa 0,5% vernachlässigbar gering ausfielen. Das Korrekturverfahren basiert auf der Annahme, daß in jeder Meßvertikalen ein horizontales Impulsgleichgewicht herrscht (vgl. WILSON et al. 2003). Der Korrekturwinkel für jede Meßvertikale wurde iterativ mit Hilfe eines Makros gelöst, wobei die folgenden Bedingungen erfüllt wurden:

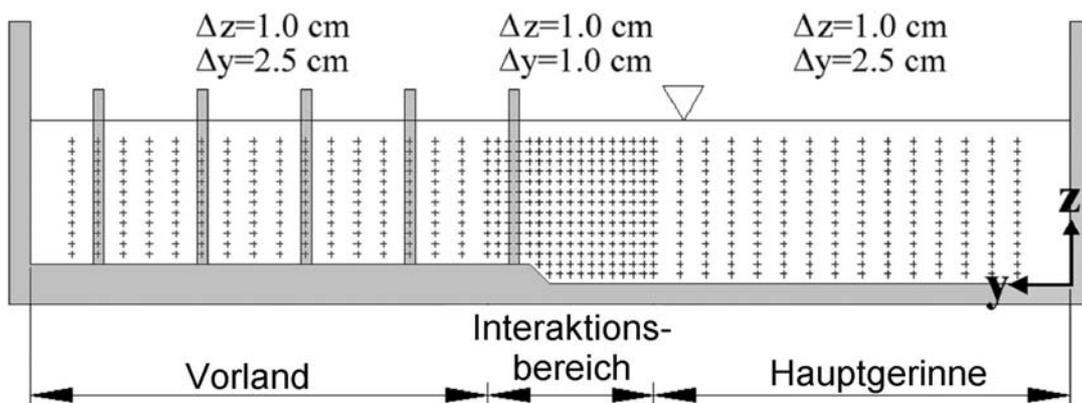
$$\int_{z=0}^H A_i \cdot \bar{v}_{i,korrigiert} dz = 0 \quad (3.1)$$

$$\bar{u}_{i,korrigiert} = \bar{u}_i \cdot \cos \theta - \bar{v}_i \cdot \sin \theta \quad (3.2a)$$

$$\bar{v}_{i,korrigiert} = \bar{u}_i \cdot \sin \theta + \bar{v}_i \cdot \cos \theta \quad (3.2b)$$

mit dem Korrekturwinkel  $\theta$  und der in x-z-Ebene liegenden Fläche  $A_i$  die der jeweiligen Querströmungskomponente  $\bar{v}_{i,korrigiert}$  zugeordnet werden kann.

Nachfolgend beziehen sich die Geschwindigkeitsdaten immer auf korrigierte Werte und werden der Einfachheit halber nur noch mit  $\bar{u}$  und  $\bar{v}$  bezeichnet. Die Turbulenzintensitäten und Reynoldsschubspannungen blieben von dieser Korrektur unbeeinflusst.



**Abb. 3.9** Schematische Darstellung eines Querschnitts mit der Lage und den Abständen der LDA-Messpunkte

Versuch	Vegetations- typ	Be- setzungs- dichte	Abfluss	Wasser- tiefe im Hauptger.	Relative Wasser- tiefe	Reynolds- Zahl im Hauptger.	Reynolds- Zahl im Vorland
		$a_x \cdot a_y$ [cm <sup>2</sup> ]	$Q$ [l/s]	$H$ [cm]	$h/H$ [-]	$Re_{HG}$ 10 <sup>6</sup> [-]	$Re_{VL}$ 10 <sup>6</sup> [-]
s1q10	Starre Zylinder	10 * 10	10	7,5	0,77	184	52
s1q20			20	11,3	0,83	305	86
s1q30			30	16	0,87	523	163
s2q10	Flexible Zylinder		10	7,1	0,76	172	43
s2q20			20	12,3	0,84	365	97
s2q30			30	15,5	0,87	491	139
s3q10	Starre Zylinder	5 * 10	10	8,3	0,78	204	39
s3q20			20	13,5	0,85	388	94
S3q30			30	17,3	0,88	560	137
s4q10	Flexible Zylinder		10	8,3	0,78	188	33
s4q20			20	13,5	0,85	390	63
s4q30			30	17,3	0,88	581	108
s5q10	Zylinder mit Folien- streifen	20 * 20	10	7,2	0,76	180	62
s5q20			20	11,4	0,83	334	105
s5q30			30	15,7	0,87	513	171
s6q10	10 * 20	10	8,2	0,78	212	22	
s6q20		20	13,4	0,85	407	71	
s6q30		30	17,3	0,88	585	112	

Tab. 3.3 Gesamtübersicht über das Versuchsprogramm für LDA-Messungen

### 3.5 Messung der Energiehöhenverluste

Um das integrale Widerstandsverhalten des Vorlandbewuchses erfassen zu können, wurde zusätzlich zu den Strömungsmessungen noch ein Versuchsprogramm zur Bestimmung der Energiehöhenverluste und damit der Widerstandskoeffizienten des Bewuchses durchgeführt. Dazu wurde zunächst das Vorland mit einer Blechwand komplett vom Hauptgerinne abgetrennt und die Regulierklappen des Hauptgerinnes geschlossen, so daß der Durchfluß nur noch über das Vorland geleitet wurde. Die Abflußbedingungen waren leicht ungleichförmig, so daß keine aufwendigen Kalibrierungsversuche dazu nötig waren. Die Messung der Wasserspiegellage erfolgte über drei Spitzentaster in der Mitte des Vorlandes ( $y \approx 0,76m$ ), die in Fließrichtung jeweils 2m voneinander entfernt waren (siehe Abb. 3.10). Der Durchfluß (in Stufen von  $Q = 5 - 7,5 - 10 - 12,5 - 15l/s$ ) wurde über das IDM eingestellt und die mittlere Wassertiefe (in Stufen von  $h = 0,05 - 0,075 - 0,1 - 0,125 - 0,15m$ ) über die Regulierklappen des Vorlandes verändert.

Da die Fließgeschwindigkeiten über die Kontinuitätsgleichung aus den Durchflüssen bestimmt wurden, wirkten sich Fehler bei der Durchflußmessung sehr stark auf die Ergebnisse aus. Daher mußten die IDM-Durchflußmesser über ein „Auslitern“ neu kalibriert werden. Dazu wurde die Zeit gemessen, bis ein großer Behälter (Volumen  $V = 90l$ ) randvoll gefüllt war. Aus dem Vergleich zwischen Messung und angezeigtem Wert am IDM ergab sich die folgende Korrekturbeziehung:

$$Q = 1,2545 \cdot Q_{IDM} - 0,4316 \quad (3.3)$$

wobei  $Q$  der tatsächliche und  $Q_{IDM}$  der vom IDM angezeigte Durchfluß ist, d.h. der tatsächliche Durchfluß war stets höher als der angezeigte. Unter Anwendung der Energie- und Impulsbilanz konnten mit diesen Daten die Verlusthöhe  $h_V$  und damit auch der Widerstandskoeffizient der Vegetation  $\lambda_{veg}$  nach Darcy-Weisbach berechnet werden:

$$\lambda_{veg} = \frac{8g}{u_{veg}^2} \cdot \frac{h_m}{l} \cdot h_V \quad (3.4)$$

Wobei  $\bar{u}_{veg}$  und  $h_m$  die mittlere Geschwindigkeit und Fließtiefe im Bewuchs darstellen und  $l$  die longitudinale Distanz des Bereichs, für den die Verlusthöhe bestimmt wurde. Aus einer Impulsbilanz über das Kontrollvolumen  $V = b \cdot l \cdot h_m$  ergibt sich die Summe der resultierenden Reibungskräfte  $F_{ges}$  zu:

$$F_{ges} = b \cdot \left[ Q \cdot \rho \cdot (\bar{u}_1 - \bar{u}_2) + 0,5 \cdot \rho \cdot g \cdot (h_2^2 - h_1^2) + \rho \cdot g \cdot l \cdot h_m \cdot I_s \right] \quad (3.5)$$

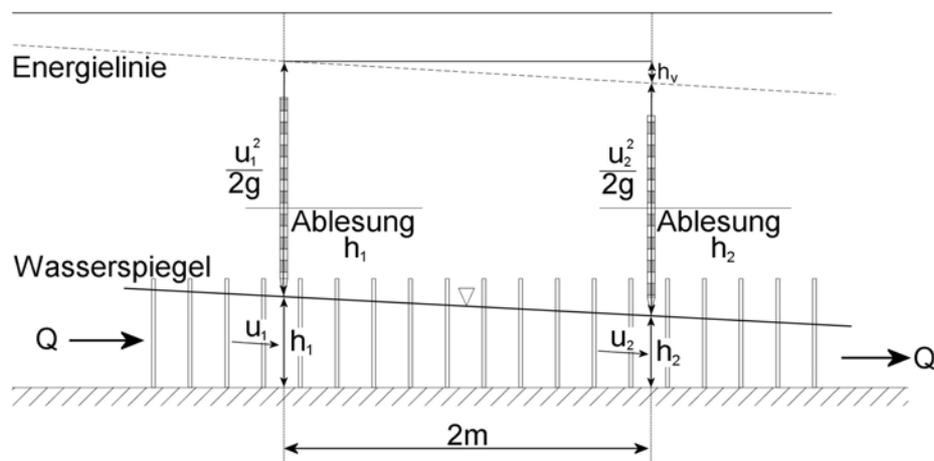
und läßt sich weiterhin unterteilen in einen Anteil der Vegetation  $F_{veg}$  sowie der Sohle  $F_{so}$  und Wand  $F_{wand}$  :

$$F_{ges} = F_{veg} + F_{so} + F_{wand} \quad (3.6)$$

Über die angeströmte Fläche  $A_{\perp,veg}$  der Vegetation kann die Widerstandskraft  $F_{veg}$  über dem Vorlandabschnitt auf einzelne Zylinder umgelegt und damit der Formwiderstandskoeffizient  $c_d$  der Vegetation bestimmt werden:

$$c_d = \frac{F_{veg}}{n} \cdot \frac{2}{\rho \cdot A_{\perp,veg} \cdot \bar{u}_{veg}^2} \quad (3.7)$$

Dabei bezeichnet  $n$  die Anzahl der angeströmten Zylinder auf dem Vorlandabschnitt.

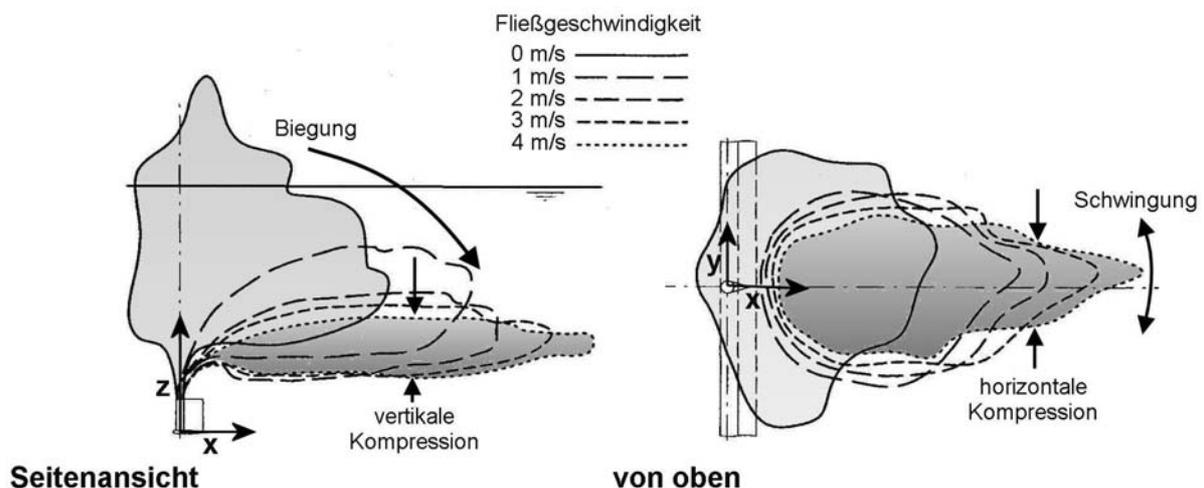


**Abb. 3.10** Versuche zur Bestimmung der Energieverlusthöhe  $h_v$  über einem Vorlandabschnitt

### 3.6 Messung der Vegetationseigenschaften

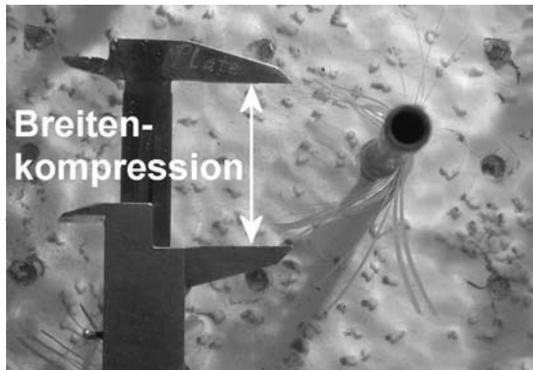
Bei den flexiblen Zylindern (s2 und s4) sowie den Zylindern mit Folienstreifen (s5 und s6) wurden zusätzlich zu den Widerstandsbeiwerten auch die typischen, dynamischen Vegetationseigenschaften bestimmt. In Abb. 3.11 sind die wichtigsten dieser Eigenschaften schematisch dargestellt. Als Grundlage dienten die Ergebnisse der Schleppkraftversuche mit jungen Weiden von OPLATKA (1998). Dabei lassen sich vier Mechanismen voneinander abgrenzen: Biegung, horizontale und vertikale Kompression und Schwingung. Eine Biegung betrifft dabei die komplette Pflanzenstruktur, also auch den Stamm. Dagegen sind von der horizontalen und vertikalen Kompression eher die feineren Strukturen der Pflanzen betroffen, z.B. Äste und Blattwerk. Biegung und Kompression werden in der Literatur auch unter dem Begriff „streamlining“ zusammengefaßt. Damit wird eine dynamische Anpassung der Pflanze an die Strömungskräfte umschrieben, die sich aus einer Reduktion der angeströmten Fläche und Optimierung des Formwiderstandskoeffizienten zusammensetzt. Zusätzlich zu diesen geometrischen Charakteristika tritt auch eine oszillierende Schwingungsbewegung auf, die einerseits mit der Hauptströmung zusammenhängt (z.B. Interaktionswirbel) und andererseits durch die periodischen Nachlaufwirbel hinter den Pflanzen hervorgerufen wird.

In den Versuchen wurden Biegung und Kompression anhand von mehreren Stichproben mit einer Schieblehre gemessen. Für die Biegung flexibler Zylinder wurde die Auslenkung auf Höhe des Wasserspiegels gewählt, also die Distanz zwischen dem Fußpunkt



**Abb.3.11** Eigenschaften und Verformung flexibler Vegetation für unterschiedliche Fließgeschwindigkeiten (modifiziert nach OPLATKA 1998)

der Zylinder (Mittelpunkt der Bohrung) und dem Austritt aus der Wasseroberfläche gemessen (siehe Abb. 3.13). Bei den Zylindern mit Folienstreifen wurde dementsprechend der Abstand zwischen Zylindervorderkante und Ende der Folienstreifen in Fließrichtung bestimmt. Die horizontale Kompression ergab sich hierbei aus dem horizontalen Abstand der Enden der Folienstreifen hinter dem Zylinder (siehe Abb. 3.12). Bei der Bestimmung der Schwingung wurde die Zeit gemessen, die für eine bestimmte Anzahl von Schwingungen nötig war. Daraus konnten die Frequenz der Schwingung bestimmt werden. Zusätzlich wurde mit einer Schieblehre die Amplitude bestimmt, die sich bei den flexiblen Zylindern auf die maximale Auslenkung quer zur Fließrichtung und in Höhe des Wasserspiegels bezog (siehe Abb. 3.14). Bei den Folienstreifen-Zylindern wurde die Amplitude an den freien Enden der Folienstreifen gemessen.



**Abb. 3.12**

*Messung der Breitenkompression bei Zylindern mit Folienstreifen (Versuchsanordnungen s5 und s6)*



**Abb. 3.13**

*Messung der Biegung in Fließrichtung bei flexiblen Zylindern (Versuchsanordnungen s2 und s4)*



**Abb. 3.14**

*Messung der Amplitude der Schwingungsbewegung bei flexiblen Zylindern (Versuchsanordnungen s2 und s4)*

## 4 Analyse der Versuchsergebnisse

In den nachfolgenden Kapiteln werden die Daten und Ergebnisse der eigenen Labormessungen zum Widerstandsverhalten der Vegetation sowie der Strömungsstruktur und dem Impulsaustausch zwischen Hauptgerinne und Vorland dargestellt und diskutiert.

Den Anfang bilden die Ergebnisse zum Widerstandsverhalten der Vegetation aus den Messungen der Energiehöhenverluste. Daran schließt sich eine detaillierte Beschreibung der Strömungsstruktur an, die auf die Daten der LDA-Messungen beruht und schrittweise von der Struktur der Sekundärströmungen, über die Geschwindigkeitsverteilung der Hauptströmung, die Turbulenzintensität und Reynoldsschubspannungen, bis hin zur Ermittlung des Trennflächenwiderstandes führt, der ein wichtiges Maß zur Charakterisierung der Interaktion darstellt. Der Beitrag der advektiven Terme aus der Sekundärströmung zum Impulsaustausch wird bei der Bestimmung der Scheinschubspannung berücksichtigt.

Grundsätzlich werden repräsentative Datensätze ausgewählt, da aufgrund des Umfangs der Messungen an dieser Stelle keine vollständige Darstellung aller Daten gegeben werden kann. Dies trifft insbesondere auf die LDA-Messungen zu, die über 140 gemessene Querprofile mit jeweils 100-200 Meßpunkten umfassen, wobei jeder Meßpunkt insgesamt fünf Informationen über das Strömungsfeld enthält (Geschwindigkeit und Turbulenzintensität beider Komponenten sowie die Reynoldsschubspannung aus ihrer Korrelation). Einige weitere Darstellungen der Ergebnisse, die nicht in diesem Kapitel aufgeführt sind, finden sich im Anhang der Arbeit.

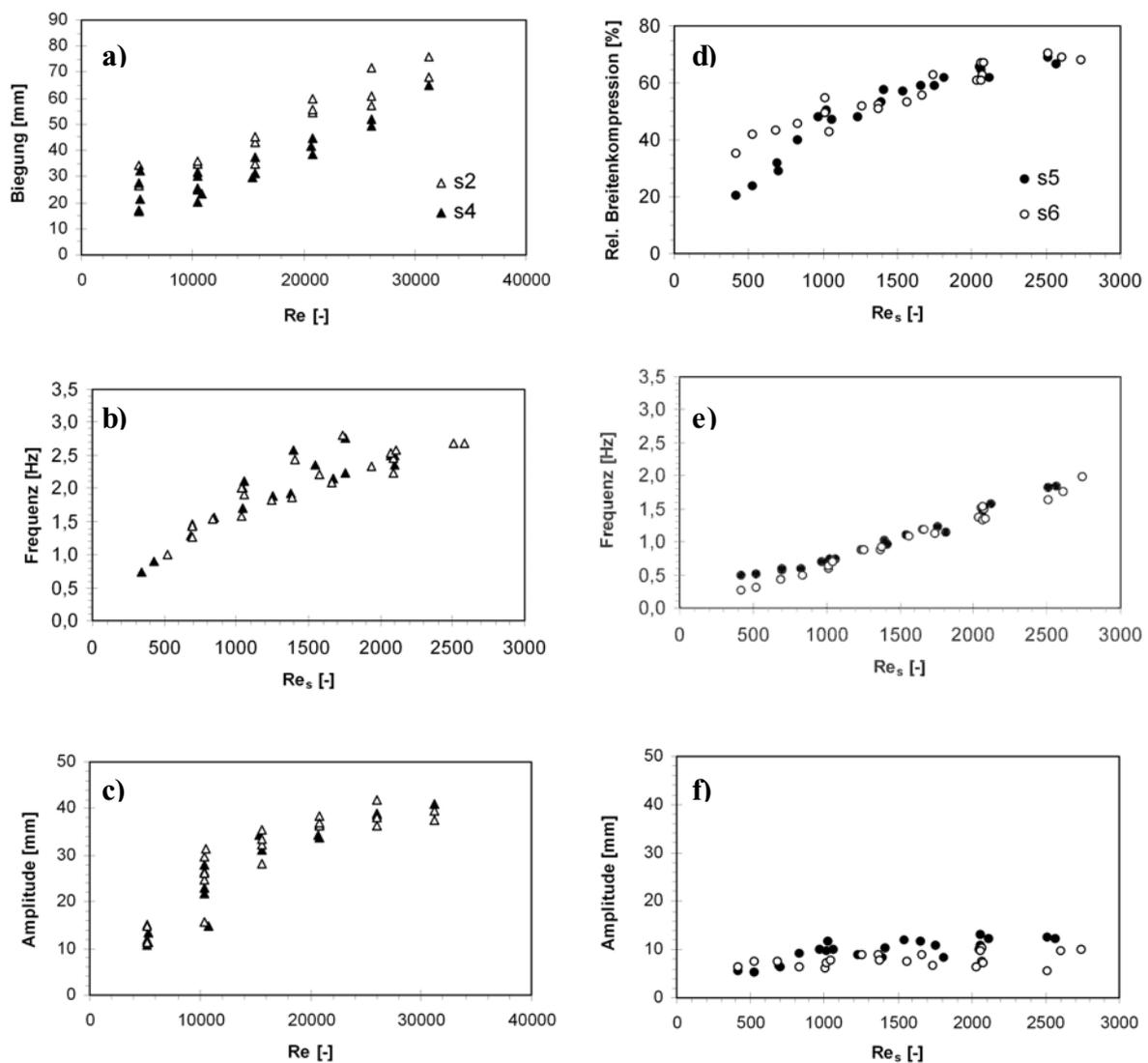
Für eine bessere Übersicht wird bei den meisten Daten eine räumliche Mittelung mehrerer Querprofile in Fließrichtung durchgeführt und die Ergebnisse in Form von Vektor- und Konturdiagrammen dargestellt. Nur in Fällen, wo es aufgrund der Vergleichbarkeit oder einer Parameteranalyse sinnvoll ist, wird eine standardisierte bzw. dimensionslose Darstellung gewählt.

In die Diskussion der Ergebnisse fließen die im zweiten Kapitel zusammengestellten theoretischen Grundlagen und der Stand des Wissens ein. Dabei wird insbesondere die Übertragbarkeit bestehender Ansätze überprüft, die ausschließlich aus Versuchen mit geringer Fließtiefe und starrer Vorlandvegetation abgeleitet wurden, und sich damit grundsätzlich von den neuen Versuchen im Rahmen dieser Arbeit unterscheiden.

## 4.1 Widerstandsverhalten der Vegetation

### 4.1.1 Eigenschaften der Vegetation

Die gemessenen Eigenschaften der Vegetationselemente (vgl. Kap. 3.6) sind in den Abbn. 4.1a-f über der Stamm-Reynoldszahl ( $Re_s = \bar{u}_{veg} \cdot d_s / \nu$ ) und der Reynoldszahl der Strömung ( $Re = \bar{u}_{veg} \cdot h / \nu$ ) aufgetragen.



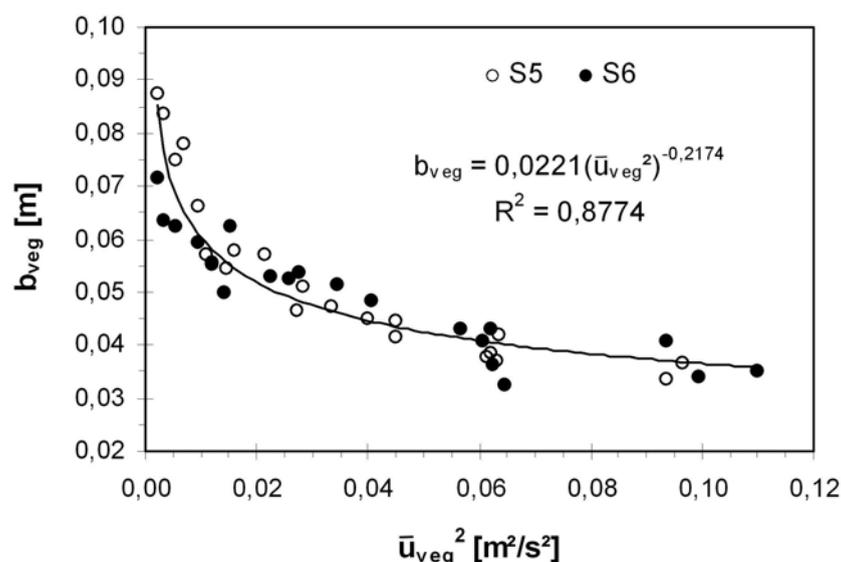
**Abb. 4.1a-f** Eigenschaften flexibler Zylinder (s2, s4): a) Biegung in Fließrichtung, b) Frequenz und c) Amplitude der Schwingungsbewegung sowie der Zylinder mit Folienstreifen (s5, s6): d) Relative Breitenkompression, e) Frequenz und f) Amplitude der Schwingung in Abhängigkeit der Reynoldszahl  $Re$  bzw. Stamm-Reynoldszahl  $Re_s$

Bei den flexiblen Zylindern (s2 und s4) wurde die Biegung in Fließrichtung (Abb. 4.1a), sowie die Frequenz (Abb. 4.1b) und Amplitude der Schwingung (Abb. 4.1c) quer zur Hauptströmung gemessen. Dabei zeigen Biegung und Amplitude eine Abhängigkeit von der Reynoldszahl, während die Frequenz nur von der Fließgeschwindigkeit und damit bei konstanten Zylinderdurchmesser  $d_s$  von der Stamm-Reynoldszahl abhängig ist. Bei den Zylindern mit Folienstreifen (s5 und s6) ist aufgrund der wassertiefen-unabhängigen Struktur der Elemente ebenfalls nur noch die Fließgeschwindigkeit für eine Charakterisierung der Pflanzeigenschaften relevant.

Die Ergebnisse zeigen, daß die Besetzungsdichte keinen Einfluß auf die Vegetationseigenschaften hat, da die Datenreihen sowohl für niedrige (s2, s5) als auch für hohe Dichten (s4, s6) in den Diagrammen gut übereinstimmen. Weiterhin zeigen alle Eigenschaften einen Anstieg mit zunehmenden Strömungskräften, wobei Frequenz und Amplitude der flexiblen Zylinder sowie die relative Breitenkompression der Folienstreifen bei großen Reynoldszahlen konvergieren, d.h. die durch Materialeigenschaften und Geometrie bestimmten Grenzwerte erreicht werden.

Zusätzlich wird in Abb. 4.2 die komprimierte Breite  $b_{veg}$  der Folienstreifen über die quadrierte, mittlere Fließgeschwindigkeit im Bewuchs angegeben und daraus folgende Regressionsfunktion bestimmt:

$$b_{veg} = 0,0221 \cdot (\bar{u}_{veg}^2)^{-0,2174} \quad (4.1)$$



**Abb. 4.2** Komprimierte Breite  $b_{veg}$  der Folienstreifen (s5, s6) mit Regressionsfunktion

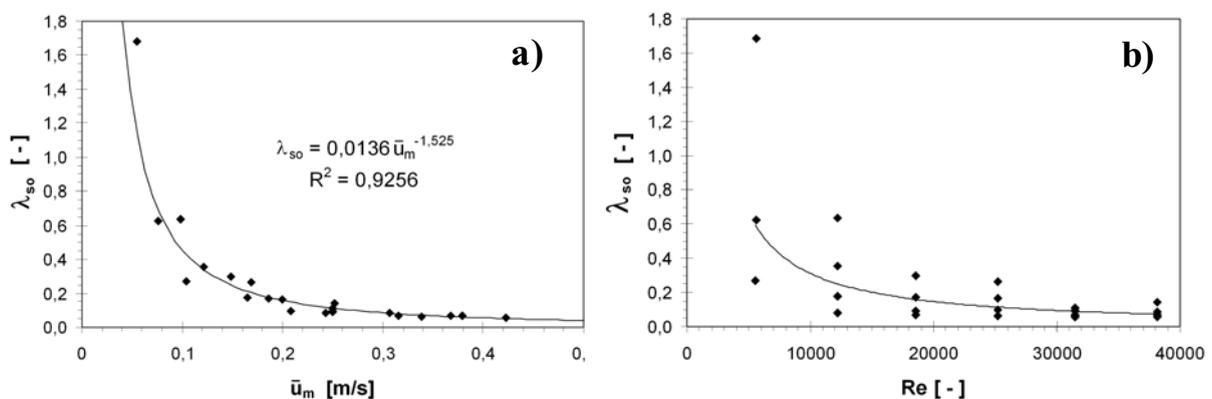
### 4.1.2 Widerstand der Sohle

Aus Messungen der Energieverlusthöhen bei unbesetztem Vorland kann die Widerstandskraft der Sohle nach Gl. (3.5) und damit ihr Widerstandskoeffizient nach Darcy-Weisbach (Gl. 2.4) berechnet werden. In den Abbn. 4.3a und 4.3b sind die Ergebnisse über die mittlere Fließgeschwindigkeit und die Reynoldszahl aufgetragen, wobei eine gute Regression über die nachfolgende Funktion erreicht wird:

$$\lambda_{so} = 0,0136 \cdot \bar{u}_m^{-1,525} \quad (4.2)$$

Dabei lassen sich die hohen Werte bei kleinen Fließgeschwindigkeiten und Reynoldszahlen auf den Einfluß der Wandreibung zurückführen, der für diesen Bereich nicht vernachlässigt werden kann. Da die Widerstandskraft durch die Vegetation aber deutlich größer als die Wandreibung ausfällt, wird dieser Einfluß bei den nachfolgenden Betrachtungen als vernachlässigbar gering angenommen. Der Einfluß der Sohlreibung geht über Gl. (4.2) in die Berechnung der Widerstandskräfte auf die Vegetation ein. Dazu wird die Widerstandskraft der Sohle  $F_{so}$  wie folgt bestimmt, wobei die mittlere Fließgeschwindigkeit  $\bar{u}_m$  dann entsprechend mit der mittleren Fließgeschwindigkeit  $\bar{u}_{veg}$  im Bewuchs gleichgesetzt wird:

$$F_{so} = \rho \cdot \lambda_{so} \cdot \frac{\bar{u}_m^2}{8} \cdot l \cdot b \equiv \rho \cdot \lambda_{so} \cdot \frac{\bar{u}_{veg}^2}{8} \cdot l \cdot b \quad (4.3)$$

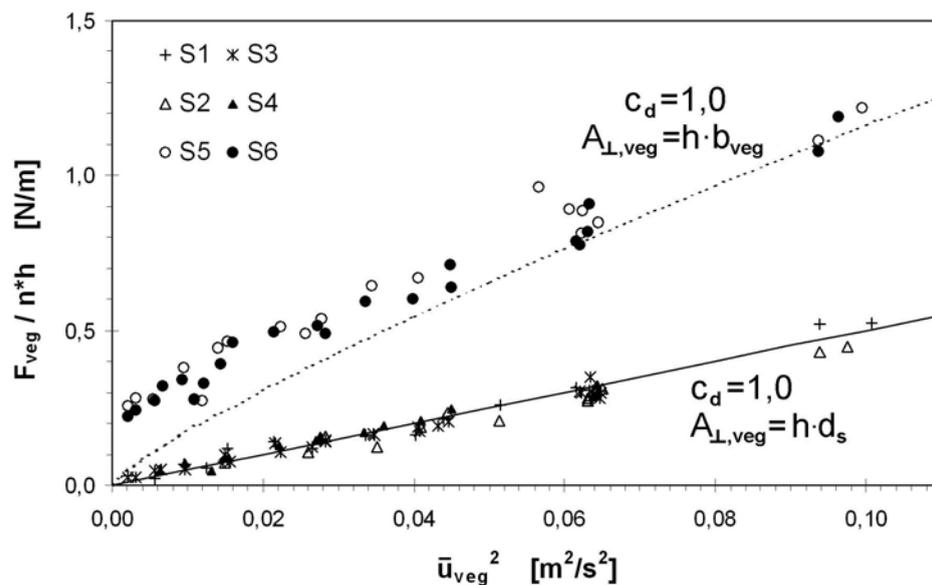


**Abb. 4.3a-b** Widerstandsbeiwerte der Sohle  $\lambda_{so}$  nach Darcy-Weisbach: a) aufgetragen über der mittleren Fließgeschwindigkeit, b) aufgetragen über der Reynoldszahl der Strömung

### 4.1.3 Widerstand der Vegetation

Die Widerstandskraft der Vegetation ergibt sich aus der Gesamtwiderstandskraft aus dem Energiehöhenverlust abzüglich dem Anteil der Sohlen- und Wandreibung. Die Wandreibung wird in den nachfolgenden Schritten vernachlässigt, während die Sohlreibung mit in die Betrachtung aufgenommen wird (siehe voriges Kapitel). Die Ergebnisse für die Widerstandskraft auf ein einzelnes Bewuchselement sind in Abb. 4.4 dargestellt. Zusätzlich werden über Gl. (2.44) die theoretischen Verteilungen berechnet und als Gerade ( $c_d = 1,0$  und  $A_{\perp,veg} = h \cdot d_s$  für starre und flexible Zylinder, d.h. eine lineare Zunahme der angeströmten Fläche mit der Wassertiefe und damit ein linearer Anstieg der Widerstandskraft mit  $\bar{u}_{veg}^2$ ) bzw. Kurve ( $c_d = 1,0$  und  $A_{\perp,veg} = h \cdot b_{veg}$  für Zylinder mit Folienstreifen, d.h. eine durch die Kompression nicht-lineare Zunahme an angeströmter Fläche mit der Wassertiefe) in die Abbildung übernommen. Eine Bestimmung der angeströmten Fläche im Fall der Folienstreifen erfolgt dabei über Gl. (4.1), während sich bei flexiblen und starren Zylindern die angeströmte Fläche aus dem Produkt der Fließtiefe  $h$  und des Durchmessers  $d_s$  ergab.

Die Ergebnisse bestätigen den funktionalen Zusammenhang der Widerstandskraft mit dem Quadrat der Geschwindigkeit nach Gl. (2.44). Dabei sind die Unterschiede zwischen flexiblen (s2, s4) und starren (s1, s3) Zylindern unwesentlich, so daß für beide Zylindertypen



**Abb. 4.4** Berechnete Widerstandskraft  $F_{veg}$  der Vegetation pro Element und Einheit der Wassertiefe. Die beiden Kurven repräsentieren theoretische Verteilungen nach Gl. (2.44) bei konstantem Formwiderstandsbeiwert von  $c_d = 1,0$

die Definition des Formwiderstandes über die angeströmte Fläche gerechtfertigt ist. Außerdem werden für starre und flexible Zylinder die in der Literatur üblichen Annahmen des Formwiderstandsbeiwertes ( $c_d = 1,0$  für den hier relevanten Bereich  $800 \leq Re_s \leq 8000$ , vgl. Kap. 2.2.3) durch die Ergebnisse bestätigt. Die Schwingungsbewegung und Biegung der flexiblen Zylinder hat dabei keine Veränderung des integralen Widerstandes zur Folge.

Bei Zylindern mit Folienstreifen (s5, s6) liegen die aus den Messungen berechneten Daten für kleine Fließgeschwindigkeiten  $\bar{u}_{veg}^2 < 0,06 m^2/s^2$  oberhalb der theoretischen Verteilung (gestrichelte Linie in Abb. 4.4). Da die angeströmte Fläche und die Sohlenreibung berücksichtigt sind, kann die Ursache hierfür nur in einem zu niedrigen theoretischen Formwiderstandsbeiwert  $c_d$  liegen. Das bedeutet, daß die bekannten Ansätze für den Formwiderstandsbeiwert von Kreiszylindern nur dann auf die Zylinder mit Folienstreifen übertragbar sind, wenn die Breitenkompression stark ausgeprägt ist, d.h. der Anteil der Folienstreifen am Gesamtwiderstand der Bewuchselemente vernachlässigbar gering ist.

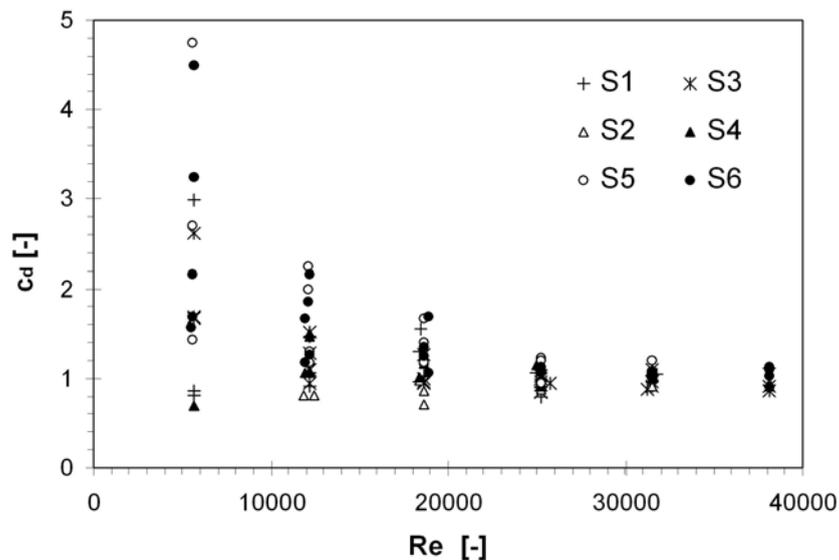
#### 4.1.4 Formwiderstandsbeiwerte der Vegetation

Da die Definition des Formwiderstandsbeiwerts eine der wichtigsten Fragen bei der Bestimmung des Widerstandsverhaltens der Vegetation ist, wurden aus den Widerstandskräften  $F_{veg}$  auf die Vegetation und den gemessenen, angeströmten Flächen  $A_{\perp,veg}$  die Formwiderstandsbeiwerte  $c_d$  nach Gl. (2.44) berechnet:

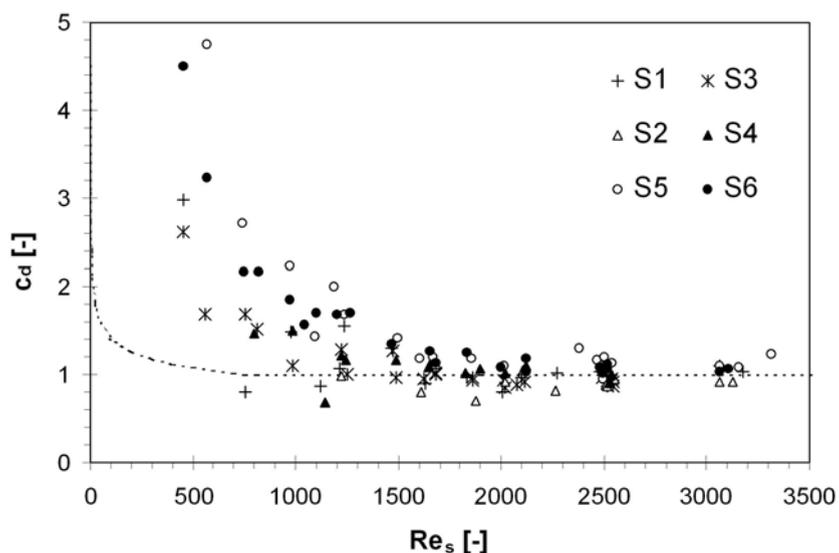
$$c_d = \frac{2 \cdot F_{veg}}{n \cdot \rho \cdot A_{\perp,veg} \cdot \bar{u}_{veg}^2} \quad (4.4)$$

In den Abbn. 4.5 und 4.6 sind die Ergebnisse über der Reynoldszahl bzw. über die Stamm-Reynoldszahl aufgetragen. Dabei bestätigt sich ein Formwiderstandsbeiwert von  $c_d = 1,0$  für große Reynoldszahlen, der sowohl für flexible und starre ( $Re > 25000$  bzw.  $Re_s > 2000$ ) als auch für Zylinder mit Folienstreifen ( $Re > 20000$  bzw.  $Re_s > 1200$ ), gültig ist. Mit abnehmenden Reynoldszahlen nehmen die  $c_d$ -Werte zu. Dies liegt zum einen an dem Übergang zu laminaren Fließbedingungen, der bereits in der gestrichelten Linie in Abb. 4.6

berücksichtigt wird. Andererseits liegen die gemessenen Werte besonders bei den Folienstreifen mit  $c_d = 3 \div 5$  aber immer noch deutlich höher. Dies bestätigt einerseits die in Kap. 4.1.3 geäußerte Vermutung, daß die theoretischen Annahmen eines Formwiderstandsbeiwertes für Kreiszyylinder und kleine Fließgeschwindigkeiten nicht auf Folienstreifen übertragbar sind. Andererseits lassen die ebenfalls – wenn auch dem Betrag nach nicht so stark – erhöhten Werte bei starren und flexiblen Zylindern und kleinen Reynoldszahlen darauf schließen, daß sich die Wandreibung auf die Ergebnisse auswirkt.



**Abb. 4.5** Berechnete Formwiderstandsbeiwerte  $c_d$  aus den Energiehöhenverlusten, aufgetragen über die Reynoldszahl



**Abb. 4.6** Berechnete Formwiderstandsbeiwerte  $c_d$ , aufgetragen über die Stamm-Reynoldszahl. Die gestrichelte Linie entspricht der theoretischen Verteilung nach WIESELSBERGER (in SCHLICHTING 1965)

### 4.1.5 Rauheitswirkung der Vegetation

Die Rauheitswirkung der Vegetation auf die Strömung läßt sich am besten über die Widerstandsbeziehung nach Darcy-Weisbach und den dazugehörigen Widerstandskoeffizienten  $\lambda_{veg}$  beschreiben. Nach Darcy-Weisbach (siehe Gl. 2.1) gilt:

$$\lambda_{veg} = \frac{8 \cdot F_{veg}}{\rho \cdot b \cdot l \cdot \bar{u}_{veg}^2} \quad (4.5)$$

wobei die gesamte Widerstandskraft  $F_{veg}$  der Vegetation auf die besetzte Grundfläche des Vorlandes ( $b \cdot l = \text{Vorlandbreite} \cdot \text{Vorlandlänge}$ ) umgelegt wird. Die Ergebnisse sind in Abb. 4.7a über der Reynoldszahl der Strömung aufgetragen und weisen eine relativ hohe Streubreite auf. Mit zunehmender Reynoldszahl wird diese Streubreite kleiner und nimmt für die kreiszylindrischen Elemente (s1, s2, s3 und s4) einen mittleren Wert von  $\lambda_{veg} \approx 1,1$  und für die Folienstreifen (s5, s6) von  $\lambda_{veg} \approx 0,5$  an. Für kleinere Reynoldszahlen ist die Streubreite sehr groß ( $0,2 < \lambda_{veg} < 3,4$ ), da hier der Widerstandskoeffizient sowohl von der Fließtiefe, als auch von der Fließgeschwindigkeit abhängt. Das bedeutet, daß sich kein direkter Zusammenhang zwischen der Reynoldszahl und dem Widerstandskoeffizient ableiten läßt, was die Ergebnisse der Versuche von JÄRVELÄ (2002) mit natürlichen Weiden bestätigt.

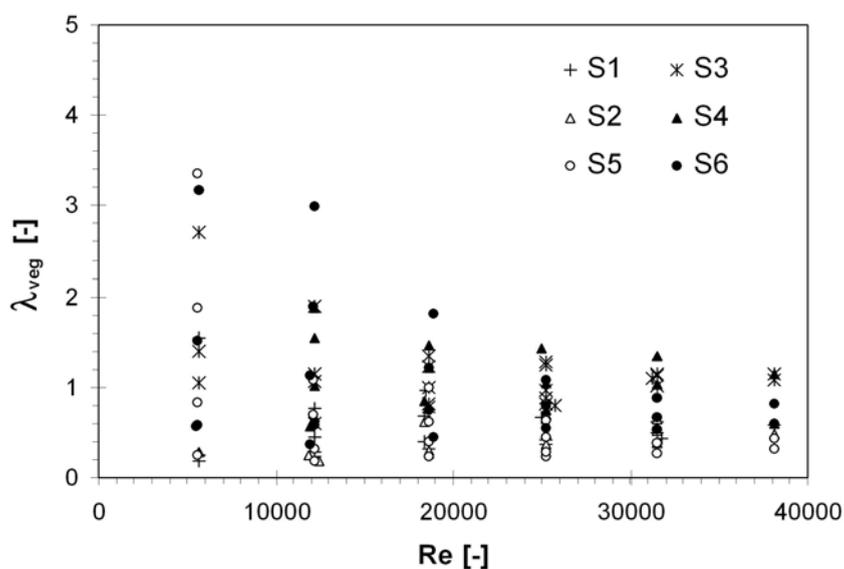
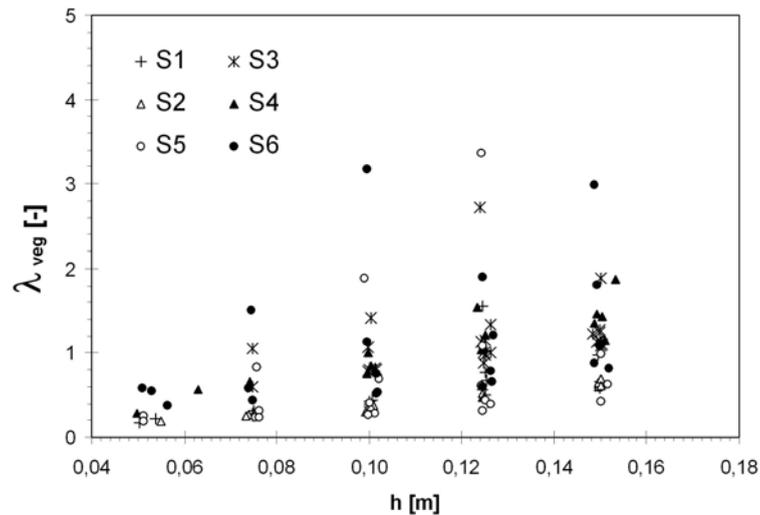
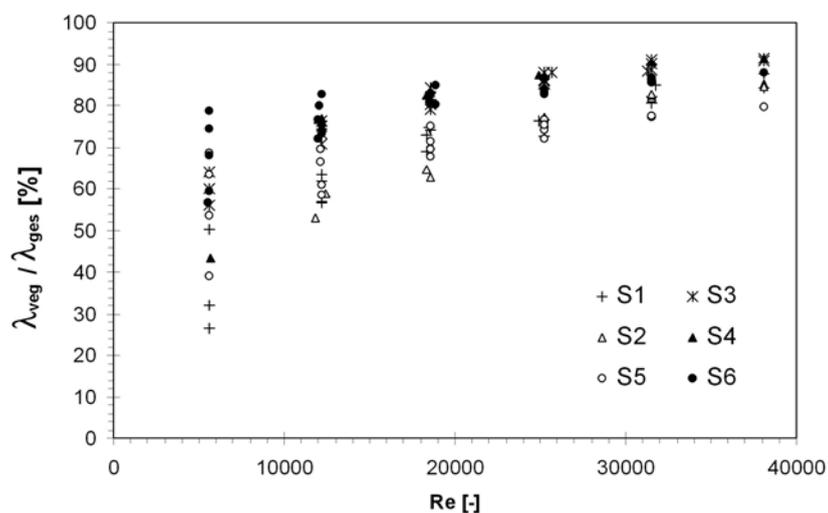


Abb. 4.7a Widerstandskoeffizienten  $\lambda_{veg}$  der Vegetation aufgetragen über der Reynoldszahl



**Abb. 4.7b** Widerstandskoeffizienten  $\lambda_{veg}$  der Vegetation aufgetragen über der Fließtiefe

Um die Übertragbarkeit des Modells zu überprüfen, wurde aus den Daten der Anteil des Widerstandsbeiwertes der Vegetation am Gesamtwiderstand des Vorlandes berechnet und in Abb. 4.8 über der Reynoldszahl der Strömung aufgetragen. Die Ergebnisse zeigen deutlich, daß selbst bei relativ großen Reynoldszahlen der Anteil der Vegetation nur 80-90% beträgt. Dabei treten bei den geringen Besetzungsdichten (s1, s2 und s5) erwartungsgemäß kleinere Werte auf, da hier weniger Pflanzen pro Grundfläche vorhanden sind und damit der Anteil der Sohlenreibung entsprechend größer ist. Dieser Zusammenhang macht deutlich, daß die Sohlenreibung – im Gegensatz zum Naturmaßstab – in Labormodellen und damit verbundenen kleinen Reynoldszahlen nicht vernachlässigt werden kann.



**Abb. 4.8** Anteil der Vegetation  $\lambda_{veg}$  am Gesamtwiderstand  $\lambda_{ges}$  aus Sohle und Vegetation

## 4.2 Strömungsstruktur

Die Beschreibung der Strömungsstruktur in gegliederten Gerinnen mit Vorlandbewuchs ist der Hauptschwerpunkt der vorliegenden Arbeit. Deshalb werden nachfolgend die Ergebnisse der umfangreichen LDA-Geschwindigkeitsmessungen vorgestellt und analysiert.

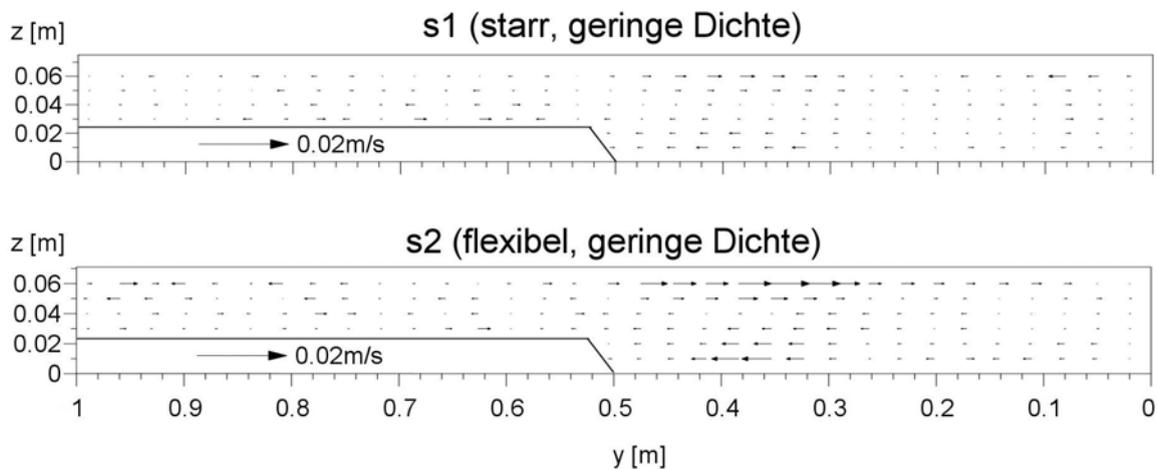
Begonnen wird mit der Sekundärströmungs- oder Querströmungsstruktur, da sie sich als dominanter Mechanismus des Impulsaustausches zwischen den Gerinneteilen herausgestellt hat und damit für die Betrachtung aller weiteren Geschwindigkeits- und Turbulenzverteilungen von entscheidender Bedeutung ist. Dazu gehören vor allem auch die Geschwindigkeitsverteilung der Hauptströmung im Gesamtquerschnitt sowie die daraus abgeleiteten horizontalen und vertikalen Geschwindigkeitsprofile, die für viele praktische Anwendungen von Bedeutung sind und bezüglich der Gültigkeit eines logarithmischen Geschwindigkeitsgesetzes untersucht werden.

Außerdem wird die Struktur der Turbulenz in Form von Turbulenzintensitäten und Reynoldsschubspannungen analysiert und für die Bestimmung der Scheinschubspannungsverteilung verwendet. Dabei werden gemäß der Impulsgleichung für gegliederte Gerinne auch die advektiven Terme aus den Sekundärströmungen berücksichtigt.

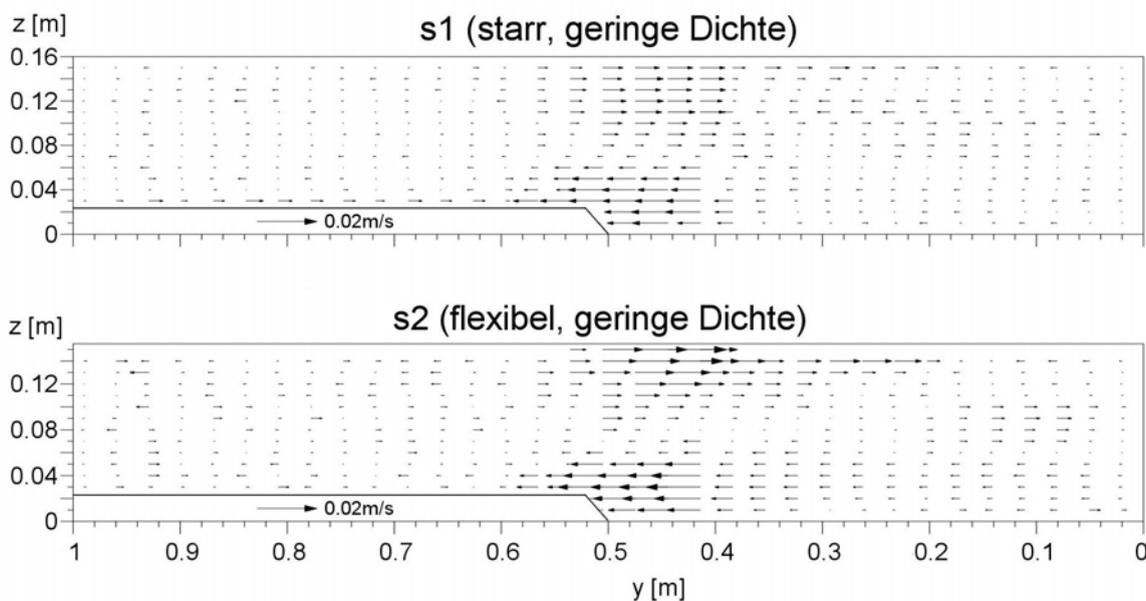
### 4.2.1 Horizontale Komponenten der Sekundärströmung

Die horizontalen Komponenten der Sekundärströmung gehen an jedem Meßpunkt aus der zeitlichen Mittelung über die Meßdauer hervor, die für alle Versuche bei  $t = 60 \div 90s$  lag. Informationen über instationäre Schwankungsgrößen und kohärente periodische Wirbelstrukturen (z.B. Interaktionswirbel mit vertikalen Achsen) werden bei dieser Mittelung nicht erfaßt. Als Datengrundlage wurden die winkelkorrigierten Geschwindigkeitsdaten (siehe Kap. 3.4) aller Profile longitudinal gemittelt und anschließend mit einem Graphikprogramm in Vektoren umgerechnet. Dabei mußte ein äquidistantes Rasternetz festgelegt werden, so daß im Interaktionsbereich nur ungefähr die Hälfte aller Meßvertikalen dargestellt wird. Die Abbn. 4.9 und 4.10 zeigen die stationären, horizontalen Vektoren beispielhaft für zwei unterschiedliche Fließtiefen und Versuchsanordnungen (alle Anordnungen siehe Anhang). Aus den Abbn. 4.9 und 4.10 geht hervor, daß die größten Vektoren im Interaktionsbereich des

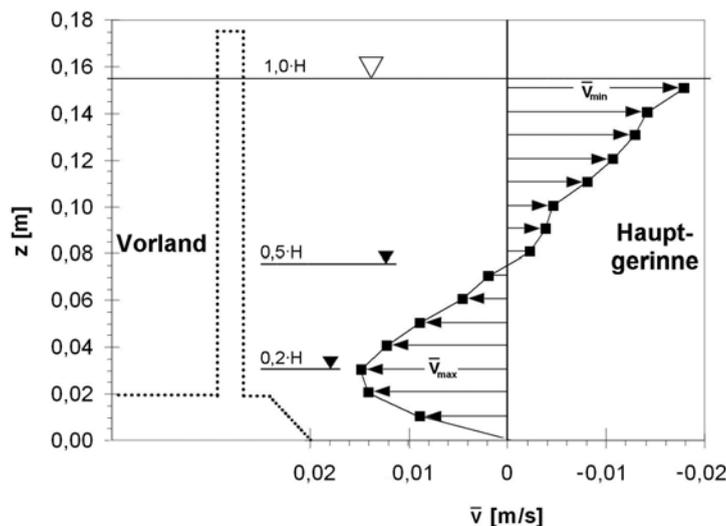
Hauptgerinnes nahe der Vegetation auftreten. Die Orientierung der Vektoren ist hier nahe der Sohle in die Vegetation hinein gerichtet (in den Abbn. 4.9 und 4.10 nach links) und nahe der Wasseroberfläche aus der Vegetation heraus. Auch bei allen weiteren Versuchsanordnungen, die hier nicht wiedergegeben sind, kann diese Querströmungsstruktur in den Messungen bestätigt werden. Dieses wichtige Ergebnis wird in Abb. 4.11 mit Meßdaten einer Vertikalen nahe der Vegetation verdeutlicht. Maximal- und Minimalwerte liegen dabei in der gleichen Größenordnung, so daß der Vorzeichenwechsel bzw. die Richtungsänderung etwa in



**Abb. 4.9** Vektoren der longitudinal gemittelten, horizontalen Querströmungskomponente  $\bar{v}$  für Versuche kleiner Fließtiefe und geringer Besetzungsdichte (s1q10 und s2q10)



**Abb. 4.10** Vektoren der longitudinal gemittelten, horizontalen Querströmungskomponente  $\bar{v}$  für Versuche großer Fließtiefe und geringer Besetzungsdichte (s1q30 und s2q30)

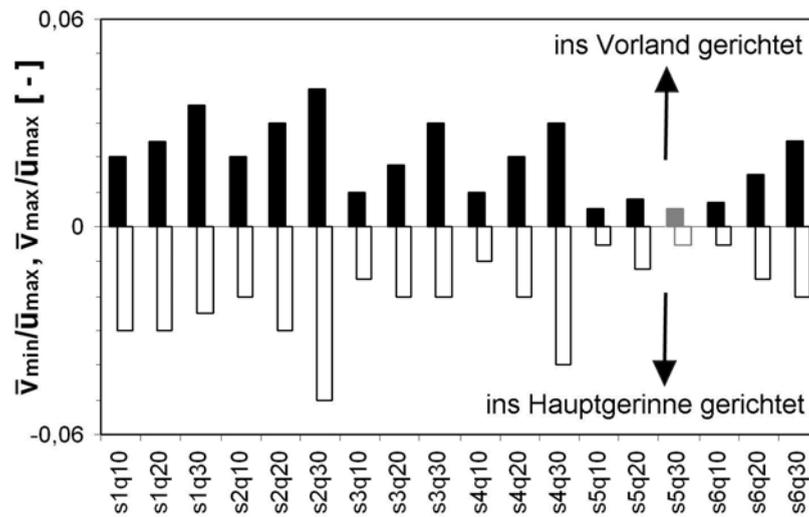


**Abb. 4.11** Vertikales Geschwindigkeitsprofil der Querströmung  $\bar{v}$  im Interaktionsbereich nahe der Vegetation (Daten aus Versuch s2q30 an der Stelle  $y = 0,48m$ )

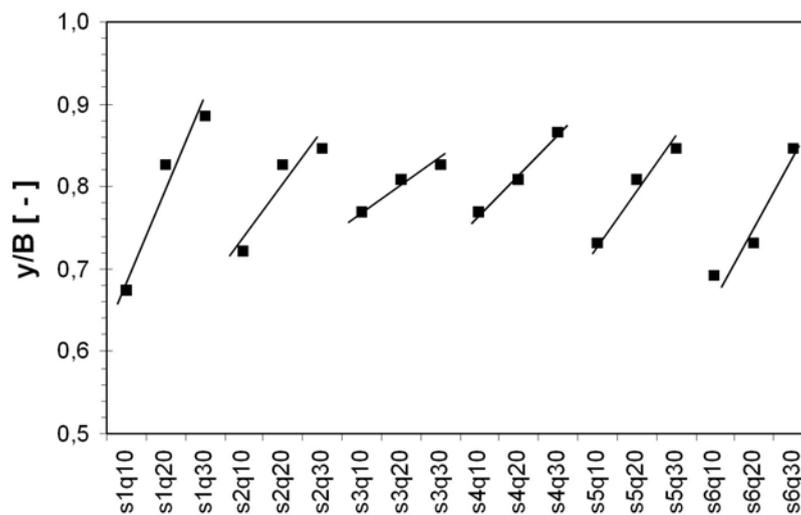
Höhe der halben Fließtiefe  $H/2$  eintritt. Der Höchstwert der in die Vegetation hinein gerichteten Strömung liegt etwas oberhalb des Vorlandniveaus bei  $z \approx 0,03m$ , was ungefähr einer relativen Wassertiefe von  $z/H \approx 0,2$  entspricht. Weiter zur Sohle hin strebt die Querströmung dann aufgrund der Haftbedingung gegen Null. Diese Verteilung der Querströmung im Interaktionsbereich konnte in allen Versuchsanordnungen unabhängig vom Fließtiefenverhältnis und der Bewuchsanordnung nachgewiesen werden. Unterschiede in den Versuchsparametern beeinflussen nur noch die Maximal- und Minimalwerte der Querströmung und ihre Lage ( $y$ -Koordinate) im Gerinnequerschnitt. Um diesen Zusammenhang zu veranschaulichen, sind in Abb. 4.12 Maximal- und Minimalwerte nach longitudinaler Mittelung für alle Versuche gegenübergestellt. Daraus läßt sich schließen, daß mit zunehmender Fließtiefe auch die Sekundärströmungen ihrem Betrag nach zunehmen. Versuch s5q30 ist in der Abb. 4.12 grau markiert, da die Werte deutlich kleiner sind, was mit den bereits in Kap. 3.4 angesprochenen Meßproblemen erklärt werden muß.

Weiterhin führen größere Besetzungsdichten bei starren und flexiblen Zylinderanordnungen dazu, daß die Sekundärströmungen weniger groß ausfallen. Bei den höheren Besetzungsdichten s3 (starr) und s4 (flexibel) treten gegenüber den niedrigeren der Versuche s1 (starr) und s2 (flexibel) geringere Maxima und Minima für alle Fließtiefen ein. Demnach sind die Sekundärströmungen bereits bei den kleinsten Fließtiefenverhältnissen der geringen Dichte (s1q10, s2q10) etwa so groß wie die bei mittlerer Fließtiefe und hoher Besetzungsdichte (s3q20, s4q20).

Die Versuche mit Zylindern und Folienstreifen (Reihen s5 und s6) weichen dagegen von diesem Ergebnis ab. Zum einen fallen alle Höchstwerte deutlich kleiner aus als die flexibler und starrer Zylinder bei gleicher Fließtiefe. Zum anderen tritt abgesehen vom Versuch s5q30, der mit den bereits oben angesprochenen Unsicherheiten behaftet ist, eine Zunahme der Querströmung mit höherer Besetzungsdichte ein.



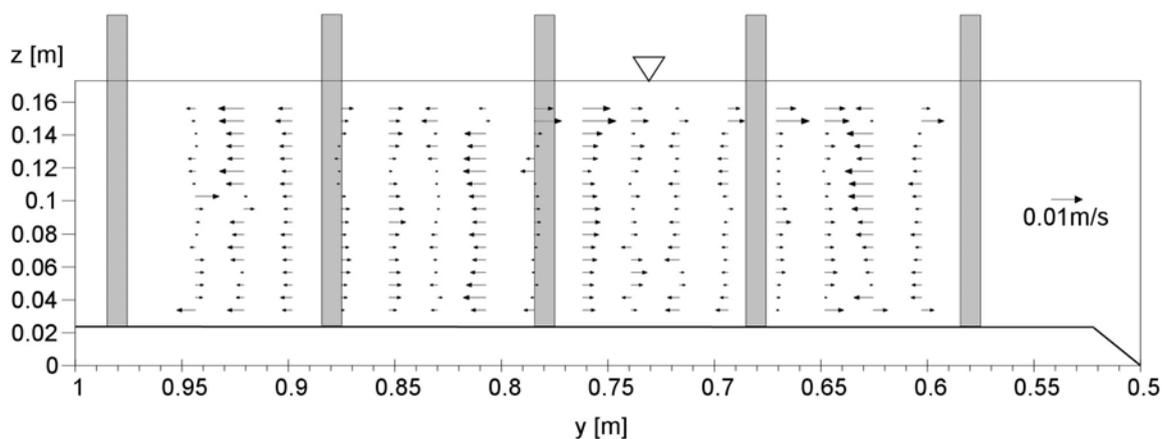
**Abb. 4.12** Verhältnis der minimalen und maximalen Querströmungskomponenten  $\bar{v}_{\min}$  (ins Hauptgerinne gerichtet, weiße Balken) und  $\bar{v}_{\max}$  (ins Vorland gerichtet, schwarze Balken) zur maximalen Hauptströmungskomponente  $\bar{u}_{\max}$  für alle Versuche



**Abb. 4.13** Relative Hauptgerinnebreite  $y/B$ , an der die maximalen Querströmungskomponenten auftreten. Die Geraden zeigen die Abhängigkeit vom Fließtiefenverhältnis (bzw. dem Durchfluß  $q_{10}$ ,  $q_{20}$  oder  $q_{30}$ ) bei gleicher Versuchsanordnung

Der Einfluß der Versuchsanordnung auf die Gerinnebreite, an der die größten Querströmungen in die Vegetation hinein gemessen wurden, läßt sich der Abb. 4.13 entnehmen. Bei den Versuchen mit starren und flexiblen Zylindern (s1, s2, s3 und s4) fallen diese Positionen mit denen der entgegengesetzten größten Querströmungen ins Hauptgerinne zusammen. Bei den Versuchen mit Folienstreifen-Zylindern kam es im Nahbereich der Zylinder zu lokalen Spitzenwerten, die aber in Abb. 4.13 nicht berücksichtigt wurden. Folglich wurde für die Auswertung die Lage des Zentrums der Sekundärströmungszellen mit ihren lokalen Maxima und Minima gewählt. Alle Versuchsergebnisse stimmen darin überein, daß bei gleicher Versuchsanordnung ein Anstieg der relativen Breite mit zunehmender Fließtiefe eintritt. Das bedeutet, daß die Position der größten Querströmungen, bzw. des Zentrums der Sekundärströmungszelle zur Vegetation hin verlagert wird (vgl. auch Abbn. 4.9 und 4.10).

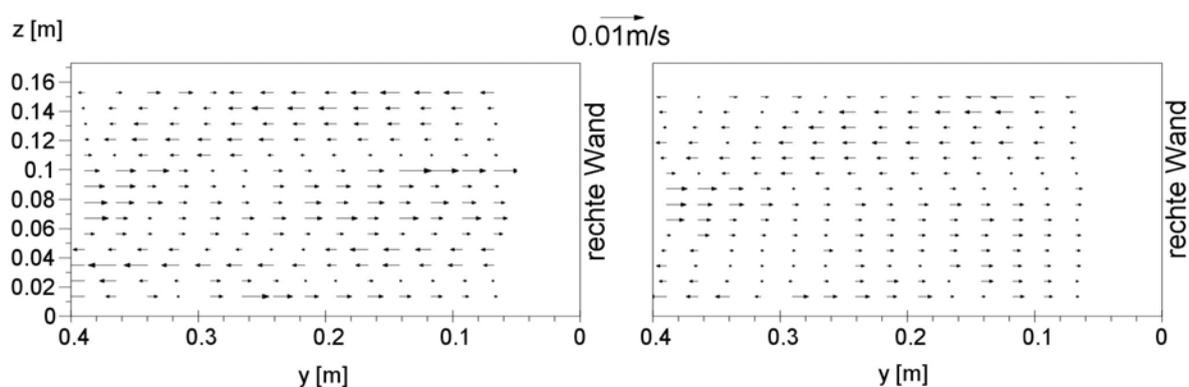
Abschließend soll noch auf die Querströmungsverteilung im Bewuchs bzw. im interaktions-unbeeinflussten Hauptgerinne eingegangen werden. Im Bewuchs stört die Um- und Nachlaufströmung der Zylinder im Gegensatz zur Interaktionszone im Hauptgerinne eine freie Ausbildung von größeren Sekundärströmungszellen. Daher wird die Querströmung nur vom Abstand und der Position relativ zu den Zylindern bestimmt. Abb. 4.14 zeigt eine Vektordarstellung eines Meßquerschnittes ohne longitudinale Mittelung für starre Zylinder hoher Dichte (Versuch s3q30). Die Querströmungen verlaufen dabei annähernd konstant über die Wassertiefe. Bei den Vertikalen, die direkt neben den Zylindern liegen, weisen die Vektoren vom Zylinder weg und erreichen ihren Höchstwert, was an der bereits weiter oben



**Abb. 4.14** Vektordarstellung der Querströmung im Bewuchs vor der longitudinalen Mittelung (Versuch s3q30, die grauen Stäbe liegen 2,5cm vor dem gemessenen Querprofil)

angesprochenen Umströmung liegt. Die Minima liegen aus Symmetriegründen genau in den Lücken zwischen zwei Stäben und außerdem in Fließrichtung direkt vor (Anströmung) und hinter (Nachlaufzone) den Stäben. Leichte Abweichungen davon treten im Feld nach der ersten Zylinderreihe auf. Hier kommt der Einfluß des Impulsaustauschs zum Tragen, der zu einer leichten Erhöhung der Querströmung in der Feldmitte führt. Durch die longitudinale Mittelung zweier hintereinanderliegender Profile, wie in Abb. 4.9 und 4.10, kommt es bei einer versetzten Anordnung der Elemente zu einer Überlagerung der unterschiedlichen Positionen zwischen den Zylindern. Dadurch führt die longitudinale Mittelung im Bewuchs zu einer homogenisierten Verteilung der Querströmung.

Im Hauptgerinne entsteht einerseits durch den Einfluß der rechten Gerinnewandung und andererseits durch den links angrenzenden Interaktionsbereich ein komplexeres Strömungsbild. Da dieser Bereich aber weit genug vom Vorland entfernt ist, wird er nicht mehr direkt von dem Impulsaustausch mit dem Vorland geprägt. So ergeben alle Versuchsanordnungen eine ähnliche Struktur, unabhängig von der Versuchsanordnung (Besetzungsdichte und Vegetationstyp). Abb. 4.15 veranschaulicht diesen Bereich durch Vektordarstellungen zweier in Fließrichtung hintereinander liegender Meßquerschnitte. Dabei läßt sich erkennen, daß sich über die Wassertiefe mehrere Sekundärströmungszellen überlagern, d.h. es kommt zu zwei Vorzeichenwechseln bzw. Richtungsänderungen der Vektoren. Diese Struktur weist eine Analogie zur Querströmung im Wandbereich symmetrischer Rechteckquerschnitte auf, wie sie von verschiedenen Autoren nachgewiesen wurde (siehe NEZU & NAKAGAWA 1993). Prinzipiell ist die Querströmung dabei etwa in Höhe der halben Fließtiefe auf die rechte Wand zu orientiert, während sie nahe der Sohle und Wasserspiegeloberfläche entgegengesetzt gerichtet ist. Die Größe der Vektoren bleibt aber insgesamt stets kleiner als im Interaktionsbereich.

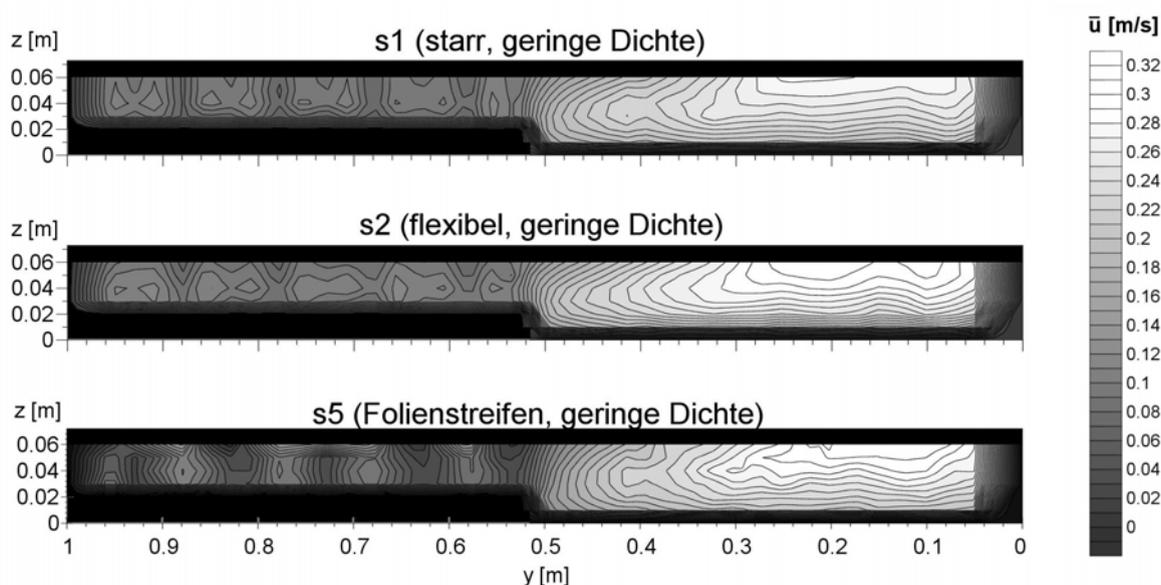


**Abb. 4.15** Vektordarstellung der Querströmung im interaktions-unbeeinflussten Hauptgerinne vor der longitudinalen Mittelung (Versuch s3q30, die beiden Querschnitte liegen 20cm auseinander)

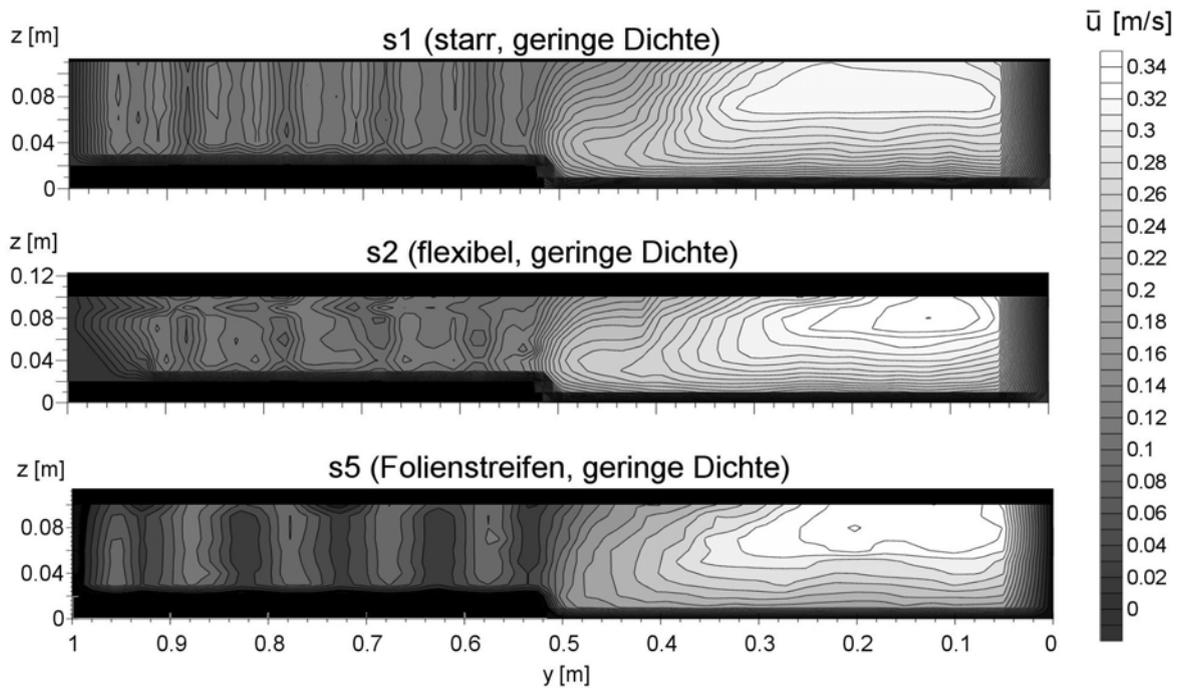
## 4.2.2 Isotachen der Hauptströmung

Ebenso wie die Querströmungskomponente, wurde die Hauptströmungskomponente  $\bar{u}$  zeitlich über das Meßintervall und longitudinal über die verschiedenen Querprofile in Fließrichtung gemittelt. Die Ergebnisse wurden mit einem Graphikprogramm in Linien gleicher Geschwindigkeit (sog. Isotachen) umgerechnet, wobei zwischen den Meßpunkten linear interpoliert wurde. Weiterhin wurde als Randbedingung entlang der Sohle, Böschung und der Gerinnewandung die Gültigkeit der Haftbedingung  $\bar{u} = 0$  angenommen. Abn. 4.16 bis 4.18 zeigen die Isotachen für die unterschiedlichen Fließtiefen bei geringer Besetzungsdichte. Da sie im wesentlichen mit den Isotachen der höheren Besetzungsdichte übereinstimmen, werden letztere an dieser Stelle nicht wiedergegeben (siehe Anhang).

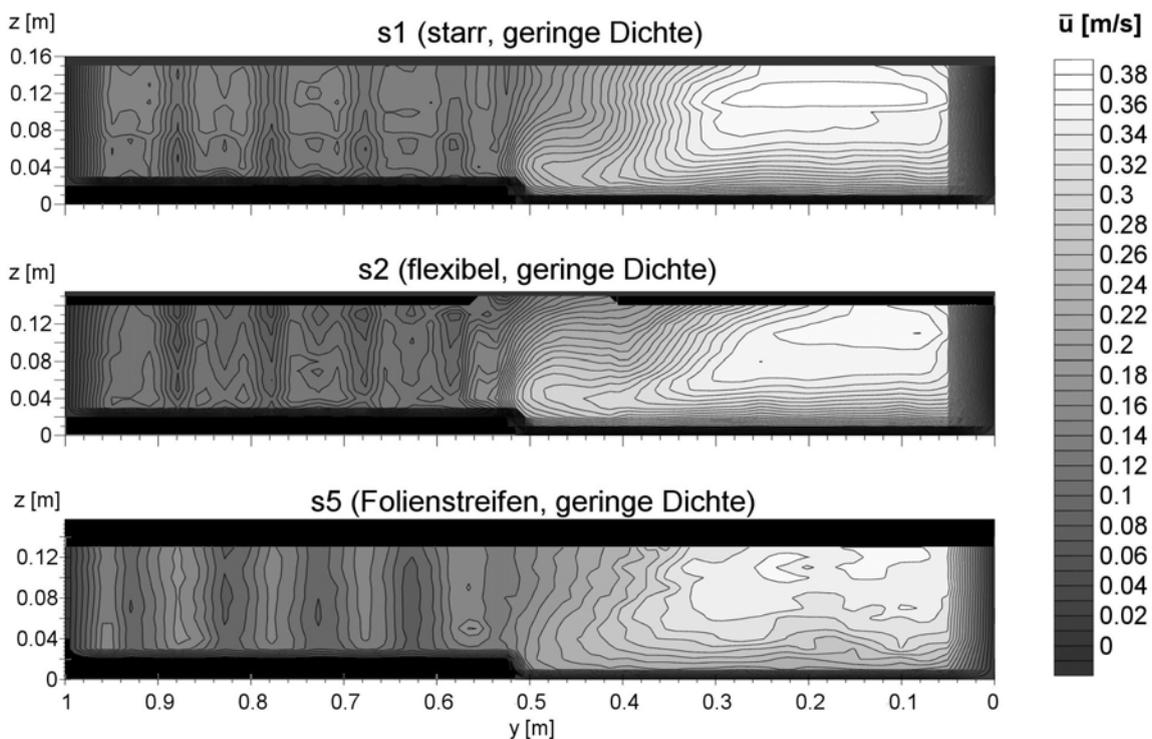
Ein Vergleich der drei Abbildungen zeigt, daß mit zunehmender Fließtiefe eine Deformation der Isotachen im Interaktionsbereich eintritt. Dabei verlaufen die Isotachen an der Vorlandgrenze nicht mehr senkrecht, wie es bei Annahme einer rauhen Wand der fiktiven Trennfläche zu erwarten wäre, sondern unter einem Winkel von der Böschungskante weg. Bei mittlerer und großer Fließtiefe weisen die Isotachen sogar einen annähernd horizontalen Verlauf nahe der Vegetation im Hauptgerinne auf.



**Abb. 4.16a-c** Isotachen der longitudinal gemittelten Fließgeschwindigkeit für die Versuche mit kleiner Fließtiefe und geringer Besetzungsdichte (s1q10, s2q10 und s5q10). In den schwarz markierten Bereichen konnten keine Messungen erfolgen.



**Abb. 4.17a-c** Isotachen der longitudinal gemittelten Fließgeschwindigkeit für die Versuche mit mittlerer Fließtiefe und geringer Besetzungsdichte (s1q20, s2q20 und s5q20)



**Abb. 4.18a-c** Isotachen der longitudinal gemittelten Fließgeschwindigkeit für die Versuche mit großer Fließtiefe und geringer Besetzungsdichte (s1q30, s2q30 und s5q30)

Dieses Phänomen läßt sich mit der in Kap. 4.2.1 aufgezeigten Sekundärströmungsstruktur erklären. Da die Querströmung im Interaktionsbereich sohlennah vom Hauptgerinne in die Vegetation gerichtet ist, kommt es zu einem advektiven Transport von Fluidanteilen aus dem Hauptgerinne zum Vorland hin. Da diese Fluidanteile eine höhere Fließgeschwindigkeit besitzen, werden die sohlennahen Geschwindigkeiten im Interaktionsbereich beschleunigt. Gerade umgekehrt verläuft der Prozeß nahe der Wasseroberfläche, wo die Querströmung von der Vegetation ins Hauptgerinne gerichtet ist. Hier werden Fluidanteile mit geringen Geschwindigkeiten vom Vorland ins Hauptgerinne verfrachtet, wobei es zu einer Verlangsamung der oberflächennahen Geschwindigkeiten kommt. Auf diese Weise tritt eine Kompression der Isotachen in Oberflächennähe und eine Expansion nahe der Sohle ein, d.h. der Abbau (bzw. Gradient) der Hauptströmungsgeschwindigkeit zum Vorland hin verläuft nahe der Sohle flacher und nahe der Wasseroberfläche steiler (vgl. Kap. 4.2.4).

Stellt man die Isotachen bei gleicher Fließtiefe einander gegenüber, so zeigt auch der Vegetationstyp einen Einfluß auf ihre Struktur. Wie bereits im vorigen Kapitel dargestellt, führen die Versuchsanordnungen mit flexiblen Zylindern zu den größten Querströmungen. Daher weisen auch die entsprechenden Isotachen die stärksten Verformungen im Interaktionsbereich auf (siehe Abbn. 4.17b und 4.18b). Die Versuche mit starren Zylindern weisen grundsätzlich ähnliche Isotachen auf (Abbn. 4.17a und 4.18a), bleiben aber vom Grad der Deformation her unter denen der flexiblen Zylinder. Auch hier findet sich eine Entsprechung in den Querströmungen, die für starre Zylinder kleiner ausfallen als für flexible. Bei den Zylindern mit Folienstreifen treten dagegen deutlich kleinere Querströmungen auf, so daß auch die Isotachen weniger stark deformiert werden (vgl. Abbn. 4.17c und 4.18c).

Der Einfluß der Sekundärströmungen auf die Isotachen bleibt aber nicht auf den Interaktionsbereich beschränkt. Auch die Position des Geschwindigkeitsmaximums im Hauptgerinne zeigt bei größeren Fließtiefen deutliche Unterschiede für die untersuchten Versuchsanordnungen. Bei starren Zylindern verläuft die Isotache mit maximaler Geschwindigkeit in etwa horizontal und über eine Breite von etwa  $0,3m > y > 0,07m$ , nimmt also etwa die Hälfte des Hauptgerinnes ein. Das Geschwindigkeitsmaximum in Versuchen mit flexiblen Zylinder ist dagegen zur rechten Wand hin verlagert und erstreckt sich nur über etwa ein Viertel der Hauptgerinnebreite. Die Isotachen der Versuche mit Zylindern mit Folienstreifen weisen die geringste Verlagerung und Stauchung des Geschwindigkeitsmaximums auf.

Alle Versuchsergebnisse stimmen aber in der Wassertiefe überein, in der die maximalen Fließgeschwindigkeiten auftreten, woraus sich schließen läßt, daß der Einfluß der

horizontalen Querströmungskomponente über den der vertikalen dominiert. Daß die Wassertiefe bei etwa  $z \approx 0,75 \cdot H$  liegt und nicht näher an der Wasseroberfläche zeigt, daß trotzdem vertikale Querströmungen auftreten. Diese vertikale Verlagerung des Geschwindigkeitsmaximums ist typisch für offene Gerinne mit Sekundärströmungszellen und wird als „velocity-dip phenomenon“ bezeichnet (TOMINAGA & NEZU 1990).

Im Bewuchs verlaufen die Isotachen unabhängig von der Wassertiefe annähernd vertikal, wobei sich Bereiche der Nachlaufströmung mit geringen Geschwindigkeiten (in den Abbn. 4.16 bis 4.18 dunkelgrau markiert) mit größeren Geschwindigkeiten in den Lücken zwischen den Elementen (hellgraue Bereiche) abwechseln. Dabei ist zu beachten, daß die hohen Geschwindigkeiten der Hauptströmung bereits ab der ersten Stabreihe abgebaut sind und damit keine ausgedehnte, am Impulsaustausch mitwirkende Vorlandbreite vorhanden ist.

Während die geringsten Geschwindigkeiten im Nachlauf bei den starren Zylinder nahe der Sohle auftreten, sind sie bei den flexiblen Zylindern in Richtung der Wasseroberfläche nach oben verschoben. Dieser Effekt läßt sich mit der Biegung der Zylinder in Fließrichtung erklären, wodurch die Abstände zwischen den LDV-Meßpunkten und den Zylindern mit zunehmender Distanz zur Sohle abnehmen.

Bei den Zylindern mit Folienstreifen (s5) sind die Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen Nachlauf und Umströmung stärker ausgeprägt, da hier die Lücken zwischen den Elementen größer sind als bei starren und flexiblen Zylindern (s1 und s2). Weiterhin sind hier die Nachlaufzonen ausgeprägter, da die Folienstreifen eine größere angeströmte Fläche aufweisen und sich hinter den Elementen folglich stärkere Rücklaufzonen mit geringeren Geschwindigkeiten ausbilden.

Die Ergebnisse belegen, wie gut die Sekundärströmungsstruktur mit der Verteilung der Hauptströmung korreliert. Dabei kommt es in Bereichen, in denen die Querströmungen große Werte erreichen, zu starken Deformationen der Isotachen. Die Deformationen werden in den nachfolgenden Kapiteln durch Analyse vertikaler sowie horizontaler Geschwindigkeitsverteilungen näher untersucht und daraufhin ihr Zusammenhang mit dem Impulsaustausch und der Turbulenzstruktur aufgezeigt.

### 4.2.3 Vertikale Verteilung der Hauptströmung

Besonders deutlich läßt sich der Einfluß der Sekundärströmungen in einer Auftragung der vertikalen Geschwindigkeitsprofile zeigen. In den Abbn. 4.19 und 4.20 sind vertikale Profile beispielhaft für den Versuch s2q30 (flexible Zylinder, geringe Dichte, große Fließtiefe), bei dem die größten Querströmungen auftraten, dargestellt. Abb. 4.19 zeigt die direkt gemessenen Profile und Abb. 4.20 ihre logarithmische Auftragung, die auf der Methode nach KOLL (2002) basiert (vgl. Kap. 2.1.4).

Im Hauptgerinne nahe der rechten Wand, also dem interaktions-unbeeinflussten Bereich, entsprechen die Profile bis zu einer Wassertiefe von  $z \approx 0,11\text{m}$  (bzw.  $z/H < 0,39$ ) noch gut einer logarithmischen Verteilung mit einem Geschwindigkeitsmaximum nahe der Wasseroberfläche. Der Grund dafür, daß das Maximum nicht direkt an der Wasseroberfläche eintritt, liegt an dem „velocity-dip phenomenon“, d.h. Sekundärströmungen, die in der Ecke der rechten Gerinnewandung auftreten (vgl. voriges Kapitel). Dagegen wird die Abweichung von einer logarithmischen Verteilung in Richtung Vorland immer größer. Hier treten durch den Einfluß der Sekundärströmungen starke Deformationen auf, so daß das

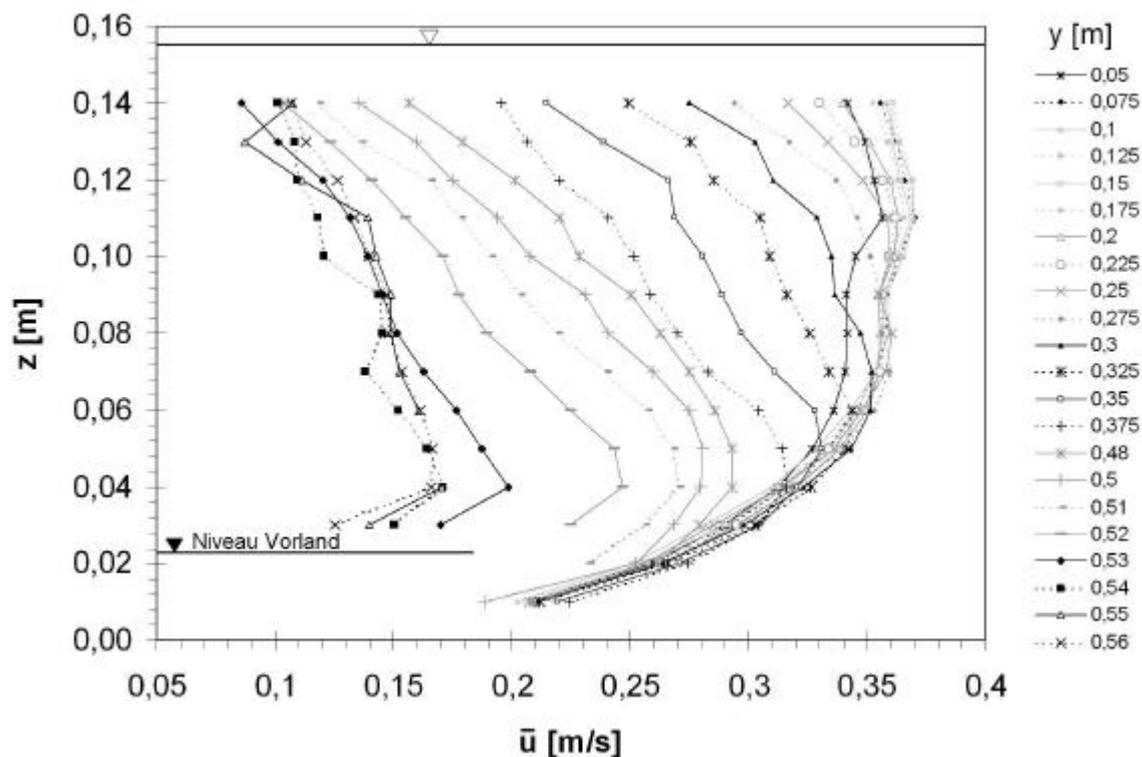
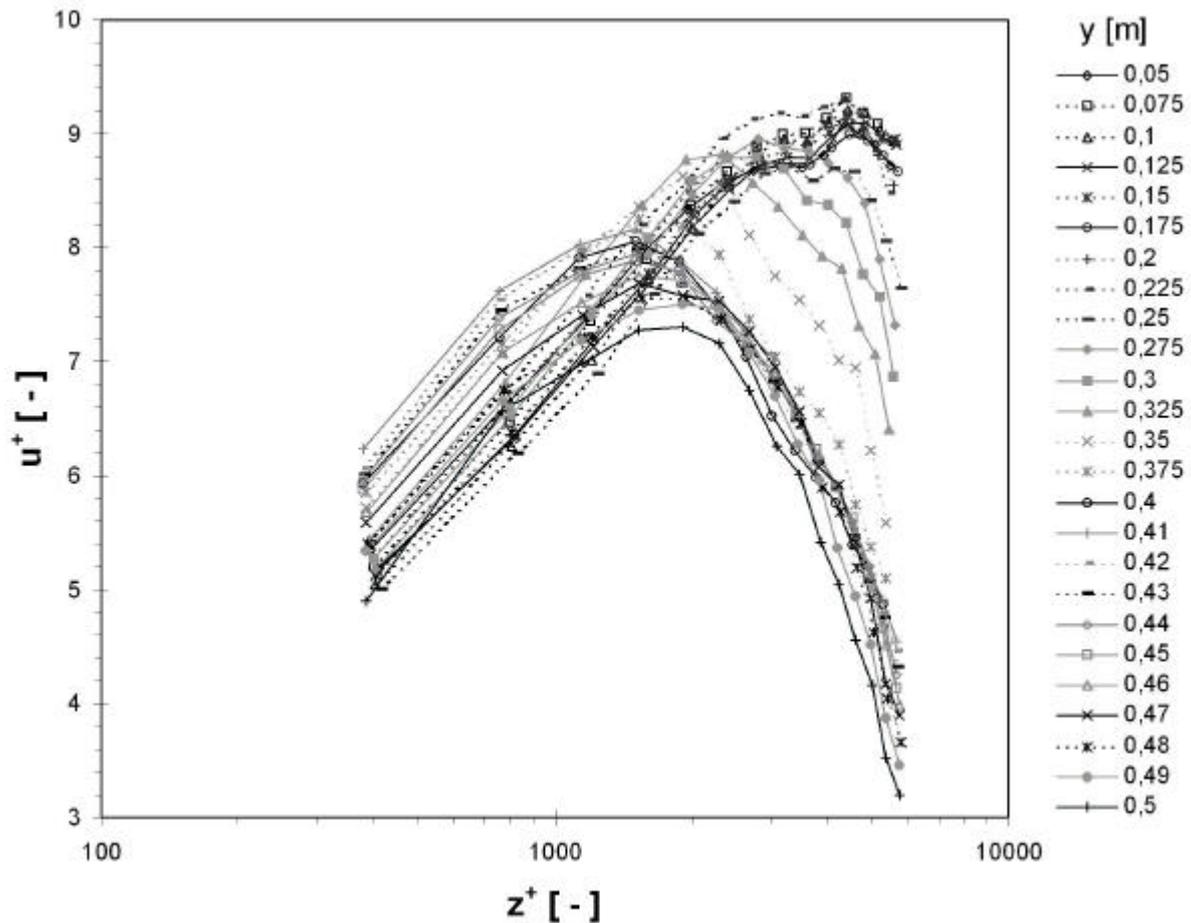


Abb. 4.19 Vertikale Geschwindigkeitsprofile der Hauptströmung  $\bar{u}$  (Daten aus Versuch s2q30)

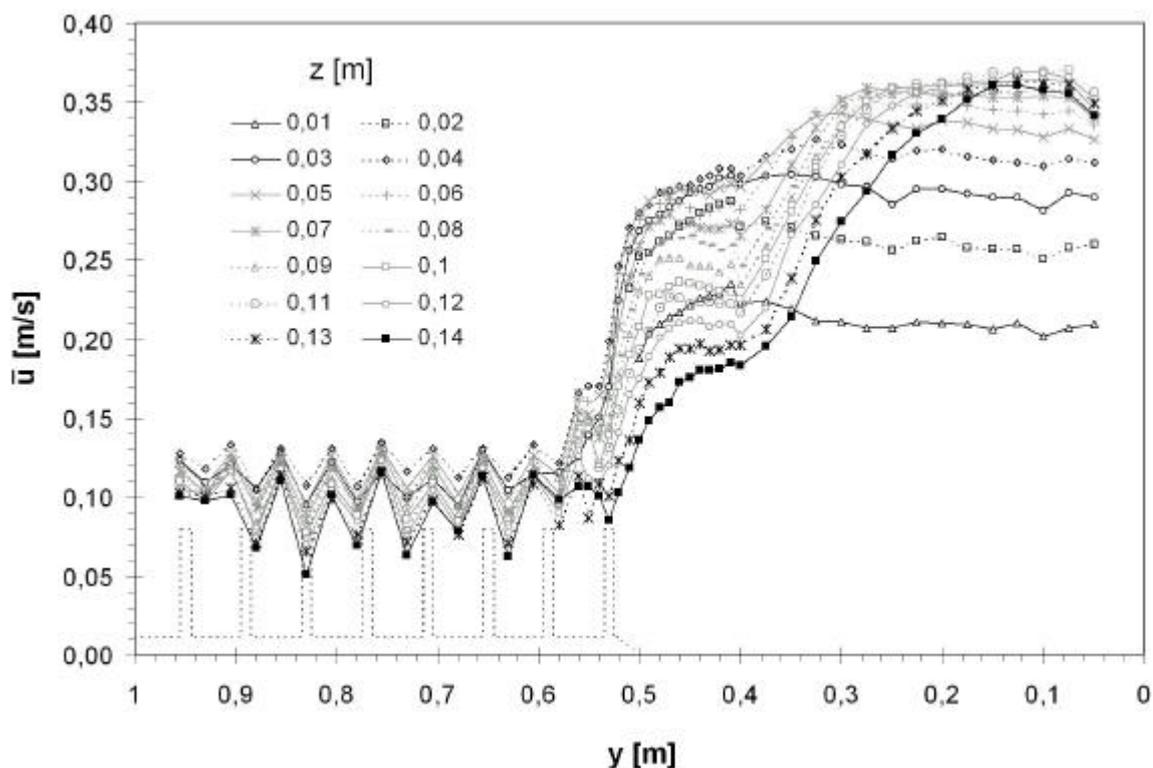


**Abb. 4.20** Logarithmische Auftragung der vertikalen Geschwindigkeitsprofile des Hauptgerinnes  $u^+ = \bar{u}/u_*$  über  $z^+ = z \cdot u_* / \nu$  (Daten aus Versuch s2q30)

Geschwindigkeitsmaximum schließlich knapp über der Sohle bei  $z \approx 0,03m$  auftritt und die darüberliegende Geschwindigkeitsverteilung mit negativem Gradienten und fast linear verläuft. Dies zeigt sich auch in den logarithmischen Auftragungen sehr deutlich, die für Profile des Interaktionsbereichs  $0,41m < y < 0,5m$  bereits ab einem dimensionslosen Wandabstand von  $z^+ > 2000$  signifikant von einer logarithmischen Verteilung abweichen und sich auch nicht mehr mit Korrekturansätzen wie dem Coles'schen „Wake“-Parameter (siehe Kap. 2.1.3) beschreiben lassen. Die Gültigkeit des logarithmischen Profils ergibt sich damit für das interaktions-unbeeinflusste Hauptgerinne bis in eine Höhe von etwa 40% der Wassertiefe, während sie im Interaktionsbereich nur noch für etwa 10% der Wassertiefe gewährleistet ist. Diese eingeschränkte Gültigkeit konnte auch durch die anderen Versuchsanordnungen bestätigt werden.

#### 4.2.4 Horizontale Verteilung der Hauptströmung

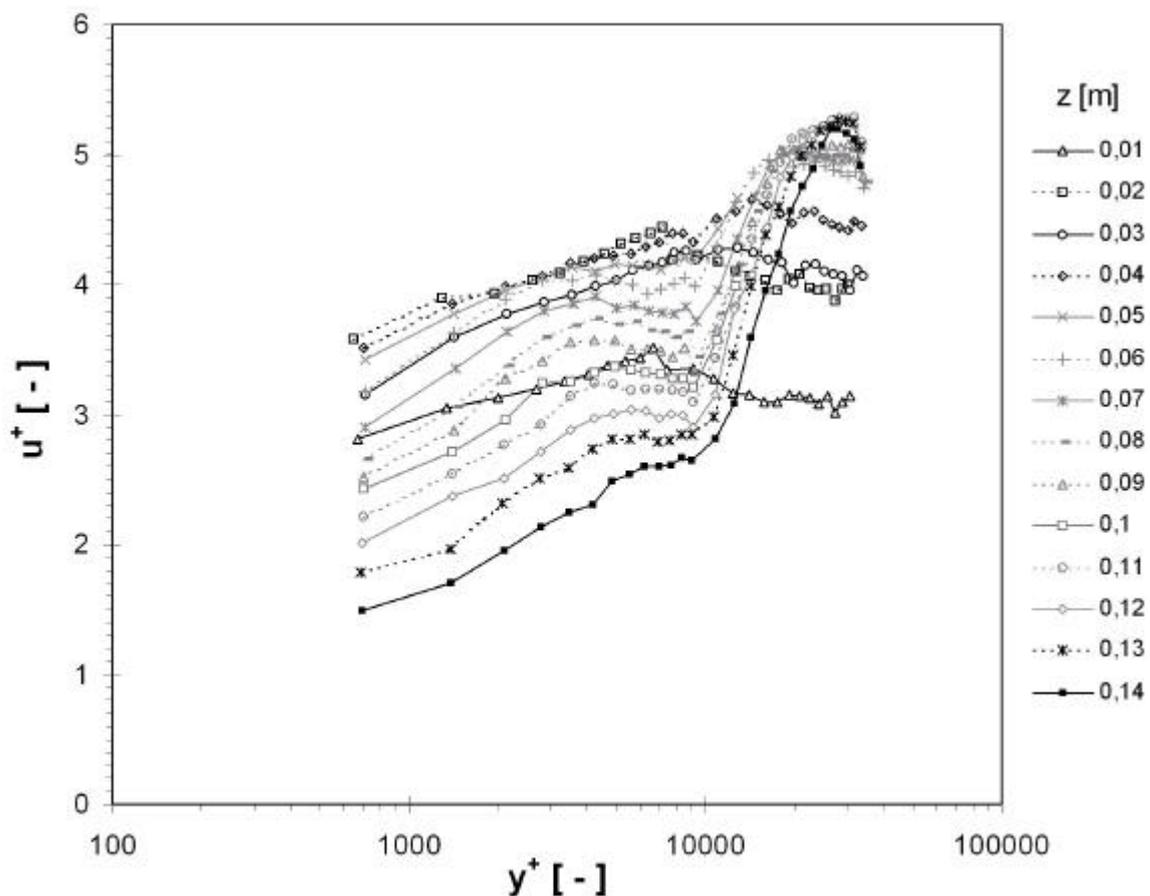
Ebenso wie die vertikalen Geschwindigkeitsprofile zeigt sich auch in einer horizontalen Auftragung der Fließgeschwindigkeit über die Gerinnebreite der Einfluß der Sekundärströmungen. In Abb. 4.21 wurden alle horizontalen Profile für die Versuchsanordnung s2q30 (flexible Zylinder, geringe Dichte, große Fließtiefe) in Abhängigkeit von der Wassertiefe dargestellt. Dabei kommt es im Interaktionsbereich zu signifikanten Deformationen, die einen unstetigen, horizontalen Geschwindigkeitsgradienten aufweisen. Besonders deutlich wird diese Unstetigkeit bei den Profilen nahe der Wasseroberfläche ( $z \geq 0,07m$ ). Dabei nimmt die Geschwindigkeit von der rechten Wand an ( $0,4 > y > 0,2$ ) zunächst mit hohem Gradienten ab, verläuft im Interaktionsbereich ( $0,46 > y > 0,4$ ) wieder deutlich flacher, um in einem schmalen Bereich zur Vegetation hin ( $0,52 > y > 0,46$ ) wieder stärker abzunehmen. Die einzigen Profile, die diesen Knick nicht aufweisen, liegen nahe der Sohle ( $z \leq 0,03m$ ), da hier die Fließgeschwindigkeit von der Wandreibung dominiert wird. Das Vorland ist, wie bereits in den vorigen Kapiteln aufgezeigt,



**Abb. 4.21** Horizontale Geschwindigkeitsprofile der Hauptströmung  $\bar{u}$  geordnet nach der relativen Wassertiefe  $z/H$  der Messung (Daten aus Versuch s2q30)

nur noch von der Lage relativ zu einem Zylinder geprägt und weist dadurch eine wiederkehrende Struktur aus Minima und Maxima auf, die sich unabhängig von der Wassertiefe einstellt.

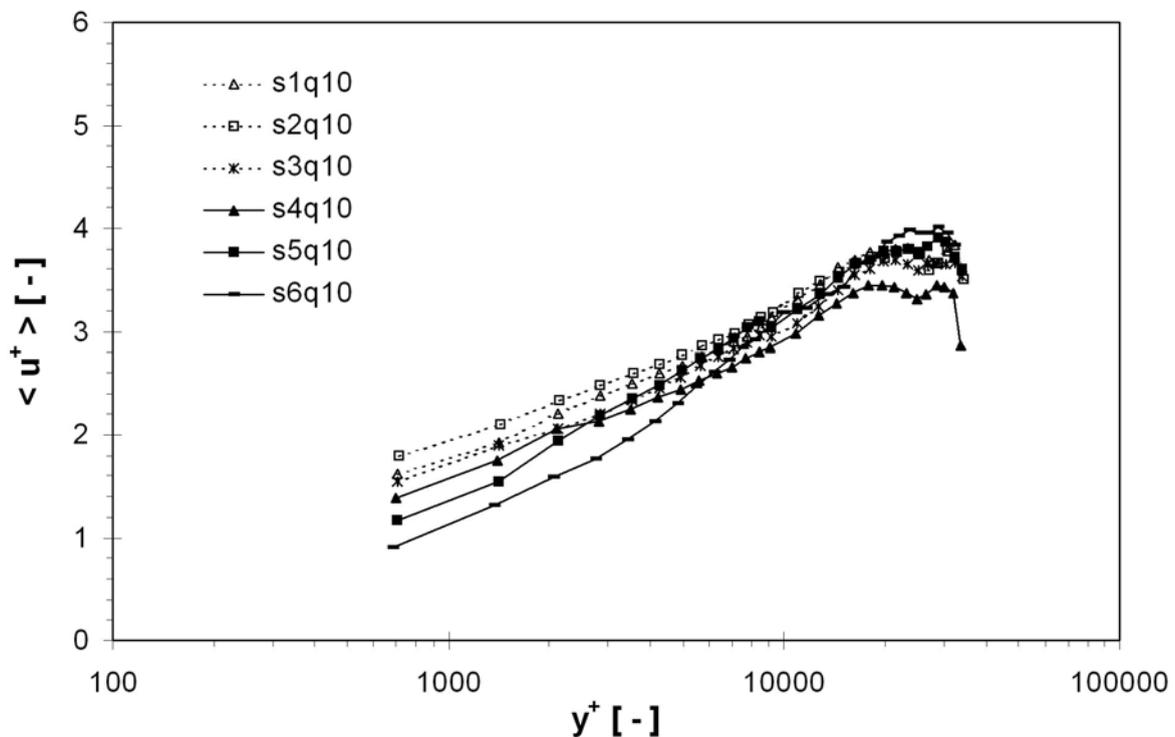
Durch die starken Deformationen läßt sich auch horizontal keine universelle, logarithmische Geschwindigkeitsverteilung mehr zugrundelegen, wie in Abb. 4.22 deutlich wird. Die Geschwindigkeitsdaten der Versuchsanordnung s2q30 wurden dazu im Hauptgerinne ( $y \leq 0,52m$ ) nach der Methode von KOLL (2002) normiert. Für einen dimensionslosen Abstand von der Böschungskante  $y^+ < 7000$  verlaufen die Verteilungen zwar annähernd linear und besitzen damit eine logarithmische Verteilung, variieren aber stark im  $y$ -Achsenabschnitt der dimensionslosen Geschwindigkeit  $u^+$ . Folglich läßt sich ein Geschwindigkeitsgesetz mit universeller von Karman-Konstante  $\kappa$  sowie Integrationskonstante, das unabhängig von der Wassertiefe gültig ist, daraus nicht ableiten. Die logarithmische Darstellung eignet sich aber gut, um über tiefengemittelte



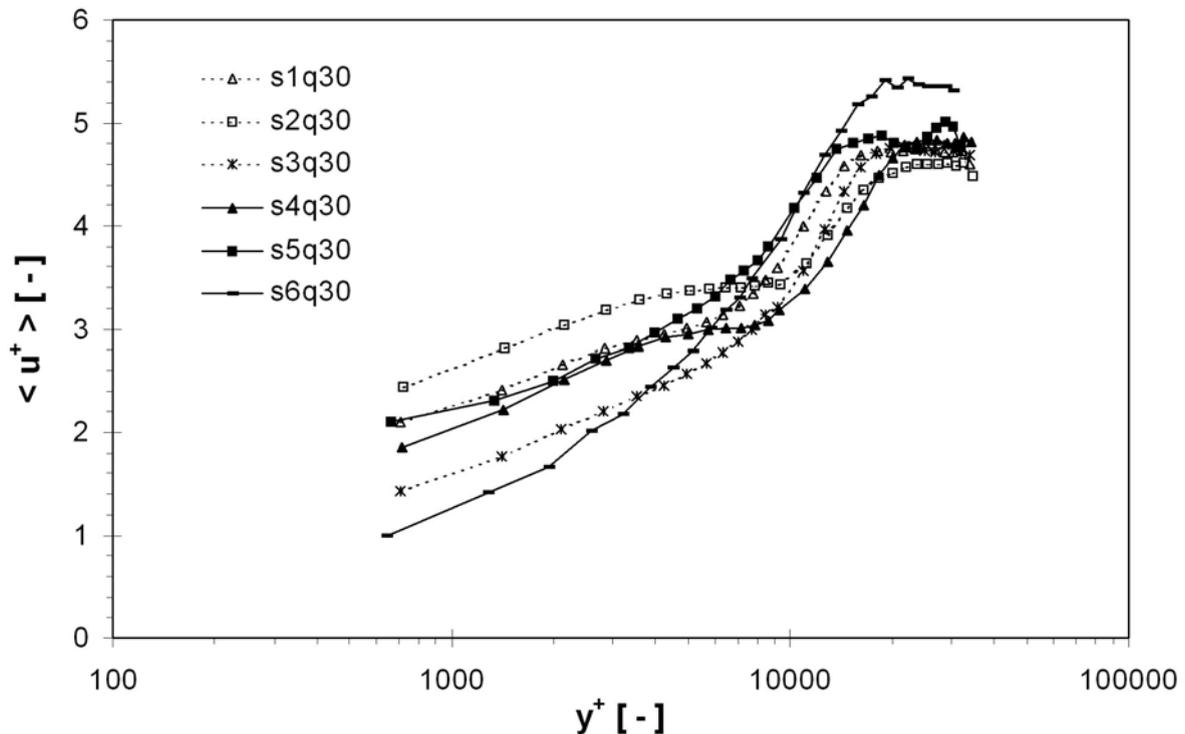
**Abb. 4.22** Logarithmische Auftragung der horizontalen Geschwindigkeitsprofile des Hauptgerinnes  $u^+ = \bar{u} / u_*$  über  $y^+ = y \cdot u_* / \nu$  (Daten aus Versuch s2q30)

Geschwindigkeitsdaten Vergleiche zwischen den einzelnen Versuchsanordnungen anzustellen. In den Abbn. 4.23 und 4.24 sind die tiefengemittelten, horizontalen Geschwindigkeitsprofile für Versuche mit kleiner und großer Fließtiefe ( $q_{10}$  und  $q_{30}$ ) logarithmisch aufgetragen. Dabei zeigt sich, daß bei kleineren Fließtiefen und damit verbundenen geringeren Sekundärströmungen weniger starke Deformationen des Geschwindigkeitsprofils auftreten. Damit entsprechen die Profile über einen größeren, dimensionslosen Abstand von der Böschungskante bis etwa  $y^+ < 10000$  einer logarithmischen Verteilung. Die schlechteste Übereinstimmung mit einer logarithmischen Verteilung ergibt sich für die Zylinder mit Folienstreifen (s5 und s6), bei denen die Geschwindigkeitsverteilung im Interaktionsbereich annähernd linear und in Abb. 4.24 bei logarithmischer Auftragung damit exponentiell verläuft.

Da die Methode der Normierungen nach KOLL im vorliegenden Fall eine Bestimmung der integralen Schubspannungsgeschwindigkeit nach Gl. (2.41) erforderte, konnten keine Informationen über die lokale Sohlenschubspannungen aus den Daten gewonnen werden. Eine bessere Methode hierfür, die auf der Impulsbilanz für gegliederte Gerinne und der Verteilung der Scheinschubspannung basiert, wird im Kapitel 2.12 vorgestellt.



**Abb. 4.23** Logarithmische Auftragung der horizontalen, tiefengemittelten Geschwindigkeitsprofile des Hauptgerinnes  $\langle u^+ \rangle = \langle \bar{u} \rangle / u_*$  über  $y^+ = y \cdot u_* / \nu$  für Versuche mit kleiner Fließtiefe ( $q_{10}$ )



**Abb. 4.24** Logarithmische Auftragung der horizontalen, tiefengemittelten Geschwindigkeitsprofile des Hauptgerinnes  $\langle u^+ \rangle = \langle \bar{u} \rangle / u_*$  über  $y^+ = y \cdot u_* / \nu$  für Versuche mit großer Fließtiefe (q30)

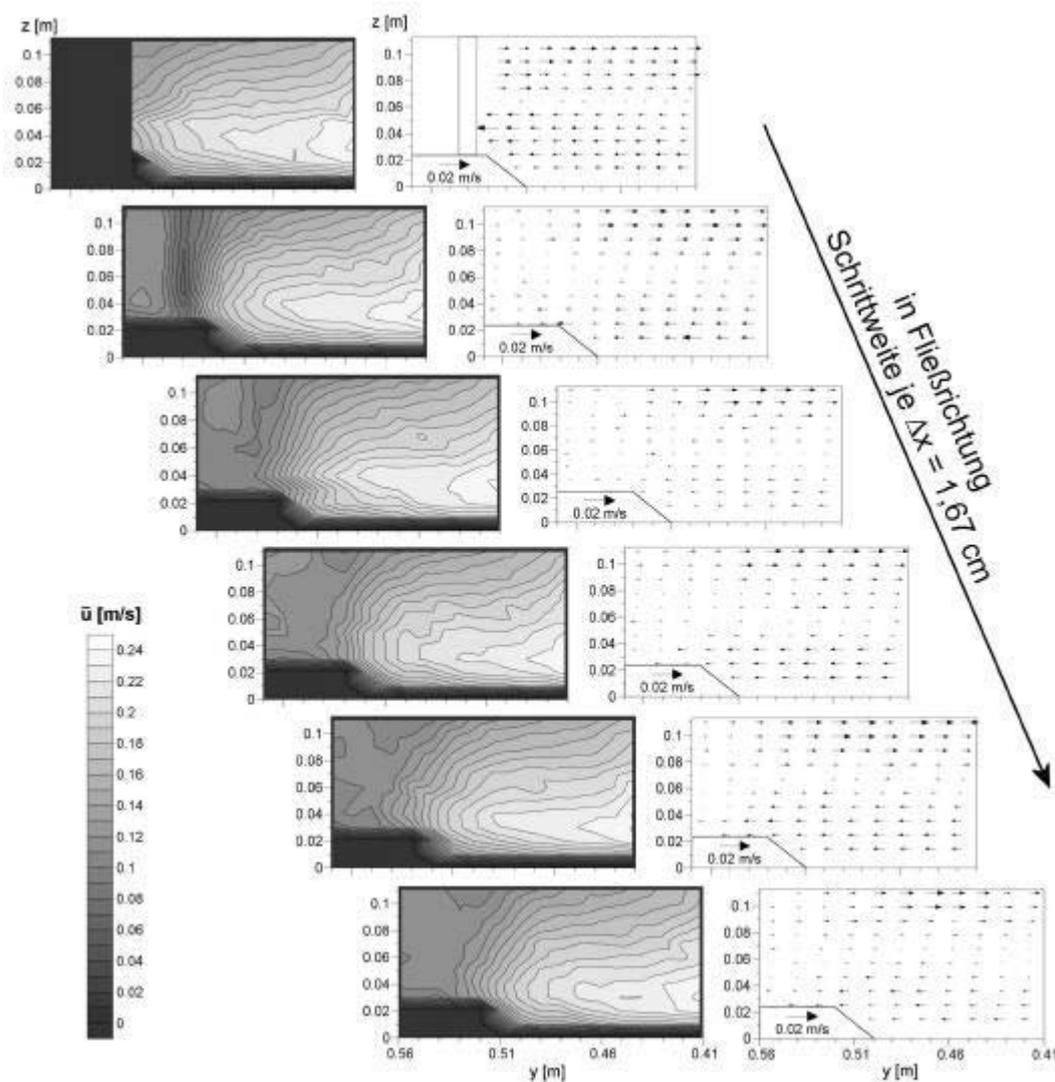
Die Schwierigkeit einer mathematischen Beschreibung der deformierten Geschwindigkeitsverteilungen betrifft auch die von PASCHE (1984), BERTRAM (1985), NUDING (1991) und EVERS (1983) vorgeschlagenen Verteilungsfunktionen, die auf Basis ihrer Versuche mit kleinen Fließtiefen entwickelt wurden (in SCHUHMACHER 1995).

Während sich bei kleinen Fließtiefen (q10) noch eine recht gute Übereinstimmung zwischen den Verteilungsfunktionen und den eigenen experimentellen Daten ergibt (siehe Anhang) treten bei größeren Fließtiefen (q20, q30) deutliche Abweichungen auf. Hier treten in den Experimenten drei Wendepunkte im horizontalen Geschwindigkeitsgradienten auf, die von einem logarithmischen Profil nicht erfaßt werden können. Gleiches gilt für den parabolische Funktionstyp von EVERS der darüber hinaus zu noch größeren Abweichungen als die logarithmischen Funktionen der anderen drei Autoren führt.

Da an dieser Stelle nicht näher auf den Vergleich eingegangen werden soll, finden sich im Anhang vergleichende Abbildungen der tiefengemittelten Geschwindigkeitsverteilung aus den Versuchen und den theoretischen Ansätzen.

### 4.2.5 Heterogenität der Strömung in longitudinaler Richtung

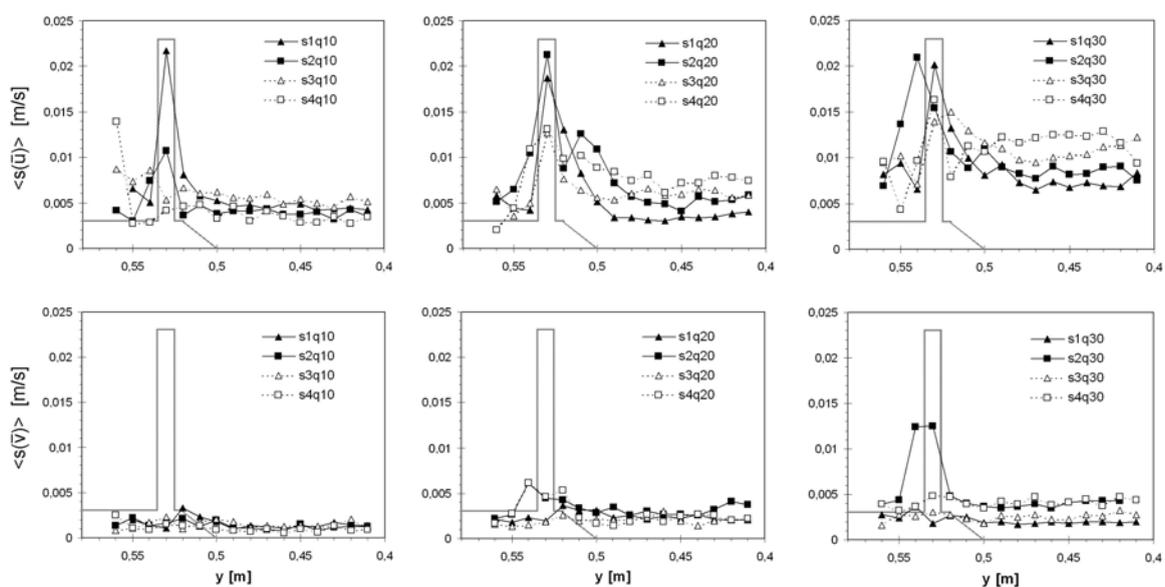
Durch die hohe Dichte des Meßrasters im Interaktionsbereich konnte die Heterogenität der Strömung in den longitudinal aufeinander folgenden Querschnitten analysiert werden. Abb. 4.25 zeigt eine Serie von Isotachen der Hauptströmung und Vektoren der Querströmung für die gemessenen Querschnitte der Versuchsanordnung s1q20 (starre Zylinder, geringe Dichte, mittlere Fließtiefe). Von oben nach unten beziehen sich die Teilabbildungen dabei auf die Position direkt neben einem Zylinder der ersten Stabreihe und folgen dann in einem longitudinale Abstand von  $\Delta x = 1,67\text{cm}$  aufeinander. Die Ergebnisse zeigen sowohl für die Hauptströmung als auch für die Querströmung eine hohe Homogenität. Nur in einem Bereich



**Abb. 4.25** Isotachen- und Vektordarstellung der Haupt- und Querströmung im Interaktionsbereich vor der longitudinalen Mittelung (Daten aus Versuch s1q20)

auf dem Vorland vor und hinter den Zylindern ( $0,56m < y < 0,52m$ ) treten aufgrund der Nachlaufströmung Unterschiede in den Profilen auf. Dabei sind die Fließgeschwindigkeiten erwartungsgemäß an der ersten Position hinter dem Zylinder am kleinsten und nehmen dann in longitudinaler Richtung zum nachfolgenden Zylinder hin zu (in Abb. 4.25 also von oben nach unten). Diese lokale Beeinflussung durch die Nachlaufströmung pflanzt sich aber nicht ins Hauptgerinne fort und bleibt auf das Vorland bis zur Böschungskante beschränkt. Dies zeigt sich auch in den Abbn. 4.26a-f, in denen die Standardabweichungen der Fließgeschwindigkeit und der Querströmung in longitudinaler Richtung aufgetragen sind. Die Standardabweichungen der Querströmung, die nur einige Prozent der Fließgeschwindigkeit betragen, sind dabei entsprechend kleiner als die der Hauptströmung.

Die Maximalwerte treten dabei in der Achse der Zylinder (bei  $y = 0,53m$ ) auf. Zum Hauptgerinne hin und auch in den Lücken zwischen den Zylindern wird dieses Maximum schnell abgebaut. Die Standardabweichung im Hauptgerinne, die nicht mehr von den lokalen Effekten der Zylinderumströmung beeinflusst wird, zeigt aber einen Anstieg mit zunehmenden Fließtiefen, so daß die Werte der Versuche mit großer Fließtiefe (q30) etwa doppelt so groß sind wie für die kleine Fließtiefe (q10). Dagegen sind Zylindertyp (starr oder flexibel) und Besetzungsdichte von untergeordneter Bedeutung. Tendenziell zeigt sich hierbei ein Anstieg der Standardabweichung mit zunehmender Besetzungsdichte und bei Einsatz flexibler Zylinder. Beispielsweise führt die Versuchsanordnung s4 (flexibel, hohe Dichte) in Abb. 4.26c zu den größten Standardabweichungen, während in Versuch s1 (starr, geringe Dichte) die kleinsten auftreten.



**Abb. 4.26** Tiefengemittelte Standardabweichungen der Fließgeschwindigkeit  $\langle s(\bar{u}) \rangle$  und der Querströmung  $\langle s(\bar{v}) \rangle$  in longitudinaler Richtung für starre und flexible Zylinder

## 4.2.6 Quadrantenanalyse und Methode der doppelten Mittelung

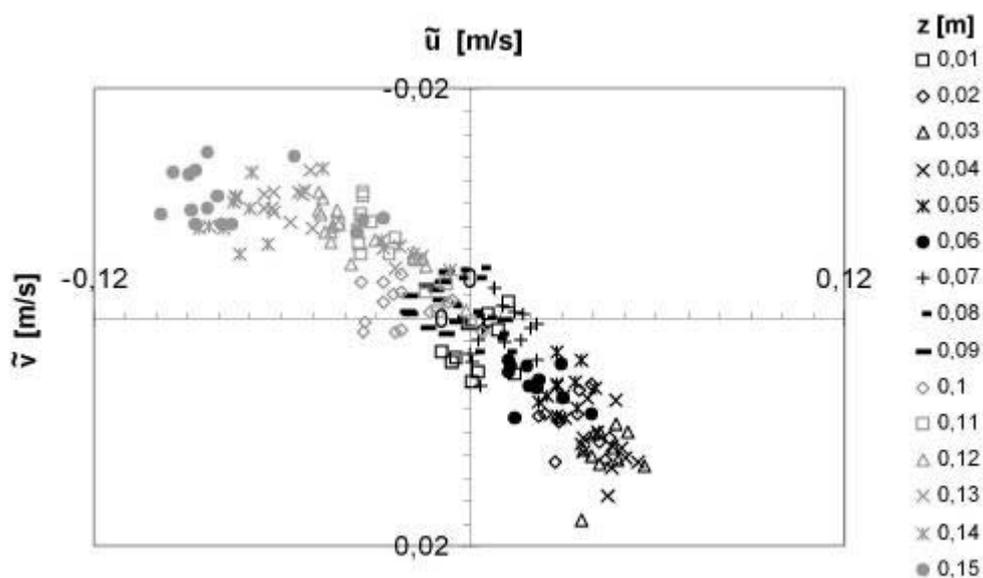
Unter dem Begriff der doppelten Mittelung versteht man eine Zerlegung physikalischer Größen in zeitliche und räumliche Schwankungsgrößen (vgl. KOLL 2002 und POKRAJAK et al. 2003). Für die Geschwindigkeit der Haupt- und Querströmung lassen sich die räumlichen Schwankungsgrößen  $\tilde{u}$  und  $\tilde{v}$ , gekennzeichnet durch die Tilde, folgendermaßen schreiben:

$$\tilde{u}(x, y, z) = \bar{u}(x, y, z) - \langle \bar{u}(y) \rangle \quad (4.6a)$$

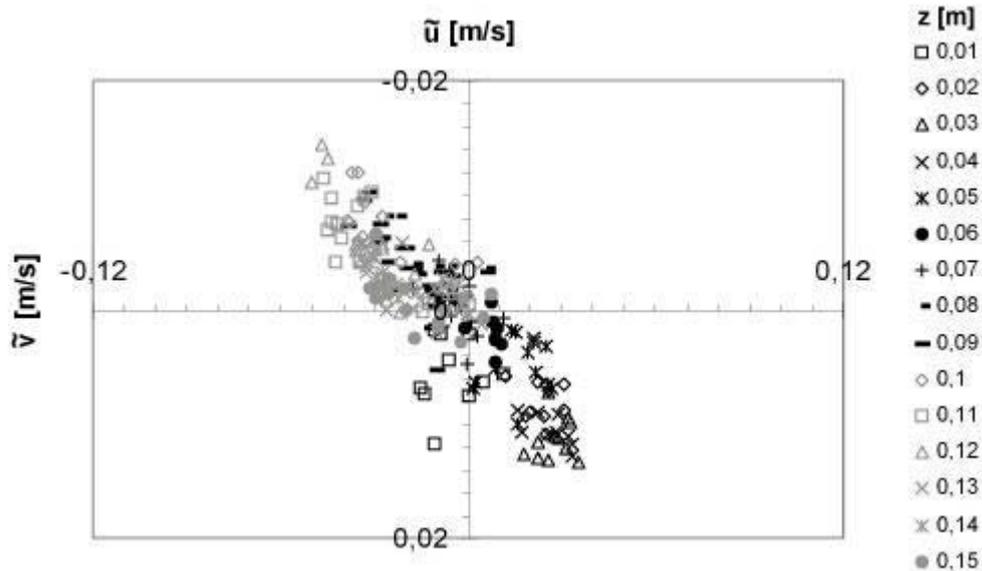
$$\tilde{v}(x, y, z) = \bar{v}(x, y, z) - \langle \bar{v}(y) \rangle \quad (4.6b)$$

Hierbei sind  $\bar{u}(x, y, z)$  und  $\bar{v}(x, y, z)$  die zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten an jedem Meßpunkt im Raum und  $\langle \bar{u}(y) \rangle$  bzw.  $\langle \bar{v}(y) \rangle$  die tiefengemittelten Geschwindigkeiten. Das bedeutet, daß sich die räumliche Mittelung auf lotrechte  $y$ - $z$ -Ebenen bezieht und damit die räumlichen Schwankungen bei konstantem  $y$ -Abstand zur Vegetation beschreibt.

Da innerhalb des Versuchsprogramms mit einer hohen räumlichen Auflösung gemessen wurde, ist die Methode gut geeignet für eine Analyse der Daten. Die Abb. 4.27 und 4.28 zeigen Auftragungen der Schwankungsgrößen, wobei die Lage der Punkte in den verschiedenen Quadranten des Koordinatensystems von Bedeutung ist („quadrant analysis“).



**Abb. 4.27** Auftragung der räumlichen Schwankungsgrößen  $\tilde{u}$  und  $\tilde{v}$  in Abhängigkeit von der Wassertiefe  $z$  (Daten aus Versuch s4q30, Interaktionsbereich, nur ein Meßprofil)



**Abb. 4.28** Auftragung der räumlichen Schwankungsgrößen  $\tilde{u}$  und  $\tilde{v}$  in Abhängigkeit von der Wassertiefe  $z$  (Daten aus Versuch s3q30, Interaktionsbereich, nur ein Meßprofil)

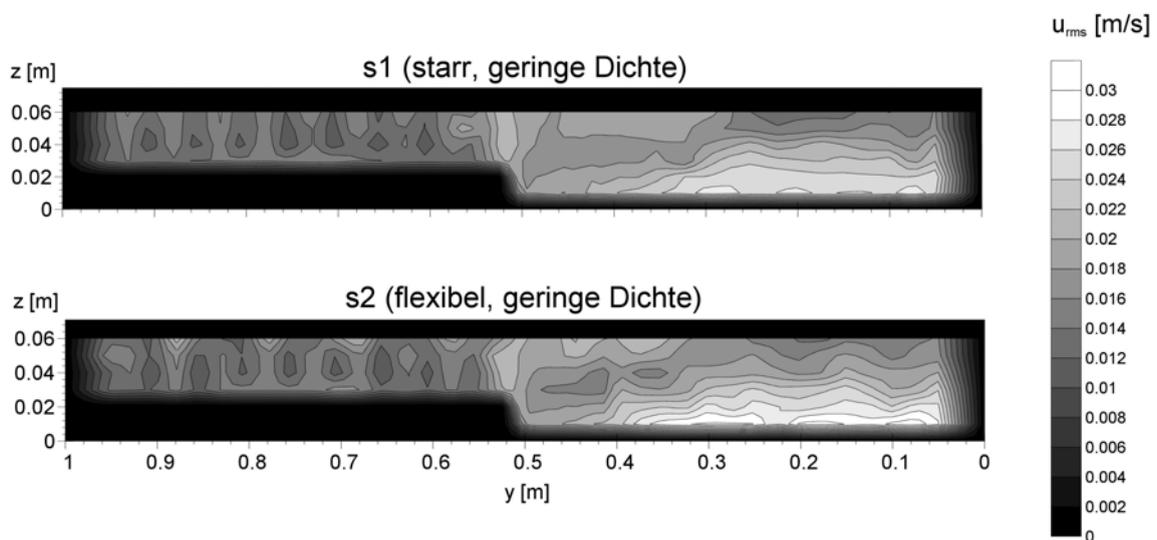
Aus den Abbildungen geht hervor, daß die Datenpunkte sohlennah bis etwa zur halben Fließtiefe im vierten Quadranten ( $z \leq 0,08m$ :  $\tilde{u} > 0$  und  $\tilde{v} > 0$ ) liegen und oberhalb davon im zweiten Quadranten ( $\tilde{u} < 0$  und  $\tilde{v} < 0$ ). Das bedeutet, daß die räumlichen Schwankungsgrößen des Interaktionsbereichs sohlennah höhere Haupt- und Querströmungskomponenten als die tiefengemittelten Werte aufweisen. Übertragen auf die Geometrie des Querschnitts bedeutet das nichts anderes, als daß höhere Geschwindigkeitsanteile der Hauptströmung mit einer Querströmung in Richtung der Vegetation korrelieren. Näher zur Wasseroberfläche hin verhält es sich genau umgekehrt und langsamere Hauptströmungskomponenten sind mit einer Querströmung in Richtung des Hauptgerinnes verbunden. Dabei zeigt sich außerdem, daß die Größe der Haupt- und Querströmungskomponenten korrelieren, d.h. an Positionen mit großen Hauptströmungskomponenten treten auch große Querströmungen und umgekehrt auf. Die Maxima liegen für beide Versuchsanordnungen in den Abbn. 4.27 und 4.28 bei  $z \approx 0,03m$  und die Minima direkt an der Wasseroberfläche bei  $z \approx 0,15m$  (Abb. 4.22), bzw. knapp darunter bei  $z \approx 0,12m$  (Abb. 4.28).

Diese Ergebnisse stimmen für alle Versuchsanordnungen und Meßprofile im Interaktionsbereich sehr gut überein. Damit bestätigt sich einerseits die bereits in Kap. 4.2.1 aufgezeigte Sekundärströmungsstruktur, zum anderen läßt sich daraus auf eine hohe Konvergenz der Geschwindigkeitsmessungen schließen.

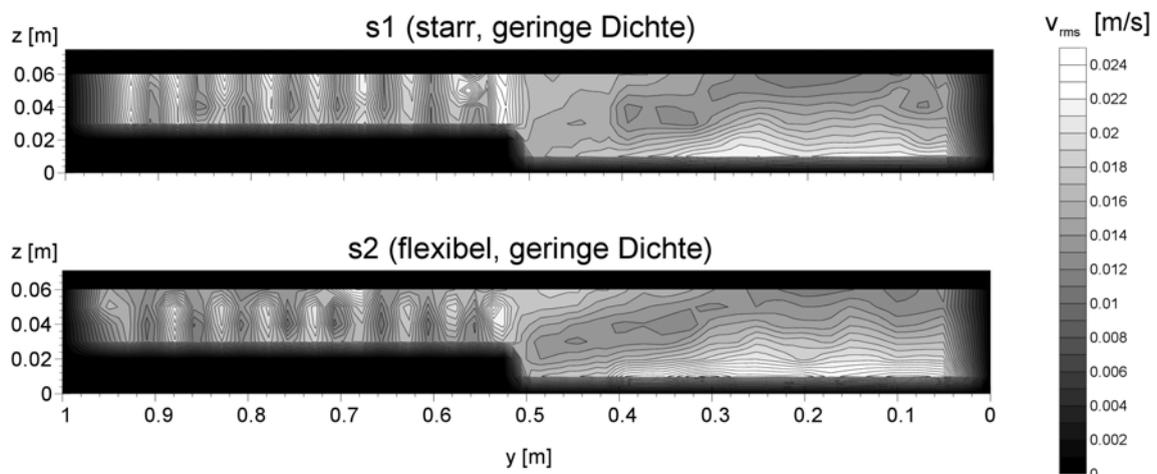
## 4.2.7 Turbulenzintensität

Die Turbulenzintensität  $u_{rms}$  und  $v_{rms}$  der Haupt- und Querströmung wird in den Abbn. 4.29 und 4.30 für die geringe Besetzungsdichte und kleine Fließtiefen und in den Abbn. 4.31 und 4.32 für große Fließtiefen wiedergegeben. Als Datengrundlage dienen dazu die longitudinal gemittelten Turbulenzintensitäten aller Meßquerschnitte.

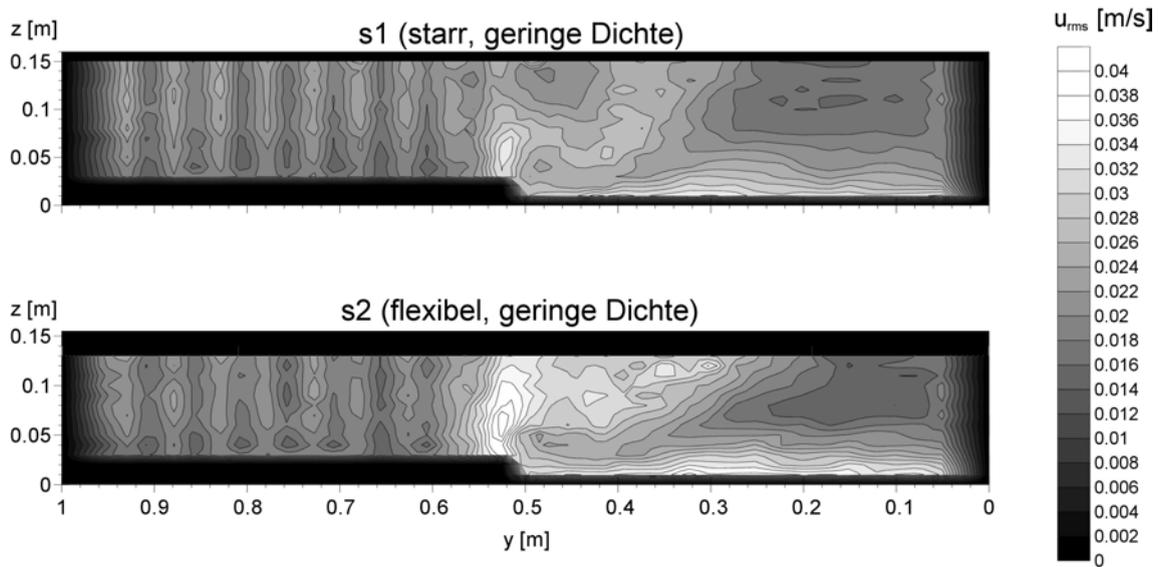
Die Verteilung der Turbulenzintensitäten stimmt recht gut mit den Isotachen der



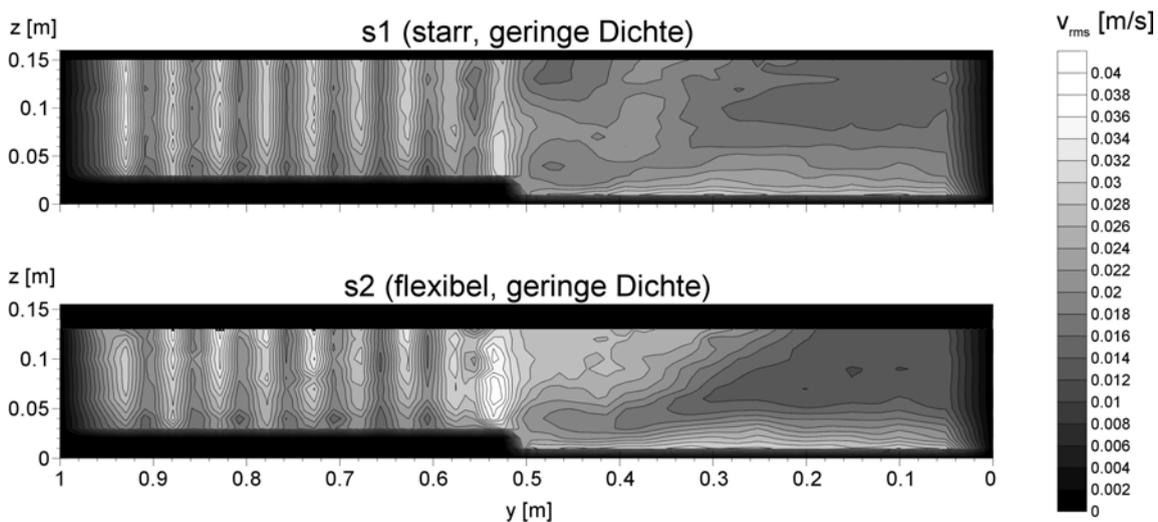
**Abb. 4.29a-b** Longitudinal gemittelte Turbulenzintensität  $u_{rms}$  der Hauptströmung für die Versuche mit kleiner Fließtiefe und geringer Besetzungsdichte (s1q10, s2q10)



**Abb. 4.30a-b** Longitudinal gemittelte Turbulenzintensität  $v_{rms}$  der Querströmung für die Versuche mit kleiner Fließtiefe und geringer Besetzungsdichte (s1q10, s2q10)



**Abb. 4.31a-b** Longitudinal gemittelte Turbulenzintensität  $u_{rms}$  der Hauptströmung für die Versuche mit großer Fließtiefe und geringer Besetzungsdichte (s1q30, s2q30)



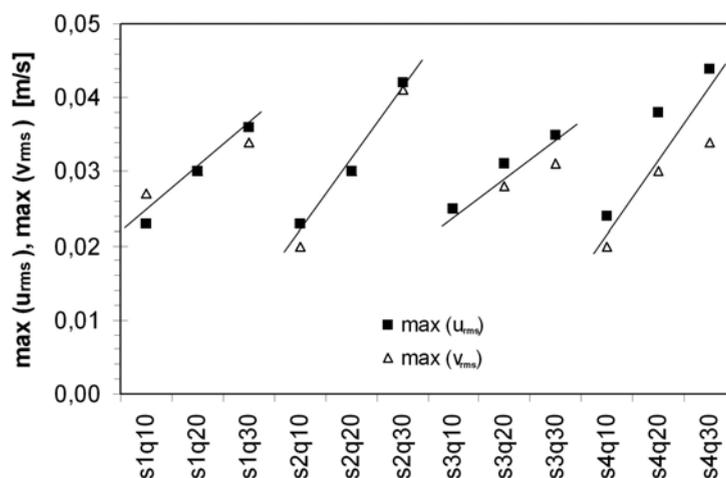
**Abb. 4.32a-b** Longitudinal gemittelte Turbulenzintensität  $v_{rms}$  der Querströmung für die Versuche mit großer Fließtiefe und geringer Besetzungsdichte (s1q30, s2q30)

Hauptströmung überein. Besonders deutlich wird dies im Interaktionsbereich, in dem ebenfalls signifikante Deformationen der Konturlinien auftreten. Die Maxima der Turbulenzintensitäten beider Strömungskomponenten (hellgraue Bereiche in den Abb.) treten dabei zum einen an der ersten Stabreihe bei  $y = 0,53\text{m}$ , zum anderen nahe der Sohle im Hauptgerinne auf und fallen damit mit den größten Geschwindigkeitsgradienten der Hauptströmung zusammen. Im Hauptgerinne schließt sich der Interaktionsbereich an, in dem es mit zunehmendem Abstand von der Vegetation zu einem Abbau der Turbulenzintensität kommt. Die Minima (dunkelgraue Bereiche in den Abb.) treten im Hauptgerinne nahe der rechten Wand

( $y \approx 0,15m$ ) und unterhalb der Wasseroberfläche auf, was mit dem bereits angesprochenen „velocity-dip phenomenon“ zusammenhängt (vgl. Kap. 4.2.2). Von diesem Punkt an nehmen die Turbulenzintensitäten in vertikaler Richtung zur Sohle hin stetig zu, was einer ungestörten Verteilung entspricht, wie sie in breiten Rechteckgerinnen auftritt (vgl. ARNOLD 1987).

Das Vorland ist durch die Scherströmungen um die Zylinder geprägt und weist in horizontaler Richtung periodische Maxima hinter den Zylindern und Minima in den Lücken auf. Da die Fließgeschwindigkeiten und horizontalen Gradienten auf dem Vorland kleiner ausfallen als im Hauptgerinne, bleiben auch die Turbulenzintensitäten auf dem Vorland geringer. Die Verteilung in vertikaler Richtung ist dabei annähernd konstant über die Wassertiefe, und bestätigt damit die Ergebnisse der Geschwindigkeitsverteilungen (vgl. Kap. 4.2.1 und 4.2.2). Außerdem zeigt sich, daß keine deutliche Erhöhung der Turbulenzintensität zum Hauptgerinne hin vorhanden ist, was wiederum auf eine nicht sehr stark ausgeprägte mitwirkende Vorlandbreite schließen läßt.

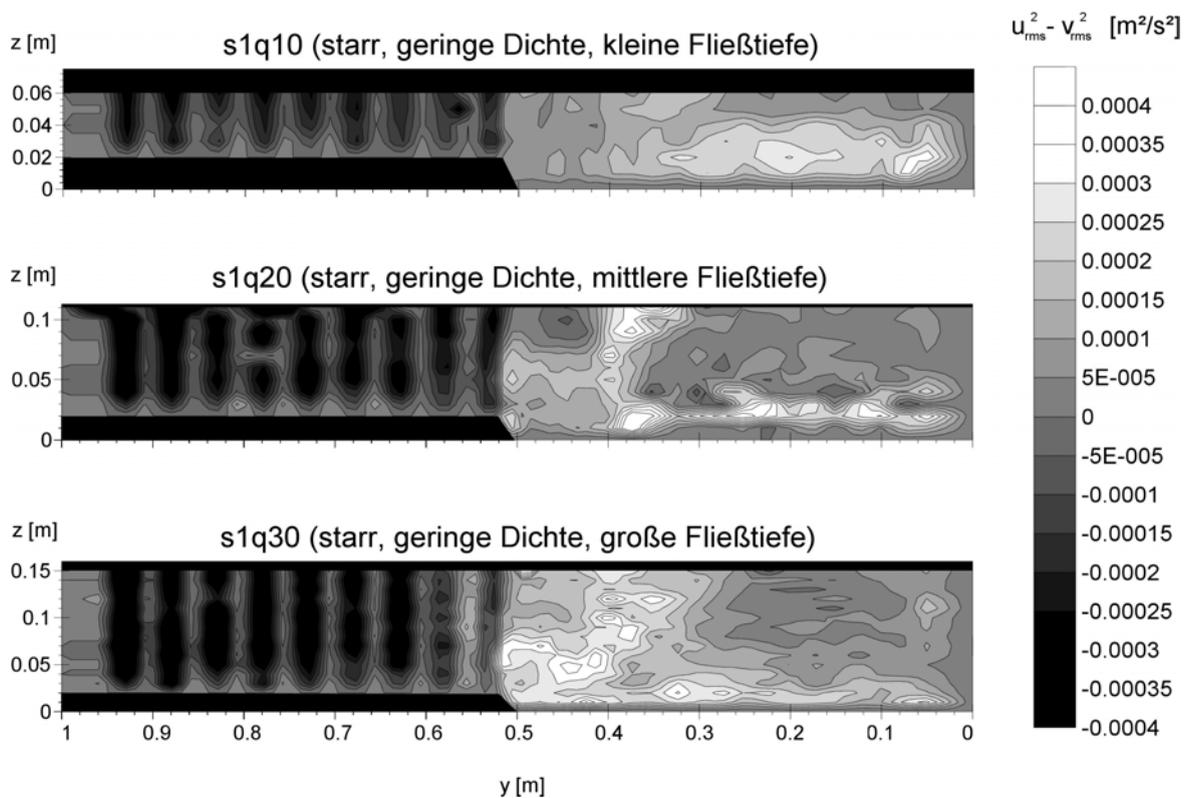
Ein Vergleich der Turbulenzintensität zwischen Hauptströmungs- und Querströmungskomponente zeigt ebenfalls eine gute Übereinstimmung, sowohl in Bezug auf ihre Größenordnung, als auch auf ihre Verteilung. Nur auf dem Vorland sind die maximalen Turbulenzintensitäten der Querströmungskomponente hinter den Zylindern etwa um den Faktor 1,4 größer. Die Maximalwerte an der Böschungskante sind für beide Komponenten in Abb. 4.33 für starre und flexible Zylinder und alle untersuchten Fließtiefen aufgetragen. Daraus läßt sich entnehmen, daß die Größenordnung beider Komponenten etwa gleich ist und ein Anstieg der Turbulenzintensität mit zunehmender Fließtiefe eintritt. Dieser Anstieg (in Abb. 4.33 durch Geraden markiert) verläuft bei flexiblen Zylindern (s2 und s4) etwas steiler,



**Abb. 4.33** Vergleich der maximalen Turbulenzintensitäten  $\max(u_{rms})$  und  $\max(v_{rms})$  der Haupt- und Querströmungskomponente an der Böschungskante

d.h. die Schwingungsbewegung der Zylinder führt zu einer Erhöhung der Turbulenzintensität. Demgegenüber ist der Einfluß der Besetzungsdichte weniger stark ausgeprägt, so daß die Versuchsanordnungen s1 (geringe Dichte) und s3 (hohe Dichte) für starre Zylinder, bzw. s2 und s4 für flexible Zylinder, annähernd gleiche Maximalwerte ergeben.

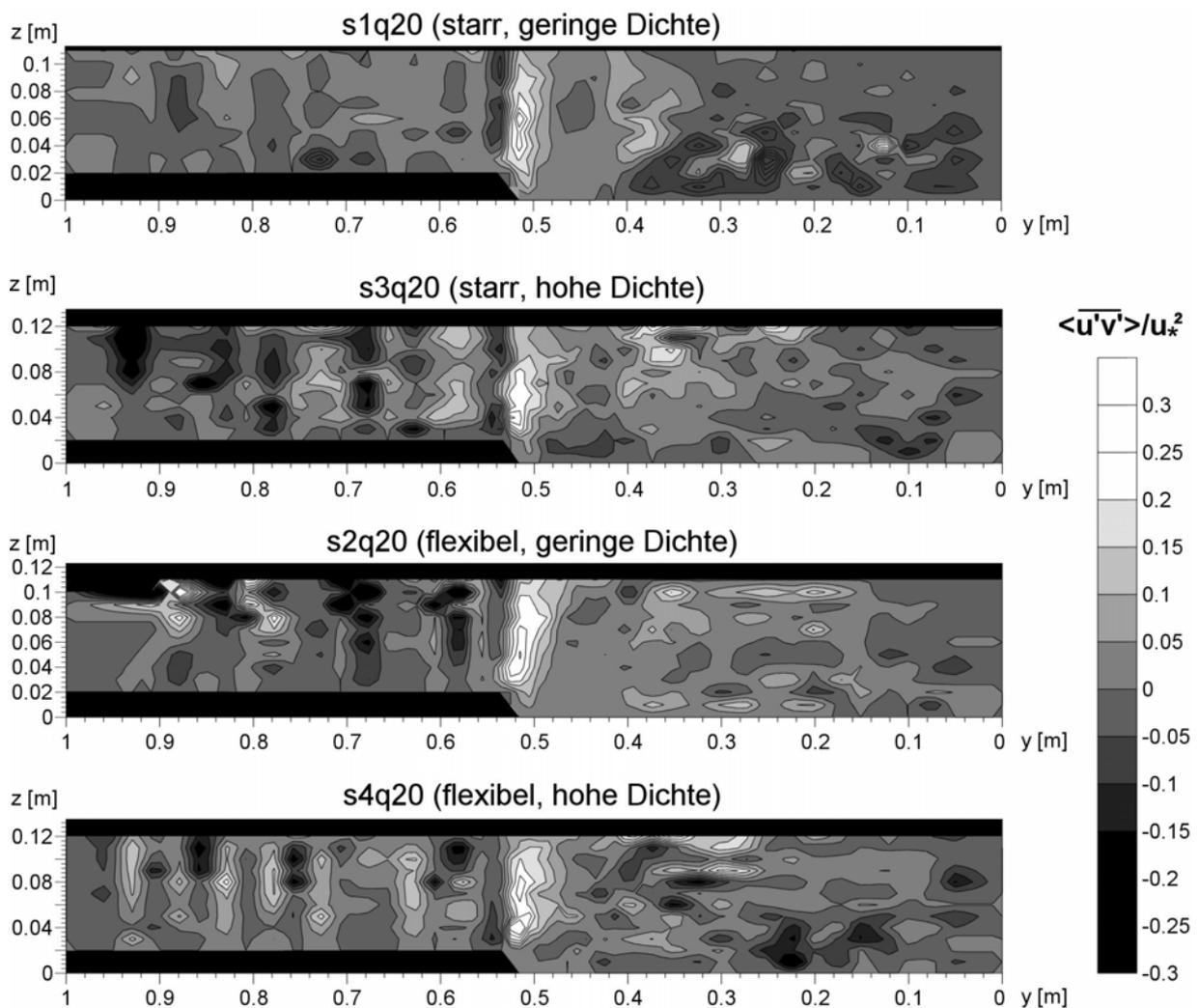
Die Anisotropie der Turbulenz beider Strömungskomponenten  $u_{rms}^2 - v_{rms}^2$  kann aus der Differenz der quadrierten Turbulenzintensitäten berechnet werden. In Abb. 4.34 sind die Ergebnisse für starre Zylinder in geringer Besetzungsdichte und für verschiedene Fließtiefeverhältnisse dargestellt. Dunkelgraue Bereiche markieren negative Anisotropie, d.h. hier dominiert die Turbulenzintensität der Querströmung über die der Hauptströmungskomponente. Dies ist für das gesamte Vorland der Fall, wo die Strömung vom Queraustausch hinter den Zylindern geprägt wird. Genau umgekehrt verhält es sich in den hell markierten Bereichen, wo die Turbulenzintensität der Hauptströmung größer ist. Mit zunehmender Fließtiefe verlagert sich das Zentrum der größten Anisotropie von einem sohlennahen Kern in Hauptgerinnemitte (siehe Abb. 4.34a) in Richtung der Böschungskante, bzw. des Interaktionsbereichs. Bemerkenswert ist dabei, daß die größte Anisotropie nicht direkt an der Böschungskante auftritt, sondern deutlich ins Hauptgerinne verlagert ist (siehe Abb. 4.34c).



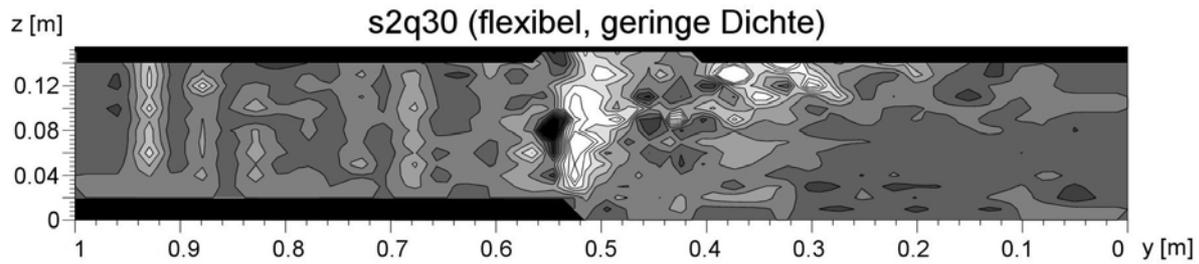
**Abb. 4.34a-c** Anisotropie der Turbulenzintensität für starre Zylinder geringer Besetzungsdichte

## 4.2.8 Reynoldsschubspannung

In Abb. 4.35 sind die gemessenen Reynoldsschubspannungen beispielhaft für die mittleren Fließtiefenverhältnisse ( $q_{20}$ ) sowie in Abb. 4.36 für einen Versuch mit großer Fließtiefe dargestellt. Die Ergebnisse entsprechen weitestgehend denen der beiden anderen Fließtiefen ( $q_{10}$  und  $q_{30}$ ). Allen Verteilungen ging eine longitudinale Mittelung über die jeweiligen gemessenen Querschnitte in Fließrichtung voraus. Die resultierenden Verteilungen lassen sich, ebenso wie die Verteilungen der Geschwindigkeit und Turbulenzintensität, auch in die drei Bereiche Vorland, Interaktionszone und Hauptgerinne aufteilen.



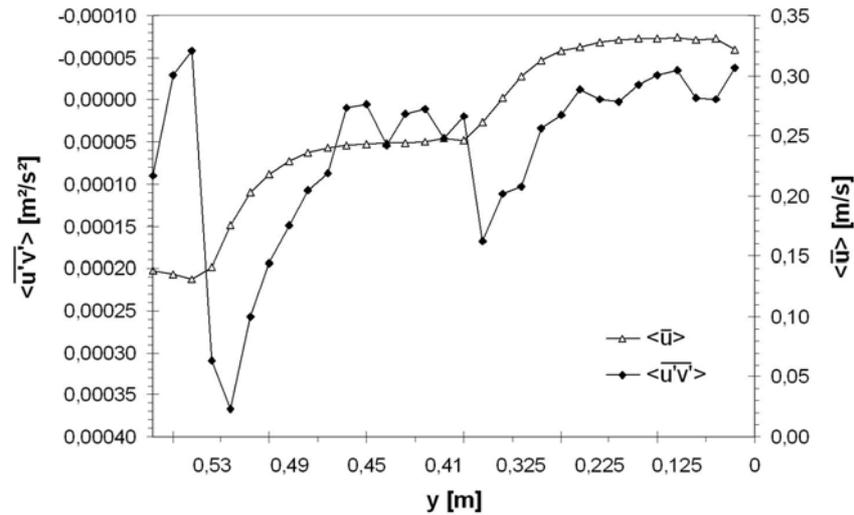
**Abb. 4.35** Verteilung der dimensionslosen Reynoldsschubspannungen  $\langle \overline{u'v'} \rangle / u_*^2$  für die Versuchsreihen mit mittleren Fließtiefen, die Sohlschubspannung wurde integral aus dem Energieliniengefälle berechnet



**Abb. 4.36** Verteilung der dimensionslosen Reynoldsschubspannungen  $\overline{u'v'}/u_*^2$  für den Versuch s2q30 (Einteilung der Grauskala wie in Abb. 4.14)

Die absoluten Maxima, gekennzeichnet durch die hellen Bereiche in den Abbn. 4.35 und 4.36, treten dabei in der Interaktionszone direkt neben der ersten Elementreihe bei  $y = 0,52m$  auf, die Kernzone liegt dabei tendenziell in der sohlennahen Hälfte der Wassertiefe. Die absoluten Beträge dieser Maxima sind für kleine Fließtiefen bei den höheren Besetzungsdichten (s3 und s4) größer, bei großen Fließtiefen aber stärker durch die Flexibilität der Zylinder und die damit verbundenen Schwingungsbewegungen beeinflusst (s2q30 und s4q30). Zusätzlich treten lokale Maxima nahe der Wasseroberfläche im Hauptgerinne bei  $y \approx 0,3 \div 0,4m$  auf, die auf den Einfluß der Sekundärströmungen zurückgehen. Je größer die Sekundärströmungen ausfallen, desto stärker ist auch das oberflächennahe Maximum, was sich besonders bei den Versuchen mit großer Fließtiefe und flexiblen Zylindern s2q30 (siehe Abb. 4.36) und s4q30 zeigt.

Die Vorländer werden in allen Versuchen stark durch die heterogene Turbulenzstruktur der Nachlaufzonen geprägt, weswegen je nach Position relativ zu einem Zylinder auch die Reynoldsschubspannungen variieren. Die größten Werte  $\overline{u'v'}$  treten dabei direkt im Nachlaufbereich der Zylinder auf und nehmen mit zunehmendem lateralen Abstand zu den Zylindern wieder ab. Die einzige Ausnahme bildet die erste Stabreihe bei  $y = 0,53m$ , an der sich ein Minimum, gekennzeichnet als dunkler Bereich, direkt neben dem absolutem Maximum an der Böschungskante einstellt. Diese Beobachtung entspricht der typischen Verteilung in gegliederten Gerinnen und charakterisiert den Impulsaustausch zwischen Vorland und Hauptgerinne (siehe TOMINAGA & NEZU 1990). Die vertikalen Profile der Reynoldsschubspannungen an den unterschiedlichen Positionen auf dem Vorland verlaufen dagegen annähernd konstant über die Wassertiefe. Die Schwankungsbreite liegt dabei im Bereich  $\overline{u'v'}/u_*^2 \approx \pm 0,12$  und ist weitestgehend unabhängig von den Fließtiefenverhältnissen und der Besetzungsdichte, wobei sich die Ergebnisse von starren nur unwesentlich von flexiblen Zylinder unterscheiden.

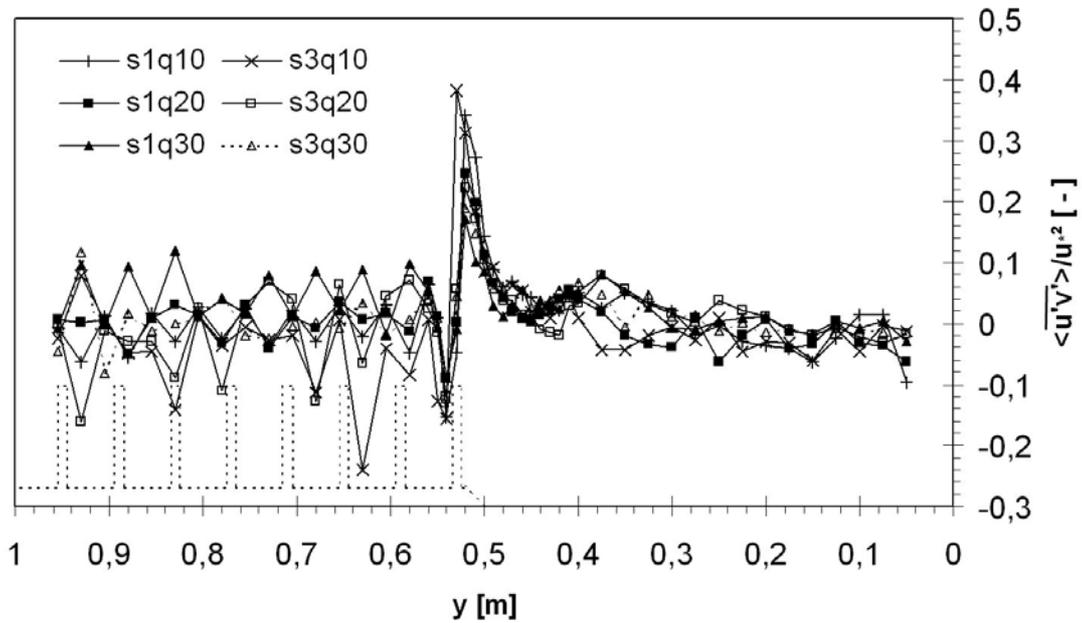


**Abb. 4.37** Tiefengemittelten horizontale Verteilungen der Fließgeschwindigkeit  $\langle \bar{u} \rangle$  und der Reynoldsschubspannung  $\langle \bar{u}'v' \rangle$  im Hauptgerinne (Daten aus Versuch s2q30)

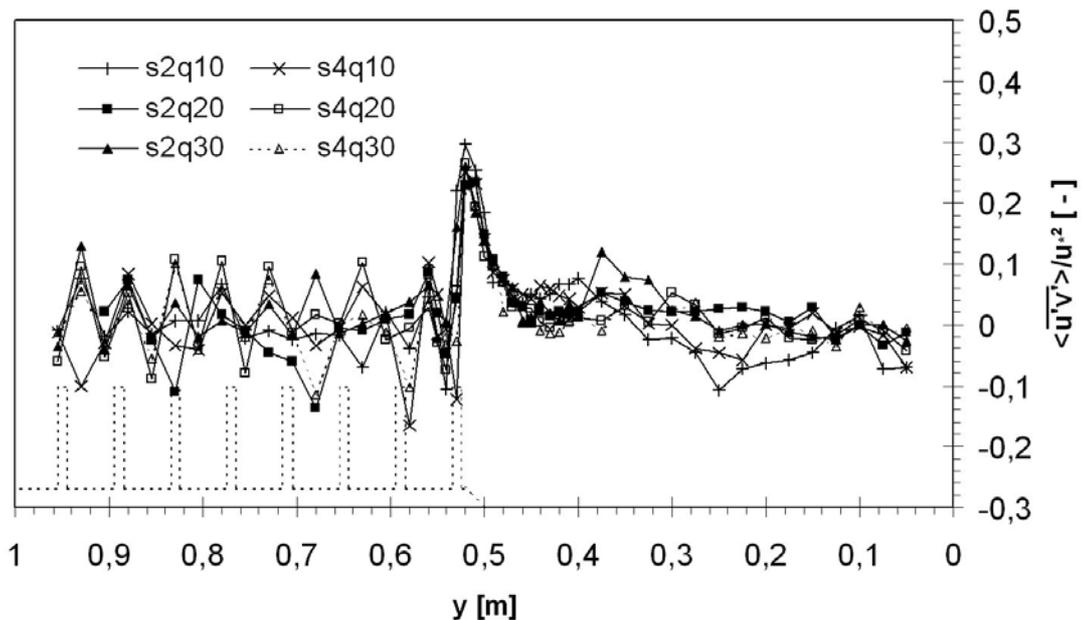
In der freien Strömung im Hauptgerinnequerschnitt ist die Verteilung der Reynoldsschubspannungen  $\overline{u'v'}$  an den horizontalen Geschwindigkeitsgradienten der Hauptströmung  $\partial u / \partial y$  gekoppelt, der wiederum durch die Sekundärströmungen beeinflusst wird (siehe Kapitel 4.2.2). In Abbildung 4.37 ist dieser Zusammenhang für den Versuch s2q30 durch eine Gegenüberstellung der tiefengemittelten Geschwindigkeits- sowie Reynoldsschubspannungsverteilung im Hauptgerinne dargestellt. Die größten horizontalen Gradienten des Geschwindigkeitsprofils treten dabei im Interaktionsbereich bei  $0,52\text{ m} > y > 0,49\text{ m}$  und mittig im Hauptgerinne bei  $0,4\text{ m} > y > 0,3\text{ m}$  auf. In diesen Bereichen besitzt auch die horizontale Verteilung der Reynoldsschubspannung ihre größten Gradienten.

Grundsätzlich stimmen alle im Rahmen der Versuche gemessenen Verteilungen gut überein. Dies wird auch in der tiefengemittelten Auftragung aller Versuche in den Abbn. 4.38 und 4.39 deutlich. Der Anstieg ausgehend von der rechten Wand ist bis zu einem Abstand von  $y \approx 0,38\text{ m}$  nahezu konstant. Dabei weisen die Reynoldsschubspannungen im rechten Wandbereich zunächst negative Vorzeichen auf und verlaufen dann ab dem Nulldurchgang bei etwa  $y \approx 0,25\text{ m}$  mit positivem Vorzeichen. Im Bereich  $0,38\text{ m} < y < 0,42\text{ m}$  tritt dann das bereits oben angesprochene Maximum bedingt durch den advektiven Transport durch Sekundärströmungen auf. Mit zunehmenden Fließtiefen nimmt auch dieses lokale Maximum an Größe zu und wird dabei zunehmend weiter ins Hauptgerinne verlagert. Beispielsweise betragen die Werte in der Versuchsreihe s1 (starr, geringe Dichte) bei kleinen Fließtiefen  $\langle \bar{u}'v' \rangle = 0,00012\text{ m}^2/\text{s}^2$  an der Stelle  $y = 0,42\text{ m}$  (Versuch s1q10) gegenüber großen

Fließtiefen mit  $\langle \overline{u'v'} \rangle = 0,00033 \text{ m}^2/\text{s}^2$  an der Stelle  $y = 0,35 \text{ m}$  (Versuch s1q30). Das absolute Maximum tritt hingegen in allen Versuchen an der Böschungskante  $y = 0,52 \text{ m}$  auf. Der Betrag ist dabei in etwa gleich für alle Versuche mit starren und flexiblen Zylindern bei



**Abb. 4.38** Horizontale Verteilung der tiefengemittelten, dimensionslosen Reynoldsschubspannungen  $\langle \overline{u'v'} \rangle / u_*^2$  für die Versuche mit starren Zylindern (Reihen s1 und s3)



**Abb. 4.39** Horizontale Verteilung der tiefengemittelten, dimensionslosen Reynoldsschubspannungen  $\langle \overline{u'v'} \rangle / u_*^2$  für die Versuche mit flexiblen Zylindern (Reihen s2 und s4)

kleiner Fließtiefe, was allerdings in den Abbn. 4.38 und 4.39 durch die Normierung mit der Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*^2$  etwas verfälscht wird. Dagegen nehmen die Maxima für flexible Zylinder in den beiden höheren Fließtiefen (q20 und q30) deutlich zu. Verglichen mit Fließtiefe q10 kommt es bei q30 sogar zu einer Verdoppelung für beide Besetzungsdichten.

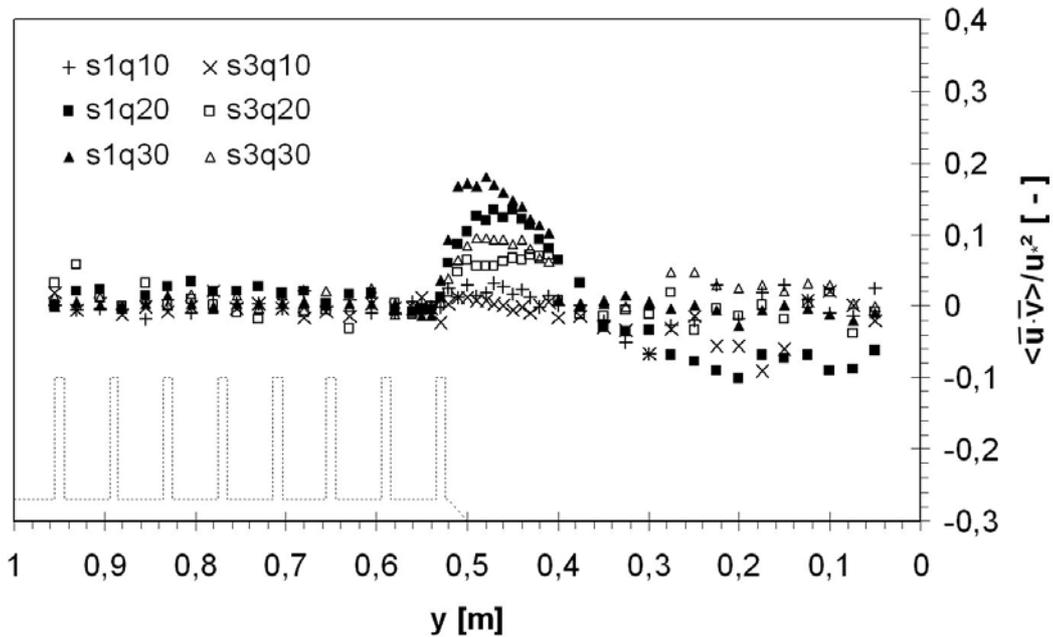
Die Schwingungsbewegung der flexiblen Zylinder hat also durchaus einen Einfluß auf die Reynoldsschubspannungen an der Böschungskante, auch wenn die Verteilung ansonsten gut mit den Ergebnissen starrer Zylinder übereinstimmt. Die Reynoldsschubspannungen auf den Vorländern sind dagegen weniger stark von der Flexibilität der Zylinder geprägt. Aufgrund der geringen Fließgeschwindigkeiten im Bewuchsbereich waren hier allerdings auch die Schwankungsbewegungen deutlich kleiner als an der Böschungskante. Somit macht sich der Unterschied zwischen den beiden Zylindertypen weniger stark bemerkbar.

#### 4.2.9 Advektiver Schubspannungsanteil der Sekundärströmungen

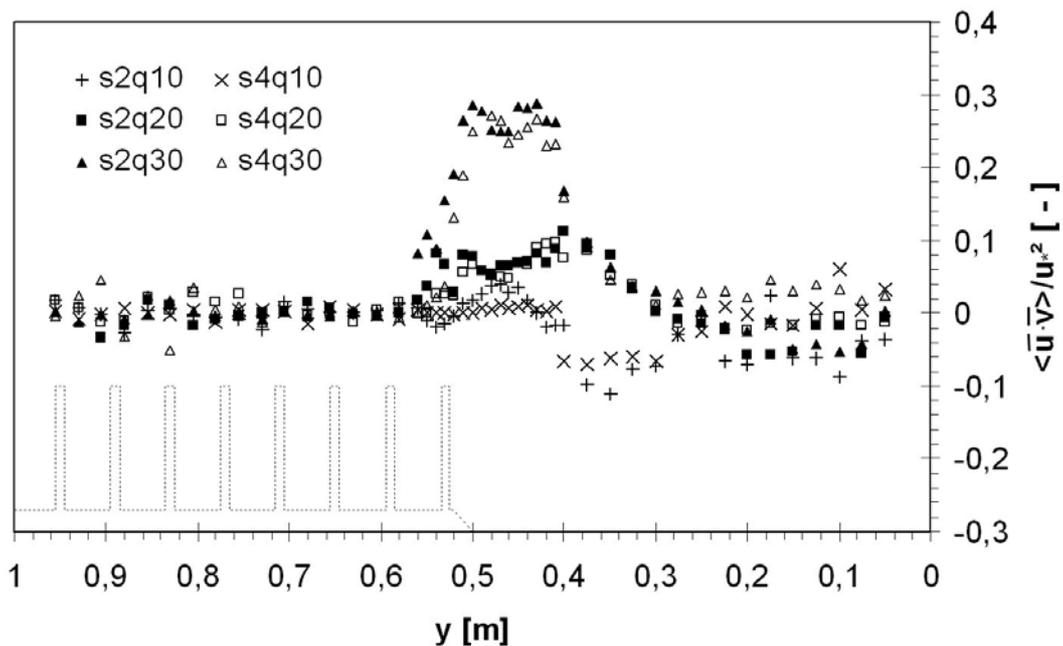
Zur Bestimmung der Scheinschubspannung müssen abgesehen von den Reynoldsschubspannungen auch die advektiven Terme aus der Sekundärströmung bekannt sein. Für eine spätere Impulsbilanz an der Trennfläche sind dabei die advektiven Terme in lateraler Richtung von Bedeutung, die sich aus der Multiplikation der zeitlich gemittelten Hauptströmungskomponente  $\bar{u}$  mit der Querströmungskomponente  $\bar{v}$  ergeben. Die erhaltenen Terme besitzen wie die Reynoldsschubspannungen die Einheit  $[L^2/T^2]$  und ergeben multipliziert mit der Fluidichte eine Schubspannung. Die Berechnung wurde für jeden Meßpunkt durchgeführt und die Ergebnisse anschließend longitudinal in Fließrichtung sowie über die Wassertiefe gemittelt. Die Ergebnisse wurden daraufhin mit der gemittelten, integralen Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*^2$  standardisiert und sind in den Abbn. 4.18a-b für starre und flexible Zylinder dargestellt. Auch hier ist es für eine Beschreibung sinnvoll, den Querschnitt in die drei Bereiche Vorland, Interaktionszone und Hauptgerinne aufzuteilen.

Der Einfluß des Impulsaustausches durch Sekundärströmungen ist auf den Vorländern praktisch vernachlässigbar, so daß die advektiven Terme ungefähr gleich Null sind. Dies liegt einerseits an der Umströmung der Zylinder, die eine freie Entwicklung von größeren

Sekundärströmungszellen verhindert. Andererseits war die Dichte des Meßrasters nicht fein genug, um die kleineren Sekundärströmungen hinter den Zylindern aufzulösen. Der



**Abb. 4.40** Horizontale Verteilung der tiefengemittelten, dimensionslosen, advektiven Terme  $\langle \bar{u} \cdot \bar{v} \rangle / u_*^2$  für die Versuche mit starren Zylindern (Versuchsreihen s1 und s3)



**Abb. 4.41** Horizontale Verteilung der tiefengemittelten, dimensionslosen, advektiven Terme  $\langle \bar{u} \cdot \bar{v} \rangle / u_*^2$  für die Versuche mit flexiblen Zylindern (Versuchsreihen s2 und s4)

entsprechende Bereich erstreckt sich bis kurz vor die Kante zum Hauptgerinne, im Falle starrer Zylinder bis  $y \approx 0,54m$  und bei flexiblen Zylindern etwas weiter ins Vorland bis  $y \approx 0,58m$  (siehe Abbn. 4.40 und 4.41). Im interaktions-unbeeinflussten Hauptgerinne nahe der rechten Wand können sich Sekundärströmungen frei entwickeln, was sich in den advektiven Termen ausdrückt, die in diesem Bereich nicht mehr gleich Null sind. Da der Abstand zum Vorland aber sehr groß ist, haben die Vegetationseigenschaften keinen signifikanten Einfluß mehr auf die Verteilung, die sowohl für starre als auch flexible Zylinder ähnlich verläuft. Allerdings zeigt sich ein Unterschied bezüglich der Besetzungsdichten. Bei höherer Dichte, wie in den Versuchen s3 und s4, weisen die advektiven Terme einen positiven Betrag auf, während sie für die niedrigere Besetzungsdichte der Versuche s1 und s2 negativ verlaufen. Dies ist auf die etwas komplexere Verteilung der Geschwindigkeitskomponente  $v$  in diesem Bereich zurückzuführen, die vertikal zwei Nulldurchgänge aufweist, also von zwei Sekundärströmungszellen geprägt wird (vgl. Kap. 4.2.1).

Die advektiven Terme erreichen ihr Maximum im Interaktionsbereich, wobei je nach Vegetationstyp und Fließtiefenverhältnis signifikante Unterschiede auftreten. Der Interaktionsbereich, in dem Sekundärströmungen erheblich zum Impulsaustausch beitragen, beginnt ab etwa  $y \approx 0,36m$  (starre Zylinder) bzw.  $y \approx 0,25m$  (flexible Zylinder). Flexible Vegetationseigenschaften führen also zu einer lateralen Ausdehnung des Interaktionsbereiches ins Hauptgerinne hinein. Zusätzlich führt ein Besatz mit flexiblen Zylindern sowohl bei kleiner, als auch bei hoher Besetzungsdichte zu Maximalwerten, die deutlich größer sind als bei starren Zylindern. Für das größte Fließtiefenverhältnis q30 beträgt dieses Maximum bei starren Zylindern  $\langle \bar{u} \cdot \bar{v} \rangle \approx 0,00022m^2 / s^2$  (s1q30) bzw.  $\langle \bar{u} \cdot \bar{v} \rangle \approx 0,00016m^2 / s^2$  (s3q30). Bei flexibler Vorlandvegetation werden dagegen Werte von  $\langle \bar{u} \cdot \bar{v} \rangle \approx 0,00043m^2 / s^2$  (s2q30 und s4q30) erreicht, die also etwa doppelt so groß sind. Da dies für beide Dichten zu beobachten ist, kann die Differenz nur auf die Flexibilität der Vegetation und ihrer Schwingungsbewegung zurückgeführt werden. Für diese Beobachtung sprechen auch die Ergebnisse der kleineren Fließtiefenverhältnisse q20 und q10, bei denen aufgrund der geringeren Strömungskräfte und schwächeren Schwingungsbewegung eine Angleichung der advektiven Terme zwischen flexiblem und starrem Bewuchs festzustellen ist. Im Fall von q10 sind sie daher sowohl für starre, als auch flexible Zylinder annähernd gleichverteilt.

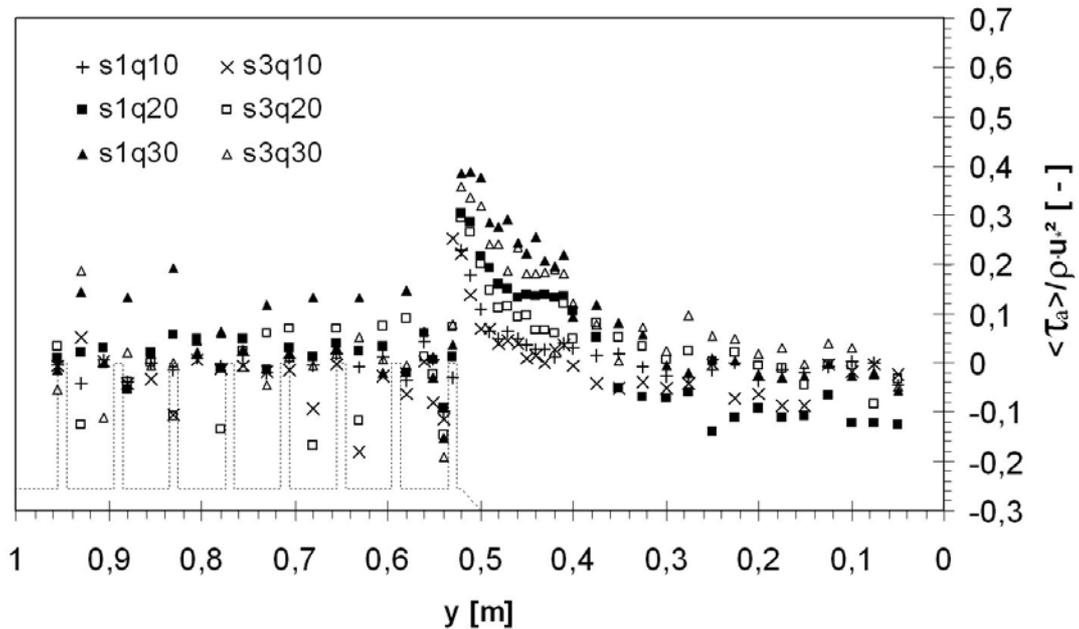
In den Versuchen mit starren Zylinder zeigt sich außerdem, daß die Besetzungsdichte ebenfalls einen Einfluß auf die advektiven Terme hat. Hierbei sind die Maximalwerte für den

Versuch s1q20 (geringe Dichte, mittlere Fließtiefe) größer als für den Versuch s3q30 (hohe Dichte, größte Fließtiefe), d.h. die Besetzungsdichte hat einen stärkeren Einfluß als die Fließtiefenverhältnisse. Dies kann mit den größeren Lücken zwischen den Elementen und der daraus resultierenden ungestörteren Ausbildung der Sekundärströmungen im Interaktionsbereich erklärt werden. Bei konstanter Besetzungsdichte nehmen die Maxima aber in allen Versuchen mit abnehmender Fließtiefe ebenfalls ab.

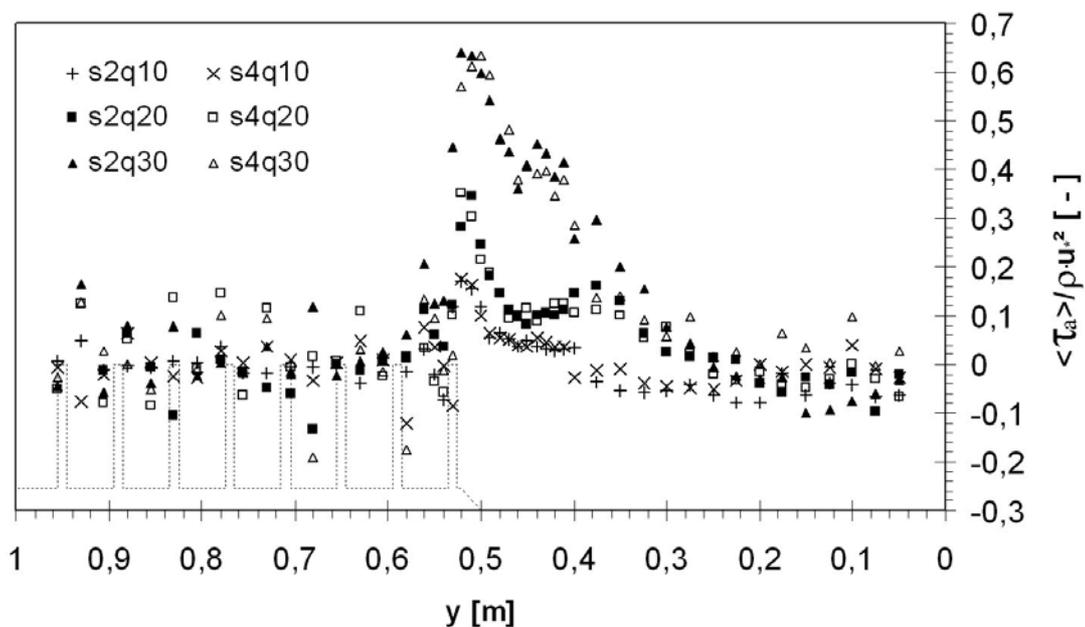
#### 4.2.10 Scheinschubspannung

Aus der Summe der tiefengemittelten Reynoldsschubspannungen (siehe Kap. 4.2.8) und den Schubspannungen aus den advektiven Termen (siehe Kap. 4.2.9) ergibt sich nach Gl. (2.78) die tiefengemittelte Scheinschubspannung, die ein Maß für die Größe des lateralen Impulsaustausches darstellt. Die Abbn. 4.42 und 4.43 zeigen die Verteilung der tiefengemittelten Scheinschubspannung  $\langle \tau_a \rangle$ , normiert mit der integralen, mittleren Sohlenschubspannung  $\tau_0 = \rho \cdot u_*^2$  und unterteilt in Versuche mit starren (s1/s3 in Abb. 4.42) und flexiblen Zylindern (s2/s4 in Abb. 4.43). Die absoluten Maximalwerte treten dabei an der Böschungskante bei  $y = 0,52m$  auf. Bei den Versuchen mit kleinster Fließtiefe (q10) entspricht die Scheinschubspannung weitestgehend der Reynoldsschubspannung, da die advektiven Terme in diesem Fall vernachlässigbar gering sind (vgl. Kap. 4.2.9). Bei den größeren Fließtiefen (q20 und q30) nimmt der Beitrag der advektiven Terme zu, so daß sich an der Böschungskante die Maxima aus Reynoldsschubspannung und advektiven Termen addieren. In den Versuchen mit flexiblen Zylindern und großer Fließtiefe treten die größten Scheinschubspannungen auf. Sie liegen mit  $\langle \tau_a \rangle \approx 0,63N/m^2$  (s2q30 und s4q30) fast doppelt so hoch wie bei starren Zylindern gleicher Fließtiefe und Besetzungsdichte mit  $\langle \tau_a \rangle \approx 0,38N/m^2$  (s1q30). Bei mittlerer Fließtiefe (q20) ist der Unterschied für beide Besetzungsdichten deutlich weniger ausgeprägt und die größten Scheinschubspannungen betragen  $\langle \tau_a \rangle \approx 0,30N/m^2$  für starre, bzw.  $\langle \tau_a \rangle \approx 0,35N/m^2$  für flexible Zylinder. Grundsätzlich ist aber anzumerken, daß sich die Scheinschubspannung unabhängig von Besetzungsdichte und Zylindertyp mit abnehmender Fließtiefe verkleinert. Auf dem Vorland verläuft die Scheinschubspannung dann wieder entsprechend der Reynoldsschubspannung, da

hier die advektiven Terme vernachlässigbar sind. Daher weist sie die gleiche Heterogenität auf, wie bereits in Kap. 4.3.6 näher erläutert wurde.



**Abb. 4.42** Horizontale Verteilung der tiefengemittelten, dimensionslosen Scheinschubspannung  $\langle \tau_a \rangle / \rho \cdot u_*^2$  für die Versuche mit starren Zylindern (Versuchsreihen s1 und s3)



**Abb. 4.43** Horizontale Verteilung der tiefengemittelten, dimensionslosen Scheinschubspannung  $\langle \tau_a \rangle / \rho \cdot u_*^2$  für die Versuche mit flexiblen Zylindern (Versuchsreihen s2 und s4)

Der Interaktionsbereich wird von der Überlagerung sowohl der Reynoldsschubspannung, als auch der advektiven Terme geprägt und erstreckt sich verhältnismäßig weit ins freie Hauptgerinne. Bei den größeren Fließtiefen ( $q_{20}$  und  $q_{30}$ ) geht die Scheinschubspannung erst bei einer Breite kleiner als  $y \approx 0,2m$  bei den flexiblen Zylindern (bzw.  $y \approx 0,3m$  bei starren Zylindern) auf etwa Null zurück. Bei den Versuchen mit flexiblen Zylindern wird also über die Hälfte des Hauptgerinnquerschnitts von der Interaktion und dem damit verbundenen erhöhten Impulsaustausch beeinflusst. Bei Versuchen mit starren Zylindern trifft dies immerhin noch für 40% der Hauptgerinnebreite zu. Durch die Berücksichtigung der advektiven Terme fällt die mitwirkende Breite im Hauptgerinne aber deutlich größer aus als durch die Reynoldsschubspannung allein.

#### 4.2.11 Trennflächenrauheit

Mit den berechneten Scheinschubspannungen aus Kap. 4.2.10 läßt sich auch die Trennflächenrauheit der fiktiven Trennfläche zwischen Bewuchs und Hauptgerinne berechnen. Als Trennfläche wird dazu eine Vertikale über der Böschungskante bei  $y = 0,52m$  festgelegt, so daß für die Trennflächenschubspannung  $\tau_T$  folgende Definition gilt:

$$\tau_T \equiv \langle \tau_a(y = 0,52) \rangle \quad (4.7)$$

Mit der auf die Trennfläche bezogenen Schubspannungsgeschwindigkeit:

$$u_{*,T} = \sqrt{\frac{\tau_T}{\rho}} \quad (4.8)$$

ergibt sich nach Darcy-Weisbach die Trennflächenrauheit zu:

$$\lambda_T = 8 \cdot \left( \frac{u_{*,T}}{\langle u_{HG} \rangle} \right)^2 = 8 \cdot \frac{\tau_T}{\rho \cdot \langle u_{HG} \rangle^2} \quad (4.9)$$

Dabei steht  $\langle \overline{u_{HG}} \rangle$  für die mittlere Fließgeschwindigkeit des interaktionsbeeinflussten Bereichs im Hauptgerinne, der aus der horizontalen Verteilung der tiefengemittelten Geschwindigkeit bestimmt wurde. Die Ergebnisse der Berechnung sind in Tab. 4.1 zusammengefaßt und in Abb. 4.44 über die relative Fließtiefe aufgetragen.

Versuch	$\tau_T$ [N/m <sup>2</sup> ]	$\langle \overline{u_{HG}} \rangle$ [m/s]	$\lambda_T$ [-]	$h/H$ [-]
s1q10	0,228	0,232	0,034	0,765
s1q20	0,304	0,256	0,037	0,831
s1q30	0,388	0,288	0,037	0,874
s2q10	0,170	0,230	0,026	0,755
s2q20	0,283	0,269	0,031	0,842
s2q30	0,639	0,300	0,057	0,871
s3q10	0,224	0,232	0,033	0,784
s3q20	0,293	0,253	0,037	0,854
s3q30	0,359	0,266	0,041	0,883
s4q10	0,174	0,218	0,029	0,783
s4q20	0,350	0,262	0,041	0,855
s4q30	0,634	0,311	0,052	0,883

Tab. 4.1 Trennflächenrauheit  $\lambda_T$  aus der Scheinschubspannungsverteilung

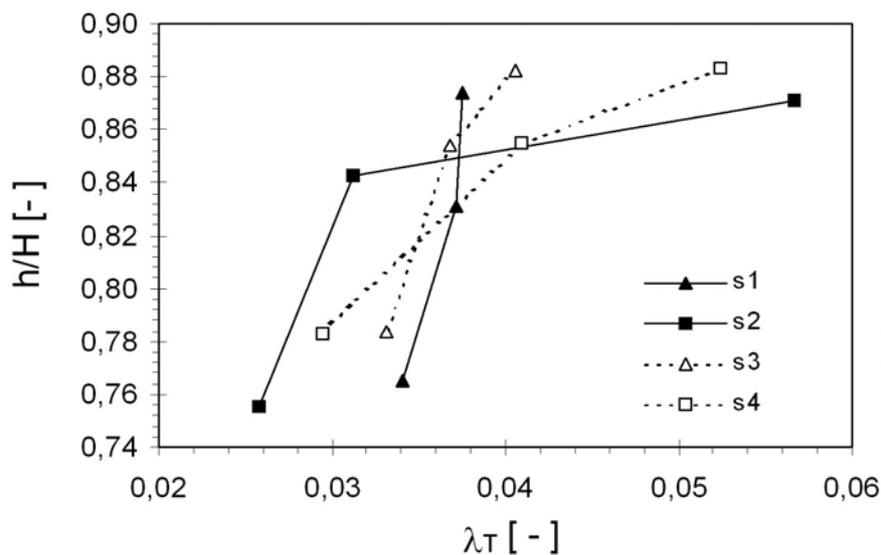


Abb. 4.44 Trennflächenrauheit  $\lambda_T$  aus der Scheinschubspannungsverteilung als Funktion des relativen Fließtiefenverhältnisses  $h/H$

Aus Abb. 4.44 geht hervor, daß die Trennflächenrauheit für alle Versuchsreihen mit größeren Fließtiefenverhältnissen zunimmt. Für starre Zylinder (s1 und s3) ist diese Zunahme aber weniger stark ausgeprägt als für flexible Zylinder und alle Trennflächenrauheiten liegen im Bereich  $0,33 < \lambda_T < 0,41$ . Bei den flexiblen Zylindern der Versuche s2 und s4 weist die Trennflächenrauheit einen stärkeren Anstieg mit zunehmender Fließtiefe auf und erreicht Maximalwerte von  $\lambda_T > 0,5$  im Versuch mit der größten Fließtiefe ( $h/H > 0,86$ ). Die Besetzungsdichte ist dabei für starre Zylinder von untergeordneter Bedeutung, da s1 und s3 sehr dicht zusammenliegen. Auch für flexible Zylinder ist der Einfluß der Besetzungsdichte weniger groß in Relation zu der Fließtiefe.

#### 4.2.12 Überprüfung eindimensionaler Berechnungsansätze

Mit den Ergebnissen lassen sich die eindimensionalen Ansätze für die Trennflächenrauheit nach PASCHE, MERTENS und NUDING (siehe Kap. 2.3.4) überprüfen. Dabei kann auf zwei verschiedene Weisen verfahren werden:

- 1.) Die experimentellen Geschwindigkeitsverteilungen werden so ausgewertet, daß sie als Datengrundlage in die Berechnungsansätze für die Trennflächenrauheit einfließen. Auf diese Weise kann überprüft werden, ob die Ansätze bei einer gegebenen Geschwindigkeitsverteilung richtige Trennflächenrauheiten liefern.
- 2.) Die Berechnung der Trennflächenrauheit erfolgt nach den vollständigen Verfahren von PASCHE, MERTENS und NUDING, wobei nur die Vegetationsparameter, die Fließtiefe und die Sohlenrauheit  $k_s$  bekannt sein müssen. Dabei kann überprüft werden, ob die Geschwindigkeitsverteilung und damit die Trennflächenrauheit richtig prognostiziert werden.

##### Überprüfung nach der ersten Methode

Für die einzelnen Ansätze werden die nachfolgenden Größen aus den Versuchsergebnissen extrahiert und in die Berechnung eingesetzt:

- a) Für den Ansatz nach PASCHE (1984):

Vegetationsparameter:

$$a_x, a_y, d_s$$

Parameter des Geschwindigkeitsprofils:  $h, \bar{u}_{veg}, b_{II}, b_{III}$

b) Für den Ansatz nach MERTENS (1989):

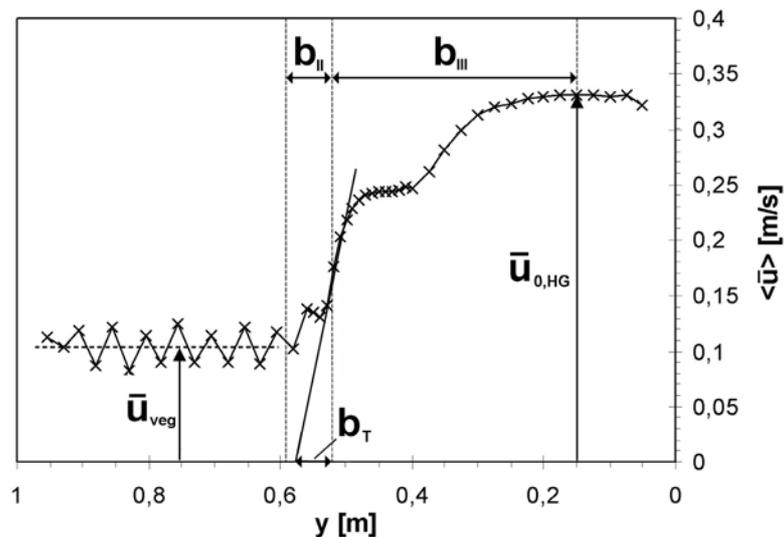
Vegetationsparameter:  $a_x, a_y, d_s$

Parameter des Geschwindigkeitsprofils:  $h, \bar{u}_{veg}, b_{II}, b_{III}$

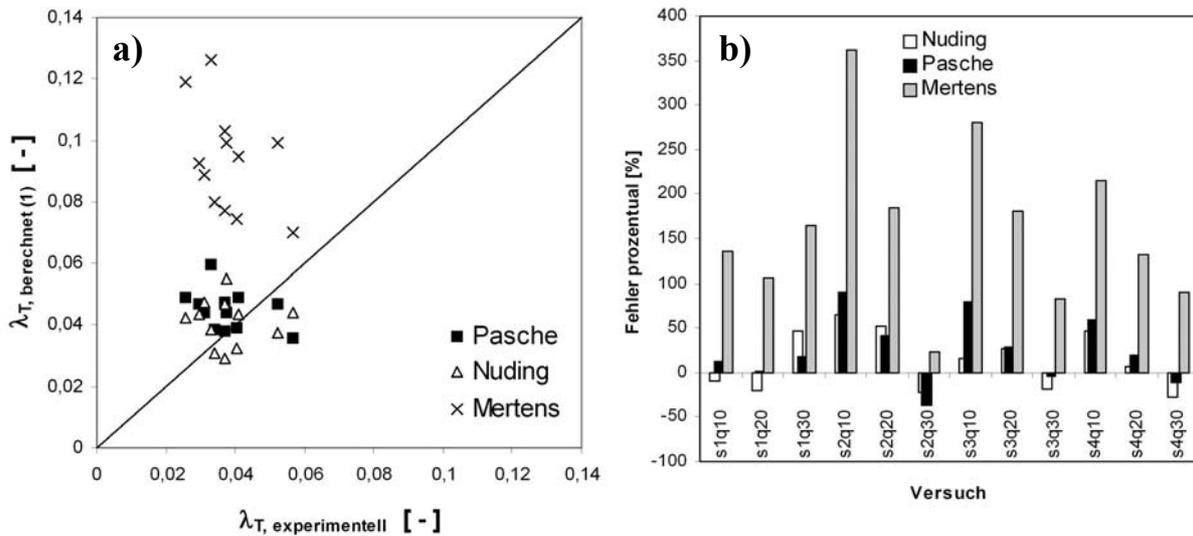
c) Für den Ansatz nach NUDING (1991):

Parameter des Geschwindigkeitsprofils:  $h, \bar{u}_{veg}, \bar{u}_{0,HG}, c_\alpha, b_T$

Die mitwirkenden Breiten  $b_{II}$ ,  $b_{III}$  und der Abstand  $b_T$  des fiktiven Nullpunktes der Geschwindigkeitsverteilung im Hauptgerinne von der Trennfläche werden dazu der tiefengemittelten horizontalen Geschwindigkeitsverteilungen entnommen. Die mittleren Geschwindigkeiten im Bewuchs  $\bar{u}_{veg}$  ergeben sich aus einer Integration der Geschwindigkeiten über das gesamte interaktions-unbeeinflusste Vorland. Die „ungestörte“ Geschwindigkeit  $\bar{u}_{0,HG}$  im Hauptgerinne (ohne Wand- und Interaktionseinfluß) wird als Äquivalent der maximalen tiefengemittelten Geschwindigkeit im Hauptgerinne angenommen (siehe Abb. 4.45). Der im Verfahren von NUDING benötigte Korrekturfaktor  $c_\alpha$  der Geschwindigkeitshöhenbeiwerte wurde berechnet und ergibt Werte zwischen  $0,91 \div 1,13$ , was die von NUDING vorgeschlagene Vereinfachung  $c_\alpha = 1,0$  rechtfertigt.



**Abb. 4.45** Bestimmung der Parameter des Geschwindigkeitsprofils für die Berechnungsansätze der Trennflächenrauheit (Daten aus Versuch s2q30)



**Abb. 4.46a-b** Vergleich zwischen berechneter (Methode 1) und experimentell bestimmter Trennflächenrauheit: a) in absoluten Werten und b) in Fehlerprozent

Die Berechnungen der Trennflächenrauheiten erfolgte daraufhin in Excel, wobei für die teilweise nötigen Iterationsschritte Makros programmiert wurden. Die berechneten Ergebnisse sind in Abb. 4.46a über die experimentell ermittelten aufgetragen. Zusätzlich liefert Abb. 4.46b die prozentualen Fehler der resultierenden Abweichungen der Berechnungsergebnisse von den experimentellen Werten.

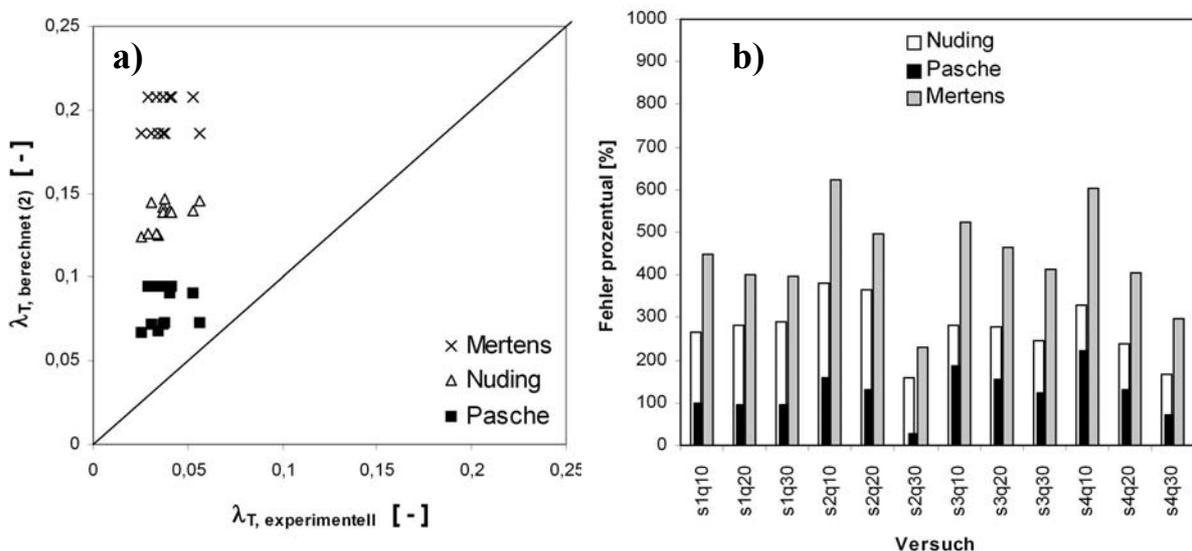
Das Berechnungsverfahren von NUDING liefert für die vorhandenen Versuchsbedingungen mit einem mittleren Fehler von 13% (30%) gegenüber PASCHE mit 25% (33%) und MERTENS mit 163% (163%) die beste Übereinstimmung. Die mittleren Fehler sind dabei als arithmetische Mittel berechnet, so daß sich Über- und Unterschätzung ausgleichen. In den Klammern sind daher zusätzlich die Beträge der Fehler angegeben. Dabei werden in allen Verfahren die Trennflächenwiderstände mit zunehmenden Fließtiefen mit besserer Übereinstimmung berechnet. Beispielsweise verringert sich der mittlere Fehler für die größten Fließtiefen (q30) bei NUDING auf 1,4% (25%), bei PASCHE auf 16% (23%) und MERTENS auf 130% (130%). Bezogen auf den Vegetationstyp ergibt sich kein deutlicher Zusammenhang, d.h. Anordnungen mit flexiblen Zylindern (s2, s4) werden mit ähnlichen Fehlern berechnet wie starre Zylinder (s1, s3). Dagegen zeigt sich bei der höheren Besetzungsdichte (in den Versuchen s3, s4) im Mittel eine größere Abweichung als bei der geringen Dichte (in den Versuchen s1, s2). Bei NUDING und PASCHE ergibt sich bei geringer Dichte eine mittlere Abweichung von etwa 5% (28%) und 12% (26%) gegenüber mehr als 22% (32%) bei höherer Dichte, ebenso bei MERTENS mit 125% (125%) verglichen mit 201% (201%).

Die recht gute Übereinstimmung der Verfahren von PASCHE und NUDING bestätigt die experimentell bestimmten Trennflächenwiderstände. Bei gegebenem Geschwindigkeitsprofil läßt sich also mit hinreichender Genauigkeit der Trennflächenwiderstand nach den beiden Verfahren berechnen. Das Verfahren von MERTENS kann für die vorliegenden Versuchsbedingungen nicht empfohlen werden, da hier die Trennflächenwiderstände aufgrund der vereinfachenden Annahmen im Durchschnitt zweifach überschätzt wurden.

### Überprüfung nach der zweiten Methode

Diese Vorgehensweise erforderte den vollständigen Berechnungsablauf der drei Verfahren bis zur Bestimmung des Trennflächenwiderstandes. Dabei soll im Rahmen dieser Arbeit nicht auf die einzelnen Berechnungsschritte eingegangen werden, sondern nur die Ergebnisse vorgestellt und diskutiert werden.

In den Abb. 4.47a-b sind die absoluten Werte und die prozentualen Abweichungen der Berechnung von den experimentell ermittelten Daten dargestellt. Alle Verfahren führen zu einer deutlichen Überschätzung des Trennflächenwiderstandes. Dabei liefert das Verfahren von PASCHE mit durchschnittlich 125% gegenüber NUDING (270%) und MERTENS (440%) noch die geringsten Abweichungen. Generell nimmt bei allen Berechnungsansätzen der prozentuale Fehler mit zunehmenden Fließtiefen ab und beträgt bei PASCHE für die größte Fließtiefe (q30) durchschnittlich 80%, bei NUDING 215% und MERTENS 330%. Da alle Werte überschätzt werden, ist keine Unterscheidung zwischen arithmetischem Mittel und Betrag nötig.

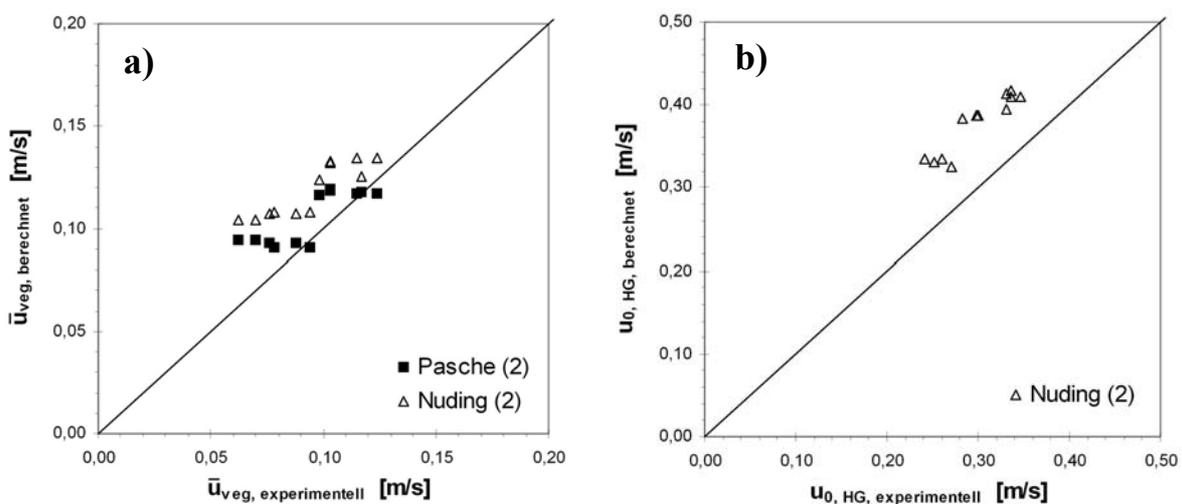


**Abb. 4.47a-b** Vergleich zwischen berechneter (Methode 2) und experimentell bestimmter Trennflächenrauheit: a) in absoluten Werten und b) in Fehlerprozent

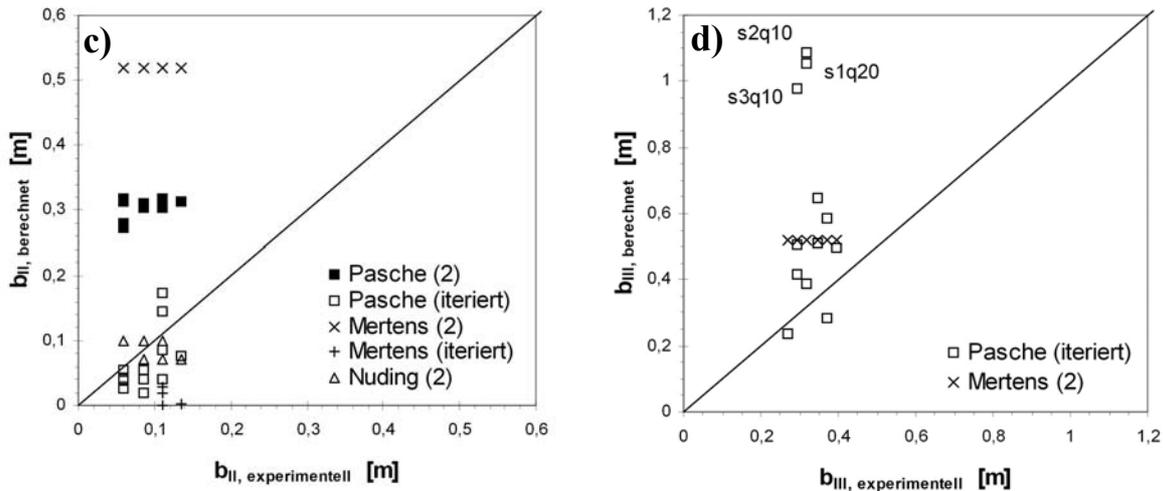
Trotzdem liefert keines der Verfahren für die vorliegenden Versuchsbedingungen hinreichend genaue Ergebnisse. In einer weitergehenden Analyse werden deshalb die Parameter mit dem größten Einfluß auf die Berechnungsergebnisse herausgearbeitet. Dabei werden erstens experimentell bestimmte Parameter, zweitens berechnete Parameter nach Methode (2) und drittens iterierte Parameter, die iterativ so lange variiert wurden, bis sie zu den gleichen Trennflächenwiderständen wie in den Experimenten führten, gegenübergestellt.

Da der Trennflächenwiderstand vom horizontalen Gradienten der Fließgeschwindigkeit abhängt, sind prinzipiell zwei Hauptursachen für die Abweichungen zu unterscheiden: Erstens eine falsche Berechnung der mittleren Geschwindigkeiten im Bewuchs und im Hauptgerinne (siehe Abbn. 4.48a-b) und zweitens Fehler bei der Berechnung der charakteristischen mitwirkenden Breiten ( $b_{II}$ ,  $b_{III}$ , siehe Abbn. 4.48c-d).

Die Abb. 4.48a zeigt die berechneten mittleren Fließgeschwindigkeiten im Bewuchs nach PASCHE und NUDING. Beide Verfahren zeigen eine recht gute Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Die Geschwindigkeit im interaktions-unbeeinflussten Hauptgerinne nach NUDING ist in Abb. 4.48b dargestellt. Hier tritt eine leichte Überschätzung der experimentellen Ergebnisse ein, die aber unabhängig vom Breiten-Tiefen-Verhältnis für alle Fließtiefen ungefähr gleich ist. Das bedeutet, daß hierbei davon ausgegangen werden kann, daß die Hauptgerinnebreite in den Versuchen ausreichend für eine vollständige Ausbildung der Interaktion war und der Wandeinfluß nicht zu einer Verfälschung der Fließgeschwindigkeit  $\bar{u}_{0,HG}$  im Hauptgerinne geführt hat. Als mögliche Ursache kommt damit nur noch eine



**Abb. 4.48a-b** Analyse berechneter und experimenteller Parameter: a) mittlere Fließgeschwindigkeit  $\bar{u}_{veg}$  im Bewuchs, b) Fließgeschwindigkeit  $\bar{u}_{0,HG}$  im ungestörten Hauptgerinne



**Abb. 4.48c-d** Analyse berechneter und experimenteller Parameter: c) mitwirkende Vorlandbreite  $b_{II}$ , d) mitwirkende Hauptgerinnebreite  $b_{III}$

Unterschätzung der Rauheitswirkung der Sohle in Frage. In einer Kontrollrechnung wurde daher eine fiktive Sohlenrauheit von  $k_s = 32,7\text{mm}$  angenommen, die in der Berechnung die gleiche Fließgeschwindigkeit im Hauptgerinne wie in den Experimenten ergab. Dieses Vorgehen bewirkt eine Verminderung des mittleren Fehlers bei der Trennflächenrauheit von 270% auf 140%, d.h. einer immer noch starken Überschätzung.

Aus den Ergebnissen kann gefolgert werden, daß die Abweichungen in der Berechnung hauptsächlich auf die mitwirkenden Breiten zurückzuführen sind. Dafür spricht auch die Analyse der Isotachen der Hauptströmung in Kap. 4.2.2, die eine deutlich schmalere mitwirkende Vorlandbreite ergab, als dies bei den Laborversuchen von PASCHE und NUDING der Fall war. Um diesen Zusammenhang genauer zu untersuchen, sind in den Abbn. 4.48b und 4.48c die berechneten und gemessenen Vorland- und Hauptgerinnebreiten dargestellt. Dabei trifft nur das Verfahren von NUDING die mitwirkende Vorlandbreite gut (bei NUDING als Äquivalent des Nullpunktversatzes  $b_T$  definiert), während bei PASCHE und MERTENS eine Überschätzung um 300-500% eintritt. Die iterierten Werte von PASCHE stimmen demgegenüber gut mit den experimentellen überein, d.h. wenn die mitwirkende Vorlandbreite aus den Experimenten vorgegeben ist, wird auch die Trennflächenrauheit richtig berechnet. MERTENS liefert bei einer Iteration unrealistisch kleine Werte, die teilweise sogar negativ ausfallen. Hier wird also auch bei vorgegebenen mitwirkenden Vorlandbreiten die Trennflächenrauheit stark überschätzt. Bei der Berechnung wird die vereinfachende Annahme  $b_{III} = B = 0,52\text{m}$  getroffen, die nicht der physikalischen Realität entspricht.

Bei der mitwirkenden Hauptgerinnebreite in Abb. 4.48d weisen die iterierten Werte nach PASCHE eine große Streubreite auf. Drei Werte bei kleineren Fließtiefen (Versuche s1q20, s2q10, s3q10) sind dabei deutlich größer als in den Experimenten, was aufgrund des günstigeren Breiten-Tiefen-Verhältnisses und einer damit kleineren mitwirkenden Hauptgerinnebreite nicht logisch erscheint. Bei dem Verfahren von MERTENS liegt der Berechnung – wie schon bei der Vorlandbreite – die vereinfachende Annahme  $b_{III} = B = 0,52m$  zugrunde.

Damit läßt sich zusammenfassen, daß die Ursache für die Abweichungen der Berechnungsergebnisse von den Experimenten primär in der mitwirkenden Vorlandbreite zu suchen ist. Dies macht auch in Hinblick auf die Versuchsbedingungen Sinn, die den Berechnungsverfahren zugrunde liegen. Da ausschließlich kleinere Fließtiefenverhältnisse untersucht wurden, blieb der Einfluß von Sekundärströmungen auf den Impulsaustausch und seine Verlagerung ins Hauptgerinne von untergeordneter Bedeutung. Auf die eigenen Versuche trifft dies nicht zu, wie in Kap. 4.2.7 und 4.2.9 aufgezeigt.

Um eine Modifikation der Berechnungsverfahren vornehmen zu können, soll zunächst der funktionale Zusammenhang der mitwirkenden Vorlandbreite von weiteren Berechnungsparametern analysiert werden. Alle Autoren führen funktional ähnliche Bewuchsparameter ein, die mit dem Elementabstand und bei PASCHE und NUDING mit der Ausbildung der Nachlaufzone zusammenhängen:

Nach PASCHE:

$$b_{II} = f(\Omega, h_T, \lambda_{VL}) \quad \text{mit} \quad \Omega = f\left(\frac{a_{NL}}{a_x}, \frac{a_{NB}}{a_y}\right) \quad (4.10a)$$

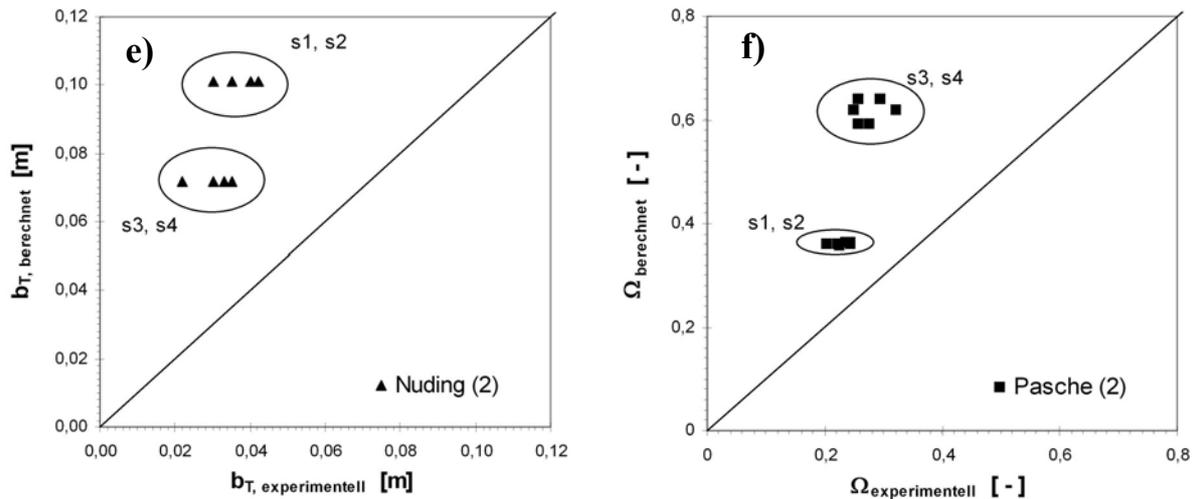
Nach NUDING:

$$b_{II} = f(a_y, b_T, h_T) \quad \text{mit} \quad b_T = f(a_{NB}, a_x, c_d, d_s) \quad (4.10b)$$

Nach MERTENS:

$$b_{II} = f(B_{veg}, b_{III}) \quad \text{mit} \quad B_{veg} = f\left(\frac{a_x}{d_s}, \frac{a_y}{d_s}\right) \quad (4.10c)$$

Aufgrund der geometrischen Größen, die nicht verändert werden können, verlagert sich das Problem auf eine Bestimmung des Bewuchsparameters  $\Omega$  bei PASCHE und des



**Abb. 4.48e-f** Analyse berechneter und experimenteller Parameter: e) Versatz  $b_T$  des fiktiven Nullpunktes des Geschwindigkeitsprofils von der Trennfläche nach NUDING, f) Bewuchsparameter  $\Omega$  nach PASCHE

Nullpunktversatzes  $b_T$  bei NUDING, bzw. eine Anpassung der empirischen Konstanten, die den Berechnungsverfahren zugrunde liegen und aus Laborversuchen der drei Autoren abgeleitet wurden. Aufgrund der vereinfachenden Annahmen beim Verfahren von MERTENS läßt sich eine Anpassung physikalisch nicht korrekt begründen und wird deshalb nicht weiter verfolgt.

Die Abbn. 4.48e und 4.48f zeigen die Parameter, die in den Berechnungsverfahren über modifizierte empirische Konstanten an die eigenen experimentellen Daten angepaßt werden können. Sowohl der Nullpunktversatz bei NUDING, als auch der Bewuchsparameter bei PASCHE werden in den Berechnungsverfahren überschätzt. Außerdem zeigt sich, daß beide Parameter den Einfluß der Besetzungsdichte nicht richtig erfassen und zu einer Differenzierung zwischen den Daten mit hoher und geringer Besetzungsdichte (s1, s2 und s3, s4) führen, die bei den Experimenten nicht vorhanden ist. Diese Abweichungen sollen im nachfolgenden Abschnitt über eine Anpassung der empirischen Konstanten an die eigenen Daten kompensiert werden.

An dieser Stelle sei noch darauf hingewiesen, daß es bei Anwendung des Verfahrens von NUDING auf die eigenen Versuche nicht zulässig ist, den Nullpunktversatz mit der mitwirkenden Vorlandbreite gleichzusetzen, da letztere durchweg größer ausfällt.

**Modifikation des Berechnungsverfahrens nach PASCHE**

Aus den Versuchsergebnissen ergeben sich die folgenden Korrekturgleichungen für die mitwirkende Vorlandbreite und den Bewuchsparameter nach PASCHE, die zur besten Übereinstimmung berechneter und experimenteller Trennflächenwiderstände führen. Für den modifizierten Bewuchsparameter  $\Omega_{\text{mod}}$  gilt dann:

$$\Omega_{\text{mod}} = \left( \omega_1 \cdot \frac{a_{NL}}{a_x} \right)^{3,3} + \left( \frac{a_{NB}}{a_y} \right)^{\omega_2} \quad (4.11)$$

mit den Korrekturbeiwerten:

$$\omega_1 = 0,08 - 0,1 \cdot (d_s / a_x) \quad (\text{verglichen mit } \omega_1 = 0,07 \text{ bei PASCHE}) \quad (4.11a)$$

$$\omega_2 = 1,5 \quad (\text{verglichen mit } \omega_2 = 0,95 \text{ bei PASCHE}) \quad (4.11b)$$

Für die Integrationskonstante  $c_T$  zur „slip-velocity“:

$$c_T = -3,27 \cdot \log \Omega + \omega_3 \quad (4.12)$$

mit

$$\omega_3 = 5,05 \quad (\text{verglichen mit } \omega_3 = 2,85 \text{ bei PASCHE}) \quad (4.12a)$$

Für die mitwirkende Vorlandbreite  $b_{II}$ :

$$b_{II} = \frac{c \cdot h_T}{\lambda_{VL} \cdot [\omega_4 \cdot \exp(\omega_5 \cdot c_T) - 0,056]} \quad (4.13)$$

mit

$$\omega_4 = 0,081 \quad (\text{verglichen mit } \omega_4 = 0,068 \text{ bei PASCHE}) \quad (4.13a)$$

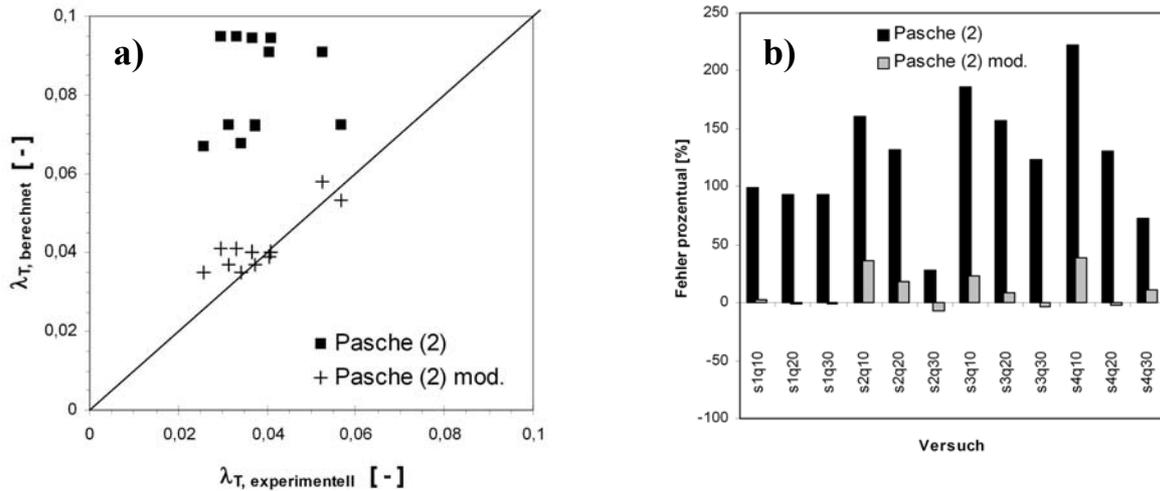
$$\omega_5 = 0,45 \quad (\text{verglichen mit } \omega_5 = 0,56 \text{ bei PASCHE}) \quad (4.13b)$$

und dem Bewuchsfaktor:

$$c = 1,0 \quad \text{nach PASCHE für kreiszylindrischen Vorlandbewuchs} \quad (4.13c)$$

$$c = 1,6 \quad \text{für Vorlandbewuchs aus schwingenden Kreiszy lindern} \quad (4.13d)$$

$$c = 1,7 \quad \text{nach PASCHE für Böschungsbewuchs} \quad (4.13e)$$



**Abb. 4.49a-b** Vergleich der Ergebnisse aus dem Verfahren nach PASCHE mit und ohne Modifikation nach Gl. (4.11) bis (4.13)

Die Ergebnisse des Berechnungsverfahrens zur Bestimmung des Trennflächenwiderstandes nach PASCHE mit und ohne Anwendung der Korrekturgleichungen sind in Abb. 4.49a als absolute Werte und in Abb. 4.49b als prozentuale Fehler dargestellt. Durch Anwendung der Korrekturgleichungen reduziert sich der mittlere Fehler von 124% auf etwa 10,4% (12,8% bei Betrag des Fehlers). Damit ist eine sehr gute Anpassung des Berechnungsverfahrens an die Versuchsergebnisse gegeben (ein Vergleich der weiteren Parameter des Berechnungsverfahrens findet sich im Appendix).

### Modifikation des Berechnungsverfahrens nach NUDING

Beim Verfahren von NUDING muß eine Anpassung über den Berechnungsablauf zum fiktiven Nullpunktversatz erfolgen, der auf einigen vereinfachenden Annahmen basiert und daher mit weniger Parametern auskommt als PASCHE. Das Gleichungssystem lautet mit der Vorlandbreite  $b$ , der Nachlaufbreite  $a_{NB}$  und den limitierenden Berechnungsbreiten  $b_B$  und  $b_C$  (siehe NUDING, 1991):

$$\text{wenn } a_{NB} \geq a_y \quad \text{dann } b_B = a_y \quad \text{sonst } b_B = a_{NB} \quad (4.14a)$$

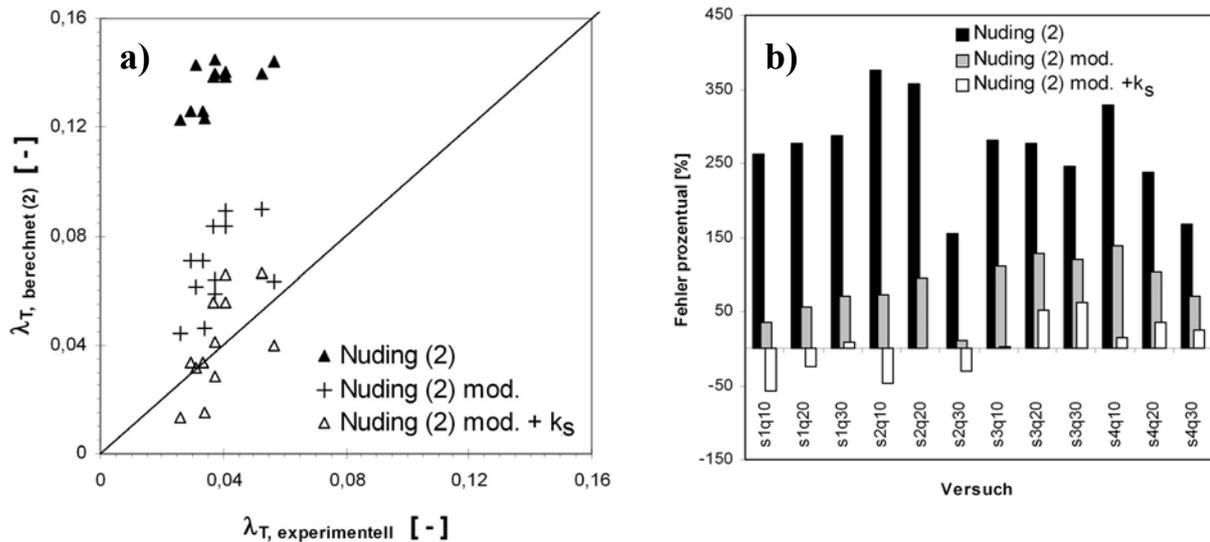
$$\text{wenn } b_B \geq b \quad \text{dann } b_C = b \quad \text{sonst } b_C = b_B \quad (4.14b)$$

$$\text{wenn } b_C \leq 0,15 \cdot h_T \text{ dann } b_T = 0,15 \cdot h_T \text{ sonst } b_T = b_C \quad (4.14c)$$

Dabei läßt sich der Nullpunktversatz folgendermaßen modifizieren:

$$\text{wenn } b_C \leq 2 \cdot h_T \text{ dann } b_T = 0,022 \cdot h_T + 0,03 \text{ sonst } b_T = b_C \quad (4.15)$$

Die Ergebnisse der Berechnung mit und ohne Anwendung der modifizierten Gleichung sind in den Abb. 4.50a-b dargestellt. Durch Anwendung der Korrekturgleichungen reduziert sich der mittlere Fehler beim Verfahren von NUDING für die vorliegenden Versuchsbedingungen von 270% auf etwa 85%. Mit einer zusätzlichen Korrektur der Grundrauheit (s.o., in den Abb. 4.50a-b mit „mod. +  $k_s$ “ bezeichnet) ergibt sich eine noch bessere Übereinstimmung von 3,8% (bzw. 30% beim mittleren Betrag der Fehler). Eine Anpassung an die dynamischen Eigenschaften der Zylinder, wie sie bei PASCHE über den Bewuchsfaktor durchgeführt wird, ist bei NUDING nicht möglich. Die Ergebnisse weisen jedoch im Rahmen der Genauigkeit für die Versuchsanordnungen mit stark oszillierenden Kreiszylindern (s2q30 und s4q30) ebenso gute Übereinstimmungen wie die der anderen Versuchsanordnungen auf.



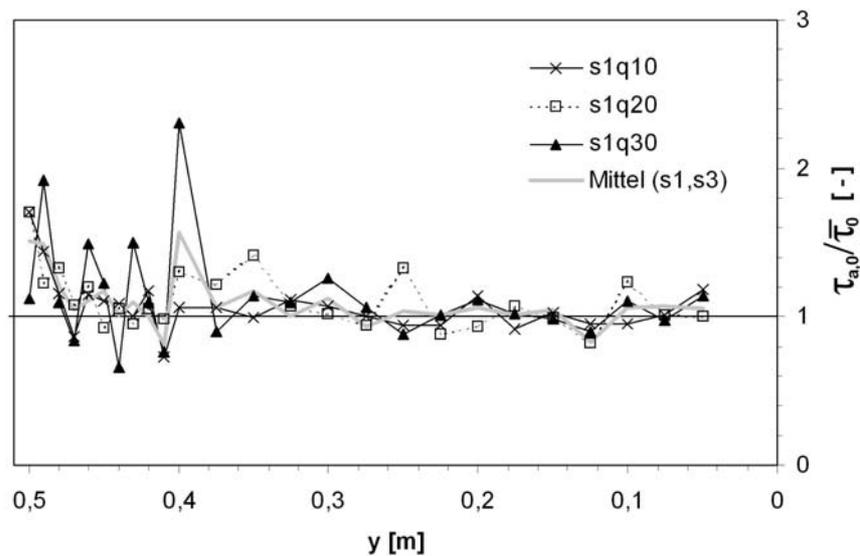
**Abb. 4.50a-b** Vergleich der Ergebnisse aus dem Verfahren nach NUDING mit und ohne Modifikationen nach Gl. (4.15) sowie mit korrigierter Sohlenrauheit im Hauptgerinne

### 4.2.13 Sohlenschubspannung

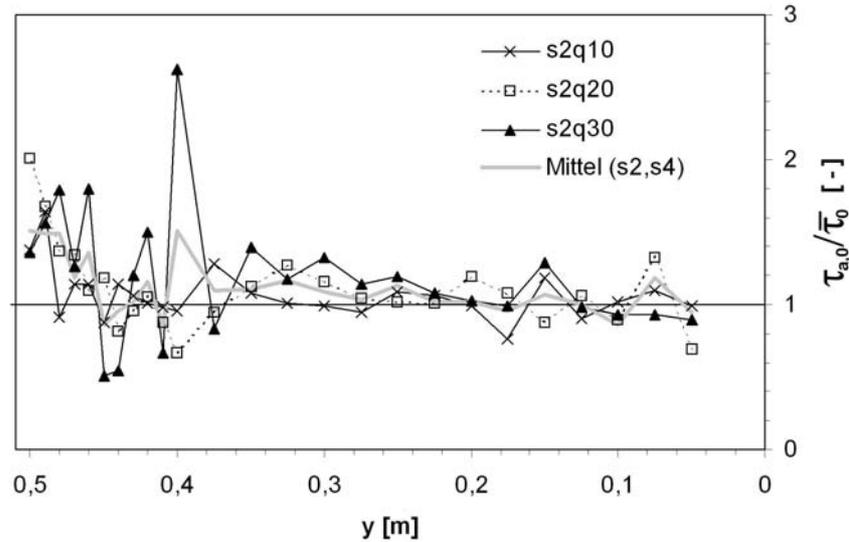
Wie bereits im Kapitel 4.2.3 gezeigt wurde, konnten die Schubspannungsgeschwindigkeit und damit der Sohlenschubspannung aufgrund der stark eingeschränkten Gültigkeit des logarithmischen Geschwindigkeitsgesetzes nicht direkt aus den Geschwindigkeitsverteilung bestimmt werden. Mit Gl. (2.73) bzw. ihrer tiefengemittelten Schreibweise in Gl. (2.75) ist aber über die Impulsbilanz für gegliederte Gerinne eine direkte Beziehung zwischen Sohlenschubspannung, Scheinschubspannung und Energieliniengefälle gegeben, die sich auch auf die vorliegenden Daten anwenden läßt. Dazu wurde der Gradient der Scheinschubspannung  $d(\tau_a)/dy$  in lateraler Richtung berechnet, um nach Umformung der Gl. (2.75) folgende Beziehung für die Sohlenschubspannung  $\tau_{a,0}$  zu erhalten:

$$\tau_{a,0} = \rho \cdot g \cdot H \cdot I_s + H \cdot \frac{d(\tau_a)}{dy} \quad (2.75)$$

Die Berechnung wurde nur für das Hauptgerinne und die zugehörige Fließtiefe  $H$  durchgeführt. Die Ergebnisse sind in den Abbn. 4.45 und 4.46 dargestellt, wobei die Werte



**Abb. 4.45** *Horizontaler Verlauf der Sohlenschubspannung im Hauptgerinne für starre Zylinder geringer Besetzungsdichte (s1) sowie Mittelwert aus s1 und s3, standardisiert mit der gemittelten Sohlenschubspannung aus dem Energieliniengefälle*



**Abb. 4.46** *Horizontaler Verlauf der Sohlenschubspannung im Hauptgerinne für flexible Zylinder geringer Besetzungsdichte (s2) sowie Mittelwert aus s2 und s4, standardisiert mit der gemittelten Sohlenschubspannung aus dem Energieliniengefälle*

mit der integralen, gemittelten Sohlenschubspannung im Hauptgerinne  $\overline{\tau_0} = \rho \cdot g \cdot H \cdot I_S$  standardisiert wurden. Auf diese Weise wird in den Abbildung der Beitrag der Scheinschubspannung an der Sohlenschubspannung deutlich. Der Übersichtlichkeit wegen und da die Ergebnisse keine große Varianz aufwiesen, wurden hier nur die Ergebnisse der geringeren Besetzungsdichten für alle Fließtiefenverhältnisse sowie Mittelwerte für alle starren (s1, s3) und flexiblen (s2, s4) Anordnungen wiedergegeben.

Aus den Abbildungen geht hervor, daß die relative Sohlenschubspannung über den größten Bereich im Hauptgerinne in etwa bei  $\tau_{a,0} / \overline{\tau_0} = 1,0$  liegt und damit der Einfluß der Scheinschubspannung vernachlässigt werden kann. Weiterhin ist in diesem Bereich weder in Abhängigkeit von dem Fließtiefenverhältnis noch von der Versuchsanordnung ein Trend in den Diagrammen auszumachen.

Im Interaktionsbereich tragen die Scheinschubspannungen dagegen deutlich zu der Sohlenschubspannung bei. Dies ist ab einer Breite von  $y \approx 0,3m$  (starre Zylinder s1) bzw.  $y \approx 0,2m$  (flexible Zylinder s2) der Fall. Das absolute Maximum von etwa  $\tau_{a,0} / \overline{\tau_0} \approx 2,5$  bei den großen Fließtiefen liegt dabei im Bereich von  $y \approx 0,4m$  (bzw.  $y/B \approx 0,77$ ) und entspricht damit der Position, an der die größten Querströmungskomponenten auftreten (vgl. Abb. 4.13). Von diesem Punkt an geht die Verteilung wieder auf einen Wert von 1,0 zurück, wobei die größeren Fließtiefen zu Minimalwerte von etwa  $\tau_{a,0} / \overline{\tau_0} \approx 0,6 \div 0,8$  führen.

Weitergehend in Richtung Böschungskante steigt die relative Sohlenschubspannung dann wieder an und erreicht einen mittleren Wert von 1,6 am Böschungsfußpunkt (bei  $y = 0,5m$ ).

Die Ergebnisse korrelieren mit der gemessenen Sekundärströmungsstruktur. Geht man von der in Kap. 4.2.1 aufgezeigten Struktur aus, dann weist die entsprechende Sekundärströmungszelle eine zur Sohle hin gerichtete vertikale Komponente etwa im Bereich  $y \approx 0,4m$  auf, während im Bereich an der Böschungskante eine zur Wasseroberfläche hin gerichtete Komponente auftritt. Überträgt man dieses Konzept auf die Sohlenschubspannungen, dann kommt es zu einer Erhöhung im Bereich der abwärts gerichteten Sekundärströmungen und zu einer Verminderung bei aufwärts gerichteter Strömung. Dieser Zusammenhang spiegelt sich in den Abbn. 4.45 und 4.46 wieder und belegt damit die Struktur der Sekundärströmungen sowie ihren Einfluß auf die Sohlenschubspannungsverteilung.

Der größte Einfluß auf die Sohlenschubspannung geht vom Fließtiefenverhältnis und der damit verbundenen Größenordnung der Sekundärströmung aus. Mit zunehmender Fließtiefe und größeren Querströmungen wird auch der Beitrag der Scheinschubspannung an der gesamten Sohlenschubspannung größer. Unterschiede, die aus den verschiedenen Besetzungsdichten sowie Vegetationstypen resultieren, sind demgegenüber von untergeordneter Bedeutung.

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war die Analyse der Strömung und des Impulsaustauschs in gegliederten Gerinnen mit Vorlandvegetation. Dabei wurde der Schwerpunkt auf die Untersuchung großer relativer Fließtiefen gelegt, wie sie bei extremen Hochwasserereignissen eintreten. Darüber hinaus wurde die Flexibilität der Vegetation berücksichtigt und damit die komplexen Eigenschaften, die natürlichen Bewuchs im Wechselspiel mit der Strömung charakterisieren, mit in die Betrachtung aufgenommen.

Die bisherigen Untersuchungen zu dieser Thematik beschränken sich meist auf kleine Fließtiefen und starre kreiszylindrische Vegetation, die einen älteren Baumbestand mit stammartiger Struktur repräsentiert. Nur wenige Studien beschäftigen sich mit großen Fließtiefenverhältnissen, lassen dabei aber den Einfluß extremer Rauheiten auf den Vorländern – wie im Fall von Vegetation – außer Betracht. Damit schließen die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Laborversuche eine Lücke im bisherigen Stand des Wissens und stellen darüber hinaus eine wertvolle Datengrundlage bereit, die für die Entwicklung neuer Berechnungsansätze und Validierung numerischer Programme wichtig ist.

Aus einem umfassenden Literaturstudium konnte abgeleitet werden, daß die relative Fließtiefe einen zentralen Parameter darstellt, der über den Impulsaustauschmechanismus zwischen Vorland und Hauptgerinne entscheidet. Dabei dominieren bei kleinen Fließtiefen horizontale Wirbel mit vertikalen Achsen, die sich entlang der Vegetationskante in Fließrichtung fortbewegen. Bei großen Fließtiefen werden diese Wirbelstrukturen von dreidimensionalen Sekundärströmungen überlagert, die sich bei glatten Vorländern auf die gesamte Strömungsstruktur des Gerinnes auswirken. Inwieweit das Vorhandensein von Vegetation auf den Vorländern diese Struktur und den Impulsaustausch beeinflusst, bleibt dabei ungeklärt.

Die bestehenden und teilweise sehr aufwendigen Berechnungsansätze zur Geschwindigkeits- und Abflußbestimmung, wurden ausschließlich für kleine Fließtiefen entwickelt. Sie beruhen auf einer zweidimensionalen, tiefengemittelten Betrachtungsweise mit der sich die

Trennflächenrauheit bestimmen läßt. Diese Größe basiert auf Analogien zur Wandturbulenz und charakterisiert den Impulsaustausch über eine fiktive raue Trennwand zwischen Hauptgerinne und Vorland. Da über den Gradienten der Geschwindigkeitsverteilung mit turbulenz-theoretischen Ansätzen die Schubspannungsverteilung und damit die Trennflächenrauheit abgeleitet werden kann, reicht eine Erfassung der tiefengemittelten Geschwindigkeitsverteilung aus. Die tatsächliche Schubspannungsverteilung – bzw. die Reynoldsschubspannungen – wurden nicht durch Messungen verifiziert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden deshalb zwei verschiedene Vorgehensweisen gewählt: Anhand der umfangreichen **Geschwindigkeits- und Turbulenzmessungen** kann der Einfluß von Fließtiefe sowie Dichte und Flexibilität der Vegetation auf das Strömungsfeld, die Turbulenzcharakteristik und die Schubspannungsverteilung im gegliederten Gerinne untersucht werden. Ergänzt durch **Messungen der Energiehöhenverluste und Pflanzeigenschaften** auf dem Vorland, die der Charakterisierung des Widerstandsverhaltens dienen, ergibt sich somit ein umfassendes Bild der Strömungsprozesse in gegliederten Gerinnen mit Vorlandbewuchs.

### **Einfluß der relativen Fließtiefe**

Durch die zeitlich und räumlich hochaufgelöste Erfassung der Strömung in mehreren Querprofilen kann gezeigt werden, daß der Impulsaustauschmechanismus bei hohen Fließtiefenverhältnissen eine komplexe, dreidimensionale Struktur aufweist und sich damit grundsätzlich von dem bei geringen Fließtiefen unterscheidet.

Von zentraler Bedeutung ist dabei das Auftreten von Sekundärströmungen, die im Übergangsbereich zwischen Vorland und Hauptgerinne besonders stark ausgeprägt sind. Die Sekundärströmungen – die mit den in Gerinnecken beobachteten Prandtl'schen Sekundärströmungen zweiter Art vergleichbar sind – lassen sich dabei als vertikale Wirbel mit horizontaler Achse beschreiben, die sich in Fließrichtung spiralförmig fortsetzen. Auf diese Weise kommt es zu einem sohlennahen Transport von schnelleren Fluidanteilen aus dem Hauptgerinne ins Vorland und umgekehrt, nahe der Wasseroberfläche, von langsamen Fluidanteilen aus dem Bewuchs in das Hauptgerinne. Im Gegensatz zu Gerinnen mit glatten Vorländern verhindert dabei die Vegetation durch ihre Rauheitswirkung die Entstehung einer entsprechenden entgegengerichteten Sekundärströmungsstruktur auf dem Vorland.

Weitergehend wirkt sich der Einfluß der Sekundärströmungen auch auf die Hauptströmung, die Turbulenzintensität und die Schubspannungen aus. Die Isotachen der Hauptströmung weisen starke Deformationen auf, die sich auch auf die vertikalen und horizontalen Geschwindigkeitsprofile übertragen. Bei einer vertikalen Betrachtung liegen die größten Geschwindigkeiten im Interaktionsbereich nahe der Sohle und grenzen die Übertragbarkeit klassischer logarithmischer Verteilungsfunktionen auf Wassertiefen von weniger als 10% der Fließtiefe ein. Bei einer horizontalen Betrachtung zeigt sich die Deformation in insgesamt drei Wendepunkten der Geschwindigkeitsverteilung, die sich nur noch mit großen Abweichungen durch ein logarithmisches Geschwindigkeitsprofil annähern läßt.

Die Verteilung der Turbulenzintensitäten beider Geschwindigkeitskomponenten weist bei großen Fließtiefen ein lokales Maximum in der freien Strömung des Hauptgerinnes nahe der Vegetation auf. Durch die Sekundärströmungen werden dabei Fluidanteile mit hoher turbulenter kinetischer Energie aus der Scherströmung der ersten Vegetationsreihe in das Hauptgerinne verfrachtet. Eine ähnliche Struktur zeigt sich auch bei den korrelierten Geschwindigkeitskomponenten der Reynoldsschubspannungen. Über Anwendung der Impulsgleichung, die aus den Reynolds-Gleichungen abgeleitet wird, wird daraufhin ein quantifizierender Vergleich der diffusiven und advektiven Anteile am Impulsaustausch durchgeführt. Dabei wird nachgewiesen, daß die advektiven Anteile für große Fließtiefen etwa die gleiche Größenordnung besitzen wie die diffusiven Anteile und sich darüber hinaus auf einen deutlich größeren Bereich im Hauptgerinne auswirken. Damit erfolgt der Impulsaustausch in gegliederten Gerinnen mit Vorlandbewuchs mit zunehmenden Fließtiefenverhältnissen verstärkt über die Sekundärströmungen.

### **Einfluß flexibler Vegetationseigenschaften**

Um den Einfluß flexibler Vegetationseigenschaften zu untersuchen, wurden in den Versuchen außer starren Kreiszyklindern auch biegsame Kreiszyklinder und Zylinder mit kompressiblen Folienstreifen eingesetzt. Dabei zeigt sich, daß die bei flexiblen Zylindern auftretenden oszillierenden Schwingungen keinen Einfluß auf die integrale Widerstandswirkung haben, d.h. gegenüber starren Zylindern nicht zu einer Erhöhung des Gesamtwiderstands führen. Dagegen läßt sich eine deutliche Wirkung der Schwingungsbewegung auf den Impulsaustausch im gegliederten Gerinne feststellen. Bei flexiblen Zylindern treten bei

gleichen Fließtiefen größere Sekundärströmungen auf und mit ihnen, wie bereits weiter oben ausgeführt, stärkere Deformationen der Isotachen, verbunden mit größeren Turbulenzintensitäten und Schubspannungen. Weiterhin führen die Schwingungseigenschaften zu einer Verlagerung des Geschwindigkeitsmaximums im Hauptgerinne von der Vegetation weg, d.h. zu einer größeren Ausdehnung der am Impulsaustausch mitwirkenden Hauptgerinnebreite. Damit fällt auch der Anteil der advektiven Terme am Impulsaustausch größer aus als bei starrem Bewuchs.

Bei den Versuchen mit Zylindern mit Folienstreifen fallen die Sekundärströmungen kleiner aus als bei starren und flexiblen Zylindern, d.h. die Struktur der Folienstreifen und ihre Breitenkompression quer zur Strömung dämpft die Ausbreitung und Entwicklung der Sekundärströmungen.

### **Einfluß der Vegetationsdichte**

Da alle Versuchsanordnungen mit zwei verschiedenen Besetzungsdichten durchgeführt wurden, lassen sich Rückschlüsse auf den Einfluß der Vegetationsdichte ziehen. Hierbei zeigt sich, daß bei der hohen Dichte – und damit kleineren Elementabständen – die Sekundärströmungen kleiner ausfallen. Daraus läßt sich schließen, daß dichte Vegetation die Entstehung und Ausbildung der Sekundärströmungsstruktur dämpft. Dieser Einfluß blieb aber gegenüber dem Fließtiefenverhältnis und der Flexibilität von untergeordneter Bedeutung.

### **Überprüfung bestehender Berechnungsansätze**

Aus den Ergebnissen der experimentellen Scheinschubspannungsverteilung kann die Trennflächenrauheit abgeleitet und auf diese Weise ein Vergleich mit bestehenden halbempirischen Berechnungsverfahren durchgeführt werden. In einem ersten Schritt zeigt sich dabei, daß bei **vorgegebenem Geschwindigkeitsprofil** eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und Berechnung erreicht wird. Dies bestätigt zum einen die Güte der Datengrundlage und zum anderen die grundsätzliche Übertragbarkeit der Verfahren auf große Fließtiefen. In einem zweiten Schritt werden daraufhin die **vollständigen Berechnungsabläufe** der Verfahren durchgeführt, ohne dabei experimentelle Daten anzusetzen. Dabei zeigt sich, daß keines der Verfahren hinreichend genaue Ergebnisse liefert.

Der Grund für die großen Abweichungen liegt, wie weiter oben ausgeführt wurde, an dem grundsätzlich abweichenden Impulsaustauschmechanismus, der von den Verfahren nicht erfaßt wird. Durch eine Parameteranalyse wird die experimentelle Beobachtung, daß vor allem die mitwirkende Vorlandbreite bei einem Impulsaustausch mit Sekundärströmungen kleiner ausfällt, bekräftigt. Daraufhin werden Korrekturgleichungen entwickelt, die diesen Effekt in die Berechnungsverfahren integrieren und somit zu deutlich besseren Ergebnissen kommen.

Auf der anderen Seite zeigt diese Vorgehensweise, daß die Verfahren angewendet auf andere Geometrien oder Versuchsanordnungen erst durch Anpassung über ihre empirischen Konstanten zu realistischen Ergebnissen führen. Dabei müssen die Konstanten teilweise beträchtlich modifiziert werden, was physikalisch nicht zu rechtfertigen ist. Zusätzlich muß der große Rechenaufwand der Verfahren negativ bewertet werden. Im vorliegenden Fall liefert beispielsweise eine einfache Übertragung der Sohlenrauheit im Hauptgerinne auf die Trennfläche bessere Ergebnisse als die aufwendigen Berechnungsverfahren.

### **Forschungsbedarf**

Die Strömung in gegliederten Gerinnen mit Vorlandbewuchs ist besonders bei großen Fließtiefen aufgrund ihres dreidimensionalen Charakters einer der komplexesten Fälle der offenen Gerinneströmung. So ist es nicht weiter verwunderlich, daß sich bisher nur wenige Forschungsarbeiten mit diesem Thema auseinandergesetzt haben. Dementsprechend ist auch die vorhandene Datengrundlage sehr begrenzt und geht fast ausschließlich auf Versuche in physikalischen Modellen zurück. Naturmessungen liegen aufgrund des mit ihnen verbundenen hohen Aufwands sowie den praktischen Problemen bei der Durchführung – hier sei nur auf die Schwierigkeit einer Geschwindigkeitsmessung während eines Hochwasserereignisses verwiesen – fast keine vor.

Für eine korrekte physikalische Beschreibung der Strömungsphänomene und ihrer Auswirkungen auf die Vegetation und die Flußmorphologie sind entsprechende Daten aber von essentieller Bedeutung. Dazu gehört vor allem auch eine Quantifizierung der diffusiven und advektiven Anteile am Impulsaustausch und daraus abgeleitet die Frage, welcher physikalische Prozeß in der Natur eine vorrangige Rolle spielt.

Erst im Anschluß daran lassen sich die in Berechnungsverfahren oder numerischen Modellen nötigen Vereinfachungen so treffen, daß sie der physikalischen Realität entsprechen. Das im Rahmen dieser Arbeit diskutierte Konzept der Trennflächenrauheit, das einigen Berechnungsverfahren zugrunde liegt, ist dabei kritisch zu betrachten.

Diese Arbeit leistet einen wichtigen Beitrag zum Verständnis der Strömungsstruktur in gegliederten Gerinnen mit Vorlandbewuchs und zeigt ihre Variabilität für größere Fließtiefen und Vegetationseigenschaften auf. Wie sich diese Strömungsstruktur weitergehend auf die Morphologie und in Wechselwirkung dazu auch auf die Vegetation auswirkt, stellt ein interessantes Forschungsgebiet für nachfolgende Arbeiten dar. Dabei sollte eine phänomenologische Beschreibung vorausgehen, die eine klare Differenzierung der physikalischen Prozesse und eine Analyse der entsprechenden Einflußfaktoren ermöglicht. Besonders was die Vegetation und ihre flexiblen Eigenschaften betrifft, sollte dieser Schritt nicht allein über physikalische Modelluntersuchungen gehen, sondern sich zusätzlich auf Feldstudien und Naturversuche in Ergänzung zu numerischen Simulationen stützen. Auf diese Weise ist eine umfassende Erschließung möglich, die sowohl den kleinskaligen, als auch den großskaligen Prozessen, wie sie in gegliederten Gerinnen auftreten, Rechnung tragen kann.

## Literaturverzeichnis

- Ackers, P.** (1993): Flow formulae for straight two-stage channels. *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 31, No. 4, pp. 509-531.
- Arnold, U.** (1987): Zur bilddaten- und modellgestützten Bestimmung der Schadstoffausbreitung in naturnahen Fließgewässern. *Mitteilungen des Instituts für Wasserbau und Wasserwirtschaft, RWTH Aachen*, Heft 67.
- Arnold, U., Höttges, J. & Rouve, G.** (1989): Turbulence and mixing mechanisms in compound open channel flow. *Proceedings of the Technical Session A: Turbulence in Hydraulics, XXIII International Congress of the IAHR, Ottawa*, pp A-133-A-140.
- Becker, K.** (1999): Der Einfluß von kurzen Gehölzstreifen auf den Hochwasserabfluß in Flüssen mit gegliedertem Querschnitt. *Mitteilungen des Instituts für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik, Universität Karlsruhe (TH)*, Heft 202.
- Benson, I., Valentine, E.M., Nalluri, C. & Bathurst, J.C.** (1997): Flood channel facility: Experiments in two-stage mobile boundary channels. *Proceedings of the 27<sup>th</sup> Congress of the IAHR, San Francisco, August 1997*, pp. 949-955.
- Bertram, H.-U.** (1985): Über den Abfluß in Trapezgerinnen mit extremer Böschungsrauhheit. *Mitteilungen des Leichtweiss-Instituts für Wasserbau der TU Braunschweig*, Heft 86.
- Boussinesq, J.** (1877): *Essai sur la theorie des eaux courantes. Memoires presentes par divers savants a L'Academie des Sciences de l'Institut de France, Paris, Sciences mathematiques et physiques, Tome 23, 1877*, pp. 1-680.
- Bretschneider, H. & Schulz, A.** (1985): Anwendung von Fließformeln bei naturnahem Gewässerausbau. *Schriftenreihe des DVWK, Heft 72, Verlag Paul Parey, Hamburg*.
- Coles, D.** (1956): The law of the wake in the turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 1, pp. 191-226.
- Clauser, F.H.** (1956): The turbulent boundary layer. *Advances in Applied Mechanics*, Vol. 4, pp. 1-51.
- Dittrich, A.** (1998): Wechselwirkung Morphologie/Strömung naturnaher Fließgewässer. *Mitteilungen des Instituts für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik, Universität Karlsruhe (TH)*, Heft 198.
- Dittrich, A. & Specht, F.J.** (2002): Wechselwirkungen zwischen Sediment, Strömung und Vegetation in einem gegliederten Laborgerinne. *Bericht des Leichtweiss-Institutes für Wasserbau der TU Braunschweig, Nr. 883, unveröffentlicht*.
- DVWK** (1991): *Hydraulische Berechnung von Fließgewässern, Merkblätter zur Wasserwirtschaft, Heft 220, Verlag Paul Parey, Hamburg und Berlin*.

- Einstein, H.A.** (1934): Der hydraulische oder Profilradius, Schweizerische Bauzeitung, Vol. 103, Nr.8, pp. 89-91.
- El-Hakim, O. & Salama, M.M.** (1992): Velocity distribution inside and above branched flexible roughness. Journal of Irrigation and Drainage, Vol. 118, No. 6, November/December 1992, pp. 914-927.
- Evers, P.** (1983): Untersuchung der Strömungsvorgänge in gegliederten Gerinnen mit extremen Rauheitsunterschieden. Mitteilungen des Instituts für Wasserbau und Wasserwirtschaft, RWTH Aachen, Heft 45.
- Fairbanks, J.D. & Diplas, P.** (1998): Turbulence characteristics of flows through partially and fully submerged vegetation. Proceedings of the 1998 Wetlands Engineering & River Restoration Conference, Denver, Colorado, March 22-27, 1998 pp. 865-870.
- Haber, B.** (1982): Über den Erosionsbeginn bei der Überströmung von flexiblen Rauheitselementen. Mitteilungen des Leichtweiss-Institutes für Wasserbau der TU Braunschweig, Heft 74.
- Hasegawa, K., Asai, S., Kanetaka, S. & Baba, H.** (1999): Flow properties of a deep open experimental channel with a dense vegetation bank. Journal of Hydroscience and Hydraulic Engineering, Vol. 17, No. 2, November 1999, pp. 59-70.
- Hohmann, J. & Konold, W.** (1995): Renaturierung von Fließgewässern: Untersuchungen zur Vegetationsentwicklung an der Enz in Pforzheim. Reihe Umweltforschung in Baden-Württemberg, Ecomed Verlagsgesellschaft, Landsberg.
- Holden, A.P. & James, C.S.** (1989): Boundary shear distribution on flood plains. Journal of Hydraulic Research, Vol. 27, No. 1, pp. 75-89.
- Horton, R.E.** (1933): Separate Roughness Coefficients for Channel Bottom and Sides. Engineering News-Record, Vol. 111, 1933, pp.652-653.
- Hoyt, J.W. & Sellin, R.H.J.** (1997): Flow over tube banks – a visualization study. Journal of Fluids Engineering, Vol. 119, June 1997, pp. 480-483.
- Hartmann, G., Dittrich, A. & Träbing, K.** (1998): Untersuchungen zum Vorlandabtrag zwischen Märkt und Karpfenhod. Schlußbericht des Instituts für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik, Universität Karlsruhe (TH), IWK 1998.
- Järvelä, J.** (2002): Flow resistance of flexible and stiff vegetation: a flume study with natural plants. Journal of Hydrology, Vol. 269, pp. 44-54.
- Kaiser, W.** (1984): Fließwiderstandsverhalten in Gerinnen mit durchströmten Ufergehölzonen. Wasserbau-Mitteilungen des Instituts für Wasserbau und Wasserwirtschaft, Nr. 23, TH Darmstadt.
- Keulegan, G.H.** (1938): Laws of Turbulent Flow in Open Channels. Journal of Research of the National Bureau of Standards, Vol. 21, No. 6, pp. 707-741.

- Knight, D.W. & Demetriou, K.** (1983): Flood plain and main channel flow interaction, Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, Vol. 109, No. 8, August 1983, pp. 1073-1092.
- Knight, D.W. & Hamed, M.E.** (1984): Boundary shear in symmetrical compound channels. Proceedings ASCE, Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 110, No. 10, October 1984, pp. 1412-1430.
- Knight, D.W. & Shiono, K.** (1990): Turbulence measurements in a shear layer region of a compound channel. Journal of Hydraulic Research, Vol. 28, 1990, No. 2, pp. 175-196.
- Knight, D.W. (Hrsg.)** (1992): SERC – Flood Channel Facility – Experimental data phase A. Hydraulics Research Ltd., Report SR314.
- Koll, K.** (2002): Feststofftransport und Geschwindigkeitsverteilung in Raugerinnen. Mitteilungen des Instituts für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik, Universität Karlsruhe (TH), Heft 215.
- Leder, A.** (1992): Abgelöste Strömungen: Physikalische Grundlagen. Friedrich Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft, Braunschweig, Wiesbaden.
- Li, R.-M. & Shen, H.W.** (1973): Effect of tall vegetations on flow and sediment. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, Vol. 99, No. 5, May 1973, pp. 793-814.
- Lindner, K.** (1982): Der Strömungswiderstand von Pflanzenbeständen. Mitteilungen des Leichtweiss-Instituts für Wasserbau, TU Braunschweig, Heft 75.
- Mertens, W.** (1989): Zur Frage hydraulischer Berechnungen naturnaher Fließgewässer. Wasserwirtschaft 79, Heft 4
- Morris, H.M.** (1955): Flow in rough conduits. ASCE Transactions, Vol. 120, Paper No. 2745, pp. 373-410.
- Murakami, S., Nakagawa, H. & Tsujimoto, T.** (1994): „Effect of suspended sediment on formation of bed profile and flood plain of open channel with vegetation zone“, Proc. 1<sup>st</sup> Int. Sym. Habitat Hydraulics, Trondheim Norway, August 1994, pp. 502-512.
- Murakami, H.** (2000): Mister Aufziehvogel. Btb Taschenbuch, pp. 668-689.
- Myers, R.C. & Elsayy, E.M.** (1975): Boundary shear in channel with flood plain. Journal of Hydraulic Engineering, ASCE, Vol. 101, No. 7, July 1975, pp. 933-946.
- Naudascher, E.** (1992): Hydraulik der Gerinne und Gerinnebauwerke. Zweite Auflage. Springer Verlag, Wien.
- Nikuradse, J.** (1933): Strömungsgesetze in rauhen Rohren. Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure, Band 77, Nr. 39, pp. 1075-1076.
- Nezu, I. & Rodi, W.** (1986): Open-channel flow measurements with a laser doppler anemometer. Journal of Hydraulic Engineering, Vol. 112, No. 5, May 1986, pp. 335-355.

- Nezu, I. & Nakagawa, H.** (1993): Turbulence in open channel flows. IAHR Monograph, A.A. Balkema.
- Nezu, I. & Onitsuka, K.** (2001): Turbulent structures in partly vegetated open-channel flows with LDA and PIV measurements. *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 39, 2001, No. 6, pp. 629-642.
- Nezu, I., Onitsuka, K. & Fujita, M.** (1999): Coherent horizontal vortices in compound open-channel flows. *Hydraulic Modeling* (ed. V.P.Singh, et al.), Water Resources Publications, Colorado, pp. 17-32.
- Nepf, H.M. & Vivoni, E.R.** (2000): Flow structure in depth-limited, vegetated flow. *Journal of Geophysical Research*, Vol. 105, No. C12, December 2000, pp. 28,547-28,557.
- Nuding, A.** (1991): Fließwiderstandsverhalten in Gerinnen mit Ufergebüsch. *Wasserbau-Mitteilungen des Instituts für Wasserbau und Wasserwirtschaft*, Nr. 35, TH Darmstadt.
- Oplatka, M.** (1998): Stabilität von Weidenverbauungen an Flussufern. *Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie*, No. 156, ETH Zürich.
- Pasche, E.** (1984): Turbulenzmechanismen in naturnahen Fließgewässern und die Möglichkeit ihrer mathematischen Erfassung. *Mitteilungen des Instituts für Wasserbau und Wasserwirtschaft*, RWTH Aachen, Heft 52.
- Petryk, S. & Bosmajian, G.** (1975): Analysis of flow through vegetation. *Journal of the Hydraulics Division, ASCE*, 101(HY7), pp. 871-884.
- Pokrajac, D., Campbell L.J., Manes, C., Nikora, V.I. & McEwan, I.K.** (2003): Spatially-averaged flow over ribbed roughness: a new application of quadrant analysis. *Proceedings of the XXX Congress of the IAHR, Thessaloniki*, pp. 103-110.
- Prandtl, L.** (1933): Neuere Ergebnisse der Turbulenzforschung. *Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure*, Band 77, Nr. 5, pp. 105-113.
- Rajaratnam, N. & Ahmadi, R.** (1979): Interaction between main channel and flood-plain flows. *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, Vol. 105, No. 5, May 1979, pp. 573-588.
- Rajaratnam, N. & Ahmadi, R.** (1981): Hydraulics of channels with flood-plains. *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 19, No. 1, pp. 43-60.
- Rappold, O.** (1912): *Flußbau*. Sammlung Göschen, Band 597, Berlin und Leipzig.
- Raupach, M.R. & Shaw, R.H.** (1982): Averaging procedures for flow within vegetation canopies. *Boundary Layer Meteorology*, 22, pp. 79-90.
- Reichardt, H.** (1941): Über eine neue Theorie der freien Turbulenz. *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Mechanik*, Band 21, H. 5, pp. 257-264.
- Richter, A.** (1973): Strömungskräfte auf starre Kreiszyylinder zwischen parallelen Wänden. Dissertation am Institut für Hydromechanik, Universität Karlsruhe (TH).

- RipFor Final Report** (2003): Abschlußbericht des EU-Forschungsprojekts "RipFor-Hydraulic, sedimentological and ecological problems of multifunctional riparian forest management", QLRT-1999-1229.
- Rouve, G. (Hrsg.)** (1987): Hydraulische Probleme beim naturnahen Gewässerausbau. Forschungsbericht der DFG, VCH Verlagsgesellschaft, Weinheim.
- Schlichting, H.** (1965): Grenzschichttheorie. 5. Auflage, G. Braun, Karlsruhe.
- Sellin, R.H.J.** (1964): A laboratory investigation into the interaction between the flow in the channel of a river and that over its floodbank. *La Houille Blanche*, Vol.7, pp. 793-802.
- Stephan, U.** (2002): Zum Fließwiderstandsverhalten flexibler Vegetation, *Wiener Mitteilungen*, Band 180.
- Strickler, A.** (1923): Beiträge zur Frage der Geschwindigkeitsformel und der Rauheitszahlen für Ströme, Kanäle und geschlossene Leitungen. *Mitteilungen 16*, Amt für Wasserwirtschaft, Bern.
- Thornton, C.I., Abt, S.R., Morris, C.E. & Fischenich, J.C.** (2000): Calculating shear stress at channel-overbank interfaces in straight channels with vegetated floodplains. *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol. 126, No. 12, December 2000, pp. 929-936.
- Tominaga, A., Nezu, I. & Ezaki, K.** (1989): Experimental study on secondary currents in compound open-channel flows. *Proceedings of the Technical Session A: Turbulence in Hydraulics, XXIII International Congress of the IAHR*, Ottawa, pp. A-15-A22.
- Tominaga, A. & Nezu, I.** (1990): Turbulent structure in compound open-channel flows. *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol. 117, No. 1, January 1991, pp. 21-41.
- Tsujimoto, T.** (1996): Coherent fluctuations in a vegetated zone of open-channel flow: causes of bedload lateral transport and sorting. *Coherent flow structures in open channels*, Ashworth, P.J. et al. (eds.), John Wiley & Sons, England, pp. 375-396.
- Tsujimoto, T., Shimizu, Y., Kitamura, T. & Okada, T.** (1992): Turbulent open-channel flow over bed covered by rigid vegetation. *Journal of Hydroscience and Hydraulic Engineering*. 10(2), p. 13-25.
- Tsujimoto, T. & Shimizu, Y.** (1994): Flow and suspended sediment in a compound channel with vegetation. *Proceedings of the 1<sup>st</sup> International Symposium of Habitat Hydraulics*, Trondheim, Norway, August 1994, pp. 357-370.
- Tsujimoto, T., Tsuji, A., Izumi, N. & Okada, T.** (1995): Characteristics of flow in transitional reach of a stream with vegetation zone along a side wall. *KHL Communication No. 6*, Hydraulics Laboratory, Kanazawa University, pp. 43-61.
- Tsujimoto, T. & Tsuji, A.** (1995): Flow with sparsely distributed bushes on flood plain in compound open channel. *KHL Communication No. 6*, December 1995, Hydraulics Laboratory, Kanazawa University, pp. 63-72.

- Tsujimoto, T.** (1999): "Fluvial processes in streams with vegetation", *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 37, 1999, No. 6, pp. 789-803.
- Zheleznyakov, G.V.** (1971): Interaction of channel and floodplain streams. Proceedings of the Fourteenth Congress of the IAHR, Paris 1971, pp. 145-148.
- Onitsuka, K., Nezu, I. & Fujita, M.** (1999): Coherent horizontal vortices in compound open-channel flows. *Hydraulic Modeling* (ed. V.P.Singh, et al.), Water Resources Publications, Colorado, pp. 17-32.
- Wilson, C.A.M.E., Boxall, J.B., Guymer, I. & Olsen, N.R.B.** (2003): Validation of a three-dimensional numerical code in the simulation of pseudo-natural meandering flows. *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, Vol. 129, No. 10, pp. 758-768.
- Wormleaton, P.R., Allen, J. & Hadjipanos, P.** (1982): Discharge assessment in compound channel flow, *Journal of the Hydraulics Division, ASCE*, Vol. 108 (HY 9), September 1982, pp. 975-994.
- Wright, R.R. & Carstens, M.R.** (1970): Linear-momentum flux to overbank sections. *Journal of the Hydraulics Division, ASCE*, Vol. 96, No. 9, September 1970, pp. 1781-1793.
- Yen, C.L. & Overton, D.E.** (1973): Shape effects on resistance in flood-plain channels. *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, Vol. 99, No. 1, January 1973, pp. 219-238.

## **Lebenslauf**

**Name:** Ingo Schnauder  
**Geburtsdatum:** 07.03.1974  
**Geburtsort:** Karlsruhe  
**Staatsangehörigkeit:** Deutsch

### **Schulbildung**

1980-1984 Grundsschulen Untergrombach und Neuthard  
1984-1993 Schönborn-Gymnasium Bruchsal  
18. Mai 1993 Abitur

### **Studium**

1993-2000 Studium des Bauingenieurwesens an der Universität  
Karlsruhe (TH), Vertiefungsrichtung Wasserbau  
  
17. April 2000 Abschluß des Studium als Diplom-Ingenieur  
  
1999-2000 Wissenschaftliche Hilfskraft am Institut für  
Wasserbau und Kulturtechnik, Universität Karlsruhe  
(TH)

### **Beruf**

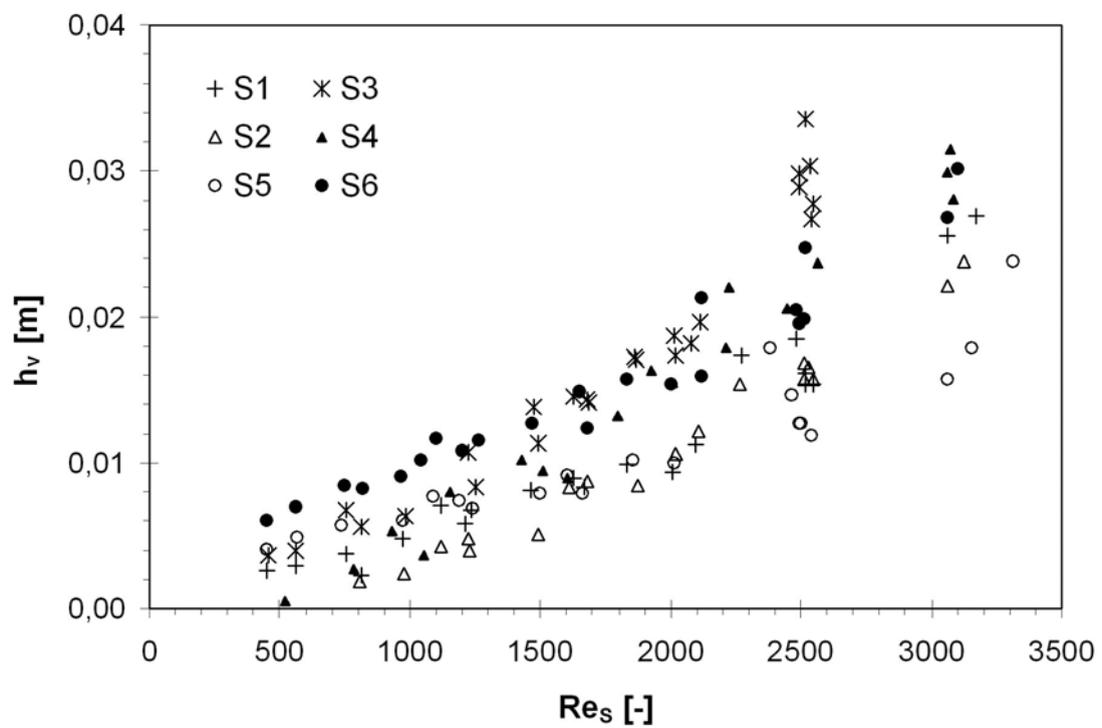
Seit Mai 2000 Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für  
Wasserwirtschaft und Kulturtechnik, Universität  
Karlsruhe (TH)  
  
Unterbrechungen:  
  
Sept. 2001 Forschungsaufenthalt am Institute of Water  
Resources Engineering, Technical University of  
Helsinki, Finland  
  
Mai-Juni 2003 Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für  
geographische Wissenschaften, Freie Universität  
Berlin  
  
Sept.-Nov. 2003 Forschungsaufenthalt am Environmental Water  
Management Research Centre, University of Cardiff,  
Wales



# Anhang

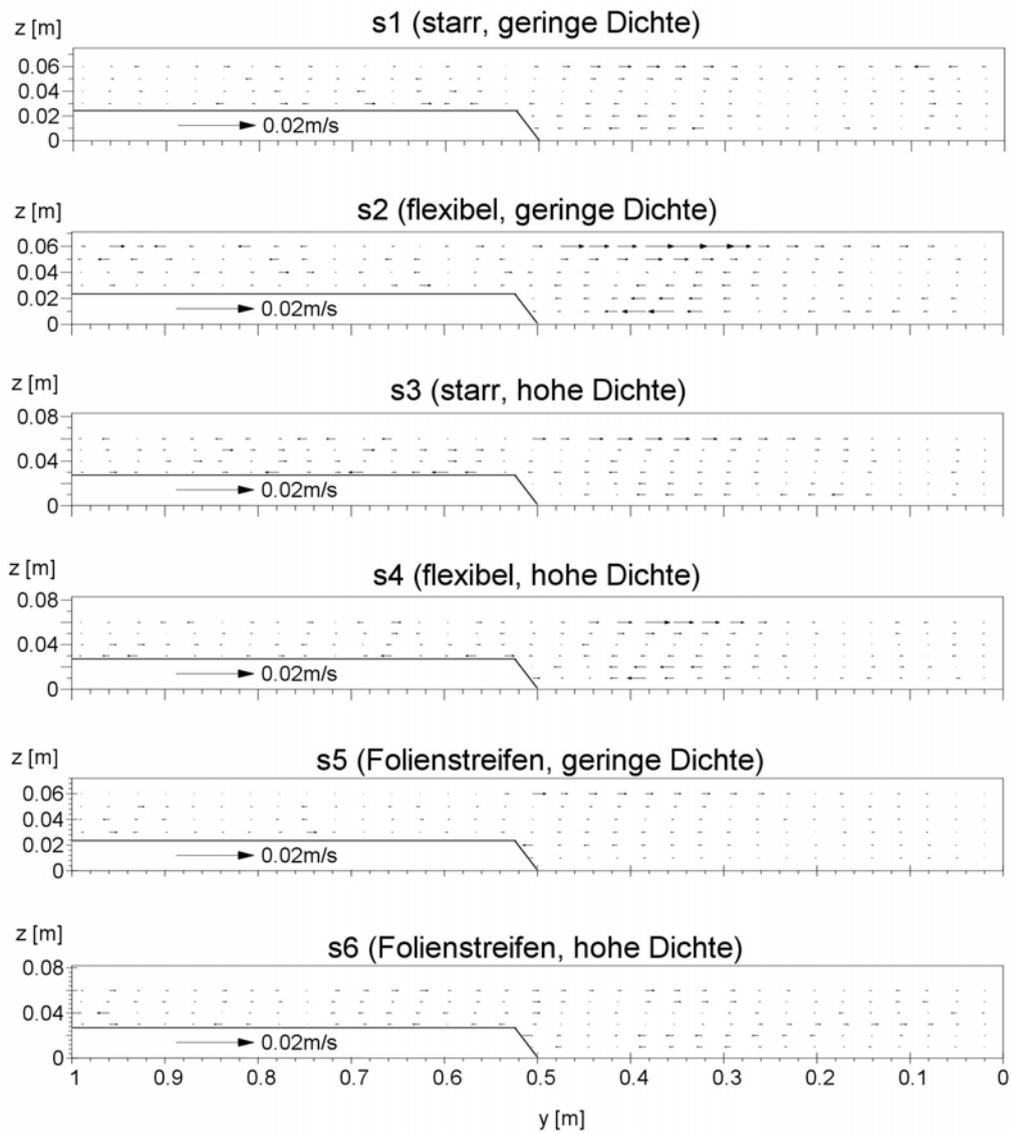
Widerstandsverhalten von Vegetation	A1
Vektordarstellungen der Querströmungskomponente	A3
Isotachen der Hauptströmung	A6
Turbulenzintensitäten	A9
Reynoldsschubspannungen	A15
Tiefengemittelte Geschwindigkeitsprofile	A18
Ergebnisse zu den Berechnungsverfahren	A31
Ergebnisse der Normierung nach KOLL	A36
Sohlenschubspannungsverteilung im Hauptgerinne	A37

## Widerstandsverhalten von Vegetation

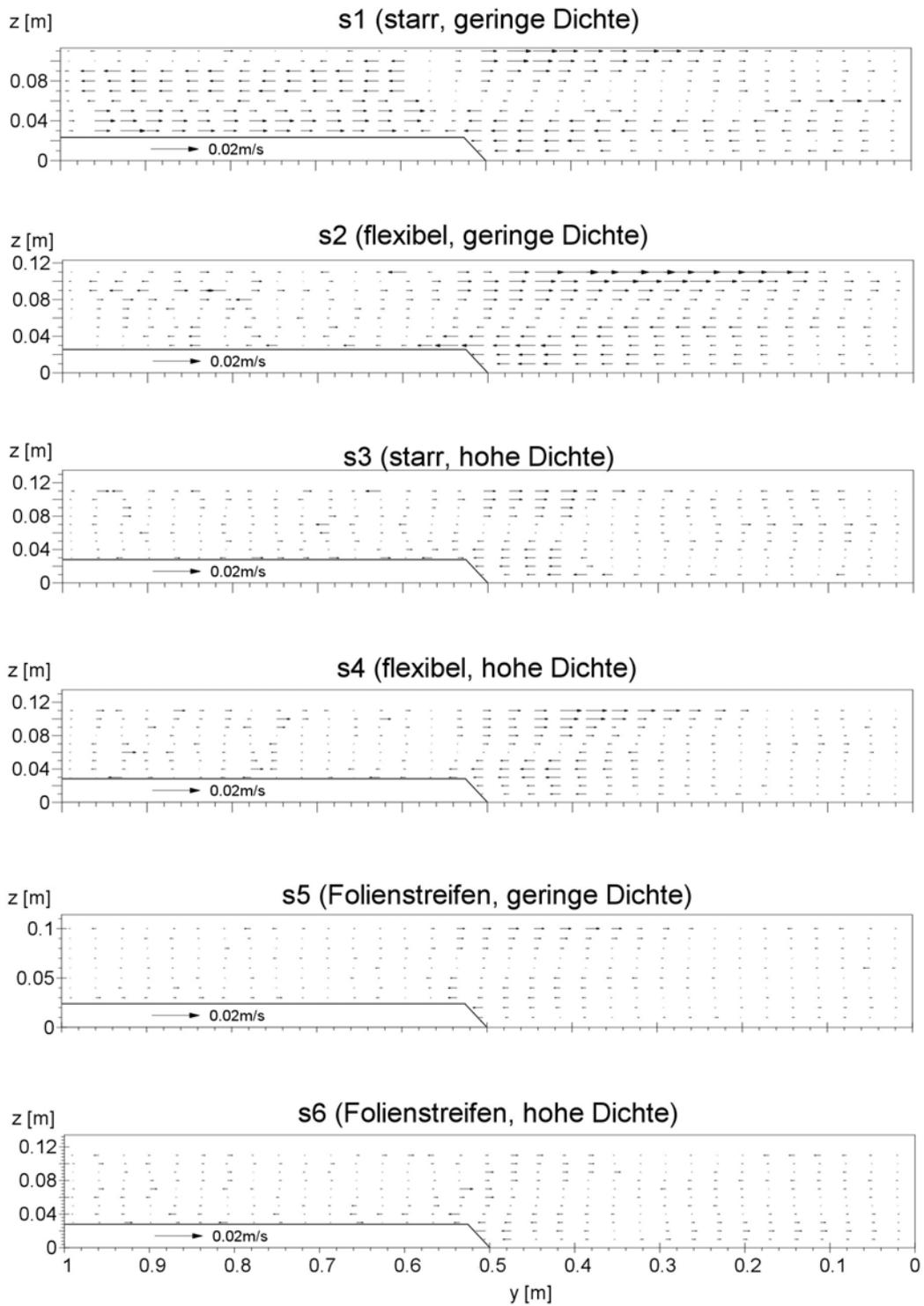


**Abb. A.1** Gemessene Energieverlusthöhen aufgetragen über der Stamm-Reynoldszahl

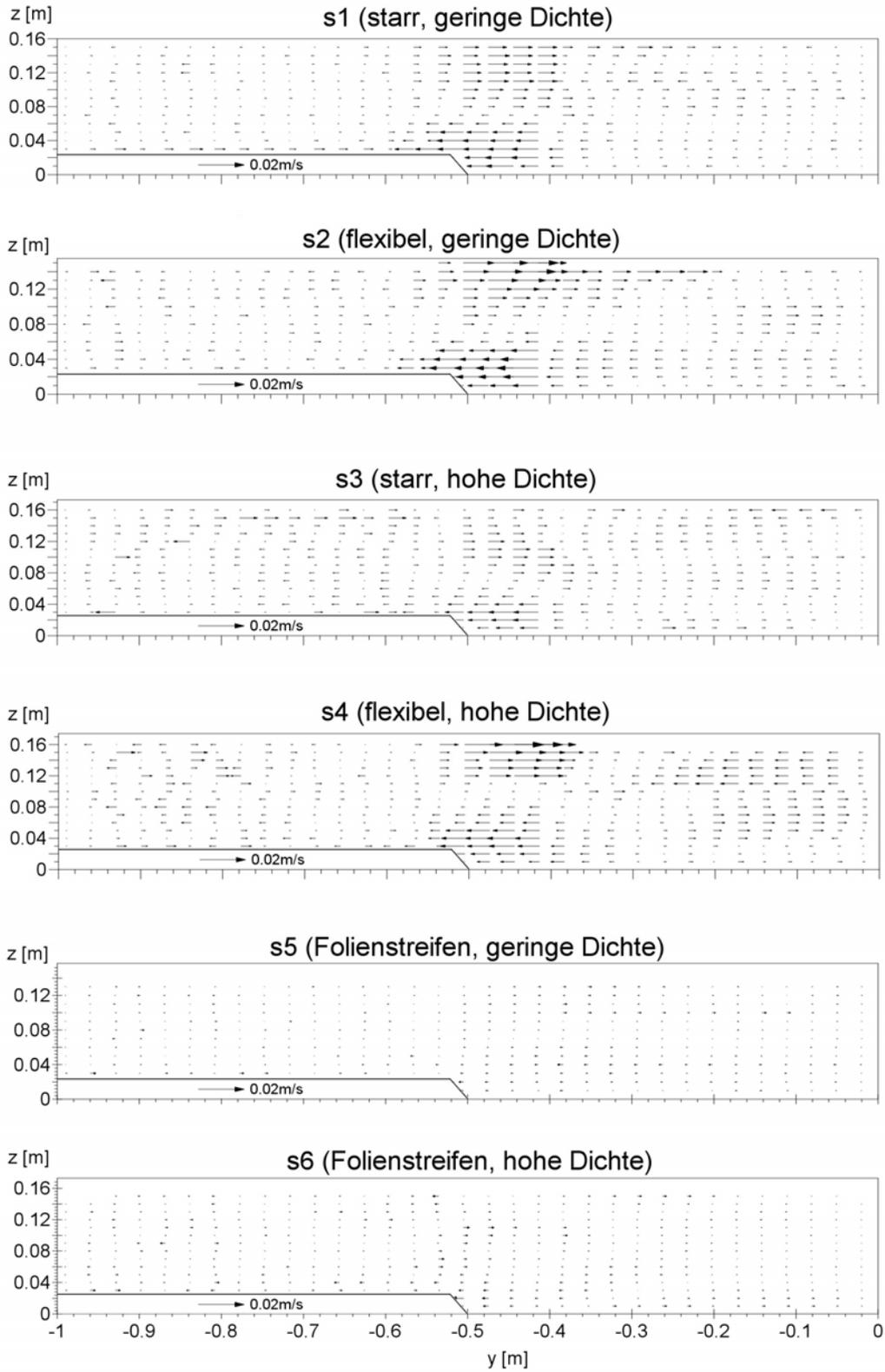
## Vektordarstellungen der Querströmungskomponente



**Abb. A.2** Vektoren der longitudinal gemittelten, horizontalen Querströmungskomponente  $\bar{v}$  für Versuche kleiner Fließtiefe ( $q_{10}$ )

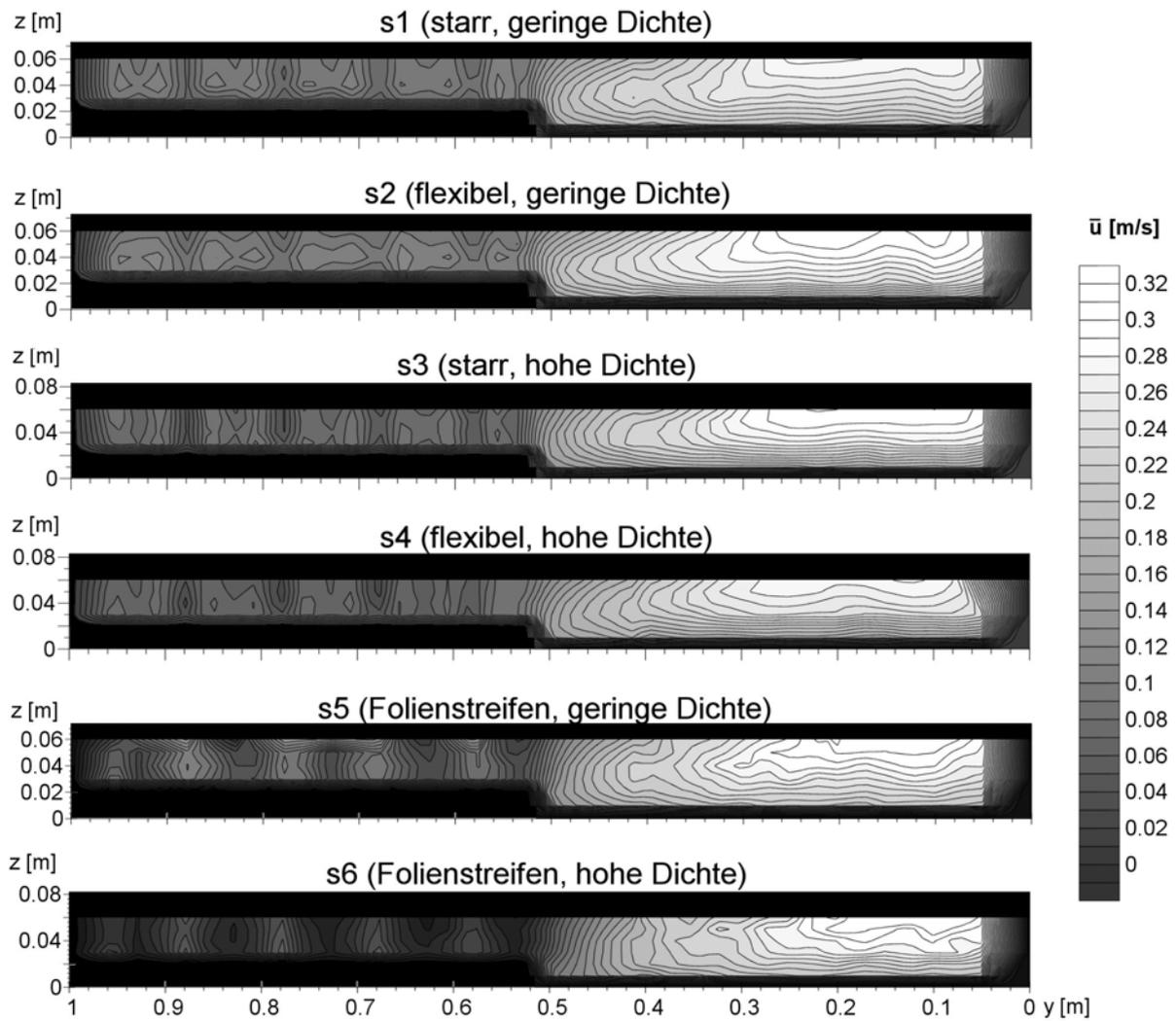


**Abb. A.3** Vektoren der longitudinal gemittelten, horizontalen Querströmungskomponente  $\bar{v}$  für Versuche mittlerer Fließtiefe ( $q_{20}$ )

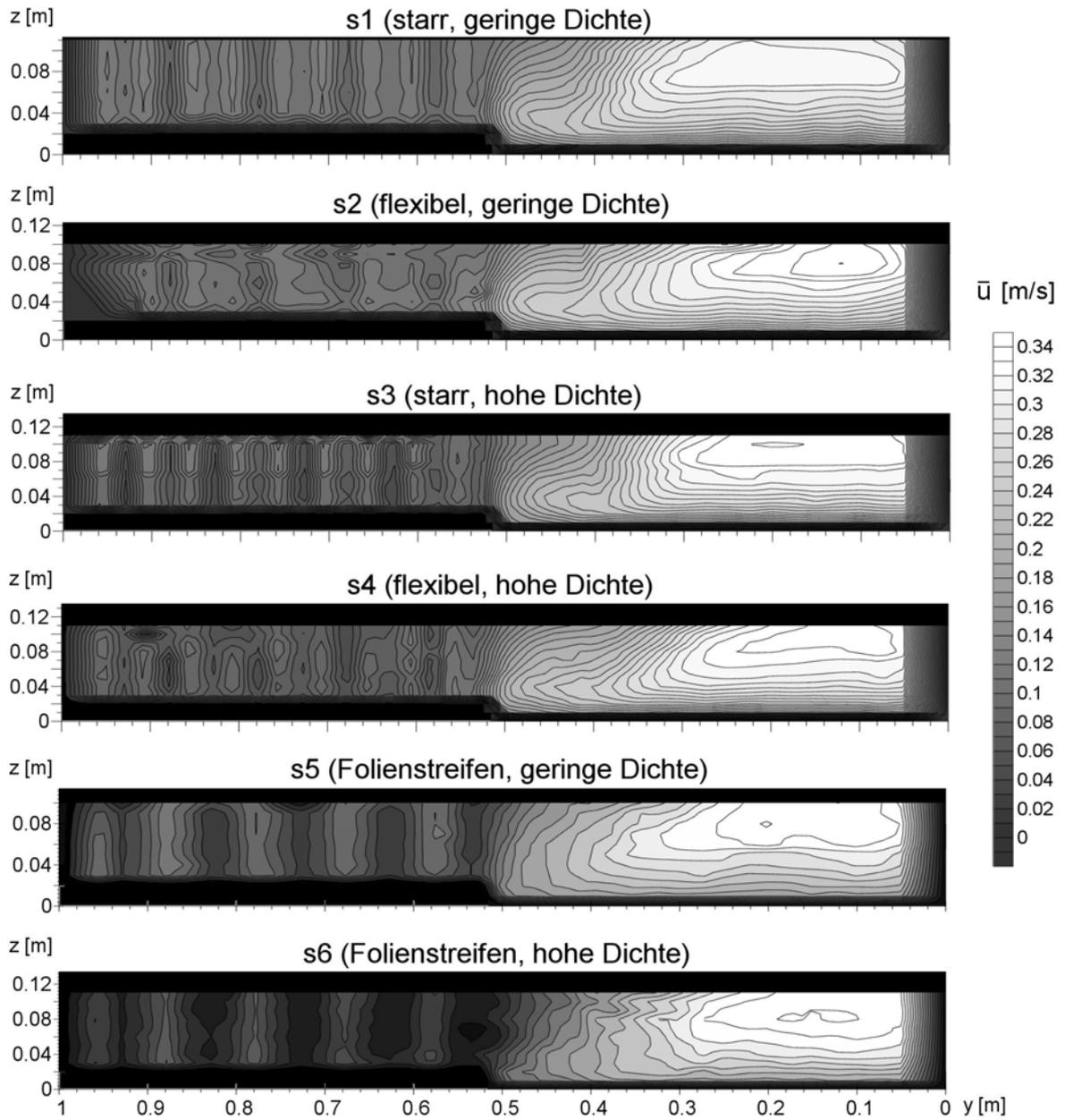


**Abb. A.4** Vektoren der longitudinal gemittelten, horizontalen Querströmungskomponente  $\bar{v}$  für Versuche großer Fließtiefe ( $q_{30}$ )

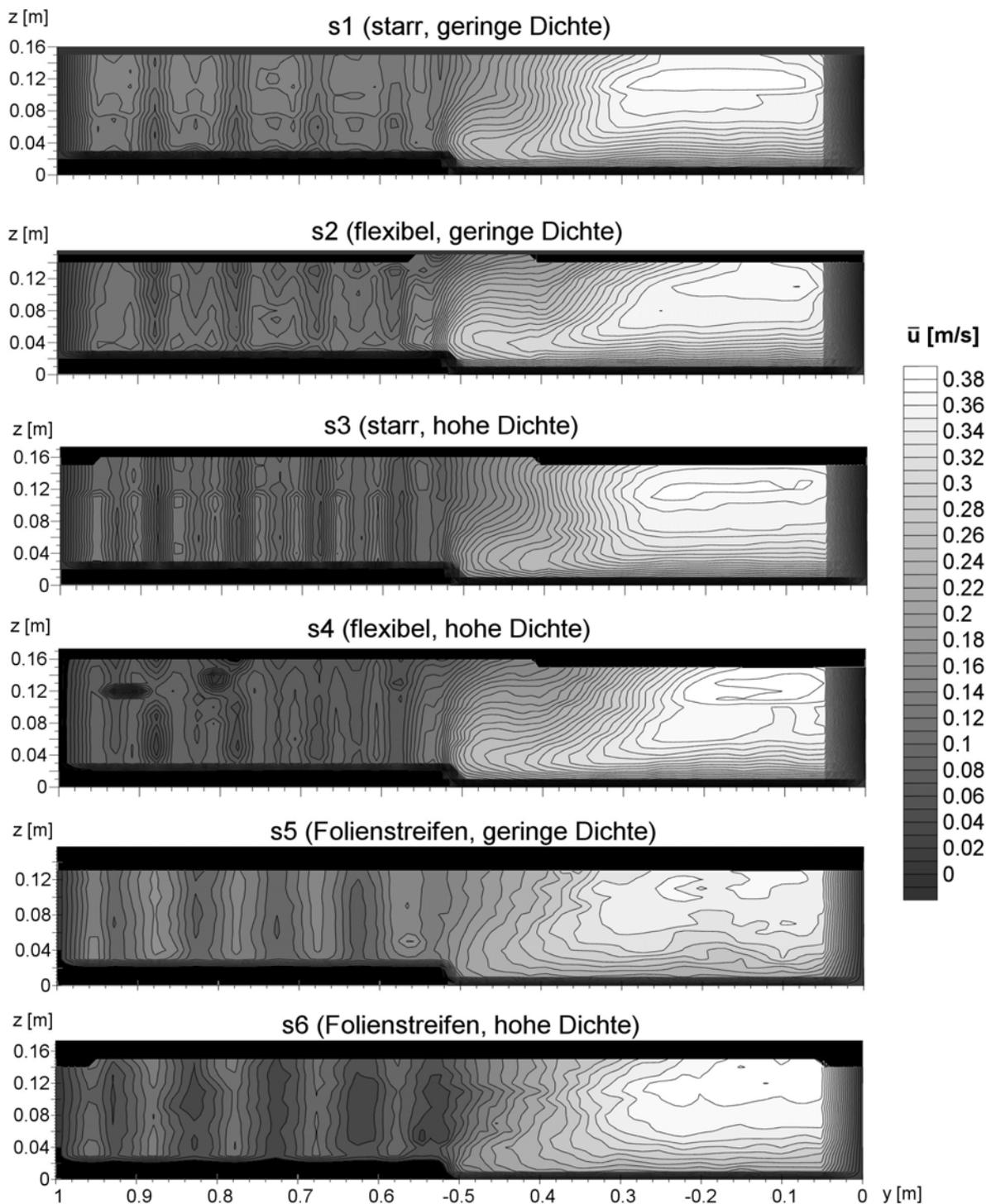
## Isotachen der Hauptströmung



**Abb. A.5** *Isotachen der longitudinal gemittelten Fließgeschwindigkeit für die Versuche mit kleiner Fließtiefe ( $q_{10}$ )*

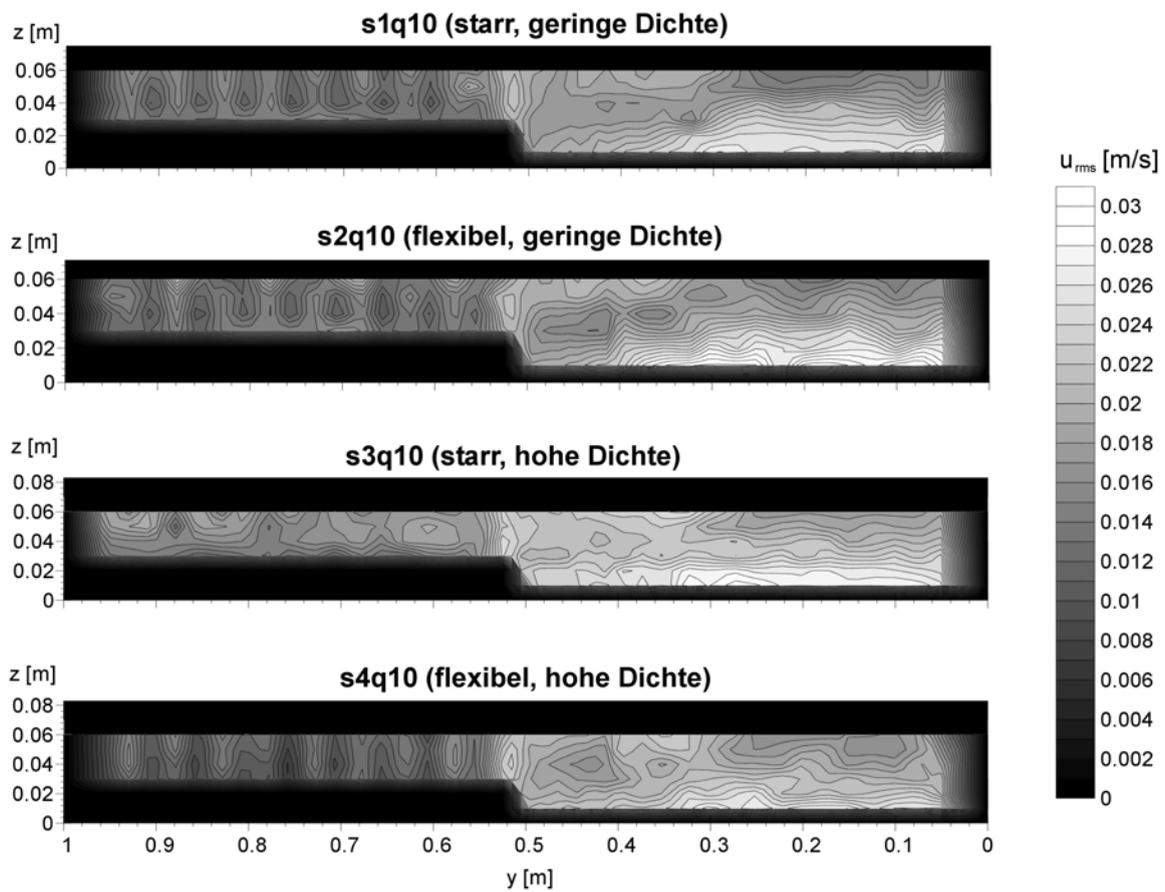


**Abb. A.6** *Isotachen der longitudinal gemittelten Fließgeschwindigkeit für die Versuche mit mittlerer Fließtiefe ( $q_{20}$ )*

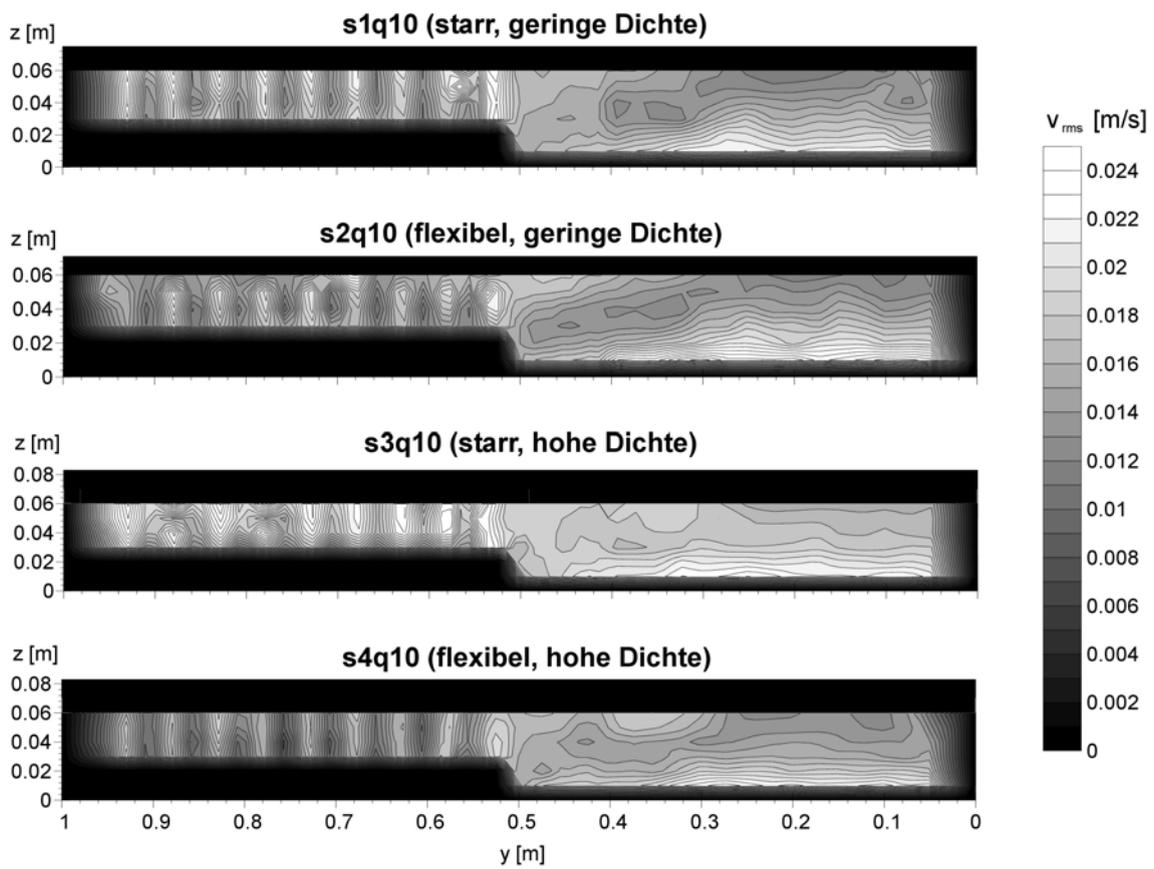


**Abb. A.7** *Isotachen der longitudinal gemittelten Fließgeschwindigkeit für die Versuche mit großer Fließtiefe ( $q_{30}$ )*

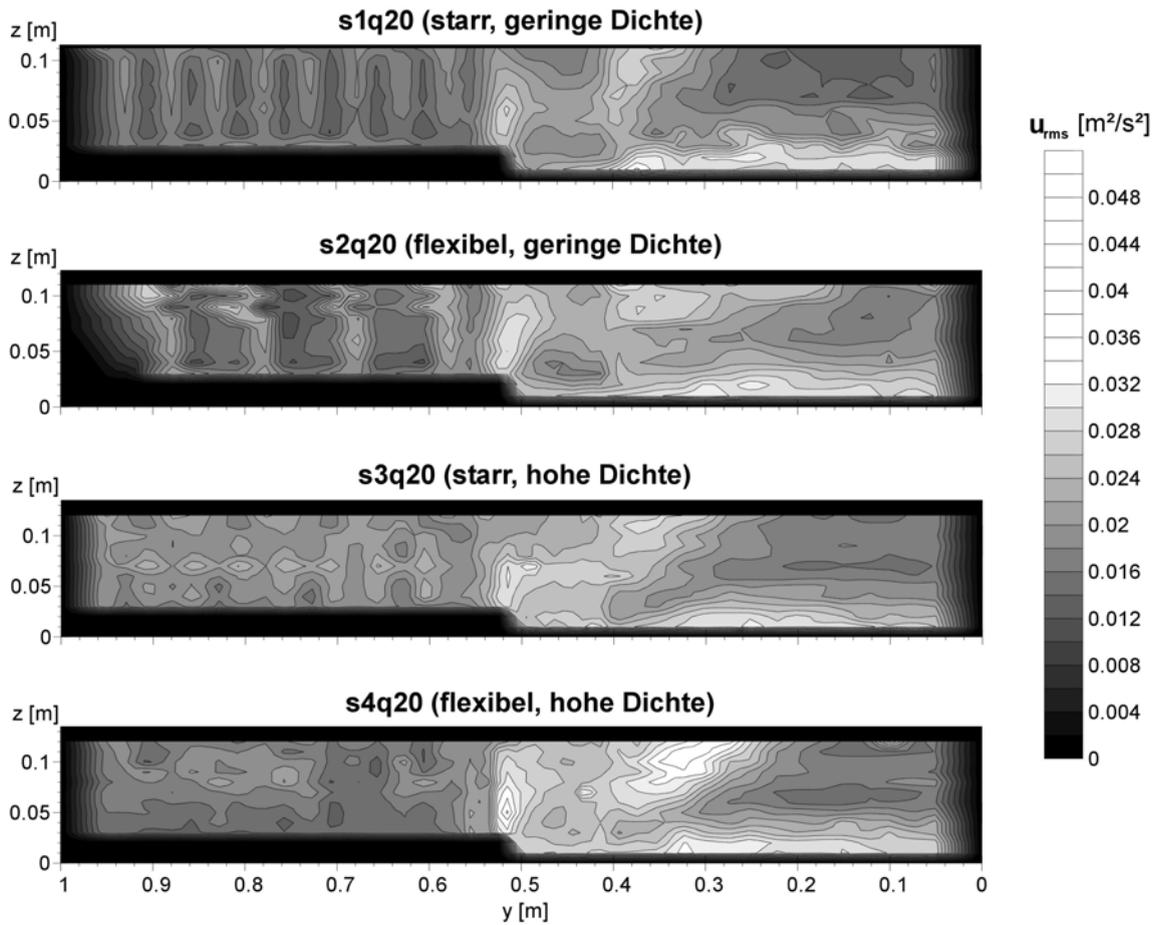
## Turbulenzintensitäten



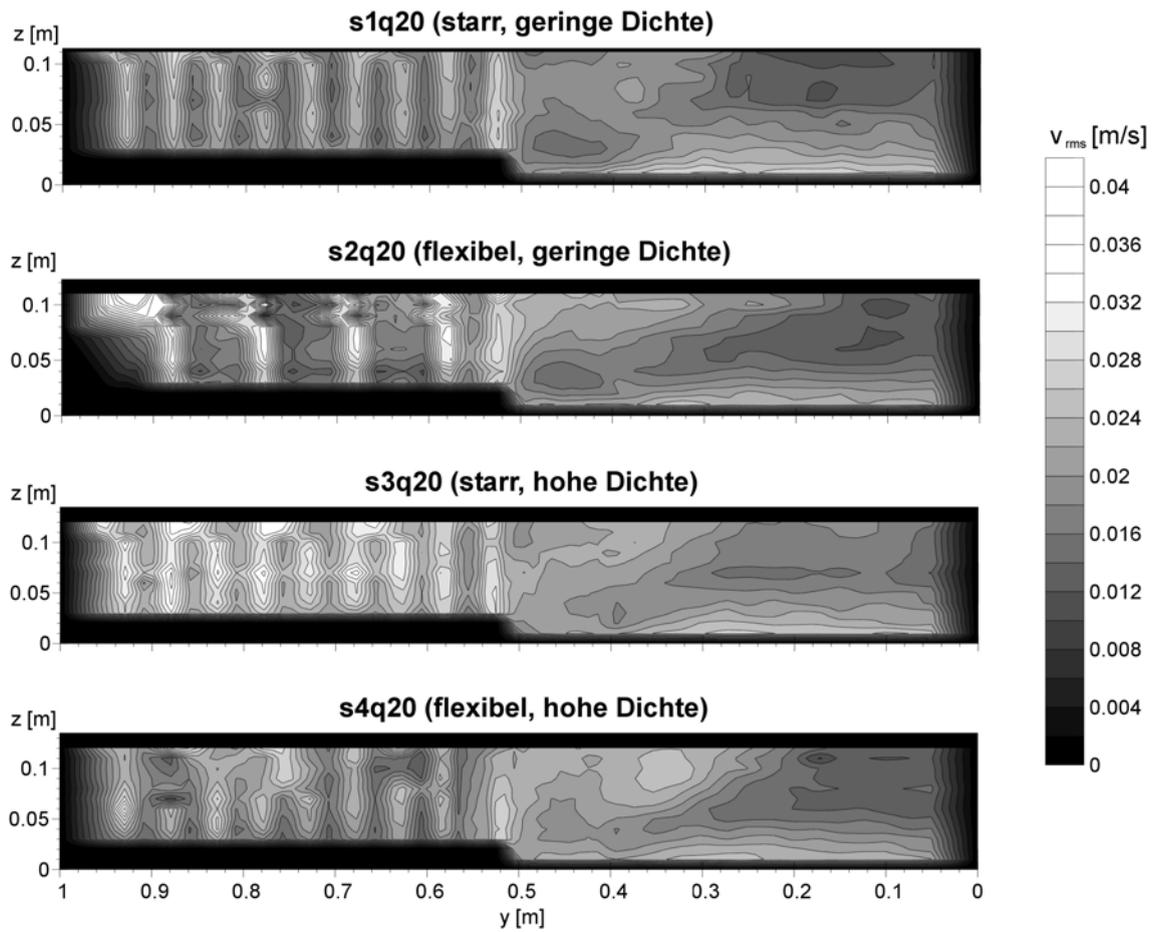
**Abb. A.8** Longitudinal gemittelte Turbulenzintensität  $u_{rms}$  der Hauptströmung für die Versuche mit kleiner Fließtiefe (q10)



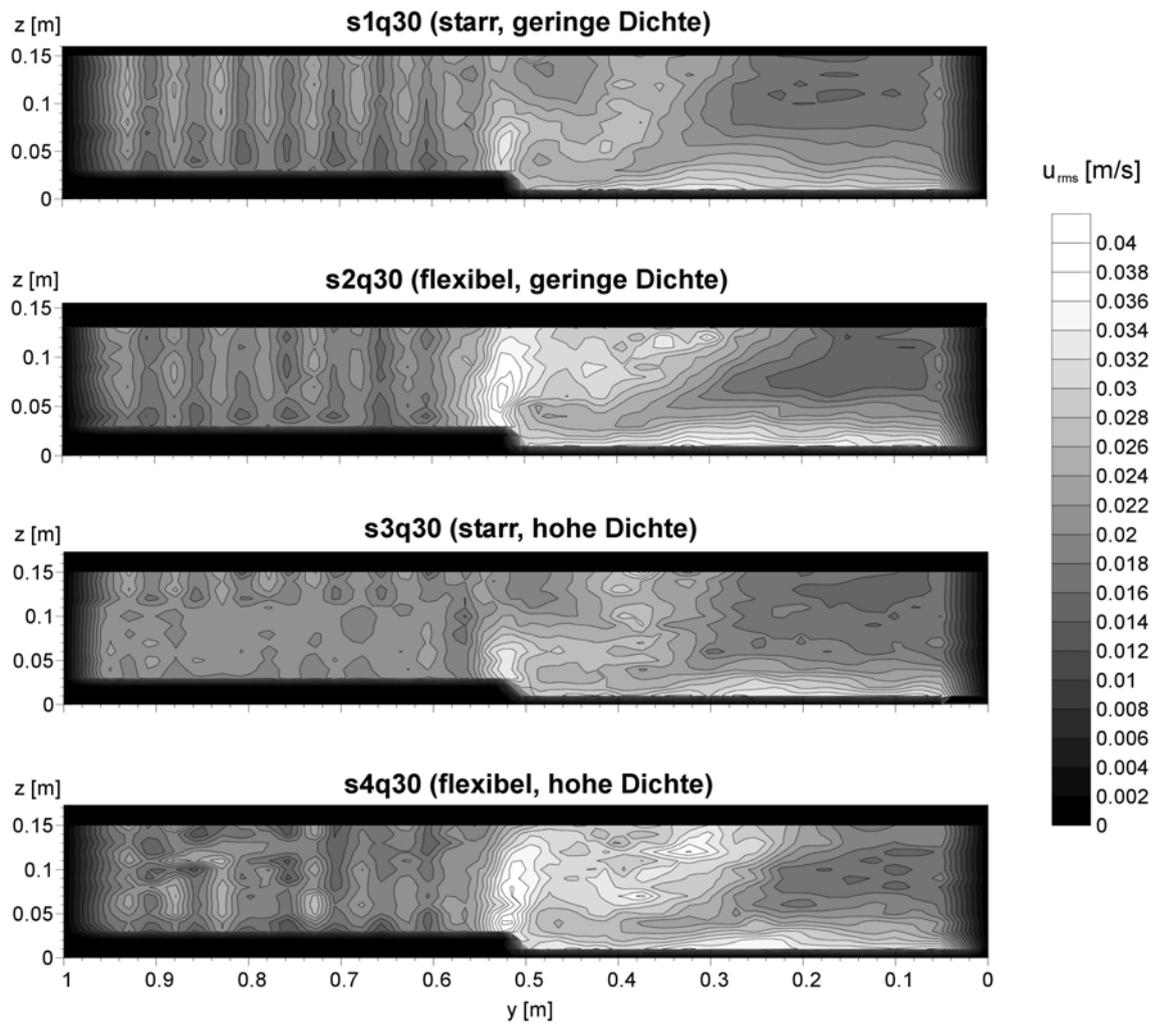
**Abb. A.9** Longitudinal gemittelte Turbulenzintensität  $v_{rms}$  der Querströmung für die Versuche mit kleiner Fließtiefe ( $q10$ )



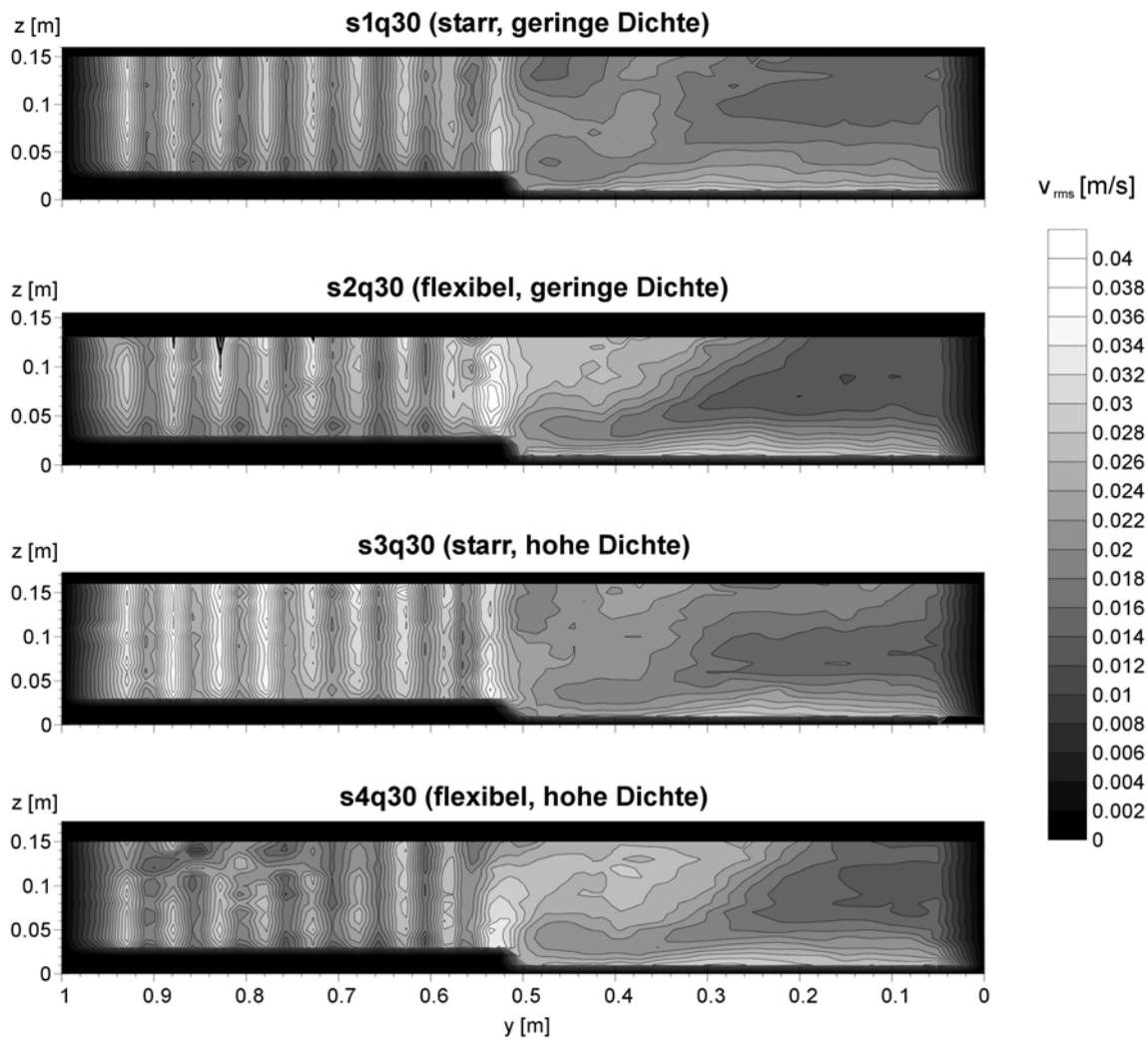
**Abb. A.10** Longitudinal gemittelte Turbulenzintensität  $u_{rms}$  der Hauptströmung für die Versuche mit mittlerer Fließtiefe ( $q20$ )



**Abb. A.11** Longitudinal gemittelte Turbulenzintensität  $v_{rms}$  der Querströmung für die Versuche mit mittlerer Fließtiefe ( $q20$ )

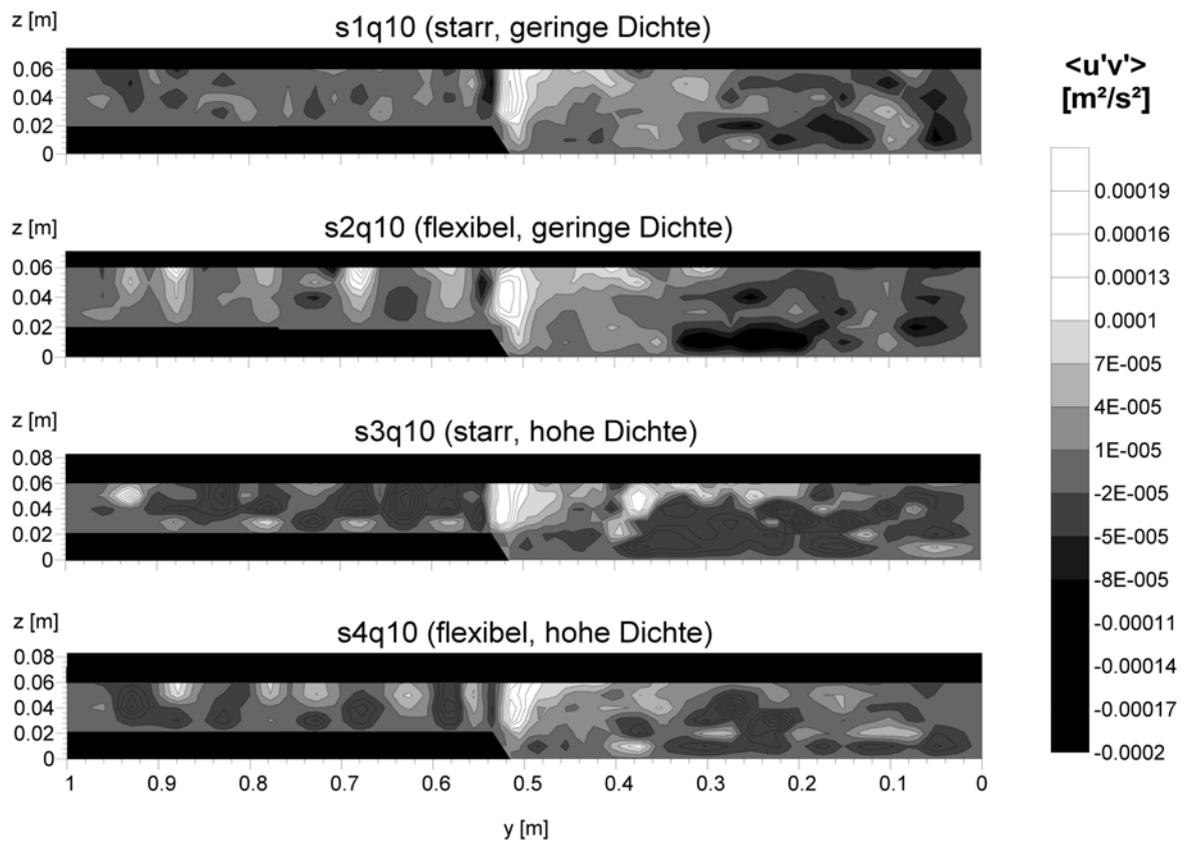


**Abb. A.12** Longitudinal gemittelte Turbulenzintensität  $u_{rms}$  der Hauptströmung für die Versuche mit großer Fließtiefe (q30)

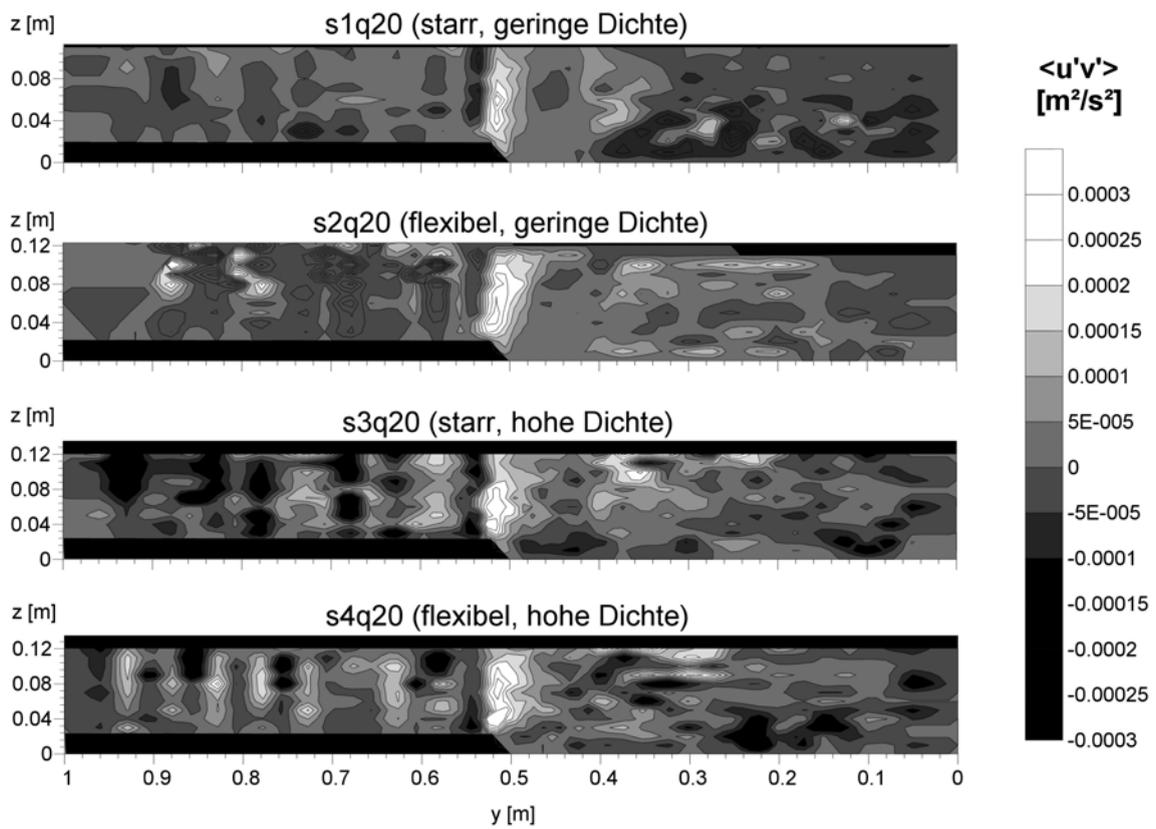


**Abb. A.13** Longitudinal gemittelte Turbulenzintensität  $v_{rms}$  der Querströmung für die Versuche mit großer Fließtiefe ( $q30$ )

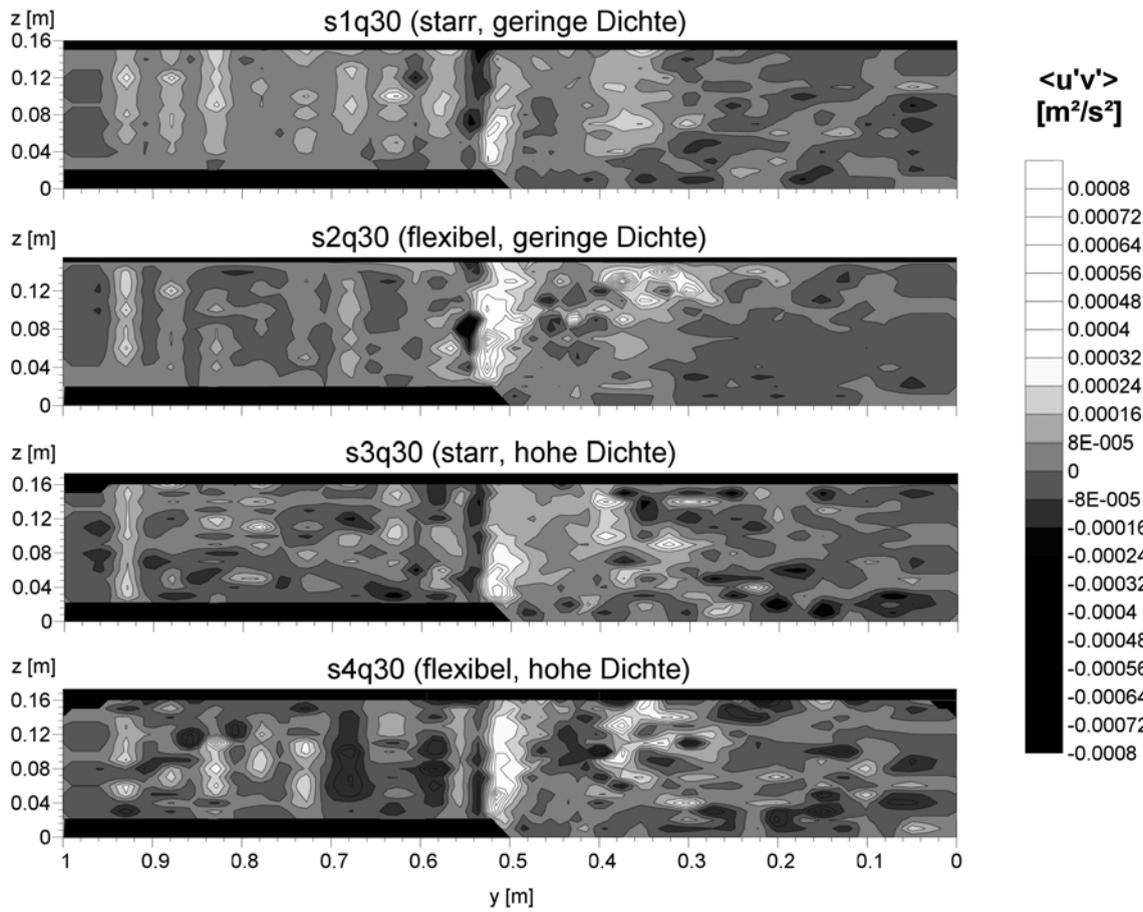
## Reynoldsschubspannungen



**Abb. A.14** Longitudinal gemittelte Reynoldsschubspannung  $\langle u'v' \rangle$  für die Versuche mit kleiner Fließtiefe (q10)

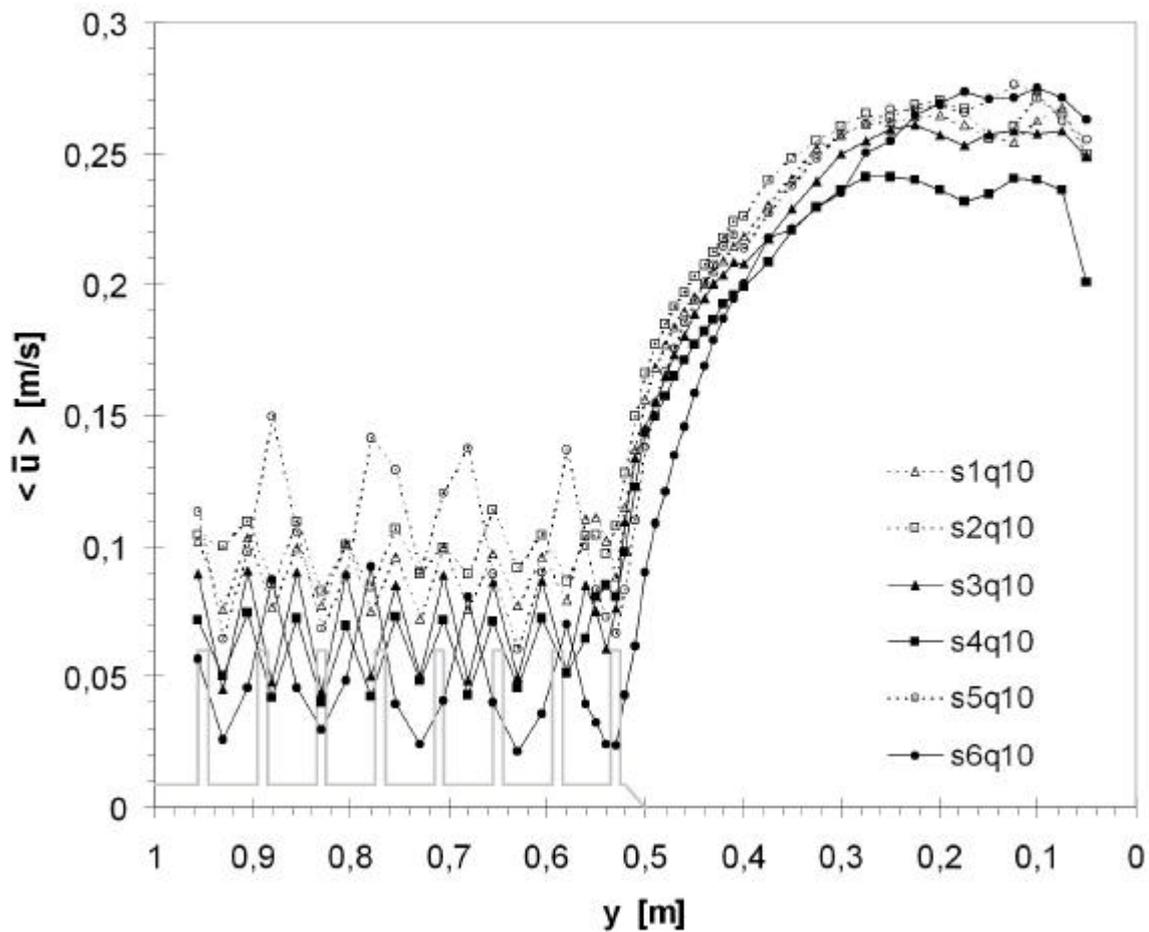


**Abb. A.15** Longitudinal gemittelte Reynoldsschubspannung  $\langle u'v' \rangle$  für die Versuche mit mittlerer Fließtiefe ( $q_{20}$ )

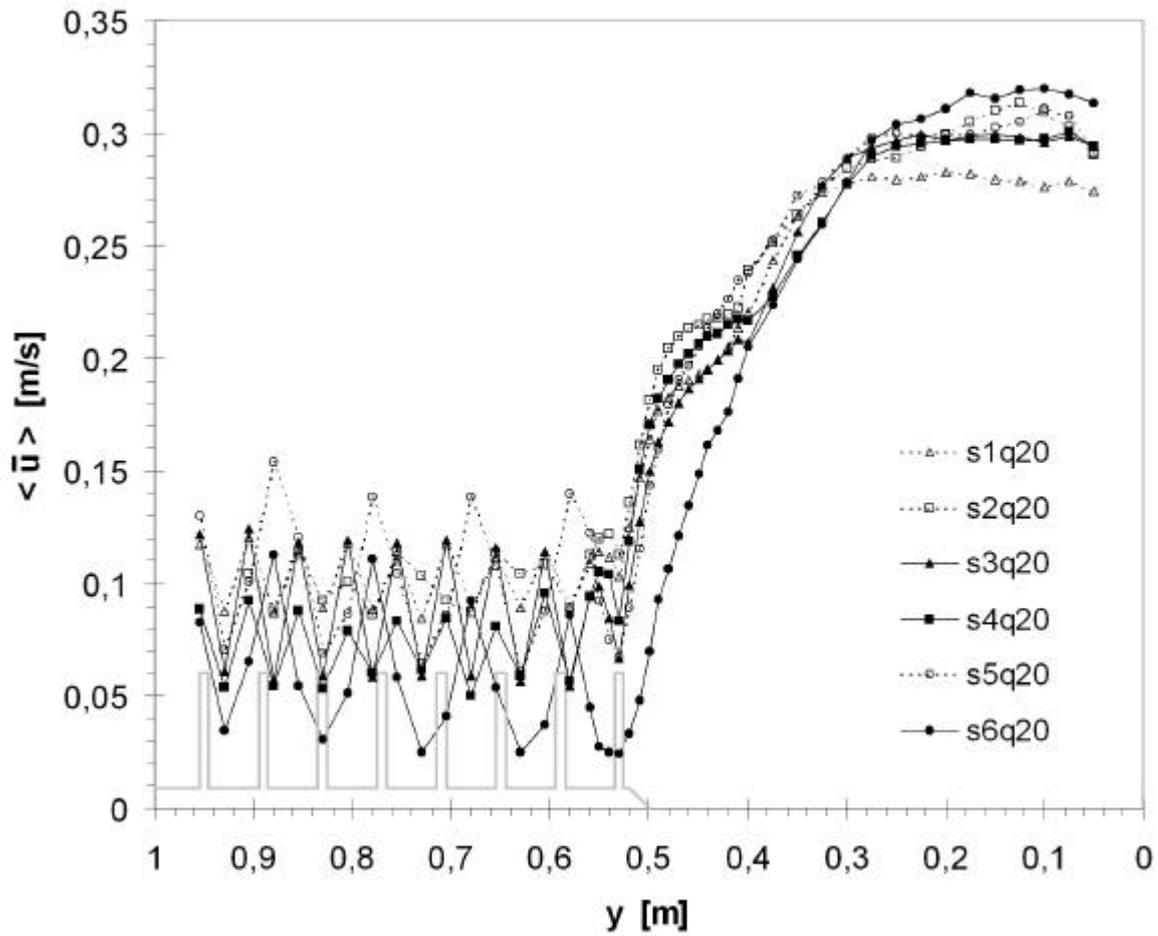


**Abb. A.16** Longitudinal gemittelte Reynoldsschubspannung  $\langle \overline{u'v'} \rangle$  für die Versuche mit großer Fließtiefe (q30)

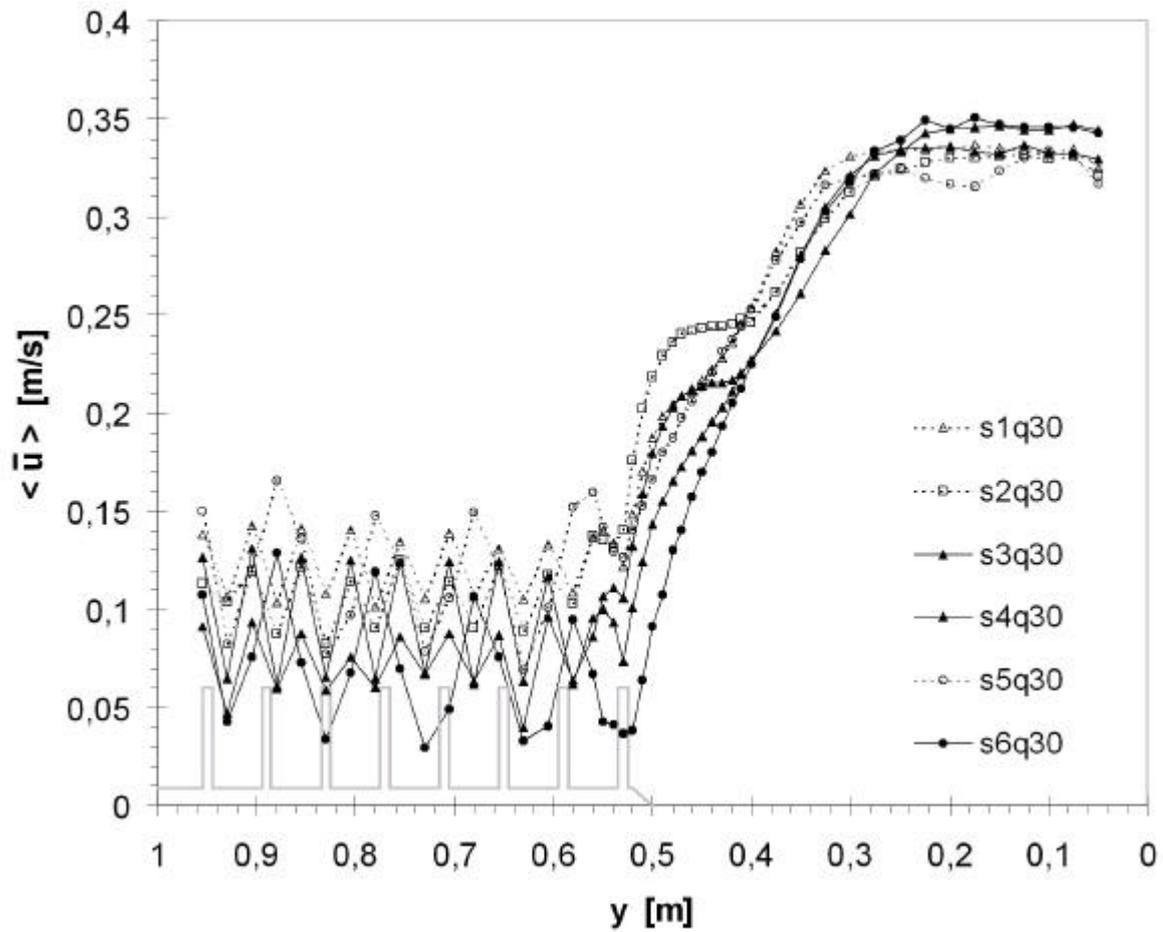
## Tiefengemittelte Geschwindigkeitsprofile



**Abb. A.17** Tiefengemittelte, horizontale Fließgeschwindigkeit  $\langle \bar{u} \rangle$  für die Versuche mit kleiner Fließtiefe (q10)



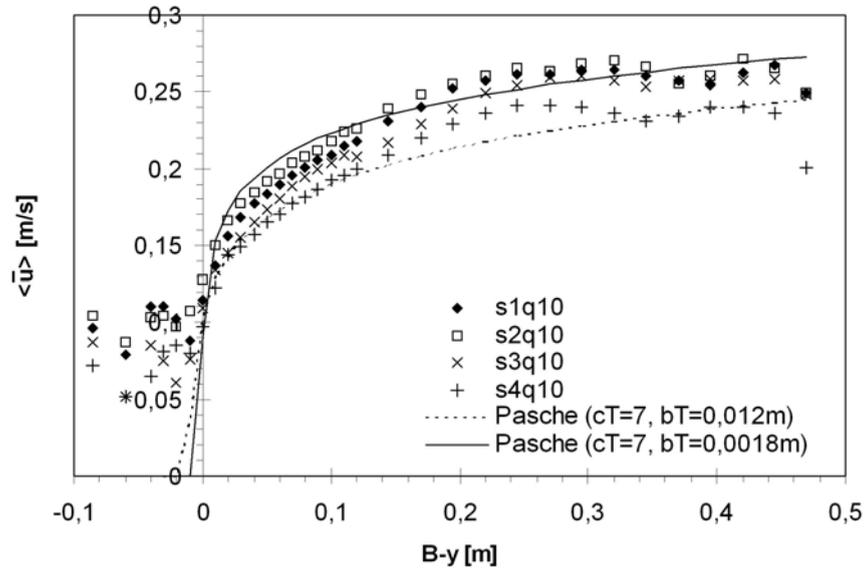
**Abb. A.18** Tiefengemittelte, horizontale Fließgeschwindigkeit  $\langle \bar{u} \rangle$  für die Versuche mit mittlerer Fließtiefe (q20)



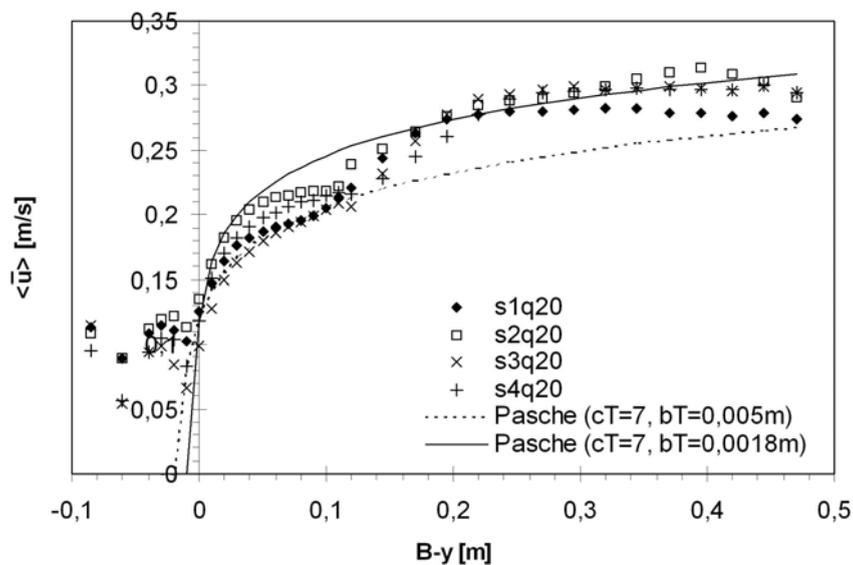
**Abb. A.19** Tiefengemittelte, horizontale Fließgeschwindigkeit  $\langle \bar{u} \rangle$  für die Versuche mit großer Fließtiefe (q30)

## Verteilungsfunktion nach PASCHE (1984):

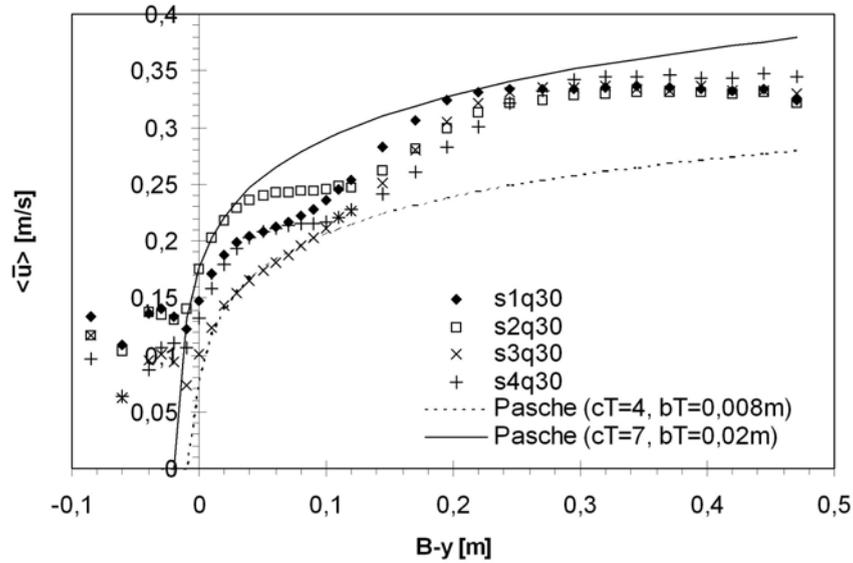
$$\frac{u(y)}{u_{*,T}} = \frac{1}{\kappa} \cdot \ln \frac{y + b_T}{b_T} + c_T$$



**Abb. A.20** Vergleich der experimentellen tiefengemittelten Fließgeschwindigkeit  $\langle \bar{u} \rangle$  mit der Verteilungsfunktion nach PASCHE für die Versuche mit kleiner Fließtiefe ( $q_{10}$ )



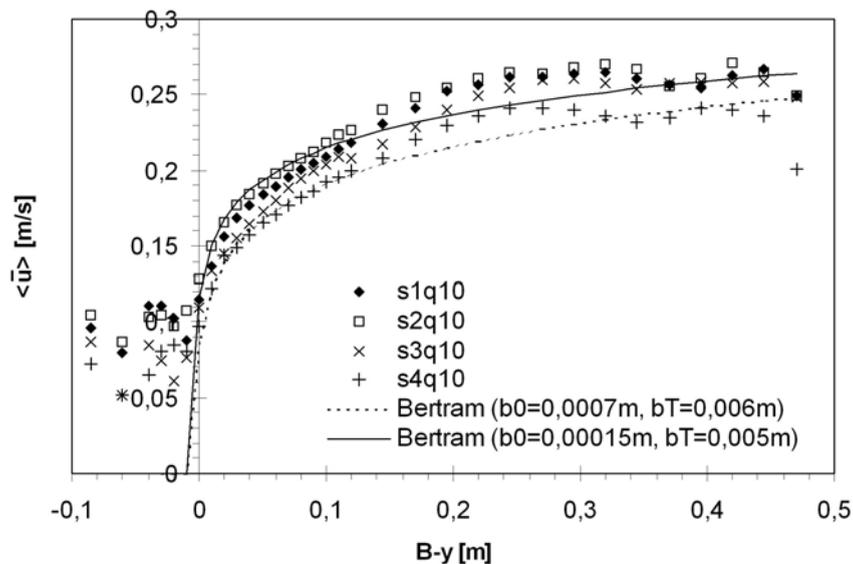
**Abb. A.21** Vergleich der experimentellen tiefengemittelten Fließgeschwindigkeit  $\langle \bar{u} \rangle$  mit der Verteilungsfunktion nach PASCHE für die Versuche mit mittlerer Fließtiefe ( $q_{20}$ )



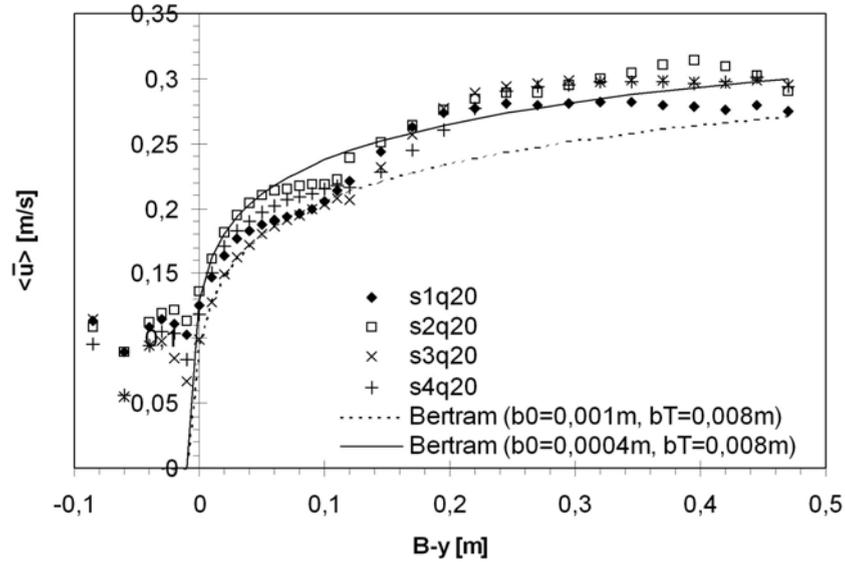
**Abb. A.22** Vergleich der experimentellen tiefengemittelten Fließgeschwindigkeit  $\langle \bar{u} \rangle$  mit der Verteilungsfunktion nach PASCHE für die Versuche mit großer Fließtiefe (q30)

### Verteilungsfunktion nach BERTRAM (1985)

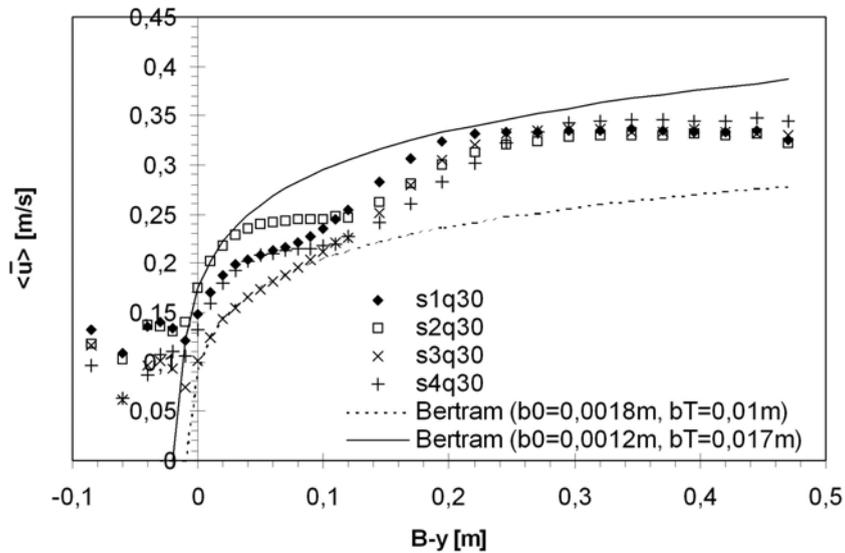
$$\frac{u(y)}{u_{*,T}} = \frac{1}{\kappa} \cdot \sqrt{1 + \frac{b_T + b_0}{b_{HG,T}}} \cdot \ln \left( \frac{y + b_T + b_0}{b_0} \right)$$



**Abb. A.23** Vergleich der experimentellen tiefengemittelten Fließgeschwindigkeit  $\langle \bar{u} \rangle$  mit der Verteilungsfunktion nach BERTRAM für die Versuche mit kleiner Fließtiefe (q10)



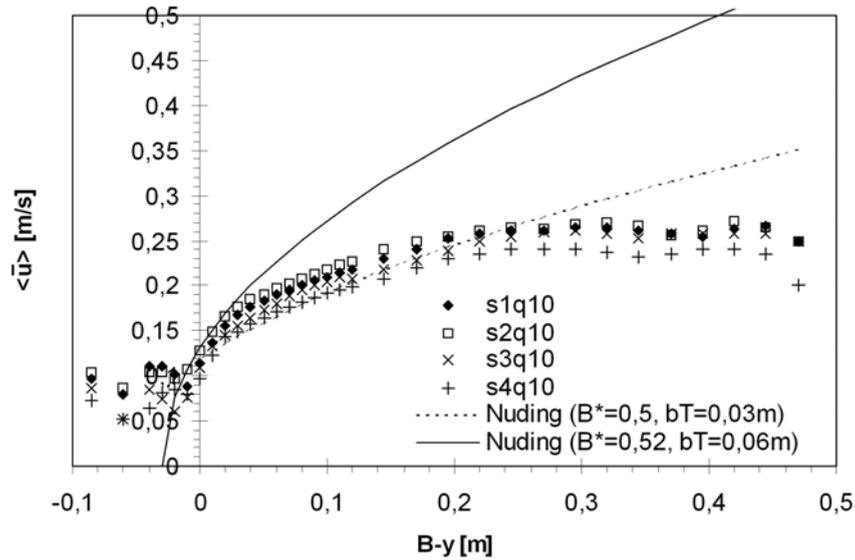
**Abb. A.24** Vergleich der experimentellen tiefengemittelten Fließgeschwindigkeit  $\langle \bar{u} \rangle$  mit der Verteilungsfunktion nach BERTRAM für die Versuche mit mittlerer Fließtiefe ( $q_{20}$ )



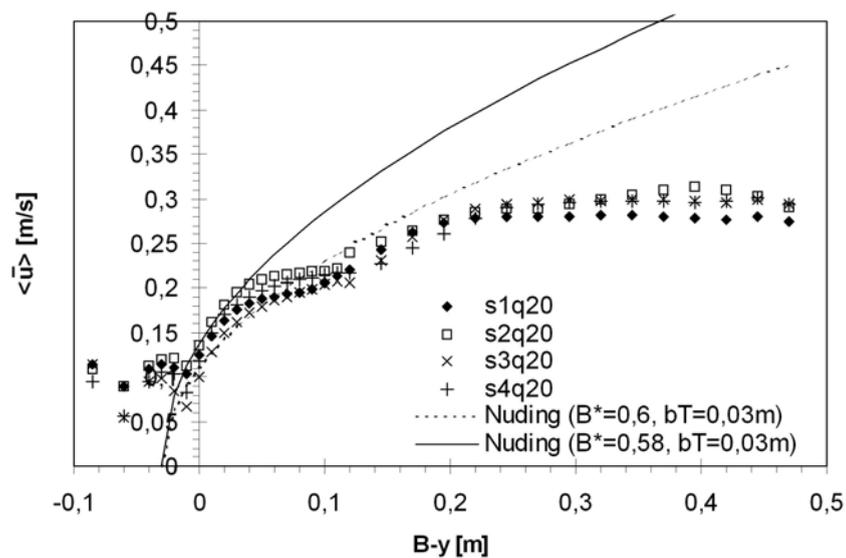
**Abb. A.25** Vergleich der experimentellen tiefengemittelten Fließgeschwindigkeit  $\langle \bar{u} \rangle$  mit der Verteilungsfunktion nach BERTRAM für die Versuche mit großer Fließtiefe ( $q_{30}$ )

## Verteilungsfunktion nach NUDING (1991):

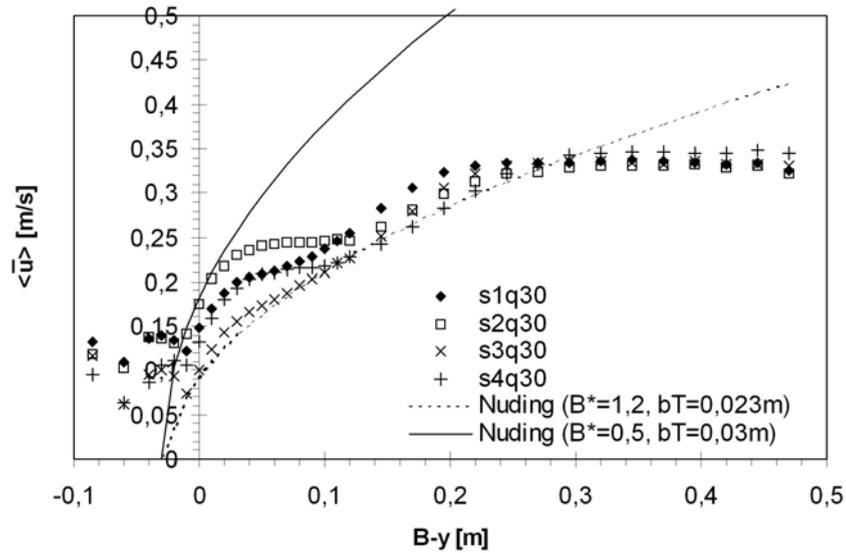
$$\frac{u(y)}{u_{*,T}} = \frac{2}{B^*} \cdot \left( \lg \frac{u_{m,HG,0}}{u_{m,VL,0}} \right)^{-1} \cdot \sqrt{\frac{y+b_T}{b_T}}$$



**Abb. A.26** Vergleich der experimentellen tiefengemittelten Fließgeschwindigkeit  $\langle \bar{u} \rangle$  mit der Verteilungsfunktion nach NUDING für die Versuche mit kleiner Fließtiefe (q10)



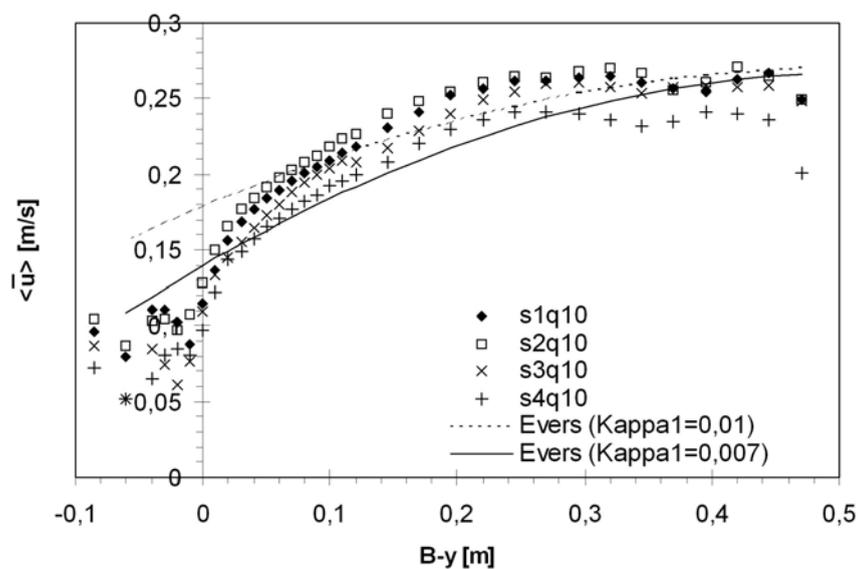
**Abb. A.27** Vergleich der experimentellen tiefengemittelten Fließgeschwindigkeit  $\langle \bar{u} \rangle$  mit der Verteilungsfunktion nach NUDING für die Versuche mit mittlerer Fließtiefe (q20)



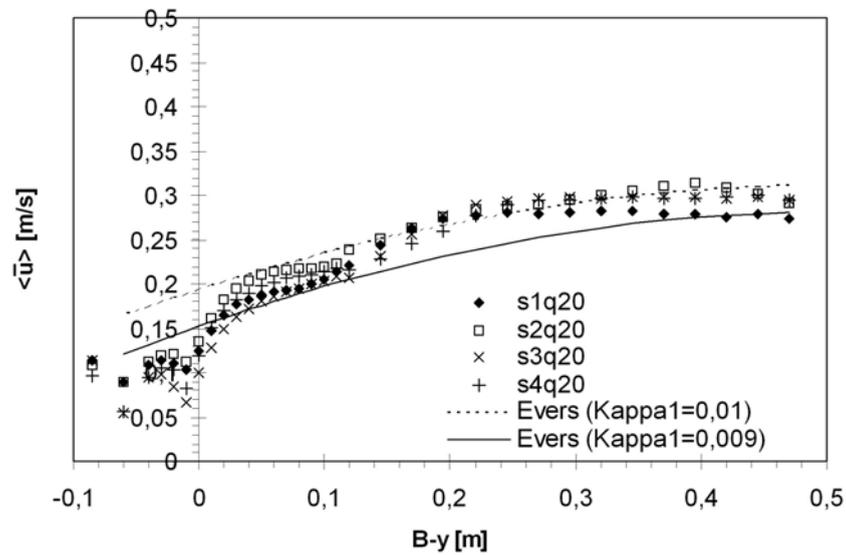
**Abb. A.28** Vergleich der experimentellen tiefengemittelten Fließgeschwindigkeit  $\langle \bar{u} \rangle$  mit der Verteilungsfunktion nach NUDING für die Versuche mit großer Fließtiefe (q30)

### Verteilungsfunktion nach EVERS (1983):

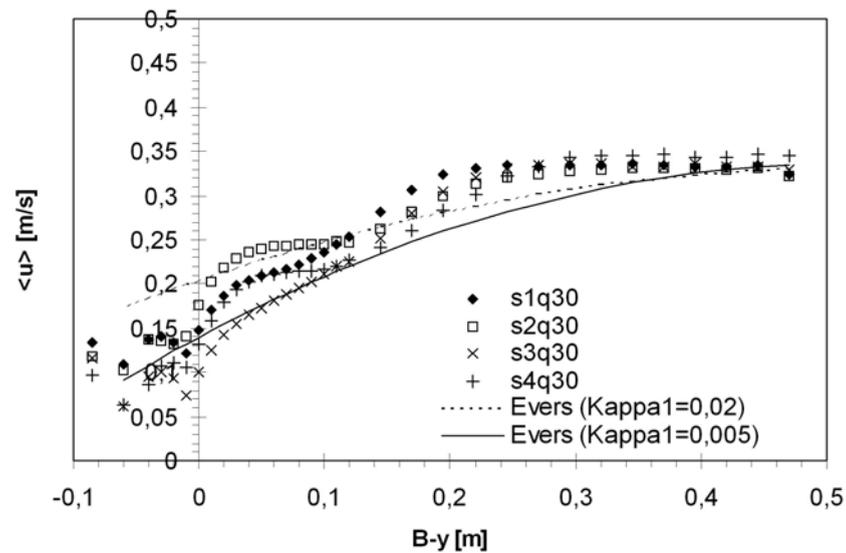
$$\frac{u(y)}{u_{*,T}} = \frac{u_{\max}}{u_{*,T}} - \frac{1}{\sqrt{2 \cdot K_1}} \cdot \left( 1 - \frac{y}{b_{HG,T}} \right)^2$$



**Abb. A.29** Vergleich der experimentellen tiefengemittelten Fließgeschwindigkeit  $\langle \bar{u} \rangle$  mit der Verteilungsfunktion nach EVERS für die Versuche mit kleiner Fließtiefe (q10)



**Abb. A.30** Vergleich der experimentellen tiefengemittelten Fließgeschwindigkeit  $\langle \bar{u} \rangle$  mit der Verteilungsfunktion nach EVERS für die Versuche mit mittlerer Fließtiefe ( $q_{20}$ )



**Abb. A.31** Vergleich der experimentellen tiefengemittelten Fließgeschwindigkeit  $\langle \bar{u} \rangle$  mit der Verteilungsfunktion nach EVERS für die Versuche mit großer Fließtiefe ( $q_{30}$ )

Versuch	s1q10	s2q10	s3q10	s4q10	s1q20	s2q20	s3q20	s4q20	s1q30	s2q30	s3q30	s4q30
$\alpha_x$	0,100	0,100	0,100	0,050	0,050	0,100	0,100	0,050	0,100	0,100	0,100	0,050
$\alpha_y$	0,100	0,100	0,100	0,100	0,100	0,100	0,100	0,100	0,100	0,100	0,100	0,100
$d_s$	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010	0,010
$U_{\text{veg}}$	0,091	0,098	0,070	0,062	0,103	0,103	0,103	0,088	0,076	0,124	0,111	0,094
$b_{II}$	0,060	0,060	0,065	0,110	0,065	0,065	0,060	0,135	0,110	0,060	0,110	0,085
$b_{III}$	0,295	0,320	0,295	0,270	0,320	0,395	0,395	0,295	0,345	0,345	0,370	0,320
$Re_s$	906,561	984,683	695,151	624,886	1034,301	1034,707	879,321	763,418	1240,536	1114,501	936,674	786,811
$C_{d,00}$	1,000	1,000	1,023	1,041	1,000	1,000	1,000	1,000	1,007	1,000	1,000	1,001
<b>Pasche</b>												
$\alpha_{NL}$	0,3504	0,3798	0,2699	0,2429	0,3981	0,3983	0,3402	0,2954	0,4704	0,4268	0,3614	0,3040
$\alpha_{NB}$	0,0196	0,0205	0,0169	0,0160	0,0211	0,0211	0,0192	0,0177	0,0233	0,0220	0,0199	0,0180
$\Omega$	0,2220	0,2347	0,2253	0,2040	0,2428	0,2429	0,2953	0,2477	0,2760	0,2557	0,3216	0,2558
$\lambda_T$	0,0366	0,0381	0,0441	0,0488	0,0439	0,0357	0,0596	0,0476	0,0392	0,0468	0,0488	0,0468
<b>Nuding</b>												
$u_{0,VL}$	0,0907	0,0985	0,0695	0,0625	0,1034	0,1035	0,0879	0,0763	0,1241	0,1115	0,0936	0,0787
$u_{0,HG}$	0,2317	0,2500	0,2324	0,2177	0,2558	0,2767	0,2525	0,2615	0,3016	0,3022	0,2769	0,3113
$h_T$	0,0520	0,0480	0,0604	0,0601	0,0900	0,1000	0,1118	0,1121	0,1370	0,1320	0,1498	0,1505
$A_{HG}$	0,0383	0,0362	0,0425	0,0424	0,0576	0,0627	0,0687	0,0689	0,0816	0,0791	0,0881	0,0885
$F_{h,VL}$	0,0427	0,0400	0,0483	0,0481	0,0655	0,0706	0,0763	0,0764	0,0872	0,0852	0,0922	0,0925
$b_T$	0,0450	0,0500	0,0500	0,0300	0,0550	0,0550	0,0400	0,0400	0,0400	0,0600	0,0400	0,0400
$c_{\infty}$	0,9642	0,9126	0,9296	1,0355	1,1031	0,9900	1,0189	0,9518	1,1263	0,9460	1,0921	0,7526
$b^*$	0,7356	0,7544	0,7042	0,7052	0,6403	0,6273	0,6149	0,6146	0,5956	0,5989	0,5983	0,5980
$\lambda_T$	0,0309	0,0294	0,0550	0,0422	0,0475	0,0443	0,0386	0,0468	0,0327	0,0433	0,0435	0,0376
<b>Mertens</b>												
$B$	810	810	160	160	810	810	160	160	810	810	160	160
$kT$	0,0750	0,0750	0,1132	0,1421	0,1001	0,0750	0,1710	0,1421	0,0750	0,1251	0,1132	0,1421
$R_{h,T}$	0,2950	0,3200	0,2950	0,2700	0,3200	0,3950	0,2950	0,3450	0,3450	0,3700	0,3200	0,3700
$\lambda_T$	0,0802	0,0771	0,0992	0,1189	0,0890	0,0698	0,1261	0,1032	0,0743	0,0927	0,0950	0,0993

Tab. A.1 Berechnungstabelle zur Methode (1): Anwendung der Berechnungsverfahren nach PASCHE, NUDING, MERTENS auf die experimentelle Geschwindigkeitsverteilungen

Pasche	s1q10	s1q20	s1q30	s2q10	s2q20	s2q30	s3q10	s3q20	s3q30	s4q10	s4q20	s4q30	
$c_{d,r}$	[-]	1,0606	1,0565	1,0568	1,0620	1,0563	1,0567	0,8790	0,8782	0,8792	0,8790	0,8782	0,8792
$\lambda_{veg}$	[-]	0,2249	0,3803	0,5791	0,2039	0,4225	0,5579	0,4219	0,7869	1,0551	0,4219	0,7869	1,0551
$\lambda_{vL,So}$	[-]	0,0465	0,0394	0,0351	0,0481	0,0382	0,0355	0,0446	0,0370	0,0343	0,0446	0,0370	0,0343
$\lambda_{vL,So} + \lambda_{veg}$	[-]	0,2713	0,4197	0,6143	0,2520	0,4607	0,5934	0,4666	0,8239	1,0894	0,4666	0,8239	1,0894
$U_{veg}$	[m/s]	0,1175	0,1190	0,1167	0,1166	0,1187	0,1170	0,0947	0,0930	0,0907	0,0947	0,0930	0,0907
$a_{NL}$	[m]	0,5299	0,5328	0,5283	0,5281	0,5322	0,5289	0,4832	0,4794	0,4744	0,4832	0,4794	0,4744
$a_{NB}$	[m]	0,0269	0,0270	0,0269	0,0269	0,0270	0,0269	0,0255	0,0254	0,0252	0,0255	0,0254	0,0252
$c_{d,r}^*$	[-]	1,0594	1,0565	1,0568	1,0620	1,0563	1,0566	0,8790	0,8782	0,8792	0,8790	0,8782	0,8792
$\Omega$	[-]	0,3598	0,3651	0,3592	0,3598	0,3643	0,3600	0,6404	0,6189	0,5918	0,6404	0,6189	0,5918
$b_{II}$	[m]	0,2792	0,3100	0,3180	0,2720	0,3133	0,3178	0,3046	0,3122	0,3039	0,3046	0,3122	0,3039
$\lambda_T$	[-]	0,0679	0,0720	0,0724	0,0670	0,0723	0,0725	0,0948	0,0944	0,0908	0,0948	0,0944	0,0908

Tab. A.2

Berechnungsergebnisse des vollständigen Verfahrens nach PASCHE

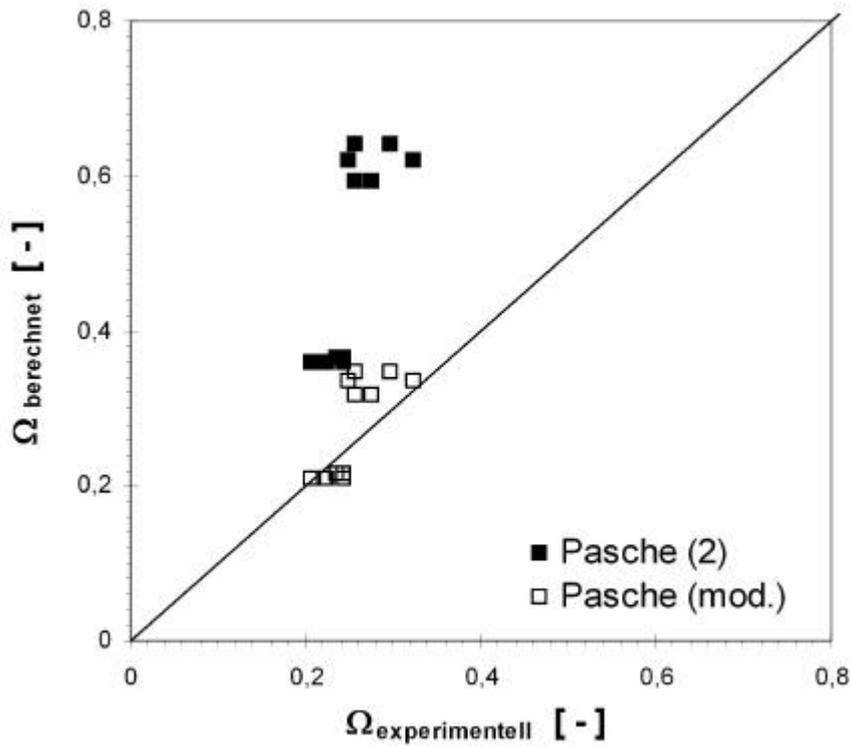
<b>Nudging</b>	s1q10	s1q20	s1q30	s2q10	s2q20	s2q30	s3q10	s3q20	s3q30	s4q10	s4q20	s4q30
$\alpha_x$	[m]	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05
$\alpha_y$	[m]	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
$d_s$	[m]	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
H	[m]	0,075	0,113	0,16	0,071	0,123	0,155	0,083	0,135	0,173	0,083	0,135
h	[m]	0,052	0,09	0,137	0,048	0,1	0,132	0,06	0,112	0,15	0,06	0,112
B	[m]	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52
b	[m]	0,48	0,48	0,48	0,48	0,48	0,48	0,48	0,48	0,48	0,48	0,48
$k_{s,HG}$	[m]	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034
$k_{s,VL}$	[m]	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034
$l_e$	[-]	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001
$\omega$	[-]	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	2,0	2,0	2,0	2,0	2,0
$A_{HG}$	[m <sup>2</sup> ]	0,0383	0,0576	0,0816	0,0362	0,0627	0,0791	0,0423	0,0689	0,0882	0,0423	0,0689
$U_{HG,ohneT}$	[m]	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52
$R_{h,HG,ohneT}$	[m]	0,0736	0,1108	0,1569	0,0696	0,1206	0,1520	0,0814	0,1324	0,1697	0,0814	0,1324
$\lambda_{HG,so}$	[-]	0,0398	0,0347	0,0311	0,0406	0,0338	0,0314	0,0384	0,0328	0,0304	0,0384	0,0328
$\lambda_T$ , Schätzung	[-]	0,13	0,14	0,15	0,13	0,14	0,15	0,13	0,14	0,15	0,13	0,14
$R_{h,HG}$	[m]	0,0669	0,0945	0,1242	0,0638	0,1012	0,1212	0,0730	0,1089	0,1317	0,0730	0,1089
$\lambda_{HG}$	[-]	0,0480	0,0502	0,0559	0,0481	0,0509	0,0554	0,0479	0,0518	0,0571	0,0479	0,0518
$u_{0,HG}$	[m/s]	0,3307	0,3842	0,4176	0,3225	0,3950	0,4144	0,3458	0,4064	0,4253	0,3458	0,4064
$C_d$ , Schätzung	[-]	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8
$A_{VL}$	[m <sup>2</sup> ]	0,0250	0,0432	0,0658	0,0230	0,0480	0,0634	0,0288	0,0538	0,0720	0,0288	0,0538
$U_{VL,ohneT}$	[m]	0,5320	0,5700	0,6170	0,5280	0,5800	0,6120	0,5400	0,5920	0,6300	0,5400	0,5920
$R_{h,VL}$	[m]	0,0469	0,0758	0,1066	0,0436	0,0828	0,1035	0,0533	0,0908	0,1143	0,0533	0,0908
$\lambda_{VL,so}$	[-]	0,0468	0,0394	0,0351	0,0481	0,0382	0,0355	0,0446	0,0370	0,0343	0,0446	0,0370
$u_{0,VL}$	[m/s]	0,1253	0,1318	0,1346	0,1240	0,1326	0,1344	0,1041	0,1074	0,1082	0,1041	0,1074
b	[m]	0,48	0,48	0,48	0,48	0,48	0,48	0,48	0,48	0,48	0,48	0,48
$a_{NB}$	[m]	0,1012	0,1012	0,1012	0,1012	0,1012	0,1012	0,0716	0,0716	0,0716	0,0716	0,0716
$b_c$	[m]	0,1012	0,1012	0,1012	0,1012	0,1012	0,1012	0,0716	0,0716	0,0716	0,0716	0,0716
$b_{II}$ (= $b_T$ )	[m]	0,1012	0,1012	0,1012	0,1012	0,1012	0,1012	0,0716	0,0716	0,0716	0,0716	0,0716
$\lambda_T$	[-]	0,1247	0,1416	0,1464	0,1219	0,1447	0,1459	0,1329	0,1491	0,1481	0,1329	0,1491

Tab. A.3

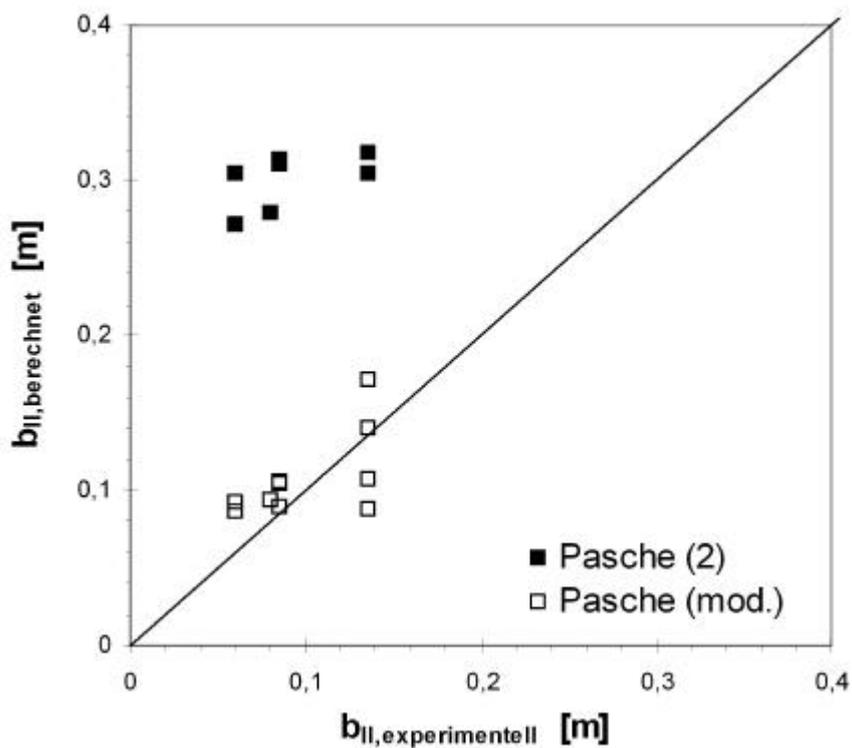
Berechnungsergebnisse des vollständigen Verfahrens nach NÜDING

<b>Mertens</b>	s1q10	s1q20	s1q30	s2q10	s2q20	s2q30	s3q10	s3q20	s3q30	s4q10	s4q20	s4q30
$a_x$	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05	0,05
$a_y$	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1	0,1
$d_s$	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01	0,01
H	0,075	0,113	0,16	0,071	0,123	0,155	0,083	0,135	0,173	0,083	0,135	0,174
h	0,052	0,09	0,137	0,048	0,1	0,132	0,06	0,112	0,15	0,06	0,112	0,151
B	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52
b	0,48	0,48	0,48	0,48	0,48	0,48	0,48	0,48	0,48	0,48	0,48	0,48
$k_{s,HG}$	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034
$k_{s,VL}$	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034	0,0034
$l_e$	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001
$B_{veg}$	810	810	810	810	810	810	160	160	160	160	160	160
$b_{III}$	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52
$b_{II}$	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52	0,52
$k_T$	0,5354	0,5354	0,5354	0,5354	0,5354	0,5354	0,6160	0,6160	0,6160	0,6160	0,6160	0,6160
$\lambda_T$	0,1862	0,1862	0,1862	0,1862	0,1862	0,1862	0,2074	0,2074	0,2074	0,2074	0,2074	0,2074

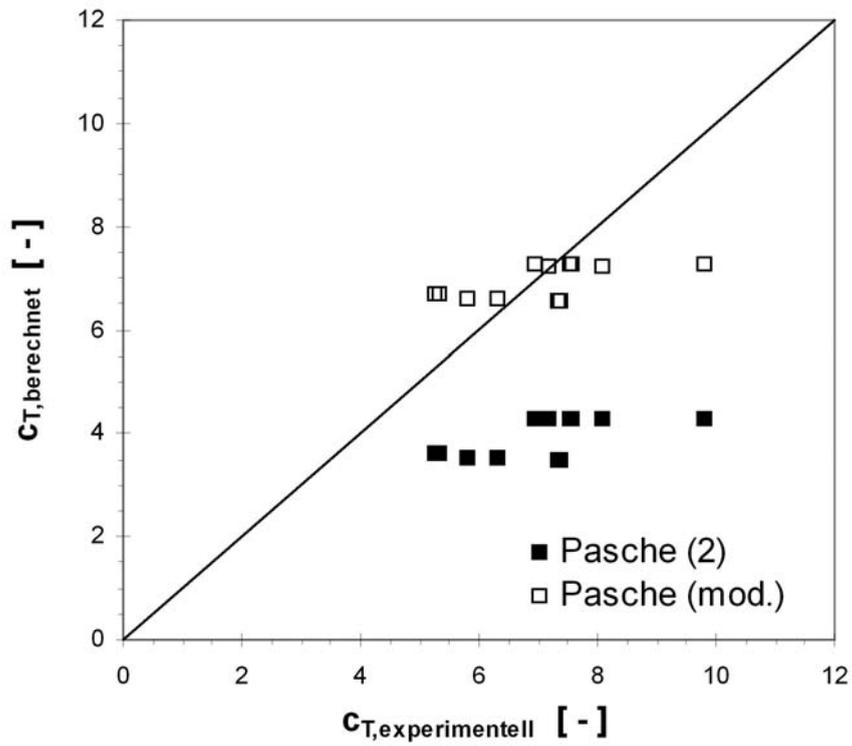
Tab. A.4 Berechnungsergebnisse des vollständigen Verfahrens nach MERTENS



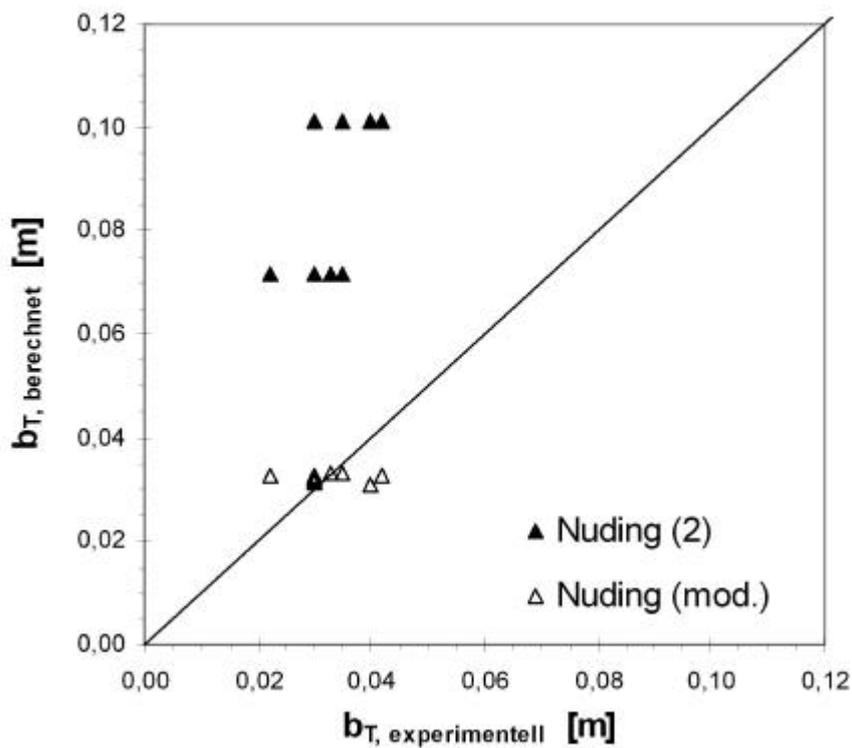
**Abb. A.32** Analyse berechneter Parameter mit und ohne Anwendung der Korrekturgleichungen: Bewuchsparameter  $\Omega$  nach PASCHE



**Abb. A.33** Analyse berechneter Parameter mit und ohne Anwendung der Korrekturgleichungen: mitwirkende Vorlandbreite  $b_{II}$  nach PASCHE



**Abb. A.34** Analyse berechneter Parameter mit und ohne Anwendung der Korrekturgleichungen: Integrationskonstante zur „slip-velocity“  $c_T$  nach PASCHE



**Abb. A.35** Analyse berechneter Parameter mit und ohne Anwendung der Korrekturgleichungen: Nullpunktversatz der Geschwindigkeitsverteilung  $b_T$  nach NUDING

Versuch	Trennflächenrauheit $\lambda_T$ [-]				Prozentuale Fehler [%]			
	Versuche	Berechnung (1)			Pasche	Nuding	Mertens	
		Schnauder	Pasche	Nuding				
s1q10	0,034	0,038	0,031	0,080	13,1	-9,3	135,5	
s1q20	0,037	0,038	0,029	0,077	2,3	-20,9	107,1	
s1q30	0,037	0,044	0,055	0,099	17,8	46,8	164,9	
s2q10	0,026	0,049	0,042	0,119	89,7	64,1	361,8	
s2q20	0,031	0,044	0,047	0,089	40,6	51,9	184,9	
s2q30	0,057	0,036	0,044	0,070	-37,0	-21,9	23,1	
s3q10	0,033	0,060	0,039	0,126	79,8	16,4	280,2	
s3q20	0,037	0,048	0,047	0,103	29,3	27,1	180,4	
s3q30	0,041	0,039	0,033	0,074	-3,5	-19,3	83,2	
s4q10	0,029	0,047	0,043	0,093	59,0	46,9	214,7	
s4q20	0,041	0,049	0,043	0,095	19,2	6,2	131,9	
s4q30	0,052	0,047	0,038	0,099	-10,7	-28,4	89,4	
					<b>Arithmetische Fehler [%]</b>			
				Gesamt	25,0	13,3	163,1	Mittel Gesamt
				q10	60,4	29,5	248,1	Mittel kleine Fließtiefe
				q20	22,9	16,1	151,1	Mittel mittlere Fließtiefe
				q30	-8,3	-5,7	90,1	Mittel große Fließtiefe
				s1	11,1	5,5	135,8	Mittel Zylinder s1
				s2	31,1	31,4	189,9	Mittel Zylinder s2
				s3	35,2	8,1	181,3	Mittel Zylinder s3
				s4	22,5	8,2	145,3	Mittel Zylinder s4
				s1, s3	23,1	6,8	158,6	Mittel Zylinder starr (s1, s3)
				s2, s4	26,8	19,8	167,6	Mittel Zylinder flexibel (s2, s4)
				s1, s2	21,1	18,4	162,9	Mittel geringe Besetzungsdichte
				s3, s4	28,8	8,1	163,3	Mittel hohe Besetzungsdichte
Versuch	Trennflächenrauheit $\lambda_T$ [-]				Prozentuale Fehler [%]			
	Versuche	Berechnung (1)			Pasche	Nuding	Mertens	
		Schnauder	Pasche	Nuding				
s1q10	0,034	0,038	0,031	0,080	13,1	9,3	135,5	
s1q20	0,037	0,038	0,029	0,077	2,3	20,9	107,1	
s1q30	0,037	0,044	0,055	0,099	17,8	46,8	164,9	
s2q10	0,026	0,049	0,042	0,119	89,7	64,1	361,8	
s2q20	0,031	0,044	0,047	0,089	40,6	51,9	184,9	
s2q30	0,057	0,036	0,044	0,070	37,0	21,9	23,1	
s3q10	0,033	0,060	0,039	0,126	79,8	16,4	280,2	
s3q20	0,037	0,048	0,047	0,103	29,3	27,1	180,4	
s3q30	0,041	0,039	0,033	0,074	3,5	19,3	83,2	
s4q10	0,029	0,047	0,043	0,093	59,0	46,9	214,7	
s4q20	0,041	0,049	0,043	0,095	19,2	6,2	131,9	
s4q30	0,052	0,047	0,038	0,099	10,7	28,4	89,4	
					<b>Fehler Betrag [%]</b>			
				Gesamt	33,5	29,9	163,1	Mittel Gesamt
				q10	60,4	34,2	248,1	Mittel kleine Fließtiefe
				q20	22,9	26,5	151,1	Mittel mittlere Fließtiefe
				q30	17,2	29,1	90,1	Mittel große Fließtiefe
				s1	11,1	25,7	135,8	Mittel Zylinder s1
				s2	55,8	46,0	189,9	Mittel Zylinder s2
				s3	37,5	20,9	181,3	Mittel Zylinder s3
				s4	29,6	27,2	145,3	Mittel Zylinder s4
				s1, s3	24,3	23,3	158,6	Mittel Zylinder starr (s1, s3)
				s2, s4	42,7	36,6	167,6	Mittel Zylinder flexibel (s2, s4)
				s1, s2	33,4	35,8	162,9	Mittel geringe Besetzungsdichte
				s3, s4	33,6	24,0	163,3	Mittel hohe Besetzungsdichte

**Tab. A.5** Vergleich und Fehler der nach Methode (1) berechneten Trennflächenwiderstände mit den experimentellen Daten

Trennflächenrauheit $\lambda_T$ [-]									
Versuch	Versuche	Berechnung (2)			Prozentuale Fehler [%]				
		Schnauder	Pasche	Nuding	Mertens	Pasche	Nuding	Mertens	
s1q10	0,034	0,068	0,125	0,186	99,5	266,4	446,9		
s1q20	0,037	0,072	0,142	0,186	93,6	280,5	400,3		
s1q30	0,037	0,072	0,146	0,186	93,3	290,8	397,1		
s2q10	0,026	0,067	0,124	0,186	160,3	382,2	623,2		
s2q20	0,031	0,072	0,145	0,186	131,6	363,3	496,1		
s2q30	0,057	0,072	0,146	0,186	27,8	157,3	228,3		
s3q10	0,033	0,095	0,126	0,207	186,0	280,1	525,6		
s3q20	0,037	0,094	0,138	0,207	156,7	276,0	463,7		
s3q30	0,041	0,091	0,140	0,207	123,7	245,3	411,3		
s4q10	0,029	0,095	0,126	0,207	222,0	328,0	604,4		
s4q20	0,041	0,094	0,138	0,207	130,6	237,9	406,6		
s4q30	0,052	0,091	0,140	0,207	73,2	167,2	295,7		
					Arithmetische Fehler [%]				
					Gesamt	124,9	272,9	441,6	Mittel Gesamt
					q10	167,0	314,2	550,0	Mittel kleine Fließtiefe
					q20	128,1	289,4	441,7	Mittel mittlere Fließtiefe
					q30	79,5	215,1	333,1	Mittel große Fließtiefe
					s1	95,4	279,2	414,8	Mittel Zylinder s1
					s2	106,6	300,9	449,2	Mittel Zylinder s2
					s3	155,5	267,2	466,9	Mittel Zylinder s3
					s4	141,9	244,4	435,6	Mittel Zylinder s4
					s1, s3	125,5	273,2	440,8	Mittel Zylinder starr (s1, s3)
					s2, s4	124,3	272,7	442,4	Mittel Zylinder flexibel (s2, s4)
					s1, s2	101,0	290,1	432,0	Mittel geringe Besetzungsdichte
					s3, s4	148,7	255,8	451,2	Mittel hohe Besetzungsdichte
Trennflächenrauheit $\lambda_T$ [-]									
Versuch	Versuche	Berechnung (2)			Prozentuale Fehler [%]				
		Schnauder	Pasche	Nuding	Mertens	Pasche	Nuding	Mertens	
s1q10	0,034	0,068	0,125	0,186	99,5	266,4	446,9		
s1q20	0,037	0,072	0,142	0,186	93,6	280,5	400,3		
s1q30	0,037	0,072	0,146	0,186	93,3	290,8	397,1		
s2q10	0,026	0,067	0,124	0,186	160,3	382,2	623,2		
s2q20	0,031	0,072	0,145	0,186	131,6	363,3	496,1		
s2q30	0,057	0,072	0,146	0,186	27,8	157,3	228,3		
s3q10	0,033	0,095	0,126	0,207	186,0	280,1	525,6		
s3q20	0,037	0,094	0,138	0,207	156,7	276,0	463,7		
s3q30	0,041	0,091	0,140	0,207	123,7	245,3	411,3		
s4q10	0,029	0,095	0,126	0,207	222,0	328,0	604,4		
s4q20	0,041	0,094	0,138	0,207	130,6	237,9	406,6		
s4q30	0,052	0,091	0,140	0,207	73,2	167,2	295,7		
					Fehler Betrag [%]				
					Gesamt	124,9	272,9	441,6	Mittel Gesamt
					q10	167,0	314,2	550,0	Mittel kleine Fließtiefe
					q20	128,1	289,4	441,7	Mittel mittlere Fließtiefe
					q30	79,5	215,1	333,1	Mittel große Fließtiefe
					s1	95,4	279,2	414,8	Mittel Zylinder s1
					s2	106,6	300,9	449,2	Mittel Zylinder s2
					s3	155,5	267,2	466,9	Mittel Zylinder s3
					s4	141,9	244,4	435,6	Mittel Zylinder s4
					s1, s3	125,5	273,2	440,8	Mittel Zylinder starr (s1, s3)
					s2, s4	124,3	272,7	442,4	Mittel Zylinder flexibel (s2, s4)
					s1, s2	101,0	290,1	432,0	Mittel geringe Besetzungsdichte
					s3, s4	148,7	255,8	451,2	Mittel hohe Besetzungsdichte

**Tab. A.6** Vergleich und Fehler der nach Methode (2) berechneten Trennflächenwiderstände mit den experimentellen Daten

Trennflächenrauheit $\lambda_T$ [-]										
Versuch	Versuche	Berechnung (2, modifiziert)				Prozentuale Fehler [%]				
		Schnauder	Pasche mod.	Nuding mod.	Nuding mod.+ $k_s$	Pasche	Nuding	Mertens		
s1q10	0,034	0,035	0,046	0,015	3,3	35,5	-56,2			
s1q20	0,037	0,037	0,059	0,028	-1,1	57,2	-24,2			
s1q30	0,037	0,037	0,064	0,041	-1,8	70,5	9,4			
s2q10	0,026	0,035	0,044	0,013	35,3	72,6	-47,8			
s2q20	0,031	0,037	0,061	0,032	18,1	96,3	0,9			
s2q30	0,057	0,053	0,063	0,040	-5,7	11,3	-29,9			
s3q10	0,033	0,041	0,071	0,034	22,2	112,9	1,7			
s3q20	0,037	0,040	0,084	0,056	9,8	127,5	51,7			
s3q30	0,041	0,039	0,089	0,066	-2,9	120,5	62,5			
s4q10	0,029	0,041	0,071	0,034	37,5	139,7	14,5			
s4q20	0,041	0,040	0,084	0,056	-1,3	104,4	36,3			
s4q30	0,052	0,058	0,090	0,066	10,6	70,9	26,2			
					Arithmetische Fehler [%]					
Gesamt					10,3	84,9	3,8	Mittel Gesamt		
q10					24,6	90,2	-21,9	Mittel kleine Fließtiefe		
q20					6,4	96,3	16,2	Mittel mittlere Fließtiefe		
q30					0,1	68,3	17,1	Mittel große Fließtiefe		
s1					0,1	54,4	-23,6	Mittel Zylinder s1		
s2					15,9	60,1	-25,6	Mittel Zylinder s2		
s3					9,7	120,3	38,6	Mittel Zylinder s3		
s4					15,6	105,0	25,7	Mittel Zylinder s4		
s1, s3					4,9	87,4	7,5	Mittel Zylinder starr (s1, s3)		
s2, s4					15,8	82,5	0,0	Mittel Zylinder flexibel (s2, s4)		
s1, s2					8,0	57,3	-24,6	Mittel geringe Besetzungsdichte		
s3, s4					12,6	112,6	32,2	Mittel hohe Besetzungsdichte		
Trennflächenrauheit $\lambda_T$ [-]										
Versuch	Versuche	Berechnung (2, modifiziert)				Prozentuale Fehler [%]				
		Schnauder	Pasche mod.	Nuding mod.	Nuding mod.+ $k_s$	Pasche	Nuding	Mertens		
s1q10	0,034	0,035	0,046	0,015	3,3	35,5	56,2			
s1q20	0,037	0,037	0,059	0,028	1,1	57,2	24,2			
s1q30	0,037	0,037	0,064	0,041	1,8	70,5	9,4			
s2q10	0,026	0,035	0,044	0,013	35,3	72,6	47,8			
s2q20	0,031	0,037	0,061	0,032	18,1	96,3	0,9			
s2q30	0,057	0,053	0,063	0,040	5,7	11,3	29,9			
s3q10	0,033	0,041	0,071	0,034	22,2	112,9	1,7			
s3q20	0,037	0,040	0,084	0,056	9,8	127,5	51,7			
s3q30	0,041	0,039	0,089	0,066	2,9	120,5	62,5			
s4q10	0,029	0,041	0,071	0,034	37,5	139,7	14,5			
s4q20	0,041	0,040	0,084	0,056	1,3	104,4	36,3			
s4q30	0,052	0,058	0,090	0,066	10,6	70,9	26,2			
					Fehler Betrag [%]					
Gesamt					12,5	84,9	30,1	Mittel Gesamt		
q10					24,6	90,2	30,1	Mittel kleine Fließtiefe		
q20					7,6	96,3	28,2	Mittel mittlere Fließtiefe		
q30					5,2	68,3	32,0	Mittel große Fließtiefe		
s1					2,0	54,4	29,9	Mittel Zylinder s1		
s2					19,7	60,1	26,2	Mittel Zylinder s2		
s3					11,6	120,3	38,6	Mittel Zylinder s3		
s4					16,5	105,0	25,7	Mittel Zylinder s4		
s1, s3					6,8	87,4	34,3	Mittel Zylinder starr (s1, s3)		
s2, s4					18,1	82,5	25,9	Mittel Zylinder flexibel (s2, s4)		
s1, s2					10,9	57,3	28,1	Mittel geringe Besetzungsdichte		
s3, s4					14,1	112,6	32,2	Mittel hohe Besetzungsdichte		

**Tab. A.7** Vergleich und Fehler der nach Methode (2) und Anwendung der Korrekturgleichungen berechneten Trennflächenwiderstände mit den experimentellen Daten

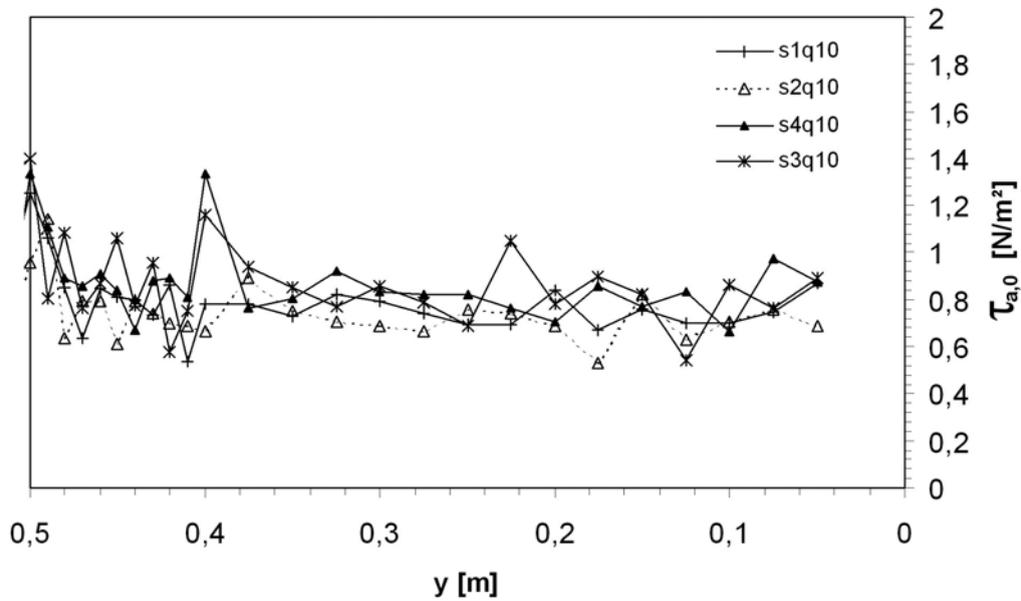
$y$ [m]	$m$ [s/m]	$b$ [s]	$z'$ [m]	$u_*$ [m/s]	$\kappa$ [-]
0,050	15,6	0,025	-0,002	0,039	0,61
0,075	11,7	0,076	-0,006	0,040	0,47
0,100	10,5	0,095	-0,009	0,040	0,42
0,125	9,6	0,123	-0,013	0,041	0,39
0,150	10,1	0,102	-0,010	0,040	0,41
0,175	9,0	0,121	-0,013	0,041	0,37
0,200	11,6	0,073	-0,006	0,040	0,46
0,225	16,4	-0,007	0,000	0,039	0,64
0,250	7,6	0,148	-0,019	0,041	0,31
0,275	10,2	0,094	-0,009	0,040	0,41
0,300	10,5	0,083	-0,008	0,040	0,42
0,325	15,5	-0,005	0,000	0,039	0,60
0,350	26,6	-0,141	0,005	0,038	1,02
0,375	30,9	-0,166	0,005	0,038	1,18
0,400	82,2	-0,832	0,010	0,038	3,10
0,410	93,2	-0,902	0,010	0,038	3,52
0,420	75,1	-0,685	0,009	0,038	2,84
0,430	68,6	-0,553	0,008	0,038	2,61
0,440	74,1	-0,650	0,009	0,038	2,81
0,450	89,1	-0,877	0,010	0,038	3,36
0,460	43,8	-0,255	0,006	0,038	1,67
0,470	37,4	-0,190	0,005	0,038	1,44
0,480	27,7	-0,054	0,002	0,039	1,07
0,490	38,7	-0,219	0,006	0,038	1,48
0,500	35,7	-0,161	0,005	0,038	1,37

**Tab. A.8** *Ergebnisse der Normierung des vertikalen Geschwindigkeitsprofile in Abb. 4.20 nach der Methode von KOLL*

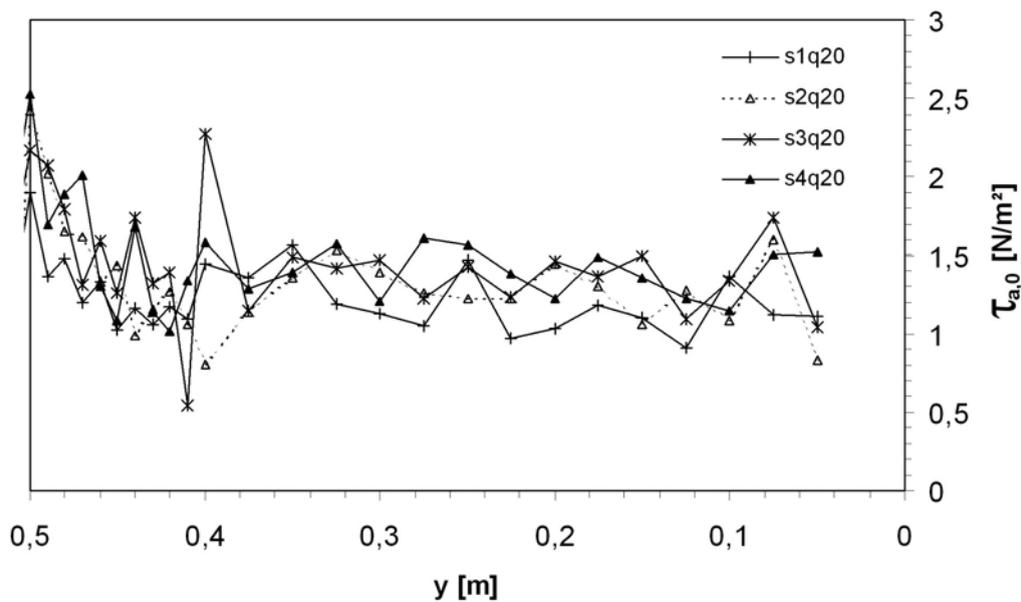
$z$ [m]	$m$ [s/m]	$b$ [s]	$y'$ [m]	$u_*$ [m/s]	$\kappa$ [-]
0,01	30,2	1,302	0,043	0,067	2,02
0,02	21,2	1,723	0,081	0,065	1,37
0,03	55,5	0,200	0,004	0,071	3,95
0,04	35,1	0,638	0,018	0,070	2,46
0,05	48,6	0,383	0,008	0,071	3,44
0,06	32,2	0,283	0,009	0,071	2,28
0,07	68,1	0,019	0,000	0,071	4,86
0,08	53,1	0,029	0,001	0,071	3,79
0,09	24,2	0,329	0,014	0,070	1,71
0,10	56,5	0,043	0,001	0,071	4,03
0,11	20,2	0,405	0,020	0,070	1,41
0,12	21,5	0,486	0,023	0,070	1,50
0,13	17,5	0,594	0,034	0,069	1,21
0,14	18,4	0,533	0,029	0,069	1,28
0,15	23,8	0,365	0,015	0,070	1,68

**Tab. A.9** *Ergebnisse der Normierung des horizontalen Geschwindigkeitsprofile in Abb. 4.22 nach der Methode von KOLL*

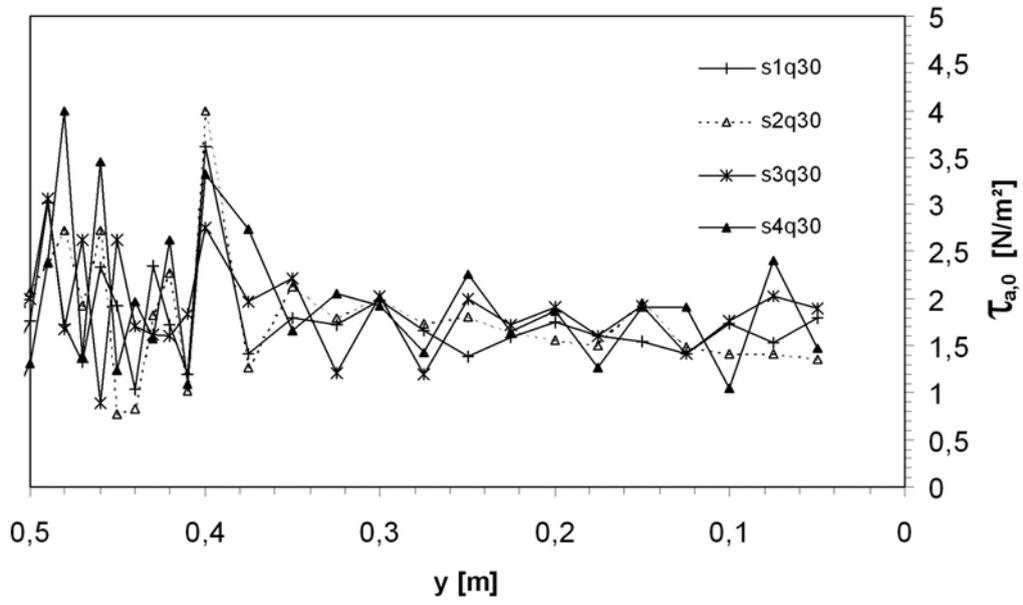
## Sohlenschubspannungsverteilung im Hauptgerinne



**Abb. A.36** Verlauf der Sohlenschubspannung für kleine Fließtiefen ( $q_{10}$ ), berechnet aus der Impulsgleichung für gegliederte Gerinne



**Abb. A.37** Verlauf der Sohlenschubspannung für mittlere Fließtiefen ( $q_{20}$ ), berechnet aus der Impulsgleichung für gegliederte Gerinne



**Abb. A.38** Verlauf der Sohlschubspannung für große Fließtiefen ( $q_{30}$ ), berechnet aus der Impulsgleichung für gegliederte Gerinne



*Bisher erschienene Mitteilungen aus dem  
Institut für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik*

***Bisher erschienene Mitteilungen aus dem Institut für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik***

- Heft 154/1968*      *Ein Beitrag zur Erforschung von örtlichen Auskolkungen hinter geneigten Befestigungsstrecken in Abhängigkeit der Zeit; E. Mosonyi, B. Schoppmann*  
*Institutsberichte über die Modellversuche seit 1962*  
*Institutsberichte über die Exkursionen des Lehrstuhls für Wasserbau und Wasserwirtschaft seit 1965; E. Mosonyi, B. Schoppmann*
- Heft 155/1969*      *Kolkbildung in feinen oder leichten Sohlmaterialien bei strömendem Abfluß; J.W. Dietz*
- Heft 156/1969*      *Widerstandskräfte und Energiedissipation bei Verteilerklötzen im Wechselsprung; R. Muser*  
*Schwebstoffführung feinsandiger Wasserläufe; St. Bruk*
- Heft 157/1969 °*      *Widerstand schräg angeströmter Rechengitter; J. Zimmermann*  
*Untersuchungen zur Durchströmung des Kraghammer Sattels an der Biggetalsperre nach neuentwickelten Methoden der Felshydraulik; W. Wittke, Cl. Louis*
- Heft 158/1970 °*      *Hydrodynamik der nichtstationären Dränung; G. Karadi, J. Gyuk, R.A. Williams*  
*An Experimental Study of Thin-Sheet Flow over Inclined Surfaces; O.N. Wakhlu*  
*Schiffsträgheitskräfte als Indikator für die Güte von Schleusenfüllsystemen; E. Mosonyi, R. Muser*  
*Schwall- und Sunkerscheinungen aus Schleusenbetrieb in Schifffahrtskanälen; Maßnahmen zur Sicherung des Schifffahrtsbetriebes; R. Muser, G. Meder*  
*Beitrag zur Berechnung von Schleusenfüllungen; H.H. Bernhart*  
*Spitzenmaßstab und L-O-Integrator, ein Gerät zur genauen Messung des Wasserspiegels in Modellversuchen; W. Götz, K. Schwedes*  
*Turbulenzmessungen in Wasser mit Heißfilmanemometer; B. Schoppmann*  
*Messung von Größe und Richtung der mittleren Geschwindigkeit in einem zweidimensionalen Strömungsfeld; K. Schwedes*  
*Parameterfreie statistische Methoden zur Analyse von Datenreihen; H. Eggers*  
*Dreidimensionale, anisotrope Kluftwasserströmung; W. Wittke*
- Heft 159/1972 °*      *Ein Verfahren zur Richtungs- und Betragsbestimmung von Vektoren mittlerer Strömungsgeschwindigkeit einer turbulenten Strömung; K. Schwedes, H. Weiher*  
*Hydraulische Stabilität bei Wasserkraftanlagen; H. Berge*  
*Land Reclamation Projects as Essential Elements of Economic Development Programmes; G.E. Papadopoulos*  
*Institutsberichte über die Modellversuche und Forschungsarbeiten seit 1969*

*Institutsberichte über die Exkursionen des Lehrstuhls für Wasserbau und Wasserwirtschaft seit 1969*

- Heft 160/1973*      *Das Widerstands-Kapazitätsnetzwerk zur Simulation instationärer Grundwasserströmungen; A. Widmer*  
*Der elektrolytische Trog zur Lösung stationärer dreidimensionaler Grundwasserströmungsfälle; U. Stentzel, K. Schwedes*  
*Standfiltermodelle mit und ohne Überströmung zur Untersuchung von Selbstdichtungsmechanismen an Gewässersohlen; S.G. van Riesen*  
*Anhang: Veröffentlichungen, Vorträge, Dissertationen der Abteilung für Kulturtechnische Untersuchungen (Lehrgebiet Landwirtschaftlicher Wasserbau) auf dem Gebiet der Grundwasserforschung*
- Heft 161/1974*      *Strömungs- und Transportmechanismen einer fortschreitenden Auskolkung; B. Schoppmann*  
*Water Resources Development in the U.A.R.; F. Nicola*
- Heft 162/1974 °*      *Dünnschichtabfluß auf stark geneigter Ebene; G. Karantounias*  
*Die Entwicklung der Sparschleusen des Main-Donau-Verbindungskanals mit besonderer Betrachtung der Sparschleuse Leerstetten; R. Muser*  
*Neuere Methoden für die Analyse hydrologischer Systeme; G.M. Karadi*  
*Die Impedanz eines axial oszillierenden Sphäroids in einem nicht zusammendrückbaren Medium; R.Y.S. Lai, G.M. Karadi*
- Heft 163/1975 °*      *Sekundärströmungen in aufeinanderfolgenden Gerinnekrümmungen; W. Götz*  
*Darstellung von skalaren Zustandsfeldern in beliebigen Kontrollräumen und ihre Nutzungsanwendung in der Hydrostatik mit Hilfe eines neuen Verfahrens der Vektoranalysis; M. Spielbauer*  
*Die Berechnung der Hochwasserwahrscheinlichkeit für deutsche Flußgebiete; D. Koberg, H. Eggers, W. Buck*  
*Drei Jahrzehnte operationelle Hydrologie; E. Walser*
- Heft 164/1976*      *Einfluß der Schließzeit auf die Druckstoßtransmission durch Wasserschläsler; H.H. Bernhart*  
*Verstärkung und Erhöhung von Betonstaumauern; E. Vallarino*
- Heft 165/1976*      *Die Auswahl des Bemessungshochwassers als ein Entscheidungsproblem unter Risiko und Ungewißheit; W. Buck*
- Heft 166/1977*      *Einfluß von Sickerströmungen auf den Geschiebetransport; K.E. Wedemann*
- Heft 167/1979*      *Der Einfluß seltener Ereignisse bei der Bestimmung der Hochwasserwahrscheinlichkeit; H. Eggers*  
*Statistisch erzeugte Serien von Hochwasserwellen; S. Weingärtner*
- Heft 168/1982*      *Strömungscharakteristiken in einem Kanal mit 180°-Krümmungen; W. Siebert*

- Bestimmung des Bemessungshochwassers mit Hilfe der Clusteranalyse; W. Kiefer*
- Heft 169/1982 Entwurfskriterien zur Schleusenplanung; H.H. Bernhart*
- Heft 170/1984 Druckerhöhungen durch instationäre Vorgänge in Schiffsschleusen mit großen Stufenhöhen; P.M. Schmelzle*
- Heft 171/1984 Beitrag zur Hydromechanik von Schwall- und Sunkwellen; N. Göbel*
- Heft 172/1985 Abschiedskolloquium zu Ehren von Herrn Prof. Dr.-Ing. Dr.rer.techn., Dr.sc.h.c., Dr.-Ing. E.h., Dr.sc.h.c., Dr.sc.h.c. E. Mosonyi*
- Heft 173/1986 ° Vor- und Nachteile des naturnahen Gewässerlaufes im Vergleich zu kanalisiertem Fließgewässern; H. Willy*
- Heft 174/1986 Naturnahe Umgestaltung ausgebauter Fließgewässer. Beiträge zum Wasserbaulichen Kolloquium am 14.02.1986 in Karlsruhe*
- Heft 175/1986 ° Naturnahe Umgestaltung ausgebauter Fließgewässer Projektstudie; K. Kern, I. Nadolny*
- Heft 176/1987 ° Der Einfluß von Querströmungen auf ein Schiff bei beschränkter Fahrwassertiefen; F. Bakowies*
- Heft 177/1988 Zur Bemessung von Geschiebeabzügen; G.M. Kley*
- Heft 178/1988 Hydraulik der kontinuierlichen und intermittierenden Furchenbewässerung: ein hydrodynamisches Modell; M. Awwad*
- Heft 179/1990 Sturzwasserbewässerung. Bewässerung mit Niederschlagswasser ohne Zwischenspeicherung im Sahel; W. Klemm*
- Heft 180/1991 Beiträge zur naturnahen Umgestaltung von Fließgewässern*
- Heft 181/1991 ° Naturgemäße Bauweisen von Sohlenbauwerken und Fischaufstiegen zur Vernetzung der Fließgewässer; R.-J. Gebler*
- Heft 182/1991 Untersuchungen zum Stabilitätsverhalten von Gerinnesohlen; A. Dittrich, M. Rosport, O. Badde*
- Heft 183/1993 Der Einfluß der Belüftung auf die Kavitationserosion; N. Eisenhauer*
- Heft 184/1993 Nicht als Institutsmitteilung erschienen, als Buch erhältlich beim Springer Verlag: Grundlagen naturnaher Gewässergestaltung. Geomorphologische Entwicklung von Fließgewässern; K. Kern*
- Heft 185/1993 Ausbauoptimierung dezentraler Wasserkraftsysteme; H. Hildebrand*
- Heft 186/1994 Turbulente, abgelöste Zweischichtenströmung über Sohlschwellen in einem offenen Rechteckgerinne; U. Kertzsch*

- Heft 187/1994*      *Untersuchung des Niederschlags- und Abflußgeschehens im westafrikanischen Sahel. Abschätzung des Wasserdargebots aus kleinen Einzugsgebieten mittels stochastischer Methoden unter Verwendung von Satellitenbilddaten; W. Tauer*
- Heft 188/1994*      *Bedarfsprognosen als Basis der Steuerungsoptimierung von Wasserversorgungssystemen; S. Ates*
- Heft 189/1994*      *Morphologie und Hydrologie naturnaher Flachlandbäche unter gewässertypologischen Gesichtspunkten - Gewässermorphologische und hydrologische Grundlagen für naturgemäßen Wasserbau und ökologische Gewässerentwicklung; I. Nadolny*
- Heft 190/1994*      *Ein Erosionsmodell mit räumlich und zeitlich veränderlicher Rillenmorphologie; M. Schramm*
- Heft 191/1995*      *Oberflächenabfluß und Bodenerosion in Kleineinzugsgebieten mit Mergelböden unter einem semiariden mediterranen Klima; D. Gomer*
- Heft 192/1995*      *Typologische und morphologische Untersuchungen an Bergbächen im Buntsandstein-Odenwald; G. Humborg*
- Heft 193/1997*      *Die Oberrheinkorrektion in Baden - Zur Umweltgeschichte des 19. Jahrhunderts; T. Löbert*
- Heft 194/1997*      *Erosionsprozesse auf Lößböden: Experimente und Modellierung; K. Gerlinger*
- Heft 195/1997*      *Synthese von biologischer und wasserbaulicher Analyse zur Bewertung von renaturierten Fließgewässern der Oberrheinebene; S. Kiene*
- Heft 196/1997*      *Fließwiderstand und Sohlstabilität steiler Fließgewässer unter Berücksichtigung gebirgsbachtypischer Sohlstrukturen; M. Rosport*
- Heft 197/1997*      *Ein Finite-Punkte-Verfahren für stationäre zweidimensionale Strömungen mit freier Oberfläche; C.J. Du*
- Heft 198/1998*      *Wechselwirkung Morphologie/Strömung naturnaher Fliessgewässer; A. Dittrich*
- Heft 199/1999*      *Entwicklung naturnaher Gewässerstrukturen - Grundlagen, Leitbilder, Planung; J. Scherle*
- Heft 200/1999*      *Zwei-Schichtenströmungen über Sohlenschwellen bei intern überkritischer Strömung; Y. Wang  
Hydraulic Design Considerations for Low- and High-Head Gates; E. Naudascher*
- Heft 201/1999*      *Numerische Simulation von Staustufenketten mit automatisiertem Betrieb; S. Theobald*

- Heft 202/1999*      *Der Einfluß von kurzen Gehölzstreifen auf den Hochwasserabfluß in Flüssen mit gegliedertem Querschnitt; K. Becker*
- Heft 203/1999*      *Typisierungskonzept zur Festlegung einer ökologisch begründeten Mindestwasser menge; M. Scherer*
- Heft 204/1999*      *Inseln und deren Widerstandsverhalten in Fließgewässern; A. Maryono*
- Heft 205/1999*      *Boden- und Wasserschutz in landwirtschaftlich genutzten Gebieten der Mata Atlântica Brasiliens; M. Kunzmann*
- Heft 206/2000*      *Nutzung von Landsat Thematic Mapper Daten zur Ermittlung hydrologischer Parameter; S. Belz*
- Heft 207/2000*      *Untersuchung der Rauheitsstruktur zur Bestimmung des Fließwiderstandes in Gebirgsbächen unter Klarwasserabfluß; J. Aberle*
- Heft 208/2000°*      *Three Dimensional Computation of Turbulent Flow in Meandering Channels; V. T. Nguyen*
- Heft 209/2001*      *Sedimenttransportprozesse im Himalaya-Karakorum und ihre Bedeutung für Wasserkraftanlagen; S. Palt*
- Heft 210/2002*      *Die Identifikation hydrologischer Prozesse im Einzugsgebiet des Dürreychbaches (Nordschwarzwald); M. Casper*
- Heft 211/2001*      *Einfluß von Regelungsbauwerken auf die Wasserspiegellagen in Flüssen; F. Ritzert*
- Heft 212/2001*      *Konzept für einen ganzheitlichen Gewässerschutz; W. Hauck*
- Heft 213/2002*      *A Hydrodynamic-Numerical Model of the River Rhine; P. T. Minh Thu*
- Heft 214/2002*      *Zur hydraulischen Systemanalyse von Wasserversorgungsnetzen; J. Deuerlein*
- Heft 215/2002*      *Feststofftransport und Geschwindigkeitsverteilung in Raugerinnen; K. Koll*
- Heft 216/2002*      *Simulationswerkzeuge zur Bewirtschaftung von Staustufenketten; A. Celan*
- Heft 217/2002*      *Deutsch-Russisches Wörterbuch für Wasserwirtschaft; R. Krohmer, I.S. Rumjanzev*
- Heft 218/2002*      *Entwurfsoptimierung städtischer Abwasserentsorgungsnetze; I. V. Domínguez Talavera*
- Heft 219/2002*      *Kontrolle von Barrieren : Bestimmung der hydraulischen Leitfähigkeit an Hand des Bodenwassergehaltes; R. Schuhmann*

- Heft 220/2003      Langfristige, hydrologische Betrachtung der Grundwasserdynamik am Beispiel der Mittleren Elbe; P.-A. Burek*
- Heft 221/2003      Wassermengenbewirtschaftung im Einzugsgebiet der Ruhr: Simulation und Echtzeitbetrieb; T. Brudy-Zippelius*
- Heft 222/2004      Russisch-Deutsches Wörterbuch für Wasserwirtschaft; R. Krohmer, I.S.Rumjanzev*
- Heft 223/2004      Mobilisierung und Immobilisierung von mineralischen Feinstkornaggregaten an Gewässersohlen; Kim, Jong-Woo*
- Heft 224/2004      Strömungsstruktur und Impulsaustausch in gegliederten Gerinnen mit Vorlandvegetation; I. Schnauder*

*Bestellungen an:      Institut für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik  
Bibliothek  
Universität Karlsruhe  
Kaiserstr. 12  
D-76128 Karlsruhe  
Tel.: (0721) 608 6389  
Fax: (0721) 60 60 46  
e-mail: raskob@iwk.uka.de*

---

*° vergriffen*