

# HENRY

Hydraulic Engineering Repository

Ein Service der Bundesanstalt für Wasserbau

---

Conference Paper, Published Version

## **Aberle, Jochen; Dittrich, Andreas; Koll, A.; Schoneboom, Thomas Sohlnahes turbulentes Strömungsfeld**

---

Verfügbar unter/Available at: <https://hdl.handle.net/20.500.11970/102167>

Vorgeschlagene Zitierweise/Suggested citation:

Aberle, Jochen; Dittrich, Andreas; Koll, A.; Schoneboom, Thomas (2004): Sohlnahes turbulentes Strömungsfeld. In: Bundesanstalt für Wasserbau (Hg.): Boden- und Sohl-Stabilität - Betrachtungen an der Schnittstelle zwischen Geotechnik und Wasserbau Soil and Bed Stability - Interaction Effects between Geotechnics and Hydraulic Engineering. Karlsruhe: Bundesanstalt für Wasserbau.

### **Standardnutzungsbedingungen/Terms of Use:**

Die Dokumente in HENRY stehen unter der Creative Commons Lizenz CC BY 4.0, sofern keine abweichenden Nutzungsbedingungen getroffen wurden. Damit ist sowohl die kommerzielle Nutzung als auch das Teilen, die Weiterbearbeitung und Speicherung erlaubt. Das Verwenden und das Bearbeiten stehen unter der Bedingung der Namensnennung. Im Einzelfall kann eine restriktivere Lizenz gelten; dann gelten abweichend von den obigen Nutzungsbedingungen die in der dort genannten Lizenz gewährten Nutzungsrechte.

Documents in HENRY are made available under the Creative Commons License CC BY 4.0, if no other license is applicable. Under CC BY 4.0 commercial use and sharing, remixing, transforming, and building upon the material of the work is permitted. In some cases a different, more restrictive license may apply; if applicable the terms of the restrictive license will be binding.



## 2 Sohlnahes turbulentes Strömungsfeld

### *Turbulent near bed flow field over rough armoured surfaces*

**J. Aberle, A. Dittrich, K. Koll, T. Schoneboom**

*Leichtweiß-Institut für Wasserbau, TU Braunschweig*

Leichtweiss-Institute for Hydraulic Engineering, Technical University Braunschweig, Germany

**KURZFASSUNG:** In einem neuen Ansatz zur Untersuchung der Interaktion zwischen der Korngrößenverteilung, der Oberflächengeometrie und dem Strömungsfeld bei rauen natürlichen Gerinnesohlen wird das Konzept der doppelt gemittelten (zeitlich und räumlich) Navier-Stokes-Gleichungen vorgestellt. Hierzu werden erste Ergebnisse aus Laborversuchen verwendet, die in der Versuchshalle des Leichtweiß-Instituts für Wasserbau an der Technischen Universität Braunschweig erhalten wurden. Über Deckschichten mit unterschiedlicher Rauheit und Stabilität erfolgte die Bestimmung des turbulenten Strömungsfeldes mit einem 3D-Laser-Doppler-Anemometer. Die Topographie der Deckschichten wurde hochaufgelöst mit einem Laserabstandsmessgerät bestimmt. Die Geschwindigkeits- und topographischen Daten werden dazu herangezogen, das Konzept der doppelten Mittelung zu erläutern und den Einfluss der Rauheit auf die Strömung zu diskutieren. Des Weiteren werden die Unterschiede zwischen den doppelt gemittelten und den Reynolds-Gleichungen aufgezeigt.

**ABSTRACT:** In a novel approach to investigating the interaction between grain-size distribution, surface geometry, and flow field of open-channel flows, the double-averaged (in temporal and spatial domains) momentum equations are applied to rough-bed open-channel flow. Preliminary results of a laboratory study carried out in the hydraulic laboratory of the Leichtweiss-Institute for Hydraulic Engineering, Technical University of Braunschweig, Germany are presented. The flow field over armour layers with different roughness and stability was measured using a 3D-Laser-Doppler Anemometer. A high resolution Digital Elevation Model (DEM) of the armour layer topography was obtained from a laser scan of the bed. The relationships for the double-averaged velocity distribution and hydraulic resistance are derived and compared with these data. Differences between the double-averaged equations and the Reynolds equations are discussed.

## 2.1 Einleitung

Die Berechnung des turbulenten Strömungsfeldes über rauen Sohlen erfolgt auch heute noch auf der Grundlage von Erkenntnissen, die aus Versuchen über glatten Sohlen gewonnen wurden. Besonderheiten der Strömung über rauen Sohlen werden durch Korrekturfaktoren berücksichtigt und die Rauheit selbst wird in Praxis und Wissenschaft durch stark mittelnde, empirische Parameter (wie z.B. charakteristische Korngrößen oder Strickler-Beiwerte) beschrieben. Um theoretisch fundierte Ansätze zur Beschreibung der Wechselwirkung zwischen der Sohle und der Strömung entwickeln zu können, muss deshalb zuerst die Physik der turbulenten Strömung im sohlennahen Bereich besser verstanden werden.

In jüngster Vergangenheit führten zahlreiche Untersuchungen, die mit großen relativen Überdeckungen durchgeführt wurden, zu einem besseren Verständnis turbulenter Strömungen über rauen Sohlen (z.B. /Nezu & Nakagawa 1993/, /Kironoto & Graf 1994/, /Song & Graf 1994/, /Nikora et al. 2001/, /Koll 2002/). Neuere Untersuchungen bezüglich der Charakteristika des sohlennahen Strömungsfeldes über unregelmäßigen natürlichen Rauheiten bei großen und kleinen relativen Überdeckungen resultierten in verbesserten Ansätzen für die Beschreibung des sohlennahen Strömungsfeldes (/Dittrich & Koll 1997/, /Koll 2002/, /Nikora et al. 2001, 2004/). Bevor diese Ansätze jedoch in der Praxis und in numerischen Modellen umgesetzt werden können, müssen sie anhand von experimentell gewonnenen Daten validiert und parametrisiert werden.

Im Allgemeinen kann das turbulente Strömungsfeld ( $Re > 2500$ ) über rauen Sohlen in drei Hauptbereiche aufgeteilt werden (siehe Bild 2.1). Die Außenschicht setzt sich aus einer von der freien Wasseroberfläche beeinflussten Schicht und einer Zwischenschicht zusammen. In der von der freien Wasseroberfläche beeinflussten Schicht wird die turbulente Strömung von Längen- und Geschwindigkeitsskalen bestimmt, die durch die Fließtiefe  $h$  und die maximale mittlere Geschwindigkeit  $u_{max}$  beschrieben werden können. Die Zwischenschicht ist im wesentlichen frei von Einflüssen der Sohle und des freien Wasserspiegels. In beiden Schichten sind viskose Einflüsse vernachlässigbar /Nezu & Nakagawa 1993/.

In der inneren Schicht (Wandregion) wird zwischen der logarithmischen Schicht und der Rauheitsschicht unterschieden, wobei viskose Effekte aufgrund der großen Rauheiten ebenfalls vernachlässigt werden können. Dennoch unterscheiden sich die charakteristischen Kenngrößen der inneren Schicht von denen der Außenschicht. Die maßgebenden Skalen in der Wandregion sind die Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$ , die Distanz zur Sohle sowie die Sohlen-

topographie. Die logarithmische Schicht reicht bis zu einer Höhe von  $0,2 \cdot h$  /Nezu & Nakagawa 1993/.

Die Rauheitsschicht, die dem Übergangsbereich für glatte Sohlen entspricht, wird stark durch einzelne Rauheitselemente beeinflusst und befindet sich etwa zwischen der Ober- und Unterkante der Rauheiten. Das Strömungsfeld ist im Fall von unregelmäßig angeordneten natürlichen Rauheiten räumlich heterogen und hochgradig dreidimensional. Die Hauptkenngrößen der Rauheitsschicht sind die Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  und charakteristische Maße der Rauheit, die aus der Sohlentopographie abzuleiten sind.

Der Porenraum beinhaltet den durchströmten Bereich zwischen dem Sohlenmaterial. Die Kenngrößen des Porenraums sind die Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  und die Porenraumgeometrie.

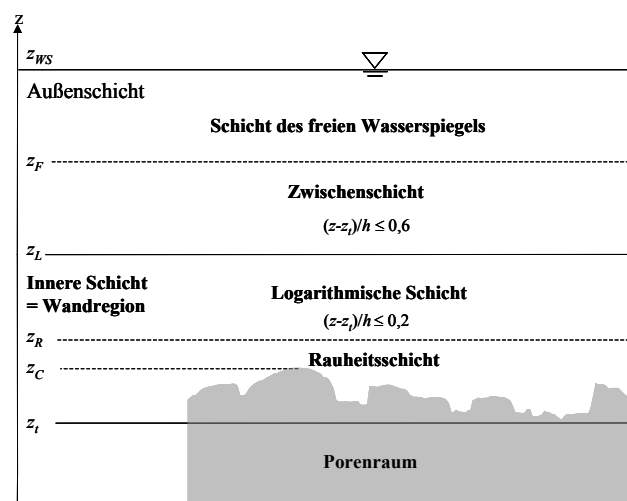


Bild 2.1: Turbulentes Strömungsfeld über rauen Sohlen nach /Koll 2002/, modifiziert;  $z_t$  = tiefster Sohlenpunkt,  $z_C$  = Rauheitsoberkante,  $z_R$  = Grenze der Rauheitsschicht,  $z_L$  = obere Grenze der logarithmischen Schicht,  $z_F$  = obere Grenze der Zwischenschicht und  $z_{WS}$  = Wasserspiegel.

Für theoretische Betrachtungen und die Interpretation experimenteller Daten bei Untersuchungen des sohlennahen Strömungsfeldes werden i. A. die Reynolds-Gleichungen herangezogen. Bedingt durch die räumliche Variabilität der Strömung sind die Reynolds-Gleichungen jedoch nicht für eine detaillierte Beschreibung des sohlennahen Strömungsfeldes geeignet. /Giménez-Curto & Corniero Lera 1996/ und /Nikora et al. 2001/ zeigten in ihren Untersuchungen, dass 2D-Annäherungen, die auf den Reynolds-Gleichungen basieren, nicht zur Beschreibung des sohlennahen Strömungsfeldes geeignet sind. Im Gegensatz zu den Reynolds-Gleichungen bietet die Methode der doppelten Mittelung der Navier-Stokes-Gleichungen ein geeignetes Mittel zur Erfassung der Wirkung der Rauheit auf das Strömungsfeld. Hierbei werden die zeitlich gemittelten Navier-Stokes-Glei-

chungen, d.h. die Reynolds-Gleichungen, nicht wie bisher mit volumetrisch gemittelten Rauheitsparametern verknüpft, sondern nochmals räumlich in Ebenen parallel zur Sohle gemittelt. Durch die räumliche Mittelung werden somit für jede Ebene ( $z = \text{const.}$ ) zeitlich und räumlich gemittelte Geschwindigkeiten und Turbulenzcharakteristika erhalten. Das Konzept der zeitlich und räumlich gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen wurde erstmals von /Wilson & Shaw 1977/ vorgestellt und von /Raupach & Shaw 1982/, /Finnigan 1985/, /Raupach et al. 1991/ und /Giménez-Curto & Corniera Lera 1996/ weiterentwickelt. Im Wasserbau wurde das Konzept der doppelten Mittelung erstmals von /Smith & McLean 1977/ angewendet und erst kürzlich von verschiedenen Forschern wiederentdeckt (z.B. /Nikora et al. 2001, 2002a, 2002b, 2004/, /Lopez & Garcia 2001/, /Righetti & Armanini 2002/, /Koll 2002/, /Aberle & Koll 2004/).

Im vorliegenden Artikel werden erste Ergebnisse eines DFG-Forschungsprojekts vorgestellt, welches speziell für die Untersuchung und Parametrisierung der räumlich gemittelten Reynolds-Gleichungen in der sohlennahen Region konzipiert ist. Zuerst werden die Beziehungen der doppelt gemittelten Geschwindigkeitsverteilung abgeleitet und anschließend anhand von Messdaten veranschaulicht und überprüft.

## 2.2 Methode der doppelten Mittelung

### 2.2.1 Maßgebende Gleichungen

Die turbulente Strömung eines inkompressiblen Fluids kann durch die Kontinuitätsgleichung und die Reynolds-Gleichungen mathematisch wie folgt beschrieben werden:

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2-1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} \quad (2-2)$$

wobei in dieser Schreibweise die übliche Summationskonvention gilt,  $u_i$  und  $x_i$  stehen für die  $i$ -te kartesische Komponente der Momentangeschwindigkeit und des Ortsvektors mit der bekannten Konvention  $u_i \equiv (u, v, w)$ ,  $t$  ist die Zeit,  $p$  ist der Druck,  $g_i$  ist die  $i$ -te Komponente der Erdbeschleunigung,  $\rho$  ist die Dichte des Fluids und  $\nu$  ist die kinematische Viskosität. Der Überstrich definiert die zeitliche Mittelwertbildung und  $u_i'$  bezeichnet die Fluktuation der Geschwindigkeitskomponente  $u_i$  entsprechend der Aufteilung  $u_i = \bar{u}_i + u_i'$ .

Eine ähnliche Aufteilung wird bei der räumlichen Mittelwertbildung vorgenommen. Die Geschwindigkeit und der Druck werden in einen Gesamtmittelwert  $\langle \bar{u}_i \rangle$ ,  $\langle \bar{p} \rangle$  und in eine räumliche Fluktuation  $\bar{u}_i = \langle \bar{u}_i \rangle + \tilde{u}_i$  bzw.  $\bar{p} = \langle \bar{p} \rangle + \tilde{p}$  aufgeteilt. Die Tilde bezeichnet die räumliche Abweichung vom Gesamtmittelwert in Anlehnung an die Reynolds Aufteilung, wobei  $\langle \tilde{u}_i \rangle = \langle \tilde{p} \rangle = 0$  gilt. Daraus folgen für die momentanen Geschwindigkeiten und den Druck  $u_i = \langle \bar{u}_i \rangle + \tilde{u}_i + u_i'$  und  $p = \langle \bar{p} \rangle + \tilde{p} + p'$ .

Die räumliche Mittelwertbildung in der Region oberhalb der Rauheitselemente wird analog der zeitlichen Mittelwertbildung durchgeführt und bereitet keine Schwierigkeiten. Die Mittelwertbildung für die Strömung unterhalb der Oberkante der Rauheitselemente ist hingegen wesentlich schwieriger. Unterhalb der Oberkante der Rauheitselemente durchstoßen Rauheitselemente die Ebene der Mittelwertbildung. Differentiale, die am Übergang Rauheitselement-Fluid nicht konstant sind, können somit nicht einfach räumlich gemittelt werden, sondern sind gesondert zu bestimmen. Detaillierte mathematische Ableitungen sind hierzu in /Raupach & Shaw 1982/, /Finnigan 1985/ und /Giménez-Curto & Corniera Lera 1996/ zu finden.

Im folgenden werden die Gleichungen von /Nikora et al. 2001/ vorgestellt, die auf Ableitungen der räumlich gemittelten Bewegungsgleichungen von /Giménez-Curto & Corniera Lera 1996/ basieren. Für die doppelt gemittelten Gleichungen oberhalb der Rauheitsoberkante gilt:

$$\frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial t} + \langle \bar{u}_j \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_j} = g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial x_i} - \frac{\partial \langle \overline{u_i' u_j'} \rangle}{\partial x_j} - \frac{\partial \langle \tilde{u}_i \tilde{u}_j \rangle}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_j^2} \quad (2-3)$$

$$\frac{\partial \langle \bar{u}_j \rangle}{\partial x_j} = 0 \quad (2-4)$$

und für die Strömung unterhalb der Rauheitsoberkante gilt:

$$\frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial t} + \langle \bar{u}_j \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_j} = g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial x_i} - \frac{1}{A} \frac{\partial A \langle \overline{u_i' u_j'} \rangle}{\partial x_j} - \frac{1}{A} \frac{\partial A \langle \tilde{u}_i \tilde{u}_j \rangle}{\partial x_j} + \nu \frac{\partial^2 \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_j^2} + \nu \left\langle \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_j^2} \right\rangle - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial x_i} \quad (2-5)$$

$$\frac{\partial A \langle \bar{u}_j \rangle}{\partial x_j} = 0 \quad (2-6)$$

wobei  $A = A_f / A_0$ , die sogenannte Rauheitsdichtefunktion beschreibt. Hierbei ist  $A_f$  die vom Fluid eingenommene Fläche in der Höhe  $z$  und  $A_0$  die zugehörige Gesamtfläche, über welche die Mittelwertbildung erfolgt.

Der Vergleich von Gl.(2-3) und Gl.(2-5) mit Gl.(2-2) zeigt, dass durch die räumliche Mittelwertbildung zusätzliche Terme auftreten. Diese zusätzlichen Terme können physikalisch als forminduzierte Spannungen, Formwiderstände und viskose Spannungen interpretiert werden. Forminduzierte Spannungen  $\langle \tilde{u}_i \tilde{u}_j \rangle$  treten in Gl.(2-3) und Gl.(2-5) analog den turbulenten Spannungen in den Reynolds-Gleichungen als Konsequenz der räumlichen Mittelwertbildung auf. Das bedeutet, dass die forminduzierten Spannungen  $\langle \tilde{u}_i \tilde{u}_j \rangle$  sich aus räumlichen Störungen im zeitlich gemittelten Strömungsfeld ergeben. Der Formwiderstand  $1/\rho \langle \partial \tilde{p} / \partial x_i \rangle$  und der viskose Widerstand  $\nu \langle \partial^2 \tilde{u}_i / \partial x_j^2 \rangle$  treten nur in der Strömungsregion unterhalb der Rauheitsoberkante auf. Diese Strömungsregion wird in hohem Maß von der Oberflächenstruktur der Sohle beeinflusst, was durch die Rauheitsdichtefunktion  $A = A_f / A_0$  in Gl.(2-5) und Gl.(2-6) zum Ausdruck kommt. Ändert sich die Rauheitsdichte mit der vertikalen Koordinate  $z$ , d.h.  $\partial A / \partial z \neq 0$ , muss  $A$  berücksichtigt werden (z.B. unregelmäßige natürliche Rauheiten). Falls  $\partial A / \partial z = 0$  ist, kann  $A$  dagegen aus den Gleichungen gekürzt werden /Nikora et al. 2001/.

Für eine turbulente zweidimensionale und gleichförmige Strömung über einer rauen Sohle mit einer glatten Wasseroberfläche können die Gleichungen (2-3)-(2-6) vereinfacht werden. Im Fall einer stabilen statischen Sohle, für welche die Funktion der Rauheitsgeometrie nur von der vertikalen Koordinate  $z$  abhängt, folgt aus Gl.(2-3):

$$g \cdot l - \frac{\partial \langle u'w' \rangle}{\partial z} - \frac{\partial \langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle}{\partial z} + \nu \frac{\partial^2 \langle \bar{u} \rangle}{\partial z^2} = 0 \quad (2-7a)$$

$$g \cos \alpha + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial z} + \frac{\partial \langle \bar{w}^2 \rangle}{\partial z} + \frac{\partial \langle \tilde{w}^2 \rangle}{\partial z} = 0 \quad (2-7b)$$

und aus Gl.(2-5):

$$g \cdot l - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial x} - \frac{1}{A} \frac{\partial A \langle \bar{u}'w' \rangle}{\partial z} - \frac{1}{A} \frac{\partial A \langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle}{\partial z} + \frac{\nu}{A} \frac{\partial^2 A \langle \bar{u} \rangle}{\partial z^2} - \frac{2\nu}{A} \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial z} \frac{\partial A}{\partial z} - \frac{\nu \langle \bar{u} \rangle}{A} \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + \nu \left\langle \frac{\partial^2 \tilde{u}}{\partial x_j^2} \right\rangle = 0 \quad (2-8a)$$

$$g \cos \alpha + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \left\langle \frac{\partial \tilde{p}}{\partial z} \right\rangle + \frac{1}{A} \frac{\partial A \langle \bar{w}^2 \rangle}{\partial z} + \frac{1}{A} \frac{\partial A \langle \tilde{w}^2 \rangle}{\partial z} - \nu \left\langle \frac{\partial^2 \tilde{w}}{\partial x_j^2} \right\rangle = 0 \quad (2-8b)$$

In obigen Gleichungen ist  $l \approx \sin \alpha$  ( $\alpha$  = Neigungswinkel) die mittlere Sohlenneigung. Im Fall einer gleichförmigen Strömung entspricht  $l$  dem Wasserspiegelgefälle. Die Gleichungen (2-7a) und (2-8a) gelten für die Geschwindigkeitskomponente in Fließrichtung und die Gleichungen (2-7b) und (2-8b) für die vertikale Geschwindigkeitskomponente. Aufgrund der 2D-Strömungsverhältnisse entfällt die Geschwindigkeitskomponente in Querrichtung. Die Herleitungen der vertikalen Verteilung des räumlich gemittelten Drucks und der räumlich gemittelten Spannungsverteilung sind ausführlich in /Nikora et al. 2001/ beschrieben.

## 2.2.2 Rauheitsdichtefunktion $A(z)$

Die oben aufbereiteten räumlich gemittelten Bewegungsgleichungen verdeutlichen die Bedeutung der Rauheitsdichtefunktion  $A$ . Aus der Definition  $A = A_f / A_0$  folgt, dass oberhalb der Rauheitsoberkante ( $A_f = A_0$ )  $A = 1$  ist. Des Weiteren ist bei  $z \leq z_t$  für eine undurchlässige Sohle  $A = 0$ . Diese beiden Werte begrenzen die Rauheitsdichtefunktion; das bedeutet  $0 \leq A(z) \leq 1$ . Allerdings ist zu beachten, dass für eine raue, durchlässige Sohle die Rauheitsdichtefunktion  $A$  im Porenraum dem Koeffizienten der Porosität  $n$  des körnigen Materials entspricht, d.h.

$A_{min} = n$  und  $\partial A / \partial z = 0$  für  $z < z_t$ . Generell hängt  $A$  von der Topographie der Sohle und der Korngrößenverteilung des Sohlenmaterials ab. Weitere Eigenschaften der Rauheitsdichtefunktion werden detailliert in /Nikora et al. 2001/ diskutiert.

## 2.2.3 Geschwindigkeitsverteilung

Basierend auf den Gln.(2-7a)-(2-8b) wurden von /Nikora et al. 2001, 2004/ Gleichungen zur Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilungen für räumlich gemittelte Strömungen entwickelt. Für raue durchlässige Sohlen ist hierbei der Ursprung der vertikalen Koordinate  $z$ , d.h. die Bezugsebene von grundlegender Bedeutung. Im Labor kann bei einlagigen Rauheiten der Rinnenboden verwendet werden, was allerdings bereits bei mehrlagigen Rauheiten sowie bei natürlichen Rauheiten nicht mehr möglich ist. Aufgrund dieser Tatsache wird im allgemeinen der vertikale Versatz  $d$  für die Bestimmung des Bezugsniveaus für das logarithmische Geschwindigkeitsprofil herangezogen und eine verschobene vertikale Koordinate  $Z = z - d$  definiert (eine detaillierte Zusammenfassung hierzu findet sich in /Koll 2002/ und /Nikora et al. 2002/.



Die Gleichungen (2-7a)-(2-8b) für die Geschwindigkeitsverteilungen sind in Abhängigkeit von der relativen Überdeckung und dem Fließregime ausführlich in /Nikora et al. 2001/ beschrieben. Für große relative Überdeckungen legen /Nikora et al. 2001/ ein Schichtenmodell analog Bild 2.1 zugrunde. Das Modell umfasst eine Außenschicht, eine logarithmische Schicht und eine Rauheitsschicht mit einer linearen Geschwindigkeitsverteilung. Lineare Geschwindigkeitsverteilungen für geringe relative Überdeckungen wurden u.a. von /O'Loughlin & Annambhotla 1969/, /Nakagawa et al. 1988/, /Dittrich et al. 1996/, /Nikora et al. 2001/ und /Koll 2002/ festgestellt. Physikalische Begründungen für eine lineare Geschwindigkeitsverteilung in der Rauheitsschicht sind von /Nikora et al. 2004/ gegeben.

An dieser Stelle soll darauf hingewiesen werden, dass für eine analytische oder numerische Lösung der Gleichungen (2-7a)-(2-8b) die räumlich gemittelten turbulenten Schubspannungen  $-\langle u'w' \rangle$ , die forminduzierten Spannungen  $-\langle \tilde{u}\tilde{w} \rangle$  und der Formwiderstand  $1/\rho \langle \partial \tilde{p} / \partial x \rangle$  parametrisiert werden müssen. Die hierfür notwendigen Daten liegen für unregelmäßige natürliche Rauheiten bis heute nicht vor. Die im folgenden aufbereiteten Experimente wurden speziell für die Ermittlung physikalisch basierter Parameter konzipiert.

## 2.3 Datengrundlage

Die Experimente wurden in einer 20 m langen, 0,90 m breiten und 0,60 m hohen neigbaren Rinne in der Versuchshalle des Leichtweiß-Instituts für Wasserbau an der Technischen Universität Braunschweig mit einer konstanten Rinnenneigung von  $I = 0,0027$  durchgeführt. Der Abfluss wurde mittels induktiver Durchflussmessung (IDM) bestimmt und die Wasserspiegelhöhe und die Wasserspiegelneigung wurde mittels Piezometerrohren gemessen. Eine grobkörnige Sedimentmischung ( $0,63 \text{ mm} < d < 64 \text{ mm}$ ,  $d_{50} = 5 \text{ mm}$ , siehe Bild 2.13 für die Korngrößenverteilung) wurde als mobiles Sohlenmaterial verwendet. Diese ermöglichte die Ausbildung strömungsinduzierter Rauheiten.

Zu Beginn eines Experimentes wurde das gut durchmischte Sediment mit einer Schichtstärke von 0,20 m über einen 13,4 m langen Bereich in die Rinne eingebaut und glattgezogen, so dass die Sohlenneigung der Rinnenneigung entsprach. Um ein Auskolkeln des Einlaufbereichs zu verhindern, wurde die Sohle im Zulauf der Rinne nach dem Strömungsgleichrichter mit Steinen befestigt. Zur Stabilisierung des Sedimentkörpers wurde am unterstromigen Ende eine 0,20 m hohe durchlässige Schwelle aus Lochblech angebracht.

Nach dem Einbau des Sedimentkörpers wurde die Sohle so lange mit einem Abfluss  $Q_1$  belastet, bis

sich eine stabile Decksicht entwickelte. Nachdem die Sedimenttransportrate den festgelegten Grenzwert von 1,8 kg/h unterschritten hatte, wurde der Abfluss abgestellt und die Sohle fotografiert. Anhand der Fotos wurde mittels der Linienzahlanalyse nach /Fehr 1987/ die Korngrößenverteilung der Deckschicht bestimmt.

Die Aufnahme der Topographie der Sohle erfolgte mit einem Laserabstandsmessgerät im 2,40 m langen und 0,50 m breiten Messbereich. Damit sich eine voll entwickelte turbulente Strömung ausbilden konnte, wurde der Messbereich in einer Entfernung von 8 m zum Einlaufbereich angeordnet. Um Wandeffekte zu vermeiden, wurde die Breite des Messbereichs geringer als die Rinnenbreite gewählt. Pro Sohlenabastung wurden 180 Längsprofile mit einem Messintervall von  $\Delta x = 1,0 \text{ mm}$  und einem Abstand in lateraler Richtung von  $\Delta y = 4 \text{ mm}$  aufgemessen, so dass die Sohle über eine Breite von 0,716 m aufgenommen wurde. Die Genauigkeit des Laserabstandsmessgerätes beträgt 0,06 mm in vertikaler Richtung und 0,05 mm in Fließrichtung. Zusätzlich zu den Messungen mit dem Laserabstandsmessgerät wurde ein Längsprofil in der Rinnenmitte mit einem Nivelliergerät vermessen ( $\Delta x = 10 \text{ cm}$ ). Anhand dieses Längsprofils wurde die Sohlenneigung kontrolliert. Bild 2.2 zeigt die Rinne, das gewählte Koordinatensystem und die Sohlenstruktur nach der Strömungsbelastung mit einem konstanten Durchfluss von  $Q = 180 \text{ l/s}$ .



Bild 2.2: Versuchsrinne und Sohlenstruktur nach einer Beaufschlagung mit einem Durchfluss von  $Q = 180 \text{ l/s}$

Nach der Bestimmung der Sohlenparameter wurden 24 Geschwindigkeitsprofile beim Abfluss  $Q_1$  und geringeren Abflüssen mit einem DANTEC 3D-Laser-Doppler Anemometer (LDA) aufgenommen. Die LDA-Anlage besteht aus einem wassergekühlten 4 Watt Argon-Ion Laser, der in Rückwärtsstreuung betrieben wird. Für die Messungen wurde eine wasserdichte 2D- und 1D-Sonde (Sondendurchmesser 27 mm und Brennweite in Wasser 198 mm) in einem  $30^\circ$  Winkel zueinander angeordnet. Die zugehörigen

Wellenlängen der Laserstrahlen betragen 514,5 nm, 488,0 nm und 476,5 nm. Vor den Messungen wurden die Messvolumen beider Sonden mittels einer 50 µm Lochblende zum Schnitt gebracht, so dass sich im 3D-Modus ein Messvolumen in Zylinderform mit 60 µm Durchmesser und 300 µm Höhe ergab. Die Messungen wurden im "Coincident-Modus" durchgeführt. In diesem Modus werden nur Geschwindigkeiten von Partikeln gemessen, die zeitgleich das Messvolumen aller drei Sonden passieren. Die Signalverarbeitung erfolgte durch einen Dantec F80-Prozessor und die Momentangeschwindigkeiten  $u$ ,  $v$  und  $w$  wurden mit einer Transformationsmatrix aus den gemessenen LDA-Geschwindigkeiten (die aufgrund der Sondenanordnung nicht den Geschwindigkeiten des Bezugssystems entsprechen) berechnet.

Um Geschwindigkeiten in der Rauheitsschicht messen zu können, mussten die Messungen von oben durch die Wasserspiegeloberfläche hindurch erfolgen. Bei Wassertiefen, die geringer als die Brennweiten der Sonden waren, wurde ein strömungsgünstig gestalteter, wassergefüllter Tank für die Messungen benutzt. Dieser Tank wurde fest an der Traversierung installiert und ca. 5 - 10 mm in die Strömung getaucht. Somit konnten die Sonden in z-Richtung Verfahren werden, ohne die Strömung zu stören (siehe Bild 2.3). Für große Wassertiefen wurde für die Messungen in einer Entfernung vom Wasserspiegel größer als die Brennweite der Sonden eine strömungsgünstige Verkleidung für die Sonden verwendet (vgl. Bild 2.3). Für die Messungen in einer Entfernung vom Wasserspiegel geringer als die Brennweite der Sonden wurde dann wieder der Tank verwendet. Die Untersuchungen von /Beyer 2004/ zeigten, dass das Messverfahren mit dem Tank und der Verkleidung keine Auswirkungen auf die Strömungsparameter hat und dass die Profilteile, die mit dem Tank und der Verkleidung gemessen wurden, aufgrund der stationären Strömungsverhältnisse problemlos zusammengefügt werden konnten.

In der Rauheitsschicht betrug der vertikale Abstand zwischen zwei Messpunkten  $\Delta z = 2$  mm, darüber  $\Delta z = 4$  mm und in der Außenströmung  $\Delta z = 10$  mm. Die z-Koordinaten der 24 Geschwindigkeitsprofile wurden so gewählt, dass die Mittelung in Ebenen mit konstantem  $z$  durchgeführt werden konnte. Die Messdauer pro Profilpunkt betrug eine Minute mit einer mittleren Datenrate zwischen 50 und 100 Hz. Die Positionen der Geschwindigkeitsprofile im Messbereich wurden mittels eines Zufallsgenerators ausgewählt und für den gesamten Versuch beibehalten (für alle Abflüsse und Deckschichten). Die Positionen der vertikalen Geschwindigkeitsprofile in der  $(x,y)$ -Ebene sind in Bild 2.4 dargestellt.

Nachdem die Geschwindigkeitsmessungen beendet waren, wurde der bettformende Abfluss auf  $Q_2 > Q_1$  erhöht, so dass die bestehende Deckschicht zerstört wurde und sich eine neue Deckschicht entwickelte. Danach wurden die oben beschriebenen Messungen



Bild 2.3: LDA-Setup mit Tank für Messungen in geringen Wassertiefen und in Distanzen kleiner 170 mm zu den Sonden (links) und LDA-Setup mit Verkleidung für Messungen im sohlennahen Bereich bei großen Wassertiefen (rechts).

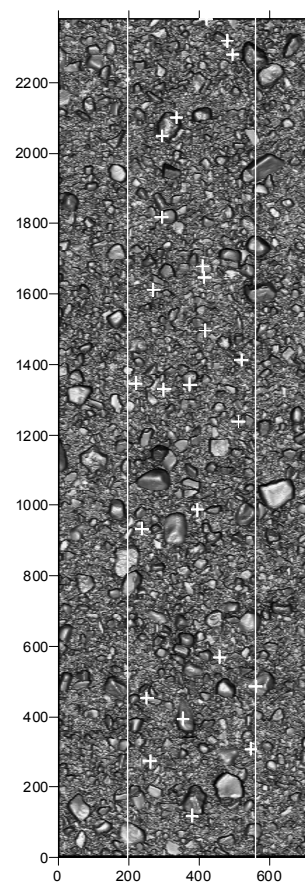


Bild 2.4: Messpunkte (weisse Kreuze) und digitales Höhenmodell ermittelt aus den Daten des Laserabstandsmessgerätes nach einer Beaufschlagung der Sohle mit  $Q = 220$  l/s. Die weißen Linien definieren den Messbereich.

wiederholt. Die Prozedur wurde so lange wiederholt, bis sich die Sohle nicht mehr ohne beträchtlichen Gefälleverlust selbst stabilisieren konnte oder das Sediment bis zur Rinnensohle erodiert wurde. Die Entwicklung der Sohle während eines Versuchsdurchlaufs ist in Bild 2.5 exemplarisch für die kritischen Abflüsse von  $Q = 210$  l/s und  $Q = 260$  l/s dar-

gestellt. Bild 2.5 zeigt, dass sich der Kolk im Einlaufbereich und die Sohlenschwelle am unterstromigen Ende des Sedimentkörpers nicht auf die Morphologie im Messbereich auswirken.

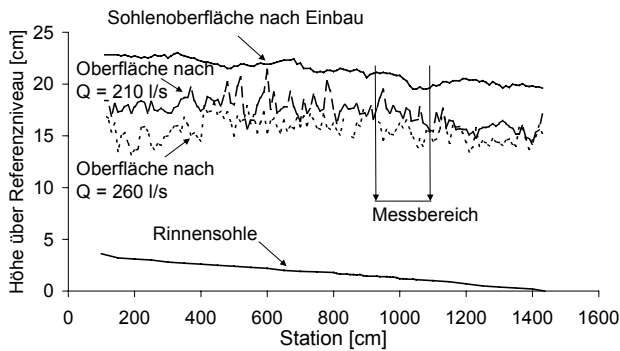


Bild 2.5: Entwicklung der Sohle für Abflüsse von 210 l/s und 260 l/s und Lage des Messbereichs.

## 2.4 Datenanalyse

Die LDA-Daten werden im folgenden dazu genutzt, die Unterschiede zwischen den zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsprofilen und Turbulenzeigenschaften und den Parametern der doppelt gemittelten Gleichungen aufzuzeigen.

### 2.4.3 Geschwindigkeitsverteilung

Bild 2.6 zeigt die 24 zeitlich gemittelten Geschwindigkeitsprofile  $\bar{u}(z)$  und das doppelt gemittelte Geschwindigkeitsprofil für einen exemplarisch ausgewählten Abfluss von  $Q = 220$  l/s. Die Geschwindigkeitsmessungen wurden über der in Bild 2.4 dargestellten Sohle durchgeführt. In Bild 2.6 sind alle Geschwindigkeitsmesspunkte enthalten, unabhängig davon, wie viele Messpunkte für die Mittelwertbildung in der zugehörigen Ebene vorhanden waren. In der folgenden Auswertung werden ausschließlich Ebenen verwendet, in der mindestens 12 Werte zur Mittelwertbildung vorliegen ( $z \geq 0,046$  m).

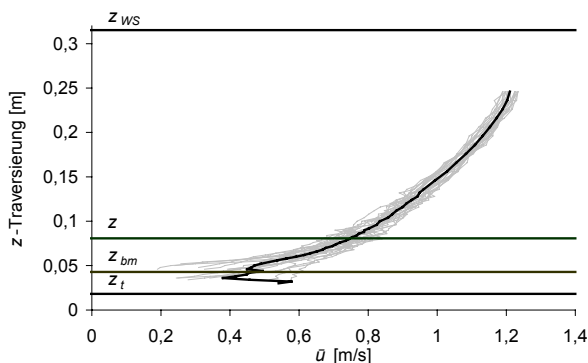


Bild 2.6: Vertikale Geschwindigkeitsprofile (dünne Linien) und doppelt gemitteltes Geschwindigkeitsprofil (dicke Linie).

windigkeitsprofil (dicke Linie) für einen Abfluss von  $Q = 220$  l/s. Die Oberkante der Rauheiten  $z_c$ , die mittlere Sohlenhöhe  $z_{bm}$  und die tiefste gemessene Sohlenerhebung im Messbereich  $z_t$  sowie der Wasserspiegel sind durch die horizontalen Linien gekennzeichnet.

In großen Abständen von der Rauheitsoberkante ist die Differenz zwischen den zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten und der doppelt gemittelten Geschwindigkeit gering. Diese Differenz, für welche die forminduzierten Spannungen verantwortlich sind, wird in geringeren Abständen zur Rauheitsoberkante aufgrund der unregelmäßigen Rauheitsstruktur der Sohlenoberfläche größer. Da in jeder Ebene der Mittelwertbildung für  $\langle \bar{u} \rangle$  mindestens 12 Messpunkte vorliegen, kann die räumliche Variabilität von  $\bar{u}$  durch die Standardabweichung  $\sigma_u$  verdeutlicht werden. Bild 2.7 zeigt die mit der doppelt gemittelten Geschwindigkeit normalisierte vertikale Verteilung von  $\sigma_u/\langle \bar{u} \rangle$ .

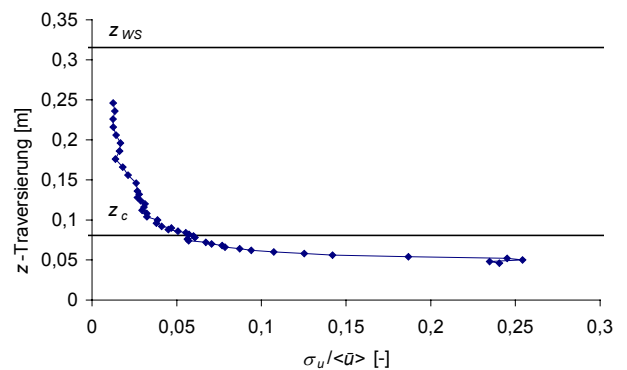


Bild 2.7: Das Verhältnis der Standardabweichung  $\sigma_u$  der räumlich gemittelten Geschwindigkeiten normalisiert mit  $\langle \bar{u} \rangle$ .

In größeren Distanzen zur Rauheitsoberkante ( $z > 0,176$  m) ist  $\sigma_u/\langle \bar{u} \rangle$  gering und nahezu konstant. Nahe der Rauheitsoberkante wächst  $\sigma_u/\langle \bar{u} \rangle$  stark an und erreicht unterhalb der Rauheitsoberkante das Maximum. In Bild 2.7 unterscheidet sich  $\sigma_u/\langle \bar{u} \rangle$  zwischen den z-Koordinaten 0,246 und 0,104 m um 0,02, die selbe Differenz ergibt sich in Sohlennähe bereits zwischen den z-Koordinaten 0,104 und 0,086 m. Dieser Sachverhalt verdeutlicht, dass die Variabilität der ausschließlich zeitlich gemittelten Profile in Richtung der Sohle zunimmt. Somit kann ein einzelnes zeitlich gemitteltes Profil das Strömungsfeld nicht repräsentativ wiedergeben. Vielmehr muss die Rauheitswirkung der Sohle durch die räumlichen Parameter in den Gln.(2-7)-(2-8) erfasst und beschrieben werden.

Bild 2.8 beinhaltet das normierte doppelt gemittelte Geschwindigkeitsprofil aus Bild 2.6. Zur Normierung wurde die mit der mittleren Sohlenhöhe



$z_{bm}$  berechnete Schubspannungsgeschwindigkeit,  $u_* = \sqrt{g \cdot (z_{WS} - z_{bm}) \cdot I} = 0,084 \text{ m/s}$ , die doppelt gemittelte Geschwindigkeit in Höhe der Rauheitsoberkante  $\langle \bar{u}_c \rangle$  und die Mischungsweglänge  $l_R$  in der Rauheitsschicht nach /Koll 2002/ herangezogen. Im vorliegenden Fall ergibt sich die Trennung der Rauheitsschicht und der logarithmischen Schicht in Höhe der Rauheitsoberkante. Oberhalb der Rauheitsoberkante folgen die Geschwindigkeiten bis 20% der Wassertiefe einer logarithmischen Verteilung. Hier sei angemerkt, dass in diesem Bereich auch eine lineare Verteilung mit nahezu gleicher Güte an die Geschwindigkeitsverteilung angepasst werden kann (Bild 2.8). Für die gegebenen Verhältnisse beträgt die relative Überdeckung  $(z_{WS} - z_{bm}) / (z_c - z_{bm}) \approx 7$ , d.h. es liegt eine Strömung mit mittlerer relativer Überdeckung vor. Nach den Untersuchungen von /Nikora et al. 2001/ kann sich für diese Überdeckung eine lineare Geschwindigkeitsverteilung mit der gleichen Steigung wie die Verteilung in der Rauheitsschicht einstellen. Im vorliegenden Fall ergeben sich jedoch leicht unterschiedliche Steigungen in beiden Bereichen. Deshalb wird eine logarithmische Verteilung favorisiert. Diesem Sachverhalt wird in weiter anstehenden Datenanalysen und theoretischen Betrachtungen nachgegangen werden.

Unterhalb der Rauheitsoberkante folgt die Geschwindigkeitsverteilung einer linearen Beziehung gefolgt von einer davon abweichenden Verteilung in der sogenannten zweiten Rauheitsschicht. Eine zweite Rauheitsschicht wurde bereits in den Untersuchungen von /Dittrich & Koll 1997/ und /Koll 2002/ identifiziert. Im vorliegenden Fall kann die zweite Rauheitsschicht im oberen Teil durch eine lineare Verteilung oder im gesamten Bereich durch eine exponentielle Funktion angenähert werden. Physikalische Begründungen werden für beide Verteilungen im Detail in /Nikora et al. 2004/ gegeben, wobei die Rauheitsdichtefunktion einen maßgebenden Faktor darstellt. Auch dieser Sachverhalt soll in der zukünftigen Datenanalyse weiter verfolgt werden.

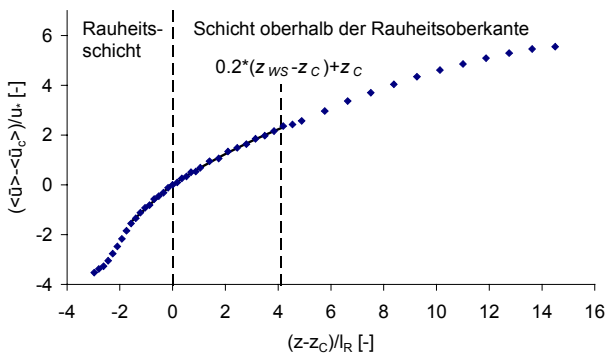


Bild 2.8: Normiertes doppelt gemitteltes Geschwindigkeitsprofil aus Bild 2.6.

### 2.4.2 Turbulenzeigenschaften

Zur Charakterisierung der Turbulenzeigenschaften wird ebenfalls die Methode der doppelten Mittelung angewendet. Bild 2.9 zeigt die vertikale Verteilung der zeitlich und räumlich gemittelten Turbulenzintensitäten  $\langle \overline{u'^2} \rangle$ ,  $\langle \overline{v'^2} \rangle$ ,  $\langle \overline{w'^2} \rangle$ , und  $-\langle \overline{u'w'} \rangle$ . Im vorliegenden Fall erreichen  $\langle \overline{u'^2} \rangle$ ,  $\langle \overline{v'^2} \rangle$ ,  $\langle \overline{w'^2} \rangle$  und  $-\langle \overline{u'w'} \rangle$  ihr Maximum unterhalb der Rauheitsoberkante. Während  $\langle \overline{u'^2} \rangle$  und  $-\langle \overline{u'w'} \rangle$  eine Neigungsänderung oberhalb der Rauheitsoberkante aufweisen, die auf den Einfluss der Rauheit zurückzuführen ist, ist eine Neigungsänderung in den Verteilungen von  $\langle \overline{v'^2} \rangle$  und  $\langle \overline{w'^2} \rangle$  in Form eines Knickes erst unterhalb der Rauheitsoberkante zu erkennen. Dieser Sachverhalt kann auf große Geschwindigkeiten  $v$  und  $w$  in der Rauheitsschicht zurückgeführt werden, die infolge der unregelmäßigen Rauheiten und der Heterogenität der Strömung entstehen. Die ermittelten hohen Werte von  $\langle \overline{w'^2} \rangle$ , die zum Teil größer als  $\langle \overline{u'^2} \rangle$  sind, sollen ebenfalls in der weiteren Datenanalyse detaillierter untersucht werden.

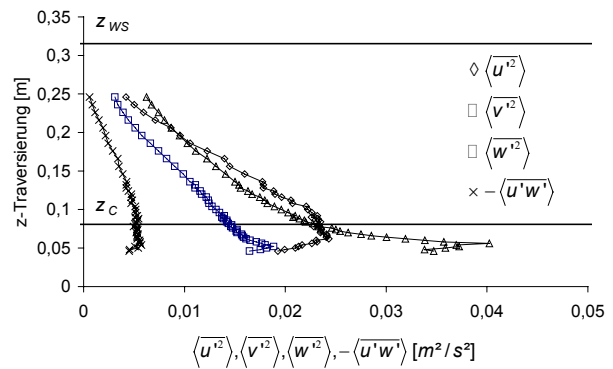


Bild 2.9: Vertikale Verteilung der Turbulenzintensitäten  $\langle \overline{u'^2} \rangle$  (Rauten),  $\langle \overline{v'^2} \rangle$  (Quadrate),  $\langle \overline{w'^2} \rangle$  (Dreiecke) und der Reynolds-Schubspannungen  $-\langle \overline{u'w'} \rangle$  (Kreuze).

Bild 2.10 zeigt die vertikale Verteilung der Standardabweichungen der Turbulenzintensitäten  $\overline{u'^2}$ ,  $\overline{v'^2}$ ,  $\overline{w'^2}$  und  $-\overline{u'w'}$  in jeder Mittelungsebene. Wie zuvor für die Geschwindigkeiten zeigt sich, dass die Variabilität der Turbulenzintensitäten mit geringer werdendem  $z$  zunimmt und dass die maximale Abweichung zwischen den Rauheitselementen auftritt. Der Anstieg der Standardabweichungen kann als Einfluss des Formwiderstandes infolge lokaler Bedingungen interpretiert werden.

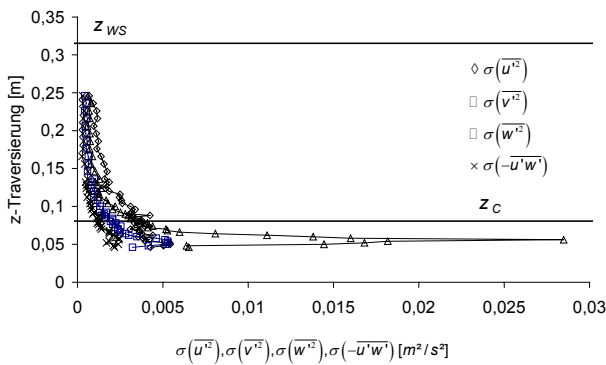


Bild 2.10: Vertikale Verteilung der Standardabweichungen der Turbulenzintensitäten  $\overline{u^2}$  (Rauten),  $\overline{v^2}$  (Quadrate),  $\overline{w^2}$  (Dreiecke) und der Reynolds-Schubspannungen  $-u'w'$  (Kreuze).

Der Einfluss des Formwiderstandes lässt sich auch anhand der vertikalen Verteilungen der forminduzierten Intensitäten  $\langle \tilde{u}^2 \rangle$ ,  $\langle \tilde{v}^2 \rangle$ ,  $\langle \tilde{w}^2 \rangle$  und der forminduzierten Reynolds-Schubspannungen  $\langle -\tilde{u}\tilde{w} \rangle$  aufzeigen (Bild 2.11). Die Verteilungen zeigen den gleichen Verlauf wie die Standardabweichungen der zeitlichen Intensitäten in Bild 2.10. Wie nicht anders zu erwarten, erreichen  $\langle \tilde{u}^2 \rangle$ ,  $\langle \tilde{v}^2 \rangle$ ,  $\langle \tilde{w}^2 \rangle$  und  $\langle -\tilde{u}\tilde{w} \rangle$  ihr Maximum unterhalb der Rauheitsoberkante und werden geringer mit ansteigendem  $z$ . Für große Werte von  $z$  können die forminduzierten gegenüber den turbulenten Intensitäten vernachlässigt werden. In der Rauheitsschicht sind sie jedoch so groß, dass sie gegenüber den turbulenten Intensitäten nicht mehr vernachlässigt werden können. Bild 2.11 zeigt somit, dass eine akkurate Beschreibung des sohlennahen Strömungsfeldes nur mit der Kenntnis von  $\langle \tilde{u}^2 \rangle$ ,  $\langle \tilde{v}^2 \rangle$ ,  $\langle \tilde{w}^2 \rangle$  und  $\langle -\tilde{u}\tilde{w} \rangle$  möglich ist. Ähnliche Ergebnisse wurden für Strömungen über künstlichen Rauheiten erhalten (Nikora et al. 2001/, Pokrajac et al. 2003/).

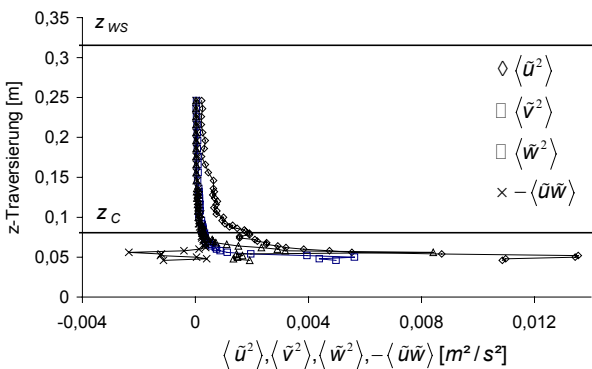


Bild 2.11: Vertikale Verteilungen der forminduzierten Intensitäten  $\langle \tilde{u}^2 \rangle$  (Rauten),  $\langle \tilde{v}^2 \rangle$  (Quadrate),  $\langle \tilde{w}^2 \rangle$  (Dreiecke) and  $\langle -\tilde{u}\tilde{w} \rangle$  (Kreuze).

### 2.4.3 Rauheitsdichtefunktion $A(z)$

Die topographischen Daten können zur Bestimmung der Rauheitsdichtefunktion  $A(z)$ , welche eine wichtige Größe in den Gln. (2-8a) und (2-8b) darstellt, herangezogen werden. Bild 2.12 zeigt die Rauheitsdichtefunktion  $A(z)$  für Deckschichten, die sich bei Durchflüssen von  $Q = 180, 210, 240$  und  $260$  l/s ausgebildet haben. Aus Bild 2.12 wird ersichtlich, dass für die Rauheitsdichtefunktion Werte im Bereich  $0 \leq A(z) \leq 1$  erhalten werden. Im vorliegenden Fall wird also, obwohl die Sohle einen Porenraum aufweist, ein minimaler Wert von  $A = 0$  ermittelt. Tatsächlich sollte  $A_{min}$  aber der Porosität der Sohle  $n = A_{min} = 0.28$  entsprechen. Dieser Unterschied lässt sich mit dem Messverfahren begründen, da mit dem Laserabstandsmessgerät Hohlräume unter größeren Steinen nicht erfasst werden können. Solche Hohlräume werden im digitalen Geländemodell als Feststoff und nicht als Hohlraum interpretiert. Mittels gesonderter Messungen soll deshalb in künftigen Untersuchungen eine Korrekturfunktion bestimmt werden, so dass  $A(z)$  zuverlässig aus den Laserdaten bestimmt werden kann.

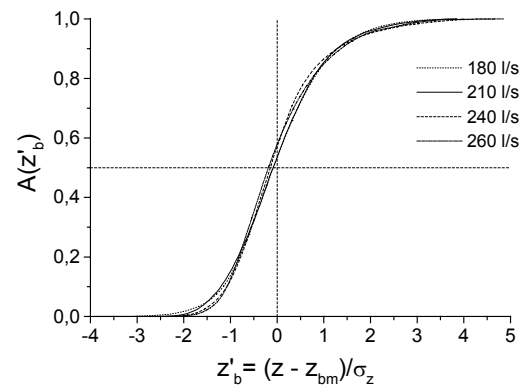


Bild 2.12: Normierte Rauheitsdichtefunktion  $A(z)$  für von Wasser geschaffenen Strukturen für Abflüsse von 180, 210, 240, and 260 l/s.  $z$  entspricht der Sohlenerhebung,  $z_{bm}$  ist die mittlere Sohlenerhebung und  $\sigma_z$  ist die Standardabweichung der Sohlenerhebung

Aus obigen Ausführungen wird deutlich, dass die Rauheitsdichtefunktion offensichtlich von der Kornzusammensetzung des Sohlenmaterials und der Deckschicht abhängig ist. Bild 2.13 zeigt die zu Bild 2.12 zugehörigen Korngrößenverteilungen der Deckschichten, die Sieblinie der Ausgangsmischung (Sohlenmaterial) und die Korngrößenverteilung der Deckschicht im Zustand der maximalen Sohlenstabilität nach /Günter 1971/. Der Vergleich der erhaltenen Korngrößenverteilungen mit der Korngrößenverteilung nach /Günter 1971/ deutet darauf hin, dass der Abfluss von  $Q = 260$  l/s dem Abfluss entspricht, bei dem sich die Deckschicht im Grenzzustand befindet. Tatsächlich zeigte sich in den Versuchen, dass sich die Sohle nach einer weiteren Erhöhung auf  $Q = 290$  l/s nicht mehr stabilisieren konnte.

Die Vorgehensweise der schrittweisen Erhöhung des Abflusses und der sukzessiven Deckschichtentwicklung wird weitere Einblicke in die relevanten Prozesse der Deckschichtbildung ermöglichen, um die Theorie von /Günter 1971/ zu erweitern.

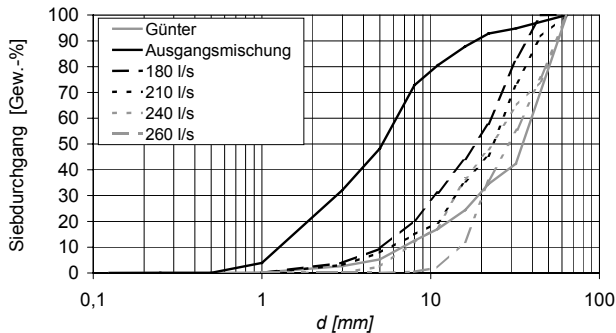


Bild 2.13: Entwicklung der Korngrößenverteilung der Deckschichten. Die Korngrößenverteilung für die Ausgangsmischung und für die Deckschicht im Zustand der maximalen Sohlenstabilität nach /Günter 1971/ ist ebenfalls dargestellt.

## 2.5 Zusammenfassung

Im Rahmen dieses Artikels wurde die Bedeutung der doppelt gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen zur Beschreibung des sohlennahen Strömungsfeldes aufgezeigt. Mit Hilfe von Geschwindigkeitsdaten, die mit einem 3D-Laser-Doppler Anemometer gemessen wurden, wurde der Unterschied zwischen den ausschließlich zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten  $\bar{u}_i$  und der zeitlich und räumlich gemittelten Geschwindigkeit  $\langle \bar{u}_i \rangle$  aufgezeigt. Die räumliche Heterogenität des sohlennahen Strömungsfeldes zeigt sich neben der Streubreite von  $\bar{u}_i$  auch durch die Variabilität der Turbulenzintensitäten  $\overline{u'^2}$ ,  $\overline{v'^2}$ ,  $\overline{w'^2}$  und der Reynolds-Schubspannung  $-\overline{u'w'}$ .

Der Vorteil der Methode der doppelten Mittelung liegt darin begründet, dass das sohlennahe Strömungsfeld durch analytische Terme, wie die forminduzierten Intensitäten  $\langle \bar{u}^2 \rangle$ ,  $\langle \bar{v}^2 \rangle$ ,  $\langle \bar{w}^2 \rangle$  und die forminduzierte Schubspannung  $-\langle \bar{u}\bar{w} \rangle$ , erfasst werden kann. Eigenschaften dieser Parameter wurden anhand der Messdaten aufgezeigt. Ein wichtiger Parameter zur Charakterisierung der Strömung in der Rauheitschicht stellt die Rauheitsdichtefunktion  $A(z)$  dar, deren Eigenschaften diskutiert wurden.

Durch die Erhebung weiterer Daten und der Verwendung unterschiedlicher Sohlenmaterialien wird die Datengrundlage zur Weiterentwicklung der Methode der doppelten Mittelung stetig erweitert. An-

hand dieser Daten sollen dann die Gln.(2-7)-(2-8) mit Hilfe von theoretischen Betrachtungen weiterentwickelt und parametrisiert werden. Von speziellem Interesse ist hierbei der Zusammenhang zwischen statistischen Parametern, die aus der Sohlentopographie abgeleitet werden können (z.B. /Nikora et al. 1998b/, /Aberle 2000/ und /Aberle & Smart 2003/), der Korngrößenverteilung und den Strömungsgrößen, die sich aus den doppelt gemittelten Gleichungen ergeben. Durch diese Vorgehensweise soll das Verständnis der Interaktion zwischen der Oberflächenstruktur rauher, natürlicher Deckschichten und der Strömung verbessert werden.

## 2.6 Danksagung

Das Forschungsprojekt wird von der DFG (Deutsche Forschungsgemeinschaft) unter dem Kennzeichen DI-651/4-1 gefördert. U. Ecklebe und G. Beyer halfen bei der Versuchseinrichtung und Versuchsdurchführung.

## 2.7 Literatur

Aberle, J. 2000

Untersuchung der Rauheitsstruktur zur Bestimmung des Fließwiderstandes in Gebirgsbächen unter Klarwasserabfluß. [online], Karlsruhe, Univ., Fak. f. Bauingenieur- und Vermessungswesen, Diss. v. 13.7. 2000, <http://www.ubka.uni-karlsruhe.de/cgibin/psview?document=2000/bau-verm/5>

Aberle, J. & Smart, G.M. 2003

The influence of roughness structure on flow resistance in mountain streams. *J. Hydraul. Res.* 41(3), 259-269

Aberle, J. & Koll, K. 2004

Double-averaged flow field over static armor layers. Proc. Int. Conf. on Fluvial Hydraulics RiverFlow 2004, 23-25 June 2004, Naples, Italy. Edited by M. Greco, A. Carravetta, and R. Della Morte, Vol. 1, pp. 225-233

Beyer, G. 2004

Strömungsoptimierung einer 3D-Laser Doppler Anemometer Anlage. Diplomarbeit (unveröffentlicht) angefertigt am Leichtweiß-Institut für Wasserbau, Technische Universität Braunschweig

Dittrich, A., Nestmann, F. & Ergenzinger, P. 1996

Ratio of lift and shear forces over rough surfaces. Coherent Flow Structures in Open Channels. Eds.

- P.J. Ashworth, S. Bennett, J.L. Best, S.J. McLelland. John Wiley & Sons Ltd., Chichester, U.K., 125-146
- Dittrich, A. & Koll, K. 1997*  
Velocity field and resistance of flow over rough surfaces with large and small relative submergence. *Int. J. Sediment Res.* 12(3), 21-33
- Fehr, R. 1987*  
Geschiebeanalysen in Gebirgsflüssen. Mitt. der Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glazilogie, ETH Zürich, Nr. 92
- Finnigan, J. J. 1985*  
Turbulent transport in flexible plant canopies. The Forest-Atmosphere Interaction, B. A. Hutchinson and B. B. Hicks, eds., D. Reidel Publishing Co., Dordrecht, The Netherlands, 443-480
- Giménez-Curto, L.A. & Corniero Lera, M.A. 1996*  
Oscillating turbulent flow over very rough surfaces. *J. Geoph. Res.* 101(C9), 20,745-20,758
- Günter, A. 1971*  
Die kritische mittlere Sohlenschubspannung bei Geschiebemischungen unter Berücksichtigung der Deckschichtbildung und der turbulenzbedingten Sohlenschubspannungsschwankungen. Diss. Nr. 4649, ETH Zürich, Switzerland
- Kironoto, B.A. & Graf, W.H. 1994*  
Turbulence characteristics in rough uniform open-channel flow. *Proc. Instn. Civ. Engrg. Water, Maritime, and Energy* 106, 333-344
- Koll, K. 2002*  
Feststofftransport und Geschwindigkeitsverteilung in Raugerinnen. [online], Karlsruhe, Univ., Fak. f. Bauingenieur- und Vermessungswesen, Diss. v. 12.07.2002, <http://www.ubka.uni-karlsruhe.de/cgi-bin/psview?document=2002/bau-verm/12>
- Lopez, F. & Garcia, M.H. 2001*  
Mean flow and turbulence structure of open-channel flow through emergent vegetation. *J. Hydraul. Eng.* 127(5), 392-402
- Nakagawa, H., Tsujimoto, T., & Shimizu, Y. 1988*  
Velocity profile of flow over rough permeable bed. 6th IAHR Congress, Kyoto, Japan, 449-456
- Nezu, I. & Nakagawa, H. 1993*  
Turbulence in open-channel flows, Balkema, Rotterdam, The Netherlands.
- Nikora, V., Goring, D., & Biggs, B. J. F. 1998b*  
On gravel-bed roughness characterization. *Water Resour. Res.* 34(3), 517-527
- Nikora, V., Goring, D., McEwan, I., and Griffiths, G. 2001.*  
Spatially averaged open-channel flow over rough bed. *J. Hydraul. Eng.* 127(2), 123-133
- Nikora, V., Goring, D., & Biggs, B. 2002a.*  
Some observations of the effects of micro-organisms growing on the bed of an open channel on the turbulence properties. *J. Fluid Mech.* 250, 317-341
- Nikora, V., Koll, K., McLean, S., Dittrich, A., & Aberle, J. 2002b*  
Zero-plane displacement for rough-bed open-channel flows. *Proc. of the Int. Symp. on Fluvial Hydraulics "RiverFlow2002"*, Louvain-la-Neuve, Belgium, pp. 83-92
- Nikora, V., Koll, K., McEwan, I., McLean, S. & Dittrich, A. 2004*  
Velocity distribution in the roughness layer of rough-bed flows. *J. Hydraul. Eng.*, in Druck
- O'Loughlin, E.M. & Annambhotla, V.S.S. 1969*  
Flow phenomena near rough boundaries. *J. Hydraul. Res.* 7(2), 231-250
- 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. Proc. XXX IAHR Congress, Thessaloniki. Vol. CI, 103-110
- Raupach, M. R. & Shaw, R. H. 1982*  
Averaging procedures for flow within vegetation canopies. *Bound.-Layer Meteorol.*, 22, 79-90
- Raupach, M. R., Antonia, R. A., & Rajagopalan, S. 1991*  
Rough-wall turbulent boundary layers. *Appl. Mech. Rev.*, 44(1), 1-25.
- Righetti, M. & Armanini, A. 2002*  
Flow resistance in open channel flows with sparsely distributed bushes. *J. Hydrol.* 269, 55-64
- Smith, J.D. & McLean, S.R. 1977*  
Spatially averaged flow field over a wavy surface. *J. Geophys. Res.* 83(12), 1735-1746
- Song, T. & Graf, W.H. 1994*  
Nonuniform open-channel flow over a rough bed. *J. Hydrosoci. and Hydr. Engrg.* 12(1), 1-25



*Wilson, N. R. & Shaw, R. H. 1977*

A higher order closure model for canopy flow. *J. Appl. Meteorol.* 16: 1197-1205