

**Institut für Wasser und Gewässerentwicklung
Universität Karlsruhe (TH)**

**Einfluß der Oberflächenströmung
auf die permeable Gewässersohle**

Stefan Vollmer

Heft 231

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

2005

Einfluß der Oberflächenströmung auf die permeable Gewässersohle

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS

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

DISSERTATION

von

Dipl.-Ing. Stefan Vollmer
aus Neuwied

Tag der mündl. Prüfung: 18. Februar 2005
Hauptreferent: Prof. Dr.-Ing. Dr. h.c. mult. Franz Nestmann
Korreferent: Prof. Dr.-Ing. E.h. H. Hermann Hahn, Ph. D.

Karlsruhe, 2005

Vorwort

Am Institut für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik (IWK) werden Untersuchungen auf den Gebieten Gewässermorphologie und Gewässerökologie seit vielen Jahren durchgeführt. Die vorliegende Arbeit zu den kleinskaligen Prozessen der permeablen Gewässersohle verbindet diese beiden Forschungsgebiete. Die Erforschung der Strömungs- und Stoffwechselfprozesse des Lückenraumes der Gewässersohle wurde Mitte des letzten Jahrhunderts aus ökologischer Sicht begonnen (Interstitialforschung). Ingenieurwissenschaftlich ausgerichtete Untersuchungen wurden am Institut für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik durchgeführt mit der Zielsetzung, das Prozeßverständnis der kleinskaligen Austauschströmungen zwischen der Oberflächen- und der Porenwasserströmung mit deren erheblichen Bedeutung für den Stofftransport und die Stoffumsetzungen und somit für die Selbstreinigungskraft von Fließgewässern zu erweitern.

Die Konzeption dieser Forschungsarbeit hatte weiterhin die Zielsetzung, die Erkenntnisse zu den sohlennahen Strömungsprozessen für die Analyse der Sohlenstabilität zu nutzen. Die Fortsetzung der turbulenzinduzierten Druckschwankungen in die permeable Gewässersohle ist sowohl als Randbedingung für die Transportvorgänge im Interstitial als auch bei der Kraftereinwirkung auf das Korngerüst der Sohle zu beachten. Herr Vollmer hat neben den gewässerökologischen und wasserbaulichen Schwerpunktaspekten Wissen aus den Fachbereichen der Siedlungswasserwirtschaft, der Grundwasserhydraulik und der Geotechnik in die Forschungsarbeit eingebunden.

Hervorzuheben ist daher zum Einen die außergewöhnlich breite Aufbereitung des Grundlagenwissens mit wichtigen Impulsen aus den genannten Nachbardisziplinen. Zum Anderen ist die umsichtige Analyse der vorhandenen Erkenntnisse und deren Synthese mit zielgerichteten eigenen Untersuchungen zu betonen. Mit der vorliegenden Arbeit ist es gelungen, die Komplexität der kleinskaligen Prozesse der Gewässersohle zu durchdringen, das Prozeßverständnis zu erweitern und bedeutende Ansätze für Gewässerentwicklungskonzepte sowie zur Sohlenstabilität abzuleiten. Bei der Berechnung des Sedimenttransportes eröffnet die für den kritischen Wert beim Bewegungsbeginn (Shields-Parameter) gefundene analytische Lösung nunmehr die Möglichkeit, die Prozessdynamik aufgrund der physikalisch wirksamen Randbedingungen zu beschreiben.

Die Forschungsarbeit von Herrn Vollmer zeigt somit auch eindrucksvoll die Synergie aus der Verbindung der Fachbereiche der Wasserwirtschaft und Kulturtechnik (IWK) sowie der Siedlungswasserwirtschaft (ISWW), die in der Fakultät für Bauingenieurwesen der Universität Karlsruhe (TH) durch die Einrichtung des Institutes für Wasser und Gewässerentwicklung (IWG) vollzogen wurde. An dieser Stelle möchte ich mich bei meinem Kollegen Herrn Prof. Dr. Hahn für die Übernahme des Korreferates bedanken.

Die Untersuchungen wurden durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) im Rahmen des interdisziplinären Forschungsprojektes „Hydraulische Austauschvorgänge zwischen Interstitial und fließender Welle“ unter dem Förderkennzeichen NE 614/5-1 gefördert. Für diese Unterstützung möchte ich mich auch im Namen aller Mitarbeiter, die in dieses Projekt eingebunden waren, bedanken.

Karlsruhe, im Mai 2005

Franz Nestmann

Danksagung

Herr Prof. Dr. Franz Nestmann hat mich vor rund 5 Jahren am Institut für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik auf dem „Interstitial“-Projekt eingestellt. Ihm gilt mein tief empfundener Dank für seine fortwährende Förderung in der Zeit am Institut und darüber hinaus. Ich habe in vielfacher Hinsicht von Herrn Prof. Dr. Nestmann profitieren und lernen dürfen. Für seine hoch motivierende fachliche Betreuung und verlässliche Unterstützung bin ich sehr dankbar. Weiterhin möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Hahn für die Übernahme des Korreferates sehr herzlich bedanken. Sein Interesse, seine Anregungen und Kritik zu meiner Arbeit haben wesentlich zu deren Qualität beigetragen.

Ich habe vom ersten Tag im Institut für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik an das Glück eines äußerst innovativen und unbürokratischen Betreuers für mein Forschungsprojekt gehabt. Herrn Dr. Klaus Träbing danke ich aber nicht nur für die kreative Freude an der gemeinsamen Forschungsarbeit, die kritische Hinterfragung und die beharrliche Vermittlung von ökologischem und physikalischem Verständnis, sondern vor allem für die viele Zeit, die er sich für mich genommen hat und nimmt, obwohl er davon selbst wenig hat.

In den ersten Jahren der Literaturrecherche, Laborversuche und Versuchsauswertung hat mir die motivierende Zusammenarbeit mit Francisco de los Santos Ramos und Helge Daebel sehr geholfen und gefallen. Insbesondere diesen Beiden sowie den KollegInnen und StudentInnen am Institut möchte ich ganz herzlich für die gute Zusammenarbeit und den Austausch danken. Die Interstitialforschung an der Universität Karlsruhe war in das interdisziplinäre DFG-Verbundprojekt „Ökosystemare Zusammenhänge im Hyporhithral eines Fließgewässers“ mit den Partner-Universitäten Kassel, Marburg und Darmstadt eingebunden. Bei allen Projektpartnern bedanke ich mich für die gemeinsame Forschungsarbeit sowie bei der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Förderung des Vorhabens.

Gerade die im Rahmen des Verbundprojektes durchgeführten Naturuntersuchungen erforderten mitunter eine spontane Zuarbeit durch die Werkstatt und Gerätetechnik des Institutes. Die zuverlässige und bereitschaftliche Unterstützung der technischen Bereiche und der Bibliothek hat mir in meiner Arbeit oft sehr geholfen und Spaß gemacht. Daher bedanke ich mich bei Ruth Petters-Raskob, Günther Kühn und Manfred Lösche stellvertretend für alle Mitarbeiter des Institutes für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik sehr herzlich.

Einen ganz besonderen Dank möchte ich an Eva und Boris Lehmann richten, die mich in der langen Schlußphase der Promotion unterstützt und angespornt haben.

Meinen Eltern, die mir alle Entfaltungsmöglichkeiten und -freiheiten sowie ihre Ausdauer mit auf den Weg gegeben haben, widme ich diese Arbeit. Der Rückhalt meiner Familie und ihr Vertrauen in mich sind meine wichtigsten Stützen.

Ohne meine Frau Diana hätte ich aber meine Doktorarbeit nicht zu Wege gebracht. Sie hat mich trotz ihrer eigenen fordernden Arbeit nach Kräften unterstützt, lachend aufgemuntert, wenn meine Ausdauer mal nicht mehr reichte und der Arbeit ihren Feinschliff verliehen. Diana gilt mein größter Dank für ihre liebe und fröhliche Geduld mit mir in diesen 5 Jahren.

Kurzfassung

Die vorliegende Arbeit beleuchtet die dynamischen Prozesse der permeablen Gewässersohle und des darunterliegenden Porenraumes (Interstitial). Die hydraulischen Transportprozesse und bio-chemischen Umsetzungsprozesse innerhalb des Lebensraumes Interstitial stehen in komplexer, noch weitgehend unbekannter Wechselwirkung zueinander.

Eine Zielsetzung der Arbeit ist die Erweiterung des Grundlagenwissens zu den dynamischen Prozessen der permeablen Gewässersohle als Basis für ökologisch begründete und ingenieurpraktische Beurteilungskriterien für Gewässerschutzkonzepte. Ausgehend von Arbeitshypothesen zum Einfluß der turbulenten Oberflächenströmung wurden am Institut für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik der Universität Karlsruhe umfangreiche Untersuchungen zu den kleinskaligen hydraulischen Austauschvorgängen zwischen der Gerinneströmung über rauhen permeablen Sohlen und der Bodenwasserströmung durchgeführt.

Die sohlennahen turbulenten Schwankungen und die Druckgradienten, die sich an Formwiderständen ausbilden, sind sowohl für schnelle kleinräumliche Austauschströmungen in den obersten Sedimentschichten als auch für die Dynamik der Deckschicht entscheidend.

Demzufolge wird der Einfluß der turbulenzinduzierten Druckschwankungen auf die Sohle auch in Bezug auf ingenieurpraktische wasserbauliche Fragestellungen im Zusammenhang mit der Sohlenstabilität und mit dem Bewegungsbeginn des einzelnen Kornes betrachtet. Die in der Ingenieurpraxis verwendeten auf stationär-gleichförmigen Bedingungen und den dimensionsanalytischen Überlegungen von Shields basierenden Schubspannungskonzepte, berücksichtigen als einzigen integralen Parameter zur Erfassung des Kraftangriffes auf das Einzelkorn explizit nur die mittlere Sohlenschubspannung. Bisher wird auch die räumliche Variabilität, wie z.B. der erhebliche Einfluß der Lagerungsbedingung eines Kornes auf dessen Bewegungsbeginn, nicht explizit berücksichtigt.

Weiterhin bleibt die Berücksichtigung der Schwankungsgrößen ausschließlich auf die Oberflächenströmung beschränkt und vernachlässigt die Ausbreitung der sohlennahen Druckoszillationen durch die permeable Sohle in den Porenraum. Die vorgestellten Untersuchungen zum Einfluß der turbulenten Oberflächenströmung auf die Gewässersohle zeigen jedoch, daß die getroffene Annahme unzutreffend ist, die Druckdifferenz zwischen Kornober- und Kornunterseite werde allein durch die Druckschwankungen an der Oberseite bestimmt. Die konsequente Berücksichtigung der Lagerungsbedingungen und der Druckverteilung an der Unterseite des in der Sohle eingebetteten Kornes führen demzufolge zu einer Erweiterung der Ansätze zur Sohlenstabilität bzw. von Sedimenttransportmodellen.

Im Folgenden wird ein kurzer Überblick über den Aufbau der Arbeit gegeben:

Kapitel 2 führt in die Grundlagen der Oberflächen- und der Bodenwasserströmung, sowie in den Kenntnisstand zur Interstitialforschung und zum Stofftransport und den bio-chemischen Reaktionen in Biofilmen ein. Die für die Untersuchungen und Analysen in den folgenden Kapiteln benötigten Gleichungen und Zusammenhänge werden zur Verfügung gestellt.

In Kapitel 3 werden die räumlichen und zeitlichen Skalen der hydraulischen Austauschvorgänge zwischen Oberflächen- und Bodenwasserströmung behandelt und Arbeitshypothesen für die Untersuchungen der kleinräumlichen Austauschprozesse abgeleitet. Die kleinskalige, räumlich-zeitliche Variabilität der sohlennahen Strömungen sowie der festen Grenzschicht (Sohle) zwischen Oberflächen- und Bodenwasserströmung ist Gegenstand der in Kapitel 4 besprochenen Ableitung von Stabilitätsansätzen für die Gewässersohle.

Die vor dem Hintergrund dimensionsanalytischer Überlegungen (Kapitel 5) durchgeführten physikalischen und numerischen Untersuchungen sind in Kapitel 6 zusammengefaßt.

In Kapitel 7 werden die Versuchsdaten zu den kleinräumigen Austauschprozessen analysiert. Die in Kapitel 4 vorgestellten Ansätze zur Berechnung des Bewegungsbeginnes (Destabilisierung der Sohle) werden durch die in Kapitel 7 dargestellten Untersuchungsergebnisse zum Einfluß der Oberflächenströmung auf die Gewässersohle bzw. durch die hieraus ableitbaren Erkenntnisse zum Kraftangriff erweitert. Die Zusammenführung der experimentellen Ergebnisse mit bestehenden Stabilitätsansätzen ermöglicht für geometrisch und hydraulisch vereinfachte Randbedingungen eine geschlossene analytische Lösung für den Bewegungsbeginn von Sedimenten, welche in Kapitel 8 vorgestellt wird.

Die darauf aufbauende numerische Berechnung des Bewegungsbeginnes von Kugeln mit unterschiedlichen Lagerungsbedingungen wird den experimentellen Ergebnissen von aus der Literatur bekannten Untersuchungen gegenübergestellt und für variierende Randbedingungen überprüft. Dabei stellt das Prozeßverständnis für den geometrisch und hydraulisch einfachsten Fall den Schlüssel für die Berechnung der praxisnahen Fragestellungen und auch für hochkomplexe Anforderungen 3D-instationärer Fragestellungen dar. Die detaillierte Kenntnis des komplexen Zusammenspiels aller in dem dimensionslosen Shields-Parameter implizit enthaltenen Einzelparameter ermöglicht erst die physikalisch plausible Modellierung der einfachen Fragestellungen aber auch der Sonderfälle.

Weiterführende Überlegungen zu den Anwendungsmöglichkeiten der analytischen Lösung für den Bewegungsbeginn enthält das Kapitel 9.

In Kapitel 10 werden die Untersuchungen zum Einfluß der Oberflächenströmung auf die permeable Gewässersohle und das Interstitial sowie die Bedeutung der entwickelten Ansätze zum hydraulischen Austausch und zur Sohlenstabilität zusammenfassend dargestellt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	7
2.1	Oberflächenströmung	8
2.1.1	Schubspannungsverteilung	11
2.1.2	Geschwindigkeitsverteilung	13
2.1.3	Turbulenzcharakteristika	22
2.1.4	Erweitertes Geschwindigkeitsverteilungskonzept	23
2.1.5	Konzept zur Berücksichtigung der räumlichen Variabilität	29
2.1.6	Übergang zur Bodenwasserströmung	31
2.2	Bodenwasserströmung	35
2.3	Das Hyporheische Interstitial	40
2.3.1	Das Ökoton-Konzept	40
2.3.2	Die Bedeutung der hydraulischen Austauschvorgänge für das Habitat Interstitial	41
2.3.3	Vertikale Zonierung des Interstitials	43
2.4	Stofftransport- und Stoffumsetzungsprozesse	46
2.4.1	Stofftransport in Biofilmen	47
2.4.2	Modellierungsansätze	54
2.4.3	Stoffwechseluntersuchungen im Interstitial	58
3	Skalenbetrachtung hydraulischer Austauschprozesse	62
3.1	Darstellung der hydraulischen Austauschprozesse	64
3.1.1	Makroskalige Austauschprozesse	65
3.1.2	Mesoskalige Austauschprozesse	66
3.1.3	Mikroskalige Austauschprozesse	68
3.2	Anthropogene Beeinflussung der Austauschprozesse	73
3.3	Arbeitshypothesen	80

4	Ansätze zur Stabilität von Gewässersohlen	82
4.1	Schubspannungsansätze	83
4.2	Berücksichtigung der räumlich-zeitlichen Variabilität	90
4.2.1	Kurzzeitig wirksame Kraftanteile aus Druckschwankungen	97
4.2.2	Zeitlich mittlere Kraftanteile in Abhängigkeit von der Lagerung	113
4.3	Ansätze mit Berücksichtigung der räumlich-zeitlichen Variabilität	120
5	Kennzahlen	129
6	Experimentelle Untersuchungen	134
6.1	Tiefenorientierte Untersuchungen der kleinskaligen Austauschprozesse	134
6.1.1	Austauschmuster ebener Sohlen	134
6.1.2	Austausch am Systemwiderstand	138
6.1.3	Austausch am Formwiderstand	140
6.1.4	Numerische Simulation	144
6.2	Untersuchung zur Eindringtiefe der turbulenten Schwankungsströmungen	150
6.2.1	Untersuchungen zum Prozeßverständnis	150
6.2.2	Quantitative Analyse	154
7	Datenanalyse zum hydraulischen Austausch	160
7.1	Zeitlich mittlere Austauschströmungen	162
7.1.1	Formwiderstand	164
7.1.2	Oberflächenwiderstand	166
7.1.3	Übertragbarkeit auf realistische Strömungssituationen.....	168
7.2	Transportprozesse infolge turbulenter Druckschwankungen	169
7.2.1	Fortsetzung der Druckschwankungen in die permeable Sohle	171
7.2.2	Betrachtung der Druckschwankungs-Frequenz	176
7.3	Zusammenfassung der Ergebnisse	179

8	Datenanalyse zum Bewegungsbeginn von Sohlenelementen	184
8.1	Randbedingungen für den Kräfteansatz	185
8.2	Bildung des Kräftegleichgewichtes	191
8.2.1	Berechnung der turbulenzinduzierten Liftkraft	194
8.3	Numerische Berechnung des Bewegungsbeginnes	200
8.3.1	Bedeutung der Lagerungsbedingung	200
8.3.2	Abhängigkeit von der Korn-Reynoldszahl Re^*	207
8.4	Übertragbarkeit auf realistische Strömungssituationen	219
9	Weiterführende Überlegungen zum Sedimenttransport	227
9.1	Erweiterung der Erkenntnisse über den Bewegungsbeginn	227
9.2	Anwendung der analytischen Lösung und Forschungsbedarf	232
9.2.1	Weiterentwicklung der Sedimenttransportmodellierung	232
9.2.2	Forschungsbedarf	235
10	Zusammenfassung	239

Abbildungsverzeichnis

Abb. 2.1	Laminare und turbulente Geschwindigkeitsverteilung.....	9
Abb. 2.2	Mittelwert und Schwankungsanteil der Geschwindigkeiten.....	10
Abb. 2.3	Schubspannungsverteilung turbulenter Gerinneströmung.....	12
Abb. 2.4	Widerstandsverhalten homogener Rauheiten als Funktion von $\log Re^*$	15
Abb. 2.5	Vergleich des Widerstandsverhaltens homogener und technisch rauher Sohlen	16
Abb. 2.6	Übergang zwischen dem linearen und dem logarithmischen Bereich.....	18
Abb. 2.7	Geschwindigkeitsverteilung im Übergang zum äußeren Bereich.....	20
Abb. 2.8	Der Widerstandsbeiwert als Funktion der relativen Überdeckung.....	21
Abb. 2.9	Änderung der Steigung bei kleinen relativen Überdeckungen.....	21
Abb. 2.10	Lage des Wandbereiches z_W und des Bezugshorizontes.....	24
Abb. 2.11	Dimensionslose turbulente Schubspannung als Funktion der relativen Tiefe..	25
Abb. 2.12	Der Dämpfungsfaktor c_R als Funktion der relativen Überdeckung.....	26
Abb. 2.13	a) Verteilung der Geschwindigkeit und b) der statistischen Momente u_{rms}/u^* , S und F.....	28
Abb. 2.14	Verteilung der Geschwindigkeit und der Schubspannung im Übergangsbereich.....	32
Abb. 2.15	Einführung des Kontinuumsmodelles und der Mittelungstechnik.....	36
Abb. 2.16	Querschnitt durch die Fließgewässerbereiche.....	40
Abb. 2.17	Drei-Schichten-Konzept an einer morphologischen Struktur.....	45
Abb. 2.18	Idealisierte Modellvorstellung eines Biofilmabschnittes.....	50
Abb. 2.19	Ausschnitt aus einem Biofilmreaktor.....	51
Abb. 2.20	Transportmechanismen in Filtern.....	52
Abb. 2.21	Transportprozesse im Biofilm.....	55

Abb. 3.1	Übersicht über die hydraulischen Austauschprozesse verschiedener Skalen... 64
Abb. 3.2	Austauschströmungen infolge großräumlicher Gradienten..... 65
Abb. 3.3	Stromlinien und Fließdauern bei exemplarischen morphologischen Strukturen..... 67
Abb. 3.4	Laterale Austauschströmungen..... 68
Abb. 3.5	a) Instationäre Druckstörungen b) Quasi-stationäre Druckgradienten..... 70
Abb. 3.6	Komplexe Austauschströmungsmuster an einem Wehr..... 75
Abb. 4.1	Ansatz der angreifenden Kräfte auf ein einzelnes Korn..... 83
Abb. 4.2	Widerstandsbeiwert als Funktion von Re für Kugeln und Scheiben..... 84
Abb. 4.3	Shields-Diagramm mit Ausgleichskurve nach Rouse (1938) 87
Abb. 4.4	Gegenüberstellung von Shields- und Nikuradsekurve..... 88
Abb. 4.5	Dynamischer Liftbeiwert als Funktion von Re^* 91
Abb. 4.6	Ansatz der Kräfte in die Richtungen parallel und senkrecht zur Sohle..... 92
Abb. 4.7	Der Einfluß der Kohäsionswirkungen im Bereich feiner Körner..... 93
Abb. 4.8	Schematische Darstellung von τ_0 und u_{rms}/u^* bei Riffeln..... 95
Abb. 4.9	Makroskalige Wirbelstrukturen in Gerinneströmungen..... 97
Abb. 4.10	Modellvorstellung eines „Bursting“-Vorganges..... 98
Abb. 4.11	a) Geschwindigkeits- b) Druck- c) Schubspannungsverlauf..... 99
Abb. 4.12	Strömungsmuster an der Wand infolge kohärenter turbulenter Strukturen... 101
Abb. 4.13	Schematische Darstellung der Druckmessungen..... 101
Abb. 4.14	Wirbelablösungen an Zylinder und Kugel..... 103
Abb. 4.15	Scherschicht-Klassifizierung..... 104
Abb. 4.16	Die Strouhalzahl als Funktion der Reynoldszahl..... 105
Abb. 4.17	Schematische Darstellung der Ablösungen an einer Halbkugel..... 106
Abb. 4.18	Maxima der Turbulenzintensität bei 3 unterschiedlichen Rauheiten und daraus abgeleitetes Verhältnis von Lift zu Schub als Funktion der Rauheit.. 109

Abb. 4.19	Verhältnis von Lift- zu Schubkraft als Fkt. von k_s^+ bzw. E.....	110
Abb. 4.20	Die Turbulenzintensität u_{rms}/u^* als Funktion der relativen Überdeckung h/k	111
Abb. 4.21	$p_{rms}/\tau_0 = f(Re_\delta)$	112
Abb. 4.22	Das Verhältnis von Lift- zu Schubkraft als Funktion von Re^*	114
Abb. 4.23	Das Verhältnis von Lift zu Schub als Funktion der Exposition.....	114
Abb. 4.24	Widerstands- und Auftriebsbeiwert als Funktion der Reynoldszahl.....	118
Abb. 4.25	Die Beiwerte c_D (*) und c_L (°) als Funktion der Reynoldszahl.....	119
Abb. 4.26	Mittlere kritische Schubspannung und effektive Schubspannung.....	121
Abb. 4.27	Ebenes Tetraedermodell in Drauf- und Seitenansicht (oben) und Zusammenhang zwischen Lagerungswinkel und Exposition.....	123
Abb. 4.28	Verteilungsfunktionen für den Strömungsangriff und –widerstand.....	126
Abb. 5.1	Räumliche Zuordnung der Kennzahlen im Übergangsbereich der Sohle.....	129
Abb. 6.1	Versuchsaufbau Experimente z. hydr. Austausch; Seitenansicht Kipprinne.	135
Abb. 6.2	Detail Färbemittelzugabe; Seitenansicht.....	135
Abb. 6.3	Draufsicht auf die Rinnensohle.....	136
Abb. 6.4	Austauschströmung zwischen Oberflächen- und Bodenwasser; Seitenansicht.....	138
Abb. 6.5	Austauschströmung an einer Querstruktur (als Systemwiderstand wirksam)	139
Abb. 6.6	a) Formwiderstand ($h/D = 2$) b) Systemwiderstand ($h/D = 1$)	140
Abb. 6.7	Das quasi-stationäre dreidimensionale Austauschmuster am Formwiderstand.....	141
Abb. 6.8	Die dimensionslose Anströmgeschwindigkeit als Fkt. der rel. Überdeckung	143
Abb. 6.9	Num. Simulation- Längsschnitte in d. Mittelachse unter Formwiderständen	145
Abb. 6.10	Permeabilität von Filtermaterialien als Funktion von Re_f	147
Abb. 6.11a	Versuchsstand zur Untersuchung der turbulenzinduzierten Strömungen.....	151

Abb. 6.11b	Details Meßstrecke.....	151
Abb. 6.12	Eingefärbte Strömung zw. 2 Meßpunkten; Seitenansicht durch Glaswände.	153
Abb. 6.13	Versuchsrinne an der Bundesanstalt für Wasserbau, Seitenansicht.....	155
Abb. 6.14	Meßraster im Porenraum, Seitenansicht.....	157
Abb. 6.15	Einbringung der Druckmessdosen und der optischen Sonden in den Porenraum.....	157
Abb. 6.16	Bendoskope mit Lichtzuleitung.....	158
Abb. 6.17	Korrespondierende Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen in einer Pore	159
Abb. 6.18	Abnahme der Turbulenzintensitäten mit zunehmender Sedimenttiefe.....	159
Abb. 7.1	Schematische Darstellung einer Druckstörung an der Sohle.....	160
Abb. 7.2	Die dimensionslose Austauschtiefe E_d/L_w als Fkt. des hydraulischen Gradienten I_p/I_g	165
Abb. 7.3	Austauschmuster von drei überströmten Sohlen unterschiedlicher Rauheit..	167
Abb. 7.4	Vertikale Flüssigkeitsbewegung und Druckgradient.....	170
Abb. 7.5	Druckschwankungen in drei Sedimenttiefen als Funktion der Zeit.....	171
Abb. 7.6	Ausbreitung einer Druckschwankungswelle in die Sohle.....	172
Abb. 7.7	Die Dämpfung der Druckschwankungen über die Tiefe in dimensionsloser Form.....	175
Abb. 7.8	Wirbelablösungen hinter exponiertem Korn – 10 aufeinanderfolgende Bilder.....	176
Abb. 7.9	Konzeptionelle Darstellung der Austauschprozesse im obersten Interstitial.	181
Abb. 8.1	Fr^*_{crit} als Funktion der Exposition E.....	184
Abb. 8.2	Lagerungsbedingung nach Fenton und Abbott (1977) und Coleman (1967)..	185
Abb. 8.3	Lagerungsbedingung nach Wu et al. (2003)	187
Abb. 8.4	Ansatz der Druckverteilung $p(z)$ in Abhängigkeit der Exposition E.....	195
Abb. 8.5	Momentanes Strömungsfeld aus Messungen von Nelson et al. (2001).....	196

Abb. 8.6	Schematische Darstellung der Integration der Druckverteilung für $E = 0,7..$	197
Abb. 8.7	Fr^*_{crit} als Funktion der Exposition E	201
Abb. 8.8	Das Kräfteverhältnis F_L/F_D als Funktion der Exposition E	204
Abb. 8.9	Dimensionslose Geschwindigkeit $\bar{u}_{0,5}/\bar{u}^*$ als Funktion von Re^*	209
Abb. 8.10	Fr^*_{crit} als Funktion v. Re^* aus Messungen v. Coleman/Fenton u. Abbott.....	209
Abb. 8.11	Die Beiwerte c_L und c_D in Abhängigkeit von Re^* nach Daten von Coleman	210
Abb. 8.12	Verschiedene Ansätze für die Geschwindigkeitsverteilung als Fkt. von $z+..$	212
Abb. 8.13	Dimensionslose Geschwindigkeit \bar{u}_a/\bar{u}^* als Funktion von Re	215
Abb. 8.14	Der kritische Shields-Parameter Fr^*_{crit} als Funktion von Re^*	217
Abb. 8.15	Kornanteile in Klassen als Funktion der Exposition und Laser-Scan- Aufnahmen von kiesiger und feinkörniger Sohle.....	221
Abb. 8.16	Definitionsskizze d. einwirkenden Kräfte auf ein Korn mit Sohlenneigung..	223
Abb. 8.17	Einfluß der Neigung auf Fr^*_{crit}	224
Abb. 8.18	Einfluß der relativen Überdeckung h/z_R auf Fr^*_{crit}	225
Abb. 8.19	Einfluß der relativen Überdeckung h/d ($= h/k_s$) auf Fr^*_{crit}	226
Abb. 8.20	Kombinierter Einfluß von relat. Überdeckung u. Sohlenneigung auf Fr^*_{crit} ..	226

Tabellenverzeichnis

Tabelle 3.1	Skalentypisierung der hydraulischen Austauschvorgänge.....	72
Tabelle 4.1	Übersicht zu Untersuchungen der Krafteinwirkungen auf Sohlenelemente..	117
Tabelle 6.1	Hydraulische Randbedingungen der Versuchsreihen in der kleinen Versuchsrinne.....	156
Tabelle 6.2	Hydraulische Randbedingungen der Versuchsreihe in der größeren Versuchsrinne.....	156

Parameterdefinition

D_{50}	[cm]	mittlerer Korndurchmesser
D	[cm]	Korndurchmesser
E	[-]	Exposition
E_d	[cm]	Austauschtiefe
f	[1/s]	Frequenz
h	[cm]	Wassertiefe
H	[mm H ₂ O]	Wellenamplitude
I_g	[-]	großräumlicher hydraulischer Gradient / Gefälle
I_p	[-]	Prozeßgradient
k	[1/cm]	Wellenzahl
k_g	[cm]	Rauheitshöhe
k_s	[cm]	äquivalente Sandrauheit
L_w	[cm]	Wellenlänge
L_d	[cm]	dominante Wellenlänge
p	[mm H ₂ O]	Druck
p_{rms}	[mm H ₂ O]	Standardabweichung der Druckschwankungen $p_{rms} = (\overline{p'^2})^{0.5}$
u_*	[m/s]	Schubspannungsgeschwindigkeit
\bar{u}_a	[m/s]	Anströmgeschwindigkeit
\bar{u}	[m/s]	mittlere Geschwindigkeit
z'	[-]	dimensionslose Sedimenttiefe $z' = z / k_s$
Fr	[-]	Froude-Zahl $Fr = \bar{u} / (g \cdot h)^{0.5}$
Re	[-]	Reynolds-Zahl $Re = (\bar{u} \cdot h) / \nu$
Re_*	[-]	Kornreynolds-Zahl $Re_* = (u_* \cdot k_s) / \nu$
Sr	[-]	Strouhal-Zahl $Sr = f \cdot D / u_a$

1 Einleitung

Die physikalischen Randbedingungen für die Prozesse der permeablen Gewässersohle und des darunterliegenden Porenraumes (Interstitial) werden durch die Gestalt des Gewässerbettes und durch die Hydrodynamik des Fließgewässers entscheidend bestimmt. Diese physikalischen Faktoren regulieren maßgeblich die hydraulischen Austauschprozesse zwischen der Oberflächenströmung und der Bodenwasserströmung des Interstitials, das den vom Oberflächenwasser durchströmten Bereich des Porenraumes bildet. Die hydraulischen Transportprozesse und bio-chemischen Umsetzungsprozesse innerhalb des Lebensraumes Interstitial stehen in komplexer, noch weitgehend unbekannter Wechselwirkung zueinander. Der Erweiterung des Prozeßverständnisses zum hydraulischen Austausch wird ökologisch eine regulative Schlüsselfunktion zugeschrieben (Boulton 1993, Valett et al. 1993), da dem Interstitial, mit seinen komplexen hydraulisch-biologischen Wirkzusammenhängen, für das empfindliche Ökosystem Fließgewässer erhebliche Bedeutung im Hinblick auf die Reinigungswirkung der Stoffwechselprozesse sowie als vielfältiges Habitat von Organismen (z.B. Larvalstadien von Fischen, Muscheln, Makrozoobenthos) zukommt.

Der Forschungsbedarf auf diesem Gebiet ergibt sich auch aus der geforderten Umsetzung der EU-Wasserrahmenrichtlinie, die für Binnengewässer integrativ die Kopplung von ufer- und sohlennahen Grundwasserzonen definiert (Europäische Union 1998). Mit dem Ziel der Erweiterung des Grundlagenwissens als Basis für ökologisch begründete und ingenieurpraktische Beurteilungskriterien für Gewässerschutzkonzepte (Bohle et al. 1998) widmete sich Mitte der Neunziger Jahre eine aus natur- und ingenieurwissenschaftlichen Disziplinen zusammengesetzte DFG-Arbeitsgruppe dem Thema „Ökosystemare Zusammenhänge im Hyporithral anthropogen belasteter Fließgewässer“. In Zusammenarbeit mit der technischen Universität Darmstadt (Wasserbau), der Gesamthochschule Kassel (Siedlungswasserwirtschaft) und der Universität Marburg (Limnische Zoologie, Mikrobiologie) wurden in diesem Rahmen am Institut für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik der Universität Karlsruhe Untersuchungen zu den hydraulischen Austauschvorgängen zwischen Interstitial und fließender Welle durchgeführt.

Hierzu wurden im Theodor-Rehbock-Laboratorium der Universität Karlsruhe insbesondere die kleinskaligen sohlennahen Austauschvorgänge zwischen der Gerinneströmung über rauhen permeablen Sohlen und der Bodenwasserströmung untersucht und mit dem Ziel der Übertragbarkeit auf Naturbedingungen in das Gesamtkonzept der Arbeitsgruppe integriert, das auch die größeren räumlichen Skalen umfasst. Aus den Naturuntersuchungen an einer

exemplarischen Gumpen-Querbank-Sequenz an der Lahn geht hervor, daß der obersten Schicht des Hyporheals die maßgebliche ökologische Bedeutung im Hinblick auf den Metabolismus (Fischer et al. 2005) und die Organismenbesiedlung (Althoos et al. 2005) beizumessen ist. Die hydraulischen (Lenk 2000, Saenger und Zanke 2005) und stofflichen (Fischer et al. 2005, Ingendahl 2005) in situ - Messungen weisen übereinstimmend die höchsten Konzentrationen an der Gewässersohle und steile Gradienten in den oberen Horizonten auf, die aus ökologischer Sicht auf eine Flaschenhalsfunktion der obersten Interstitialschicht schließen lassen (Borchardt und Fischer 1999).

Den kleinskaligen hydraulischen Austauschvorgängen in der sohlennahen Schicht, die aufgrund der begrenzten räumlichen Auflösung im Rahmen der in situ – Messungen nicht erfaßt werden konnten, kommt damit die Schlüsselfunktion für die komplexen Wechselwirkungen zwischen Abiotik und Biotik des hyporheischen Interstitials zu. Aus den im Naturmaßstab gewonnenen Erkenntnissen ergibt sich der weitere Forschungsbedarf zu tiefenorientierten Untersuchungen im Labormaßstab mit räumlich-zeitlich höherer Auflösung der hydraulischen Randbedingungen und der Austauschprozesse im obersten Interstitialbereich. Ausgehend von dem von Lenk (2000) formulierten tiefenorientierten Dreischichtenmodell für die in der Natur untersuchten Strukturen können die Erkenntnisse aus den Laboruntersuchungen integriert werden.

Nach Lenk (2000) kann ein gut durchströmtes Interstitial als effizienter Festbettreaktor angesehen werden, entsprechend einem mineralisch und biologisch aufgebautem Durchfluß-Filter, an den bio-chemische Umsetzungsprozesse des Durchflußmediums (Interstitialwasser) und der Filterstoffe (Sediment, Organismen) gekoppelt sind. Die Wirkung als Festbettreaktor mit einer erheblichen Selbstreinigungskraft für das Ökosystem Fließgewässer trifft insbesondere auf die oberste Schicht des Interstitials zu, die von sauerstoffreichem Oberflächenwasser intensiv durchströmt wird und in dessen Biofilmen die Organismen angesiedelt sind, die annähernd den Gesamtumsatz an Stoffen im Interstitial leisten (Lenk 2000). In den obersten Horizonten der Gewässersohle wird der Transport von sauerstoff- und nährstoffreichem Oberflächenwasser entscheidend durch einen formwiderstandsbedingten kleinräumlichen Austauschprozeß geprägt und zusätzlich durch turbulenzinduzierte Schwankungsbewegungen der Flüssigkeit im Bereich des sohlennahen Biofilms überlagert. Als hydraulische Randbedingung, die Einfluß auf die Ausbildung von Gradienten zwischen nährstoffreichem und -armem Porenwasser hat, ist dieser Transportmechanismus insbesondere an den Grenzbereichen zwischen einströmendem Oberflächenwasser und Porenwasser zu beachten. Wenn auch kein signifikanter Nettotransport durch diese

Oszillation zu erwarten ist, so kann dieser kleinräumige Transport von Flüssigkeit und Nährstoffen eine Bedeutung für den Stofftransport zu den Biofilmen in der obersten Schicht des Interstitiales sowie als Randbedingung für Organismen in diesem Lebensraum haben. Dabei steht aufgrund der großen Bedeutung der höchsten Stoffwechselaktivität in der obersten Interstitialschicht (Pusch 1996), der Stofftransport zu den Biofilmen im Vordergrund, der generell durch stoffliche Gradienten angetrieben ist. Die bio-chemischen Reaktionen innerhalb der Biofilme hängen von den Stofftransporten ab (Borchardt und Wolf 1993). Die Bedeutung turbulenter Dispersionsmechanismen für den Stofftransport zu Biofilmen ist auch Gegenstand der Forschung im Bereich der Siedlungswasserwirtschaft (Dohmann und Fruhen 1994, Tschui und Boller 1997).

Vor diesem Hintergrund war die Erweiterung des Prozeßverständnisses der kleinskaligen hydraulischen Strömungsvorgänge insbesondere im Zusammenhang mit der durch die Oberflächenströmung aufgeprägten Oszillation in Sohlennähe eine Zielsetzung der prozeß- und tiefenorientierten Untersuchungen in Karlsruhe. Die Erkenntnisse aus den physikalischen und numerischen Untersuchungen können unter Beachtung der hydraulischen und geometrischen Randbedingungen in das bestehende Drei-Schichtenmodell zum hydraulischen Austausch zwischen Oberflächen- und Bodenwasserströmung integriert werden.

Darüberhinaus wird die turbulenzinduzierte Oszillation beziehungsweise der Einfluß der Instationarität der turbulenten Gerinneströmung auf die Sohle in Bezug auf ingenieurpraktische wasserbauliche Fragestellungen im Zusammenhang mit der Sohlenstabilität und des Bewegungsbeginnes des einzelnen Kornes betrachtet. In der Ingenieurpraxis findet die Abschätzung nach Shields (1936) bei der Bewertung der Stabilität von Gewässersohlen verbreitete Anwendung. Dieses, auf stationär-gleichförmigen Bedingungen basierende Schubspannungskonzept, berücksichtigt als einzigen integralen Parameter zur Erfassung des Kraftangriffes auf das Einzelkorn explizit nur die mittlere Sohlenschubspannung. Die Schwankungsgrößen der turbulenten Gerinneströmung können bestenfalls implizit bei einer engen Korrelation mit der mittleren Sohlenschubspannung erfasst werden. Darauf aufbauende Ansätze versuchen weitere Parameter (Sieblinie, Exposition, relative Überdeckung, Kornform, Lagerungsdichte usw.) durch empirische Erweiterungen, z.B. in sogenannten „hiding and exposure-functions“ zu berücksichtigen.

Für stationäre gleichförmige Strömungssituationen ist die Sohlenschubspannung die einzige externe Spannung, die auf die Strömungen wirkt. Diese Spannung bestimmt die Größe der bei Wirbelbewegung auf die Sohle wirkenden Druckschwankungen in der Gerinneströmung, wenn keine räumlich-/zeitlichen Beschleunigungen auf größerer Skala auftreten (Blake 1970).

Widerfahren jedoch der Strömung zeitliche oder räumliche Beschleunigungen, so wird für stationäre und gleichförmige Strömungen die sohlennahe Turbulenzstruktur und die mittlere Sohlenschubspannung und damit die Mobilität der Sohle verändert. Die für die Krafteinwirkungen an einem Korn maßgebende sohlennahe Verteilung der Turbulenzcharakteristika kann also bei gleicher Schubspannungsintensität in instationären oder ungleichförmigen Strömungen unterschiedlich sein und erfordert daher ein erweitertes Schubspannungskonzept. Die Kenntnis der Zusammenhänge zwischen der sohlennahen Turbulenzstruktur und den Destabilisierungsvorgängen ist damit Voraussetzung für die Bewertung von Situationen, die die Bedingungen stationärer gleichförmiger Strömung nicht erfüllen, also von nahezu allen realistischen Strömungssituationen.

Die Erweiterung des physikalischen Verständnisses der Krafteinwirkungen an einem Korn muß zunächst die kleinräumlichen und kurzzeitigen Variabilitäten der sohlennahen Strömung berücksichtigen. Dann kann entsprechend der unterschiedlichen Strömungsverhältnisse, z.B. (In-)/Stationarität oder (Un-)/Gleichförmigkeit, die jeweils zutreffende sohlennahe Turbulenzcharakteristik für die Stabilitätsanalyse zugrundegelegt werden. Auf dieser Grundlage kann ausgehend von den dimensionsanalytischen Betrachtungen von Shields die Streubreite der vielen widersprüchlichen Untersuchungsergebnisse den jeweiligen räumlich und zeitlich variierenden Randbedingungen für das Sohlenstabilitätsproblem besser zugeordnet werden. Während in der Vergangenheit die Einschätzung der Sohlenstabilität anhand des Shields-Diagrammes auf der sicheren Seite liegend häufig ausreichend war, wird bei räumlich-zeitlich komplexeren Fragestellungen zunehmend gefordert mit prognostischen Modellen Aussagen für spezifische Randbedingungen zu treffen. Dies kann für instationäre oder ungleichförmige Strömungen nur unter Berücksichtigung der variierenden Turbulenzcharakteristika bzw. der räumlichen Variabilitäten zu brauchbaren Vorhersagen führen.

Neben zahlreichen in ihrer Anwendungsbreite begrenzten empirischen Ansätzen zum Sedimenttransport existieren verschiedene Ansätze (z.B. Zanke 2001, Raudkivi 1982, Coleman 1967, Einstein 1950) die Instationarität der einwirkenden Kräfte auf die Sohlenoberfläche analytisch abzubilden, indem für die ungünstigste Krafteinwirkung alle Kraftkomponenten explizit und in Superposition berücksichtigt werden. Bislang wird jedoch die räumliche Variabilität wie z.B. der erhebliche Einfluß der Exposition eines Kornes auf dessen Bewegungsbeginn (Fenton und Abbott 1977) nicht explizit berücksichtigt. Die meisten bekannten Transportfunktionen sind empirischer oder probabilistischer Natur und bilden die Korndurchmesser und Lagerungsbedingungen durch Mittelwerte bzw. „hiding and exposure“-Korrekturen bei fraktionierten Transportmodellen ab.

Weiterhin bleibt die Berücksichtigung der Schwankungsgrößen ausschließlich auf die Oberflächenströmung beschränkt und vernachlässigt die Ausbreitung der sohlennahen Druckoszillationen durch die permeable Sohle in den Porenraum. Untersuchungen zum Einfluß der turbulenten Oberflächenströmung auf die Gewässersohle zeigen jedoch, daß die getroffene Annahme unzutreffend ist, die Druckdifferenz zwischen Kornober- und Kornunterseite werde allein durch die Druckschwankungen an der Oberseite bestimmt (Vollmer et al. 2002, 2005).

Die vorgestellten Untersuchungen mit expliziter Berücksichtigung der Druckverteilung an der Unterseite des in der Sohle eingebetteten Kornes führen demzufolge zu einer Erweiterung der oben genannten Ansätze.

Der Bewegungsbeginn kann durch statistische Werte für die zeitliche Variabilität des Strömungsangriffes, z.B. die Standardabweichung oder den Maximalwert einer hydraulischen Schwankungsgröße (Schwankung der Sohlenschubspannung, Geschwindigkeits- oder Druckschwankung) oder auch durch die Einbeziehung der vollständigen Verteilungskurve, abgeschätzt werden. Der Strömungsangriff und seine Schwankungsgröße sind jedoch von dem Maße abhängig mit dem das betrachtete Sohlenelement dem Strömungsangriff ausgesetzt ist. Es ist daher nicht möglich die völlig heterogenen natürlichen Sohlenstrukturen durch die Wahl einer einzigen repräsentativen Lagerungsbedingung (dem Mittelwert der Lagerungswinkel bzw. der Exposition) abzubilden.

Durch die Fortschritte bei der videometrischen bzw. fotografischen Auswertung von Sohlaufnahmen oder Laserscan-Verfahren können inzwischen Sohlenbereiche detailliert („discrete particle modelling“ McEwan und Heald 2001) oder statistisch durch die vollständige Verteilungskurve oder Standardabweichung von Sohlerhebungen und Lagerungsbedingungen erfaßt und beschrieben werden (Aberle 2000).

Die Einbeziehung sowohl der Verteilungskurven zum Strömungsangriff als auch des Strömungswiderstandes entsprechen dem Ansatz von Grass (1970) zur Bestimmung des Bewegungsbeginnes und des Sedimenttransportes.

Die geforderte Genauigkeit der Transportberechnungen bestimmt in Abhängigkeit von der jeweiligen Fragestellung inwiefern die beiden Verteilungsfunktionen diskretisiert werden müssen oder durch Hilfwerte abgebildet werden können. Die Verknüpfung des hier vorgestellten erweiterten physikalischen Prozeßverständnisses mit den verfügbaren Möglichkeiten der Meßtechnik und Datenauswertung schafft die Voraussetzung für eine analytische Berechnung des Bewegungsbeginnes mit erheblich schärferen Vorhersagen von Sedimenttransportmodellen.

2 Grundlagen

Die physikalische Grundlage bei der Betrachtung der dynamischen Wechselbeziehungen von Oberflächen- und Bodenwasserströmung liefern die Kontinuitätsgleichung und die Impulsgleichung, welche auf die **Bewegungsgleichungen der Fluidmechanik** führen.

$$\sum F_i = F = m \cdot a \quad (2.1; \text{Impulsbilanz, Newton})$$

$$dm/dt = 0 \quad (2.2; \text{Massenerhaltung, Kontinuität})$$

Der Formulierung der **Newtonschen Impulsgleichung** als „Kraft (F) gleich Masse (m) mal Beschleunigung (a)“ entspricht die Impulsgleichung für ein Fluidelement der Masse Δm , woraus sich die **Eulersche Betrachtungsweise** der Bewegung eines Fluidelementes mit der Geschwindigkeit u ergibt. Die am Fluidelement angreifenden äußeren Kräfte ($\sum F_i$) sind die Schwerkraft und die Spannungskraft, welche sich in Normal- und Tangentialkräfte aufteilt.

Die resultierende Kraft ΔF enthält je nach Strömungszustand Anteile aus der Schwerkraft $\Delta F_B = \Delta m \cdot g$ (mit $g = \text{Erdbeschleunigung}$), Druckkraft ΔF_P , und Reibungskraft ΔF_Z , welche nach Zähigkeitskraft ΔF_Z und turbulenter (Schein-)Zähigkeit ΔF_T unterschieden werden kann. ΔF_P entspricht der durch Abspalten des (mittleren statischen) Druckes aus dem gesamten Spannungszustand gewonnenen Druckkraft.

Damit schreibt sich die Impulsgleichung für das Fluidelement in differentieller Form als:

$$\Delta F_B + \Delta F_P + \Delta F_Z + \Delta F_T = \Delta F = \Delta m \cdot a = \Delta m \cdot du/dt \quad (2.3; \text{Impulsgleichung})$$

Bei Abwesenheit von Reibungskräften, die Anteile aus Zähigkeit und Turbulenz enthalten, $\Delta F_Z + \Delta F_T = \Delta F_R$, handelt es sich um eine reibungslose Strömung, die in Verbindung mit der Kontinuitätsgleichung durch die **Eulersche Bewegungsgleichung** beschrieben wird:

$$\Delta F_B + \Delta F_P = \Delta m \cdot du/dt \quad (2.4; \text{Reibungslos, Euler})$$

Eine zähigkeitsbehaftete laminare Strömung wird durch die Kontinuitätsgleichung und die **Navier-Stokessche Bewegungsgleichung** beschrieben:

$$\Delta F_B + \Delta F_P + \Delta F_Z = \Delta m \cdot du/dt \quad (2.5; \text{Laminar, Navier/Stokes})$$

Die Zähigkeitskraft ΔF_Z ist bei realen Fluiden der Viskosität ν des Fluids proportional. Bei sehr kleinen Trägheitskräften ($du/dt = 0$) spricht man von schleichender Strömung.

Eine zähigkeitsbehaftete turbulente Strömung wird durch die **Reynoldsche Bewegungsgleichung** in Verbindung mit der Kontinuitätsgleichung erfaßt:

$$\Delta \bar{F}_B + \Delta \bar{F}_P + \Delta \bar{F}_Z + \Delta \bar{F}_T = \Delta m \cdot d\bar{u}/dt \quad (2.6; \text{Turbulent, Reynolds})$$

Mit dem Reynoldsschen Vorschlag der zeitlichen Mittelung (Querbalken als Symbol für zeitlich gemittelte Werte) von Geschwindigkeit und Druck wird die Turbulenzkraft ΔF_T dem Wesen nach als (negative) Trägheitskraft der turbulenten Schwankungsbewegung in die Impulsgleichung eingeführt (Truckenbrodt 1980).

2.1 Oberflächenströmung

Aus der Unterscheidung verschiedener Bewegungsgleichungen der Fluidmechanik je nach Bedeutung der jeweiligen Kraftanteile wie Reibung, Trägheit oder Schwere geht hervor, daß die realen Fluidströmungen bei umströmten sowie durchströmten Körpern in Erscheinungsformen klassifiziert sind.

So spielt der Einfluß der Schwere eine besondere Rolle bei Abflußvorgängen in offenen Gerinnen mit freier Oberfläche, die je nach Verhältnis der Fließgeschwindigkeit zur Wellenausbreitungsgeschwindigkeit in strömendem oder schiessendem Bewegungszustand erfolgen. In einem offenen Gerinne erzielt man den gleichen Volumenstrom entweder bei kleiner Strömungsgeschwindigkeit u und großer Fließtiefe h oder bei großer Geschwindigkeit und kleiner Fließtiefe. Für diese unterschiedlichen Abflußarten der Freispiegelströmung wurde im ersten Fall des ruhigeren Vorgangs die Bezeichnung strömender Abfluß ($Fr < 1$) und im zweiten Fall des heftigeren Vorgangs die Bezeichnung schießender Abfluß ($Fr > 1$) eingeführt. Die Kennzahl $Fr = u/(g \cdot h)^{0,5}$ ist die Froude-Zahl, aus deren Aufbau ein Verhältnis von Trägheits- zu Schwereeinfluß abgelesen werden kann.

Ein weiterer bestimmender Faktor für Oberflächenabflüsse ist der Reibungseinfluß. Je nach Verhältnis von Trägheits- zu Reibungskräften liegt eine turbulente oder laminare Gerinne-strömung vor. Die Kennzahl ist die Reynolds-Zahl $Re = u \cdot l/\nu$. Die charakteristische Länge l ist jeweils für die Gerinne- und die Rohrströmung definiert. Bei sehr hohen Werten verliert entsprechend der Einfluß der Reibung an Bedeutung. Die untersuchte Strömung bzw. das Phänomen wird bei sehr hohen Werten demnach von der jeweiligen Kennzahl unabhängig.

Die Bezeichnung laminare Strömung beruht auf der Vorstellung einer Schichtenströmung, in der sich die Fluidelemente auf voneinander getrennten Bahnen ohne Durchmischung zwischen den parallelen Schichten bewegen. Diese durch Gleichung 2.5 beschriebene Erscheinungsform der Laminarströmung unterscheidet sich von der turbulenten Strömung durch die Abwesenheit von zeitlich und räumlich ungeordneten Schwankungsbewegungen, die im turbulenten Bewegungszustand der Hauptströmung überlagert sind.

Die Geschwindigkeitsverteilungen in Hauptströmungsrichtung unterscheiden sich aufgrund des Einflusses turbulenter innerer Reibung (Scheinzähigkeit) wie folgt:

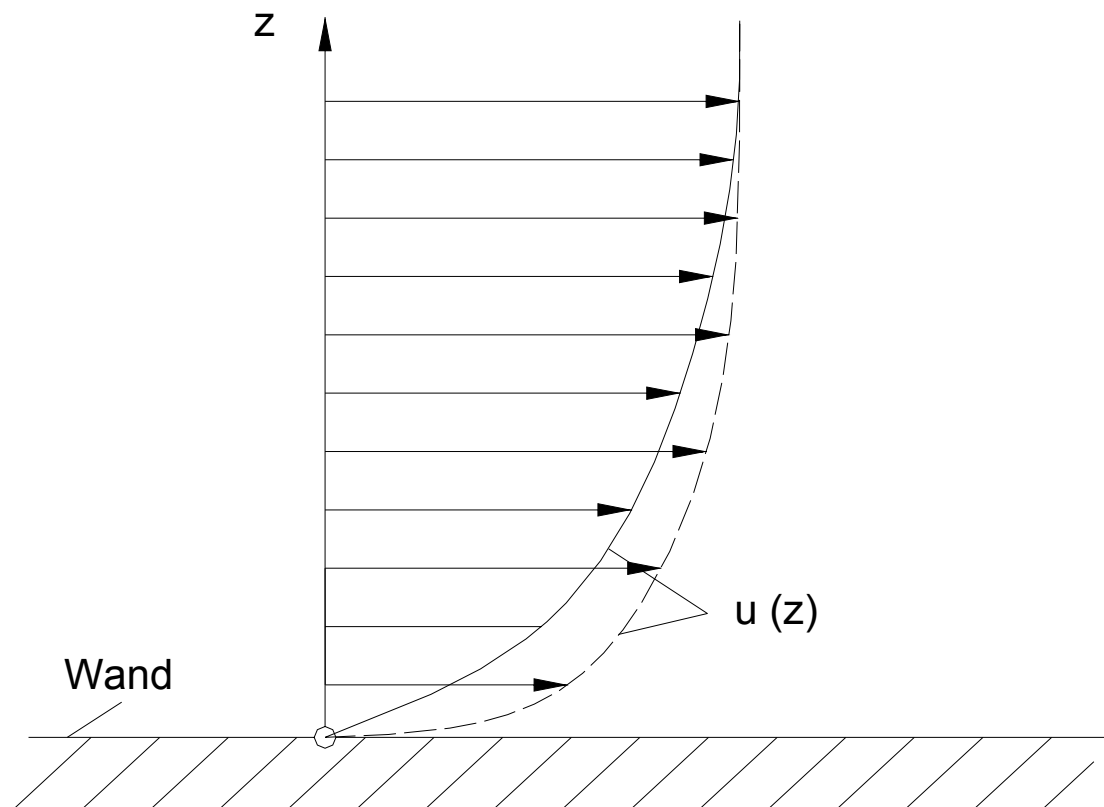


Abb. 2.1 laminare (durchgezogen) u. turbulente (gestrichelt) Geschwindigkeitsverteilung

Bei der turbulenten Strömung herrscht in den wandfernen Schichten als Folge der **Durchmischungen** eine gleichmäßigere Verteilung der gemittelten Geschwindigkeit. Aufgrund der Haftbedingung kommen die Fluidelemente in unmittelbarer Wandnähe zur Ruhe, so daß die Schwankungsbewegung dort verschwindet und der Einfluß der Zähigkeit über die turbulente Scheinzähigkeit überwiegt. Der Effekt der scheinbaren Zähigkeit ist auf den **Impulsaustausch** über Wirbel zurückzuführen. Bei turbulenten Strömungen findet überwiegend durch Reibungsverluste in den kleinsten Wirbeln eine Energieumwandlung in Temperatur statt (**Dissipation** von Energie).

Bei natürlichen Gerinneströmungen handelt es sich in praktisch allen Fällen um voll turbulente Oberflächenströmungen über mehr oder weniger rauhen Sohlen. Grundsätzlich gilt auch für turbulente Strömungen die für die laminare Strömung normalviskoser Fluide mit konstanter Dichte ρ abgeleitete Navier-Stokessche Bewegungsgleichung (Gl. 2.5). Turbulente Strömungen passen sich veränderten Randbedingungen mit einer räumlichen Verzögerung unter Ausnutzung der durch die Schwankungsbewegung gegenüber laminaren Strömungen zusätzlich vorhandenen Freiheitsgrade an. Man spricht in diesem Zusammenhang von einer „Vorgeschichte“ der turbulenten Strömung, die sich durch Transportgleichungen für bestimmte charakteristische Mittelwerte der Turbulenz erfassen läßt.

Nach Reynolds (1883) setzt sich die turbulente Strömung aus einer regulären Bewegung mit der zeitlich gemittelten Geschwindigkeit \bar{u} und einer unregelmäßigen, hochfrequenten Schwankungsgröße u' zusammen (Hochstrich als Symbol für den Schwankungsanteil). Entsprechendes gilt auch für die anderen physikalischen Größen, z.B. den Druck p .

$$u = \bar{u} + u', \quad p = \bar{p} + p' \quad (2.7; \text{Mittel-/Schwankungswert})$$

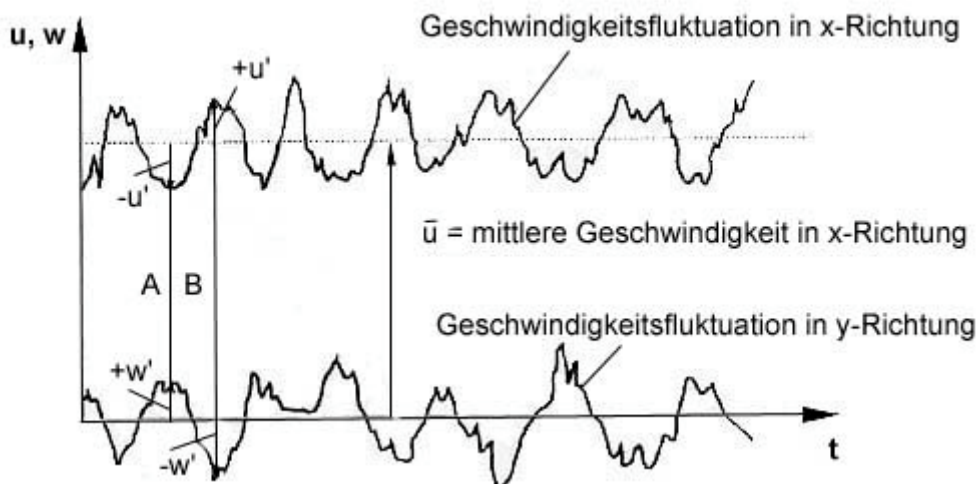


Abb. 2.2 Mittelwert und Schwankungsanteil der Geschwindigkeiten

Gerinneströmungen mit freier Oberfläche können i.d.R. als zweidimensionale Scherströmung behandelt werden, wodurch die partiellen Ableitungen in lateraler Richtung entfallen. Das Koordinatensystem ist im Folgenden so ausgerichtet, daß die z-Achse ihren Ursprung auf der Sohle hat und senkrecht auf dieser steht. Die Erdbeschleunigung g ist daher bei geneigter Sohle in x- und z-Komponenten aufgeteilt.

$$\partial u_i / \partial t + u_j \cdot \partial u_i / \partial x_j = -1/\rho \cdot \partial p / \partial x_i - g_i + \nu \cdot \partial^2 u_i / \partial x_j^2 \quad (2.8; \text{Navier-Stokes})$$

mit: $i = 1, 2, 3$

Führt man den Reynoldschen Vorschlag der zeitlichen Mittelung für die Geschwindigkeit und den Druck in die Navier-Stokes-Gleichung (NSG) für inkompressible Fluide ein, so erhält man die Reynoldsche Bewegungsgleichung der zeitlich gemittelten turbulenten Strömung.

$$\partial \bar{u}_i / \partial t + \bar{u}_j \cdot \partial \bar{u}_i / \partial x_j = -1/\rho \cdot \partial \bar{p} / \partial x_i - g_i + \nu \cdot \partial^2 \bar{u}_i / \partial x_j^2 - \partial (\overline{u_i' u_j'}) / \partial x_j \quad (2.9; \text{Reynolds})$$

$$\text{mit: } -u_i' u_j' = \nu_t \cdot (\partial \bar{u}_i / \partial x_j + \partial \bar{u}_j / \partial x_i) - 2/3 \cdot k \cdot \sigma_{ij} \quad (\text{scheinbare Zähigkeit})$$

$$k = 1/2 \cdot \overline{u_i' u_i'} \quad (\text{turb. kinetische Energie})$$

Die Kontinuitätsgleichung nimmt durch die zeitliche Mittelung folgende Form an:

$$\text{div } \mathbf{u} = 0; \quad \partial \bar{u}_i / \partial x_i = \partial \overline{u_i'} / \partial x_i = 0 \quad (2.10; \text{Kontinuität})$$

Als ein Maß für die turbulente, kinetische Energie wird die Standardabweichung der turbulenten Schwankung in Hauptströmungsrichtung als Turbulenzintensität bezeichnet. Die Standardabweichung $\sigma_u = (\overline{u_i' u_i'})^{0.5}$ wird häufig auch als RMS-Wert u_{rms} (Root-Mean-Square) geschrieben und mit der Schubspannungsgeschwindigkeit normiert.

2.1.1 Schubspannungsverteilung

Mit der Annahme, daß sich die Strömung entlang der Fließrichtung (x) nicht mehr ändert, es sich also um eine voll ausgebildete Strömung handelt, entfallen die partiellen Ableitungen in x-Richtung. Da im Folgenden keine instationären (hydrologisch) Vorgänge behandelt werden, entfallen bei der Betrachtung stationärer Strömungen weiterhin die partiellen Ableitungen nach der Zeit. Damit ergibt sich für die Richtung normal zur Sohle

$$g \cdot \cos \alpha = -1/\rho \cdot \partial \bar{p} / \partial z \quad (2.11 a)$$

was mit $\cos \alpha = 1$ für geringe Neigungen und nach Integration über die Wassertiefe h auf die hydrostatische Druckbedingung mit $p(z = h) = 0$ an der freien Oberfläche führt (s. Abb. 2.3).

$$p(z) = \rho \cdot g \cdot (h - z) \quad (2.12 \text{ a})$$

Für die Hauptströmungsrichtung ergibt sich

$$g \cdot \sin \alpha = \nu \cdot \partial^2 \bar{u} / \partial z^2 - \partial(\overline{u'w'}) / \partial z \quad (2.11 \text{ b})$$

und nach Integration über die Tiefe

$$g \cdot (h - z) \cdot \sin \alpha = \nu \cdot \partial \bar{u} / \partial z - \overline{u'w'} \quad (2.12 \text{ b})$$

Die Hangabtriebs-Komponente der Gewichtskraft des Fluids bezogen auf die Sohlenfläche stellt die sohlenparallele Spannung an der Stelle $z = 0$ dar und leitet sich unter den Annahmen von sehr breitem Gerinne und Normalabfluß als Sohlenschubspannung τ_0 ab:

$$\tau_0 = \rho \cdot g \cdot h \cdot I_s \quad (2.13; \text{Sohlenschubspannung})$$

mit: Sohlenneigung $I_s = \sin \alpha$ für geringe Neigungen

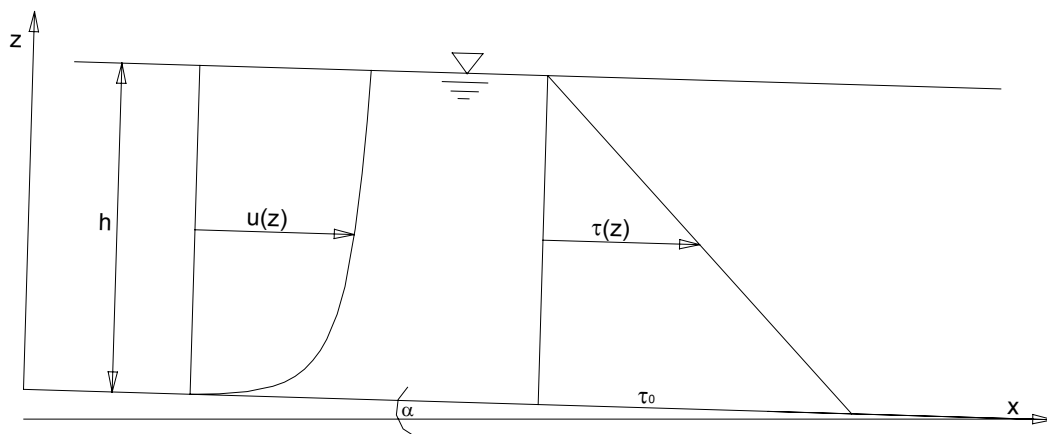


Abb. 2.3 Schubspannungsverteilung turbulenter Gerinneströmung

Somit ist Gleichung 2.12 b ein Ausdruck für die Schubspannung über die Fließtiefe.

$$\tau_{(z)} = \rho \cdot g \cdot (h - z) \cdot I_s = \rho \cdot \nu \cdot \partial \bar{u} / \partial z - \rho \cdot \overline{u'w'} \quad (2.14; \text{Schubspannungsverteilung})$$

Der Hauptteil der Strömung besteht aus der turbulenten Zone mit irregulärer Wirbelaktivität, während nach der Hafthypothese in Sohlennähe die Fluktuationen gedämpft sind und unter zunehmendem Zähigkeitseinfluß ein Übergang zu laminaren Fließverhältnissen auftritt. Die lokale Schubspannung τ_0 wird in der turbulenten Strömung als Impulsaustausch zwischen äußerem Bereich und Sohlenbereich übertragen. Nach dem verbreiteten Turbulenzmodell der Mischungswegtheorie ist der sohlennahe Bereich durch eine annähernd konstante Schubspannung τ_0 (der Index 0 steht für $z = 0$; an der Sohle) geprägt und in dem Bereich der äußeren Strömung nimmt τ gegen Null hin ab.

2.1.2 Geschwindigkeitsverteilung

Unter der Annahme einer konstanten Schubspannung τ_0 für einen bestimmten sohlennahen (inneren) Bereich wird eine Schubspannungsgeschwindigkeit u_* als Skalierungsgröße für die Geschwindigkeitsverteilung eingeführt.

$$u_* (= u_{*0}) = (\tau_0 / \rho)^{0,5} \quad (2.15; \text{Schubspannungsgeschwindigkeit})$$

Damit kann der in Sohlennähe dominierende Einfluß der Zähigkeit durch die viskose Länge l_v dargestellt werden.

$$l_v = \nu / u_* \quad (2.16; \text{Viskose Länge})$$

a) Lineare Unterschicht

In unmittelbarer Sohlennähe gilt unter der Annahme laminarer Strömung der Newtonsche Ansatz mit $\tau_0 = \tau_1$.

$$\tau_1 / \rho = \nu \cdot d\bar{u} / dz = \text{const.} \quad (2.17; \text{Laminare Schubspannung})$$

Daraus ergibt sich mit der Haftbedingung $z = 0, u = 0$ ein lineares Geschwindigkeitsprofil für den unmittelbaren Sohlenbereich.

$$\bar{u}(z) / u_* = z / l_v = z \cdot u_* / \nu \quad (2.18; \text{Linearer Bereich})$$

b) Logarithmischer Bereich

Mit zunehmender Entfernung von der Sohle tritt die Zähigkeit hinter den dominierenden Einfluß der Turbulenz zurück. Nach einem kurzen Übergangsbereich schließt sich an die lineare Unterschicht ein Bereich an, in dem die Zähigkeitsspannung aus der Viskosität des Fluids gegenüber der turbulenten Schubspannung vernachlässigbar wird (s. Abb. 2.6). Man spricht in diesem Zusammenhang von scheinbarer Zähigkeit bzw. turbulenter Schubspannung τ_t für den zweiten Term und von der Zähigkeitsspannung τ_l für den ersten Term der Gl. 2.14.

$$\tau_{(z)} = \rho \cdot \nu \cdot \partial \bar{u} / \partial z - \rho \cdot \overline{u'w'} = \tau_l + \tau_t \quad (2.19; \text{Schubspannungsterme})$$

Boussinesq (1877) setzt in Analogie zum Newtonschen Ansatz die Wirbelviskosität ν_t an die Stelle der Viskosität ν des Fluids in eine entsprechende Formulierung für die turbulente Schubspannung τ_t .

$$\tau_t \equiv \rho \cdot \nu_t \cdot \partial \bar{u} / \partial z \quad (2.20; \text{Turbulente Schubspannung})$$

Mit dem Mischungsweg l führt Prandtl (1925) eine Größe ein, die einen Zusammenhang zwischen der Wirbelviskosität, Maß für den turbulenten Austausch, und dem mittleren Strömungsfeld herstellt.

$$\nu_t \equiv l^2 \cdot |\partial \bar{u} / \partial z| \quad (2.21; \text{Prandtlscher Mischungsweg})$$

Die Länge l ist ein Maß für die Größe der Schwankungsbewegungen, welche u.a. von der Verteilung der mittleren Geschwindigkeit abhängen. Sie stellt den Weg dar, den ein Wirbel relativ zum umgebenden Fluid zurücklegt, bis er infolge Vermischung mit der umgebenden turbulenten Strömung seine Individualität einbüßt. Damit wird die turbulente Schubspannung:

$$\tau_t = \rho \cdot l^2 \cdot |\partial \bar{u} / \partial z| \partial \bar{u} / \partial z \quad (2.22; \text{Turbulente Schubspannung})$$

Mit den Annahmen, daß $l = \kappa \cdot z$, mit $\kappa = 0,4$ als Karman-Konstante, proportional dem Abstand von der Sohle ist und die Zähigkeitsspannung gegenüber der turbulenten Schubspannung vernachlässigt werden kann, erhält man durch Umformen von

$$u_* = (\tau_t / \rho)^{0.5} = \kappa \cdot z \cdot d\bar{u}/dz \quad (2.23 ; \text{Schubspannungsgeschwindigkeit})$$

das universelle logarithmische Geschwindigkeitsgesetz

$$\bar{u}(z)/u_* = 1/\kappa \cdot \ln z + C_1 \quad (2.24 ; \text{Logarithm. Bereich})$$

Die Integrationskonstante C_1 ist von der jeweiligen Sohlenbeschaffenheit abhängig und wird aus der Haftbedingung $\bar{u}(z_0) = 0$ bestimmt. Nikuradse (1933) hat durch systematische Untersuchungen mit homogenen Rauheiten die Abhängigkeiten dieser Konstanten dargelegt und darauf aufbauend ein Geschwindigkeitsgesetz formuliert, daß sowohl für glatte als auch rauhe Sohlen anwendbar ist.

$$\bar{u}(z)/u_* = 1/\kappa \cdot \ln z/k_s + B \quad (2.25 ; \text{Nikuradse})$$

Die Sandrauheit k_s gibt den Durchmesser D der von Nikuradse in homogener Verteilung auf der Wand angeordneten Sandkörner wieder und der Wandabstand $z_0 = k_s/30$ gibt den theoretischen Nullpunkt des logarithmischen Profiles an, der wegen seiner Abhängigkeit von der Rauheit proportional dem Rauheitsmaß k_s gesetzt wird. B wurde als eine Funktion der Rauheitskennzahl Re^* ermittelt.

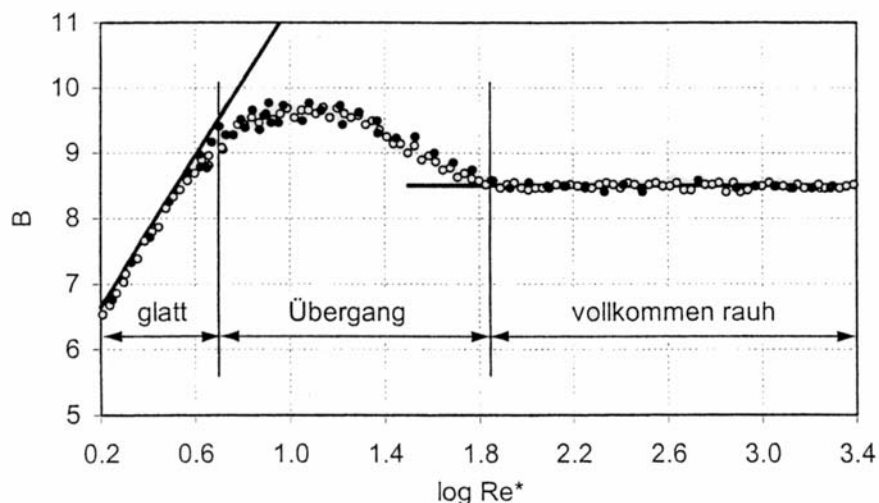


Abb. 2.4 Widerstandsverhalten homogener Rauheiten als Funktion von $\log Re^*$

$$Re^* = u_* \cdot k_s / \nu \quad (2.26 ; \text{Rauheitskennzahl})$$

B nimmt für den vollrauen Bereich ($Re^* > 70$) den konstanten Wert 8,5 an. Für den hydraulisch glatten Bereich ($Re^* < 5$) ergibt sich:

$$B = 1/\kappa \cdot \ln(u_* \cdot k_s / \nu) \quad (2.27 ; \text{Glatter Bereich})$$

Damit kann die Geschwindigkeitsverteilung für den hydraulisch glatten Bereich (nach Schlichting 1936) und für den vollrauen Bereich (nach Nikuradse 1933) angegeben werden:

$$\bar{u}(z)/u_* = 1/\kappa \cdot \ln(u_* \cdot z/\nu) + 5,5 \quad (Re^* < 5)$$

$$\bar{u}(z)/u_* = 1/\kappa \cdot \ln z/k_s + 8,5 \quad (Re^* > 70)$$

Die Untersuchungen von Colebrook und White (1937) haben gezeigt, dass technisch rauhe Oberflächen (zumindest im Übergangsbereich zu hydraulisch glattem Widerstandsverhalten) ein anderes Widerstandsverhalten als die homogenen sandrauh Oberflächen von Nikuradse aufweisen (vgl. Abb. 2.5 bzw. Gl. 2.32 Widerstandsbeiwert λ aus der Rohrhydraulik; Rohrdurchmesser d). Die Struktur einer als technisch rau bezeichneten Oberfläche unterscheidet sich von der einer sandrauh Oberfläche nach Nikuradse dahingehend, daß die einzelnen Rauheitselemente bezüglich Form und Größe verschieden sind und ihre Verteilung zufällig ist, was i.d.R. auf die Struktur von natürlichen Gewässersohlen zutrifft.

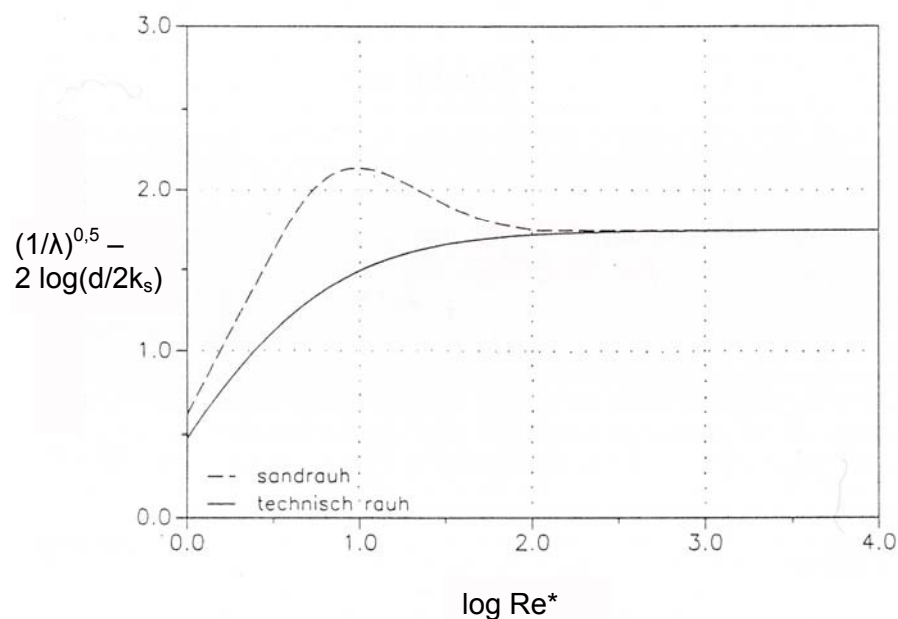


Abb.2.5 Vergleich des Widerstandsverhaltens von homogenen und technisch rauhen Sohlen

Aus Abbildung 2.5 wird jedoch auch deutlich, dass eine technisch raue und eine sandrauhe Oberfläche im vollrauen Bereich das gleiche Widerstandsverhalten aufweisen. Nach Schlichting (1936) wird bei technisch rauhen Oberflächen der fiktive Korndurchmesser der Sandrauheit von Nikuradse als äquivalente Sandrauheit bezeichnet. Aus ihren Untersuchungen in dem Bereich der Rohrhydraulik haben Colebrook und White (1937) das Widerstandsverhalten für technisch raue Oberflächen sowohl für den hydraulisch vollrauen und glatten Bereich als auch für den Übergangsbereich beschrieben. Für sandrauhe Oberflächen besteht jedoch für den Übergangsbereich kein den Gleichungen für den hydraulisch vollrauen bzw. glatten Bereich vergleichbarer mathematischer Ansatz (Schröder et al. 1990).

Bei hydraulisch **glatter Sohle** hat die Sohlrauigkeit keinen Einfluß auf die Sohlenschubspannung, da die Rauheitserhebungen von der zähen Unterschicht voll überdeckt werden (Schlichting 1936). Die Dicke der linearen Unterschicht ergibt sich für den hydraulisch glatten Fall durch Einsetzen der Gleichung 2.18 zu:

$$\delta_l = 11,63 \nu / u_* \quad (2.28 ; \text{Dicke der Unterschicht})$$

Der innere Bereich einer voll ausgebildeten Strömung umfaßt also eine lineare Unterschicht mit einem Übergang von diesem durch die Viskosität des Fluids geprägten Bereich zu dem logarithmischen Bereich, der von der turbulenten scheinbaren Zähigkeit dominiert wird. Im Übergangsbereich zwischen der laminaren Unterschicht und der turbulenten Außenströmung kann die Geschwindigkeitsverteilung auf der Basis des Prandtl'schen Mischungswegansatzes bestimmt werden, wenn berücksichtigt wird, daß sich die totale Schubspannung aus einem laminaren und einem turbulenten Anteil zusammensetzt (Gl. 2.19). Die totale Schubspannung kann somit nach Gleichungen 2.17 und 2.22 formuliert werden zu

$$\tau / \rho = \nu \cdot d\bar{u}/dz + l^2 \cdot |\partial\bar{u}/\partial z| \partial\bar{u}/\partial z \quad (2.29 ; \text{Gesamtschubspannung})$$

Mit der empirischen Dämpfungsfunktion nach van Driest (1956) wird die Mischungsweglänge in Wandnähe modifiziert.

$$l = \kappa \cdot z \cdot (1 - e^{-z^+/B}) \quad (2.30 ; \text{van Driest-Korrektur})$$

mit: $B = 26$ und $z^+ = z \cdot u_*/\nu$

Durch Integration (analog zu Gl. 2.23) ergibt sich die Geschwindigkeitsverteilung im Übergangsbereich, wobei der lineare Bereich stetig in den logarithmischen Bereich überführt wird (s. Abb. 2.6). Die Dämpfungsfunktion nach van Driest ist durch umfangreiche Messungen aus dem Bereich der Rohrhydraulik belegt; vgl. Abb. 2.6 (Truckenbrodt 1980).

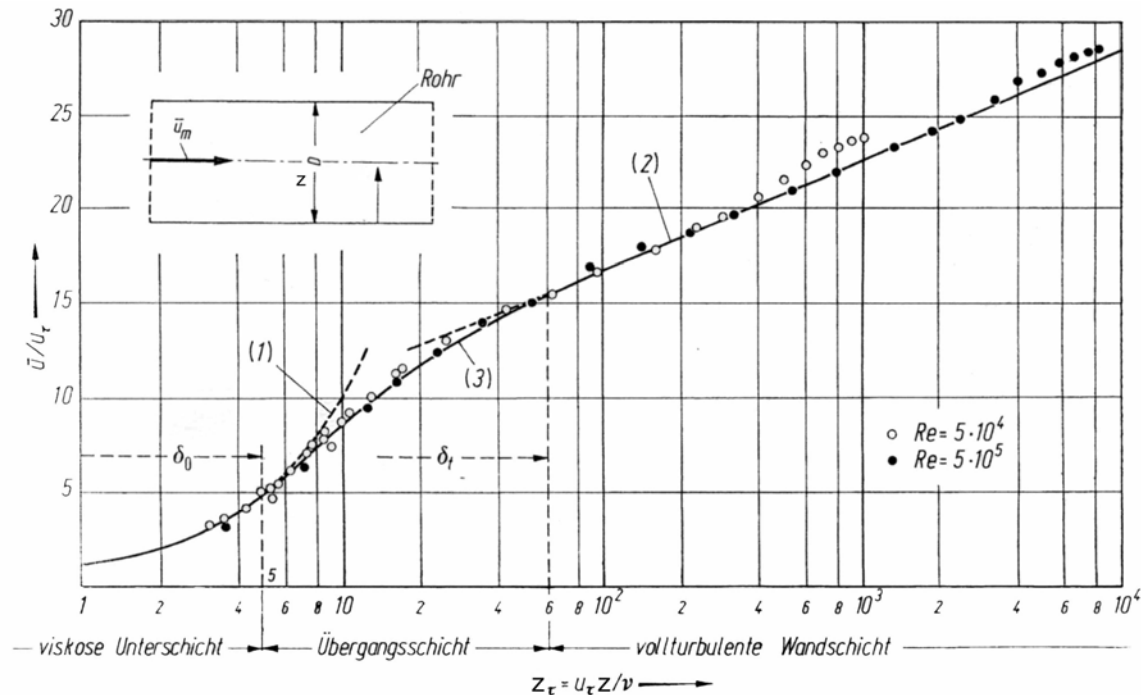


Abb. 2.6 Übergang zwischen dem linearen und dem logarithmischen Bereich

Über **rauhes Gewässersohlen** ist die unmittelbar sohlennahe Geschwindigkeitsverteilung noch weitgehend unbekannt. Dies liegt einerseits daran, daß wegen der meßtechnischen Schwierigkeiten zwischen den unregelmäßig über der Sohle verteilten Rauheitselementen relativ wenige Geschwindigkeitsmessungen vorliegen, so daß die gemessenen mittleren Geschwindigkeiten (über den Sohlenelementen) nicht vom logarithmischen Profil abweichen. Andererseits wird diskutiert, inwieweit die heterogene Strömungs- und Sohlenstruktur durch räumlich hoch auflösende Geschwindigkeitsmessungen bis in die Zwischenräume der Rauheitserhebungen erfaßt und gegebenenfalls durch eine räumliche Mittelung des Strömungsfeldes physikalisch zutreffender abgebildet werden kann (vgl. Kap 2.1.5).

Einige Autoren (Nakagawa et al. 1988, Hamann de Salazar 1993, Dittrich und Koll 1997, Nikora et al. 2001) haben in unmittelbarer Sohlennähe Abweichungen vom logarithmischen Gesetz festgestellt, die vielfach mit einem erhöhten Impulsaustausch infolge von Wirbelablösungen an den Rauheitselementen erklärt werden. Anhand von Versuchen mit hydraulisch rauen Strömungen und kleinen relativen Überdeckungen h/k_s fanden Nakagawa et al. (1988) im direkt sohlennahen Bereich höhere mittlere Geschwindigkeiten als der

logarithmischen Geschwindigkeitsverteilung entsprechend. Nakagawa et al. (1988) entwickelten unter Annahme einer über die Rauheitsunterschicht (die oberhalb der Rauheitselemente beginnt) konstanten kinematischen Wirbelviskosität eine erweiterte Verteilungsfunktion der mittleren Geschwindigkeiten für offene zweidimensionale Gerinneströmungen. Dabei wird die Geschwindigkeitsverteilung in der Rauheitsunterschicht an deren Obergrenze stetig in die logarithmische Verteilung überführt.

Diese theoretische Geschwindigkeitsverteilung wurde von Hammann de Salazar (1993) auch für größere relative Überdeckungen experimentell bestätigt und es wurde auf eine zweite Rauheitsunterschicht in unmittelbarer Sohlennähe hingewiesen, in der die mittlere Geschwindigkeit linear mit sehr geringer Neigung abnimmt. Hammann de Salazar (1993) und später Dittrich et al. (1996) legen den Übergang zwischen logarithmischer Schicht und dem Bereich der Rauheitsunterschichten durch das Maximum der Turbulenzintensität fest und vermuten, daß der Übergang zu logarithmischem Verhalten mit zunehmender Rauheitswirkung der Sohle in Richtung Außenströmung verschoben wird. In weiteren Untersuchungen (Dittrich und Koll 1997, Nikora et al. 2001, Koll 2002) werden eine oder zwei Rauheitsunterschichten mit linearen Geschwindigkeitsverteilungen beschrieben, die bei großen Überdeckungen in die logarithmische Verteilung übergehen und im Falle kleiner relativer Überdeckungen nahezu die gesamte Fließtiefe prägen.

c) Äußerer Bereich

Da die Schubspannung im äußeren Bereich, wie aus Gleichung 2.14 ersichtlich, linear mit der Fließtiefe zur Oberfläche hin abnimmt, Prandtl jedoch für seinen Ansatz eine konstante Schubspannung für einen bestimmten Bereich in Sohlennähe annimmt, ist eine logarithmische Geschwindigkeitsverteilung strenggenommen nur für den wandnahen Bereich gültig.

Außerhalb des Bereiches von $z/h = 0,2$ beeinflusst die freie Wasseroberfläche das turbulente Strömungsfeld, und die Geschwindigkeitsverteilung weicht zur Oberfläche hin zunehmend von der logarithmischen Verteilung ab (Nezu und Rodi 1986). Coles (1956) entwickelte das Wake-Gesetz, mit dem die Geschwindigkeitsverteilung des äußeren Bereiches genauer beschrieben werden kann.

$$\bar{u}(z)/u_* = 1/\kappa \cdot \ln z/k_s + B + 2\Pi/\kappa \cdot \sin^2(\pi z/2h) \quad (2.31; \text{Coles wake-law})$$

mit: Π = Colesscher Wake-Parameter

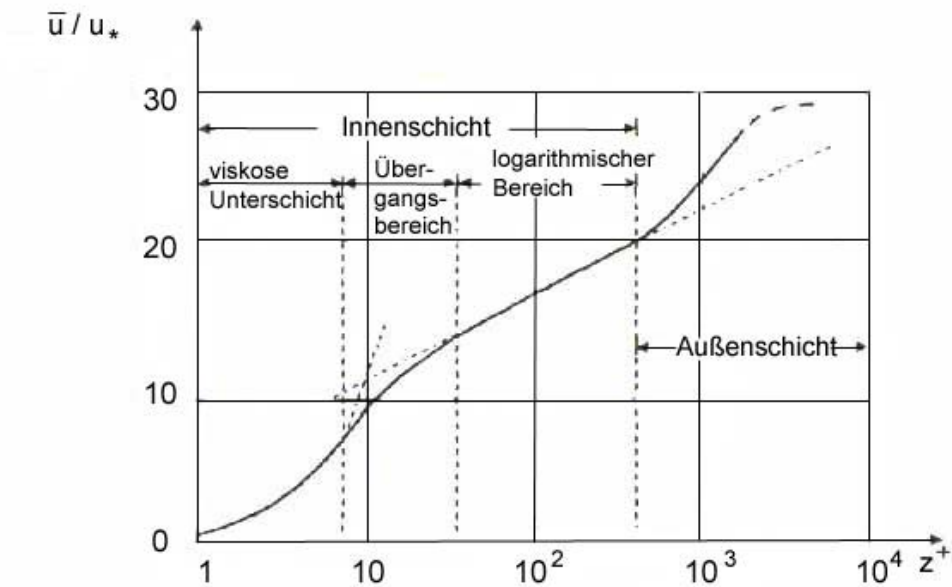


Abb. 2.7 Geschwindigkeitsverteilung im Übergang zum äußeren Bereich (Dittrich 1998)

Aufgrund von zahlreichen Untersuchungen ist bekannt, daß die logarithmische Geschwindigkeitsverteilung auch in größerer Entfernung von der Sohle noch gilt und annähernd für die gesamte Fließtiefe angewendet werden kann (Zanke 1982, Bezzola 2002). Die Integration von Gleichung 2.25 über die gesamte Fließtiefe h liefert folgenden Zusammenhang, der zur Ermittlung der mittleren Fließgeschwindigkeit \bar{u}_m dienen kann.

$$\bar{u}_m/u_* = 1/\kappa \cdot \ln h/k_s + B - 1/\kappa = \sqrt{(8/\lambda)} \quad (2.32; \text{Mittlere Geschwindigkeit})$$

mit: λ = Widerstandsbeiwert aus der Rohrhydraulik (vgl. Colebrook/White 1937)

Keulegan (1938) findet anhand der Versuchsdaten von Bazin (1865) für rauhe Gerinneströmung mit unterschiedlichen Querschnittsformen folgende Beziehung.

$$\bar{u}_m/u_* = 2,5 \cdot \ln R_h/k_s + Br \quad (2.33; \bar{u}_m \text{ nach Keulegan})$$

mit: $Br = 6,02$ für sehr breite Rechteckgerinne ($h = R_h = \text{hydraulischer Radius}$)

$Br = 6,25$ für Trapezgerinne ($B/h = 10$)

Kironoto und Graf (1992) stellen eine Abhängigkeit von der relativen Überdeckung h/k_s fest und empfehlen eine Anpassung der Br-Werte, die in Abbildung 2.8 dargestellt ist.

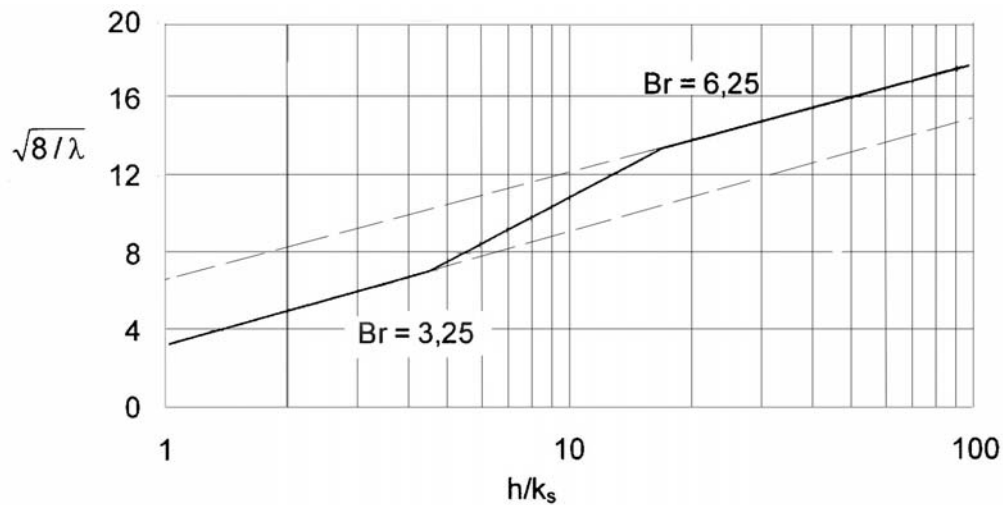


Abb. 2.8 Der Widerstandsbeiwert als Funktion der relativen Überdeckung h/k_s

Anhand von Messungen des Strömungsfeldes mit geringer relativer Überdeckung stellte Bayazit (1976) fest, daß das dimensionslose Geschwindigkeitsprofil in der halb-logarithmischen Darstellung (Abb. 2.9) bei abnehmender relativer Überdeckung zunehmend steiler wird. Auf Grundlage dieser Ergebnisse und weiteren Untersuchungen in unmittelbarer Sohlnähe schlägt Bayazit (1976, 1982) eine Modifizierung des logarithmischen Profils vor, indem der Karman-Wert κ bei geringen relativen Fließtiefen angepaßt wird.

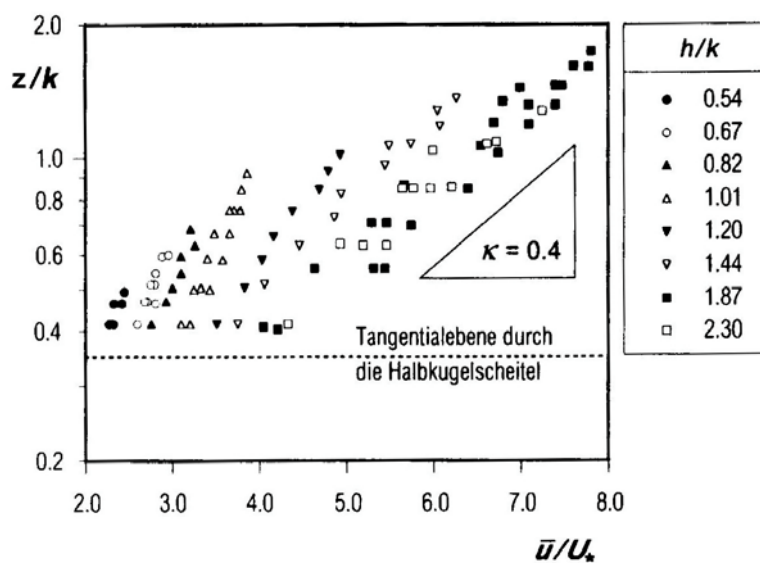


Abb. 2.9 Änderung der Steigung bei kleinen relativen Überdeckungen (aus Bezzola 2002)

Die vorgestellten Anpassungen des logarithmischen Ansatzes durch Einführung von Parametern (z.B. van Driest- oder wake-Parameter) beziehungsweise Modifikation von Parametern (z.B. B , κ oder k_s) sind von den speziellen Randbedingungen der jeweiligen Fragestellung abhängig. Bezzola (2002) weist auf die Problematik des mehrparametrischen Ansatzes hin, der voneinander abhängige Parameter mit teilweise erheblicher Streuung enthält und die u.a. durch die jeweilig unterschiedliche Festlegung der Randbedingungen an der Wand bestimmt werden. Sein im weiteren dargestellter Ansatz für die Geschwindigkeitsverteilung für turbulente Strömung über hydraulisch rauher Sohle, der zunächst eine Betrachtung der Turbulenzcharakteristika vorangestellt wird, ist so beschaffen, daß bei fehlender freier Außenströmung auf einen wake-Parameter verzichtet werden kann. Weiterhin enthält der Ansatz einen physikalisch plausiblen Rauheitsparameter, der im Gegensatz zur äquivalenten Sandrauheit k_s direkt durch Messungen bestimmt werden kann.

2.1.3 Turbulenzcharakteristika

Die mit der Schubspannungsgeschwindigkeit normierte Turbulenzintensität u_{rms}/u_* ist durch die relative Überdeckung und durch die Sohlenrauheit beeinflusst (Grass 1971, Nowell und Church 1979, Nezu und Nakagawa 1993, Hinze 1975). Über **hydraulisch glatten** Sohlen fanden Nezu und Nakagawa (1993) für die Turbulenzintensitäten folgende Beziehungen:

$$u_{\text{rms}}/u_* = 2,3 \cdot e^{(-z/h)}$$

$$w_{\text{rms}}/u_* = 1,27 \cdot e^{(-z/h)} \quad (2.34; \text{Turbulenzintensitäten})$$

$$v_{\text{rms}}/u_* = 1,63 \cdot e^{(-z/h)}$$

Von Hinze (1975) werden für die drei Geschwindigkeitskomponenten Maximalwerte der Turbulenzintensitäten von $u_{\text{rms}}/u_* = 3,0$, $w_{\text{rms}}/u_* = 1,1$ bzw. $v_{\text{rms}}/u_* = 1,7$ für hydraulisch glatte Verhältnisse angegeben. Der Verlauf für kleine Wandabstände z^+ ($= z \cdot u_*/\nu$) < 70 wird durch die Gleichungen 2.34 nicht mehr korrekt wiedergegeben. In diesem Bereich kann die Verteilung mit Hilfe der empirischen Dämpfungsfunktion nach van Driest (1956) beschrieben werden. Für hydraulisch glatte Verhältnisse weist die Turbulenzintensität u_{rms}/u_* bei $z^+ = 17$ ein ausgeprägtes Maximum von 2,7 – 2,8 auf. Dort erreicht die Produktion turbulenter Energie ihr Maximum (Laufer 1951, Nezu und Rodi 1986, Nezu und Nakagawa 1993).

Über **rauh** Sohlen führt der Effekt der Rauheit in Wandnähe zu stärker ausgeprägtem isotropen Turbulenzverhalten. Die Geschwindigkeitsschwankungen in den verschiedenen Richtungen unterscheiden sich weniger als in der Nähe einer hydraulisch glatten Wand. Es bildet sich eine Rauheitsschicht, in der die Bewegung durch Wirbelablösungen über den Rauheitselementen bestimmt ist, und die mächtiger als die lineare Unterschicht über hydraulisch glatter Sohle ist (Raupach 1981).

Die Turbulenzcharakteristika unterscheiden sich deutlich von hydraulisch glatten Verhältnissen und die gemessene Turbulenzintensität und turbulente Schubspannungen sind in dieser Schicht nahezu konstant und nehmen erst gegen die Rauheitselemente hin ab (Chen und Roberson (1974), Nowell und Church (1979), Tujimoto et al. (1989, 1992)). Die Turbulenzcharakteristika sind durch die Ablösevorgänge an einzelnen Rauheitselementen und den damit verbundenen Impulsaustausch in vertikaler Querrichtung geprägt.

Bei großer relativer Überdeckung folgt auch über rauhen Sohlen die Turbulenzintensität und turbulente Schubspannung im Mittenbereich der für hydraulisch glatte Strömungen typischen dreieckförmigen Verteilung. Bei geringeren Fließtiefen von der Größenordnung der Rauheitsschicht ist die Turbulenzintensität über die gesamte Tiefe annähernd konstant (Tsujiimoto 1989, Dong et al. 1991). Das Verhältnis von $w_{\text{rms}}/u_{\text{rms}} \approx 0,55$ ist sowohl im Mittenbereich als auch in der Rauheitsschicht konstant, so daß ein direkter Zusammenhang zwischen der Turbulenzintensität und turbulenter Schubspannung besteht.

$$-\rho \cdot \overline{u'w'} = 0,55 \cdot \rho \cdot u_{\text{rms}} \cdot R_{\text{xz}}$$

$$\text{mit: } R_{\text{xz}} = -\overline{u'w'}/(w_{\text{rms}} \cdot u_{\text{rms}})$$

Eine ausführliche Diskussion von aus der Literatur bekannten Messungen ist bei Bezzola (2002) zu finden.

2.1.4 Erweitertes Geschwindigkeitsverteilungskonzept

Das Konzept von Bezzola bietet ein weitreichendes Prozeßverständnis der Interaktion zwischen Strömung und Strömungswiderstand unter besonderer Berücksichtigung des Einflusses der relativen Überdeckung.

Dem auf dem Turbulenzmodell von Prandtl basierenden Ansatz von Bezzola (2002) liegt die Vorstellung zugrunde, daß die Geschwindigkeitsverteilung turbulenter Strömung über hydraulisch rauher Sohle durch die turbulente Schwankungsbewegung bestimmt ist. Das Mischungswegkonzept wird daher nicht mit der Wandschubspannung sondern mit der Verteilung der turbulenten Schubspannung τ_t kombiniert. Als Maß zur Beschreibung der Sohlenrauheit tritt die Mächtigkeit der Rauheitsschicht z_R an die Stelle der äquivalenten Sandrauheit. Als weiterer Parameter wird die Mächtigkeit des Wandbereiches z_W eingeführt (Abb. 2.10).

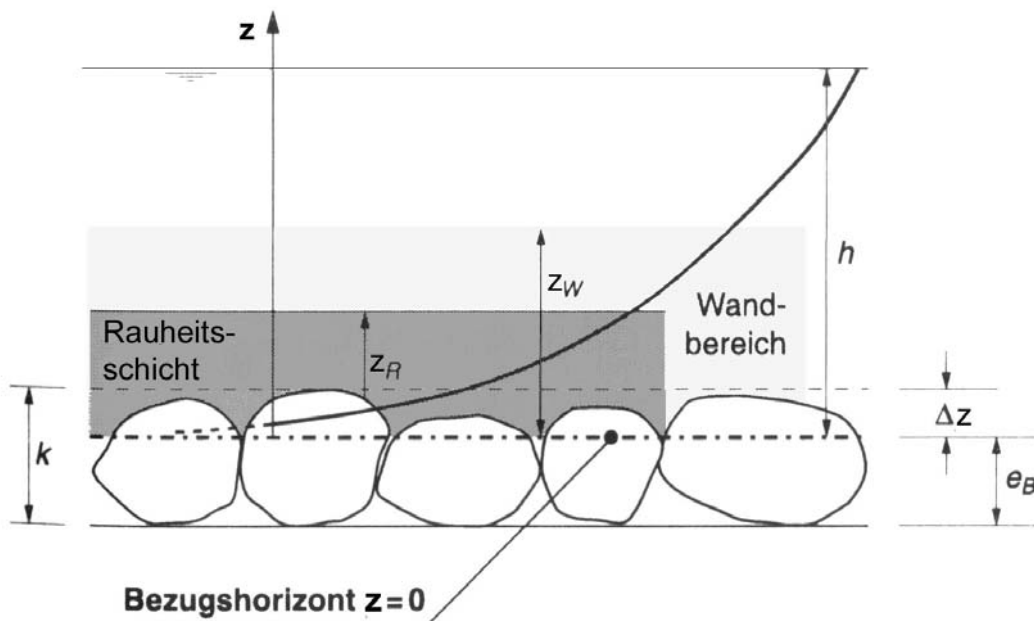


Abb. 2.10 Lage des Wandbereiches z_W und des Bezugshorizontes (nach Bezzola 2002)

Der Lage des Bezugshorizontes $z = 0$ kommt für die Vergleichbarkeit von Versuchsdaten eine große Bedeutung zu. Häufig wird der Bezugshorizont durch dessen Abstand zur Tangentialebene durch die Rauheitsoberkanten oder zur glatten Unterlage festgelegt, wenn die Rauheitselemente auf einer Platte angeordnet wurden. Die Wahl eines sinnvollen Bezugshorizontes ist wichtig, da hierdurch auch die Datenanalyse beeinflusst ist; ggf. muß für eine Neuauswertung von Datensätzen auch die Abfließtiefe angepaßt werden.

Eine zusätzliche Korrektur des Mittenbereiches der äußeren Strömung kann durch die Kenntnis der aus Messungen ermittelten Verteilung der Mischungsweglänge vermieden werden. Die Auswertung von Messungen innerhalb der Rauheitsschicht ergibt eine mehr oder weniger konstante Turbulenzintensität mit tendenzieller Abnahme erst zur Sohloberkante hin, so daß die turbulente Schubspannung als annähernd konstant angenommen werden kann.

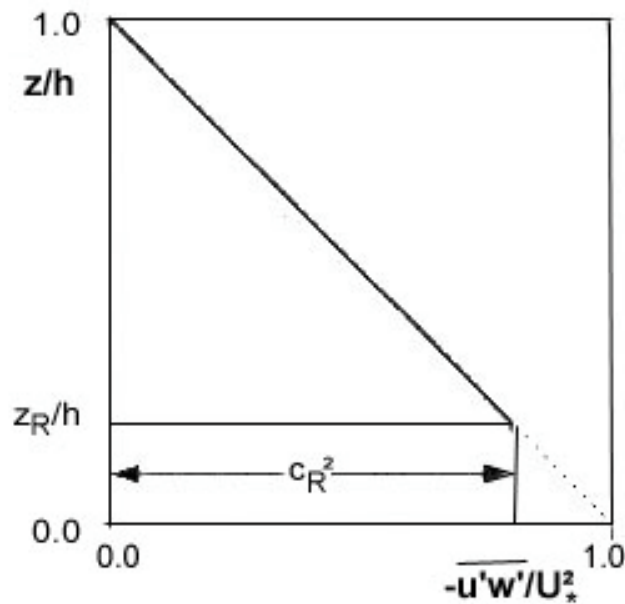


Abb. 2.11 dimensionslose turbulente Schubspannung als Funktion der relativen Tiefe

Aus Abbildung 2.11 kann somit ein Zusammenhang zwischen der Mächtigkeit der Rauheitsschicht und der turbulenten Schubspannung formuliert werden.

$$c_R^2 = \tau_t / \tau_0 = -\overline{u'w'} / u_*^2 = 1 - z_R/h \quad (2.35; \text{Dämpfungsfaktor})$$

Dabei entspricht der Dämpfungsfaktor c_R^2 dem Verhältnis der turbulenten Schubspannungssanteile zu der gesamten Wandschubspannung. Auf Grundlage von gemessenen Turbulenzintensitäten bei verschiedenen relativen Überdeckungen und der hieraus ableitbaren Beziehung (vgl. Abb. 4.20 in Kap. 4.2.1) kann die Funktion für c_R^2 im Bereich sehr kleiner relativer Überdeckungen korrigiert werden.

$$c_R^2 = 1 - z_R/h \quad \text{für} \quad h/z_R > 2$$

$$c_R^2 = 0,25 \cdot h/z_R \quad \text{für} \quad h/z_R < 2$$

mit: z_R = Mächtigkeit der Rauheitsschicht

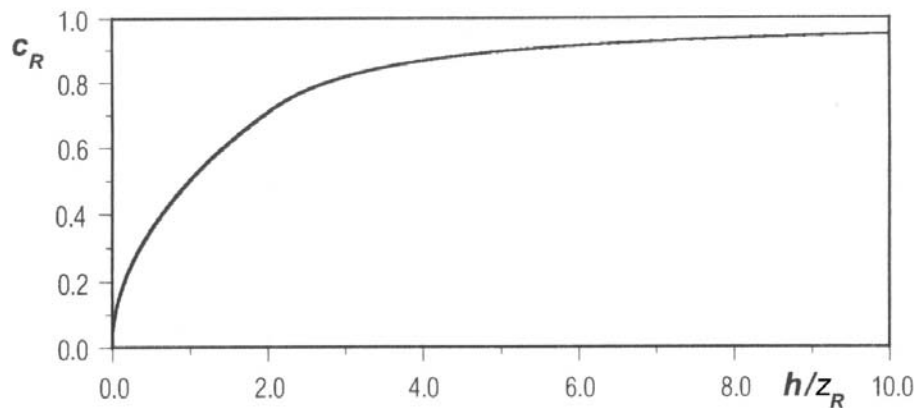


Abb. 2.12 Der Dämpfungsfaktor c_R als Funktion der rel. Überdeckung (Bezzola 2002)

Statt c_R^2 ist in Abb.2.12 der einfache Parameter c_R in Abhängigkeit von der relativen Überdeckung aufgetragen. Das logarithmische Geschwindigkeitsgesetz für die Rauheitsschicht enthält diesen Parameter c_R . Es ergibt sich analog zu dem oben beschriebenen Mischungswegkonzept von Prandtl durch Integration von

$$\tau_t = c_R^2 \cdot \tau_0 = \rho \cdot l^2 \cdot |\partial \bar{u} / \partial z| \partial \bar{u} / \partial z \quad (2.36; \text{Turbulente Schubspannung})$$

$$\bar{u}(z)/u_* = c_R/\kappa \cdot \ln z + C_1 \quad (2.37; \text{Geschwindigkeitsverteilung})$$

Für sehr große relative Überdeckungen geht c_R gegen 1 und die Gleichung geht in das Wandgesetz von Prandtl über. Damit entspricht in diesem Fall die Geschwindigkeitsverteilung der von Nikuradse gefundenen Formulierung.

$$\bar{u}(z)/u_* = c_R/\kappa \cdot \ln z/z_R + B \quad (2.38; \text{Universelles Wandgesetz})$$

Die Mächtigkeit der Rauheitsschicht entspricht dabei der äquivalenten Sandrauheit k_s unter Anwendung des von Nikuradse ermittelten Wandabstandes $z_0 = k_s/30$. Für geringe relative Überdeckungen verändert sich der für eine Sohlenkonfiguration einmal gefundene Wert z_R nicht, sondern wird die Geschwindigkeitsverteilung über c_R angepaßt. Damit nimmt für kleine relative Überdeckungen der Wandbereich auf die Mächtigkeit der Rauheitsschicht hin ab. Für große relative Überdeckungen erstreckt sich der Wandbereich auf etwa 30 % der Fließtiefe.

Bei der Ableitung der Geschwindigkeitsverteilung für den Wandbereich bzw. die äußere Strömung wird durch die Einführung des Parameters z_w (Mächtigkeit des Wandbereiches) eine Korrektur mittels Wake-Gesetz überflüssig. Nach Vergleich mit der genauen Ableitung auch für den Wandbereich und den Mittenbereich kann die Geschwindigkeitsverteilung nach Gleichung 2.38 mit guter Genauigkeit für die gesamte Fließtiefe angenähert werden. Für hydraulisch rauhe Strömungen entspricht B dem Wert 8,5 und die Karman-Konstante ist für alle Strömungsbedingungen mit 0,4 festgelegt.

Der Einfluß der abnehmenden relativen Überdeckung h/z_R als Reduktion der Sohlenbeanspruchung kann somit auf Grundlage der Korrektur des Geschwindigkeitsprofils erfolgen. Entsprechend der eingeführten Dämpfungsfunktion $c_R^2 = f(h/z_R)$ wird die sohlennahe Geschwindigkeit bei abnehmender relativer Überdeckung durch den Faktor c_R gedämpft.

Aus Untersuchungen von Tsujimoto (1989), Wang et al. (1993), Dittrich und Koll (1997) u.a. entwickelt Bezzola (2002) ein weitreichendes Konzept über die Wechselwirkungen zwischen Strömung und Strömungswiderstand. Demnach ist die Mächtigkeit der Rauheitsschicht z_R von der Form, Exposition und gegenseitigen Anordnung der Sohlenelemente abhängig, jedoch im Gegensatz zur äquivalenten Sandrauheit k_s nicht von der relativen Überdeckung.

Für kugelförmige Sohlenelemente in homogener einfacher Lage über einer undurchlässigen Sohlschicht liegt die Mächtigkeit der Rauheitsschicht (gemessen ab den Kugeloberkanten) in der Größenordnung der halben geometrischen Rauheitshöhe k_g (entspricht dem Durchmesser), für natürliche Körner etwa bei k_g . Bei unregelmäßig (naturähnlich) aufgebauter oder mehrlagiger Sohle kann die Mächtigkeit der Rauheitsschicht das Doppelte der Rauheitshöhe erreichen und für alluviale Sohlen kann z_R etwa mit $2 \cdot D_{84}$ abgeschätzt werden (Bezzola 2002).

Es bestehen weitere Ansätze u.a. von Dittrich (1998) und Koll (2002) zur Mächtigkeit und Turbulenzintensität in der Rauheitsschicht, in denen die unmittelbar sohlennahen Schichten genauer differenziert werden. Dittrich und Koll definieren die dimensionslose Mächtigkeit der Rauheitsunterschicht z_c^+ durch den Wandabstand des Maximalwertes der Turbulenzintensität sowie der Wendepunkte der höheren statistischen Momente Schiefe S und Flachheit F (vgl. Abb. 2.13).

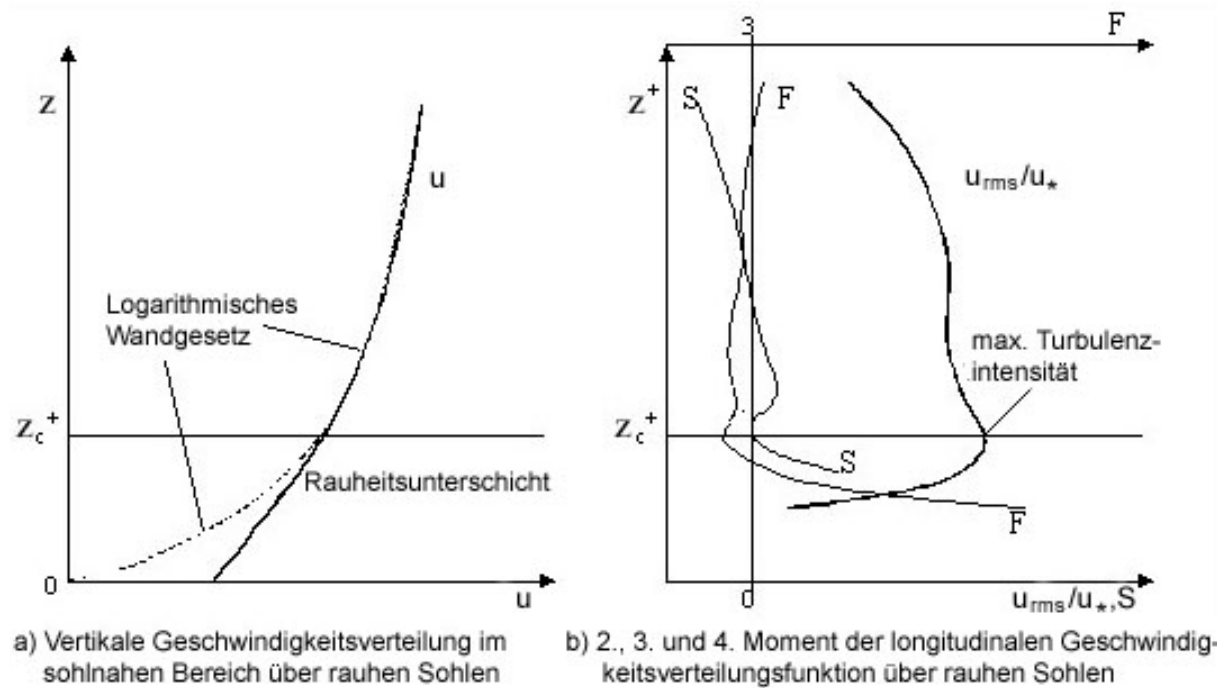


Abb. 2.13 a) Verteilung der Geschwindigkeit b) der statistischen Momente u_{rms}/u_* , S und F

Die Mächtigkeit der Rauheitsschichten wird sowohl nach Bezzola als auch von Dittrich und Koll, und auch Nakagawa u.a. aus der Geschwindigkeitsverteilung und der Turbulenzcharakteristik bestimmt. Die Zusammenstellung von in der Literatur angegebenen Werten für das Verhältnis von z_R/k_g bei Koll (2002) enthält zumindest für die Größenordnung der Rauheitsschichten vergleichbare Angaben wie bei Bezzola (2002).

Im Gegensatz zu Bezzola unterscheiden jedoch Dittrich und Koll in mehrere Bereiche mit linearer Geschwindigkeitsverteilung innerhalb der Rauheitsunterschichten. Auf der Höhe des Turbulenzmaximums geht die logarithmische Verteilung in eine lineare Geschwindigkeitsverteilung über. Sie führen die aus Messungen gefundene Linearität der Geschwindigkeitsverteilung in der Rauheitsunterschicht (Dittrich et al. 1996, Nikora et al. 2001, Nikora und McLean 2001) auf eine konstante Wirbelviskosität infolge der Ablösungen an den Rauheitselementen zurück.

Diesen Autoren zufolge können die den hohen zeitlich-räumlichen Schwankungen unterworfenen, sohlennahen Vorgänge durch räumlich höher auflösende Messungen als bisher üblich und das Konzept der zeitlich-räumlichen Mittelung zukünftig besser verstanden werden.

2.1.5 Konzept zur Berücksichtigung der räumlichen Variabilität

Das Konzept der doppelten Mittelung der Navier-Stokes-Gleichungen berücksichtigt sowohl die zeitlichen als auch die räumlichen Schwankungen und kann dadurch bei der Betrachtung der Wechselwirkungen zwischen sohlennaher Strömung und Sohlenfestkörper eine breite Anwendungsmöglichkeit bieten.

Während auf Grundlage der Reynolds-Gleichungen die zeitlichen Schwankungen des turbulenten Strömungsfeldes bei der Ableitung praxisrelevanter Beziehungen für offene Gerinneströmungen berücksichtigt werden, wird die räumliche Variabilität der Sohlenstruktur hierbei nicht von vorne herein beachtet.

Ausgehend von Ansätzen zur Berücksichtigung räumlicher Unregelmäßigkeiten auf das Strömungsfeld (Wilson und Shaw 1977, Smith und McLean 1977) durch die räumliche Mittelung in Ebenen parallel zur Sohle bzw. auf Ansätzen von Gimenez-Curto und Corniero Lera (1996) betrachteten Nikora et al. (2001) die vertikale Veränderlichkeit der Rauheitsdichte von Gewässersohlen. Oberhalb der Rauheitselemente wird der gesamte Bereich der zur Sohle parallelen Fläche von Wasser eingenommen, zur Sohle hin nimmt dieser Bereich gegenüber dem von Rauheitselementen eingenommenen Anteil ab und das Verhältnis von wassergefüllter Fläche zur Gesamtfläche $A_R = f(x,y,z)$ entspricht im Porenraum (für permeable Sohlen) der Porosität.

Die doppelt gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen werden somit zu

$$\frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial t} + \langle \bar{u}_j \rangle \frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial x_i} - \frac{1}{\rho} \left\langle \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \right\rangle + \nu \frac{\partial^2 \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_j^2} + \nu \left\langle \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j^2} \right\rangle + g_i - \frac{1}{A_R} \frac{\partial A_R \langle \bar{u}_i' u_j' \rangle}{\partial x_j} - \frac{1}{A_R} \frac{\partial A_R \langle \bar{u}_i \bar{u}_j \rangle}{\partial x_j}$$

$$\frac{\partial A_R \langle \bar{u}_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \quad (2.39; \text{Doppelte Mittelung})$$

Hieraus ergibt sich mit den Vereinfachungen und Annahmen zur Ableitung von Gleichung 2.13 bzw. 2.14 in Kapitel 2.1.1:

$$\tau_{(z)} = \rho \cdot \nu \cdot \partial \langle \bar{u} \rangle / \partial z - \rho \cdot \langle \bar{u}' w' \rangle \quad (2.40; \text{Schubspannungsverteilung})$$

Nach Nikora et al. (2001) ergeben sich somit für den Bereich oberhalb bzw. unterhalb der Grenze zwischen logarithmischer Schicht und Rauheitsschicht vereinfacht folgende Gleichungen für die offene Gerinneströmung mit großer relativer Überdeckung.

$$\langle \bar{u} \rangle(z)/u_* = (1/\kappa) \cdot \ln(z/\delta_l) + C \quad \text{für } z > \delta_l \quad (2.41; \text{Logarithmischer Bereich})$$

$$\langle \bar{u} \rangle(z)/u_* = C \cdot (z/\delta_l) \quad \text{für } 0 < z < \delta_l \quad (2.42; \text{Linearer Bereich})$$

mit: $\langle \bar{u} \rangle$ = doppelt gemittelte Geschwindigkeit

δ_l = Dicke der linearen Unterschicht

C = konstant

Der Vergleich mit den Gleichungen in Abschnitt 2.1.2 zeigt, daß die zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten durch die doppelt gemittelten Geschwindigkeiten ersetzt werden können und weiterhin die gleiche statistische Auswertung der räumlichen Schwankungen, wie sie bei den zeitlichen Schwankungen erfolgt, durchgeführt werden kann, wenn Messungen mit ausreichender räumlicher Auflösung vorliegen.

Das Konzept der doppelten Mittelung kann insbesondere bei Strömungen über heterogene unregelmäßige Sohlen zur hoch auflösenden Erfassung und Berücksichtigung der räumlichen Variabilität genutzt werden. Weiterhin leiten sich auch für den Fall geringer relativer Überdeckungen, bei dem die Strömung erheblich durch die Sohlenstruktur geprägt ist, aus diesem Ansatz lineare Geschwindigkeitsverteilungen für die gesamte Fließtiefe unmittelbar ab. Der gesamte Bereich über den Rauheitserhebungen wird demnach massiv durch die Wirbelablösungen an Rauheitselementen beeinflusst, die mit der Rauheitsgröße skalieren und über Wirbel in der Größenordnung der Fließtiefe dominieren Nikora et al. (2001).

Die räumliche Mittelung wird analog zur zeitlichen Mittelung durchgeführt. Während die zeitliche Mittelung durch einen Überstrich gekennzeichnet wird, symbolisieren eckige Klammern die räumliche Mittelung. Im Bereich der Porenströmung wurden zur Berücksichtigung der räumlichen Variabilität analoge Regeln zur Volumenmittelung entwickelt, die in Kapitel 2.2 angesprochen sind.

2.1.6 Übergangsbereich zur Bodenwasserströmung

Im Übergangsbereich zwischen Oberflächen- und Bodenwasserströmung haben u.a. Yamada und Kawabata (1982), Nagaoka und Ohgaki (1988), Nakagawa et al. (1988) und Shimizu et al. (1990) sowie Booij et al. (1998) Geschwindigkeitsmessungen durchgeführt, die darauf schließen lassen, daß die Geschwindigkeit in Längsrichtung von den Oberkanten der Sohlenelemente aus in die Tiefe des Porenraumes hinein in exponentiellem Verlauf abnimmt, bis sie einen konstanten Wert erreicht.

Yamada und Kawabata (1982) erklären diese Geschwindigkeitsverteilung durch die Überlagerung einer Couette-Strömung im oberen Bereich mit der gleichmäßig über die Porenraumtiefe wirkenden Grund(wasser)strömung v_f , die ebenso wie die parallel laufende Oberflächenströmung durch den großskaligen Potentialgradienten (Wasserspiegelgefälle bzw. Sohlengefälle) angetrieben wird. Eine Couette-Strömung ist eine laminare Scherströmung, wobei die Strömung durch die Bewegung in einer Ebene angetrieben wird und sich über die Zwischenebenen laminarer paralleler Schichtenströmung bis zu einer unbewegten festen Ebene hin abbaut. Die bewegte Ebene in Höhe der Oberkanten der Sohlenelemente ist durch die sogenannte slip-velocity v_s angetrieben, die u.a. Nakagawa et al. (1988) durch Extrapolation der Geschwindigkeitsverteilung der Gerinneströmung bis in die Rauheitszwischenräume hinein bestimmen. Nagaoka und Ohgaki (1990) geben folgende Gleichung für die Geschwindigkeitsverteilung im Porenraum an:

$$v(z) = v_f + v_s \cdot e^{(az)} \quad (2.43; \text{Geschwindigkeitsverteilung Porenraum})$$

Der Wert a hängt nach Yamada und Kawabata (1982) und Nagaoka und Ohgaki (1990) von der Charakteristik des Porenraumes und von der Mischungsweglänge des Übergangsbereiches an der Gewässersohle ab und konnte für verschiedene Sohlenaufbauten experimentell durch Geschwindigkeitsmessungen mit der Salzverdünnungsmethode bestimmt werden. Nagaoka und Ohgaki (1988) bezeichnen die Fortsetzung der sohlennahen Turbulenz in die Zwischenräume der obersten Kiesschichten als turbulente Diffusion und heben deren Potential (im Zusammenhang mit dem Zutransport von gelöstem Sauerstoff und Nährstoffen aus der Oberflächenströmung) zur Erhöhung der Biofilmaktivität im Interstitial hervor. Ansätze zur Abschätzung der Austauschwirkung auf Basis eines (turbulenten) Diffusionskoeffizienten werden z.B. bei Packman et al. (2004) aktuell vorgestellt (s. Kap. 3).

Zur Verbesserung der Selbstreinigungskraft von Fließgewässern im urbanen Raum empfehlen Nagaoka und Ohgaki bei Maßnahmen zur Gewässerentwicklung auf die Ausbildung einer strukturierten Gewässersohle (hohe Strömungsdiversität der sohlennahen Strömungs- und Austauschmuster) mit ausgeprägtem Interstitialbereich (ausreichend dicke Kiesschicht mit Lückenräumen, die eine Besiedlung der großen spezifischen Oberfläche mit Organismen ermöglichen) zu achten.

Von Nakagawa et al. (1988) u.a. wird auch ein Einfluß der Ausbildung des Porenraumes auf die Oberflächenströmung und die slip velocity beobachtet und von Chen und Chiew (2004), die aktuelle Untersuchungen über die Geschwindigkeitsverteilung im Übergangsbereich zwischen der Oberflächen- und Bodenwasserströmung durchgeführt haben, bestätigt.

Booij et al. (1998) führten Geschwindigkeitsmessungen mit einem Laser-Doppler-Verfahren im Porenraum aus und konnten somit auch die Schwankungsgrößen der Bodenwasserströmung im Übergangsbereich erfassen. Sie stellten fest, daß mit der zeitlich mittleren Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung auch die Geschwindigkeitsschwankungen und die damit in Zusammenhang stehende Schubspannung exponentiell mit der Tiefe abnehmen (vgl. Abb. 2.14).

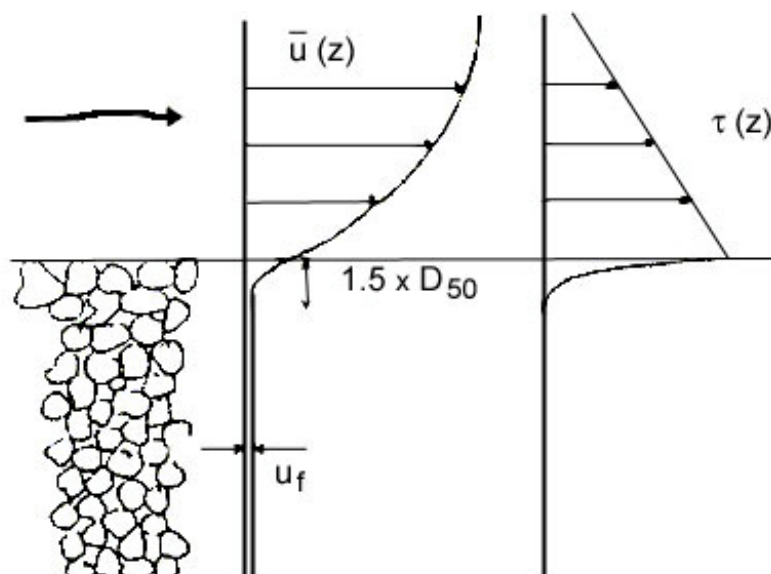


Abb. 2.14 Verteilung der Geschwindigkeit und der Schubspannung im Übergangsbereich

Die Anteile der turbulenten Oberflächenströmung, die sich in den Porenraum auswirken und die durch den großskaligen hydraulischen Gradienten getriebene Bodenwasserströmung überlagern, werden nach kleinskaligen Schwankungen aus Ablösungswirbeln der sohlennahen Strömung und nach großskaligen turbulenten Strukturen der Hauptströmung unterschieden.

Der Einfluß dieser Schwankungsbewegungen im Filter wird im Hinblick auf die Filterstabilität betrachtet, insofern daß die tieferliegende Sandschicht durch eine ausreichend dimensionierte Kiesauflage geschützt werden muss.

Cheng und Chiew (1999) untersuchten die Stabilität der obersten Sohlenlage jedoch unter dem Einfluß einer aufwärts gerichteten Bodenwasserströmung - also für den Spezialfall in Exfiltrationsbereichen.

Es sind aus dem Bereich der Hydromechanik keine Untersuchungen bekannt, die den Einfluß der Fortsetzung durch die turbulente Oberflächenströmung induzierter Schwankungen (Geschwindigkeits- und Druckschwankungen) in die Sedimenttiefe direkt auf die oberste Kornlage betrachten. Die Geschwindigkeitsschwankungen stehen in direktem Zusammenhang mit Druckschwankungen; sie werden durch die instationären Druckgradienten angetrieben. Die Fortsetzung der Druckschwankungen in den Porenraum und die daraus resultierenden Druckgradienten an einzelnen Filter- oder Sohlenelementen können aus dem Kenntnis der Druckverteilungen an der Sohle abgeleitet werden (z.B. Davis et al. 2004).

Im Bereich der Geotechnik werden häufig die Fragestellungen der Filterstabilität, Suffusion, Grundbruch etc. betrachtet und die Theorien zur Fortsetzung der Druckausbreitung in die Gewässersohle unter Berücksichtigung spezieller Gesichtspunkte wie Wellenschlag, Luftblasen (Kompressibilität), Fluidisierung, Volumen- oder Gestaltsänderung des Bodens entwickelt (Schulz 1986, Bezuijen und Köhler 1998, Barends 1992). Geht man jedoch vereinfacht von einem unveränderlichen Korngerüst und Inkompessibilität der Wasserphase (ohne Berücksichtigung der Gasphase) aus, kann (unter weiteren Annahmen zu laminarer Strömung, Homogenität und Isotropie im Porenraum) aus einer vereinfachten Lösung für die Laplace-Gleichung die Ausbreitung von Druckschwankungen in den Porenraum abgeleitet werden (z.B. Barends 1992).

$$p(z) = p_0 \cdot e^{(kz)} \quad (2.44; \text{Druckausbreitung in die Tiefe})$$

mit p_0 = Druckamplitude an der Gewässersohle
 k = Wellenzahl

Bei Kenntnis der infolge von Turbulenz zeitlich stark veränderlichen Druckverteilungen an der Gewässersohle lassen sich demnach die kurzzeitig wirksamen vertikalen Druckgradienten in den obersten Kornlagen abschätzen.

Dies ist für die Sohlenstabilität von Gewässersohlen von großer Bedeutung, da die Erfassung der turbulenzbedingten Liftkraft in bestehenden Ansätzen, die rein aus der Betrachtung der Oberflächenhydraulik resultieren, mit großer Unsicherheit verbunden ist. Die Liftkraft wird zurückgehend auf Untersuchungen von Einstein und El Samny (1949) i.d.R. aus den Geschwindigkeits- oder Druckeinwirkungen auf der Sohlenoberseite abgeleitet, ergibt sich aber bei permeablen Sohlen aus der Druckdifferenz zwischen Kornober- und -unterseite, somit aus dem vertikalen Druckgradienten in der obersten Kornlage.

Scheuermann et al. (2000) befassen sich aus geotechnischer Sicht mit einer weiteren Fragestellung von Erosionsvorgängen und entwickeln dazu eine auf Brinkmann (1947) zurückgehende Modellvorstellung für den Strömungsübergang zwischen Oberflächen- und Bodenwasserströmung. Das Phänomen der Kontakterosion im Zusammenhang mit dominierender horizontaler Bodenwasserströmung und dessen Auswirkung auf die Veränderlichkeit der Kornzusammensetzung der Sedimentschichten wird vor dem Hintergrund der Geschwindigkeitsverteilung im Übergangsbereich diskutiert. Dazu wird mit Hilfe der Erweiterung nach Brinkmann zwischen der Navier-Stokes-Gleichung für die sohlennahe Strömung und der Darcy-Formulierung für die vom Erosionsbereich entferntere, tiefere Bodenwasserströmung interpoliert.

2.2 Bodenwasserströmung

Die Bodenwasserströmung ist die Reaktion auf die im Porenraum wirkenden Schwerkräfte, Kräfte aus Wasserdruckdifferenzen, Auflastkräfte, Kapillarkräfte, Kräfte aus Konzentrationsunterschieden von in Wasser gelösten Stoffen (osmotische Kräfte) oder durch Temperaturgradienten (siehe z.B. Bear 1978). Der sich aus der Überlagerung der einzelnen Gradienten ergebende Gesamtpotentialunterschied ist der Antrieb für die Wasserbewegung durch den Porenraum; das Fluid bewegt sich stets in Richtung des niedrigeren Potentials. Für die betrachteten Strömungsvorgänge des wassergesättigten unmittelbar an die Gewässersohle anschließenden Porenraumes werden Verformungen der Bodenmatrix durch Auflasten, hohe Salzkonzentrationen und Wechselwirkungen der flüssigen, gasförmigen und festen Phase vernachlässigt, so daß Auflastkräfte, Kapillarkräfte und osmotische Kräfte hier nicht berücksichtigt werden.

Die Bodenwasserströmung kann ebenso wie die Gerinneströmung mit freier Oberfläche von den Bewegungsgleichungen nach Navier-Stokes ausgehend behandelt werden. Streicht man für die Betrachtung von Strömungen mit vernachlässigbar kleinen Beschleunigungen die linke Seite der Gl. 2.8, so erhält man eine stark vereinfachte Navier-Stokessche Impulsgleichung für zähigkeitsbehaftete laminare Strömungen inkompressibler Fluide.

$$0 = -1/\rho \cdot \partial p / \partial x_i - g_i + \nu \cdot \partial^2 v_i / \partial x_j^2 \quad (2.45; \text{Schleichende Strömung/Stokes})$$

Diese von Stokes (1845) gefundene Formulierung für schleichende Strömungen bedeutet die Vernachlässigung der Trägheitskraft gegenüber der Zähigkeitkraft, was unter der Voraussetzung sehr kleiner Reynoldszahlen näherungsweise zulässig ist. Dies gilt z.B. für die Umströmung von kleinen Partikeln, die langsam absinken, und in der Regel für die Sickerströmung durch poröse Stoffe. Für die Grundwasserhydraulik hat die Annahme von laminarer Strömung bei den vorkommenden Aquifereigenschaften und Grundwassergefällen im Allgemeinen Gültigkeit. Bei sehr hohen auftretenden Potentialgradienten müssen jedoch die Trägheitsterme aufgrund höherer Strömungsantriebe und Geschwindigkeiten berücksichtigt werden.

Daneben setzt die Anwendung der Impulsgleichung in Verbindung mit der Kontinuitätsgleichung voraus, daß das betrachtete Medium oder Fluid als Kontinuum angesehen werden kann. Ein poröses Medium besteht aus mindestens zwei unterschiedlich im Raum verteilten Phasen.

Wählt man als Kontrollvolumen nur den Raum, der mit einer Phase aufgefüllt ist, kann zwar das Innere des Volumens als Kontrollvolumen angesehen werden, die komplexe Geometrie der Porenmatrix erlaubt es jedoch nicht, die Ränder des Kontrollvolumens zu beschreiben. Daher wird an dieser Stelle der mathematischen Herleitung die mikroskopische Betrachtungsweise zugunsten einer makroskopischen Betrachtungsweise aufgegeben. Damit Parameter und Eigenschaften des makroskopischen Kontinuums, wie z.B. die Fluid-Dichte ρ oder die Porosität n , an jedem Punkt als kontinuierliche Funktion zu bestimmen sind, wird ein kleines Volumen δV um den gewählten Punkt herum betrachtet. Die Größe des Repräsentativen Einheits-Volumens (REV) muß so gewählt werden, daß die Werte der betrachteten Parameter stabil und räumlich kontinuierlich sind. Die Parameterwerte werden dem Schwerpunkt des REV zugeordnet (s. Abb. 2.15). Mit dieser Betrachtungsweise können poröse Medien als Kontinuum behandelt und die mikroskopischen Gleichungen als makroskopische Gleichungen allgemein wie folgt formuliert werden.

$$\langle G \rangle = 1/\delta V_{REV} \cdot \int_{\partial V_{REV}} G dV \quad (2.46; \text{Volumenmittelung})$$

mit: $\langle G \rangle$ Porenraum-Eigenschaft G räumlich gemittelt über das REV

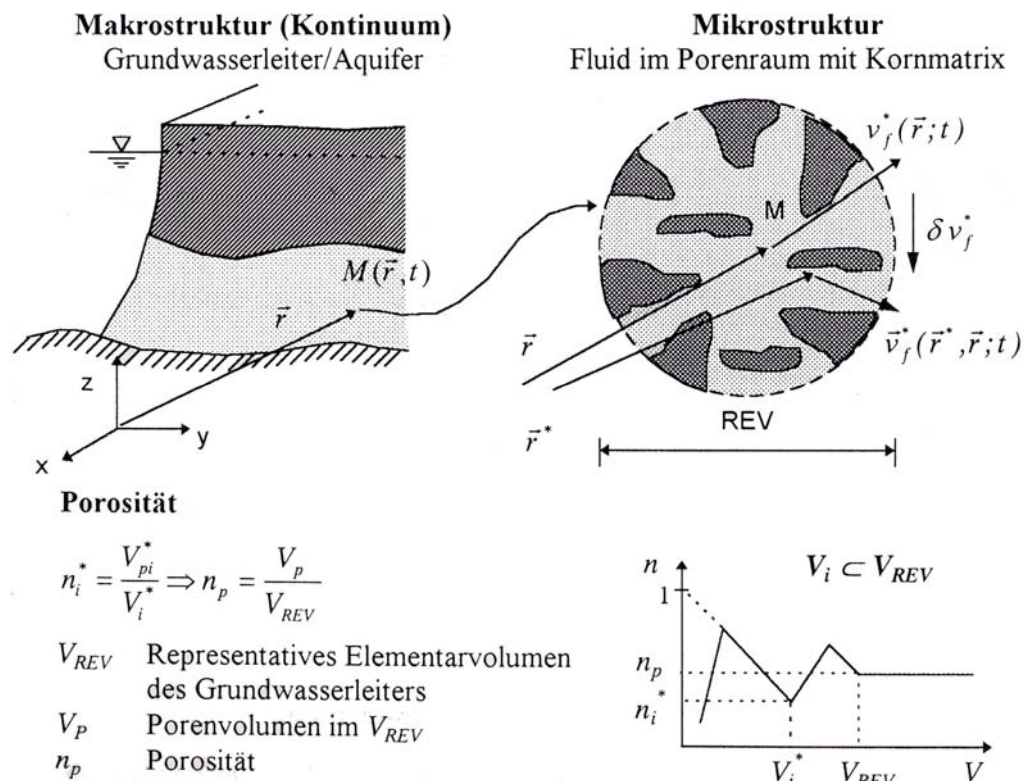


Abb. 2.15 Einführung des Kontinuumsmodells und der Mittelungstechnik

Mit den Regeln zur Volumenmittelung von Whitaker (1967, 1973) und unter der Annahme langsamer Verformungen des Fluids, sowie der Haftbedingung lassen sich stationäre Strömungsvorgänge von einer nach Einführung der Volumenmittelung zunächst sehr komplexen Impulsgleichung auf die folgende reduzierte Form zurückführen.

$$\langle v \rangle = -K_o^{(2)} / \mu \cdot \nabla [\langle p \rangle_F + \langle p \rangle_F \cdot \langle g \cdot z \rangle_F] \quad (2.47; \text{Impulsgleichung})$$

mit: $K_o^{(2)}$ = Permeabilität (Tensor 2. Ordnung)
 μ = Dynamische Viskosität = $\rho \cdot \nu$
 $\nabla [\langle p \rangle_F + \langle p \rangle_F \cdot \langle g \cdot z \rangle_F]$ = Potentialgradient aus Druckdifferenzen u. Schwere
 p = Druck in mWs (Meter Wassersäule) [L]

Der Index F bedeutet die Mittelung über das Fluidvolumen. Wird die z-Koordinate vertikal nach aufwärts angenommen, gibt der zweite Summand der Gleichung den Einfluß der Schwere an, während der Trägheitseinfluß nicht enthalten ist, das Gesetz also nur für kleine Geschwindigkeiten gelten kann. Die Filtergeschwindigkeit muß bei quellfreier schleichender Strömung die Kontinuitätsgleichung ($\text{div } v = 0$) erfüllen, was zu folgender Beziehung führt.

$$\nabla p = \partial^2 H / \partial x_i^2 = 0 \quad (2.48; \text{Laplace-Gleichung})$$

mit: ∇ als Laplace-Operator

Die Ableitung der Laplace-Gleichung setzt eine isotrope und homogene Porenmatrix voraus. Gleichung 2.47 entspricht dem von Darcy bereits Mitte des 19. Jahrhunderts gefundenen empirischen Ansatz für die laminare Porenströmung. An einer künstlich mit Wasser gesättigten Bodensäule zeigte sich ein linearer Zusammenhang zwischen der Durchflußrate q und dem antreibenden Potentialgradienten dH/dl . Führt man zusätzlich die Leitfähigkeit k_f als Proportionalitätskonstante ein, ergibt sich das Darcy-Gesetz für eine isotrope Porenmatrix.

$$v_f = -q/A = -k_f \cdot I \quad (2.49; \text{Darcy-Gesetz})$$

mit: v_f = Filtergeschwindigkeit, entspricht $\langle v \rangle$ über das REV gemittelte Geschwindigkeit
 A = durchflossene Fläche
 $I = dH/dl$

Das negative Vorzeichen veranschaulicht den Transport in Richtung des niedrigeren Potentials. In der Grundwasserhydraulik kann mit genügender Genauigkeit angenommen werden, daß die Fluideigenschaften des Grundwassers in Raum und Zeit unverändert bleiben und das Wasser als inkompressibel angesehen wird. Zur erweiterten Anwendbarkeit des Gesetzes von Darcy z.B. auf andere Fluide als Wasser kann die Leitfähigkeit oder der Druckgradient umgerechnet werden.

$$v_f = - K_o \cdot \rho g / \mu \cdot I = - k_f \cdot I$$

Die Permeabilität K_o [L^2] ist im homogenen, isotropen Fall eine Konstante und repräsentiert die geometrischen Eigenschaften des Porenraumes. Hingegen sind die Eigenschaften des Fluides in den Parametern ρ und μ enthalten.

Aus Meßergebnissen leitet Ruiz-Rodriguez (1993) einen verallgemeinerten Ansatz für die Permeabilität von kohäsionslosen Korngerüsten mit steiler Sieblinie ab. Die dimensionslose Darstellung zahlreicher Strömungsuntersuchungen mit Filtereinbauten aus Sand mit unterschiedlichen mittleren Korndurchmessern D_{50} liefert

$$K_o \approx 1/2000 \cdot D_{50}^2 \quad (2.50; \text{Permeabilität})$$

Die Auftragung der dimensionslosen Permeabilität über der Filter-Reynoldszahl Re_f gewinnt weiter an Aussagekraft, wenn nach der Entdimensionalisierung der Permeabilität K_o durch Division des Korndurchmessers zum Quadrat auch die Porosität n des Porenkörpers berücksichtigt wird (vgl. Abb. 6.10 in Kap. 6).

$$K_o / (n \cdot D_{50}^2) \approx 1/800 \quad (2.51; \text{dimensionslose Permeabilität})$$

$$\text{mit: } Re_f = v_f \cdot D_{50} / \nu \quad (2.52; \text{Filter-Reynoldszahl})$$

Der Gültigkeitsbereich der oben genannten Abschätzung für eine konstante Permeabilität endet an den Strömungssituationen für welche die Vernachlässigung von Trägheitseinflüssen gegenüber der Zähigkeit gerade noch zulässig ist. Ruiz-Rodriguez (1993) erkennt einen konstanten Verlauf der dimensionslosen Permeabilität in der Auftragung über die Filter-Reynoldszahl bis zu einem Wert von $Re_f \approx 1$.

Wahyudi et al. (2002) verwenden als charakteristische Länge für die Kennzahlen den Porendurchmesser von Sandproben mit gestuften Sieblinien und begrenzen aufgrund von Untersuchungen mit verschiedenen Originalsedimenten aus Flüssen den Gültigkeitsbereich des linearen Ansatzes für die Filterströmung auf $Re_p \leq 4,3$ (Re_p enthält als charakteristische Länge den Porendurchmesser).

Zur Abbildung von Filterströmungen, die aufgrund höherer Gradienten die Gültigkeitsgrenzen des linearen Ansatzes überschreiten, wird in Analogie zur Rohrströmung (λ_R) ein Widerstandsbeiwert λ_f eingeführt. Der filterspezifische Widerstand kann (unter Vernachlässigung des Gravitationspotentials) als Euler-Zahl interpretiert werden, die ein Verhältnis von Druck- zu Trägheitskräften darstellt (vgl. auch Kap. 5).

$$\lambda_f = 2 \cdot D_{50} \cdot g \cdot I / v_f^2 \quad (2.53; \text{Filter-Widerstandsbeiwert})$$

Bei der dimensionslosen Darstellung von λ_f über der Filter-Reynoldszahl verläuft die Kurve bei kleinen Reynoldszahlen linear. Bei weiter zunehmender Reynoldszahl weicht sie von der Linearität ab und läuft gegen einen Grenzwert.

$$\lambda_f = C_2 / Re_f + C_3$$

Diese empirische Beziehung läßt sich durch Einsetzen der Definitionsgrößen für die beiden Kennzahlen Re_f und λ_f sowie nach Umstellung in folgende Form überführen.

$$I / (\rho \cdot g) = a \cdot v_f + b \cdot v_f^2 \quad (2.54; \text{Forchheimer-Erweiterung})$$

mit: $a = C_2 \cdot \mu / (2 \cdot D_{50}^2)$ und $b = C_3 \cdot \rho / (2 \cdot D_{50})$

Dieser Ansatz, der neben dem Zähigkeitsbehafteten linearen Glied auch ein trägheitsbehaftetes, nichtlineares Glied enthält, das bei wachsenden Fließgeschwindigkeiten an Einfluß gewinnt, ist als Forchheimer-Erweiterung bekannt. Ruiz-Rodriguez findet für die vollgesättigte Filterströmung durch Sandböden mit steilen Sieblinien die Beziehung $\lambda_f = 4000 / Re_f + 60$. Comiti et al. (2000) geben für die porenspezifischen Kennzahlen $\lambda_p = 16 / Re_p + 0,194$ an.

2.3 Das Hyporheische Interstitial

Das hyporheische Interstitial wird nach Orgidhan (1959) und Schwoerbel (1961) als der Lebensraum beziehungsweise das Grenzbiotop zwischen oberirdischen und unterirdischen Gewässern beschrieben. Der Begriff enthält einen griechischen (hypo = unter; rhein = fließen) und einen lateinischen Wortstamm (interstitium = Zwischenraum) und bezeichnet somit den „unterflossenen Zwischenraum“ (Fischer und Borchardt 2000). Dabei handelt es sich im Allgemeinen um eine wassergesättigte Bodenmatrix im Sohl- und Uferbereich von Fließgewässern, die durch permanente Dunkelheit (mit Ausnahme der oberflächennahen Bodenzone), niedrige Fließgeschwindigkeiten, ausgeglichene Temperaturverläufe, Anteile von Oberflächenwasser und eine hohe Substratstabilität zu charakterisieren ist (Brunke und Gonsler 1997).

2.3.1 Das Ökoton-Konzept

Dem Ökoton-Konzept (Gilbert et al. 1990, Vervier et al. 1992, Brunke 1998) zufolge wird das hyporheische Interstitial als ein offenes System betrachtet, das untereinander klar abgegrenzte ökologische Systeme wie das Oberflächengewässer, die Grundwasserzone und die semiterrestrische Flußaue in einer Art Übergang oder Schnittmenge miteinander verbindet (connecting ecotone).

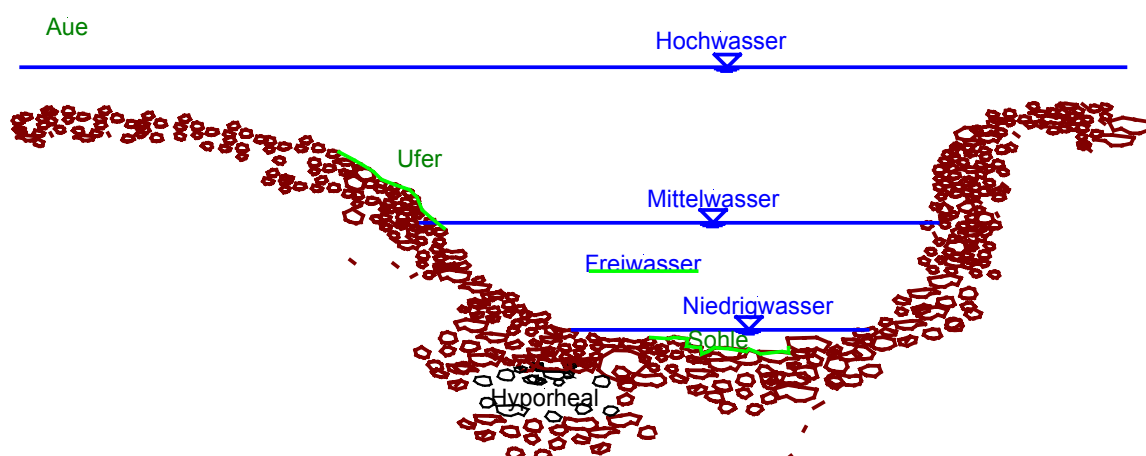


Abb. 2.16 Querschnitt durch die Fließgewässerbereiche

Brunke und Gonser (1997) sprechen auch ohne direkten Kontakt der vom Oberflächenwasser durchströmten Sedimentschichten zur Grundwasserzone vom hyporheischen Interstitial, dessen Eigenschaften sich maßgeblich durch die langen Aufenthaltszeiten vom Oberflächengewässer unterscheiden. Die längere Aufenthaltszeit des durchfließenden Wassers und die biochemischen, metabolischen Prozesse der an den Grenzschichten zum Filtermaterial vorhandenen Biofilme führen zu charakteristischen Milieubedingungen und Nähr- und Sauerstoffgradienten, die durch den möglichen Zufluß von Grundwasser beeinflusst werden können (Ingendahl 1999).

Die durch (räumlich und zeitlich stark differenzierte) Gradienten geprägte eigene Charakteristik des Interstitials ist einerseits maßgeblich von den umliegenden Systemen abhängig, kann aber andererseits in dem Wechselspiel zwischen Ökoton und ökologischen Systemen auf die umliegenden Systeme funktional einwirken. Den hydraulischen Austauschvorgängen kommen daher sowohl für die Stoffumsetzungsprozesse und die Gewässerqualität als auch für die Habitatbedingungen des Fließgewässersystems maßgebende Bedeutung zu (Valett et al. 1993, Brunke et al. 1996, Lenk 2000).

2.3.2 Die Bedeutung der hydraulischen Austauschvorgänge für das Habitat Interstitial

Die Biozönose des hyporheischen Interstitials wurde von Schwoerbel (1961) als Hyporheos bezeichnet und von der Biozönose der Gewässersohle (Makrozoobenthos) abgegrenzt. Die charakteristische Lebensgemeinschaft des Interstitials besteht aus Kleinkrebsen, Milben und anderen Elementen der wirbellosen Mesofauna. Das Interstitial wird daneben mitunter temporär von Organismen der umliegenden Bereiche, z.B. als Refugialraum zum Schutz vor Extremereignissen (Hochwasser, Austrocknung, Stoffbelastungs- oder Temperaturspitzen) (Löderbusch 1985, Kiene 1997) oder für frühe Entwicklungsstadien (Embryonalphase und erste Larvalstadien) genutzt. So bieten die gut durchströmten Zwischenräume im lockeren Kies der Fließgewässersedimente wichtige Voraussetzungen für Kieslaicher der Ordnung Salmoniden wie Lachs, Meer- und Bachforelle und Äsche (Ingendahl 1999). Auch die obligat kieslaichenden Cypriniden wie Barbe und Nase nutzen das Interstitial als Inkubationsraum für ihre Eier (Hübner 1998).

Die Fauna des hyporheischen Interstitials kann in drei Gruppen von permanenten, vorübergehenden und amphibischen Bewohnern unterteilt werden:

- Der ersten Gruppe sind die Organismen zuzurechnen, die ihren gesamten Lebenszyklus im Interstitial verbringen.
- Organismen, die ansonsten entweder im Grundwasser (stygobiont) oder im Fluß (epigäische Insekten, Fischembryos) leben und nur für ein bestimmtes Lebensstadium im Interstitial, sind der zweiten Gruppe zuzuordnen.
- In der dritten Gruppe werden Lebewesen zusammengefaßt, die ihr gesamtes Larvalstadium im Interstitial verbringen.

Neben der Bedeutung für die Umweltbedingungen der im Interstitial angesiedelten Lebensgemeinschaften spielen die hydraulischen Austauschprozesse eine bedeutende Rolle für die reaktiven Umsetzungsprozesse durch die mikrobielle Biomasse in Form von Biofilmen. In den dicht besiedelten Biofilmen, die sich aus Algen, Bakterien, Pilzen und den mit den Substraten der Zwischenschichten verbundenen extrazellulären, polymeren Substanzen (EPS) zusammensetzen, leisten annähernd den Gesamtumsatz an Stoffen im Interstitial. Die hyporheische Zone mit dem Biofilmbewuchs auf den Sedimentoberflächen als Filtermaterial kann als effizienter Bioreaktor betrachtet werden, der das vorwiegend vom Oberflächenwasser gelieferte Material umsetzt (Lenk 2000).

Der Durchfluß in Verbindung mit den organischen und anorganischen Inhaltsstoffen stellt den In- und Output der in gelöster oder partikulärer Form transportierten Stoffe dar. Nichtorganische Stoffe, wie beispielsweise mineralische Feststoffe, wirken insbesondere im Hinblick auf die Veränderung der Durchströmungseigenschaften des Interstitials, auf die Verweildauer des Wassers und damit auf den potentiellen Zeitraum für stoffliche Umsetzungen im Porenraum. Der Eintrag von feinkörnigem Material mit hoher spezifischer Oberfläche ist durch die besseren Anheftungsbedingungen mit der Einlagerung von organischem Material verbunden (Claret et al. 1998). Diese Veränderungen des Durchflußvermögens beziehungsweise der stofflichen Gradienten im Interstitial sind oft von hydrologischen Zyklen (Hochwasser-Niedrigwasser) und dem damit verbundenen Stofftransport (Ablagerung/Kolmation, Ausspülung/Dekolmation) abhängig, können aber auch durch anthropogene Einflüsse verursacht werden. So ist beispielsweise in künstlichen Stauräumen durch die Reduktion der Fließgeschwindigkeit und damit der Transportkapazität eine Zunahme von innerer (in den Porenzwischenräumen) und äußerer Kolmation (auf der Gewässersohle) der Stauraumsedimente über Jahre hinweg zu beobachten (Blaschke 2002).

Weiterhin wird durch örtliche Gefällekonzentrationen dem übrigen Längsverlauf von Fließgewässern eine Struktur aufgezwungen, die das Vorkommen von signifikanten Austauschströmungen an natürlichen Querstrukturen reduziert (Träbing et al. 2001, Claret et al. 1998). Ingendahl (1999) bringt anhand von Labor- und in situ-Versuchen den Rückzug von Lachs und Meerforelle aus den heimischen Fließgewässern in Zusammenhang mit reduziertem vertikalen Austausch bzw. mit dem limitierten Sauerstoffgehalt im Interstitial, sowie mit verschlechterten Aufwuchsbedingungen der einheimischen Kieslaicher durch verminderte Porenzwischenräume (Ingendahl 1999, Hübner 1998).

Einen weiteren anthropogenen Einfluß auf die Habitatbedingungen für das Interstitial stellt die saprobielle Belastung der Fließgewässer dar, die u.a. zu einer erhöhten Sauerstoffzehrung durch die mikrobielle Biomasse führen kann (Borchardt und Fischer 1999). Dies kann ggf. zu einer Beeinträchtigung der Laichbedingungen führen, wenn z.B. Salmonideneier mit den in Einströmbereichen besonders aktiven Biofilmen um den aus der Oberflächenströmung nachgelieferten Sauerstoff konkurrieren (Hendricks 1993, Jones et al. 1995, Ingendahl 1999).

2.3.3 Vertikale Zonierung des Interstitials

Neben der Differenzierung zwischen natürlichen und anthropogen beeinflussten Austauschmustern und der Berücksichtigung der zeitlichen Variabilität können die hydraulischen Austauschprozesse grundlegend nach räumlichen Skalen unterschieden werden. Lenk (1999) unterteilt in 3 räumliche Skalen, der Makro-, Meso- und Mikroebene.

Die **Makroebene** bezieht sich auf eine Größenordnung von Kilometern bis mehreren Dezimetern. Als wichtigstes Beispiel für Austauschströmungen solcher Reichweite gelten Zuflüsse von Grundwasser in das Fließgewässer beziehungsweise in Abhängigkeit von der Abflußsituation und den Gradienten zu den seitlichen Grundwasserständen in umgekehrter Richtung. Austauschströmungen, die einen Auenraum inklusive der semiterrestrischen Zone beinhalten, werden maßgeblich von den Wasserständen in der Flußaua angetrieben. Bei der Passage durch die Bettsedimente beeinflusst das Grundwasser die Bedingungen im hyporheischen Interstitial (Bretschko und Klemens 1986); die Bedeutung für die Stoffumsetzung im Interstitial ist als gering einzuschätzen (Hynes 1983, Ahmed et al. 2003).

Mesoskalige Austauschprozesse erstrecken sich über mehrere Dezimeter bis wenige Meter. Morphologische Strukturen der Gewässerbettbildung und natürliche Hindernisse wie Totholzverkläuerungen oder Biberdämme verursachen natürliche Gefällekonzentrationen im Längsverlauf von Fließgewässern, die in Abhängigkeit der Abflußsituation zu Ex- und

Infiltrationsbereichen mit einer Durchströmung des Flußbettes führen können (Harvey und Bencala 1993, Boulton 1993, Brunke 1998). Der analoge Mechanismus an künstlichen Strukturen wie z.B. Wehren, Buhnen, Schwellen ist als das Phänomen der Unter- bzw. Umläufigkeit bekannt. Der Längsverlauf von Fließgewässern kann durch eine Sequenz von natürlichen oder künstlichen Staukörpern geprägt sein, die zu einem kaskadenartigen Verlauf des Wasserspiegels und in ihrer Summe zu beträchtlicher Interstitialdurchströmung führen.

Den **mikroskaligen** Austauschprozessen kommt mit Hinblick auf den oberflächennahen Sedimenthorizont eine sehr große Bedeutung zu. Die kleinräumlich wirksamen hydrodynamischen Austauschvorgänge an der Gewässersohle prägen die biologisch sehr aktive Zone, die durch einen hohen Metabolismus charakterisiert ist und ein leicht erreichbares Refugium bzw. Habitat für Organismen des Benthos bzw. des Hypertheos darstellt (Schwoerbel 1961). Den Antrieb für die mikroskaligen Austauschprozesse bilden turbulente Druckschwankungen bzw. quasistationäre Druckgradienten bei der An- und Umströmung von Formwiderständen (Steine auf der Sohle) und die hydromechanische Dispersion (Träbing et al. 2001).

Aus der Einteilung der hydraulischen Austauschprozesse in räumliche Skalen mit unterschiedlichen Austauschreichweiten und damit unterschiedlichen Austauschtiefen leitete Lenk (2000) im Zusammenhang mit den Naturuntersuchungen einer Pool-Riffle-Struktur an der Lahn im Rahmen des o.g. DFG-Projektes ein prozeßorientiertes Dreischichtenmodell ab:

Unmittelbare Interaktionszone:

Für die sohlennahen Austauschphänomene sind (kleinskalige) Mechanismen verantwortlich, die durch Oberflächenrauheit und Turbulenz angetrieben werden. Die Schicht ist durch hohe Austauschraten in allen Richtungen und durch starke Gradienten (hydraulisch, stoffhaushaltlich) gekennzeichnet. Saisonal können sich in dieser Zone äußere und innere Kolmation ausbilden.

Sohlennahe Interaktionszone:

Der Austausch dieser Zone ist durch die Sohlgeometrie (Längsverlauf), also durch mesoskalige Prozeßmechanismen gekennzeichnet und verläuft bereichsweise differenziert entweder einströmend oder flußparallel. Die Gradienten sind unterschiedlich ausgebildet, aber tendenziell gegenüber denen der unmittelbaren Austauschzone verflacht. Saisonal kann sich innere Kolmation ausbilden.

Tieferliegende Durchflußzone:

Die tieferliegende Zone ist durch den großräumlich gesteuerten, hier flußparallelen Transport gekennzeichnet. Es sind keine direkten Austauschraten feststellbar (nur verzögerte Infiltration), und sowohl stoffhaushaltliche als auch hydraulische Gradienten sind nicht weiter ausgeprägt (vgl. Abb. 2.17).

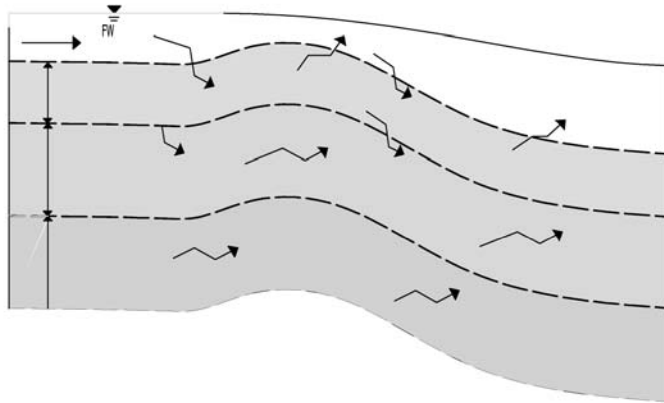


Abb. 2.17 Drei-Schichten-Konzept an einer morphologischen Struktur nach Lenk (2000)

Grundsätzlich können sich alle Prozesse der unterschiedlichen Maßstabebenen gegenseitig überlagern (Bencala et al. 1993). Untersuchungen, die hydraulische Austauschprozesse erfassen wollen, müssen streng genommen alle Skalen-Ebenen räumlich auflösen, was methodisch zu einem hohen Aufwand führt. Es gilt daher, die maßgeblichen Prozesse vor dem Hintergrund der spezifischen Forschungsziele abzuleiten und zu berücksichtigen. Die Mechanismen mikroskaliger Austauschprozesse sind empirisch nur schwer zu erfassen und bisher weitgehend ungeklärt. Ihre Wirkung wird in Modellierungen meist mit Hilfe von theoretischen Ansätzen zur Diffusion abgeschätzt. Quantitative Angaben über Austauschraten oder Ausdehnungen der mikroskaligen Prozesse, die den Anteil am gesamten hydraulischen Austausch beschreiben, sind in der Literatur bisher nicht zu finden (Packman u. McKay 2003; vgl. Kap.2.1). Da die oberflächennahen Horizonte des Interstitials aber im Regelfall Zonen mit relativ hohen Fließgeschwindigkeiten sind, wird von einem hohen Anteil ausgegangen.

Klassische Analysen der offenen Gerinneströmung gehen von einer sogenannten „no-slip condition“ aus, d.h. es findet keine Strömung durch die Berandung hindurch statt. Detaillierte Betrachtungen der Strömungsinteraktion mit porösen Sedimentbetten weisen jedoch darauf hin, daß kleinräumlich wirksame Strömungen durch die Grenzschicht zwischen Sediment und Oberflächenwasser hindurch auftreten. Die durch verschiedene Mechanismen wie turbulente Durchmischung und advective Strömung induzierten Austauschvorgänge stellen eine kritische Verbindung zwischen Oberflächen- und Bodenwasserströmung dar, die den Transport von reaktiven Substanzen in das Interstitial beeinflussen (Lenk 1999).

2.4 Stofftransport- und Stoffumsetzungsprozesse

Eine wichtige Randbedingung sowohl für die hyporheische als auch für die benthische Zone stellen die Sedimentcharakteristiken dar. Zum Einen beeinflusst der Fließwiderstand der Sedimente sowohl die sohlennahe Oberflächenströmung als auch die Transportvorgänge innerhalb des porösen Sedimentbettes und damit alle Stoffströme der Gewässersohle maßgeblich. Zum Anderen bietet das Sediment eine große und relativ dauerhafte Oberfläche für eine mikrobielle Besiedlung und chemische Prozesse. Insbesondere die von Sonnenlicht erreichten Lebensräume der Gewässersohle, der oberen Sedimentschicht, aber auch der darunter anschließenden Schichten der hyporheischen Zone sind dementsprechend dicht besiedelt von mikrobieller Biomasse in Form von Biofilmen. Die sich aus Algen, Bakterien, Pilzen und den mit den Substraten der Zwischenschichten verbundenen, extrazellulären, polymeren Substanzen (EPS) zusammensetzenden Biofilme spielen eine bedeutende Rolle im Zusammenhang mit Austauschprozessen und Umsetzungen von bioreaktiven Bestandteilen und Schadstoffen.

Die hyporheische Zone kann als Bioreaktor betrachtet werden, der das vom Oberflächenwasser oder vom Grundwasser gelieferte Material umsetzt (Packman und McKay 2003). Der Durchfluß in Verbindung mit den Inhaltsstoffen bedingt den In- und Output der transportierten Stoffe. Dabei bestimmen die Durchströmungseigenschaften des Interstitials die Verweildauer des Wassers und damit den potentiellen Zeitraum für stoffliche Umsetzungen im Porenraum. In den Biofilmen sind die Organismen angesiedelt, die annähernd den Gesamtumsatz an Stoffen im Interstitial leisten.

Ein gut durchströmtes Interstitial kann mit effizienten Biofilmreaktoren verglichen werden, die im Bereich der Siedlungswasserwirtschaft zur Abwasserreinigung eingesetzt werden. Bei den modernen Biofiltern kommen zum reinen Feststoffrückhalt Aufgaben der biologischen Abwasserreinigung, insbesondere Nitrifikation und Denitrifikation, sowie Abbau von Kohlenstoffverbindungen dazu. Das Interstitial wirkt analog zu einem mineralischen und biologisch aufgebauten Durchflußfilter, an den energetische und chemische Umsetzungsprozesse des Durchflußmediums (Interstitialwasser) und Filterstoffen (Sediment, Organismen) gekoppelt sind. Dabei sind die Durchströmungseigenschaften (Durchfluß, Aufenthaltszeit) einerseits und die an den vorwiegend mineralischen Oberflächen befindlichen aktiven Biofilme andererseits die entscheidenden Faktoren für die Umsetzungsprozesse (Lenk 2000).

Biofilme wurden in der Vergangenheit überwiegend als flächige und weitgehend homogene Systeme angesehen, wobei der Massentransfer durch Diffusionstransport bestimmt wird. Dementsprechend basieren mathematische Modelle der Stofftransport- und Stoffumsetzungsprozesse auf vereinfachten meist eindimensionalen, makroskopischen Diffusions-Ansätzen. Die Erweiterung der bestehenden Modellierungsansätze erfolgt schrittweise in Verbindung mit neuen Erkenntnissen über die komplexen Transportmechanismen, bei denen sowohl advektive 3D-Strömungen als auch instationäre Vorgänge eine Rolle spielen. Neue mikroskopische Technologien ermöglichen weiterführende Einblicke in die dreidimensionalen Strukturen mit komplexen inneren Kanalnetzwerken und Differenzierungen nach unterschiedlichen Lebensräumen. Während benthische, dem Licht zugängliche Biofilme eine große Diversität mit höherem Algen-Anteil aufweisen, bestehen hyporheische Biofilme überwiegend aus bakteriellen Organismen (Packman und McKay 2003).

Die Kombination von mikroskalig ausgerichteten Laboruntersuchungen, meso-/makroskaligen Meßkampagnen an natürlichen Fließgewässern und Erfahrungen aus der Abwasserreinigung führt zu einer besseren Grundlage für das Verständnis der ökosystemaren Wirkzusammenhänge zwischen den hydraulischen Austauschströmungen und den Stoffwechselprozessen der Gewässersohle.

2.4.1 Stofftransport in Biofilmen

Gegen Ende des 19. Jahrhunderts wurde in England (Corbett) der Grundstein für die biologische Abwasserreinigung gelegt. Damals wurde das Abwasser mit Hilfe von Bodenfiltern (Biofilmreaktor) gereinigt. Diese Form der Abwasserreinigung wurde ab 1914 (Arden und Lockett) durch die Entwicklung des Belebungsverfahrens zunehmend verdrängt. Der Ablauf beider Verfahren entspricht Teilprozessen, die bei der Selbstreinigung von Gewässern im Flußwasser (Belebungsverfahren) beziehungsweise im Interstitial (Biofilmreaktor) ablaufen. Allerdings dauern diese Vorgänge in der Natur wesentlich länger (Kroiss 1994). Bei den Verfahren der biologischen Abwasserreinigung werden die in der Natur ablaufenden Abbaumechanismen intensiviert und optimiert.

Bei der Gewässerreinigung spielen Prozesse zum Abbau von Kohlenstoff, Stickstoff und Phosphor eine große Bedeutung. Die an den biologischen Prozessen beteiligten Mikroorganismen und Lebewesen lassen sich in Heterotrophe und Autotrophe unterteilen, wobei die letzteren für Stoffumsetzungsprozesse zum organischen Stoffaufbau und zur

Vermehrung nicht auf organische Stoffe beschränkt sind. Der biologische Stoffumsatz wird nach anaeroben (kein Sauerstoff vorhanden), aeroben (molekular gelöster Sauerstoff vorhanden) und anoxischen Bedingungen (an Stickstoff gebundener Sauerstoff vorhanden) unterschieden. Aerober Abbau von gelösten organischen Kohlenstoffverbindungen findet z.B. unter Mitwirkung von heterotrophen Bakterien statt. Die Oxidation von Ammoniumstickstoff (bzw. Nitrit) zu Nitrat (Nitrifikation) erfolgt zweistufig durch autotrophe Mikroorganismen (*Nitrosomonas* und *Nitrobacter*). Für die Denitrifikation von Nitrat zu gasförmigem Stickstoff kann von fast allen (fakultativ anaeroben) heterotrophen Bakterien Nitrat anstelle von Luftsauerstoff für den Atmungsprozeß verwendet werden. Da der Energiegewinn der Bakterien bei der Sauerstoffatmung jedoch 30 % höher liegt, ist für den Einsatz von Denitrifikanten auf anoxische Bedingungen zu achten.

Langsam wachsende Mikroorganismen wie z.B. die Nitrifikanten können in einem Biofilter besser angereichert werden. Die Gewässerreinigungsprozesse laufen stabiler ab, da sich die festsitzenden Mikroorganismen besser an das Milieu anpassen können. Dadurch sind in Biofiltern im Unterschied zu Systemen ohne Filtermaterial bessere Möglichkeiten zur Besiedlung durch Spezialisten gegeben. Dies betont u.a. die Bedeutung von Biofilmaktivitäten für die Gewässerreinigung bei der Reduktion von schwer abbaubaren (Schad-)Stoffen. Übersichten über die Reinigungstechniken allgemein bzw. speziell der Biofiltration sind z.B. in Hahn (1987), ATV-DVWK (2000) zu finden.

Ein Biofilter wird nach EN 1085 als "Biofilmreaktor mit einem Festbett aus körnigem Material als Füllstoff, in dem Filtration und biologischer Abbau kombiniert erfolgt" definiert. Im Gegensatz zum Belebungsverfahren sind die Mikroorganismen bei den Biofilmverfahren weitgehend immobil. Sie siedeln sich auf inertem Trägermaterial an.

Der Einfluß der Scherkräfte auf die Biofilmentwicklung ist u.a. in Flemming (1994) diskutiert. Mit Hilfe von Van-der-Waal'schen-Kräften findet eine Annäherung der Zelle an das Trägermaterial statt. Anschließend kommt es zu einer reversiblen Anlagerung durch Wasserstoffbrücken. Bei längerem Andauern dieses Zustandes kommt es mit Hilfe einer Schleimmatrix, die von den Mikroorganismen durch extrazelluläre Substanzen erzeugt wird, zu einer dauerhaften Anheftung. Es entsteht ein Monolayer (Ein-Schicht-Biofilm), der sich zu einem Pololayer (Mehr-Schicht-Biofilm) weiterentwickelt. Abhängig von der Zulauffracht können sich unterschiedlich dicke Biofilme bilden. Bei schwächerer Nährstoffbelastung und schwer abbaubaren Substanzen entwickeln sich dünnere Biofilme. Handelt es sich um hohe Nährstoffbelastungen und leicht abbaubare Substanzen, so entsteht ein dickerer, poröser Biofilm.

Die Artenvielfalt der Mikroorganismen hängt von der Wasserzusammensetzung ab. Bei einseitig zusammengesetzten Wässern wird sich ein organismenreiches, aber artenarmes System ausbilden. Kommt das Trägermaterial mit verschiedenen Wasserinhaltsstoffen in Kontakt, entsteht eine artenreiche, aber individuenarme Biozönose (Pape und Schulz-Memmingmann 1995).

Die Struktur und der Aufbau von Biofilmen wurden auch im Zusammenhang mit der Strömungscharakteristik von einer Forschergruppe der Universität Delft sowie in Montana (Stoodley u.a.) untersucht. Van Loosdrecht et al. (1995) fanden einen Einfluß der Scherkräfte auf Struktur, Dicke und Festigkeit des Biofilms. Demnach passt sich die Biofilm-Morphologie der hydraulischen Belastung an. Hohe Schubspannungen führen zu einer Glättung der Biofilmoberfläche und es wird von einer schubspannungsbedingten Erosion gesprochen.

Nach Stoodley et al. (2000) bewirken hydrodynamische Effekte an der Gewässersohle einen Massentransfer zu und innerhalb der Biofilme und beeinflussen daher deren Funktion und Struktur. Demnach verhalten sich bakterielle Biofilme wie elastische oder viskoelastische Feststoffe, die durch Strömungsscherkräfte kurzfristige strukturelle Deformation erfahren, was den Massentransfer innerhalb des Biofilms beeinflusst. Die durch Scherkräfte der Strömung hervorgerufene Ablösung von Biomasse ist als makroskaliger Prozeß bekannt.

Aus Laboruntersuchungen von de Beer und Stoodley (1995) geht hervor, dass Biofilme im Gegensatz zu der Vorstellung von flachen, homogenen Zellschichten, in denen nur Diffusionsvorgänge stattfinden können, komplexe Strukturen mit heterogenem Aufbau darstellen. Stoodley et al. (2000) erkennen die relativ große Oberfläche sowie die gute Durchströmbarkeit des Biofilms als optimale Struktur für einen Austausch von Stoffen mit der Umgebung. Mit Hilfe von fluoreszierenden Tracern wurde die Durchströmung des Biofilms beobachtet und ein linearer Zusammenhang zwischen Biofilm-Durchfluß-Rate und Fließgeschwindigkeit der Hauptströmung festgestellt. Untersuchungen von Debus et al. (1994) deuten ebenfalls darauf hin, dass mit zunehmender Fließgeschwindigkeit ein größerer Stoffaustausch zwischen den Biofilmschichten und der Hauptströmung stattfindet, und sich damit auch die Biofilmdichte und die Bindungskräfte des Biofilms am Substrat erhöhen. Die Steigerung der Fließgeschwindigkeit führte in den Versuchen zu größerem Stoffverbrauch was die Autoren mit einer erhöhten Biofilm-Aktivität erklären.

Lewandowski et al. (1994) beschreiben den mittels Kernspin-Spektroskopie untersuchten Biofilm als ein dreidimensionales poröses System mit einem vernetzten, wassergefüllten Hohlraumssystem und Fäden an der Oberfläche.

Nach Rolfs (1997) können Biofilme eine pelzähnliche Struktur aufweisen und bilden keine geschlossene Schicht wie bisher angenommen.

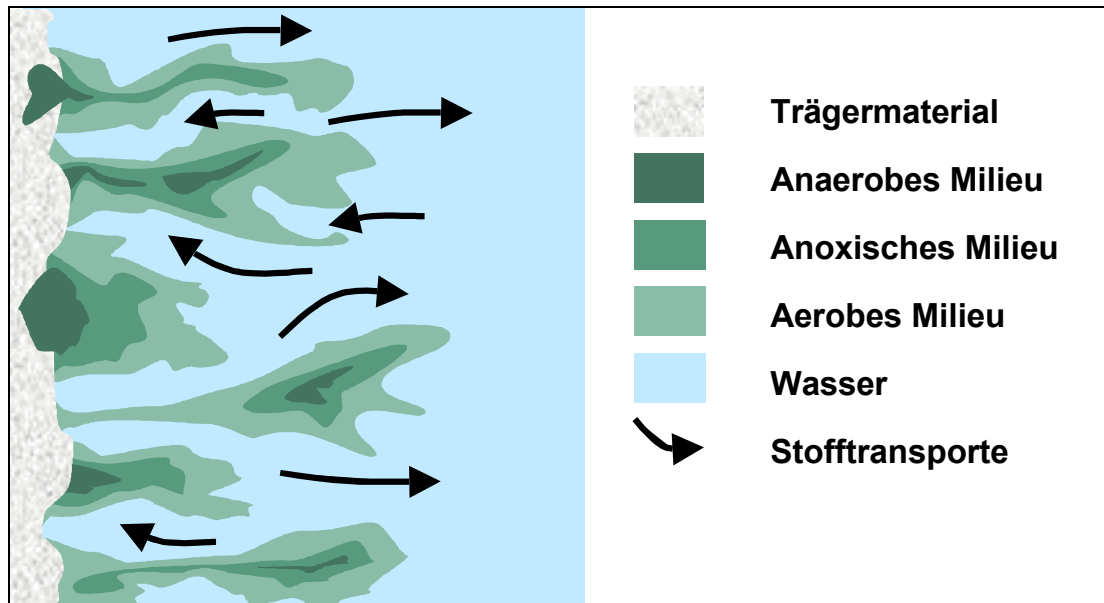


Abb. 2.18 Idealisierte Modellvorstellung eines Biofilmabschnittes; Rolfs (1997)

Mit Hilfe der Micro-Slicing-Technik konnten Zhang und Bishop (1994) eingefrorene Proben in Scheiben zerlegen und deutliche räumliche Unterschiede hinsichtlich Porosität, Porengröße sowie der mikrobiellen Vielfalt feststellen. Nach Flemming und Wingender (2000) können sogenannte biologische Nischen entstehen, in denen sich spezielle Mikroorganismen aufhalten, welche in der Lage sind Schadstoffe abzubauen.

Der Biofilm setzt sich aus drei Phasen zusammen (Flemming 1993):

1. Flüssige Phase

Mit ca. 70 bis 95 % des Feuchtgewichtes besteht der Hauptanteil des Biofilms aus Wasser.

2. Gelförmige Matrix

Ca. 70 bis 98 % der organischen Trockenmasse besteht aus extrazellulären polymeren Substanzen (EPS). Weitere Bestandteile der organischen Masse sind Tone und Hydroxide.

3. Feste Phase

Die feste Phase setzt sich aus Mikroorganismen (ca. 5-25 % der organischen Trockenmasse), eingelagertem partikulärem Material, wie z.B. Huminstoffen, Tonen und anderen Mineralien, sorbierten Ionen und apolaren Stoffen zusammen.

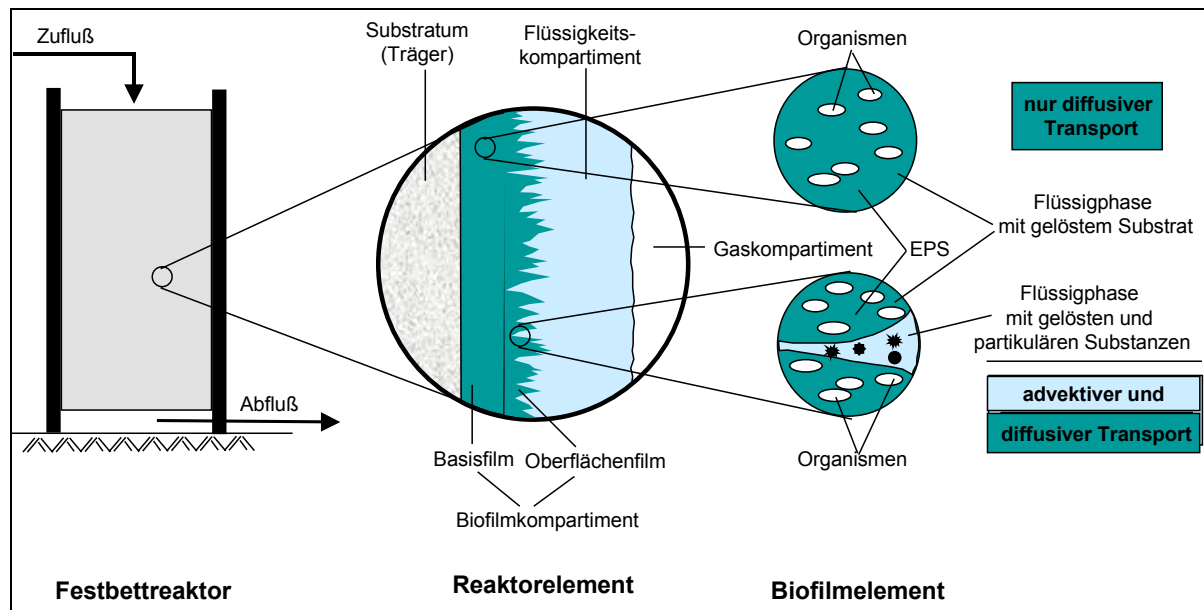


Abb. 2.19 Ausschnitt aus einem Biofilmreaktor

Während die Transportprozesse im fließenden Wasser und in der laminaren Grenzschicht, unmittelbar außerhalb des Biofilms, durch Advektion (Transport durch Strömungskräfte in Richtung Biofilm) erfolgen, gelangen die im Abwasser gelösten Stoffe mittels Diffusion (Transportvorgänge infolge Konzentrationsunterschieden) in das Innere des Biofilms und werden von den dort ansässigen Mikroorganismen umgewandelt. Die Diffusion ist ein relativ langsamer Vorgang. Da die laminare Grenzschicht diffusionshemmend ist, sollte durch ausreichende Turbulenzen in der Wasserphase dafür gesorgt werden, daß diese Schicht möglichst dünn gehalten wird (Wolff und Wilderer 1977, Dohmann und Fruhen 1994). Demnach erleichtern Durchmischungen der flüssigen Phase die Annäherung von transportierten Stoffen an das Filtermaterial. Ortsveränderungen von Stoffen und Partikeln, die zum Kontakt mit dem Filtermaterial führen, werden als Stofftransport bezeichnet. Dieser Vorgang kann wie in der Abbildung 2.20 dargestellt in zwei Mechanismen unterteilt werden:

1. Transport durch Wasserbewegung

- Einfang durch Verzweigung oder Verengung

Unter Einfang versteht man den Partikeltransport hin zum Filtermaterial. Dieser Vorgang kann durch Verzweigung oder Einschnürung der Porenkanäle ausgelöst werden.

- Translation durch Strömungsscherfeld

Durch die ungleichmäßige Geschwindigkeitsverteilung, die in einer laminaren Strömung auftritt, entsteht ein Strömungsscherfeld. Partikel in diesem Feld geraten in Rotation und werden so von ihrer ursprünglichen Stromlinie abgelenkt.

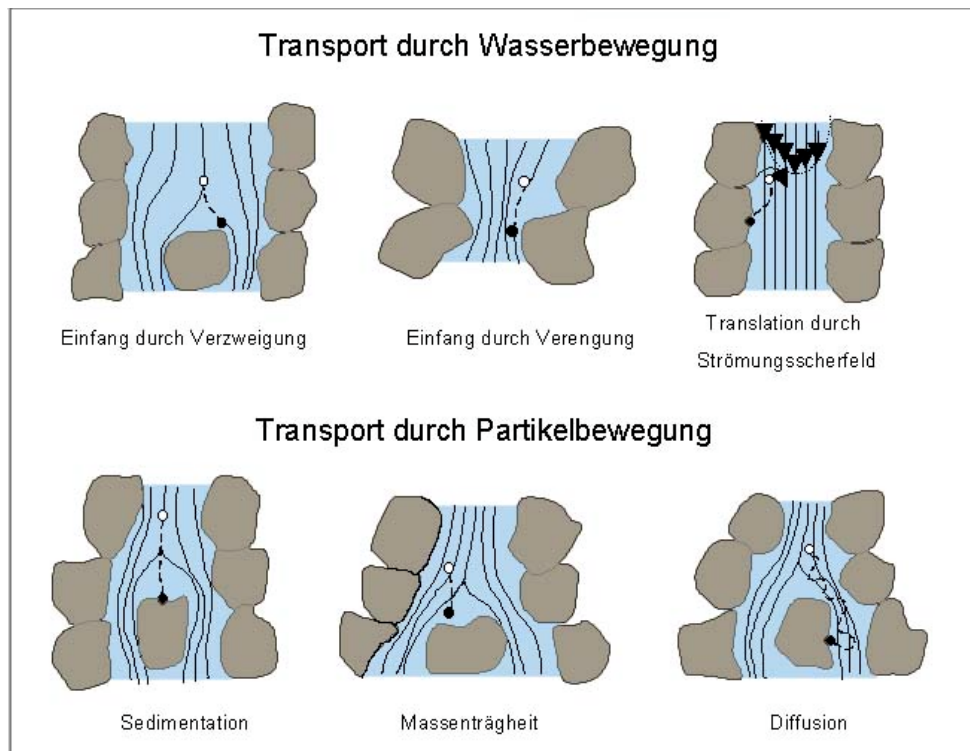


Abb. 2.20 Transportmechanismen in Filtern; modifiziert nach Dohmann (1975)

2. Transport durch Partikelbewegung

- Sedimentation

Der Dichteunterschied zwischen dem strömenden Wasser und den Partikeln verursacht eine Beschleunigung nach unten, und es kommt zur Sedimentation. Je schwerer und größer die Partikel sind, um so größer ist auch der Einfluß der Gravitation auf das Teilchen. Ist der Dichteunterschied zwischen Wasser und Partikeln groß, muß das Teilchen einen Durchmesser von ca. 2 μm besitzen, um für die Sedimentation von Bedeutung zu sein (Rolke 1971).

- Massenträgheit

Infolge der Massenträgheit kann ein Teilchen bei Richtungsänderung der Strömung die ursprüngliche Richtung beibehalten und sich so der Oberfläche des Filtermaterials nähern. Dieser Mechanismus ist wegen der hohen Viskosität von Wasser von geringer Bedeutung.

- Diffusion (Brown'sche Molekularbewegung)

Stoffe, die kleiner als 1 μm sind, werden durch die Brown'sche Molekularbewegung zur Filteroberfläche transportiert. Da dieser Transportvorgang nicht richtungsgebunden, sondern zufällig ist, müssen sich die Teilchen schon in der Nähe der Filterkornoberfläche befinden, damit die Wahrscheinlichkeit eines Kontaktes ausreichend groß ist.

Während kleinere Teilchen durch Diffusion an die Oberfläche des Filterkorns gelangen, spielen bei Partikeln größer $1\ \mu\text{m}$ Einfang, Translation und Sedimentation eine Rolle. In Untersuchungen zur Biofilmbildung in Sand- bzw. Kiesfiltern wurde festgestellt, dass sich bevorzugt an den Engstellen im Porensystem Biofilme befanden (Persönliche Mitteilung Fuchs). Fuchs et al. (2004) haben Messungen der biologischen Umsetzungsprozesse im Zusammenhang mit der Selbstdichtung (biologische Kolmation) im Umfeld von Kanalleckagen in porösen Lockergesteinen durchgeführt. Auf Basis der Bestimmung von Nukleinsäuren als Maß für die Bildung von Biomasse bzw. der Biofilmaktivität (Schwarz 2004) konnte ein funktionaler Zusammenhang zwischen der biologischen Kolmation und der Reduktion der hydraulischen Leitfähigkeit des Bodens hergestellt werden. Während die Kolmation im Bereich der Siedlungswasserwirtschaft wie z.B. bei der Abdichtung von Leckagen sowohl positive als auch negative Auswirkungen (Verstopfung von Filtern) haben kann, wird eine Selbstdichtung von Gewässersohlen generell eine Verminderung der Selbstreinigungskraft eines Fließgewässersystemes bedeuten, da die Austauschvorgänge zwischen dem Oberflächenwasser und der Gewässersohle erschwert werden (vgl. Hahn 1997, Schwarz et al. 2003, Baveye et al. 1998, Ives und Pienvichitr 1965, Mualem 1976)

Nach den beschriebenen Transportvorgängen der Partikel von der flüssigen Phase zur Filterkornoberfläche erfolgt der zweite Teil des Feststoffrückhaltes, der Anlagerung der Teilchen an das Filtermaterial. Lahav und Green (2000) unterscheiden zwischen Transportprozessen durch den hydraulischen Film (laminare Grenzschicht) und durch die Poren bzw. Biomasse des Biofilmes. Dabei hängt die Überbrückung des hydraulischen Filmes von dessen Dicke, von der Partikelgröße und dem Konzentrationsgradienten ab und die Dicke des hydraulischen Films von der Temperatur, der Viskosität des Fluids und der Turbulenz. Dieser Prozeß kann neben dem Weitertransport im Biofilm und der Stoffumsetzungsphase in Abhängigkeit von den Randbedingungen der limitierende Faktor für die Biofilmaktivität sein. Nach Tschui und Boller (1997) stehen neben der Erhöhung der (Sauer-) Stoffkonzentration und der Biomasse (durch Vergrößerung der Aufwuchsfläche) folgende hydraulisch wirksame Möglichkeiten zur Steigerung der Umsatzleistung von biologisch intensivierten Filtern zur Verfügung: Gewährleistung einer ausreichenden Hydraulik zur bestmöglichen Durchmischung des Systems und Erhöhung der Turbulenzen zur Minimierung der laminaren Grenzschicht zwischen Biofilm und Wasserphase.

Systematische Laboruntersuchungen im laminarem, transitionalem und turbulentem Regime bestätigen die Bedeutung der Turbulenz für die Stoffwechselumsätze in Biofilmen. Erhöhte Turbulenz bewirkt eine Intensitätssteigerung der Biofilmaktivität, während zu hohe Turbulenz

(bzw. Scherkräfte) zu einem Abfall infolge eines Abscherens der Biomasse führt. Unter laminaren Bedingungen entwickelten sich homogene Biofilme mit einer glatten Oberfläche. Infolge der turbulenten Wirbelstrukturen, die die Oberfläche erodieren können, führte zunehmende Turbulenz zu einer Schichtung des Biofilms mit einer dichteren Basis am Substrat und lichterem Strukturen zur Strömung hin. Höhere Turbulenz erhöhte die Nitrifikationsraten infolge erhöhter Stoffströme und Ammonium-Oxidierende Organismen fanden sich in den Spitzen des Biofilms, was die Annahme zulässt, dass sich schneller wachsende Organismen gefolgt von langsameren unter den Erstbesiedlern des Substrates befinden. Leu und Ouyang (2003) stellten laminare und turbulente Strömungsbedingungen auch in einem kleineren Fließgewässer ein und bestätigten den erhöhten biochemischen Sauerstoffbedarf infolge benthischer Stoffumsetzungsprozesse bei turbulentem gegenüber laminarem Regime. Die Autoren stellen die durch Turbulenz gesteigerte Reinigungsleistung des Fließgewässers auch im Hinblick auf die gemessene Verringerung von gelösten Substanzen in Zusammenhang mit Hinweisen von Wuhrmann (1972), Gantzer et al. (1991) und Kugapreasatham et al. (1991), die einen Großteil der Umsetzungsprozesse den Biofilmen im Interstitial des Kies-Sandbettes und des Benthosbereiches zuordnen. Bergstedt et al. (2004) bestätigen aufgrund von Laboruntersuchungen, bei denen natürlichen Fließgewässern entsprechende Energiedissipationsraten eingestellt wurden, einen Zusammenhang zwischen kleinskaliger turbulenter Bewegung mit einem erhöhten biochemischen Sauerstoffbedarf, erhöhten Stoffwechselraten und Bakterienvorkommen. Die Ergebnisse von Leu und Ouyang (2003) konnten jedoch mit einem Modell nach Harremoës (1982) nicht in Einklang gebracht werden, da zu wenig Informationen über den Anteil des Stofftransportes in Richtung der Sedimente vorlagen und die im Modell unmittelbar einsetzenden Abbauleistungen von suspendiertem Material nicht die verzögerten Abbauraten in den Biofilmen an der Sohle abbildeten (vgl. Henze und Harremoës 1995).

2.4.2 Modellierungsansätze

1986 veröffentlichten Wanner und Gujer ein eindimensionales Modell einer mathematischen Beschreibung von Biofilmsystemen, welches auf der grundlegenden Idee beruht, daß das Volumen des Biofilms durch die Produktion von Biomasse zunimmt sowie auf der Annahme, daß die Nährstoffgradienten senkrecht zur Aufwuchsfläche um ein Vielfaches größer sind als diejenigen, die parallel zur Aufwuchsfläche verlaufen (Wanner 1988).

Im ursprünglichem Modell wird der Transport partikulärer Bestandteile als advektiver Vorgang beschrieben. Dies widerspricht aber neuen Forschungsergebnissen, bei denen man mittels kleiner Glasperlen feststellte, daß es auch Transportprozesse partikulärer Bestandteile von der Oberfläche ins Innere eines Biofilms gibt (Dury et al. 1993, van Benthum et al. 1995, de Beer und Stoodley 1995).

Daher wurden Diffusionsprozesse für Feststoffe in das Modell aufgenommen, die unabhängig vom Wachstum der Mikroorganismen sind. Der Austausch von Zellen und Partikeln zwischen der Biofilmoberfläche und der flüssigen Phase ist ein wichtiger Vorgang in einem Biofilmsystem. Im ursprünglichen Modell wurden zwar beide Formen des Austausches, Ablösung und Anheftung, berücksichtigt, konnten jedoch nicht gleichzeitig stattfinden. Im weiterentwickelten Modell können Ablösungs- und Anheftungsprozesse gleichzeitig ablaufen (Wanner und Reichert 1995).

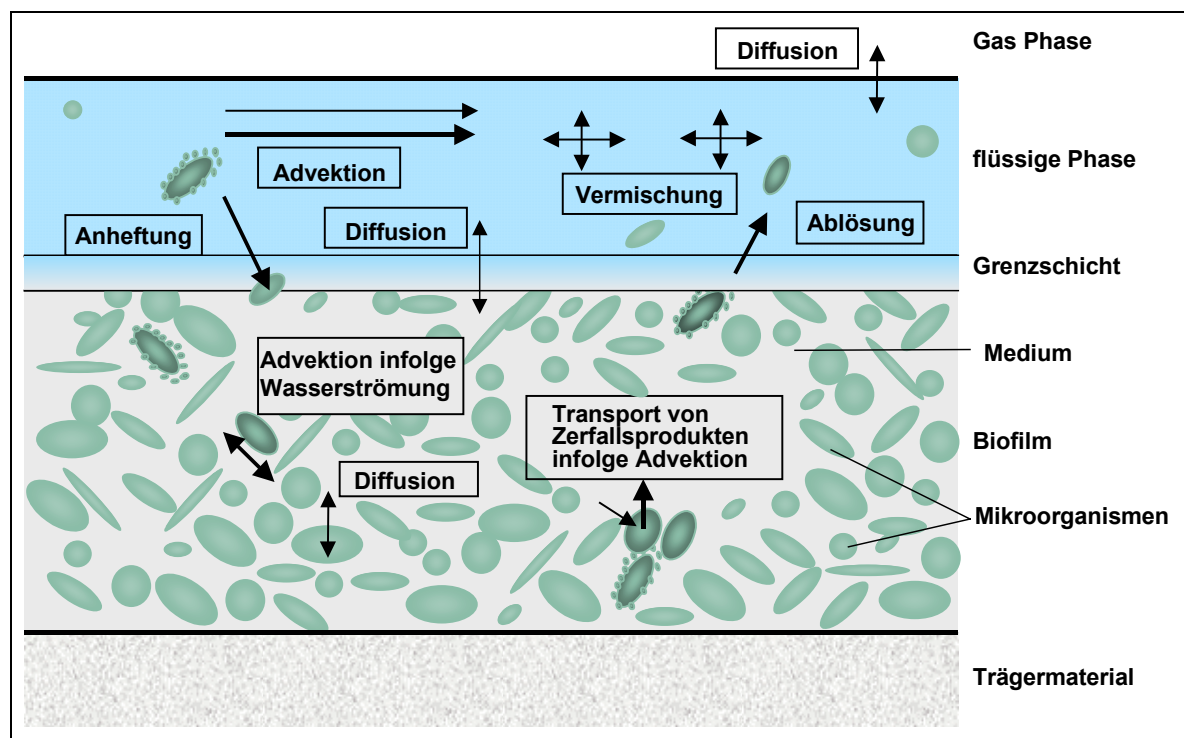


Abb. 2.21 Transportprozesse im Biofilm; nach Wanner und Reichert (1995)

Es wurde festgestellt, daß das Eindringen von Feststoffen in den Biofilm wesentlich schneller abläuft, als es in dem erweiterten Modellansatz mit Hilfe des eingeführten Diffusionsprozesses dargestellt wird. Diese neue Erkenntnis führt man darauf zurück, daß sich Feststoffe auch im Porenraum von Biofilmen bewegen, und es auch dort zu Anheftungs- und Ablöseprozessen kommen kann (Reichert und Wanner 1996).

In einem Modell-Ansatz von Horn und Hempel (1996) wird die flüssige Phase im Biofilm in ähnlicher Weise als Transportmedium für das gelöste Substrat und den Sauerstoff genutzt. Der Unterschied der beiden Ansätze liegt darin, daß Wanner und Gujer zur Vereinfachung von einer konstanten Verteilung der Biofilmdichte und der flüssigen Phase, über die Tiefe des Biofilms gesehen, ausgehen. Untersuchungsergebnisse von Horn und Hempel (1996) und Zhang und Bishop (1994) zeigen, daß diese Vereinfachung nicht zulässig ist.

In dem Modellansatz von Horn und Hempel wird die flüssige Phase über eine experimentell gefundene Funktion beschrieben. Bei dieser Funktion sinkt der Anteil der flüssigen Phase im Biofilm ab einer Tiefe von 200 μm unterhalb der Grenzschicht von Wasser und Biofilm ab. Die Verteilung der flüssigen Phase wird also nicht mehr als konstant angenommen. Es handelt sich dabei um einen stationären Ansatz, d.h. die Änderung der flüssigen Phase wird über die Tiefe, aber nicht über die Zeit beschrieben. Durch einen Koeffizienten wird der Stoffübergang an der Grenzschicht von Wasser zum Biofilm festgelegt. Dieser Stoffübergangskoeffizient wird mit Hilfe einer Formel ausgedrückt, die über die Meßergebnisse einer Sauerstoffmikroelektrode für laminare Strömungen experimentell bestimmt wurde (Horn und Hempel 1996).

Piciooreanu et al. (2000) entwickelten ein zweidimensionales Modell für den Stofftransport zu und innerhalb der Biofilme, das sowohl diffusiven als auch advektiven Transport zulässt. Die Modellvorhersagen können in Abhängigkeit von unterschiedlichen Randbedingungen den Aufbau von heterogenen Biofilmstrukturen mit unregelmäßiger Oberfläche sowie externe und interne Stofftransporte abbilden.

Die meisten Modellansätze aus dem Bereich der Abwasserreinigung zur mathematischen Beschreibung von Diffusionsvorgängen gehen grundlegend auf das Ficksche Gesetz zurück; mit dem Massentransport q_c in der vertikalen (z-) Richtung

$$q_c \equiv - D_m \frac{dc_M}{dz} \quad (2.55; \text{Ficksches Gesetz})$$

für das Konzentrationsprofil $c_M(z)$ in einem Fluid. Die Massendiffusivität D_m [L^2/T] ist abhängig von der Temperatur und der Stoffeigenschaft. Das negative Vorzeichen zeigt an, daß der Massentransport von einem Gebiet höherer Konzentration in ein Gebiet niedrigerer Konzentration erfolgt.

Für den diffusionsbedingten Stoffaustausch zwischen Boden- und Oberflächenwasser wurde von Tessenow (1972) ein mathematisches Modell verwendet, dem folgende Formulierung für die Stoffdiffusion vom Oberflächenwasser in das Sediment zugrunde liegt.

$$q_c = (C_S - C_O) \cdot \sqrt{D_m \cdot K} \quad [M/L^2T] \quad (2.56; \text{Diffusion, Tessenow})$$

mit: C_S = Sättigungskonzentration im Interstitialwasser

C_O = Konzentration im durchmischten Oberflächenwasser

Durch die Konstanten D [L^2/T] und K (Lösungsgeschwindigkeitskoeffizient [$1/T$]) geht die Interstitialwasserkonzentration C_I in Abhängigkeit von der Tiefe in das Modell ein. Diesen Modellansatz verwendete Backhaus (1982) für Untersuchungen zum mikrobiellen Stoffaustausch an der Gewässersohle und zu dessen Einfluß auf die Gewässerreinigung. Die Laboruntersuchungen, in denen Stoffumsatzraten bei Schlamm-Wasser-Schichtungen unterschiedlicher Sedimentzusammensetzungen (Quarzmehl bzw. Kaolin mit Belebtschlamm) verglichen wurden mit entsprechenden Raten bei Schlamm-Wasser-Suspensionen, zeigten, daß physikalische Einflüsse, wie Turbulenzeintrag und Mischungsvorgänge, die Prozesse bei der Mineralisation organischen Materials erheblich beschleunigten (Backhaus 1982).

Der hydrodynamische Austausch zwischen Oberflächen- und Bodenwasser hat nach (Battin 2000) eine erhebliche Bedeutung für die mikrobielle Aktivität von benthischen und hyporheischen Biofilmen insbesondere bei den vorhandenen Lückensystemen im Bereich kiesig-sandiger Substrate.

Die kleinräumlichen hydrodynamischen Prozesse an der Gewässersohle, die sich maßgebend auf den hydraulischen Austausch zwischen Oberflächen- und Bodenwasser und den Stofftransport in die Biofilme der benthischen und oberen hyporheischen Zone auswirken, sind aufgrund ihrer hohen räumlichen und zeitlichen Variabilität nur durch umfangreiche Meßmethoden mit entsprechender räumlich-zeitlicher Auflösung zu untersuchen. Aufgrund der besonderen Schwierigkeit den natürlicherweise sehr heterogenen Bereich der kiesigen Gewässersohle in situ durch Messungen zu erfassen, werden die kleinräumlichen physikalischen Prozesse in bestehenden Modellierungsansätzen durch Parametrisierung implizit berücksichtigt (Wörmann 2000, Harvey et al. 1996).

Analog zu der klassischen Parametrisierung z.B. von Taylor (1953), der die kombinierten Effekte der lateralen Diffusion und differentiellen Dispersion in Rohrströmungen durch einen longitudinalen Dispersionsterm ersetzt hat, näherte Elliott (1990) die hydrodynamischen Mischvorgänge in der oberen hyporheischen Zone durch einen vertikalen 1D-Diffusions-Prozeß im Fickschen Sinne an.

Als maßgebende Ursachen für den Austausch zwischen der Oberflächenwasserströmung und dem Interstitial werden die Anströmung von Formwiderständen an der Gewässeroberfläche (Elliott und Brooks 1997) und durch morphologische Strukturen verursachte Gefällekonzentrationen im Längsverlauf von Flüssen angesehen (Harvey und Bencala 1993). Ein weit verbreiteter Ansatz für die Berücksichtigung der auf unterschiedlichen zeitlichen und räumlichen Skalen ablaufenden Austauschströmungen in Modellen für den longitudinalen Transport ist die Verwendung von Massentransport-Gleichungen erster Ordnung (vergleichbar Gl. 2.56), bei denen alle beteiligten Prozesse parametrisiert (gemittelt) in dimensionsloser Form eingebunden werden (Bencala und Walters 1983, Kim et al. 1992). Bei diesen Ansätzen werden die zentralen Parameter Austauschrate und räumliche Ausdehnung generell durch das Anpassen der Simulation an die gemessenen Durchbruchkurven aus großskalig ausgerichteten Tracerversuchen bestimmt.

2.4.3 Stoffwechseluntersuchungen im Interstitial

Das Ziel von zahlreichen in-situ-Untersuchungen hydraulischer Austauschprozesse mittels Tracerversuchen ist die Identifizierung räumlich-zeitlicher Muster von Austauschströmungen zwischen dem Fließgewässer und dem hyporheischen Interstitial. Die Bedeutung der hydraulischen Austauschströmungen liegt im Transport stofflicher Komponenten und der davon abhängigen Umsetzungsprozesse begründet (Brunke 1998).

Im Rahmen des interdisziplinären DFG-Forschungsprojektes zu den „Ökosystemaren Zusammenhängen im Hyporhithral eines anthropogen belasteten Fließgewässers“ wurden an einer Untersuchungsstrecke an der Lahn durch Temperatur- und Piezomanometermessungen gestützte Austauschmuster aus Durchbruchkurven von Tracerdurchgängen in unterschiedlichen Sedimenthorizonten ermittelt (Lenk 1999). Die räumliche und zeitliche Auflösung der Beprobungen war dabei auf die Erfassung des mesoskaligen Austauschprozesses an einer Pool-Riffle-Struktur mit Ausdehnungen von einem Vielfachen der Gewässerbreite ausgerichtet, wobei die Erfassung der kleinräumlich und zeitlich variablen sohlennahen Austauschprozesse nicht möglich war (Saenger und Zanke 2005).

Eine mathematische Modellierung der identifizierten Ein- und Ausströmungen in und aus dem Interstitial, sowie der Filterströmungsgeschwindigkeiten und Durchflußraten wurde auf dem analytischen Ansatz von Elliott (1990) basierend unternommen, bei dem die horizontalen Komponenten der Austauschströmungen nicht berücksichtigt werden (Saenger 2000). Bei den Untersuchungen wurde festgestellt, daß sich in Abhängigkeit von den hydraulischen Austauschvorgängen insbesondere in den sohlennahen oberen Sedimenthorizonten hohe Konzentrationen (Sauerstoff, Nährstoffe) und steile Gradienten einstellten. Im Vergleich zu dem Einströmen in das Interstitial aufgrund der Gefällekonzentration an der morphologischen Struktur (Pool-Riffle) dominierten die kleinräumlichen hydrodynamischen Austauschprozesse (Saenger 2000).

Die gemessenen und berechneten Strömungsmuster in Verbindung mit Rückschlüssen auf die Versorgung des Interstitials mit Nährstoffen und Sauerstoff bilden die Grundlage für Massenbilanzierungen stoffhaushaltlich relevanter Parameter (Lenk 2000). Ausschlaggebend ist dabei der Kontakt des Transportmediums mit den Biofilmen auf der Sedimentoberfläche im Porenraum unter Berücksichtigung der Verweildauer. Die Vertikalgradienten der untersuchten gewässergütwirtschaftlich relevanten Parameter (TOC, Ammonium, Nitrat, Gesamt-Phosphor) ergaben starke Konzentrationsabnahmen insbesondere in den obersten Sedimentschichten. Demnach findet im oberflächennahen Interstitialbereich der Lahn ein erheblicher Abbau an Nährstoffen und zehrungsfähigen Substanzen statt. Es ergaben sich jedoch keine klar erkennbaren Unterschiede im Längsverlauf, d.h. zwischen möglichen Einström- und Ausströmbereichen einer Pool-Riffle-Struktur (Borchardt und Fischer 1999).

Ingendahl et al. (2002) bestätigten den von Rheinheimer (1991) berichteten Wert für den Sauerstoffbedarf von ca. 4 mg pro Umsetzung von 1 mg Ammonium-Stickstoff in 1 mg Nitrat-Stickstoff für den untersuchten Bereich an der Lahn. Die gemessenen hohen Respirationswerte in der sohlennahen oberen Sedimentschicht verdeutlichen den Bedarf an gelöstem Stickstoff und organischem Material, das mit dem sauerstoffreichen Oberflächenwasser in das Sediment einströmt. Die Aufnahme und Umsetzung in den benthischen und hyporheischen Biofilmen der oberen Sedimentschicht bewirkt eine deutliche Abnahme der Ammoniumkonzentration über die Sedimenttiefe. Während der Prozeß der Nitrifikation (besonders durch Nitrit-Oxidation im Vergleich zu einer schwächer ausgeprägten Ammonium-Oxidation) in allen Messungen erkennbar war, konnte eine simultane Denitrifikation zwar nicht ausgeschlossen werden, war aber nicht explizit zu identifizieren (Ingendahl et al. 2002).

Die Verteilung der interstitiellen Zönose im Fließgewässersediment wies ebenfalls auf eine starke Abhängigkeit von lokalen hydraulischen Austauschvorgängen zwischen dem Lahnwasser und dem Bodenwasser hin. Die Austauschprozesse bestimmen das physikalisch-chemische Milieu in den oberen Sedimentschichten, insbesondere den Sauerstoffgehalt sowie die Versorgung der Besiedlung des Interstitials mit organischer Substanz (Altmöos und Bohle 1999).

Die Einleitung eines Kläranlagenablaufes mit erhöhten stofflichen Frachten wurde in einem zweiten Untersuchungsabschnitt hinsichtlich der Auswirkungen auf das Interstitial mit der natürlichen Referenzsituation verglichen. Dabei wurden sowohl in Bezug auf die Respirationswirkung als auch die Artenvorkommen und Besiedlungsdichte deutliche Reaktionen bzw. allgemein die Fähigkeit des Lebensraumes Interstitial festgestellt (als eine Art Puffer), einer gestiegenen Gewässerbelastung eine erhöhte Reinigungswirkung gegenüberstellen zu können (Ingendahl et al. 2002).

Bei methodisch vergleichbaren Untersuchungen in der Rhone wurde von Marmonier (1995) an einem dem natürlichen Zustand entsprechendem Gewässerabschnitt eine starke räumliche Zuordnung zwischen den Biofilm-Charakteristiken und dem hydraulischen Austausch zwischen Oberflächen- und Bodenwasserströmung festgestellt. Claret et al. (1998) fanden zusätzlich eine zeitliche Variabilität der Umsetzungsprozesse heraus. So konnte unterschieden werden zwischen geringer Biofilmaktivität in der kalten Jahreszeit und einer ausgeprägten Nitrifikation im Sommer in mit Nährstoffen (C,N,O) gut versorgten Einströmbereichen, die als Folge der damit verbundenen Sauerstoffzehrung bei zunehmender Sedimenttiefe mit einer simultanen Denitrifikation in den tieferen Sedimentschichten ablief. Diese gekoppelten Umsetzungs Vorgänge (Mineralisation, Nitrifikation, Denitrifikation) sind von der Wirkungsweise vergleichbar mit effizienten Biofilmreaktoren, wie sie z.B. bei biologischen Hauptreinigungsstufen mit Nitrifikation und zusätzlicher Kohlenstoff-Quelle für die Denitrifikation eingesetzt werden (Barjenbruch 1997).

Bei dem Vergleich eines flußbaulich geregelten Abschnittes an der Rhone mit der natürlichen Referenzstruktur konnte eine generelle Schwächung des Biofilmwachstums bzw. der Stoffumsetzungsaktivität und eine räumlich und zeitlich veränderte Verteilung der Biofilmaktivitäten aufgezeigt werden. Während für den ungestörten Zustand eine stimmige Zuordnung des Sauerstoffverbrauches und der Nitratproduktion entlang des Fließweges von Einström- zu Ausströmbereich gefunden wurde, konnte die Kopplung der hydraulischen Austauschmuster mit dem Vorkommen und den Stoffumsetzungsprozessen der Mikroorganismen für den regulierten Abschnitt nicht nachvollzogen werden.

Stattdessen waren die Stoffumsetzungsprozesse räumlich in direkte Verbindung mit der erhöhten Einlagerung von organischem Material im Porenraum zu bringen, welches durch die Affinität zu feinkörnigem Material mit höherer spezifischer Oberfläche bis in tiefe Sedimentschichten eingetragen wurde (Claret et al. 1998). Eine dauerhafte Kolmation der Zwischenräume tritt an Gewässerabschnitten mit allgemein reduzierter Fließgeschwindigkeit und auch bei höheren Abflüssen verminderter Spülwirkung (Dekolmation) durch die Oberflächenströmung auf.

Regelungsmaßnahmen, die durch Änderung der Abflußsituation zu einer Einlagerung von feineren Partikeln in die Zwischenräume der Gewässersohle und des Interstitials führen (Kolmation), haben aber auch eine indirekte Auswirkung auf das ökologische System der Fließgewässer (Brunke 1999). Die Reduktion der Porosität und damit der Durchlässigkeit des Interstitials hat eine räumlich und zeitlich variable Modifikation der Bodenwasserströmung zur Folge und kann die Transportvorgänge im oberen Interstitial und den Austausch mit dem Oberflächenwasser verringern bzw. unterbinden (Packman und McKay 2003).

3 Skalenbetrachtung der hydraulischen Austauschprozesse

Die Gestalt des Gewässerbettes und die Hydrodynamik des Fließgewässersystems stellen die maßgeblichen Randbedingungen für die Prozesse der permeablen Gewässersohle und des darunterliegenden Porenraumes dar. Dementsprechend lassen sich die verschiedenen hydraulischen Austauschvorgänge zwischen der Oberflächenströmung und der Bodenwasserströmung zunächst durch die Betrachtung der jeweiligen räumlichen Prozeßskalen differenzieren und ihre Bedeutungen für die Biozönose und den Metabolismus des hyporheischen Interstitiales anschließend unter Berücksichtigung der zeitlichen Variabilität bewerten. Das hyporheische Interstitial mit seiner erheblichen Bedeutung für das Ökosystem des Fließgewässers tauscht sich unter natürlichen Bedingungen durch eine Vielzahl hydraulischer Prozesse mit dem Freiwasser aus. Die anthropogene Beeinflussung des Ökosystems Fließgewässer kann in sehr verschiedener Weise geschehen. Oft wird dabei direkt in die Gewässerstruktur eingegriffen. Durch den Betrieb entsprechender Anlagen kann aber ebenso das Abflußgeschehen und nicht selten auch die Wasserqualität verändert werden. Ein beispielhafter Bereich mit verschiedener Beeinflussung sind Querstrukturen unterschiedlichster Ausprägung. So können beispielsweise naturnah gestaltete Schwellen die Sohlhöhenentwicklung ohne erheblichen Eingriff in die Strömungsverhältnisse steuern. Bei stauenden Querstrukturen wie Wehren hingegen wird zusätzlich die Strömungsgeschwindigkeit weitgehend reduziert und so die Sedimentzusammensetzung abweichend von den Bedingungen in frei fließenden Abschnitten beeinflusst. Sowohl die hydraulischen Randbedingungen als auch die Sedimentverhältnisse wirken auf das Austauschverhalten zwischen der Oberflächen- und der Bodenwasserströmung im Gewässersediment, dem Interstitial.

Auf kleiner Skala wirkt hierbei der direkte oder indirekte Eingriff in die Rauheit. Die Rauheit wird verändert durch die Modifikation des Sediments, entweder direkt durch eine Geschiebemanagement oder auch durch Eintrag bzw. Entnahme im Rahmen von Bau- oder Unterhaltungsmaßnahmen oder indirekt durch die Beeinflussung des Sedimenthaushalts, beispielsweise durch oberwasserseitigen Sedimentrückhalt oder Abflußveränderungen. Weiterhin kann durch anthropogene Eingriffe der Eintrag von Feinsedimenten in den Porenraum und damit dessen hydraulische Leitfähigkeit verändert werden.

Der Erweiterung des Prozeßverständnisses in Bezug auf die Wechselwirkungen zwischen den Austauschströmungen, den Sedimenten und den Stoffumsetzungen kommt im Hinblick auf die gewässerökologische Bedeutung des Interstitiales, beispielsweise als Laichgrund für

kieslaichende Fische, für das Makrozoobenthos und für die Selbstreinigungskraft der Gewässer, eine Schlüsselfunktion zu. Dabei sollte die anthropogene Beeinflussung der Austauschprozesse erfaßt und in ihrer Auswirkung auf das hyporheische Interstitial sowie der wichtigen Rückwirkung auf das gesamte Fließgewässersystem berücksichtigt werden. Auf dieser Grundlage wird es im Rahmen eines gesamtheitlichen Gewässerschutzes möglich, durch ursachenorientierte Konzepte unerwünschte anthropogene Einwirkungen zu reduzieren. Vor dem Hintergrund der Einführung der EU-Wasserrahmenrichtlinie, bei der Gewässer und Aquifer zukünftig gemeinsam bewirtschaftet werden sollen, gewinnt die Erforschung der Austauschvorgänge zusätzlich an Bedeutung (Borchardt und Fischer 1999).

Die folgende räumliche Skalierung der Austauschprozesse wird als Grundlage einer hydraulisch orientierten Betrachtung der Austauschvorgänge eingeführt:

- Makroskalige Prozesse: Die typische Länge reicht von Gewässerabschnitten bis hin zu (Teil-)Einzugsgebieten
(z.B. großskalig ähnliche Potentialgradienten zwischen Oberflächen- und Grundwasser)
- Mesoskalige Prozesse:
Auf den Sohlhöhenverlauf bezogen wird als typische Länge die Gewässertiefe für die Skalierung mit den morphodynamischen Strukturen verwendet
(z.B. Pool-Riffle-Abfolgen, Step-Pool-Kaskaden, Querstrukturen).
Auf den Grundriß bezogen wird als typische Länge die Gewässerbreite für die hiermit korrelierenden morphologischen Strukturen verwendet
(z.B. Verzweigungen, Mäanderbögen, Inseln).
- Mikroskalige Prozesse: Die typische Länge ist die Rauheit der Oberflächenströmung
(z.B. turbulente kohärente Strukturen oder Formwiderstände an Körnern).

Die einzelnen Prozeßskalen werden beginnend von der großräumlichen bis in die mikroskalige Betrachtung vor dem Hintergrund der jeweiligen zeitlichen Variabilität, der die betreffenden Bereiche unterworfen sind, differenziert behandelt.

Anthropogene Veränderungen lassen sich innerhalb bestimmter Grenzen im Hinblick auf ihre räumliche und zeitliche Ausdehnung mit ähnlichen natürlichen Austauschprozessen vergleichen. Beispielsweise sind einige Wehrtypen an kleinen Fließgewässern in Bezug auf den Höhenunterschied der Wasserspiegellage mit natürlichen Querstrukturen vergleichbar (z.B. Biberdämme, Totholzverkläusungen).

3.1 Darstellung der hydraulischen Austauschprozesse

Bei dem Austausch zwischen der fließenden Welle und dem Porenwasser des Interstitials sind neben dem diffusiven Transport von Inhaltsstoffen die konvektiven Transportmechanismen zu berücksichtigen. Der Porenraum soll durch den Ansatz des repräsentativen Einheitsvolumens abgebildet werden. Dabei wird entsprechend der üblichen Betrachtung die Diffusion und die hydromechanische Dispersion zusammengefaßt und in Bezug zur mittleren Porenströmung gesetzt. Die Bodenwasserströmungen werden im Folgenden beispielhaft durch Potentialströmungsmodelle einzelner Prozeßskalen beschrieben.

Eine wichtige Größe ist dabei die räumliche und zeitliche Verteilung der hydraulischen Leitfähigkeit des Porenraums, die in der Regel nur indirekt bestimmbar ist. Für die exemplarischen Betrachtungen wurde jeweils eine homogene und isotrope hydraulische Leitfähigkeit angenommen. Wichtigste Parameter der verschiedenen Austauschprozesse sind die Art des betrachteten Gebietes und die hydraulischen Randbedingungen, aus denen sich der Antrieb der Porenwasserströmung, der jeweilige Potentialgradient, ableitet. Die verschiedenen Austauschprozesse der einzelnen Skalen werden von der Makroebene ausgehend hin zu der mikroskaligen Betrachtung behandelt. Dabei dient die Abbildung 3.1, die neben einem Teileinzugsgebiet auch schematische Flußabschnitte des Mittel- und Unterlaufes enthält, als Übersicht für die räumliche Skalenbetrachtung.



Abb. 3.1 Übersicht über die hydraulischen Austauschprozesse verschiedener Skalen

3.1.1 Makroskalige Austauschprozesse

Austauschprozesse in der Größenordnung von Gewässerabschnitten bis hin zu (Teil-)Einzugsgebieten werden der Makroebene zugeordnet. Als Ursachen der hydraulischen Austauschprozesse, die auf einer Skala von Gewässerabschnitten wirksam werden, sind vor allem hydrologische Bedingungen zu berücksichtigen. Hierzu zählen die unter anderem durch Abflussschwankungen verursachten Differenzen in der Wasserspiegellage zwischen dem betrachteten Oberflächenwasser und seitlich gewässerbegleitendem Grundwasser. So ist für ansteigende Abflüsse tendenziell von einem Einströmen von Oberflächenwasser in das Interstitial, für fallende Abflüsse von einem Ausströmen des Bodenwassers aus dem Interstitial in das Gewässer auszugehen (Abb. 3.2). Für verschiedene natürliche Gewässerabschnitte haben quantitative Untersuchungen der Austauschraten ergeben, daß die Bedeutung der Austauschströmungen zwischen Oberflächenwasser und Grundwasser im Vergleich mit den direkten Austauschströmungen zwischen Oberflächenwasser und der hyporheischen Zone relativ gering ist (siehe u.a. Ahmed et al. 2003, Hynes 1983).

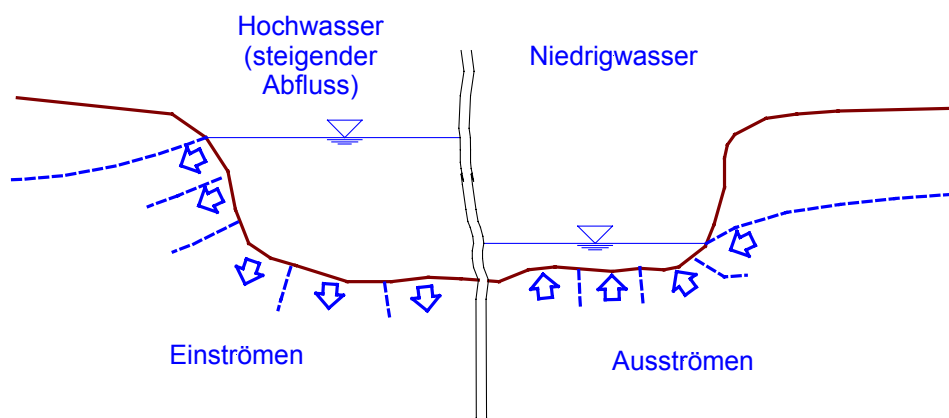


Abb. 3.2 Austauschströmungen infolge großräumlicher Gradienten (Träbing et al. 2001)

Abgegrenzt von der Austauschströmung, die durch die Wasserspiegeldifferenz zwischen Grundwasser und Oberflächenwasser angetrieben zu einer Passage durch das Interstitial führt, sind Austauschströmungen mit Gewässern zu berücksichtigen, die in ungesättigten Aquiferen verlaufen und daher unabhängig von ihrem Abflußgeschehen immer eine Einströmsituation in das Interstitial aufweisen. Bei vollständiger Überflutung der Aue aber auch bei Niedrigwasser wirkt die vertikale Infiltration als zusätzlicher Austauschprozeß.

Neben dem vertikal-lateralen Austausch, der durch unmittelbare Grenzflächen zwischen Interstitialkörper und anliegendem Flußwasser gekennzeichnet ist, wurde das Konzept des „hyporheischen Korridors“ eingeführt, das durch vom Flußschlauch getrennte und mitunter weit entfernte subterrane Fließpfade gekennzeichnet ist (Stanford und Ward 1993).

Grundsätzlich wirkt das natürliche Abflußgeschehen, das sich auf langer zeitlicher (hydrologischer) Skala in der Variabilität (Dynamik) des Wasserstandes äußert, auch indirekt auf das Austauschverhalten. Dies ist durch die Veränderungen der hydraulischen Leitfähigkeit des Interstitials bei abflußabhängiger Kolmation beziehungsweise Dekolmation der Gewässersohle und des darunter liegenden Porenraumes zu berücksichtigen (z.B. Schälchli 1993, Blaschke et al. 2000). Im Hinblick auf die hydraulische Leitfähigkeit als eine der regulativen Größen für die Austauschströmungen durch das Interstitial muß auf der Makroebene zusätzlich die geologische Variabilität (Heterogenität) des Porenraumes beachtet werden, während die Erfassung von Inhomogenitäten beziehungsweise Anisotropie für die kleinräumlichen Skalen kaum möglich ist.

3.1.2 Mesoskalige Austauschprozesse

Die natürlichen Ursachen für Austauschvorgänge der mittleren räumlichen Skala lassen sich unterteilen in Austauschmechanismen, die direkt aus der morphologischen Sohlhöhenstruktur der Fließgewässer resultieren, und in Austauschströmungen, die sich aus der morphologischen Grundrissstruktur der Gewässerverläufe ableiten.

a) Morphologische Sohlhöhenstruktur

Die morphologisch bedingten Variabilitäten des Sohlhöhenverlaufes und die damit verbundenen Gefällekonzentrationen können am Beispiel von Pool-Riffle-Sequenzen (Gumpe-Querbanks-Abfolgen) verallgemeinert behandelt werden. Die Austauschströmung beginnt dabei im oberwasserseitigen Pool (Infiltrationsbereich) und endet hauptsächlich im Exfiltrationsbereich des unterwasserseitigen Pools (Abb. 3.3).

Als typische Länge kann die Gewässerbreite oder -tiefe gelten, mit der die Ausdehnung der verursachenden Struktur und der Austauschströmung skaliert ist. Der Stofftransport folgt dabei erwartungsgemäß den Strömungsmustern, wie sie durch Tracerversuche und Temperaturmessungen in Freilandversuchen bereits gefunden wurden (Harvey und Bencala 1993, Lenk et al. 1997).

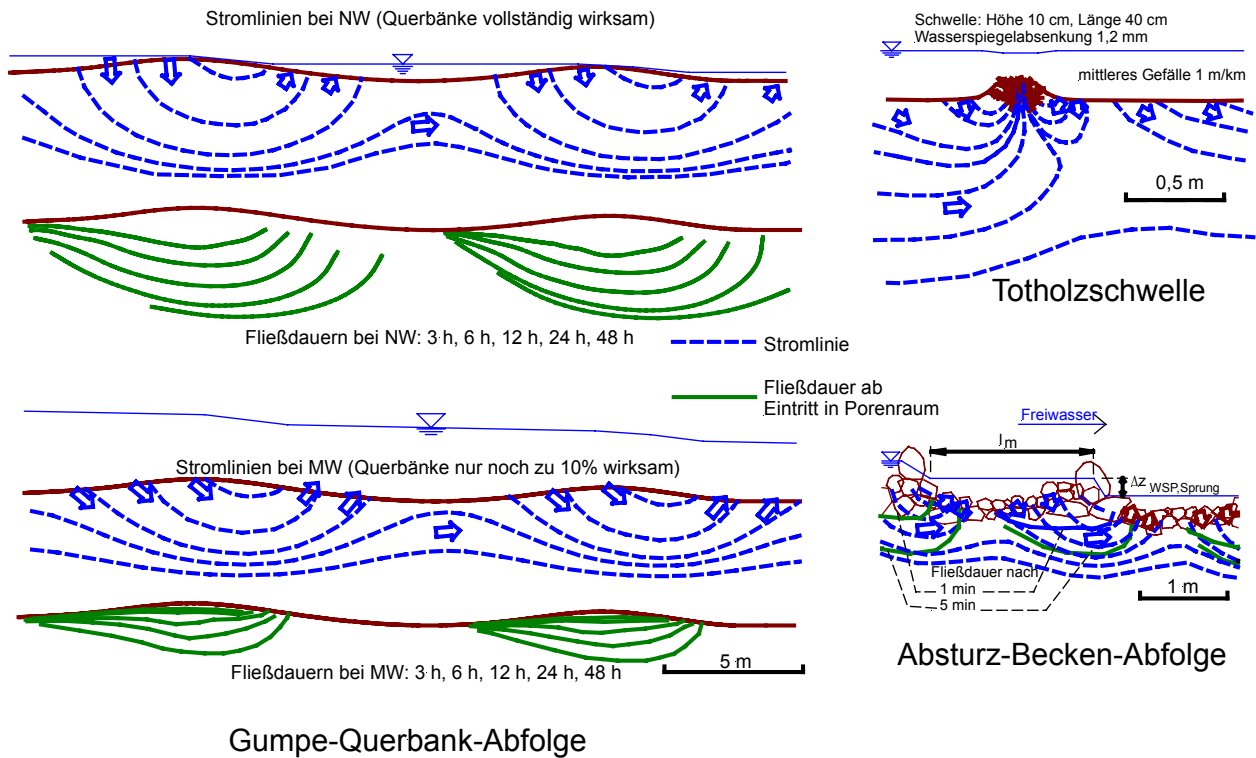


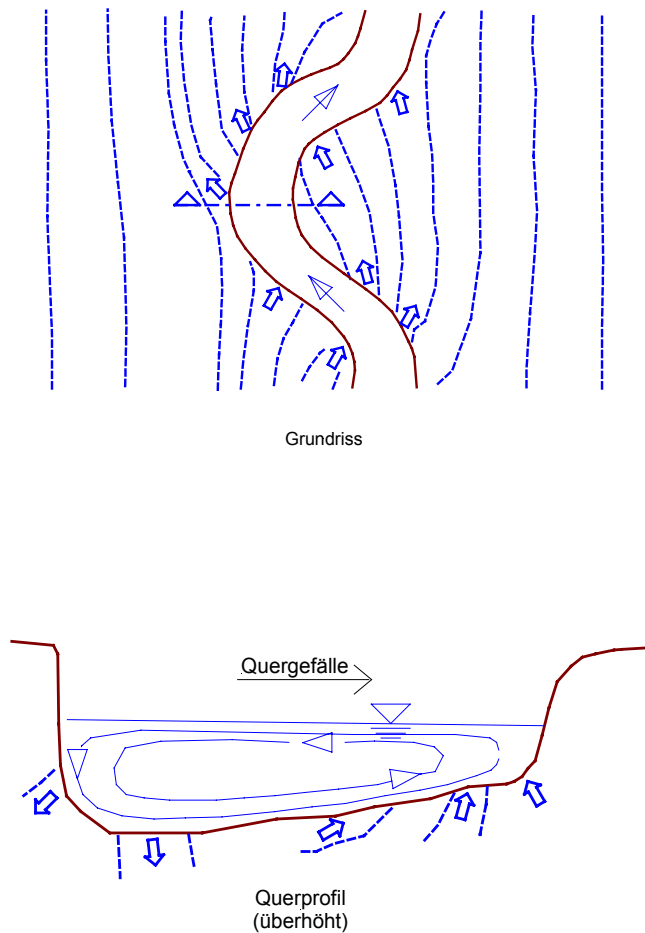
Abb. 3.3 Stromlinien und Fließdauern bei exemplarischen morphologischen Strukturen

Noch weitergehende Gefällekonzentrationen führen zu Wasserspiegelsprüngen mit Fließwechsel, wie dies beispielsweise an Step-Pool-Sequenzen (Absturz-Becken-Systeme), Totholzverkläuerungen und Biberdämmen zu beobachten ist. Obwohl die Freiwasserströmung aufgrund der Fließwechsel durch den Systemwiderstand geprägt wird, ist der Austauschprozeß von qualitativ ähnlicher Weise (Abb. 3.3).

b) Morphologische Grundrißstruktur

Neben der Variabilität des Sohlhöhenverlaufs ist auch die Gewässergrundrißform von großer Bedeutung. Verschiedene Strukturen wie Mäander, Verzweigungen und Inseln führen zu lateralem Ein- und Ausströmen in den Porenraum. Dabei folgt die Strömung durch den Porenraum der durch den Potentialgradienten vorgegebenen Richtung von dem höheren Potential hin zu dem unterstrom (bei Mäanderbögen) oder seitlich (bei Verzweigungen oder Inseln) jeweils niedrigerem Potential (Abb. 3.4).

Die Ausdehnungen von lateralen Austauschströmungen skalieren im allgemeinen mit der Gewässerbite, jedoch wurden von Stanford und Ward (1993) auch noch in Kilometerabstand seitlich des Flusses Organismen vorgefunden, die dem Hyporheal zuzuordnen sind. Diese und andere Untersuchungen kommen zu dem Schluß, daß sich in mit



Grundriss

Querschnitt
(überhöht)

Lockergestein verfüllten alluvialen Flußbauen ein Netz von bevorzugten Fließpfaden (hyporheischer Korridor) ausbilden kann, über das noch kilometerweit seitlich des eigentlichen Flußschlauches ein großräumlicher Transport von Flußwasser im Untergrund stattfindet (Lenk 2000).

Zusätzlich zu den lateralen Austauschströmungen durch Krümmungen entsteht bei kleinen Krümmungsradien und hinreichenden Geschwindigkeiten eine Querneigung des Wasserspiegels, die zu einem signifikanten lateralen Gefälle des Potentials unterhalb der Gewässersohle führt. Dieses Quergefälle liegt ggf. in der Größenordnung des Längsgefälles und führt dann zu einer erheblichen Veränderung der Strömung im Porenraum des Interstitials.

Abb. 3.4 laterale Austauschströmungen

3.1.3 Mikroskalige Austauschprozesse

Bei den kleinräumlich wirksamen Austauschprozessen muß zwischen stetigen Austauschprozessen, die aus den zeitlich mittleren Druckverteilungen in unmittelbarer Sohlenumgebung eines angeströmten Formwiderstandes resultieren, und zeitlich hochgradig variablen Austauschvorgängen infolge turbulenter Druckschwankungen an der Fließgewässersohle unterschieden werden. Die räumliche Ausdehnung skaliert in beiden Fällen mit der Kornrauheit der Gewässersohle.

Da der Antrieb der Porenwasserströmung der Potentialgradient ist, sind kleinräumlich wirksame, hochgradig instationäre Austauschströmungen durch Druckschwankungen aufgrund von kohärenten, turbulenten Strukturen an der Fließgewässersohle zu berücksichtigen (Dittrich und Träbing 1999, Vollmer et al. 2002). In offenen

Gerinneströmungen, die in der Regel immer turbulent ablaufen, sind wechselnde Druckgradienten an der Gewässersohle mit einer Wellenlänge, die mit der Wassertiefe skaliert, mit quasi-zyklischen, großskaligen, turbulenten Strukturen verbunden. Shvidchenko und Pender (2001) konnten für einen weiten Bereich von Strömungsrandbedingungen feststellen, daß die turbulente Strömung aus Sequenzen von großskaligen Wirbeln besteht, deren Länge etwa dem vier- bis fünffachen ihrer Höhe entsprechen. Diese mesoskaligen Strukturen, deren Ursprung in der äußeren Strömung liegt, werden wiederum mit mikroskaligen, hochgradig instationären Strukturen in Verbindung gebracht: den sogenannten Burst-Zyklen, die ihren Ursprung in Sohlennähe haben und deren Bedeutung für die sohlenrelevanten Prozesse dementsprechend als größer einzuschätzen ist (Yalin 1992). Durch den vertikalen Geschwindigkeitsgradienten bilden sich an der Gewässersohle Wirbelstrukturen aus, die sich stromab bewegen und in verlangsamten Strömungsbereichen (low speed streaks) verzögert und gestreckt werden. Dies führt zur charakteristischen Form eines Hufeisenwirbels, der im weiteren Verlauf der „lift-up“-Phase (ejection) durch den low-speed-streak angehoben wird. Aus Kontinuitätsgründen wird beschleunigtes Fluid aus der äußeren Strömung in einem sogenannten sweep-Vorgang in Richtung Sohle transportiert. Die Wirbelbewegungen der aus Abfolgen von ejections und sweeps bestehenden Bursting-Zyklen werden als kohärente, turbulente Strukturen bezeichnet (Kline et al. 1967).

Grass und Mansour-Tehrani (1991) konnten nachweisen, daß die hufeisenförmigen Wirbel auch über rauhen Sohlen vorhanden sind und in ähnlich engem Zusammenhang mit den sweeps und ejections stehen wie bei glatten Sohlen. Defina (1996) bestätigte, daß die Streckung von Hufeisenwirbeln gleichermaßen über glatten wie rauhen Sohlen auftritt, und gibt den lateralen Abstand der low-speed-streaks mit der vierfachen Länge der äquivalenten Sandrauheit an.

Drake et al. (1988) konnten in einem Fluß mit natürlichem Kiesbett anhand von Video-Analysen von sweep-events betroffene Bereiche identifizieren, deren Ausdehnung in Strömungsrichtung bis zu doppelt so groß war wie in Querrichtung. Diesen Untersuchungen zufolge korreliert die Ausdehnung der Wirbelstrukturen nicht mit dem Gefälle oder der Fließtiefe sondern nur mit der Rauheitsgröße.

In unmittelbarer Nähe zu der Gewässersohle werden weiterhin hochgradig instationäre Druckverhältnisse aufgrund der Strömungsablösungen an Einzelelementen hervorgerufen, welche ebenfalls mit der Rauheitsgröße skalieren (Leder 1992). Für große relative Überdeckungen wird angenommen, daß in Sohlennähe eine Ko-Existenz des Bursting-Phänomens neben dem Phänomen der Nachlaufschwankungen an Formwiderständen besteht.

Die Sohlenstruktur bestimmt jeweils, welche der beiden sohlennahen Wirbel-Strukturen das turbulente Strömungsfeld an der Gewässersohle prägen.

Der aus den sohlennahen Druckstörungen resultierende instationäre Prozeßgradient ist für hydraulisch voll raue Verhältnisse hauptsächlich von der Oberflächenrauheit und der Sohlenschubspannung abhängig. Für den Übergangsbereich und den hydraulisch glatten Bereich tritt noch die Zähigkeit hinzu. Dabei wird die Rauheitshöhe, gegebenenfalls unter Berücksichtigung von Inhomogenitäten und Anisotropien der hydraulischen Leitfähigkeit als typische Weglänge für den Austauschprozeß angesehen (Abb.3.5 a).

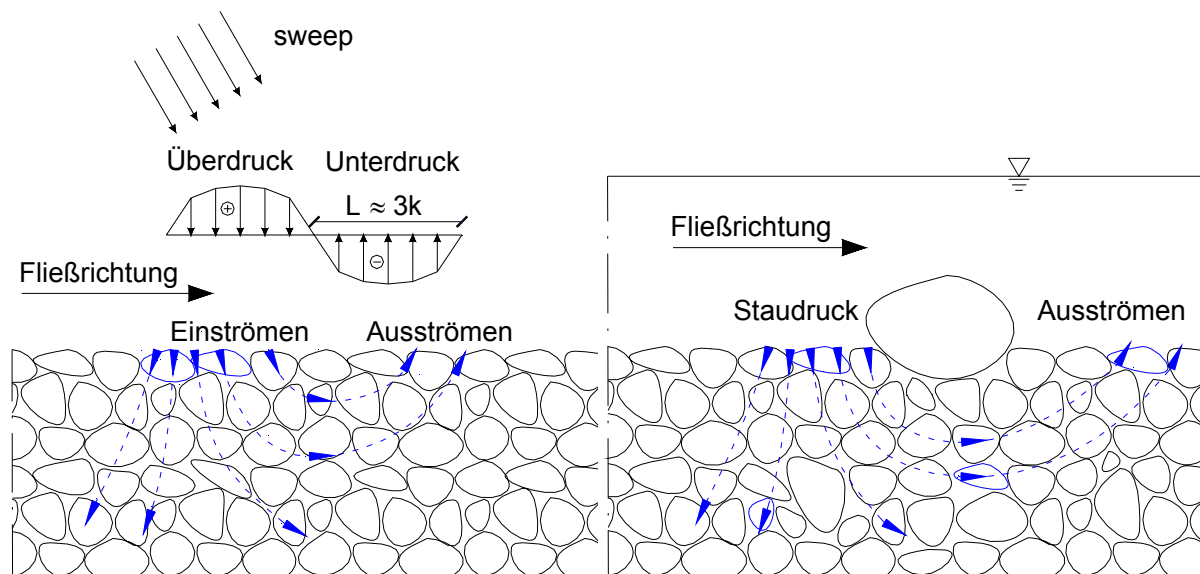


Abb. 3.5 a) instationäre Druckstörungen b) quasi-stationäre Druckgradienten

Neben den turbulenzbedingten instationären Druckgradienten, die auch über ebenen Sohlen existieren, können zeitlich mittlere Druckgradienten durch angeströmte Formwiderstände hervorgerufen werden. So entsteht beispielsweise im Umfeld eines mehr oder weniger isolierten Kornes als Formwiderstand oberwasserseitig (in der Nähe des Staupunktes) ein Überdruck- und unterwasserseitig (in der Ablösezone) ein Unterdruckbereich. Dies führt direkt oberhalb des Formwiderstandes zu einem Einströmen von Wasser in den Porenraum und im Ablösebereich zu einer Ausströmung (u.a. Hutchinson und Webster 1998). Ebenso, wie für den turbulenzinduzierten hydrodynamischen Austausch, ist die räumliche Auswirkung dieses Austauschprozesses mit der Rauheitshöhe als typische Weglänge skaliert und reicht relativ kurz in den Sedimentkörper (Abb 3.5 b).

Weitere Formwiderstände können auch durch Totholz oder andere Strömungshindernisse an der Fließgewässersohle hervorgerufen werden. Hierbei ist keine Skalierung mit der

Kornrauheit, sondern mit der Höhe des Formwiderstandes anzunehmen. Transportkörper wie Riffel und Dünen wirken ebenfalls als Formwiderstände, wobei die Höhe des Transportkörpers als Skalierungsgröße dienen kann (Elliott und Brooks 1997).

Untersuchungen zu den quasi-stationären Austauschströmungen an Formwiderständen haben Thibodeaux und Boyle (1987), Hüttel et al. (1996) und Hutchinson und Webster (1998) unternommen. Die Erkenntnisse dieser Autoren bilden zum Teil die Grundlage für die in Kapitel 7 verwendete Modellvorstellung für Austauschmuster infolge einer wellenförmigen Druckstörung an der Gewässersohle.

Die Austauschrate der kleinskaligen Austauschprozesse ist Gegenstand einer aktuellen Untersuchung von Packman et al. (2004). Darin ist neben der Betrachtung der durch Formwiderstände induzierten Austauschströmungen auch eine Abschätzung von Austauschkoefizienten aus turbulenzinduzierter Strömung im obersten Interstitialbereich enthalten. Die Analyse der Durchflussraten bzw. der Austauschmengen von Oberflächenwasser in den obersten Interstitialschichten bezieht die theoretischen Untersuchungen von Shimizu et al. (1990) und Nagaoka und Ogaoki (1988, 1990) ein, die schon in Kapitel 2 vorgestellt wurden. Zhou und Mendoza (1993) führen den Begriff der turbulenten Diffusion im Übergangsbereich zwischen Oberflächen- und Bodenwasserströmung ein.

Allen verschiedenen hier betrachteten Austauschprozessen ist die Gesamtdispersion als Kombination von Diffusion und Dispersion überlagert. Laborversuche (Vollmer et al. 2000) mit kiesigem Sediment haben gezeigt, daß die Dispersion bei mikroskaligen Austauschprozessen aufgrund der geringen Fließwege und Fließzeiten keine nennenswerte Rolle spielt. Diese Aussage ist aber für feinere Sedimente nicht notwendigerweise übertragbar (vgl. Kap. 2.4 Backhaus 1982). Die beiden vorhergehend beschriebenen mikroskalig wirksamen Austauschprozesse finden sowohl über ebenen als auch über strukturierten Gewässersohlen statt und können durch verschiedene zusätzliche Austauschmechanismen anderer Skalen überlagert sein.

Räumlich reichen die unterschiedlichen hydraulischen Prozeßskalen von der Höhe eines Rauheitselements bis zum Vielfachen der Gewässerbreite, in der zeitlichen Betrachtung kann die Spannweite zwischen einer Schwankungsdauer der Turbulenz über die Durchgangsdauer eines Hochwasserereignisses bis hin zu saisonalen Zeiträumen von Abflussschwankungen liegen. Folgende Skalentypisierung ergibt sich für die hydraulischen Austauschvorgänge.

Tabelle 3.1: Skalentypisierung der hydraulischen Austauschvorgänge

Skala	Typische Länge	Prozeßursache	Charakteristik	
			räumlich	zeitlich
Mikroskala	Sohlrauhheit	Turbulenz	zufallsverteilt, oberste Schicht	hochgradig instationär
Mikroskala	Sohlrauhheit	Formwiderstand	lokal, obere Schicht	stationär
Mesoskala	Gerinnetiefe/- breite	Sohlhöhen- und Gerinnegrundriss- variabilität	lokal, obere und untere Schicht	abfluß- abhängig stationär
Makroskala	Gewässer- abschnitt	Abfluß- schwankung	erhebliche longitudinale Ausdehnung und laterale Reichweite	langsam instationär

Die einzelnen hydraulischen Austauschmechanismen decken einen weiten Bereich an räumlichen und zeitlichen Skalen ab, die einander überlagert werden können. Vereinfachende Betrachtungen können einzelne Prozesse abbilden, der hydraulische Austausch zwischen Oberflächen- und Bodenwasserströmung setzt sich aber aus der Gesamtheit aller Prozeßskalen zusammen.

3.2 Anthropogene Beeinflussung der Austauschprozesse

Durch wasserbauliche Bauwerke und Maßnahmen können die beschriebenen Austauschprozesse in ihrer räumlichen oder zeitlichen Wirkung verschoben werden. Ergebnis sind anthropogene Überlagerungen der natürlichen, räumlichen und zeitlichen Variabilität. Hier sind keine einfachen Wirkungsketten aufzuzeigen, sondern es treten komplexe Wechselwirkungen mit unterschiedlichen Reichweiten der Beeinflussung auf. Die verschiedenen Austauschprozesse, soweit sie in nennenswertem Umfang wasserwirtschaftlich beeinflussbar sind, werden nach der oben beschriebenen Folge der räumlichen und zeitlichen Variabilität gegliedert und im Folgenden beispielhaft behandelt.

Anthropogene Beeinflussungen insbesondere des Abflußgeschehens verändern die makroskaligen Randbedingungen der Austauschprozesse. Beispielsweise erhöhen weiträumige Grundwasserabsenkungen, z.B. durch Wasserentnahmen aus Uferfiltrat oder infolge Bergbau, die Einstromwahrscheinlichkeit in das Interstitial, während Entnahmen aus dem Oberflächenwasser, z.B. für den Betrieb von Wasserkraftanlagen, den Abfluß vermindern und deshalb vermutlich die Zeiträume verlängern, in denen Porenwasser aus dem Interstitial in die Oberflächenströmung austritt. Dieser Effekt wird bei räumlicher Nähe von Ausleitungsstrecke und Betriebsgraben durch die Differenz der beiden Wasserspiegellagen in Abhängigkeit zum Triebwerksstandort überlagert.

Hier zeigt sich ebenso wie in den anderen oben genannten Beispielen anthropogener Eingriffe eine komplexe Überlagerung von zeitlicher Abflußdynamik mit der räumlichen Heterogenität von Gewässermorphologie und -struktur (s. Abb. 3.1). Hochwasserrückhaltebecken führen in der Regel aufgrund der Abflußretention zu einer Verlängerung der Hochwasserwellen und so zu länger anhaltenden Einstromdauern. Durch entsprechende wasserwirtschaftliche Bauwerke wird häufig neben der Durchgängigkeit der Strömung sowie der Sedimentverhältnisse auch die Durchwanderbarkeit unterbrochen. In der Regel verschiebt sich damit auch die Wasserqualität und die Biozönose. Noch extremer beeinflussen Talsperren das Ökosystem. Hier wird durch die Abminderung oder den vollständigen Rückhalt des Hochwassers und der Sedimente sowie durch die stofflichen und physikalisch-chemischen Prozesse noch gravierender in das Ökosystem eingegriffen (s. Abb. 3.1).

Auch durch die Vorgabe der EU-Wasserrahmenrichtlinie gewinnen im Hinblick auf die geforderte integrale Betrachtung der Kompartimente des Fließgewässersystems die Zusammenhänge zwischen den Einwirkungen auf die Durchgängigkeit und Durchwanderbarkeit und den Auswirkungen auf die Prozesse im Interstitial an Bedeutung.

Flußbauliche Querstrukturen verändern die maßgeblichen Randbedingungen für Austauschströmungen auf großräumlicher Skala. Dabei stellen massive Bauwerke wie Wehre einen Übergang zwischen der Beeinflussung der makroskaligen Austauschcharakteristik und den mesoskaligen Vorgängen dar. Je nach Maß der Überhöhung der Gefällekonzentration durch das Wehr, beeinflusst der Aufstau beispielsweise die Wasserspiegellagedifferenz des gesamten oberstrom liegenden Gewässerabschnittes zum seitlichen Grundwasser. Nicht selten bilden staugeregelte Gewässerabschnitte eine Kaskade von Wehrabfolgen, bei denen die jeweiligen Stauwurzeln an die oberstrom liegenden Wehre mehr oder weniger anschließen. Dabei werden die unter natürlichen Abflußbedingungen aktiven Austauschstrukturen durch den morphologischen Sohlhöhenverlauf (s.o. z.B. Pool-Riffle-Sequenzen) im nahezu gesamten Längsverlauf abgemindert beziehungsweise durch die Gefällekonzentration auf die Wehrstandorte bzw. durch den großskaligen Aufstau deaktiviert.

Der durch das hohe Potentialgefälle zwischen Ober- und Unterwasser verursachte Austauschprozeß in der unmittelbaren Umgebung eines Wehres, der als Unter- bzw. Umläufigkeit bekannt ist, ist den mesoskaligen Austauschströmungen (z.B. an einer Pool-Riffle-Struktur) zuzuordnen. Infolge der anthropogenen Überhöhung der Potentialgradienten ergeben sich in der Umgebung von Wehren besondere Austauschsituationen zwischen Oberflächen- und Bodenwasserströmung, die grundlegend durch eine erhebliche Infiltration oberstrom der Querstruktur und eine Exfiltration in das Oberflächenwasser des niedrigen Unterstrom-Potentiales charakterisiert sind.

Sofern über dem Baukörper ein Fließwechsel auftritt, kann in unmittelbarer Nähe des Bauwerks der prinzipielle hydraulische Austauschprozeß durchaus mit natürlichen Wasserspiegelsprüngen verglichen werden, jedoch kann die Austauschdynamik an Wehren ohne baulich ausgestaltete Tosbecken wesentlich komplizierter sein.

Bei einer leichten Verlagerung des Wechselsprunges in das Unterwasser eines natürlichen Tosbeckens können hierbei für den Austauschprozeß hydraulische Randbedingungen auftreten, die zu einer hohen Intensität und kleinräumlichen Variabilität im Austauschverhalten führen (Abb. 3.6).

Mitunter finden im Unterwasser lokal Wechsel zwischen Einström- und Ausströmbereich (Richtungsumkehr der Interstitialströmung) in Abhängigkeit von der Abflußsituation und den jeweiligen sich verschiebenden Potentialgradienten statt. Da gerade ein Wechselsprung durch hohe Turbulenz geprägt ist und damit zum Ausspülen von Feinpartikeln aus den oberflächennahen Schichten führt, ist der Porenraum im direkten Unterwasser von Wehren durch eine relativ hohe hydraulische Leitfähigkeit charakterisiert.

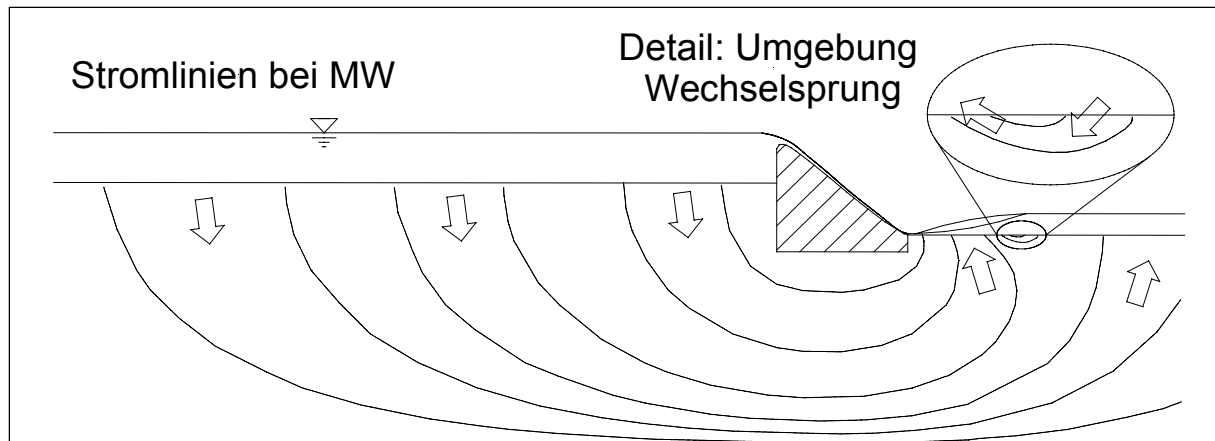


Abb. 3.6 Komplexe Austauschströmungsmuster an einem Wehr

Das bevorzugte Vorkommen von Jugendstadien kieslaichender Fische beziehungsweise deren Rückzug auf das Unterwasser von Wehren (siehe z.B. Hübner 1998) könnte in der gegenüber den natürlichen Verhältnissen stark überhöhten räumlichen und zeitlichen Variabilität der Austauschvorgänge in der Umgebung von Wehren seinen Grund haben. Der übrige Längsverlauf des staugeregelten Gewässers kann hingegen durch die Überprägung zu einem strukturarmen Gewässer mit geringer Strömungsdiversität werden.

Weniger überhöhte Querstrukturen wie Buhnen und Schwellen sind mit natürlichen Sohlhöhenstrukturen, wie Step-Pool-Sequenzen vergleichbar und in ihrer räumlichen Auswirkung eindeutiger der Mesoskala zuzuordnen. Die Ausdehnung und Wirksamkeit der Austauschprozesse solcher Sohlhöhenstrukturen skaliert mit der Fließtiefe des Gewässers. Bei erhöhten Abflüssen z.B. werden Schwellen und Buhnen in der Regel überströmt. In dieser Situation überlagern sich die direkt über dem Baukörper abgesenkten Wasserspiegel mit den Ablösezonen hinter dem Bauwerk. (Abb. 3.3). Dabei dürfte die räumliche Reichweite und damit die gewässerökologische Folge abhängig von der Höhe des Wasserspiegelsprungs und damit der Abflusssituation beziehungsweise der Fließtiefe sein.

Eine Vielzahl von flußbaulichen Maßnahmen modifiziert die morphologische Grundrißstruktur und hat damit einen Einfluß auf die mesoskaligen Austauschprozesse durch Gerinnekrümmungen oder Verzweigungen. Anthropogene Veränderungen wie Begradigungen des Gewässerverlaufs oder Einengung des Fließquerschnittes führen tendenziell zu Eintiefungen der Gewässersohle, verändern die Grundwasseranbindung und beeinflussen den Sohlhöhenverlauf der Fließgewässer.

Hinsichtlich der morphologischen Grundrißstruktur von Fließgewässern wirken z.B. Durchstiche von Mäanderbögen durch die Reduktion der Krümmungen direkt als Austauschminderung. Generell führen die genannten wasserbaulichen Eingriffe damit zu einer Strukturarmut, die sowohl den Sohlhöhenverlauf als auch die Grundrisstruktur betrifft und einen erheblichen Effekt auf die Austauschvorgänge hat. So wirken Stauregelungen, Begradigungen, Eintiefungen und Sohlabdichtungen in ihrer Gesamtheit als erhebliche strukturelle Beeinträchtigung auf das Austauschverhalten zwischen dem Oberflächenwasser und dem Interstitial (Claret et al. 1998).

Außerdem stellen die genannten Einwirkungen auf die Abfluß- und Sedimentbedingungen (wie z.B. Hochwasserrückhalt, Geschiebemanagement, Gewässerausbau) massive Eingriffe in die Morphodynamik und damit in die Sohlenstruktur bzw. Substratzusammensetzung dar, was zu einem indirekten Einfluß auf die mikroskaligen Austauschvorgänge an der Fließgewässersohle führt. So bewirken z.B. die größeren Schleppkräfte im Mittel an der Fließgewässersohle zunehmende Sedimentkorndurchmesser mit entsprechend modifizierten turbulenten, kohärenten Strukturen und Formwiderständen.

Die Beeinflussung der Abflußbedingungen, z.B. durch Hochwasser-Rückhalt, haben auch indirekte Auswirkungen auf die Substratzusammensetzung im Interstitial. Es besteht ein direkter Zusammenhang zwischen den Abflußintensitäten, der Sohlenschubspannung und dem Ausspülen von feinkörnigem Material aus den oberen Schichten des Porenraumes (Dekolmation, siehe u.a. Schälchli 1993). Der gegenteilige Effekt der verstärkten Einlagerung von Feinmaterialien in die Gewässersohle tritt in strömungsberuhigten Zonen mit reduzierter Transportkapazität und anthropogen verstärkt in Stauzonen z.B. vor künstlichen Querstrukturen auf. Blaschke et al. (2000) haben die Selbstabdichtung der Gewässersohle im Donau-Stauraum Freudenu sowie temporäres Freispülen infolge erhöhter Abflüsse über längere Zeiträume dokumentiert. Die Selbstabdichtung der Sohlporeräume kann durch die Verminderung der hydraulischen Leitfähigkeit demnach zu einer erheblichen Reduktion des vertikalen Austausches von Oberflächenwasser mit dem Interstitial führen.

Die Austauschrate zwischen Oberflächen- und Porenwasserströmung wird wesentlich durch die Kolmation (Selbstdichtung) der Gewässersohle bestimmt. Nach Hansel (1967a) ist unter Selbstdichtung die Abnahme der Durchlässigkeit eines porösen Mediums zu verstehen, die infolge Ablagerung oder Filterwirkung von transportiertem Material entsteht.

Auf diesen Vorgang wirkt eine große Zahl von Einflußfaktoren ein, die von Blaschke et al. (2000) nach ihrer Wirkungsebene in „innere“ (die Funktion und Wirkungsweise des Gewässerbettes und der Filterschicht beeinflussende) und in „äußere“ (mit den hydraulischen und geohydraulischen Prozeßgrößen und der Materialzufuhr durch Schwebstofftransport in Zusammenhang stehende) Faktoren unterschieden werden. Den Untersuchungen im Stauraum Freudenua zufolge zeigt sich die Kolmation als ein aus verschiedenen Kolmationstypen und einer Abfolge von „Kolmationszyklen“ zusammengesetzter Vorgang, dessen einzelne Phasen durch Hochwässer und die dabei verstärkt auftretenden Erosions- und Sedimentationsprozesse bestimmt werden. Bislang wurden in den früheren Untersuchungen zur Kolmation lediglich zwei morphologisch eindeutig zu unterscheidende Kolmationstypen beschrieben. Beyer und Banschler (1975) unterscheiden zwischen innerer und äußerer Kolmation die jeweils durch den Einfluß der Schwerkraft und des hydrodynamischen Strömungsdruckes angetrieben sind.

Danach wird die „äußere“ Kolmation durch Sedimentation von Sink- und Schwebstoffen auf der Oberfläche des Filterkörpers hervorgerufen, wobei vorwiegend durch mechanische Filterwirkung - verstärkt durch biologische Vorgänge - eine äußere Dichtungsschicht entsteht.

Die „innere“ Kolmation wird bedingt durch Invasion von Wasserinhaltsstoffen in die Zwischenräume eines Filterkörpers, wobei vorwiegend durch Oberflächenkräfte - verstärkt durch mechanische Filterwirkung - eine innere Dichtungsschicht entsteht.

Nach van Riesen (1975) und Schälchli (1993) wird verstärkte Turbulenz bei ansteigenden Fließgeschwindigkeiten als Ursache für eine zunehmende Verdichtung bei innerer Kolmation angegeben. Schälchli stellte fest, daß bei höheren Abflüssen und damit größeren turbulenzbedingten Schubspannungsschwankungen die Feinpartikel in Oberflächennähe dichter gelagert werden. Dieser Effekt wird durch ein leichtes Vibrieren der Deckschichtkörner verstärkt.

Nach Schälchli (1993) haben dabei die einzelnen Korndurchmesser der Feinpartikel eine unterschiedliche Bedeutung. Sandkörner beispielsweise können Grobporen und Toträume relativ rasch auffüllen, wodurch sich die Durchlässigkeit und die Verfestigung der Sohle nur geringfügig ändert. Von besonderer Bedeutung sind für Schälchli die feineren, kohäsiven Schwebstoffpartikel der Silt- und Tonfraktion. Durch ihre Ablagerung wird das Korngefüge durch die kohäsiven Anziehungskräfte verkittet und damit verfestigt.

Im Übergangsbereich zwischen „innerer“ und „äußerer“ Kolmation kommt es nach Blaschke zur „Deckschichtkolmation“, bei der die Zwischenräume der Deckschichtkörner teilweise bzw. vollständig mit Feinsediment verfüllt sind. Die Ursache dafür liegt in der zeitweisen Unterschreitung der Grenzschleppspannung im Strömungsschatten der Deckschichtkörner, wodurch feinkörnige Partikel und Schwebstoffe bei vorhandenem Infiltrationsdruck in deren Zwischenräume eingelagert werden und es zu einer weiteren, über das Ausmaß der inneren Kolmation hinausgehenden Abdichtung, sowie zu einer Verfestigung der Sohle und damit zu einer Erhöhung des Sohlenwiderstandes kommt (Sengschmitt et al. 1999).

Neben den mechanischen Kolmationsmechanismen spielen auch physiko-chemische bzw. biologische Effekte eine Rolle bei den Kolmationsvorgängen. Die oben genannten Einflussfaktoren werden dabei durch verschiedene anthropogene Beeinflussungen (Einleitung biologisch nicht abbaubarer Schlämme; intensiver Ackerbau, Erzbergbau oder Industriestandorte im Einzugsgebiet; Störeinflüsse durch Wasserfahrzeuge, Abwasserstöße aus Kläranlageneinleitungen, Eutrophierung etc.) überlagert. Schälchli gibt in seiner Arbeit zur Untersuchung der Kolmation von Fließgewässersohlen einen ausführlichen Überblick, stellt jedoch fest, daß die Bedeutung der einzelnen Einflußgrößen nur beschränkt erfaßt wird und die Aussagen größtenteils qualitativer Art sind (Dannert und Herrmann 1995).

Gezielte Freilanduntersuchungen zu Kolmationsvorgängen wurden auch im Rahmen des DFG-Verbundprojektes an einer morphologischen Referenz-Struktur (Pool-Riffle-Sequenz) in der Lahn durchgeführt (Ibisch et al. 2004). Die große ökologische Relevanz des hyporheischen Interstitials in Bezug auf die Austauschprozesse mit der fließenden Welle und den Feinkornanteil, der durch kolmative Prozesse die Refugialräume vermindern kann, wurde in der Arbeit von Borchardt (1992) gezeigt und ist für viele anschließende Fragestellungen der Ökologie bekannt. Dem dynamischen Vorgang der Kolmation kommt dabei eine besondere Bedeutung zu, da er wesentlich an der Regulation der Austauschprozesse und damit an der Regulation von Stoffumsetzungsprozessen beteiligt ist.

Beide Prozesse beeinflussen das physiko-chemische Milieu des Interstitials und damit auch dessen Lebensgemeinschaft, beispielsweise beeinträchtigen kolmatisierte Sedimente maßgeblich den Reproduktionserfolg von kieslaichenden Fischarten (Ingendahl 1999). Bei Betrachtung der Auswirkungen von Schwebstoffeinträgen bei innerer Kolmation wurde mittelfristig eine Verminderung der Sedimentdurchlässigkeit und kurzfristig eine erhöhte Sauerstoffzehrung beobachtet. Die Auswertung von Versuchsdaten an der Lahn ergab kongruent zu einer erheblichen Abnahme des interstitiellen Durchflusses die Abnahme der Sauerstoffgehalte im Sediment.

Interessant ist in diesem Zusammenhang die Beobachtung, daß insbesondere in den Zonen der Exfiltration von Porenwasser in die Oberflächenströmung bei den Vertikalgradienten der Parameter Sauerstoff und Aufenthaltszeit Inversionstendenzen mit Wendepunkten zwischen 15-25 cm Sedimenttiefe auftraten (Lenk 2000). Diese liefen für die beiden Parameter zum Teil spiegelbildlich, mit den höchsten Verweildauern in Tiefen, in denen auch O₂-Minima auftraten, was mit einer längeren Auszehrungsdauer in diesen Schichten erklärt wird. Lenk (2000) interpretiert die Zunahme der Verweildauer in 15-25 cm Tiefe als Ausdruck verlangsamten Austausches in einem Kolmationshorizont.

Auch die theoretische Ableitung der Kolmationstiefe nach Schälchli (1993) unterstützt diese These. Diese Erkenntnisse verdeutlichen den engen Zusammenhang zwischen der Kolmation und den Austauschprozessen zwischen Oberflächen- und Porenwasser eines anthropogen belasteten Fließgewässers, die im oben genannten DFG-Projekt untersucht wurden.

Neben strukturellen, hydraulischen und sedimentologischen Beeinflussungen wurden auch stoffliche Einwirkungen auf das Gewässer und speziell auf den Lebensraum Interstitial untersucht. Zur Abschätzung von anthropogenen Einflüssen (z.B. Kläranlageneinleitungen) auf die Kolmationsvorgänge, die stofflichen Umsetzungsraten und die Lebensgemeinschaften im Interstitial wurde eine weitere Pool-Riffle-Struktur unterstrom eines Kläranlagenablaufes beprobt. In den Teilprojekten wurden neben der Erweiterung des Prozessverständnisses jeweils thematische Arbeitshypothesen gezielt überprüft. Zum Beispiel bildeten in dem Teilprojekt „Stoffliche anthropogene Beeinflussung von Kolmationsvorgängen“

- Abwassereinleitungen beschleunigen den Kolmationsvorgang durch die Bildung kohäsiver Aggregate und durch die Infiltration organomineralischer Matrices.
- Durch kontinuierliche Abwasser- und damit Nährstoffeinleitung wird das Wachstum der benthischen Algen gefördert und damit die Kolmation verstärkt.

Kernhypothesen. Die Themenschwerpunkte der einzelnen Teilprojekte (hydraulische, kolmative, stoffliche, zoologische Aspekte) waren dabei eng miteinander verknüpft (s.o. Beispiel) und wurden in aufeinander abgestimmten Freiland-, Labor- und numerischen Untersuchungen interdisziplinär bearbeitet. Ein zusammenfassender Bericht wurde als Sonderheft des Archives für Hydrobiologie (2005) erstellt.

Die Arbeitshypothesen des Teilprojektes Karlsruhe (Hydraulik der Austauschströmungen) sind im Folgenden detailliert aufgeführt.

3.3 Arbeitshypothesen

Die Oberflächenströmung bildet die maßgeblichen physikalischen Randbedingungen für die Ausbildung der Gewässersohle, des Lückenraumes der oberen hyporheischen Zone, sowie für die Strömungs- und Transportprozesse im Interstitial. Sowohl für die Dynamik der Deckschicht als auch für die schnellen kleinräumlichen Austauschströmungen in den obersten Sedimentschichten sind vor allem die sohlennahen turbulenten Schwankungen und die Druckgradienten entscheidend, die sich an Formwiderständen ausbilden.

Die Strömungen und Austauschvorgänge im sohlennahen hyporheischen Porenraum werden angetrieben durch kleinräumlich wirksame Potentialgradienten an der Gewässersohle, die durch Formwiderstände oder Turbulenz der Oberflächenströmung erzeugt werden. Die Druckschwankungen an der Gewässersohle setzen sich in den Porenraum fort und verursachen kurzzeitige und kleinräumliche Gradienten, die in den obersten Horizonten die Bereiche laminarer Bodenwasserströmung durchbrechen. Bei der Untersuchung der Austauschvorgänge im oberen Interstitialbereich sind Kolmationsvorgänge zu beachten.

Das hyporheische Interstitial kann durch eine vertikale Zonierung in drei Bereiche eingeteilt werden, die jeweils durch Strömungen charakterisiert sind, welche zwar durch Gradienten von klar trennbaren und einzeln zu betrachtenden räumlichen Skalen angetrieben werden, jedoch erst in Superposition aller Skalen die Strömungsmuster des Hyporheals ergeben. Die Erfassung und Beschreibung der entscheidenden hydraulischen Austauschmuster hängt maßgeblich von der räumlich-zeitlichen Skala ab. Die hydraulischen Austauschvorgänge entstehen aus der Überlagerung verschiedener Einzelprozesse der unterschiedlichen Skalen:

- Turbulenz (kleinskalig und hochgradig instationär, Relevanz für Benthal und Biofilme), Untersuchung durch Laborversuche
- Formwiderstände an Oberflächenrauheiten (kleinskalig, abflußabhängig quasi-stationär), Untersuchung durch Laborversuche
- Morphologische Strukturen (Pool-Riffle, Mäander, Verzweigungen, Inseln, usw.), Untersuchung durch Freiland- und Laborversuche
- Wasserspiegeldifferenzen zwischen Grundwasser und Freiwasser (langsam instationär), Untersuchung durch Freilandversuche

Die kleinräumlich aufgelösten quasi-stationären Austauschprozesse sind aus physikalischer Sicht nahezu ohne hydrodynamische Dispersion. Durch die (räumliche und/oder zeitliche) Mittelwertbildung kleinräumlicher Austauschprozesse (Dispersionsansätze) entstehen Konzentrationsverläufe, die die kleinräumliche Variabilität nicht mehr beinhalten.

Die hyporheische Fauna kann diese mittleren Verläufe abbilden, wenn sie mit einer gewissen Mobilität ausgestattet ist. Nichtlineare kleinräumliche Umsetzungsprozesse werden durch die Mittelwertbildung ggf. falsch abgebildet.

Für den Stofftransport zu den Biofilmen in die aktive hyporheische Zone spielen insbesondere die kleinräumlich wirksamen hydraulischen Austauschprozesse eine wichtige Rolle. Die obersten Horizonte des Interstitials sind bezüglich der Stoffwechselprozesse mit einem effektiven Biofilmreaktor, wie er in der Abwasserreinigung verwendet wird, vergleichbar. In dieser Schicht bewirken die turbulenten Schwankungen, die der Gewässersohle von der Oberflächenströmung aufgeprägt werden und sich in die oberen Sedimentschichten des Interstitials auswirken, eine Modifikation des Transportes zu den Biofilmen. Hier findet der überwiegende Anteil des interstitiellen Metabolismus statt mit einer erheblichen Bedeutung für die Selbstreinigungskraft der Fließgewässer.

Zur Erweiterung des Prozeßverständnisses der kleinräumlichen Austauschströmungen sind Untersuchungen im Labormaßstab geeignet, während die räumlich-zeitliche Auflösung von Freilandversuchen den Austauschvorgängen in der oberen Interstitialschicht nicht entspricht.

Die Untersuchung der kleinräumlichen Austauschprozesse kann ausgehend von definierten hydraulischen und geometrischen Randbedingungen (z.B. ebene Sohle, Einkornmaterial) sukzessive zu naturähnlichen Situationen hin erweitert werden. Das entwickelte Prozeßverständnis kann mit Hilfe von Laborversuchen mit naturähnlicher Sieblinie (Sediment aus dem Untersuchungsbereich des DFG-Verbundprojektes an der Lahn) auf die großräumliche Skala übertragen werden.

Durch Überlagerung der unterschiedlichen Prozeßskalen können die hydraulischen Austauschvorgänge zwischen Oberflächenströmung und Bodenwasserströmung besser beschrieben werden. Auf Grundlage des erweiterten Prozeßverständnisses der Teilprozesse und der ökologischen Wirkzusammenhänge können anthropogene Beeinflussungen des Interstitials bewertet und Empfehlungen für die Gewässerentwicklung abgeleitet werden.

4 Ansätze zur Stabilität von Gewässersohlen

Im vorherigen Abschnitt wurden bereits die Wechselwirkungen zwischen den Strömungsverhältnissen und dem Sediment angesprochen. Dabei stand weniger die Rückwirkung bzw. der Strömungswiderstand des Sedimentes gegenüber der **Oberflächenströmung** sondern der Zusammenhang zwischen der Transportkapazität der Oberflächenströmung und dem Transportverhalten von feinkörnigem Sedimentmaterial im Hinblick auf mögliche Sedimentationsvorgänge und den damit verbundenen Kolmationserscheinungen im Vordergrund. Der durchflußregulierenden Wirkung der Porengröße bzw. des Strömungswiderstandes der Porenmatrix für die **Bodenwasserströmung** wird große Bedeutung für die Transportvorgänge im Interstitial beigemessen, während die Rückwirkung der Bodenwasserströmung auf das Korngerüst in der Regel keine Beachtung findet. Bislang ist die Betrachtung von Veränderungen (Destabilisierung) des Korngerüsts auf die Wechselwirkung zwischen dem Strömungswiderstand der Gewässersohle und dem Strömungsangriff der Oberflächenströmung ausgerichtet.

Der Frage der Stabilität von Gewässersohlen kommt in der Wasserwirtschaft besondere Bedeutung zu, da sie direkten prägenden Einfluß auf die Gestalt der Fließgewässer und damit indirekten Einfluß auf die wasserwirtschaftliche Nutzung und, wie in den vorigen Abschnitten in Bezug auf das hyporheische Interstitial dargestellt, auf den ökologischen Zustand der Fließgewässer hat. Die Zusammenhänge treten bei dem bereits angesprochenen Feststoffrückhalt u.a. in strömungsberuhigten Bereichen vor Stauanlagen hervor. Als Folge eines Feststoffdefizites nimmt der Fluß unterstrom eines Querbauwerkes verstärkt Material auf und tieft sich ein (Nestmann 1992). Eintiefungen der Gerinnesohle sind bei vielen flußbaulichen Maßnahmen (z.B. Begradigungen) die Folge fehlerhafter Einschätzung der Destabilisierungsvorgänge. Die Eingriffe in die morphologische Struktur, wie z.B. Durchstiche von Mäanderbögen und Abschneiden von Auengebieten, haben Auswirkungen auf das Gefälle und den Durchfluß. Die Gewässersohle kann dem erhöhten Strömungsangriff nicht mehr standhalten, tieft sich ein und der Grundwasserspiegel wird abgesenkt. Weitere komplexe Erosionsprobleme treten z.B. durch Kolke an Bühnen, Bauwerkspfeilern oder unterhalb von Grundablässen auf (siehe z.B. Nestmann 1996, Wang et al. 1997).

Um wirksame erosionsregulierende Maßnahmen entwickeln zu können, wird das physikalische Verständnis des Wechselspieles der an dem Sedimentmaterial angreifenden und haltenden Kräfte innerhalb der betroffenen Disziplinen fortwährend diskutiert und durch neue

Ansätze erweitert. Im Vordergrund des Interesses stand dabei die Erarbeitung von in der Praxis leicht handhabbaren Formeln, die einen Zusammenhang zwischen den hydraulischen Verhältnissen eines Fließgewässers und der Stabilität der Gewässersohle herstellten. Die hydraulischen Randbedingungen wurden zunächst vereinfacht bzw. zum Teil vernachlässigt und in späteren Ansätzen wieder aufgenommen.

4.1 Schubspannungsansätze

Die ersten Ansätze basieren meist auf dem Konzept der mittleren Schubspannung (Shields 1936) als integralem Parameter für alle angreifenden Strömungskräfte. Die Oberflächenströmung wird dabei als stationär und gleichförmig angenommen. Die Rückwirkung des Sohlenwiderstandes auf die Oberflächenströmung wurde durch verschiedene gemittelte Korndurchmesser als integrale Parameter zur Beschreibung aller sedimentologischen Randbedingungen berücksichtigt. Als einzige an einem Einzelkorn angreifende Kraft wurde die Schubkraft parallel zur Sohle ohne Kraftkomponente normal zu der Sohlenneigung angesetzt. Die Bodenwasserströmung wurde vernachlässigt.

Der Begriff der Schubspannung wurde von Du Boys (1879) als die auf ein Flächenelement der Gewässersohle ausgeübte Kraft des anströmenden Wassers eingeführt. Die Wirkung der zeitlich gemittelten Sohlenschubspannung setzt Shields (1936) in einem theoretischen Modell zur Kräftebilanz an einem Einzelkorn, als die auf die angeströmte Fläche wirkende Schubkraft, parallel zur Sohlenneigung an. Die Liftkraft wurde nicht explizit berücksichtigt.

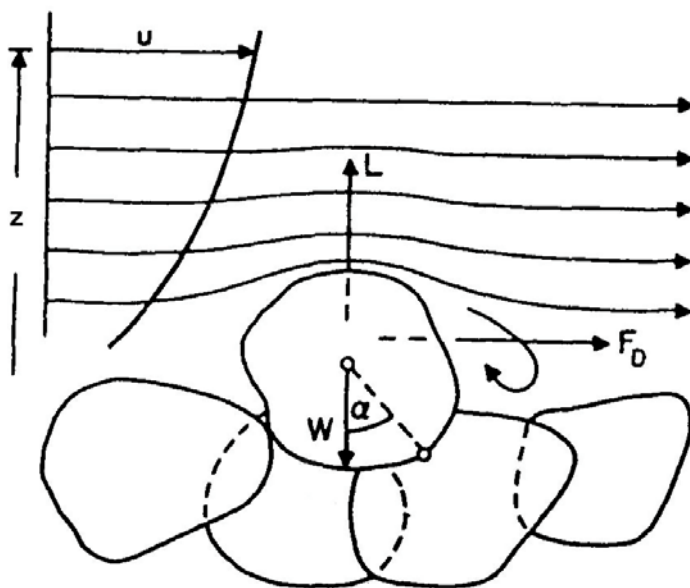


Abb. 4.1 Ansatz der angreifenden Kräfte auf ein einzelnes Korn nach Raudkivi (1998)

$$F_D = 1/2 \cdot c_D \cdot A_D \cdot \rho \cdot u_a^2 = \tau_0 \cdot A_D \quad (4.1; \text{Schubkraft-Drag})$$

mit: c_D = Widerstandsbeiwert

A_D = angeströmte Fläche ($\sim D^2$)

u_a = zeitlich mittlere Anströmgeschwindigkeit

Die in Gleichung (4.1) eingehenden Parameter können durch die Modellvorstellung der an einem angeströmten Sohnelement in Kugelform mit dem Durchmesser D wirkenden Kräfte angenähert werden. Der Widerstandsbeiwert c_D kann in Analogie zu dem Widerstand einer Kugel in freiem Fall (bzw. bei freier axialsymmetrischer Anströmung) als Funktion der Sink- bzw. der Anströmgeschwindigkeit $u_{s,a}$ oder der Reynoldszahl $Re_{s,a}$ angenommen werden.

$$Re_{s,a} = u_{s,a} \cdot D/\nu \quad (4.2; \text{Reynoldszahl } Re_{s,a})$$

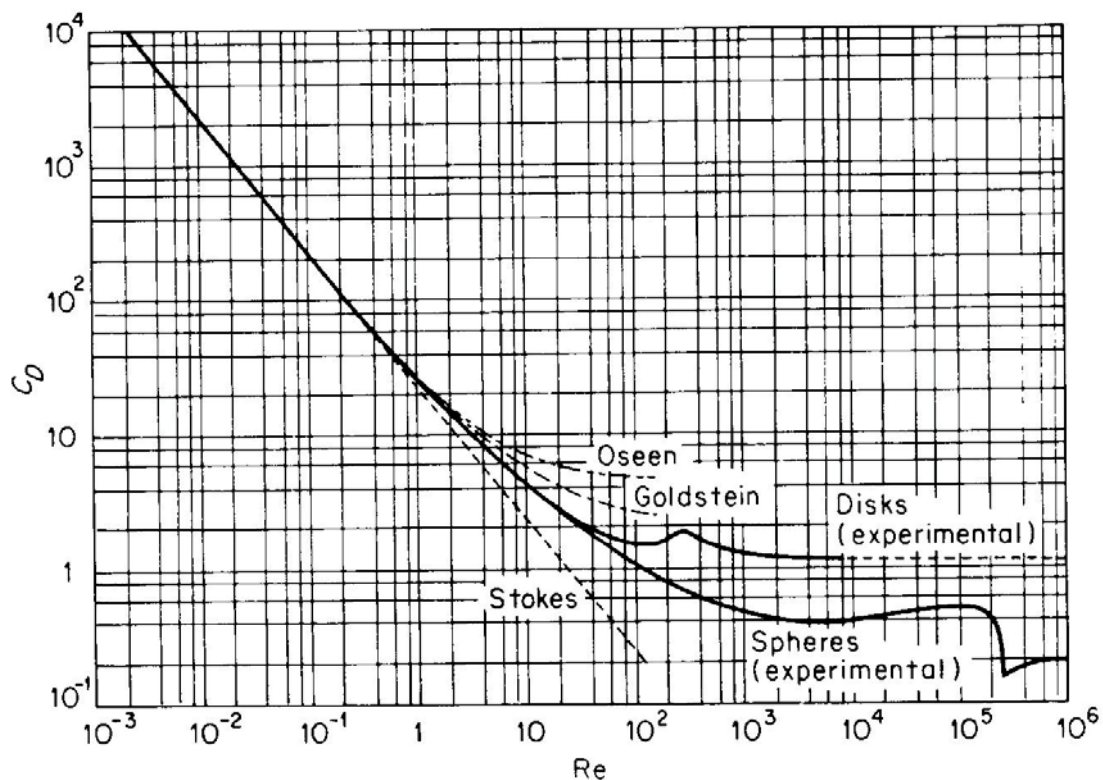


Abb. 4.2 Widerstandsbeiwert als Fkt. von Re für Kugeln u. Scheiben nach Rouse (1938)

Der Widerstandsbeiwert c_D für Kugeln in freier Anströmung (axialsymmetrische Scherschicht) nimmt mit steigenden Reynoldszahlen ab, bis er etwa ab $Re_{s,a} = 10^3$ einen konstanten Wert $c_D \approx 0,4$ annimmt (siehe z.B. Schiller et al. 1933, Graf 1971, vgl. Abb. 4.2).

Die Widerstandsbeiwerte von Kugeln oder Halbkugeln auf der Sohle (einseitige Scherschicht) liegen nach Coleman (1967) bzw. Chepil (1958) ebenfalls in diesem Bereich (vgl. Kap. 4.2.2). Bei einer umströmten Kugel führt die Verlagerung von Ablösestellen der an den Körper anliegenden Strömung zu Änderungen der Abmessungen des Ablösegebietes, was sich entscheidend auf den Widerstand auswirkt. Bei glatten Kugeln findet bei einer Reynoldszahl von etwa $2 \cdot 10^5$ ein Übergang zu überkritischer Strömung statt, der mit einem markanten Anstieg der Ablösefrequenz und einem starkem Abfall des Widerstandsbeiwertes verbunden ist. Bei kantigen Körpern sind die Ablösestellen und das Widerstandsverhalten fixierter.

Bei einseitiger Scherschichtentwicklung (z.B. durch Hindernisse an einer Wand) ist ein analoges Verhalten bezüglich der Ablösegebiete zu beobachten, wobei sich (verglichen mit der axialsymmetrischen Scherschichtentwicklung) längere Rückstromgebiete ergeben, was auf eine reduzierte Austauschintensität zwischen dem Ablösegebiet und der äußeren Strömung zurückzuführen ist (Leder 1992, vgl. auch Kap. 4.2.1).

Ebenso wie der Widerstandsbeiwert c_D sind sowohl die Größe der angeströmten Fläche A_D als auch die Anströmgeschwindigkeit u_a von der Kornform und der Lagerung der Körner an der Strömungsberandung abhängig. Der Ansatz für die Anströmgeschwindigkeit u_a ergibt sich durch Einsetzen des Wandabstandes z_a (als Angriffspunkt für die Schubkraft) in das Geschwindigkeitsgesetz für sandrauhe Strömungen von Nikuradse (1933, vgl. Gl. 2.25).

$$u_a/u_* = 1/\kappa \cdot \ln(z_a/D) + B(\text{Re}^*) \quad (4.3; \text{Anströmgeschwindigkeit})$$

Bei einer homogenen Sohle aus Kugeln entspricht der Kugeldurchmesser D dem Rauheitsmaß der von Nikuradse verwendeten äquivalenten Sandrauhigkeit k_s , und B ist eine Funktion der Rauheitskennzahl Re^* . Nikuradse ermittelte den Wandabstand $z_0 = k_s/30$ als den theoretischen Nullpunkt des logarithmischen Profiles. Durch die Wahl des Bezugshorizontes $z = 0$ kann die Anströmgeschwindigkeit in einem Wandabstand z_a berechnet werden.

Dieser von Nikuradse ermittelte Zusammenhang beschreibt in Analogie zu dem Verlauf des Widerstandsbeiwertes c_D eine Widerstandsfunktion in Abhängigkeit einer Reynoldszahl (hier: Korn-Reynoldszahl). Nikuradse behandelt jedoch den Gesamt-Widerstand einer mehr oder weniger ebenen Berandung aus mehreren Rauheitserhebungen, welche Einzelwiderstände mit einander überlappenden Ablösungen darstellen.

$$\text{Re}^* = u_* \cdot D/\nu (= u_* \cdot k_s/\nu) \quad (4.4; \text{Rauheitskennzahl } \text{Re}^*)$$

Es wird deutlich, daß die Anströmgeschwindigkeit außer von der Korn-Reynoldszahl auch noch von dem Verhältnis z_a/D abhängig ist (vgl. Gl. 4.3), welches von der Kornform und Lagerung bestimmt wird. Unter Zurückstellung des Einflusses dieser Faktoren auch auf die Größe der angeströmten Fläche A_D , die für Kugelformen proportional zu D^2 ist, besteht damit für die angreifende Kraft eine Abhängigkeit von der Korn-Reynoldszahl Re^* . Der angreifenden Kraft wird als haltende Kraft die Gewichtskraft unter Auftrieb $G' (= \rho' \cdot g \cdot V)$, die für Kugeln als proportional zu D^3 eingeht, gegenübergestellt.

Anhand dimensionsanalytischer Überlegungen entwickelte Shields (1936) aus der Kräftebilanz des (zur Sohlenschubspannung proportionalen) Strömungsangriffes mit dem (zu der Gewichtskraft des Kornes unter Auftrieb proportionalem) Strömungswiderstand die dimensionslose kritische Sohlenschubspannung, deren Überschreitung zur Destabilisierung des Kornes bzw. der Gewässersohle führt.

$$F_{D,crit}/G' = (\tau_{0,crit} \cdot A_D)/G' \sim (\tau_{0,crit} \cdot D^2)/(\rho' \cdot g \cdot D^3) = \tau_{0,crit}/(\rho' \cdot g \cdot D) = Fr^*_{crit} \quad (4.5; \text{Shieldsparameter})$$

Demnach ist das Verhältnis der an einem kugelförmigen Korn des Durchmessers D wirkenden Kräfte von den hydraulischen Verhältnissen abhängig, die durch die Korn-Reynoldszahl beschrieben werden. Der kritische Shields-Parameter kann als die Korn-Froudezahl angesehen werden, die gerade das Gleichgewicht zwischen angreifenden und haltenden Kräften angibt. Die Abhängigkeit dieser kritischen Korn-Froudezahl von der Korn-Reynoldszahl, die nach Unsöld (1984) das Verhältnis von Korndurchmesser zur Dicke der linearen Unterschicht darstellt, konnte Shields als funktionalen Zusammenhang zwischen den auf das Korn wirkenden Kräften und den hydraulischen Verhältnissen nachweisen.

Da die lokalen Kräfte und die exakte Kornform und Lagerung der einzelnen Körner nicht zu spezifizieren waren, wurden die theoretischen dimensionsanalytischen Überlegungen zur Kräftebilanz am Einzelkorn durch Annahmen von räumlich und zeitlich mittleren Größen einer integralen Betrachtung zugeführt. Die zeitlichen Schwankungen der Krafteinwirkungen werden nach dem Schubspannungskonzept durch ihre Korrelation mit der mittleren Sohlenschubspannung nur implizit berücksichtigt. Die räumliche Variabilität der Sohlenstruktur wird meist grob durch den mittleren Korndurchmesser abgebildet. Unberücksichtigt bleiben dabei wesentliche Parameter insbesondere der Strömungsberandung, wie z.B. die Kornform, die Lagerung und Packungsdichte der obersten Kornlage, sowie die Permeabilität der Gewässersohle, die für die Wechselwirkungen zwischen Oberflächenströmung, Bodenwasserströmung und Kornstruktur von Bedeutung ist.

In seinen Versuchen verwendete Shields gut sortiertes Material mit mittleren Durchmessern von 0,36 bis 3,44 mm und Dichten von 1,06 bis 4,3 kg/m³ für eine ebene, permeable Sohle aus mehreren Kornlagen. Die Experimente wurden ohne Geschiebezugabe in Rinnen von 40 und 80 cm Breite und mit großen relativen Überdeckungen ($h/D > 100$) bei geringer Sohlenneigung ($< 0,5\%$) unter Normalabfluß durchgeführt. Die experimentellen Untersuchungen hatten nicht die direkte Erfassung der Krafteinwirkungen an einzelnen Körnern zum Gegenstand. Sie waren auf die leichter zu bestimmende kritische Sohlenschubspannung, als integraler Parameter für den Strömungsangriff, über einem aus gleichförmigem Sohlenmaterial zusammengesetzten, ebenen Sohlenabschnitt ausgerichtet. Der kritische Zustand des Bewegungsbeginnes wurde durch die Ermittlung der Geschiebemengen zu unterschiedlichen hydraulischen Beanspruchungen der Sohle mittels Extrapolation der Geschiebetriebkurve auf den Nullpunkt errechnet. Streng genommen können die Ergebnisse von Shields nur auf Situationen angewendet werden, die alle wirksamen Randbedingungen in ähnlicher Weise abbilden.

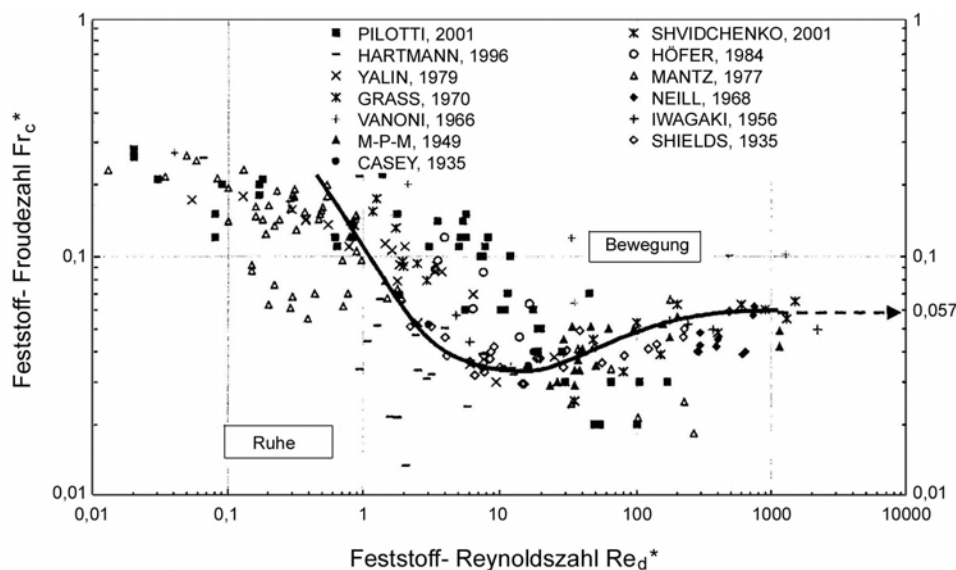


Abb. 4.3 Shields-Diagramm mit Ausgleichskurve nach Rouse (1938)

Die Streubreite der Ergebnisse von unzähligen weiteren Untersuchungen mit jeweils anderen Randbedingungen (Abb. 4.3) zeigt, daß die zudem subjektiv abweichende Erfassung des Bewegungsbeginnes auf Grundlage der mittleren Werte von Schubspannung und Korndurchmessern keine universelle Übertragbarkeit auf alle Anwendungen gewährleistet. Dennoch hat der bis heute als grundlegend angesehene Ansatz für den Bewegungsbeginn erhebliche Bedeutung für die Ingenieurpraxis. Das abgebildete Diagramm enthält neben den von Shields verwendeten und weiteren experimentellen Daten sowie der Ausgleichskurve nach Rouse (1938) eine Bereichseinteilung entsprechend der Rauheitsfunktion von Nikuradse.

Die gemeinsame Auftragung (u.a. durch Schlichting 1965) verdeutlicht den spiegelbildlichen Zusammenhang der beiden Kurven, wobei Shields im Gegensatz zu Nikuradse nicht den Einfluß der Gewässersohle auf die Oberflächenströmung, sondern den Einfluß der Oberflächenströmung auf die Gewässersohle beschreibt. Sowohl die Untersuchungen von Nikuradse als auch Shields und viele weitere Untersuchungen zum Bewegungsbeginn wurden mit ebenen Sohlen aus homogen verteilten kugelförmigem Material durchgeführt. Natürliche Gewässersohlen sind hingegen eher als technisch rauhe denn als sandrauhe Oberflächen einzustufen und zumindest das Widerstandsverhalten weist im Übergangsbereich zwischen hydraulisch glatt und vollrauh einen flacheren Kurvenverlauf auf (vgl. Abb. 2.4 und 2.5).

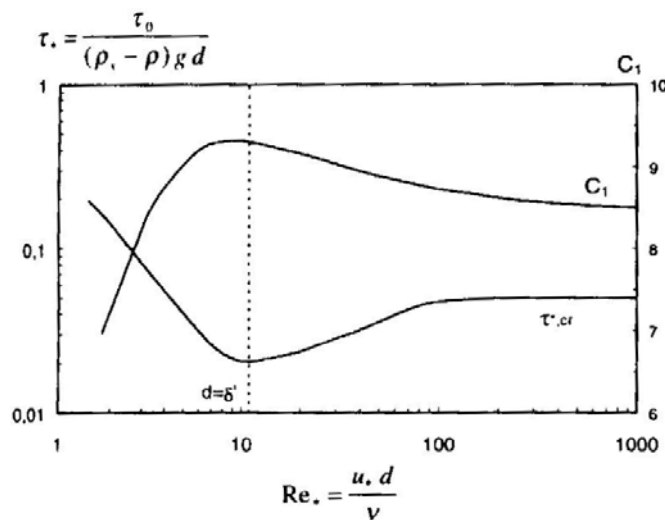


Abb. 4.4 Gegenüberstellung von Shields- und Nikuradsekurve nach Schlichting (1965)

Der bauchige Verlauf beider Kurven zeigt eine gute Übereinstimmung, und das Minimum der Shields-Kurve sowie das Maximum der Nikuradse-Funktion fallen in den gleichen Reynolds-Bereich ($10 < Re_* = u_* \cdot D/v < 20$). Nach Unsöld (1984) läßt die Übereinstimmung des Minimums der Shields-Kurve mit der maximalen Turbulenzintensität, die in hydraulisch glatten Strömungen bei Wandabständen von $z = 13 \cdot v/u_*$ gefunden wird, auf eine starke Interaktion zwischen der Mächtigkeit der linearen Unterschicht δ_1 und der Größe der Rauheitserhebungen schließen. Für hydraulisch glatte Strömungen wird die Mächtigkeit der linearen Unterschicht mit $\delta_1 = 11,63 \cdot v/u_*$ angegeben (vgl. Gl. 2.28), welche im Übergangsbereich zu der hydraulisch rauhen Strömung zunehmend von den Rauheitserhebungen durchbrochen wird. Die niedrigsten Werte für den kritischen Shields-Parameter ergeben sich danach unter Strömungsbedingungen, bei denen der Korndurchmesser etwa dem Wandabstand der Zone maximaler Geschwindigkeitsschwankungen entspricht.

Das Minimum der Shields-Kurve und das Maximum der Nikuradse-Funktion haben nach van Radecke (1989) ihre Ursache in dem Hineinreichen der Sohlenkörner aus der überwiegend

zähigkeitsbeeinflussten Unterschicht in den Übergangsbereich zu dem turbulenzgeprägten Bereich des Strömungsprofils. Dies trägt zu einer stärkeren Durchmischung und Energiezufuhr aus höheren Schichten und damit zu einem höheren Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit des Übergangsbereiches bei (vgl. Kap. 8.3.2, Abb. 8.13).

Die Wechselwirkungen zwischen der Strömungsberandung und der sohlennahen Turbulenz sind demnach für das physikalische Verständnis der Vorgänge beim Bewegungsbeginn des einzelnen Kornes nicht zu vernachlässigen. Aussagen über die Stabilität von Gewässersohlen sind auf der Grundlage von mittleren Größen nur für bestimmte, eingeschränkte Bedingungen zutreffend, da die integrale Betrachtungsweise des Stabilitätsproblem es auf Grundlage eines Schubspannungsansatzes nur für stationäre, gleichförmige Wandschichtströmungen zutrifft. Für diese reine Form der Strömung skalieren die statistischen Verteilungen der turbulenten Fluktuationen mit der Schubspannungsgeschwindigkeit. Die angreifenden Kräfte auf ein Korn, die aus dem ihn umgebenden momentanen Geschwindigkeitsfeld resultieren, können daher durch die Schubspannung charakterisiert werden.

Neben Ansätzen, die auf dem Schubspannungskonzept basieren, existieren auch eine Vielzahl von Formulierungen, die den Bewegungsbeginn bezogen auf eine kritische Geschwindigkeit definieren (z.B. Graf 1971). Einer der bekanntesten Ansätze einer kritischen Geschwindigkeit als Schwellenwert stammt von Hjulström (1935). Schwellenwert-Ansätze mit kritischer Geschwindigkeit haben jedoch den Nachteil, daß die mittlere Geschwindigkeit nicht allein die Sohlenschubspannungszustände an der Gewässersohle bestimmt. Die Sohlenschubspannung ist proportional zu dem Gradienten der Geschwindigkeit in Sohlennähe, wobei mehrere Gradientenwerte bei gleicher mittlerer Geschwindigkeit auftreten können.

Ansätze mit kritischer Geschwindigkeit oder kritischer Sohlenschubspannung als Schwellenwert werden experimentell häufig durch die Betrachtung über längere Zeiträume überprüft. Dabei wird die gesamte abtransportierte Geschiebemenge zeitlich gemittelt und der Vorgang des Bewegungsbeginnes durch mittlere Größen beschrieben. Zumindest in dem Bereich geringer Kornbewegungen besteht kein linearer Zusammenhang zwischen der Geschiebemenge und der Erosion von Sohlmaterial. Dies ist ein weiterer Grund für die Unschärfe von Schwellenwert-Ansätzen (z.B. Hjulström, Shields), der erhebliche Abweichungen vom kritischen Wert zur Folge hat und beispielsweise dazu führt, daß die von Shields ermittelten kritischen Schubspannungen überschätzt wurden (Dittrich 1998).

4.2 Berücksichtigung der räumlich-zeitlichen Variabilität

Eine physikalisch plausible Erklärung für die geringen vorhandenen Kornbewegungen unterhalb des im Shields-Diagramm gegebenen kritischen Wertes für Schubspannungen stellt die Nichtberücksichtigung der Liftkraft im Shields'schen Ansatz dar, welche zeitlichen Schwankungen (Turbulenz) unterworfen ist. Durch die Wirkung dieser der Gewichtskraft entgegenstehenden Kraft werden bei der Destabilisierung einzelner Körner neben der mittleren Schubkraft kurzzeitig lokale Kräfte maßgebend. Die Betrachtung der sohlennahen Stabilitätsvorgänge muß daher durch die Erfassung der mittleren Kenngrößen und Berücksichtigung der Schwankungsgrößen erfolgen. Der Bewegungsbeginn der Körner stellt keinen Einzelwert dar, sondern kann innerhalb der beiden folgenden Grenzzustände verschiedene Werte annehmen. Die Grenzen sind die turbulente Bewegung des Wassers mit einer zeitlich mittleren Schubspannungsgeschwindigkeit von Null und die laminare Strömung ohne jegliche Turbulenz, bei der die Destabilisierung der Körner durch die reine Schubspannung erzeugt wird (Raudkivi 1982).

Der laminare Grenzzustand liegt (bei $Re^* < 2,3$) vor, wenn die Körner im Verhältnis zur Dicke der linearen Unterschicht klein sind. Die Strömung am Korn löst sich nicht ab und die Schubkraft wird durch die bestimmende Zähigkeit des Fluides auf die gesamte Oberfläche verteilt. Mit steigender Strömungsintensität verringert sich die Unterschichtdicke und die laminare Strömung hinter dem Korn wird zunehmend instabil bis sie (bei $Re^* > 3,5$) an der Lee-Seite abreißt (Raudkivi 1982). In der Ablösezone entstehen Rücklaufwirbel und turbulente Strömungszustände. Am umströmten Körper entsteht eine ungleichmäßige Druckverteilung mit vergleichsweise kleineren Drücken auf dessen Rückseite. Der Druckwiderstand entspricht der Resultierenden der auf die Körperoberfläche wirkenden Druckkräfte. Die Schubkräfte sind dann auf den Reibungswiderstand und auf den Druckwiderstand (Formwiderstand) zurückzuführen, wobei bei großen Reynoldszahlen die Druckkräfte deutlich überwiegen. Üblicherweise werden die auf einen Körper wirkenden Kräfte in Komponenten zerlegt - mit der Schubkraft (drag) F_D in Strömungsrichtung und der Liftkraft F_L senkrecht dazu. Die Liftkraft wird je nach Definition der Referenzgeschwindigkeit und der Querschnittsfläche sehr unterschiedlich definiert (z.B. Dittrich 1998)

$$F_L = 1/2 \cdot c_L \cdot A_L \cdot \rho \cdot u_a^2 = \tau_{Lift} \cdot A_L \quad (4.6 ; \text{Liftkraft})$$

mit: c_L = Liftbeiwert
 A_L = Fläche normal zur Liftspannung τ_{Lift}
 u_a = Anströmgeschwindigkeit

Hofland (2000) weist darauf hin, daß in der Literatur verschiedene Definitionen der Liftkraft (hier: dynamischer Lift) verwendet werden. Die Anströmgeschwindigkeit wird bei verschiedenen Autoren in unterschiedlichen Höhen bzw. auch in Bezug zur angeströmten Fläche angesetzt. Bei der Verwendung des Liftbeiwertes c_L ist dementsprechend auf die Definitionen bei der Ermittlung des Wertes genau zu achten. Weiterhin wurde von zahlreichen Autoren (Coleman 1967, Saffmann 1965, Rubin 1977, Davies und Samad 1978) eine stetige Zunahme des Liftbeiwertes c_L bei steigenden Reynoldszahlen beobachtet.

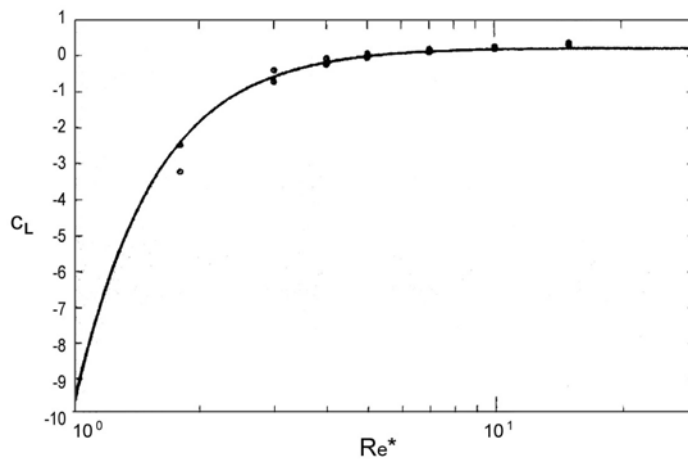


Abb. 4.5 Dynamischer Liftbeiwert als Funktion von Re^* (Davies und Samad 1978)

Zusätzlich zu dem zeitlich mittleren Liftanteil aus dem Tragflügeleffekt (dynamischer Lift) durch Stromlinienkrümmung ist zur Berücksichtigung von Druckschwankungen der Auftrieb (kurzzeitiger Lift) aus der Integration des kurzzeitigen Druckgradienten über das Körpervolumen anzusetzen. In Abbildung 4.6 sind die entsprechenden Kräfte (Gewichtskraft unter Auftrieb, Schubkraft und Liftkraft) an einem umströmten Korn schematisch dargestellt. Aus dem Momentengleichgewicht um den Auflagerpunkt A folgt

$$\tau_{0,crit}/(\rho' \cdot g \cdot D) = c \cdot \tan\varphi/\beta = Fr^*_{crit} \quad (4.7 ; \text{Kräftebilanz})$$

Der Geometriefaktor c gibt den Volumenanteil der Körner in der obersten Schicht an, und $\tan\varphi$ ist der Reibungswert zwischen den Schichten. β ist ein Beiwert, in dem die Antriebskräfte, die Höhe, in der die Schubkraft wirkt, und das Verhältnis zwischen Momentanwerten und zeitlichen Mittelwerten vereinigt sind (Raudkivi 1982).

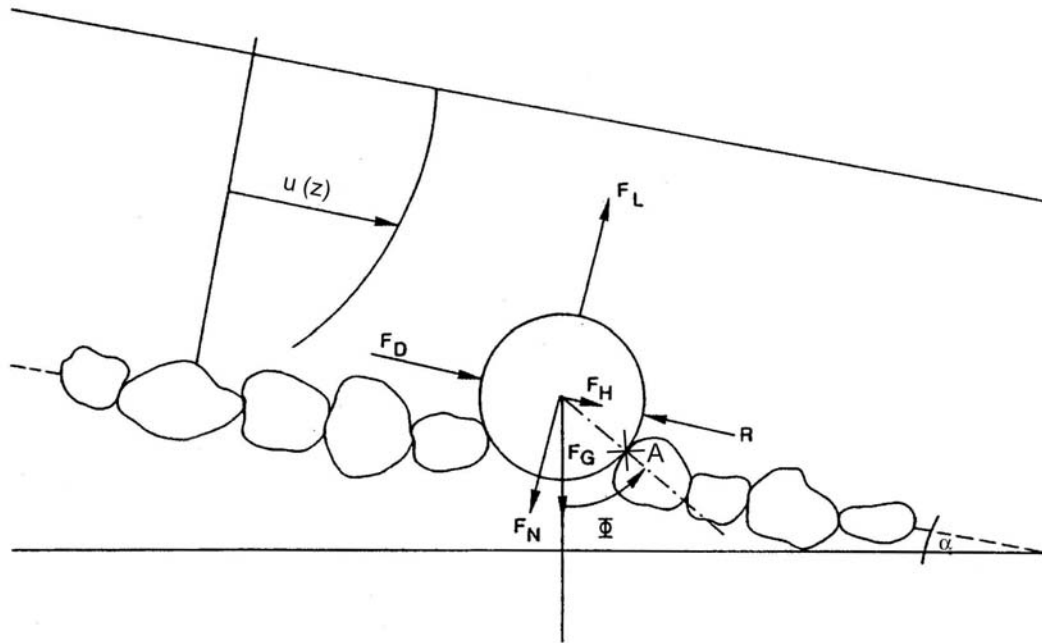


Abb. 4.6 Ansatz der Kräfte in die Richtungen parallel und senkrecht zur Sohle

Bagnold (1941) hat den Zusammenhang (Gl. 4.7) für den Bewegungsbeginn bei Luftströmung untersucht und für kleine Reynoldszahlen ($Re^* < 3,5$) einen starken Anstieg der kritischen Sohlenschubspannungen gefunden, wenn die Körner in die lineare Unterschicht hineinragen. In Analogie zu dem Bewegungsbeginn eines Körpers auf schiefer Ebene bei Erreichen der Grenze zum Gleiten wird der aus Untersuchungen anderer Disziplinen gefundene „innere Reibungswinkel“ angesetzt (van Radecke 1989). Als Maximalwert für den Bereich laminarer Strömung, bei der die Destabilisierung der Körner rein durch die Einwirkung der Schubkraft geschieht ($Re^* < 2,3$), nennt Bagnold mit Werten für c und $\tan\phi$ von jeweils 0,63:

$$Fr^*_{crit} = c \cdot \tan\phi = 0,4 \quad (4.8 ; \text{Maximum nach Bagnold})$$

Für den Bereich kleiner Reynolds-Zahlen wurden mit dem Medium Wasser u.a. Untersuchungen von White (1970), Mantz (1977) und Unsöld (1984) durchgeführt, die Bagnolds (1956) Abschätzung einer maximalen kritischen Schubspannung bestätigen; vgl. Abb. 4.7. Die Abweichungen im Kurvenverlauf beim Übergang in den laminaren Bereich zwischen den in Luftströmungen und in Wasserströmungen gewonnenen Daten sind u.a. durch kohäsive Kräfte bedingt, die sich in jedem System „Feststoff-Fluid“ unterschiedlich bemerkbar machen. Der Ansatz auf Basis der Überlegungen von Bagnold, der die Liftkraft und turbulente Schwankungen für den Bereich sehr kleiner Reynoldszahlen zu Null setzt, konnte jedoch tendenziell bestätigt werden.

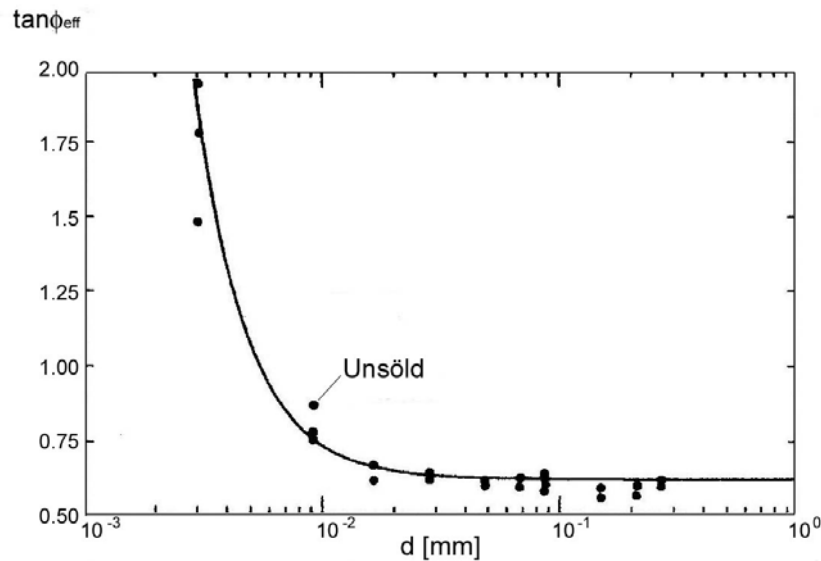


Abb. 4.7 Der Einfluß der Kohäsionswirkungen im Bereich feiner Körner (Zanke 2001)

In dem Bereich von $Re^* > 3,5$ gewinnt die Liftkraft zunehmend an Bedeutung, da Rauheitserhebungen als Formwiderstände wirksam werden und es zu Strömungsablösungen kommt. Chepil (1959) berücksichtigt in einem Ansatz zur Kräftebilanz an einem Einzelkorn explizit die hydrodynamischen Kräfte, Schubkraft und Liftkraft, sowie die turbulenten Schwankungen der an dem Korn angreifenden Strömung. Anhand von Versuchen mit einer Luftströmung konnten der Bewegungsbeginn und die angreifenden Kräfte für einen weiten Reynoldsbereich ermittelt werden. Das Verhältnis von Lift- zu Schubkraft im kritischen Zustand gibt Chepil mit $F_L/F_D = 0,85$ an.

Durch Ersetzen der Liftkraft mit $F_L = 0,85 \cdot F_D$ in der Momentenbilanz und anschließendes Umstellen nach der kritischen, dimensionslosen Sohlenschubspannung ergibt sich

$$Fr^*_{crit} = \tau_{0,crit}/(\rho^3 \cdot g \cdot D) = N \cdot c \cdot \tan\phi / (T + 0,85 \cdot \tan\phi \cdot T) \quad (4.9; \text{Kräftebilanz Chepil})$$

$$\text{mit: } c = 2/3; \quad N = 0,25; \quad T = (\bar{p} + 3 p_{rms}) / \bar{p} = 2,5$$

\bar{p} = mittlerer Druck

p_{rms} = Standardabweichung der Druckschwankungen in der Ablösezone

Chepil argumentiert, daß die kritische Schubspannung für den gesamten Sohlbereich durch einen Faktor $0,2 < N < 0,3$ abgemindert werden sollte, da die oberen exponierten Körner einen wesentlichen Anteil der Schub- und Liftkräfte übernehmen. Die räumliche Variabilität der Lagerungsbedingung (Exposition) wird relativ grob abgehandelt.

Damit macht Chepil einen Vorschlag für die Übertragung des an einem Einzelkorn analytisch abgeleiteten Kräfteverhältnisses auf das kritische Verhältnis von Strömungsangriff zu dem Abscherwiderstand der gesamten obersten Kornlage. Weiterhin berücksichtigt er neben der räumlichen Variabilität durch die Erweiterung der hydrodynamischen Kräfte mit dem Turbulenzfaktor T die zeitliche Variabilität und entwickelt damit einen Ansatz für die Übertragbarkeit der analytischen Kräftebilanz an einzelnen Körnern auf die meist integral über ganze Sohlbereiche und lange Versuchsreihen gemittelten Untersuchungsergebnisse. Diese Erweiterung des ursprünglichen Schubspannungskonzeptes ist jedoch durch pauschale Abschätzungen der räumlich-zeitlichen Variabilität (N und T) sowie durch die grundlegende Annahme des einfachsten Strömungsfalles begrenzt.

Für stationäre, gleichförmige Strömungssituationen (d.h. bei Abwesenheit zusätzlicher Druckgradienten in Strömungsrichtung) ist die Wandschubspannung die einzige externe Spannung, die auf die Strömung wirkt. Diese Spannung bestimmt die Größe der bei Wirbelbewegung auf die Sohle wirkenden Druckschwankungen in einer Strömung, wenn keine zusätzlichen räumlichen oder zeitlichen Beschleunigungen auftreten. Widerfahren jedoch der Strömung *zeitliche oder räumliche Beschleunigungen*, so wird die für stationäre gleichförmige Strömungen gültige Beziehung zwischen der mittleren Sohlenschubspannung und der Mobilität der Sohle durch Veränderungen in der sohlennahen Turbulenzstruktur modifiziert. Die für die Krafteinwirkungen an einem Korn maßgebende sohlennahe Verteilung der Turbulenzcharakteristika kann also bei gleicher Schubspannungsintensität in **instationären** oder **ungleichförmigen** Strömungen unterschiedlich sein und daher eine Erweiterung des Schubspannungskonzeptes erfordern. Die Kenntnis der Zusammenhänge zwischen der sohlennahen Turbulenzstruktur und den Destabilisierungsvorgängen ist damit Voraussetzung für die Bewertung von Situationen, die von stationären, gleichförmigen Strömungssituationen abweichen, also von nahezu allen realistischen Strömungssituationen.

Während in der Vergangenheit die Einschätzung der Sohlenstabilität anhand des Shields-Diagrammes auf der sicheren Seite liegend häufig ausreichend war, wird bei räumlich-zeitlich komplexeren Fragestellungen zunehmend gefordert mit Hilfe prognostischer Modelle Aussagen für spezifische Randbedingungen zu treffen. Dies kann für instationäre oder ungleichförmige Strömungsbereiche nur unter Berücksichtigung der variierenden Turbulenzcharakteristika bzw. der geometrischen Randbedingungen zu brauchbaren Vorhersagen führen. Für realistische, komplexe Strömungen ist eine direkte Abhängigkeit der statistischen Verteilungen der turbulenten Größen von der mittleren Schubspannungsgeschwindigkeit nicht ohne weiteres gegeben.

Das folgende Beispiel der **ungleichförmigen** Strömung über Bettformen, bei dem die lokale Turbulenz nicht ausschließlich durch die Schubspannung charakterisiert ist, zeigt, daß das Schubspannungskonzept für die Vorhersage des Sedimenttransportes in solchen Fällen ungeeignet ist. In der Abbildung 4.8 (Raudkivi 1963, 1976, 1982) ist die Verteilung der mittleren Sohlenschubspannung und der Turbulenzintensität über einer Riffelabfolge schematisch dargestellt. Die mittlere Sohlenschubspannung wird an der Wiederanlegestelle der Doppelgrenzschicht, die durch Ablösung der Strömung an dem Riffelkamm entsteht, zu Null. Die dennoch lebhafteste Bewegung der Körner ist durch die hohe Turbulenzintensität an dieser Stelle begründet und nicht durch die Sohlenschubspannung. Die für den Bewegungsbeginn kritische Sohlenschubspannung nach Shields wird erst auf etwa 2/3 der Höhe des Luvhanges erreicht. Die mittlere Schubspannung wächst bei gleichzeitiger Abnahme der Turbulenzintensität. Die Kontinuität des Sedimenttransportes wird durch die Wechselwirkung der beiden Effekte aufrechterhalten (Raudkivi 1963).

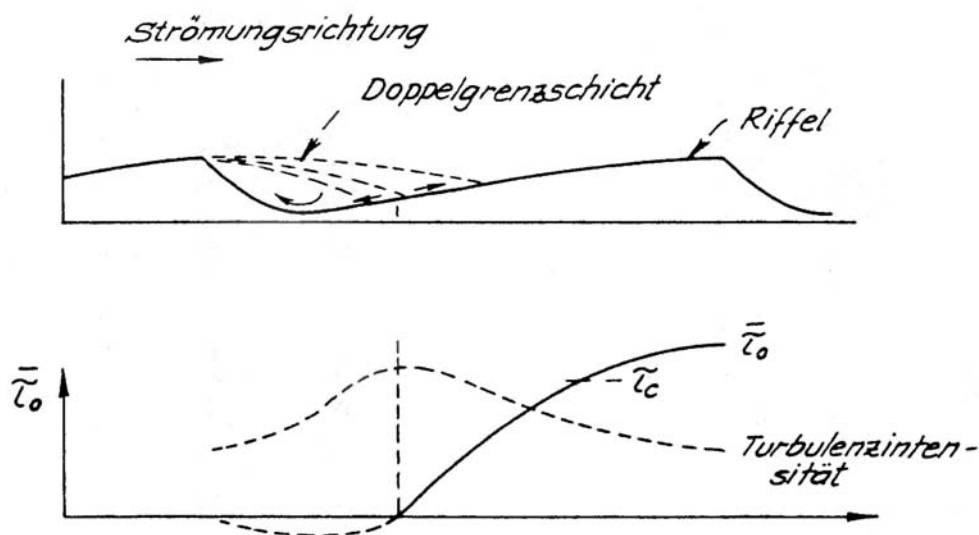


Abb. 4.8 Schematische Darstellung von τ_0 und u_{rms}/u_* bei Riffeln (Raudkivi 1963)

Die Bewegungsvorgänge im Zusammenhang mit Bettformen, die bei Skalierung mit der Gerinnebreite der *Mesoskala* zuzuordnen sind, werden durch die mit der Querschnittsveränderung verbundenen räumlichen Beschleunigungen geprägt.

Die Betrachtung der zeitlichen Beschleunigungen auf Mesoskala führt auf die **Instationarität** der Strömung, die auf großskalige Wirbel der vertikalen Ausdehnung bis annähernd der gesamten Gewässertiefe zurückzuführen ist (Thomas und Bull 1983). In offenen Gerinneströmungen, die in der Regel immer turbulent ablaufen, sind schnell wechselnde Druckmuster an der Gewässersohle mit einer Wellenlänge L , die mit der Wassertiefe skaliert, mit quasi-zyklischen großskaligen turbulenten Strukturen verbunden.

Shvidchenko und Pender (2001) konnten für einen weiten Bereich von Strömungsrandbedingungen feststellen, daß die turbulente Strömung aus Sequenzen von großskaligen Wirbeln besteht, deren Länge etwa dem vier- bis fünffachen ihrer Höhe entsprechen. Diese *mesoskaligen* Strukturen werden wiederum mit *mikroskaligen*, **hochgradig instationären** Strukturen in Verbindung gebracht, den sogenannten Burst-Zyklen, die ihren Ursprung in Sohlennähe haben (Yalin 1992).

Generell können zwei Arten von organisierten Bewegungen in der turbulenten Grenzschicht identifiziert werden (Thomas und Bull 1983):

- (a) eine geordnete Reihe zyklischer und kleinskaliger Prozesse in Wandnähe
- (b) eine großskalige Bewegung in der äußeren Schicht in der Größe der Grenzschichtdicke

Das erst genannte Ereignis ist der Burst-Zyklus. Der zweitgenannte Typ der organisierten Bewegungen in der Strömung, die großskaligen Bewegungen, wurden unter anderem von Thomas und Bull (1983) beschrieben. Sie untersuchten anhand von Messungen der Geschwindigkeits- und Wandschubspannungsschwankungen diese großskaligen Bewegungen und kamen zu dem Ergebnis, daß die Ereignisse in Wandnähe mit den Ereignissen im äußeren Teil der Strömung korrelieren. Die Autoren stellten darüber hinaus ein Modell auf, in dem ein großskaliger Wirbel, der in die gleiche Richtung wie die mittlere Schubspannung rotiert, nichtturbulentes Fluid an der vorderen Oberfläche aufnimmt und den Sweep vorantreibt (vgl. Tanifuji et al. 1986).

Bull und Thomas zeigten durch eine Aufteilung der Meßsignale in einen hoch- und niedrigfrequenten Teil, daß das Auftreten klein- und großskaliger Schwankungen der Wandschubspannung einem bestimmten Muster folgen.

Somit kann zwischen klein- und großskaligen Druckschwankungen unterschieden werden, was weitere Untersuchungen wie z.B. die von Kobashi und Ichijo (1986) bestätigen. Sie stellen eine 'Doppel-Struktur' der Wanddruckschwankungen vor, die aus einer groß- und einer kleinskaligen Bewegung besteht. Die großskalige Struktur bewegt sich dabei annähernd mit der mittleren Strömungsgeschwindigkeit fort, während sich die kleinskalige Druckstruktur mit der halben Geschwindigkeit fortbewegt. Imamoto und Ishigaki (1986) entwickelten eine konzeptionelle Modellvorstellung der räumlichen Struktur von großskaligen Strömungsmustern, die auch der Darstellung der makroturbulenten Strukturen nach Shvidchenko und Pender ähnlich ist (s. Abb. 4.9).

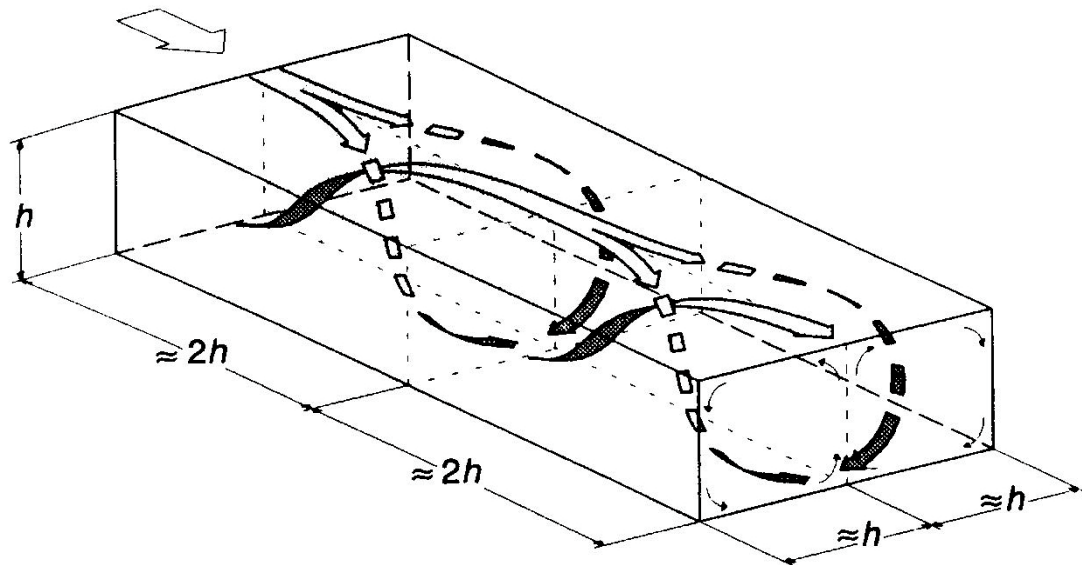


Abb. 4.9 Makroskalige Wirbelstrukturen in Gerinneströmungen Imamoto u. Ishigaki (1986)

Eine *makroskalige* räumlich-zeitliche Variabilität von instationären Strömungen (im hydrologischen Sinne) oder morphologischen Unterschieden kann durch Einteilung in typische Gewässerabschnitte bzw. Abflußsituationen berücksichtigt werden. Die einzelnen Abschnitte werden somit der räumlich-zeitlich differenzierenden Betrachtung auf *Meso- und Mikroskala* zugeführt.

4.2.1 Kurzzeitig wirksame Kraftanteile aus Druckschwankungen

Die Erweiterung des physikalischen Verständnisses der Krafteinwirkungen an einem Korn muß zunächst die kleinskaligen Variabilitäten der sohlennahen Vorgänge berücksichtigen. Dann kann für die unterschiedlichen Geometrie- und Strömungsverhältnisse (Un-/Gleichförmigkeit, In-/Stationarität) die jeweils zutreffende sohlennahe Turbulenzcharakteristik für die Stabilitätsanalyse zugrunde gelegt werden. Auf dieser Grundlage kann unter Verwendung der dimensionslosen Betrachtungen von Shields die Streubreite der vielen widersprüchlichen Untersuchungsergebnisse den jeweiligen räumlich und zeitlich variierenden Randbedingungen für das Sohlenstabilitätsproblem besser zugeordnet werden.

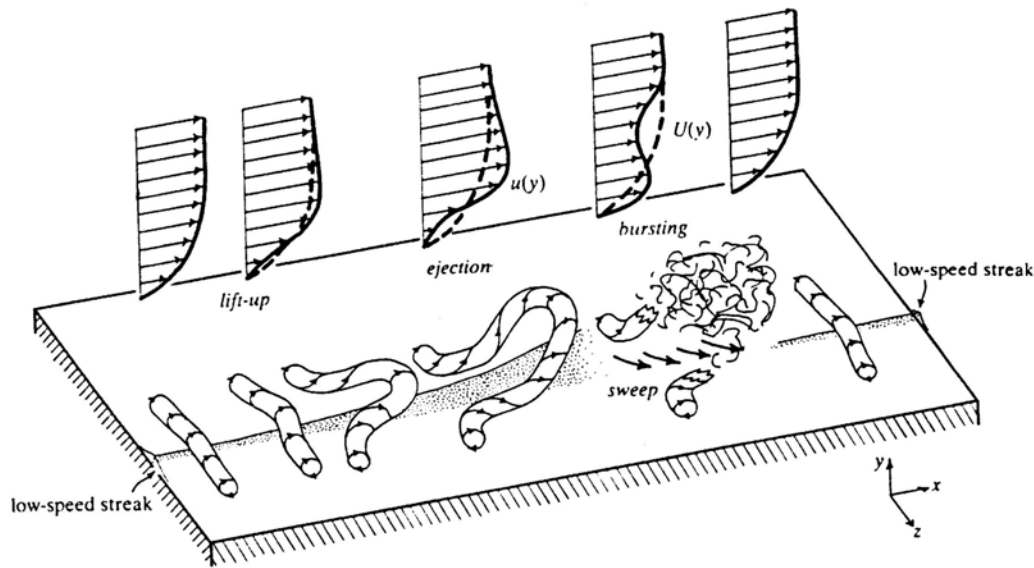


Abb. 4.10 Modellvorstellung eines „Bursting“-Vorganges nach Kline et al. (1967)

Kline et al. (1967) beobachteten in der laminaren Unterschicht von glatten Gerinnesohlen Wirbelstrukturen, die sich in Richtung der Hauptströmung erstrecken und gegeneinander rotieren: die sogenannten „low-speed-streaks“. Zudem bildet sich in der laminaren Unterschicht quer zur Strömungsrichtung durch den vertikalen Geschwindigkeitsgradienten eine Wirbelstruktur aus. Während diese sich stromab bewegt, wird sie im Bereich des low-speed-streaks verzögert und gestreckt. Dies führt zur charakteristischen Form eines Hufeisenwirbels, der im weiteren Verlauf der „lift-up“-Phase (Ejection) durch den low-speed-streak angehoben wird. Aus Kontinuitätsgründen wird beschleunigtes Fluid aus der äußeren Strömung in einem sogenannten Sweep-Vorgang in Richtung Sohle transportiert.

Die Wirbelbewegungen der aus Abfolgen von Ejections und Sweeps bestehenden Bursting-Zyklen werden als kohärente, turbulente Strukturen bezeichnet.

Thomas und Bull (1983) stellen dar (s. Abb. 4.11), daß es ein typisches Wanddruckmuster gibt, welches in Verbindung mit großen Änderungen der Geschwindigkeit in Wandnähe und den begleitenden hochfrequenten, kleinskaligen Geschwindigkeitsschwankungen und damit direkt in Verbindung mit dem Burst-Zyklus steht. In Abbildung 4.11 c) ist die dazugehörige Schubspannungsverteilung an der Sohle dargestellt und in 4.11 d) wurde aus den Verläufen von Geschwindigkeit, Druck und Schubspannung eine Modellvorstellung für die momentane Struktur der sohlennahen Strömung entwickelt. Darin sind die Formation des Streifenmusters, sowie der Ablauf der Sweep- und der Lift-up-Phase zugeordnet.

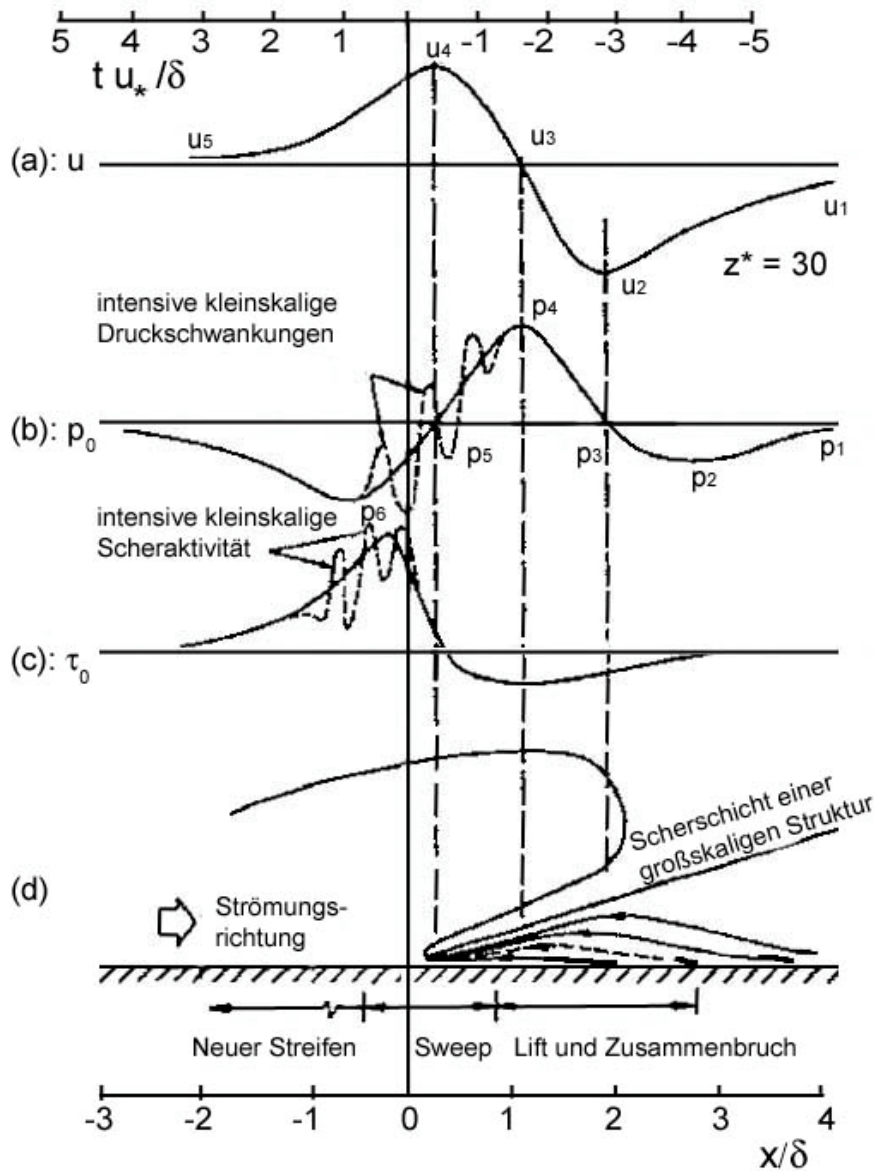


Abb. 4.11 a) Geschwindigkeits- b) Druck- c) Schubspannungsverlauf, Thomas u. Bull (1983)

Sowohl Thomas und Bull (1983) als auch Johansson et al. (1987) nahmen als Grundlage ihrer Untersuchungen die Poisson-Gleichung, die Geschwindigkeitsfluktuationen mit den Druckfluktuationen formal über folgende Differentialgleichung verbindet:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x_i^2} = -\rho q \quad (4.10; \text{Poisson-Gleichung})$$

mit dem Durchfluß-Term q :

$$q = 2 \frac{\partial U_i \partial u_j}{\partial x_j \partial x_i} + \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} (u_i \cdot u_j - \overline{u_i \cdot u_j}) \quad (4.11; \text{Durchfluß-Term})$$

mit: U_i = mittlere Geschwindigkeit, u_i = Geschwindigkeitsschwankungen (in x_i -Richtung)

Die Druckschwankung an einem Punkt x an der Wand ist (bei Vernachlässigung von Oberflächenintegralen) gegeben durch (Thomas und Bull 1983):

$$p_w(x) = \frac{\rho}{2\pi} \int_{y>0} q(x_s) \frac{dV(x_s)}{|x - x_s|} \quad (4.12; \text{Druckfluktuation})$$

mit: x = Punkt an der Wand

Johansson et al. (1987) folgerten aufgrund der Poisson-Gleichung, daß lokale Wanddruckschwankungen der Strömung die Folge von Geschwindigkeitsschwankungen der gesamten betrachteten Strömung sind.

Wie Thomas und Bull belegten auch Johansson et al. (1987) aufgrund von hochauflösenden Messungen, daß es einen qualitativen Zusammenhang zwischen Schubbeanspruchung und Wanddruckspitzen gibt. Die Autoren kommen zu dem Ergebnis, daß die Wechselwirkung zwischen mittlerer Schubspannung in Wandnähe und der Turbulenz der Hauptverursacher der Wanddruckspitzen ist.

Positive Druckwerte sind eng verbunden mit den Sweeps des Burst-Zyklusses während negative Druckwerte im Zusammenhang mit den Ejections des Burst-Zyklusses stehen.

Positive Druckwerte können im Allgemeinen als Ergebnis von zur Wand strömendem Fluids gesehen werden, das von der Wand dann verzögert oder abgebremst wird (Haritonidis et al. 1988). Johansson et al. (1987) erkannten, daß Ereignisse hohen Druckes in engem Zusammenhang mit einem lokalen Anstieg der Geschwindigkeit in Hauptströmungsrichtung stehen. Dinkelacker (1988) erklärt diesen Vorgang damit, daß im Mittel schnelleres Fluid ($u > 0$) im wandnahen Bereich auf im Mittel langsames Fluid ($u < 0$) aufprallt (s. Abb. 4.12).

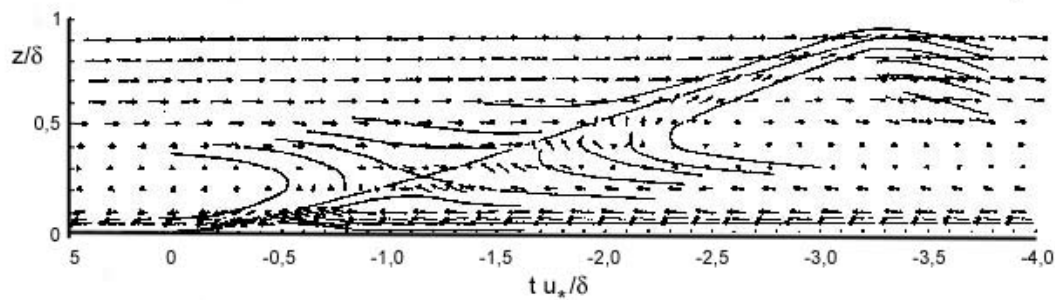


Abb. 4.12 Strömungsmuster an der Wand infolge kohärenter turbulenter Strukturen

Der 'hohe' Wanddruck kann dann als Stagnationsdruck verstanden werden, der von dem wandnahen Bereich auf die Wand übertragen wird (Abb.4.13). Kowalski (1995) sieht in diesem Verdrängungsvorgang von schnellerem Material einen wichtigen Aspekt des gesamten Turbulenzmechanismus, weil aus Kontinuitätsgründen Fluid in andere Strömungsrichtungen umgelenkt wird. Dies führt zum Transport der Energie aus dem Hauptströmungsvorgang in die Mischbewegung und damit in die turbulente Energie. Die Bursts bestimmen nach Kim et al. (1971) die Produktion turbulenter, kinetischer Energie und die Austauschvorgänge zwischen der sohlennahen inneren und der äußeren Strömung.

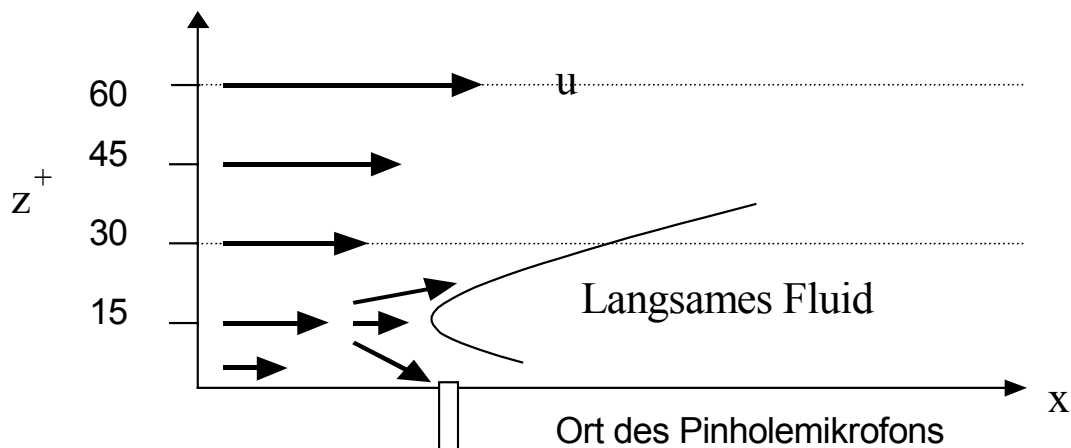


Abb. 4.13 Schematische Darstellung der Druckmessungen nach Kowalski (1995)

Grass und Mansour-Tehrani (1991) konnten nachweisen, daß die von Corino und Brodkey (1969) und Kline et al. (1967) beschriebenen hufeisenförmigen Wirbel auch über rauhen Sohlen vorhanden sind und wie bei glatten Sohlen in ähnlich engem Zusammenhang mit den Sweeps und Ejections stehen.

Defina (1996) bestätigte anhand von eigenen Untersuchungen und Daten von Smith und Metzler (1983) und Grass (1992), daß die Streckung von Hufeisenwirbeln gleichermaßen über glatten sowie rauhen Sohlen auftritt, und gibt für raue Sohlen den lateralen Abstand λ_y der low-speed-streaks bezogen auf die äquivalente Sandrauheit an:

$$\lambda_y \approx 4 k_s \quad (4.13 ; \text{lateraler Abstand})$$

Drake et al. (1988) konnten in einem Fluß mit natürlichem Kiesbett anhand von Video-Analysen von sweep-events betroffene Bereiche identifizieren, deren Ausdehnung in Strömungsrichtung bis zu doppelt so groß war, wie in Querrichtung. Diesen Untersuchungen zufolge korreliert die Ausdehnung der Wirbelstrukturen nicht mit dem Gefälle oder der Fließtiefe sondern nur mit der Rauheitsgröße.

Defina (1996) fand heraus, daß die low-speed-streaks nur in Verbindung mit einer ausgebildeten Außenströmung auftreten und bei relativen Überdeckungen kleiner 2 nicht mehr nachzuweisen sind. Nakagawa et al. (1991) nehmen an, daß das Bursting-Phänomen im Falle kleiner relativer Überdeckungen durch den Impulsaustausch infolge von Ablösungen zunehmend überdrückt wird. In unmittelbarer Nähe zu der Gewässersohle werden hochgradig **instationäre** Druckverhältnisse aufgrund der Strömungsablösungen an Einzelementen hervorgerufen, welche für die Rauheitsschicht prägend sind. Für große relative Überdeckungen wird angenommen, daß in Sohlennähe eine Ko-Existenz des Bursting-Phänomens neben dem Phänomen der Nachlaufschwankungen an Formwiderständen besteht (Dittrich 1998).

Die freie Scherschicht im Nachlaufbereich (wake) eines umströmten Körpers neigt dazu, sich aufzurollen. Hier tritt nun aufgrund von Wechselwirkungsmechanismen zwischen den sich ablösenden Scherschichten ein weiterer Ablösevorgang auf. Dadurch ergeben sich instationäre sowohl turbulente als auch quasi-periodische Strömungsfeldbewegungen mit einer dominanten Frequenz. Zur Unterscheidung von den bereits besprochenen klassischen Ablösevorgängen wird dieser Prozeß als Strömungsablösung zweiter Art bezeichnet. Dabei trennen sich in periodischer Folge größere Wirbelstrukturen am hinteren Ende des Ablösegebietes vom Totwasser ab. Die Frequenz der periodischen Wirbelbildung im Ablösegebiet eines umströmten Körpers ist proportional der Anströmgeschwindigkeit u_a und umgekehrt proportional der senkrecht zur Anströmung stehenden Querschnittsbreite D des umströmten Körpers.

Die Strouhalzahl S_r stellt eine dimensionslose Frequenz der periodischen Wirbelbildung an einem umströmten Körper dar. Die Strouhalzahl für einen Ablösevorgang zweiter Art liegt bei großen Reynoldszahlen in der Größenordnung von 0,2.

$$S_r = (f \cdot D)/u_a \quad (4.14 ; \text{Strouhalzahl})$$

Die als Folge der Ablösung an Rauheitselementen entstehenden Wirbelstrukturen besitzen eine aus der Strouhalzahl ableitbare Wellenlänge λ_x von etwa fünf bis sechs Korndurchmessern.

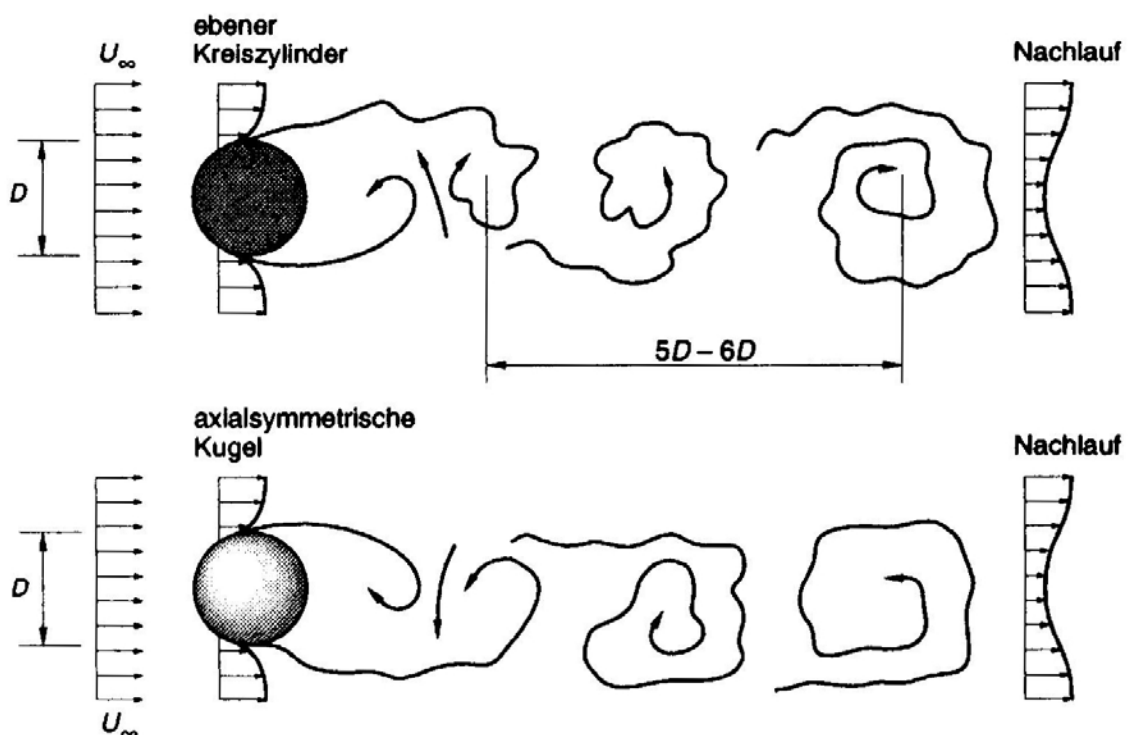


Abb. 4.14 Wirbelablösungen an Zylinder und Kugel, Leder (1992)

Durch konvektiven Transport gelangen sie in den Nachlauf und können dort ihre Identität gegen die Zähigkeitswirkungen des turbulent strömenden Fluids über eine Ausbreitungsstrecke von einigen Wellenlängen λ_x bewahren. Daher bezeichnet man auch diese Wirbelanordnungen als kohärente Strukturen. Bei der Klassifizierung von Strömungsablösungen ist neben der Stabilitätsbetrachtung die geometrische Anordnung der freien Scherschichten zu beachten (vgl. Kap. 4.1). Zweidimensionale Ablösegebiete lassen sich bei einer scherschichtorientierten Betrachtung in drei Hauptklassen unterteilen:

- A einseitige Scherschichtentwicklung mit wiederangelegter Scherschicht
(z.B. streifenförmiges Hindernis an einer Wand)
- B zweiseitige Scherschichtentwicklung mit Wechselwirkungen zwischen den Scherschichten
(z.B. frei umströmter Zylinder)
- C axialsymmetrische Scherschichtentwicklung mit Wechselwirkungen zwischen den Scherschichten
(z.B. frei umströmte Kugel)

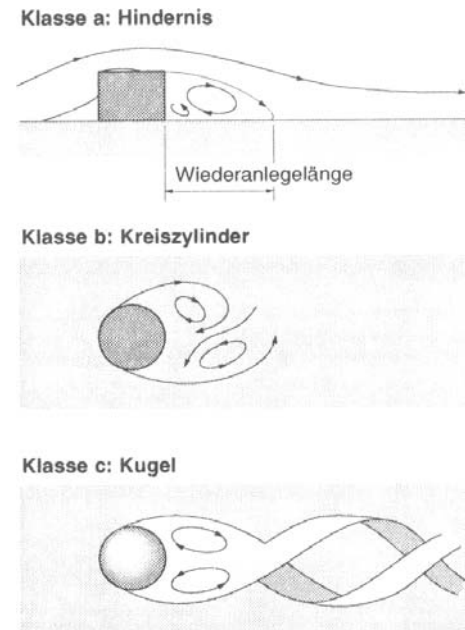


Abb. 4.15 Scherschicht-Klassifizierung, Bezzola (2002)

Die größten Ablösegebiete ergeben sich für die Strömungskategorie A, während sich die Nachlaufgebiete der Kugel- und Zylinderumströmung (wegen der Interaktion sich ausbildender Scherschichten) wesentlich kleiner ausbilden. Grundsätzlich läßt sich das Schema auch auf komplexere (3D-) Fälle übertragen, wie z. B. auf kugelförmige Körper an einer Wand, doch es liegen hierzu noch keine Untersuchungen vor. Für den Fall der einseitigen dreidimensionalen Ausbildung der Scherschicht, wie ihn eine in der Sohle liegende Kugel darstellen würde, wird die Nachlaufzone vermutlich größer sein als die der frei umströmten Kugel. Die Ausbildung der Ablösezone wird für Körner, die tief in die Sohle eingebettet sind, nicht in vollem Umfang möglich, wodurch sich die den Formwiderstand hervorrufende Druckdifferenz nur bedingt oder überhaupt nicht aufbauen kann (Dittrich et al. 1992).

Acarlar und Smith (1987) untersuchten die Struktur der Strömung um eine isolierte Halbkugel auf einer glatten Wand. Untersucht wurden Reynoldszahlen $30 < u_{a,top} k/v < 3400$, wobei $u_{a,top}$ der Geschwindigkeit auf der Höhe des Halbkugelscheitels entspricht und k dem Radius der Halbkugel. Der Verlauf der Strouhalzahl (Abb. 4.16) entspricht demjenigen für die frei umströmte Kugel bei Reynoldszahlen $400 < u_{a,top} D/v < 7400$, wenn die Versuchsergebnisse auf den Halbkugeldurchmesser $D = 2k$ bezogen werden. Die Übereinstimmung der Daten für die Halbkugel an der Wand mit jenen an einer frei umströmten Kugel ist ein Indiz für die Analogie der Ablösevorgänge bei Körpern in freier Umströmung und Körpern an einer Wand. Mittels Visualisierungs- und Meßmethoden wurden weiterhin sich von der untersuchten Halbkugel ablösende Haarnadelwirbel beobachtet und meßtechnisch erfaßt (Abb. 4.17).

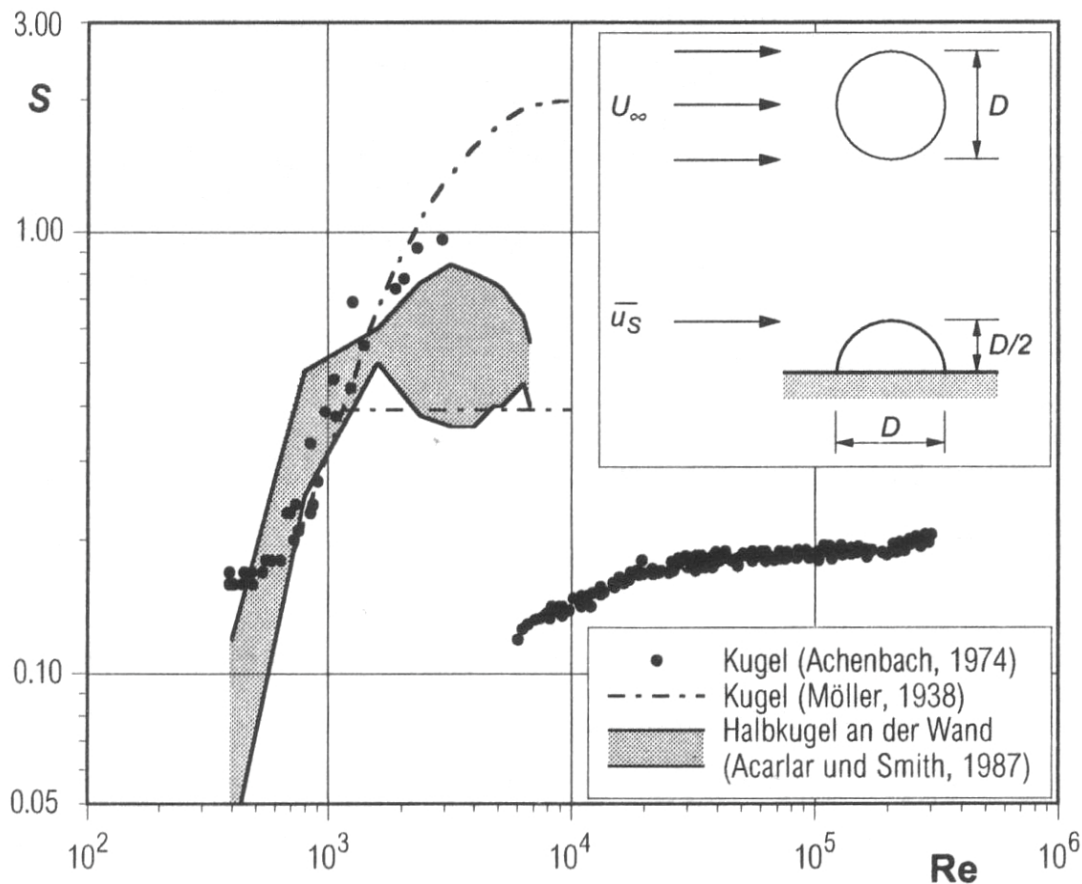


Abb. 4.16 Die Strouhalzahl als Funktion der Reynoldszahl, aus Bezzola (2002)

Die Wirbelablösung setzt nach Acarlar und Smith bei einer Reynoldszahl von $u_{a,top} k/\nu = 120$ ein. Nach ihrer Entstehung werden die Haarnadelwirbel stromab verfrachtet und gestreckt. Für eine Reynoldszahl von $u_{a,top} k/\nu = 800$ beobachteten Acarlar und Smith, daß sich der Wirbel bis in einen Längsabstand von etwa $8k$ zur Halbkugel vorwiegend in horizontaler Richtung bewegt. Erst anschließend beginnt der Wirbel aufzusteigen und in einem Abstand von $30k$ befindet sich der Wirbelkopf auf einer Höhe von rund $2k$ über der Wand.

Acarlar und Smith (1987) unterstreichen die verblüffende Ähnlichkeit zwischen den Strömungsmustern, die sich durch die Ablösung der Strömung an einer Halbkugel ergeben und den Strömungsmustern innerhalb der turbulenten Grenzschicht über hydraulisch glatter Sohle. Die Sohlstruktur und die damit verbundenen Ablösevorgänge beeinflussen also zum Einen die Turbulenzstruktur der Außenströmung, diese hat andererseits auch wieder Einfluß auf die Ausbildung der Ablösezone. Bei erhöhter Außenturbulenz ergibt sich ein stärkerer Fluidaustausch zwischen der Außenströmung und dem Ablösegebiet. Nach Bearman und Morel (1983) wandert dadurch die Ablösestelle entlang der Körperoberfläche stromab und infolge der verstärkten Mischungsvorgänge verringert sich die Ablöselänge (vgl. Kap. 4.1).

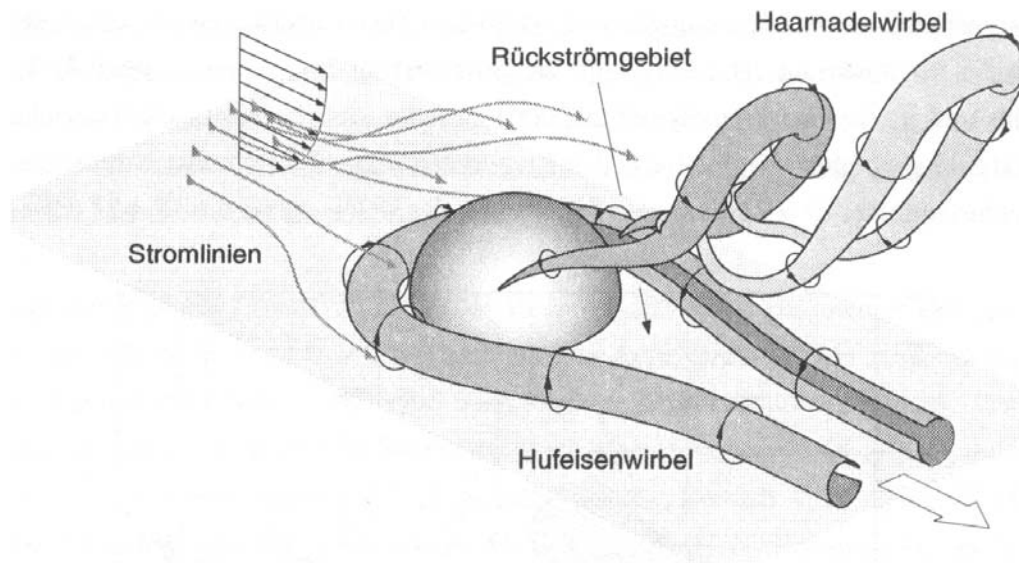


Abb. 4.17 Schematische Darstellung der Ablösungen an einer Halbkugel, Bezzola (2002)

Die lokalen Strömungsmuster haben einen großen Einfluß auf das gesamte Strömungsfeld und können die Kraftübertragungsverhältnisse an den umströmten Berandungen zum Teil signifikant verändern. Zwischen den Fluidbewegungen in Ablösegebieten und den an Körpern angreifenden hydrodynamischen Kräften, wie Auftrieb und Schub, besteht ein unmittelbarer Zusammenhang. Die sich ablösenden Wirbelstrukturen induzieren an den angeströmten Berandungen bis in die Zwischenräume hinein instationäre Druckanteile (Leder 1992). Es wird daher angenommen, daß die aus der Ablösung an Rauheitselementen resultierenden Druckeinwirkungen ein auslösender Mechanismus für den Bewegungsbeginn von Sohlmaterial in turbulenten Strömungen über rauhen Sohlen sind. In Abhängigkeit von der Sohlen- und Turbulenzstruktur dominieren unterschiedliche, kohärente Strukturen die sohlennahe Strömung, wobei die Wellenlängen der resultierenden Druckstörungen an der Strömungsberandung in jedem Fall mit der Rauheitshöhe skalieren.

Das Druckfeld an der Sohle wird von Quellen generiert, die über die Fließtiefe verteilt sind. Seine Dynamik ist durch die Längen- und Geschwindigkeitsskalen bestimmt, die für die jeweilige Region der Strömung charakteristisch sind. Innere bzw. äußere Längen- und Geschwindigkeitsparameter beschreiben die Dynamik von Druckquellen, die weit entfernt von der Sohle bzw. nahe der Sohle auftreten (Blake 1970).

Die Sohlendruckschwankungen mit niedrigen Frequenzen werden eher durch äußere als durch innere Parameter bestimmt. Die niedrig-frequenten Druckwerte werden daher sowohl über glatten als auch über rauhen Sohlen durch die äußeren Strömungsparameter, Fließtiefe und mittlere Strömungsgeschwindigkeit, entsprechend abgebildet.

Für mittlere Frequenzen sind die Amplituden am höchsten und die Druckquellen liegen von der Sohle etwa 0,1 bis 0,3 Fließtiefen entfernt. Das ist die Übergangszone der Strömung zwischen dem Bereich konstanter Schubspannung und dem äußeren Bereich, in der mit wachsendem Abstand von der Sohle innere Parameter zunehmend hinter die äußeren zurücktreten.

Die hoch-frequenten Druckwerte werden hingegen durch die Längen- und Geschwindigkeitsskalen bestimmt, die für den sohlennahen Bereich konstanter Schubspannung charakteristisch sind, in dem die zugehörigen Druckquellen liegen. Für die rauhe Sohle sind es die Schubspannungsgeschwindigkeit und die mittlere Rauheitshöhe; für die hydraulisch glatte Sohle die Sohlenschubspannungsgeschwindigkeit und die Viskosität.

Die Rauheitsgröße bestimmt die durchschnittliche Größe der Wirbel und die Größe der Zwischenräume bestimmt den Bereich der Wirbelgrößen, die zwischen die exponierteren Körner vordringen können. Eine große relative Größe der Zwischenräume bedeutet dann, daß ein großer Bereich von Wirbelgrößen zwischen den exponierteren Körnern möglich ist. Das untere Limit der abnehmenden Größe von Zwischenräumen ist die glatte Wand. Der Umfang der Sohlendruck-Spektren nimmt für alle rauhen Sohlen mit zunehmender relativer Größe der Zwischenräume zu.

Bei sehr hohen Frequenzen ist das Druck-Spektrum für eine Gewässersohle mit spärlichen und kleinen Rauheitselementen höher als das Druck-Spektrum für eine Sohle mit dichtgepackten kleinen und großen Rauheitselementen. Die Ablösungen an den Rauheitselementen scheinen Einfluß auf diesen Teil des Spektrums zu haben. Die relative Größe der Zwischenräume ist bei einer Sohle mit spärlich verteilten Rauheitselementen etwas höher als bei dichtergepackten Rauheitselementen, was sich in höheren Druckwerten bei hohen Frequenzen niederschlägt. Die Druckwirbel der inneren hoch-frequenten Strömung verlieren in Strömungsrichtung viel eher als die der äußeren an Kohärenz (Blake 1970).

Die experimentellen Untersuchungen von Blake zu den Druckspektren über rauhen sowie glatten Sohlen führen zu folgenden Schlußfolgerungen über die Herkunft und Intensität der Druckschwankungen an einer Gewässersohle:

Die hoch-frequente Druckproduktion wird möglicherweise durch ein wake-ähnliches Phänomen nahe der Rauheitsoberkanten bestimmt. Die Rauheitshöhe und zu einem geringeren Anteil die Ablösung bestimmen die hoch-frequenten Sohlendruckwerte.

Die Druckquellen bei mittleren Frequenzen liegen in der Übergangszone der Strömung zwischen dem Bereich konstanter Schubspannung und dem äußeren Bereich und verhalten sich für rauhe und glatte Sohlen ähnlich. Wenn sie mit der Sohlenschubspannung skaliert werden, haben die rau- und glattwandigen Druck-Spektren einen gemeinsamen Maximalwert. Der RMS-Druckwert p_{rms} entspricht für rauhe sowie für glatte Sohlen gleichermaßen etwa dem 3,4-fachen Wert der Sohlenschubspannung.

Während die Mehrzahl der Untersuchungen direkte Messungen der angreifenden Kräfte mittels an einem einzelnen Korn oder in ebenen Flächen eingebauten Drucksensoren oder Dehnungsmeßstreifen beinhalten, verwenden Dittrich et al. (1996) hochaufgelöste Geschwindigkeitsmessungen, um über die statistische Verteilung der Turbulenzintensität (bzw. der höheren Momente, Schiefe und Flachheit; vgl. Kap. 2 Abb. 2.13, Abb. 4.18 oben) Aussagen zum Verhältnis der Krafteinwirkungen zu treffen. Dabei machen sich die Autoren einerseits zu Nutze, daß die über hydraulisch glatten Sohlen hinreichend bekannte Turbulenzcharakteristik, beschrieben durch den Verlauf der vier statistischen Momente, für rauhe Strömungsverhältnisse eine Ähnlichkeit aufweist.

Weiterhin wird ein nach Hinze (1975) für hydraulisch glatte Strömungen formulierter Ansatz zur theoretischen Bestimmung der Druckschwankungen an der Sohle aus den Geschwindigkeitsschwankungen von Dittrich et al. (1996) auf rauhe Verhältnisse angewandt. Demnach ergeben sich aus den Maxima von u_{rms}/u^* die mittleren Druckschwankungen im Verhältnis zur Sohlenschubspannung p_{rms}/τ_0 und werden als das Verhältnis von Lift- zu Schubspannung σ_L/τ_0 auf einen Sohlenbereich bezogen.

Dittrich et al. korrelieren für vier unterschiedlich aufgebaute Sohlen die relative Rauigkeit k_s/k mit der aus der Verteilung der statistischen Momente ermittelten dimensionslosen Dicke der Rauheitsunterschicht z_c^+ und stellen die Rauigkeit dem aus den Turbulenzcharakteristika (der untersuchten hydraulisch rauhen Strömungen) jeweilig errechnetem Verhältnis von Lift- zu Schubspannung gegenüber (vgl. Abb. 4.18 unten). Die Rauheitsgröße k (oder k_g) entspricht dem Durchmesser D des Rauheitselementes.

Diese theoretisch (auf Basis der Turbulenzcharakteristika hydraulisch glatter Strömungen) abgeleiteten Verhältnisse von Lift- zu Schubspannungen werden einerseits mit den für hydraulisch glatte Verhältnisse von Hinze (1975) abgeleiteten Werten und andererseits mit Ergebnissen von Jüpner (1993), die aus direkten Messungen der Lift- und Schubkräfte an stark exponierten Einzelkörnern stammen, verglichen.

In Abbildung 4.18 (unten) wird eine Linie gezogen zwischen den Ergebnissen von Hinze für hydraulisch glatte Verhältnisse und zwei Untersuchungen mit Würfeln als Rauheitselementen bzw. einer Untersuchung mit Kugeln und daraus letztlich geschlossen, daß mit zunehmender Rauigkeit der Sohle das Verhältnis von Lift- zu Schubspannung abnimmt.

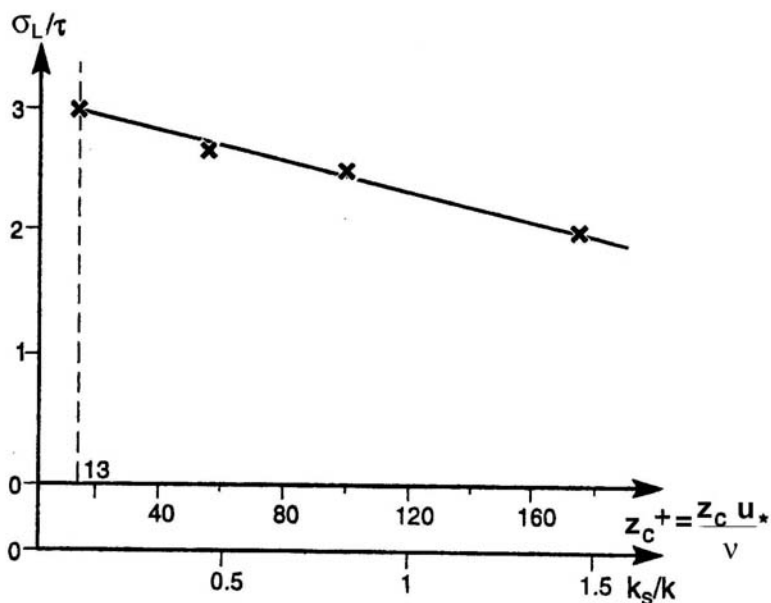
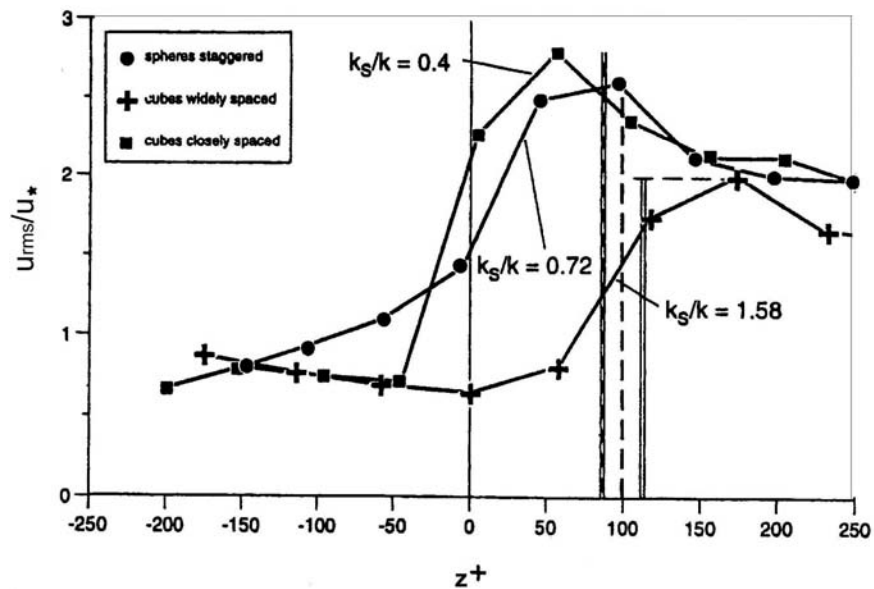


Abb. 4.18 Maxima der Turbulenzintensität bei 3 unterschiedlichen Rauheiten (oben) und daraus abgeleitetes Verhältnis von Lift- zu Schubspannung als Fkt. der Rauheit

Die Auftragung in Abbildung 4.18 nach Dittrich et al. (1996) führt zu der Annahme, daß das Verhältnis von dynamischen Lift- zu Schubkräften beim Übergang von hydraulisch glatter zu rauher Strömung und demzufolge bei zunehmender Korn-Reynoldszahl stetig abnimmt.

Luckner (2002) verwendet die Daten von Dittrich et al. (1996) die der dimensionslosen Zahl z_c^+ ($= u_* \cdot z_c / \nu$) zugeordnet sind, um den Verlauf des Kräfteverhältnisses F_L/F_D durch Anpassen von sogenannten „Turbulenz-Faktoren“ abzubilden (Abb. 4.19 oben). Die Auftragung des wirksamen Verhältnisses von F_L/F_D über der mit k_s an Stelle von z_c gebildeten Korn-Reynoldszahl k_s^+ (entspricht $Re^* = u_* \cdot k_s / \nu$) führt Luckner zu einer Annäherung an den typischen der Shields-Kurve entsprechenden Verlauf, die ausschließlich die Schwankungsanteile der Liftkräfte berücksichtigt. Bei Luckner wird demzufolge die von Dittrich et al. (1996) angedeutete Abnahme von F_L/F_D physikalisch unzutreffend auf eine abnehmende Exposition $E = p/D$ des Einzelkornes bezogen, wie die Abbildung 4.19 unten zeigt. (Das Längenmaß p bezeichnet die Höhe des Herausragens über die mittlere Sohlenlage.)

Das Verhältnis von Lift- zu Schubkraft nimmt jedoch mit zunehmender Exposition ab.

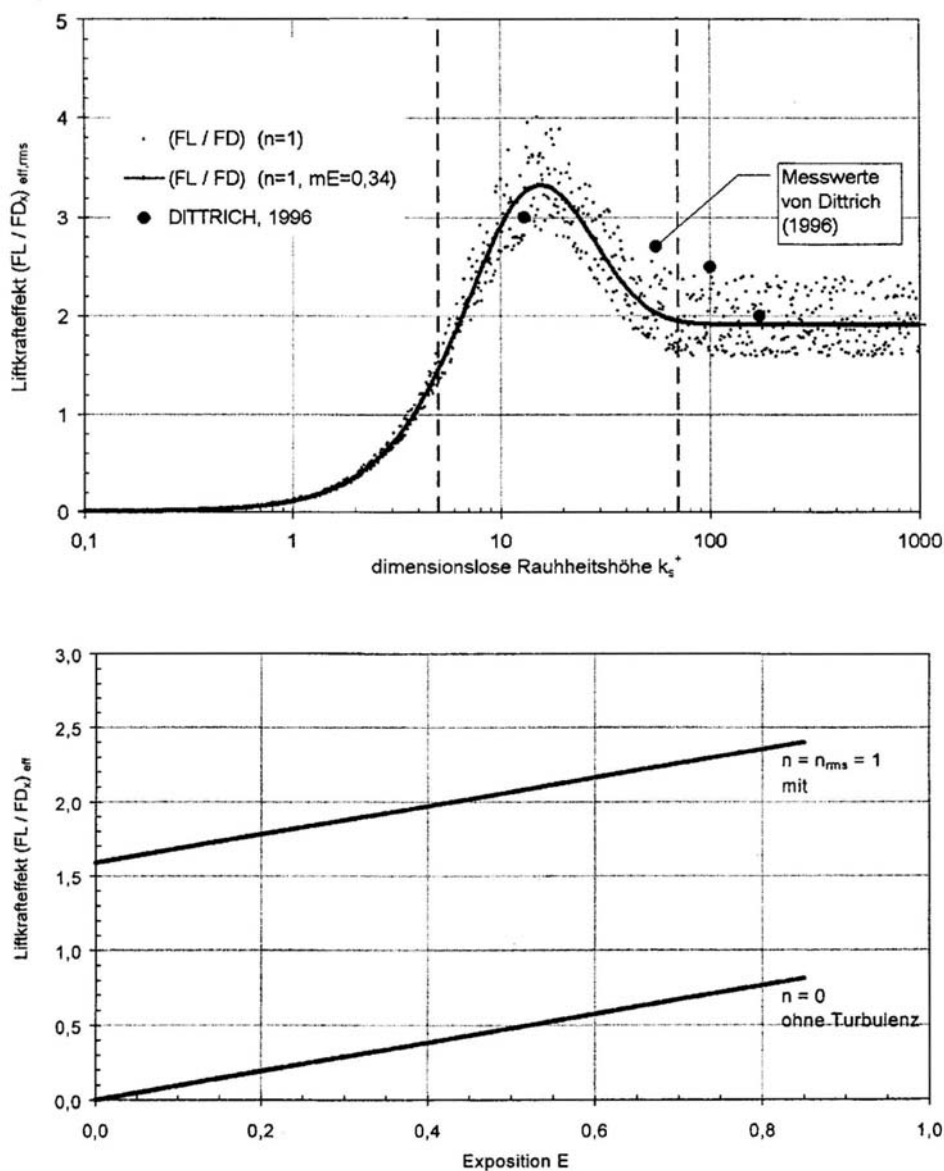


Abb. 4.19 Verhältnis von Lift- zu Schubkraft als Fkt. von k_s^+ bzw. E (aus Luckner 2002)

Messungen von Jüpner (1993) und Fenton und Abbott (1977) bestätigen diesen Zusammenhang (siehe Kap. 4.4 und Kap. 8.1) und auch Sumer (1984) ermittelt die Abnahme der Bedeutung des Auftriebsbeiwertes für eine zunehmende Exposition des umströmten Kornes. Diese und weitere im Nachfolgenden betrachteten Ergebnisse resultieren aus direkten Messungen der Kräfteinwirkungen an unterschiedlich stark exponiert gelagerten Körnern und sind von den reinen Schwankungsanteilen zu trennen.

Zusammenfassend läßt sich aus den Versuchsdaten von Dittrich et al. (1996) schlußfolgern, daß das Verhältnis von $\sigma_L/\tau_0 = 3$, das Hinze (1975) für hydraulisch glatte Strömung ableitet und u.a. von Handler et al. (1984) mit einem Wert von 3,3 für glatte Sohlen experimentell bestätigt wurde, in den Untersuchungen der drei Fälle mit dichterem Anordnung der Rauheitselemente nahezu erreicht wird. Die auf Annahmen (Übertragung der Turbulenzcharakteristika hydraulisch glatter Strömungen auf rauhe Verhältnisse) basierende theoretische Herleitung der dynamischen Liftspannung führt für die drei Strömungszustände zu $\sigma_L/\tau_0 = 2-3$. Nach Bezzola (2002) unterscheidet sich die Turbulenzcharakteristik über rauhen Sohlen in der Rauheitsschicht deutlich von den Verhältnissen über der hydraulisch glatten Sohle. Die absoluten Werte der Turbulenzintensität u_{rms}/u_* und der turbulenten Schubspannung in der Rauheitsschicht sind insbesondere von der relativen Überdeckung h/k abhängig und nehmen bei abnehmender relativer Überdeckung ab (vgl. Abb. 4.20).

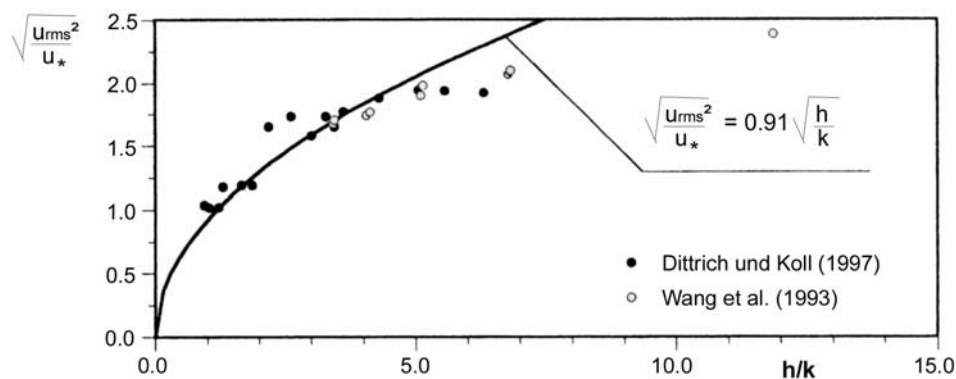


Abb. 4.20 Die Turbulenzintensität u_{rms}/u_* als Funktion der relativen Überdeckung h/k

Unter Berücksichtigung des in der Abbildung 4.20 von Bezzola dargelegten Einflußbereiches der relativen Überdeckung lagen die Messungen von Dittrich et al. (1996) mit Werten von h/k zwischen 10 und 20 noch in diesem Einflußbereich. Für $h/k \approx 11$ war $u_{rms}/u_* = 2,0 \approx \sigma_L/\tau_0$. Für die Messungen mit relativ großen Überdeckungen im Bereich $h/k = 20$ ergaben sich die höchsten Werte der Turbulenzintensität. Die von Dittrich et al. hieraus abgeleiteten Werte für σ_L/τ_0 stehen mit 2,5 - 2,7 im Einklang mit den Messungen von Einstein und El Samny (1949) bzw. deren Reanalyse durch Gessler (1965) bzw. Vanoni (1966), die $\sigma_L = 2,5-3 \cdot \tau_0$ angeben.

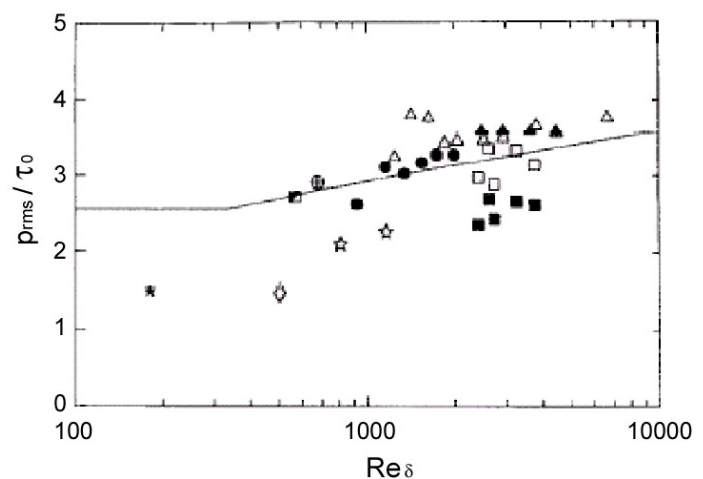
Neben Parametern der Außenströmung beeinflussen auch die inneren Parameter die Turbulenzcharakteristik der Rauheitsschicht. Die Turbulenzcharakteristika sind durch die Ablösevorgänge an einzelnen Rauheitselementen und dem damit verbundenen Impulsaustausch in vertikaler Querrichtung geprägt (Raupach 1981, Bezzola 2002). Nach Nowell und Church (1979) zeigt sich in der Rauheitsschicht bei zunehmender Rauheitsdichte eine verstärkte Abnahme der Turbulenzintensität. Es ist anzunehmen, daß die Strömung über weniger dicht angeordnete Rauheitselemente die Ausbildung von Ablösegebieten und Wirbelgrößen in stärkerem Maße zuläßt (vgl. Blake 1970).

Farabee und Casarella (1991) erkennen nach Auswertung von zahlreichen Untersuchungen mit direkten Wand-Druckmessungen einen schwachen Anstieg der Druckwerte p_{rms}/τ_0 mit wachsendem Verhältnis von Trägheits- zu Reibungskraft (Reynoldszahl) für die mittleren Frequenzen. Die Zusammenfassung der mittleren mit den Reynolds-unabhängigen niedrig- und hoch-frequenten Druckwerten (zu $p_{\text{rms}}/\tau_0 \approx 3$ für niedrige Reynoldsbereiche und geringfügig über 3 mit ansteigenden Reynoldszahlen) steht gut mit den Untersuchungen von Blake (1970) und Hofland et al. (2004) in Einklang.

Farabee und Casarella bilden zur Analyse der Druckschwankungsanteile aus der äußeren und inneren Strömung sowie des Übergangsbereiches die Reynoldszahl ($Re_\delta = u_* \cdot \delta/\nu$) mit der Schubspannungsgeschwindigkeit u_* und einer Grenzschichtdicke δ , die in der Größenordnung weniger cm liegt. Sie geben eine Funktion für $p_{\text{rms}}/\tau_0 = \text{fct}(Re_\delta)$ an (vgl. Abb. 4.21). Neuere direkte Druckmessungen von Klar und Detert (2004) bestätigen den Wert von $p_{\text{rms}} = 3 - 3,5 \tau_0$ für hydraulisch rauhe Strömungen über eine ebene mehrlagige und homogene Kiesschicht aus rundem Einkornmaterial mit $D = 10$ mm.

Der von Dittrich et al. (1996) postulierte lineare Zusammenhang zwischen der Abnahme von $p_{\text{rms}}/\tau_0 = 3$ (nach Hinze 1975 für hydraulisch glatte Verhältnisse) auf ca. 2 im Übergang von hydraulisch glatter zu rauher Strömung (mit ansteigenden Korn-Reynoldszahlen Re^* bzw. mit wachsendem Verhältnis von Trägheits- zu Reibungskraft) besteht nach den Analysen von Farabee und Casarella (1991) nicht.

Diese Autoren geben eine umfassende Übersicht von zahlreichen Messungen der wandnahen Druckschwankungen, die ein eher konstantes Verhältnis von $p_{\text{rms}}/\tau_0 = 3$ mit einem tendenziellen Anstieg in höheren Reynoldsbereichen belegen. Abb. 4.21 $p_{\text{rms}}/\tau_0 = f(Re_\delta)$



4.2.2 Zeitlich mittlere Kraftanteile in Abhängigkeit von der Lagerung

Zu den ersten bekannten Messungen des Liftbeiwertes c_L in Zusammenhang mit dem Widerstandsbeiwert c_D gehören die Untersuchungen von Einstein und El Samni (1949) in einer Strömung ($Re^* = 3300-5600$) über einer ebenen Sohle aus gleichgroßen Halbkugeln in hexagonal dichtester Packung. Nach Analysen dieser Versuchsdaten durch Gessler (1965) und Vanoni (1966) werden für das Kräfteverhältnis Werte von $F_L/F_D = 2,5 - 3$ ermittelt, wobei dieser kurzzeitig wirksame Kraftanteil aus den Schwankungen der Liftkraft bestimmt wurde.

Die zeitlich gemittelten Werte von Lift zu Schub ergaben für das Verhältnis von c_L/c_D Werte von deutlich unter 1. Die Modell-Halbkugel, in der Drucksensoren zur Ermittlung der Krafteinwirkungen untergebracht waren, war bei diesen Versuchen in die oberste Sohlenlage eben eingebettet und gegenüber der umgebenden Sohle somit nicht exponiert gelagert. Die Drucksensoren zur Erfassung des vertikal wirksamen Druckgradienten waren jeweils auf Kugelober- bzw. unterseite angebracht, um aus der Differenz die Liftwirkung ableiten zu können. Da die Halbkugeln mit der Unterseite unmittelbar auf eine glatte ebene Unterlage aufgebracht waren, konnte keinerlei Druckausbreitung über diese impermeable Berandung hinaus erfolgen. Von Einstein und zahlreichen späteren Experimentatoren wurde der Druck an der Kugelunterseite in der Folge generell zu Null gesetzt und die Druck-Differenz zwischen Ober- und Unterseite lediglich aus dem oberseitigen Unterdruck als Lift bestimmt.

Aus den hier vorgestellten Untersuchungen (Vollmer et al. 2000, 2002, 2005) geht hervor, daß die Ausbreitung der kurzzeitigen Über- und Unterdruckspitzen in die permeable Sohle eine entscheidende Rolle für den vertikal wirksamen Druckgradienten spielt. In der Literatur sind bislang keine Messungen zu finden, die für die Ermittlung des Liftes aus dem vertikalen Druckgradienten an einem Sohlenelement die kurzzeitige Druckausbreitung in die permeable Sohle hinein berücksichtigen (vgl. Kap. 2.1.6).

Jüpner (1993) stellt aus der Literatur zahlreiche Untersuchungen zur Sohlenstabilität zusammen, die Aussagen über das Verhältnis von Lift- zu Schubkraft beinhalten. Er bringt anhand eines Diagrammes mit F_L/F_D als Funktion der Korn-Reynoldszahl das Kräfteverhältnis mit der Strömungsrandbedingung der Oberflächenströmung in funktionalen Zusammenhang (Abb. 4.22). Demnach nimmt die Bedeutung der Liftkraft im Vergleich mit der Schubkraft tendenziell mit zunehmender Korn-Reynoldszahl zu. Bei der Auswahl der Meßdaten wird dabei jedoch ausschließlich nur die Strömungssituation als Kriterium gewählt und die Lagerungsbedingung außer Acht gelassen.

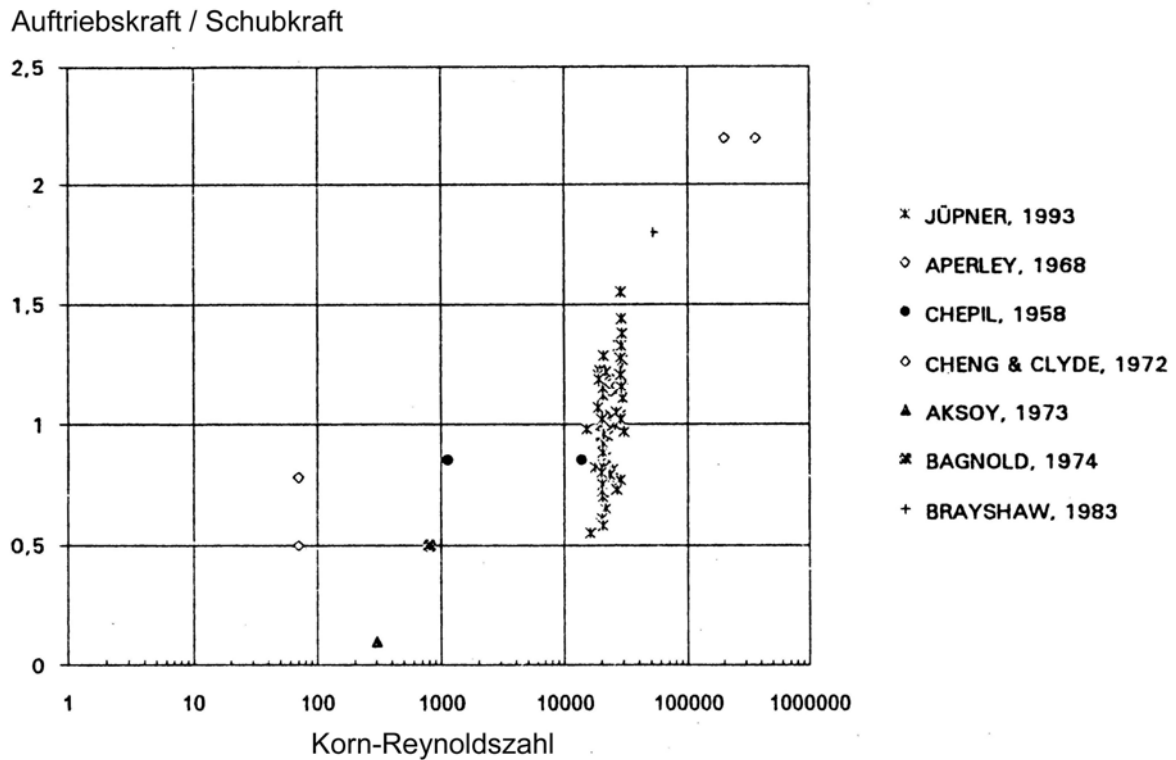


Abb. 4.22 Verhältnis von Lift- zu Schubkraft als Funktion von Re^* nach Jüpner (1993)

Die Bedeutung der Lagerungsbedingung für das Kräfteverhältnis geht zum Einen aus Jüpnern eigenen Messungen hervor (Abb. 4.23) und wird andererseits erkennbar, wenn in der Übersicht von Literaturdaten neben der Strömungs- auch die Lagerungsbedingung berücksichtigt wird.

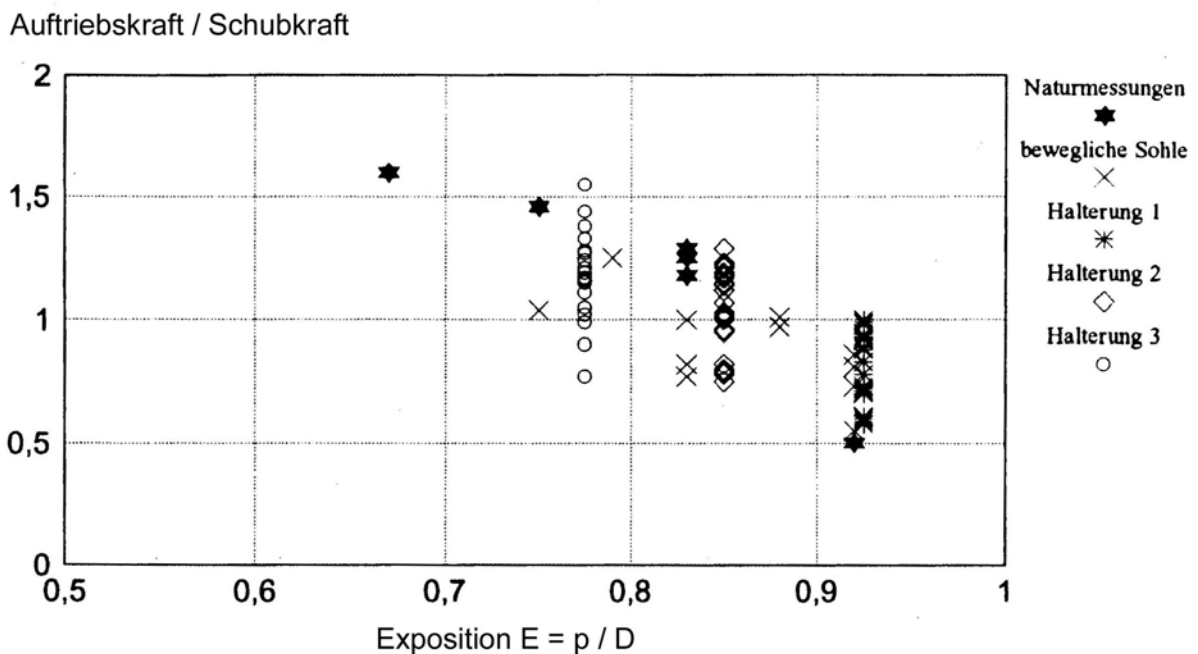


Abb. 4.23 Das Verhältnis von Lift zu Schub als Funktion der Exposition, Jüpner (1993)

Ahmed (1988) ermittelt für vollständig eingebettete Sohlenelemente ein Kräfteverhältnis von 3,5 - 4,3. Er hat für den überkritischen Bereich ($Re^* > 5 \cdot 10^5$) eine Erhöhung des Verhältnisses von Lift- zu Schubkraft festgestellt, was mit dem Abfall des c_D -Wertes zusammenhängen könnte (vgl. Kap. 4.1 Abb. 4.2). Für diesen Bereich steigt demnach das Kräfteverhältnis bis $F_L/F_D = 4,3$.

Fontijn und Xingkui (1993) sowie Watters et al. (1971) untersuchten bei hohen Korn-Reynoldszahlen die Krafteinwirkungen für kugelförmige Sohlenelemente, die in einer dicht angeordneten Sohlage gleich großer Elemente eingebettet waren und fanden für den Widerstandsbeiwert $c_D \approx 0,3 - 0,35$. Chepil (1958) hingegen ermittelte etwas niedrigere Werte. Für den Vergleich von verschiedenen Meßdaten mit unterschiedlichen Definitionen müssen die Anmerkungen von Hofland (2000) berücksichtigt werden. Die Anströmgeschwindigkeit wurde bei den mehr oder weniger eingebetteten Sohlenelementen auf Höhe der Kornscheitel und bei den stärker exponierten Körnern häufig in Kornmitte bestimmt.

Cheng und Clyde (1972) untersuchten das Kräfteverhältnis anhand einer Meßkugel, die in einer ebenen Sohle aus gleichgroßen Kugeln in hexagonal dichtester Packung eingebettet wurde. Für einen Korn-Reynoldsbereich von $2 - 4 \cdot 10^5$ ergab sich ein Wert von $F_L/F_D = 2,2$.

Ein ähnlich großes Verhältnis von Lift- zu Schubkraft ($F_L/F_D = 1,8$) erhielten Brayshaw et al. (1983) für $Re^* = 5 - 6 \cdot 10^4$ allerdings mit auf einer ebenen Sohle montierten Halbkugeln. Es wurde ferner festgestellt, daß die Liftkraft der oberstrom liegenden Halbkugel deutlich durch eine dicht dahinterliegende Halbkugel beeinflusst wird. Die Anordnungen wurden zwar variiert, aber es ist davon auszugehen, daß die Formwiderstände in dieser Untersuchung im Mittel exponierter aufgebracht waren als bei dem vorherigen Beispiel hexagonal dichtester Packung.

Chepil (1958) untersuchte die Krafteinwirkung einer Luftströmung über Halbkugeln, die in Abständen von drei Durchmessern verteilt und somit relativ exponiert auf der ebenen Sohle gelagert waren, und gab für das Kräfteverhältnis bzw. $c_L/c_D = 0,85$ mit einem relativ konstanten Wertebereich zwischen 0,71 - 1,32 für $Re^* = 1134 - 13680$ an.

Umfangreiche Untersuchungen des Kräfteverhältnisses an einer in verschiedenen Sohlaufbauten eingebetteten Stahl-Meßkugel führte Jüpner (1993) selbst durch. Dabei stellte er für den Korn-Reynoldsbereich von $1,5 - 3,5 \cdot 10^4$ fest, daß das Verhältnis von F_L/F_D bei Herausragen der Kugel aus der Sohle zwischen $E (= p/D) = 0,65$ und $0,9$ Werte zwischen $F_L/F_D = 0,5$ und $1,5$ annahm (s. Abb. 4.23). Ein signifikanter Einfluß der Korn-Reynoldszahl konnte für derart hohe Reynoldsbereiche nicht identifiziert werden.

Patnaik et al. (1992) fanden bei hohen Korn-Reynoldszahlen für ein über anderen Sohlenelementen gelagertes kugelförmiges Element Widerstandsbeiwerte, die die bekannten Werte von $c_D = 0,4$ bei Kugeln im freien Fall bestätigen. Für vergleichbare Randbedingungen ermittelt van Radecke (1989) ebenso wie Patnaik et al. ein Verhältnis von etwa $F_L/F_D = 1$, Lift- und Schubkraft sind nach ihren Meßanalysen in gleicher Größe beteiligt.

Bagnold (1974) fand für eine auf der ebenen Sohle ruhende Kugel, die demnach vollständig exponiert war, das Verhältnis von $F_L/F_D = 0,5$ bei $Re^* = 800$. Eine auf glatter Sohle exponiert gelagerte Kugel untersuchte Aksoy (1973) und ermittelte für $Re^* = 300$ das hydrodynamische Kräfteverhältnis zu $F_L/F_D = 0,15$.

Coleman (1967) zeigt in systematischen Versuchen an einer einzelnen Kugel mit konstanter Lagerungsbedingung ($E = 0,82$), daß der Verlauf von c_L/c_D über den untersuchten Reynoldsbereich tendenziell ansteigt, bis sich etwa ab $Re^* = 500$ ein annähernd konstantes Verhältnis von fast 1 zwischen dem Auftriebs- und dem Widerstandsbeiwert ergibt.

Bei Beachtung der unterschiedlichen Definitionsmöglichkeiten (vgl. Hofland 2000) ergibt sich aus dem Verhältnis von c_L/c_D zumindest für weitgehend exponiert gelagerte Sohlenelemente auch eine Proportionalität für das Verhältnis der dynamischen Auftriebs- und Schubkräfte. Beide Kräfte werden mit annähernd der Kugelgröße und dem Quadrat der Anströmgeschwindigkeit definiert, so daß das Verhältnis der Kraftwerte maßgeblich durch die jeweiligen Beiwerte c_L und c_D bestimmt wird.

Berücksichtigt man für alle genannten Untersuchungen, in denen das Kräfteverhältnis zwischen Lift und Schub ermittelt wurde, neben der Korn-Reynoldszahl auch die jeweilige **Lagerungsbedingung in Form der Exposition E**, so ergibt sich folgende Übersicht (Die beschriebenen Zusammenhänge werden durch eine Zusammenstellung von Literaturdaten nach Diaz-Onofre (2002) ergänzt):

Tabelle 4.1: Übersicht zu Untersuchungen der Kräfteinwirkungen auf Sohlenelemente

Autor	Re*	F_L/F_D	Lagerung	E
Ahmed (1988)	Re = 1,5 – 4,5 · 10 ⁶	3,5 – 4,3	eingebettete Kugeln	0,1
Cheng und Clyde (1972)	2 – 3,6 · 10 ⁵	2,2	dichteste Packung	0,1
Brayshaw et al. (1983)	5,2 · 10 ⁴	1,8	zwei Halbkugeln	0,3
Chepil (1958)	0,1 – 1,4 · 10 ⁴	0,7 – 1,3	Halbkugeln	0,5
van Radecke (1989)	> 3 · 10 ²	1	Kugel auf Kugeln	0,8
Coleman (1967)	> 5 · 10 ²	0,9	Kugel auf Kugeln	0,8
Bagnold (1974)	8 · 10 ²	0,5	Kugel auf KieSSohle	0,9
Aksoy (1973)	Re = 2,7 – 6,6 · 10 ³	0,15	Kugel auf Sohle	1
Jüpner (1993)	1,5 – 3 · 10 ⁴	1,6	Kugel in natürlicher	0,65
	bis	0,5	Gewässersohle	0,95
aus Diaz-Onofre (2002)				
Chen u. Carstens (1973)	-	1,42	Winkel von 50°	0,5
Okamoto (1979)	4,7 · 10 ⁴	0,4	Kugel	1
Patnaik et al. (1994)	0,5 – 6 · 10 ⁴	0,1 – 2	Kugel	0,8
Apperley (1968)	4,6 · 10 ²	0,65	Kugel	0,15
	bis	0,3		0,6

Die Konfiguration überwiegend eingebetteter Sohlenelemente (E = 0 - 0,2) von Ahmed (1988) sowie Cheng und Clyde (1972) ist vergleichbar mit dem Aufbau von Watters et al. (1971) sowie Fontijn und Xingkui (1993). Die Untersuchungen von Brayshaw et al. (1983), bei denen das ermittelte Kraftverhältnis ebenso wie die Exposition der Meß-Halbkugel durch die Nachbarhalbkugel beeinflusst ist, werden in den mittleren Expositionsbereich eingruppiert, während für vollständig exponiert gelagerte Halbkugeln E = 0,5 angesetzt wird (Chepil 1958). Die Meßdaten von Jüpner (1993) decken den Bereich von 0,65 – 0,95 ab und Patnaik et al. (1994), van Radecke (1989) und Coleman (1967) führten ihre Untersuchungen mit der (für eine Vollkugel auf einer Sohlage aus gleichgroßen Kugeln) maximalen Exposition von E = 0,82 durch. Nahezu vollständig exponierte Kugeln auf ebener Sohle waren Gegenstand der Kraftmessungen von Bagnold (1974) und Aksoy (1973).

Vor allem die Untersuchungen von Coleman dokumentieren den Verlauf des Verhältnisses von c_L/c_D und des dazu bei gleichbleibender Exposition mehr oder weniger proportionalen Kräfteverhältnisses F_L/F_D in Abhängigkeit von der Reynoldszahl.

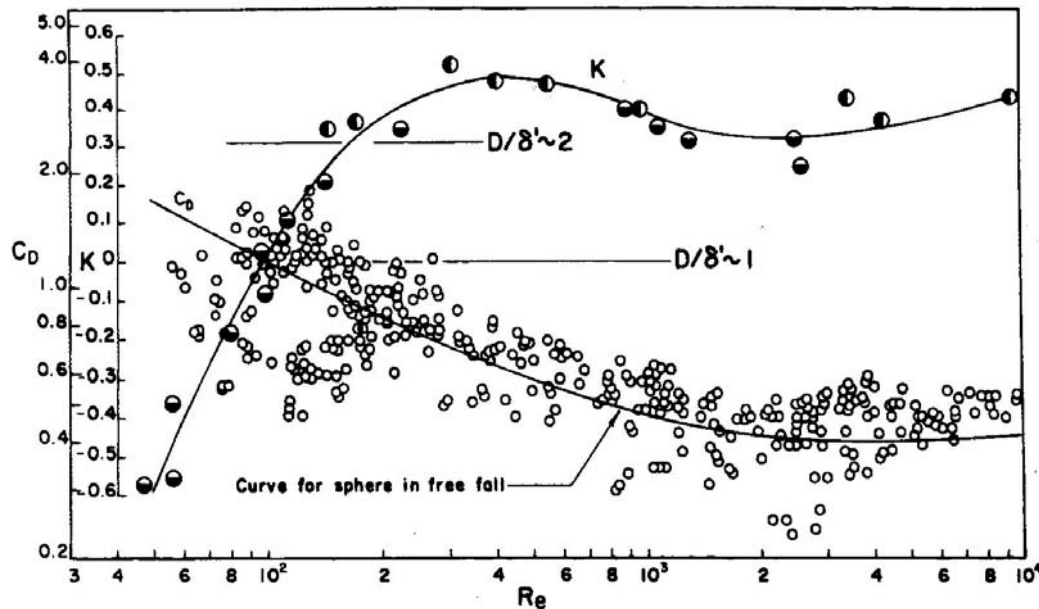


Abb. 4.24 Widerstands- und Auftriebsbeiwert als Funktion der Reynoldszahl (Coleman 1967)

Fenton und Abbott (1977) haben die Daten von Coleman reanalysiert und als Funktion der Korn-Reynoldszahl betrachtet (vgl. Kap. 8.3.2). Der Anstieg auf einen konstanten Wert für c_L/c_D bzw. F_L/F_D von ungefähr Eins ab einem Bereich von $Re^* = 300 - 500$ wird auch durch van Radecke bestätigt und aus dem Vergleich der Ergebnisse von Aksoy und Bagnold in diesem Reynoldsbereich deutlich.

Aus Untersuchungen von Saffmann (1965) Rubin (1977), Davies und Samad (1978), van Radecke (1989) und Chepil (1958) sowie Einstein und El Samni (1949) geht hervor, daß der Auftriebsbeiwert für hohe Reynoldszahlen ebenso eine Konstante wird, wie der Widerstandsbeiwert.

In der Gegenüberstellung der unterschiedlichen Untersuchungen wird daher insbesondere auf die ermittelten Kraftverhältnisse infolge der jeweiligen Exposition geachtet, die bei Korn-Reynoldszahlen über 300 durchgeführt wurden. Diese Ergebnisse werden in Kapitel 8 zur Überprüfung einer analytischen Ableitung der Krafteinwirkung beim Bewegungsbeginn verwendet.

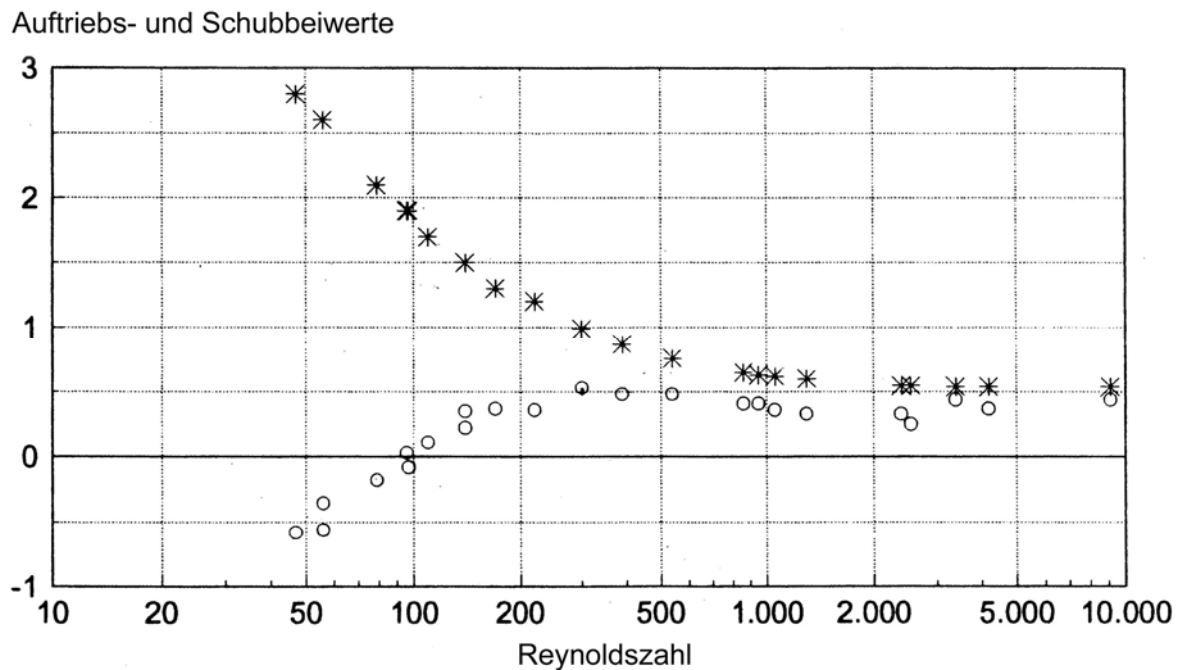


Abb. 4.25 Die Beiwerte c_D (*) und c_L (o) als Funktion der Reynoldszahl nach Coleman, aus Jüpner (1993)

Die berücksichtigten Ergebnisse zu dem Verhältnis der angreifenden Lift- und Schubkräfte beziehen sich auf Messungen, die an einzelnen kugelförmigen Elementen durchgeführt wurden, deren Lagerungsbedingung angegeben werden können. Für den Bereich mittlerer bis großer Exposition, der bei dem Stabilitätsproblem von überwiegendem Interesse ist, ermittelt Jüpner (1993) durch umfangreiche Messungen, daß für große Korn-Reynoldszahlen ($Re^* > 500$) das Verhältnis von Lift- zu Schubkraft von der Exposition abhängt.

Auch aus der Übersicht der singulären Meßdaten anderer Autoren ergibt sich, daß für weitgehend exponierte Einzelemente F_L/F_D kleiner als 1 ist und mit abnehmender Exposition für weitgehend in einer Sohle eingebettete Einzelemente auf Werte über 2 steigt.

Das Verhältnis von dynamischem Auftrieb zur Schubkraft an einem einzelnen Element wird mit abnehmender Exposition zunehmend durch kurzzeitig wirksame Liftkraftanteile geprägt, da deren Einflußgröße mit abnehmender Anströmfläche gegenüber der Größe der zeitlich mittleren Kräfte wächst. Diese turbulenzbedingten Schwankungsgrößen sind zusätzlich zu dem dynamischen Lift aus dem Tragflügeleffekt als kurzzeitig wirksame Liftkraftanteile zu beachten.

4.3 Ansätze mit Berücksichtigung der räumlich-zeitlichen Variabilität

Das erweiterte Verständnis der sohlennahen Strömungsstruktur mit der *kleinskaligen Betrachtung von räumlichen und zeitlichen Beschleunigungen* aufgrund von kohärenten Strömungsstrukturen oder Formwiderständen führt schrittweise zur Verbesserung der analytischen und numerischen Modelle zur Sohlenstabilität.

Zanke (1990, 1996, 2001) verfolgt prinzipiell einen ähnlichen Ansatz wie Chepil (1959), wobei die analytisch hergeleitete Momentenbilanz für ein Einzelkorn durch Berücksichtigung der räumlichen und zeitlichen Variabilität auf einen Sohlenbereich übertragen wird.

$$Fr^*_{crit} = \tau_{0,crit}/(\rho' \cdot g \cdot D) = N \cdot c \cdot \tan\varphi / [T \cdot (1 + F_L/F_D \cdot \tan\varphi)] \quad (4.15 ; \text{Chepil-Form})$$

Zanke (2001) berücksichtigt die unterschiedliche lokale Lagerung der Körner nicht durch einen Abminderungsfaktor N sondern direkt durch eine Verminderung des inneren Reibungswinkels, um dem größeren Bewegungsrisiko einzelner Körner, aufgrund der erhöhten Exposition gegenüber der statistisch mittleren Exposition, Rechnung zu tragen.

Für den Fall der turbulenzfreien Strömung reduziert sich die Momentenbilanz auf die von Bagnold verwendete Gleichung. Zanke kommt mit $c = 0,7$ (für natürliche Sohlen) und $\varphi = 30^\circ$ ebenfalls auf einen kritischen Wert von 0,4 (vgl. Kap. 4.2).

Bei realen Verhältnissen treten die erforderlichen Schubspannungen nur auf, wenn die Strömung turbulent ist und die lineare Unterschicht so dünn, daß die Körner in den Wirkungsbereich der Turbulenz ragen und daher zwei Effekte berücksichtigt werden müssen. Zunächst verwendet Zanke für die zeitliche Variabilität statt einem Turbulenzfaktor T eine zusätzliche Schubspannungsschwankung τ'_{crit} , die im Verbund mit der mittleren kritischen Schubspannung $\bar{\tau}_{crit}$, die am Korn wirksame kritische Schubspannung $\tau_{crit, eff}$ erzeugt. Die effektive kritische Sohlenschubspannung setzt sich aus der zeitlich mittleren kritischen Sohlenschubspannung und einem Schwankungsanteil zusammen (Abb. 4.26).

$$\tau_{crit, eff} = \bar{\tau}_{crit} + \tau'_{crit} \quad (4.16 ; \text{Effektive Schubspannung})$$

Die Erhöhung der wirksamen kritischen Sohlenschubspannung im Falle eines hohen Schwankungsanteiles kann auch durch einen Faktor k_{eff} angegeben werden.

$$\tau_{crit, eff} = k_{eff} \cdot \bar{\tau}_{crit} \quad (4.17; \text{Faktor } k_{eff})$$

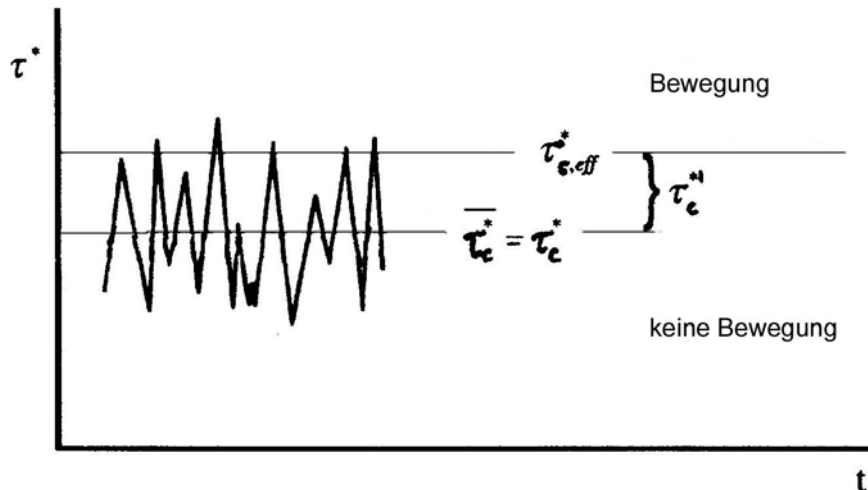


Abb. 4.26 Mittlere kritische Schubspannung und effektive Schubspannung, Zanke (2001)

Zanke (2001) leitet anhand der Meßergebnisse von u.a. Grass (1970), Nezu und Rodi (1986) einen Wert von $k_{\text{eff}} = 1,38^2$ für stationär-gleichförmige Strömungen im hydraulisch rauhen Bereich ab. Grass (1970) gibt die Schwankungsgröße der Sohlenschubspannung τ' im Verhältnis zur mittleren Sohlenschubspannung mit 0,4 und für den Bewegung auslösenden Fall mit $\tau'_{\text{crit}} = 0,3$ an (Hofland 2001). Nach Cheng und Tang (2004) und Paintal (1971) kann $k_{\text{eff}} = 1,3 - 1,5$ gefolgert werden.

Als weiteren turbulenzbedingten Effekt werden Liftkräfte infolge kohärenter Strukturen der sohlennahen Strömung berücksichtigt, die nach Zanke erheblich bedeutender als die Liftkräfte durch Stromlinienkrümmung bei der Umströmung eines Kornes (dynamischer Auftrieb) sind, weshalb letztere nicht getrennt, sondern als mit eingeschlossen betrachtet werden.

Unter Verwendung der Boussinesq-Hypothese ($u_{*_{\text{rms}}}/u_* = (u_{\text{rms}}/u)_b$; mit b als Index für bed = Sohle) ergibt die Erhöhung der bei der Übertragung der Schubspannung durch Schub und dynamischen Auftrieb angreifenden Kräfte infolge des Schwankungsanteils bei Zanke (2001) nach Umformung:

$$\text{Fr}_{\text{crit}}^* = \tau_{\text{crit}}^* = \tau_{\text{crit, eff}}^* - \tau'_{\text{crit}} = c \cdot \tan\phi / (1 + (u_{\text{rms, crit}}/u)_b)^2 \quad (4.18 ; \text{Zanke-Ansatz})$$

Für den Ausdruck im Nenner wird weiterhin nach Betrachtung des Verlaufes der Gauß-Verteilung für die Auftretenswahrscheinlichkeit großer u_{rms} ein Wert von $k_{\text{eff}} = 1,38^2 = 1,9$ für stationär-gleichförmige Strömungen abgeleitet. Nach Erweiterung der Gleichung 4.18 mit der Liftkraft aufgrund der Einwirkung kohärenter Strukturen, wird die kritische dimensionslose Schubspannung für einen Sohlenbereich zu:

$$Fr^*_{crit} = c \cdot \tan\varphi / [(1 + (u_{rms,crit}/u)_b)^2 \cdot (1 + \sigma_L/\tau_0 \cdot \tan\varphi)] \quad (4.19 ; \text{Ansatz Sohlenbereich})$$

mit: σ_L = Liftspannung am Korn

c = 0,52-0,74 für Kugeln gleicher Größe in dichtester Schüttung, bzw.

c = 0,7 für natürliche Sohlen (Zanke 2001, Luckner 2002)

Zanke zeigt, daß diese Basisgleichung bei Betrachtung eines einzelnen Kornes und Ersetzen des allgemeinen Winkels der inneren Reibung durch den lokalen Winkel φ sowie Verwendung des Kräfteverhältnisses F_L/F_D statt der flächenbezogenen Spannung analog gilt:

$$Fr^*_{crit} = c \cdot \tan\varphi' / [(1 + n \cdot (u_{rms}/u)_b)^2 \cdot (1 + F_L/F_D \cdot \tan\varphi)] \quad (4.20 ; \text{Ansatz Einzelkorn})$$

Während Zanke (2001) einen 2-dimensionalen Ansatz der Kräfte an einem Korn verfolgt, erweitert Luckner (2002) diesen Ansatz auf eine 3-dimensionale Betrachtung der Hebelarme und Winkel auf Grundlage eines Tetraedermodelles (s. Abb. 4.27). Luckner (2002) ermittelt einen funktionalen Zusammenhang zwischen der Exposition E einer Kugel und seinem maßgeblichen Lagerungswinkel φ . Für ebene Tetraeder aus gleich großen Kugeln ergibt sich

$$E = 1,16/10^4 \cdot \varphi^2 - 2,54/10^2 \cdot \varphi + 1,34 \quad (4.21; \text{Exposition } E)$$

Dabei entspricht einem Winkel von $\varphi = 90^\circ$ die vollkommen plane Einbettung ($E = 0$) bzw. einem Winkel von $\varphi = 19,5^\circ$ die maximale Exposition von $E = 0,82$. Für eine gleichverteilte Reihe von Lagerungswinkeln zwischen $19,5^\circ < \varphi < 90^\circ$ ergibt sich eine mittlere Exposition von $\bar{E} = 0,34$. Durch Verwendung von Kugeln als geometrisch handhabbare Körper mit erfaßbaren Lageparametern wird ein 3D-Ansatz für die Momentenbilanz an Sohlenkörpern entwickelt, der dann auf ebene Sohlenbereiche übertragen wird. In zahlreichen Schütt- und Kippversuchen mit optischer Erfassung der statistischen Verteilung der Lageparameter für einen ebenen Sohlenbereich aus Kugeln gleicher Größe in dichtester Schüttung werden weiterhin Verteilungsfunktionen für die Exposition ermittelt. Aus Transportversuchen mit überströmter Sohle konnten auch Verteilungsfunktionen für schiefe Tetraeder ermittelt werden, die durch die Strömung selbst bestimmt wurden.

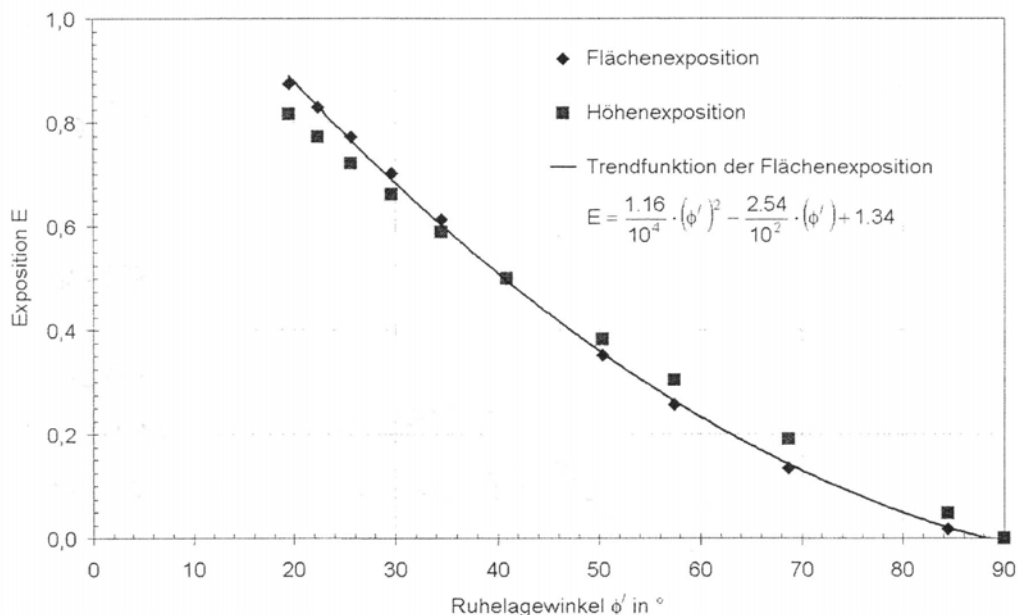
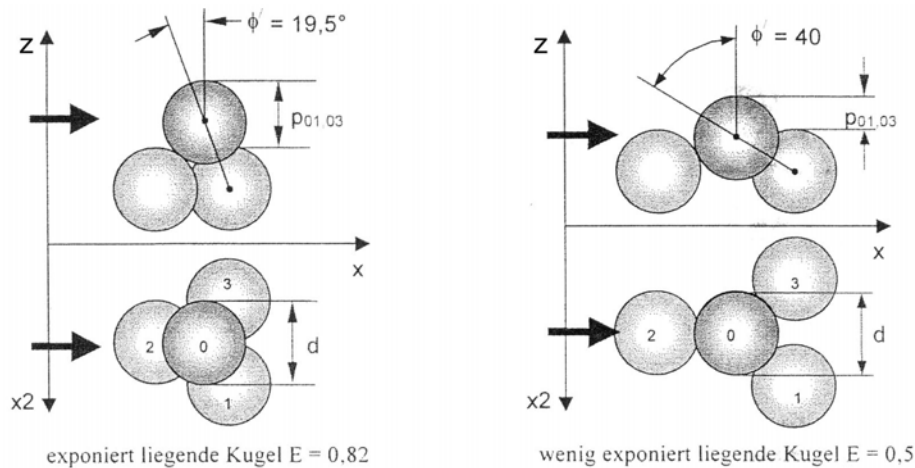


Abb. 4.27 Ebenes Tetraedermodell in Drauf- und Seitenansicht (oben) und Zusammenhang zwischen Lagerungswinkel und Exposition, Luckner (2002)

Abweichend von den Ansätzen nach Zanke (2001) wird von Luckner vorgeschlagen, die beiden unterschiedlichen Mechanismen des dynamischen Auftriebs und des Liftes infolge kohärenter Strukturen in dem Ansatz für die Liftkraft differenziert zu berücksichtigen. An exponiert liegenden Körnern ergibt sich der maßgebende Liftkrafteffekt aus dem dynamischen Auftrieb, während sich an gering exponiert liegenden Körnern der maßgebende Liftkrafteffekt aus der Turbulenz ergibt (Luckner 2002).

$$F_L/F_D = F_{L, \text{dyn}}/F_D + F_{L, \text{turb}}/F_D \quad (4.22 ; \text{Liftkraftansatz})$$

Das Verhältnis von Liftkraft zu Schubkraft F_L/F_D ist in Abhängigkeit von seiner Lagerung stark unterschiedlich für jedes Korn und kann für einen Sohlbereich nicht verallgemeinert in Rechnung gebracht werden. Es hängt neben dem maßgeblichem Parameter der Exposition (seiner Lage in der Nachbarschaft der umliegenden Körner) von der Strömungssituation ab. Das bedeutet, daß sich für jedes einzelne Korn das Verhältnis von F_L/F_D erheblich ändert, je nachdem wie weit das Rauheitselement in die Strömung hineinragt und sich demzufolge die (mit den sich verändernden Ablösevorgängen verbundenen) Auftriebs- und Schubkräfte und deren Schwankungswerte in weiten Grenzen verschieben.

- Coleman (1967) konnte anhand zahlreicher Versuche mit exponierter Kugel ($E = 0,82$) die Abhängigkeit des Kräfteverhältnisses F_L/F_D von der Korn-Reynoldszahl belegen.
- Fenton und Abbott (1977) zeigten den erheblichen Einfluß der Exposition des Kornes auf seinen für die Destabilisierung kritischen Schubspannungswert und damit indirekt auf die wirkenden Kräfteverhältnisse.
- Der direkte Zusammenhang zwischen Exposition und dem Kräfteverhältnis F_L/F_D wurde u.a. von Jüpner (1993) nachgewiesen.

Diaz-Onofre (2002) postuliert aufgrund einer Analyse der Momentenbilanz unter Einbeziehung einer minimalen hydrodynamischen Krafteinwirkung, die zur Destabilisierung erforderlich ist, und der Überprüfung anhand verschiedener Versuchsdaten sogar eine direkte Abhängigkeit des Kräfteverhältnisses ausschließlich von dem Lagerungswinkel.

$$F_L/F_D = \tan \varphi' \quad (4.23 ; \text{Diaz-Onofre-Ansatz})$$

In zahlreichen Untersuchungen über das Kräfteverhältnis F_L/F_D werden die unterschiedlichen räumlichen und Strömungsrandbedingungen nicht differenziert berücksichtigt, sondern es wird nach allgemeinen mittleren Werten (vgl. Kap. 4.2 Chepil (1959): Parameter N und T) gesucht, die dann Eingang in die vielfältigen Kräftebilanzen finden. Häufig wird zwar nach Zusammenstellung von Literaturwerten für F_L/F_D , die die Randbedingungen der einzelnen Untersuchungen durchaus enthalten, eine große Streubreite zwischen 0,1 und 4,5 festgestellt, aber je nach Bedarf der Wert ausgewählt, der die jeweilig aufgestellte Kräftebilanz dem Verlauf des kritischen Shields-Parameters am Nächsten bringt.

Es bleibt festzuhalten, daß bei den analytischen Modellansätzen zum Bewegungsbeginn der Ansatz eines allgemeinen mittleren Kräfteverhältnisses für einen ganzen Sohlenbereich zu einer unphysikalischen Abbildung der räumlich-zeitlich variablen sohlennahen Vorgänge führen muß. Es ist unzutreffend, die höchst unterschiedlichen und in ihrer Auswirkung stark abweichenden Kräfte (wie den dynamischen Auftrieb und den Lift infolge kohärenter Strukturen) zusammenzufassen und einzeln oder in Summe mit einem mehr oder weniger beliebigen (aus dem oben diskutierten weitem Spektrum der Literatur ausgewählten) Wert zu beaufschlagen, der nur für spezielle Randbedingungen angewendet werden kann.

Dennoch wird bei den Ansätzen zum Bewegungsbeginn in der Regel das Verhältnis von F_L/F_D unabhängig von der Lagerung des Kornes angesetzt und dann der Lagerungsparameter im Einzelfall zielführend angepasst. Obwohl die Erfassung der räumlich-zeitlichen Variabilität gegenüber früheren pauschalen Ansätzen von Parametern wie bei Chepil (1959), durch die Betrachtung der statistischen Verteilungen verbessert wurde, bilden probabilistisch abstrahierte oder empirisch gestützte Modelle die räumlich-zeitliche Variabilität unzureichend ab. Einerseits stellt z.B. die Annahme einer mittleren Exposition von ca. 0,2 bis 0,4 (s. Zanke, Luckner) eine deutliche Verbesserung gegenüber Chepil's Faktor N dar.

Auf der anderen Seite verwendet Zanke (2001) auf der Grundlage von analytischen Betrachtungen von Dittrich et al. (1996) für die Übertragung der Kräfteverhältnisse an einem Einzelkorn auf einen ebenen Sohlenbereich ein Verhältnis von $F_L/F_D = 2,5$, das infolge der turbulenten Druckschwankungen auf die gesamte Sohle wirkt, jedoch nur für überwiegend eingebettete Körner zutreffend ist. Dieser Kräfteansatz wird durch die Festlegung des Lagerungswinkels auf 20° gerade auf relativ stark exponierte Körner angewendet, für die ein solch hohes Kräfteverhältnis unrealistisch ist.

Auch der Ansatz von Luckner (2002), der die Lagerungsbedingungen durch eine Verteilungsfunktion berücksichtigt und zwischen dem Lift infolge dynamischen Auftriebs und dem Lift infolge kohärenter Strukturen differenziert, nähert den Shields-typischen Verlauf entsprechend den Untersuchungen von F_L/F_D nach Dittrich et al. (1996) möglichst genau an (vgl. Kap. 4.3, Abb. 4.19).

Die Kenntnis der Verteilungsfunktionen der Lageparameter, die Luckner nicht nur für den einfachen Fall der ebenen Tetraeder aus gleichgroßen Kugeln sondern auch für schiefe Tetraeder entwickelt, schafft eine Ansatzmöglichkeit, um der jeweiligen räumlichen Variabilität einer Sohle die entsprechende Variabilität von zutreffenden Konstellationen der angreifenden Kräfte in gewichteter Staffelung zuzurechnen.

Auf Grundlage der hochauflösenden Erfassung der Sohlenstruktur und statistischer Auswertung kann ein Sohlenbereich in Klassen mit bestimmten Lagerungsbedingungen eingeteilt werden, denen entsprechend der ermittelten statistischen Verteilungen bestimmte Häufigkeiten von Körnern zugeordnet werden. Für jede dieser Klassen muß die analytische Berechnung des kritischen Wertes für den Bewegungsbeginn entsprechend der zugehörigen Lagerungs- und Anströmungsbedingungen ermittelt werden.

So kann bei ausreichender Diskretisierung der Klassen eine weitaus präzisere Vorhersage für den Sedimenttransport getroffen werden, als wenn nur eine einzige Berechnung für den mittleren Korn- bzw. Lagerungsparameter und eine mittlere Strömungsrandbedingung unternommen wird.

Durch die Fortschritte bei der videometrischen bzw. fotografischen Auswertung von Sohlaufnahmen oder Laserscan-Verfahren können inzwischen Sohlenbereiche detailliert („discrete particle modelling“ Mc Ewan und Heald 2001) oder statistisch durch eine Verteilungsfunktion oder die Standardabweichung von Sohlerhebungen und Lagerungsbedingungen erfaßt und beschrieben werden (Aberle 2000, Smart et al. 2004, vgl. Kap. 8 und 9).

Die Einbeziehung sowohl der Verteilungskurven zum Strömungsangriff als auch des Strömungswiderstandes entsprechen dem Ansatz von Grass (1970) zur Bestimmung des Bewegungsbeginnes und des Sedimenttransportes.

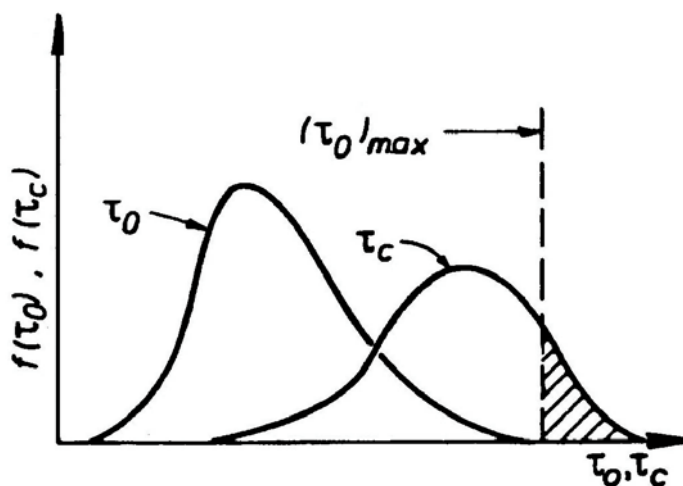


Abb. 4.28 Verteilungsfunktionen für den Strömungsangriff und -widerstand, Grass (1970)

Es existieren verschiedene Ansätze die Wechselwirkung zwischen Strömungsangriff und Strömungswiderstand durch Verteilungsfunktionen abzubilden. Dabei kann nach probabilistischen Ansätzen und deterministisch/empirischen Ansätzen unterschieden werden.

Der probabilistische Charakter kommt beispielsweise in einer Wahrscheinlichkeitsverteilung der auf die Sohle wirkenden Schubspannungen zum Ausdruck (Einstein 1950, Paintal 1971, Raudkivi 1982, Sun und Donahue 2000). Verschiedene Verfahren befinden sich noch in Entwicklung (z.B. Wu et al. 2004) und es besteht hiermit bislang wenig Erfahrung (Kroekenstoel und van Velzen 2003, Kleinhaus 2002).

Dagegen sind zahlreiche empirische Ansätze zum Transport von Sedimentmischungen bereits im Einsatz (Meyer-Peter und Müller 1948, Egiazaroff 1965, Parker et al. 1982, 1990, Hunziker 1995, Wilcock 2001). Die Wechselwirkung zwischen Strömungsangriff und Strömungswiderstand wird dabei durch deterministisch entwickelte Korrekturfunktionen (hiding and exposure) zur Berücksichtigung der räumlichen Variabilität abgebildet.

Die verbreitetste Form der Modelle geht auf die MPM-Formel (Meyer-Peter/Müller 1948) zurück.

$$\Phi_{b,i} = p_i \cdot a \cdot (\mu \cdot Fr_{D,crit}^* - Fr_{D,crit}^*)^b \quad (4.24; \text{Transport pro Fraktion})$$

mit: p_i = prozentualer Anteil der Sohlenelemente der Fraktion i

$Fr_{D,crit}^*$ = der dimensionslose kritische Shields-Wert als Funktion von D

Fr_D = der dimensionslose Shields-Wert als Funktion von D

Die Parameter a und b stellen generelle Möglichkeiten der Kalibrierung dar, um die Transportrate bzw. die Geschwindigkeit des in Bewegung geratenen transportierten Materiales an vorhandene Daten anzupassen. Daneben gibt es zahlreiche Varianten des Formel-Aufbaus, der Korrekturfunktionen und des Ripple-Faktors μ zur Berücksichtigung der Rauheitswirkung von Transportkörpern.

Die „hiding und exposure“-Korrektur wird an unterschiedlichen Stellen, meist am kritischen Shields-Parameter bzw. der kritischen Schubspannung oder am gesamten Schubspannungsterm vorgenommen (Parker 1990, Profitt und Sutherland 1983, Egiazaroff 1965, Ashida und Michue 1973, Wilcock 2001, Hunziker 1995, Wu et al. 2000).

Bei allen Modellen für den fraktionierten Transport ergibt sich der dimensionslose Sedimenttransport aus der Summe der berechneten Transporte $\Phi_{b,i}$ für die jeweilige Fraktion i .

$$\Phi_b = \sum \Phi_{b,i} \quad (4.25; \text{Gesamttransport})$$

Für die Beschreibung des vertikalen Austausches der in diesen Modellen einzeln berechneten Sedimentfraktionen (fraktionierte Transportmodelle) zwischen dem transportierten Material und der Sohle einerseits und den verschiedenen Schichten in der Sohle andererseits werden von Ein- und Mehr- Schichtenkonzepten Gebrauch gemacht (Hirano 1971, Ribberink 1987).

Durch den stark empirischen Charakter sind die jeweiligen Modellkonzepte jedoch nicht speziell für die lokalen Gegebenheiten der Anwendungsgebiete geeignet und müssen immer neu kalibriert werden. Dabei besteht eine erhebliche Unsicherheit, welche Parameter zur Kalibrierung verwendet werden können und inwiefern die Anwendungsgrenzen der verschiedenen Modelle beschränkt sind. Auf Basis von Meßdaten einer großen Anzahl von Laborexperimenten wurde eine vergleichende Studie (van der Scheer et al. 2002) von Transportformeln für den fraktionierten Transport durchgeführt. Das Ergebnis zeigt, daß mit den untersuchten Formeln die Größe und Zusammensetzung des Transports nur mit einer begrenzten Genauigkeit vorherzusagen ist. Vor allem im Bereich geringer Schubspannungen (weak transport), in dem die fraktionierten Sedimenttransportprozesse gerade sehr wichtig sind, erbringen die Formeln relativ schlechte Ergebnisse.

In weiteren Fallstudien zur Modellierung der beiden Versuche nach Günter (1971) und Ribberink (1987) zeigte sich, daß in den verwendeten Berechnungsansätzen das feine Material in der Regel zu früh aus der Sohle „ausgewaschen“ wurde, was zu einer zu raschen Vergröberung der Deckschichten führte. Viele fraktionierte Prozesse werden noch unzureichend erfaßt und es bestehen noch enorme Wissenslücken; beispielsweise die Wechselwirkung zwischen der Wasserbewegung und den Sedimentkörnern bzw. der Sedimentkörner untereinander betreffend. Da die gängigen Modellkonzepte noch immer einen weitgehend empirischen Charakter haben, sind detaillierte Prozeßuntersuchungen wünschenswert (Kroekenstoel und van Velzen 2003).

5 Kennzahlen

Bei der Betrachtung der Wechselwirkungen zwischen Oberflächen- und Bodenwasserströmung bzw. der Gewässersohle spielen eine Vielzahl von dimensionslosen Kennzahlen eine Rolle. Die nachstehende Abbildung ordnet die verwendeten Kennzahlen im Übergangsbereich zwischen Oberflächenströmung und Sohle räumlich zu (siehe auch Kap. 2).

Re (Reynoldszahl) – Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskraft / Re_f – (Filter-Reynoldszahl)

Fr (Froudezahl) – Verhältnis von Trägheitskraft zu Schwerkraft

Sr (Strouhalzahl) – Veränderlichkeit der Strömung in Bezug zur mittleren Bewegung

Eu (Eulerzahl) – Verhältnis von Druckkraft zu Trägheitskraft

Pe (Pecletzahl) – Verhältnis von Konvektion zu Dispersion

h/k_s (bzw. h/z_R) – relative Überdeckung

I_{Energie} – Energiegefälle / $I_{\text{Proze\beta}}$ – Proze\betagefälle

c_D bzw. c_L - Verhältnis von Widerstandskraft bzw. Auftriebskraft zu Trägheitskraft

λ_f und λ_R - Verhältnis von Reibungskraft zu Trägheitskraft / n - Porenzahl

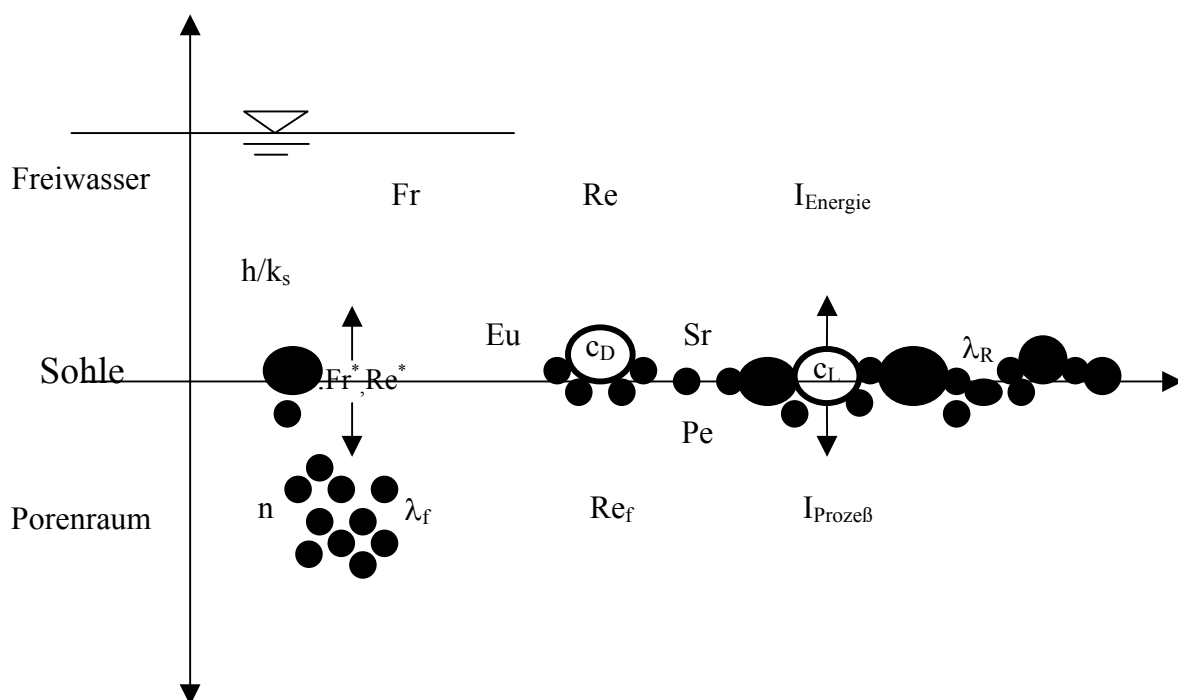


Abb. 5.1: Räumliche Zuordnung der Kennzahlen im Übergangsbereich der Sohle

In Bezug auf die Phänomene der hydraulischen Austauschprozesse werden die Kennzahlen als Einflußgrößen auf die Oberflächenströmung bzw. auf die Bodenwasserströmung genannt. Die hydraulischen Austauschströmungen sind eng mit dem Fließverhalten bzw. den Fließwiderständen des Oberflächenwassers und der Bodenwasserströmung gekoppelt.

Die **Oberflächenwasserströmung** in natürlichen Gerinnen ist durch die Überlagerung der drei Widerstandsarten gekennzeichnet:

- Oberflächenwiderstände: kohärente, turbulente Strukturen über glatter und rauher Sohle, die Rauheiten sind flächig verteilt und wesentlich kleiner als die Fließtiefe h , Kennzahlen h/k_s (bzw. h/z_R), $Re = u_m \cdot 4h/\nu$ (lam/turb), $Re_* = u_* \cdot k/\nu$ (glatt/rauh)
- Formwiderstände: Ablösungen von Einzelkörpern mit typischer Abmessung D und Frequenz f , auch Ablösungsüberlagerungen, Kennzahlen $Sr = f \cdot D/u_a$ (Strouhalzahl), Re
- Systemwiderstände: Gravitationseffekte in Freispiegelgerinnen, Kennzahl $Fr^2 = u_m^2/g \cdot h$

Die **Bodenwasserströmung** unterliegt allen hinreichend bekannten Einflüssen aus hydraulischer Leitfähigkeit, Porenraumverteilung und Dispersion in räumlicher und zeitlicher Variabilität (z.B. Anisotropie und Heterogenität der Leitfähigkeit, s. Bear 1979).

Die Kennzahl Pe (Peclet-Zahl) als Maß für das Verhältnis von Konvektion zu Dispersion wird umso größer je geringer die Bedeutung der Dispersion ist.

- Der konvektive Transport im Filter ist durch die Fließgeschwindigkeit des Wassers beschreibbar, er steigt mit dem Korndurchmesser des durchströmten Volumens und dem hydraulischen Gradienten und nimmt mit zunehmendem Fließweg ab.
- Der dispersive Transport ist durch die Dispersivität (steigt auch mit der Korngröße) beschreibbar.

Den konvektiven Austauschprozessen zwischen Oberflächen- und Bodenwasserströmung ist die Gesamtdispersion als Kombination von Diffusion und Dispersion überlagert. Für die betrachteten kleinräumlichen Austauschvorgänge haben erste qualitative Laborversuche mit kiesigem Sediment gezeigt, daß die Gesamtdispersion aufgrund der geringen Fließwege und Fließzeiten eine untergeordnete Rolle spielt. Als Antrieb für die hydraulischen Austauschströmungen stellen das großskalige Potentialgefälle (I_{Energie} meist Wasserspiegelgefälle) und das jeweils skalenabhängige Prozeßgefälle ($I_{\text{Prozeß}}$) dimensionslose Einflußgrößen dar (siehe auch Kap. 3.2 und Kap. 7).

Mit Hilfe des Prinzips der Dimensionsanalyse lassen sich Einflußgrößen auf ein zu untersuchendes Phänomen strukturieren und in Kennzahlen zusammenfassen. Das grundlegende Prinzip basiert darauf, daß Gleichungen, die auf den Gesetzen der Physik beruhen, dimensionsrein sind, d.h. auf beiden Seiten der Gleichung müssen die Dimensionen identisch sein. Grunddimensionen mechanischer Systeme sind Länge L, Zeit T und Masse M.

Die Phänomene der Krafteinwirkung auf eine Kugel werden zunächst für die Schubkraft bzw. deren Widerstandskraft F_D formuliert und dann durch schrittweise Erweiterung um weitere Einflußparameter in dimensionsloser Form entwickelt.

Im Falle des Strömungswiderstandes F_D einer symmetrisch angeströmten Kugel sind als Einflußgrößen die Anströmgeschwindigkeit u_a , die Viskosität ν , die Fluidichte ρ_w und der Kugeldurchmesser D zu erwarten.

$$F_D = \text{fct}(u_a; \nu; \rho_w; D) \quad (5.1; \text{Einflußgrößen Sohlenwiderstand})$$

Nach Umformung kann dieser Zusammenhang in dimensionsloser Form mit

$$F_D / (\rho_w \cdot u_a^2 \cdot D^2) = \text{fct}(u_a \cdot D / \nu) \quad (5.2; \text{Dimensionslose Formulierung})$$

auch als die auf das Korn bezogene Reynoldszahl Re (Korngröße als charakteristische Länge) beschrieben werden. Für den Widerstand einer Kugel im Porenraum ergibt sich entsprechend eine Abhängigkeit von der Filter-Reynoldszahl Re_f (Filtergeschwindigkeit als charakteristische Geschwindigkeit).

Der Strömungswiderstand einer in die Sohle mehr oder weniger eingebetteten Kugel wird i.d.R. in Abhängigkeit von der Korn-Reynoldszahl Re^* (Schubspannungsgeschwindigkeit als charakteristische Geschwindigkeit) betrachtet.

Hieraus wird deutlich, dass im Unterschied zu der axialsymmetrischen Anströmung eines Widerstandes die asymmetrische Anströmung einer Kugel in Sohlennähe berücksichtigt wird. Die sohlennahe Geschwindigkeitsverteilung steht in unmittelbarem Zusammenhang mit der Sohlenschubspannung; Die Schubspannungsgeschwindigkeit u^* ist abhängig von dem Geschwindigkeitsgradienten der sohlennahen Strömung.

Analog zu der Schub- bzw. Widerstandskraft F_D kann auch die Wirkung der zeitlich mittleren Liftkraft (dynamischer Auftrieb F_L) auf eine Kugel an der Sohle dargestellt werden, wenn sich bei entsprechender Definition die beiden Kräfte F_L und F_D nur durch die dimensionslosen Beiwerte c_L und c_D (jeweils $\text{fct}(\text{Re}^*)$) unterscheiden (s. Kap. 8.1).

Um den Einfluß aller auf eine mehr oder weniger in der Sohle eingebetteten Kugel einwirkenden Kräfte zusammenfassen zu können, bietet sich die Verwendung des Geschwindigkeitsverteilungs-Modelles von Bezzola (2002) an:

Zum Einen werden in dem Sammelparameter z_R (Mächtigkeit der Rauheitsschicht) sämtliche Einflußgrößen der Sohlenstruktur (wie Rauheitsdichte, Kornform, Standardabweichung der Sohlenerhebungen) physikalisch faßbarer vereinigt als beispielsweise in der äquivalenten Sandrauheit k_s (Für große relative Fließtiefen nähern sich z_R und k_s einander an).

Andererseits wird der Einfluß der turbulenten Schubspannung τ_t explizit behandelt und durch einen einfachen Zusammenhang abgebildet (vgl. Gl. 5.3: Der Parameter c_R hängt wiederum unmittelbar von z_R/h bzw. von der relativen Überdeckung h/z_R ab). Die turbulente Schubspannung bzw. die Turbulenzintensität, die nach Bezzola in direktem Zusammenhang zueinander stehen (s. Kap. 2.1.4), spielen eine wichtige Rolle bei der Frage des Bewegungsbeginnes bzw. der einwirkenden Kräfte auf ein Sohlenelement. Die Parametrisierung dieser Größen beinhaltet auch die Charakterisierung der sohlennahen Geschwindigkeitsverteilung mit der oben beschriebenen Bedeutung für die Kräfte F_D und F_L .

$$c_R^2 = \tau_t/\tau_0 = - \overline{u'w'}/u_*'^2 = \text{fct}(h/z_R) \quad (5.3; \text{Dämpfungsfaktor})$$

Die turbulenzbedingten Druckschwankungen an der Sohle hängen von der Schubspannungs- und von der Rauheitsgröße ab (vgl. Kap. 4.2.1). Die hieraus resultierenden Anteile aus kurzzeitig wirksamen Liftkräften, die sich aus der Integration der turbulenzinduzierten Druckgradienten über das Kugelvolumen ergeben, hängen somit von dem Parameter $c_R = \text{fct}(h/z_R)$ und vom Kugeldurchmesser D ab.

Die Berücksichtigung der Gewichtskraft erfolgt durch die zusätzlichen Einflußgrößen der Sedimentdichte ρ_s und der Erdbeschleunigung g .

Zusammenfassend läßt sich der bekannte integrale Parameter (dimensionsloser Shields-Wert) für das Zusammenwirken aller Kräfte auf eine Kugel in Abhängigkeit von der Korn-Reynoldszahl und c_R (bzw. von der relativen Überdeckung h/z_R) abbilden.

$$Fr^* = (\bar{\tau}_0 / (\rho_s - \rho) \cdot g \cdot D) = \text{fct}(Re^*; c_R) = \text{fct}(Re^*; h/z_R) \quad (5.5; \text{Korn-Froudezahl})$$

Hieraus folgt für die Untersuchung des kritischen Wertes für den Bewegungsbeginn die Berücksichtigung der relativen Überdeckung, die nach Bezzola (2002) einen maßgeblichen Einfluß auf die Turbulenzintensität und auf die turbulenten Schubspannungen hat.

Für die Darstellung des kritischen Shields-Wertes Fr^*_{crit} muß ggf. als weiterer Faktor k_{eff} beachtet werden, welcher die Schwankung der Schubspannung über die Zeit berücksichtigt und damit die effektiven Krafteinwirkungen auf ein Sohlenelement (vgl. Kap. 4.3). Für die meisten natürlichen Strömungen kann ein konstantes Verhältnis zwischen zeitlich mittlerer Schubspannung und kurzzeitig erhöhter Schubspannung angenommen und durch k_{eff} beschrieben werden. Für spezielle Fragestellungen bei Strömungssituationen mit zeitweise oder lokal erhöhter Turbulenzintensität ist k_{eff} jedoch keine Konstante mehr.

Prinzipiell ist ein solcher Faktor für die Betrachtung speziell der turbulenten Schubspannung statt der Sohlenschubspannung geeignet. Andererseits liegen für die Analyse des Bewegungsbeginnes bzw. des Sedimenttransportes eine Fülle von Daten vor, die nach der Dimensionsanalyse von Shields die experimentell leicht zu bestimmenden integralen Parameter Sohlenschubspannung und mittlerer Korndurchmesser verwenden. Die Ermittlung der relativen Überdeckung (und damit von c_R bzw. der turbulenten Schubspannung nach dem Konzept von Bezzola) ist in den meisten Fällen nicht möglich oder aufwendig, da hierzu die Mächtigkeit der Rauheitsschicht durch Messungen des Geschwindigkeitsfeldes benötigt wird.

Die Vorteile des Konzeptes von Shields werden durch eine fraktionierte Betrachtung des Sedimenttransportes ergänzt und können somit bereits für die Anwendung auf Korngemische verbessert werden. Es ist denkbar, daß durch die Berücksichtigung der Turbulenzintensität und deren Abhängigkeit von der relativen Überdeckung die Streubreite in den zahlreichen Untersuchungsergebnissen zum Bewegungsbeginn zum Teil erklärt werden kann. Neben der Korn-Reynoldszahl kommt damit auch die relative Überdeckung bzw. der Parameter c_R nach Bezzola (2002) als Kennzahl für den Sedimenttransport in Frage.

6 Experimentelle Untersuchungen

6.1 Tiefenorientierte Untersuchungen der kleinskaligen Austauschprozesse

Die experimentellen Untersuchungen zum Einfluß der Oberflächenströmung auf die Gewässersohle beziehungsweise auf den Porenraum waren zunächst darauf ausgelegt, das Prozeßverständnis der kleinskaligen sohlennahen Strömungsprozesse zu erweitern. Im Vordergrund stand dabei eine tiefenorientierte Betrachtung der Austauschprozesse zwischen dem Oberflächenwasser und der Porenraumströmung. Aus Sicht der ökosystemaren Betrachtung des Interstitialbereiches sollten die hydraulischen Randbedingungen für die Stoffwechselprozesse beziehungsweise für den Lebensraum des Interstitiales geklärt werden. Die verschiedenartigen Austauschströmungen zwischen Oberflächenwasser und Porenwasser sollten hinsichtlich Strömungsgeschwindigkeit bzw. Durchfluß und Reichweite der Austauschströmungen im Porenkörper untersucht werden. Dabei galt es grundlegend die makro- und mesoskaligen Austauschströmungen, die in Kapitel 3 behandelt wurden, von den kleinskaligen Austauschprozessen des obersten Interstitialbereiches zu trennen.

In Naturuntersuchungen sind die kleinskaligen Austauschmuster generell durch größerskalige Muster überprägt, die aus seitlichen Grundwasserzu- bzw. -abflüssen oder durch Gefällekonzentrationen in Längsrichtung an Sohlformen resultieren. Aus diesem Grund wurden die Versuche zur Identifizierung der kleinskaligen Austauschmuster in Laborrinnen mit Überströmung ebener Sohlen mit etwa 20 cm tiefe Porenkörper durchgeführt.

6.1.1 Austauschmuster ebener Sohlen

Am Institut für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik (IWK) der Universität Karlsruhe wurden von 1999 bis 2002 Experimente im Theodor-Rehbock-Flußbaulaboratorium in einer 13,2 m langen, kippbaren Rechteckrinne durchgeführt. Die Rinne hat die Breite 0,3 m, eine maximale Fließtiefe von 0,5 m und ist ca. 2,5 % neigbar. Die Seitenwände bestehen, bis auf einen 2 m langen Beobachtungsbereich mit Glaseinsätzen, aus Stahl. Das Wasser, dessen Durchfluß mittels Schieber kontrolliert und mit einem magnetisch-induktiven Durchflußmesser bestimmt wird, fließt über einen strömungsgünstig gestalteten Zulaufbereich in die Rinne ein. Mit Hilfe eines in der Höhe verstellbaren Schützes im Auslaufbereich der Rinne wird der Wasserstand gesteuert, so daß die Versuche mit Normalabfluß gefahren werden können. In der folgenden Abbildung ist der Versuchsstand mit Regelorganen und Meßeinrichtungen dargestellt:

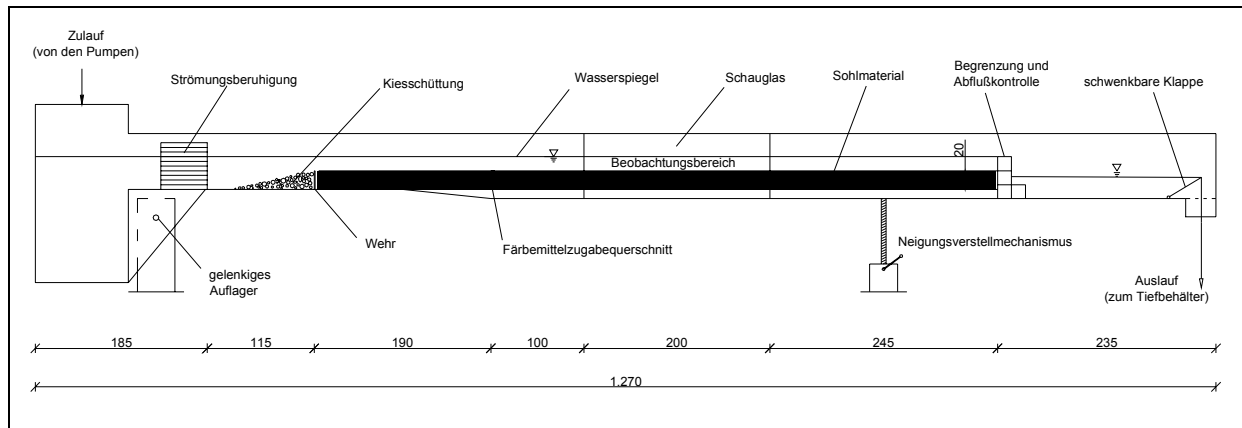


Abb. 6.1 Versuchsaufbau Experimente zum hydr. Austausch; Seitenansicht Kipprinne

In die ca. 12 m lange Versuchsrinne mit Rechteckquerschnitt wurde zunächst Quarzsand der Körnung 3 - 4 mm als Porenwasserleiter in lockerer Schüttung eingebracht, mit einer einlagigen Kiesschicht der Rauheit 1 - 3 cm abgedeckt und in den Versuchen mit Fließtiefen von 3 - 12 cm überströmt. Das Porenwasser des 20 cm hohen Interstitialkörpers wurde zunächst mit Kaliumpermanganat als Tracer eingefärbt, um mögliche Austauschströmungen zwischen dem farblosen Oberflächenwasser und dem rot eingefärbtem Porenwasser erkennen zu können. Der Färbemittelzugabequerschnitt wurde in den Porenraum unter einer undurchlässigen Sohlbedeckung eingebaut und in 1 m Abstand zum Meßbereich gewählt, damit sich der Tracer vor Eintritt in den Beobachtungsbereich gleichmäßig im Porenraum verteilen konnte. In den Seitenwänden der Rinne befinden sich, in diesem Beobachtungsraum von 2 m Länge, Glasscheiben, die der Visualisierung der Porenwasserströmung dienen. Ab dort kann das Oberflächenwasser in das Interstitial eindringen beziehungsweise das eingefärbte Porenwasser aus der Sohle austreten.

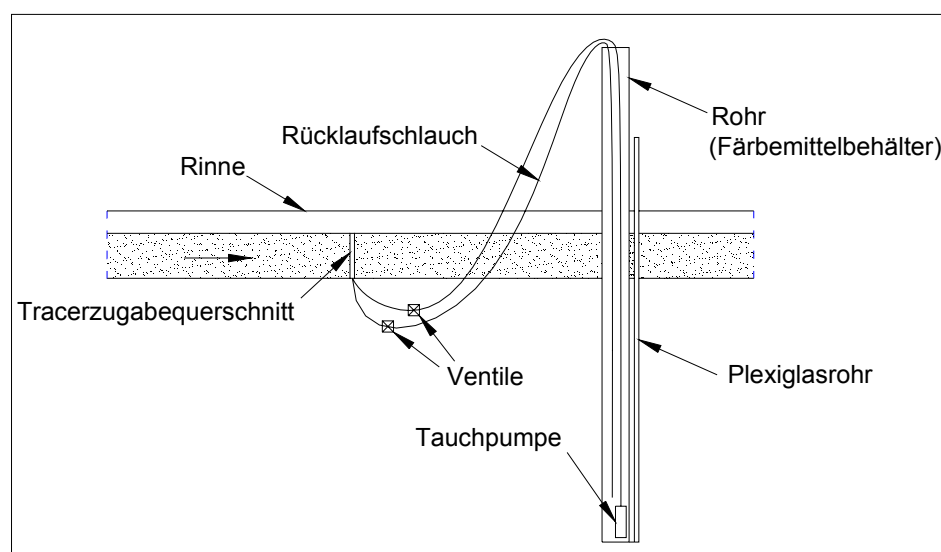


Abb. 6.2 Detail Färbemittelzugabe; Seitenansicht Längsschnitt

In der nebenstehenden Draufsicht auf die von links nach rechts (Pfeile) überströmte Sohle ist deutlich zu erkennen, daß das dunkel gefärbte Porenwasser unmittelbar hinter den größeren exponierten Formwiderständen in aufwärts gerichteter Strömung aus dem Porenraum austritt. Diese Beobachtung ist im Einklang mit den in Kapitel 3 genannten Untersuchungen von Hüttel 1996, Elliott und Brooks 1997, Hutchinson und Webster 1998 und veranschaulicht die Heterogenität oder Fleckenhaftigkeit der kleinräumlichen Austauschmuster bei Strömungen über ebenen Sohlen. In Abwesenheit von größerskaligen Gradienten bzw. Austauschströmungen tragen exponierte Formwiderstände den wesentlichen Anteil zum Austausch zwischen Oberflächen- und Porenwasser bei. Eine Rauheitsstruktur, die einen erhöhten Wechsel von Strömungsschatten und -stau begünstigt, kann dementsprechend gegenüber vergleichmässiger ebener Sohle eine Erhöhung an Austauschströmungen zwischen dem oberen Interstitialbereich und der sohlennahen Oberflächenströmung bewirken (Hutchinson und Webster 1998). Als integrales flächenbezogenes Maß kann ein Rauheitsmaß im hydraulischen Sinne oder die Standardabweichung der Sohlenerhebung gelten.

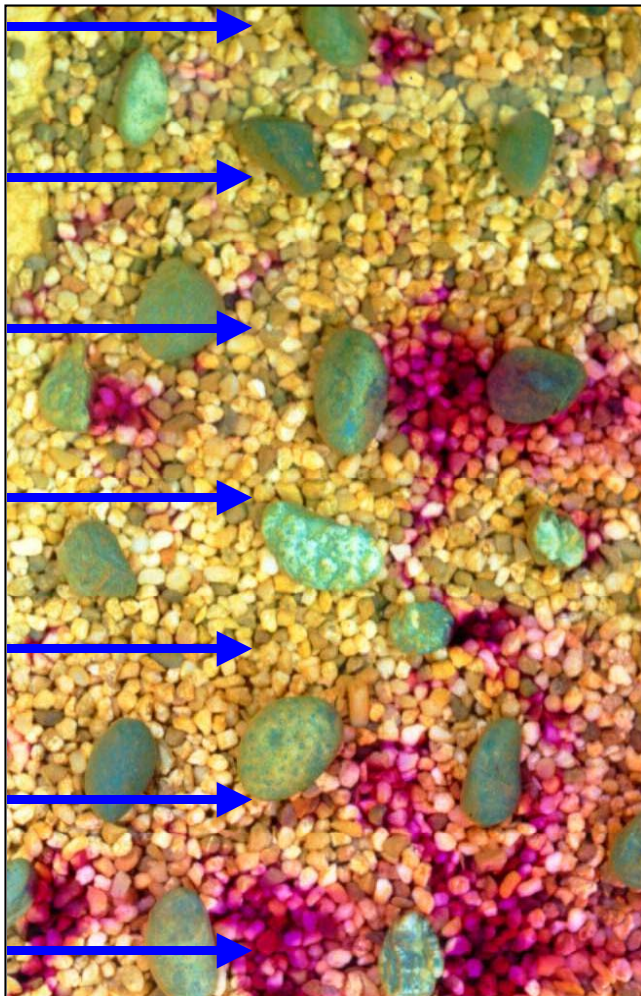


Abb. 6.3 Draufsicht auf die Rinnensohle

Einkornmaterial wurde zunächst gewählt, um die Versuche mit einem idealisierten Filterkörper durchführen zu können und um Einflüsse durch Inhomogenität oder Anisotropie im Porenraum zu vermeiden. Bei den Versuchen wurde darauf geachtet, daß das Sediment nicht in Bewegung kommt, und daraus entstehende unerwünschte Umlagerungen der Körner sowie eine nachträgliche Verdichtung vermieden werden.

Die Versuche wurden stationär durchgeführt. In Abhängigkeit vom Strömungszustand der fließenden Welle wurde das Eindringen des frei fließenden Wassers in den Porenraum untersucht. Es wurden zahlreiche Einzelversuche durchgeführt, deren Auswertung hauptsächlich über die direkte Visualisierung der Porenwasserströmung an den Glasscheiben der Versuchsrinne erfolgte. Als hydraulisch wirksame Parameter wurden dabei die Fließtiefe, die relative Überdeckung, das Gefälle und die Oberflächenrauheit der Sohle untersucht.

Als Tracer wurde in allen Versuchen Kaliumpermanganat (KMnO_4) verwendet. Die am Schauglas sichtbare Grenze (Interface) zwischen infiltriertem Oberflächenwasser und gefärbtem Porenwasser wurde auf Folien abgepaust. Später wurden die Interfacekurven digitalisiert und durch qualitative Vergleiche am Computer ausgewertet. Zunächst wurde der Einfluß der Fließtiefe des Oberflächenabflusses und somit der relativen Überdeckung der Sohlrauheit untersucht. Dabei wurde festgestellt, daß die Interfacekurven bei konstantem Gefälle und variierender relativ geringer Fließtiefe nahezu identisch verliefen. Im nächsten Schritt wurde das Gefälle variiert, mit dem Ergebnis, daß sich die Austauschmuster großräumlich änderten.

Zusammenfassend können die ersten meist qualitativen Versuche dahingehend bewertet werden, daß hiermit ein Prozeßverständnis zu hydraulischen Austauschvorgängen gewonnen wurde, beziehungsweise die in Kapitel 3 beschriebenen bestehenden Erkenntnisse zu den gröberskaligen Austauschmechanismen sowie dem Austauschprozeß an Formwiderständen experimentell nachvollzogen werden konnten. Da demnach die Rauheit maßgeblichen Einfluß auf die zu untersuchenden Austauschvorgänge hatte, wurden weitere Versuchsreihen mit größerer Körnung (22,4 bis 31,5 mm) durchgeführt.

In späteren Versuchsreihen wurde mit einer Sedimentmischung gearbeitet, die in etwa der Zusammensetzung der Sohle im Bereich der Lahn entsprach, welcher durch Feldversuche im Rahmen des interdisziplinären DFG-Projektes hinsichtlich großskaliger Austauschströmungen untersucht wurde. Der Bereich der relativen Überdeckung und der Gefällebereich wurden ebenfalls entsprechend der Naturverhältnisse gewählt, die für das Untersuchungsgebiet typisch sind, um eine Übertragbarkeit der Laboruntersuchungen zu den hydraulischen Austauschprozessen auf die Untersuchungen im Naturmaßstab zu ermöglichen.

6.1.2 Austausch am Systemwiderstand

Die Betrachtung eines einzelnen Austauschmusters, das sich an einem angeströmten isolierten Formwiderstand ausbildet, kann anschaulich durch die Seitenansicht im Beobachtungsbereich mit Glaswand dargestellt werden (s. Abb. 6.4).



Abb. 6.4 Austauschströmung zwischen Oberflächen- und Bodenwasser; Seitenansicht

Während, die sich über einem Einzelstein ausbildende Wasserspiegeldifferenz, bei geringen Fließtiefen als Potential- oder Druckgradient und damit als Antrieb für den Austauschprozeß sichtbar wird, ist bei ausreichender Überdeckung die Wasserspiegellinie über dem Stein in einigen Zentimetern Höhe ausgeglichen und der entstehende Druckgradient nicht unmittelbar sichtbar. Durch Formwiderstände entstehen Staudruck- und Sogbereiche, und somit hat das sohnnahe Strömungsfeld bzw. die Struktur der Sohle durch die Bildung von kleinräumlichen Druckgradienten einen Einfluß auf das Austauschverhalten der oberen Sedimentschicht mit dem Freiwasser.

Wie in Kapitel 3 beschrieben, werden solche Widerstände mit Beeinflussung des freien Wasserspiegels als Systemwiderstände bezeichnet. Übertragen auf die Mesoskala stellen somit Querstrukturen wie Wehre (vgl. Abb. 6.5), Schwellen, Biberdämme etc. Systemwiderstände dar. Neben den hier betrachteten zeitlich mittleren Potentialgradienten, die sich an Systemwiderständen ausbilden, sind unterstrom solcher Querstrukturen wie Wehre z.B. die instationären turbulenten Druckschwankungen erhöht. Die Untersuchung dieser kurzzeitig

wirksamen Druckgradienten auf die Austauschvorgänge im Lückenraum der Gewässersohle, dessen Bedeutung z.B. für Kieslaicher in diesem Zusammenhang in Kapitel 3 angesprochen wurde, wird im Abschnitt 6.2 vertieft behandelt.



Abb. 6.5 Austauschströmung an einer Querstruktur (als Systemwiderstand wirksam)

Für einen qualitativen Vergleich wurde die Austauschwirkung eines kugelförmigen Sohlenelementes, das abhängig von den Strömungsbedingungen als Formwiderstand oder als Systemwiderstand wirkt, untersucht. Der experimentelle Bereich zur Einstellung der unterschiedlichen Strömungsbedingungen ist durch die kritische Sohlenbelastung begrenzt, da für die Untersuchung der zeitlich mittleren Gradienten und Austauschmuster eine unveränderliche Sohlenkonfiguration notwendig ist.

Der kritische Wert für den Bewegungsbeginn wurde bei einem Rinnengefälle von 2,5% und geringen bis mittleren Durchflüssen noch unterschritten. Bei höheren Durchflüssen beeinflussten zusätzlich Froude-Effekte immer stärker die Experimente, da sich stehende Wellen auch infolge von Rinnenunstetigkeiten einstellten, deren hydraulische Gradienten die Gradienten an den Sohlenwiderständen überlagerten. Für Laborexperimente liegt die Grenze für Froude-Effekte etwa bei $Fr = 0,7$ und der experimentelle Bereich wurde daher generell unter diesem Wert gewählt. Abbildung 6.6 zeigt den Vergleich zwischen den Austauschmustern, die sich an dem kugelförmigen Sohlenelement in Abhängigkeit von den beiden Strömungssituationen ergeben. Es konnte kein signifikanter Unterschied der Austauschströmung (Austauschtiefe/-muster) zwischen dem Fall des völlig von der Strömung überdeckten und nur teilweise überströmten Sohlenelementes festgestellt werden.

Abb. 6.6 a) Formwiderstand ($h/D = 2$)b) Systemwiderstand ($h/D = 1$)

Da die Wellenlänge der Druckstörung unmittelbar im Zusammenhang mit dem Korndurchmesser steht, wird ein möglicher geringer Unterschied der Prozeßgradienten auf die Größe der Anströmgeschwindigkeit zurückzuführen sein. Nach Bayazit (1982) ergibt sich eine zu berücksichtigende meßbare Reduktion der mittleren sohlennahen Geschwindigkeit mit abnehmender relativer Überdeckung. Die qualitativen experimentellen Beobachtungen legen andererseits nahe, daß sich die für Formwiderstände bestimmbar Beziehungen auch mit guter Näherung auf Systemwiderstände übertragen lassen.

6.1.3 Austausch am Formwiderstand

Die Dreidimensionalität der Austauschmuster kann durch verschiedene Blickwinkel auf die Rinnenversuchsanordnung mit Hilfe der Tracer-Technik veranschaulicht werden. Durch die Zugabe von Farbmittel wird das Strömungsmuster der Porenwasserströmung unter einem Formwiderstand sichtbar gemacht. Der von klarem Oberflächenwasser durchflossene Bereich ist zunächst in der Mittelachse des Formwiderstandes (Abb. 6.7 a) abgebildet und in Abbildung 6.7 b) das Austauschmuster in einem seitlichen Abstand von etwa einem Korndurchmesser neben der Mittelachse des Kornes. In Abbildung 6.7 c) werden die theoretisch angesetzten Randbedingungen und daraus ableitbaren Bahnlinien (vgl. Kap. 7) der Porenwasserströmung in der Mittelachse unter dem Formwiderstand zum Vergleich mit dargestellt. Die Abbildung 6.7 d) schließlich ist eine Draufsicht auf die Sohle, die die Situation 6.7 b) ($z = D$) erfährt. Die Eindringtiefe nimmt mit zunehmendem seitlichen Abstand von der Mittelachse des Formwiderstandes ab und das Austauschmuster ist in einem Abstand von $z > 1,5 \cdot D$ nicht mehr erkennbar.

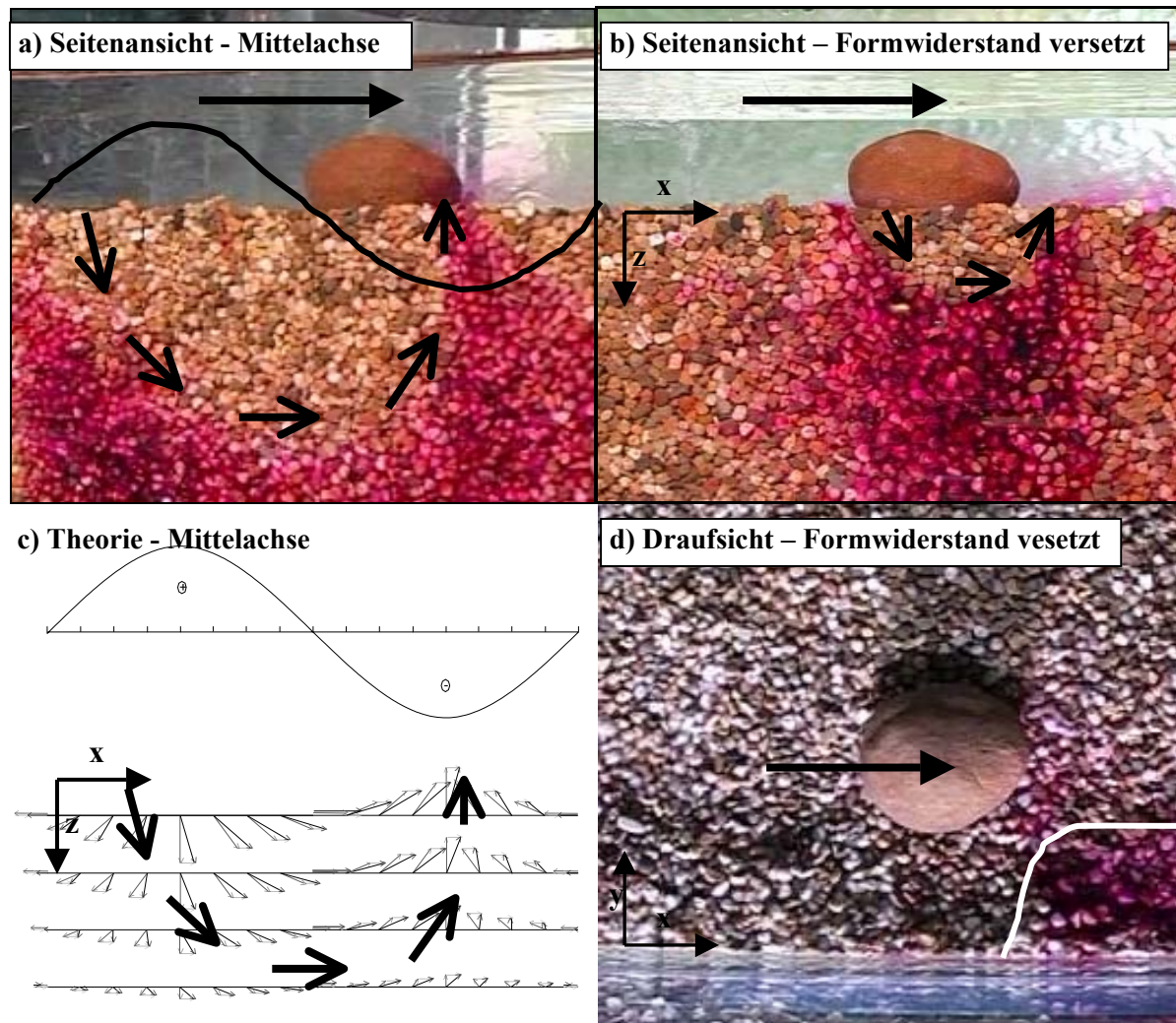


Abb. 6.7 Das quasi-stationäre dreidimensionale Austauschmuster am Formwiderstand

Der hydraulische Einfluß der Oberflächenströmung wurde durch die Messung der charakteristischen sohlennahen Geschwindigkeit erfaßt. Dazu konnte die in der Kornmittelachse angesetzte Anströmgeschwindigkeit $\bar{u}_{D/4}$ aus umfangreichen Geschwindigkeitsmessungen mit einem Laser-Doppler-Gerät (Dittrich und Koll 1997) abgeschätzt werden. Diese Geschwindigkeitsuntersuchungen stammen aus dem selben Laborgerinne mit Überströmung einer Sohle mit ähnlicher Rauheitswirkung und vergleichbarer relativer Überdeckung von $3 < h/k_s < 7$. Die Messungen der Geschwindigkeit erstreckte sich in diesen Untersuchungen sogar bis zwischen die Rauheits Elemente.

Die aus diesen Untersuchungen ermittelten Anströmgeschwindigkeiten $\bar{u}_{D/4}$ werden im folgenden mit bekannten Ansätzen zur Geschwindigkeitsverteilung über rauhen Sohlen verglichen. Diese Ansätze gelten für die vorliegenden Randbedingungen der stationären gleichförmigen Strömungen. Für hydraulisch rauhe Verhältnisse ermittelte Nikuradse (1933) die Geschwindigkeitsverteilung mit der äquivalenten Sandrauigkeit k_s als charakteristischem Rauheitsparameter zu:

$$\bar{u}(z)/u_* = (1/\kappa) \cdot \ln(z/k_s) + 8,5 \quad (6.1; \text{vgl. Kap. 2.1.2})$$

Aus der Integration der logarithmischen Geschwindigkeitsverteilung, die annähernd für das gesamte Geschwindigkeitsprofil Gültigkeit besitzt, ergibt sich die folgende Beziehung für die mittlere Geschwindigkeit:

$$\bar{u}_m/u_* = (1/\kappa) \cdot \ln(h/k_s) + (8.5-1/\kappa) \quad (6.2; \text{Fließgeschwindigkeit})$$

Die Fließgeschwindigkeiten $\bar{u}(z)$ und \bar{u}_m sind durch die Division mit der Schubspannungsgeschwindigkeit $u_* = (g \cdot h \cdot I)^{0.5}$ entdimensionalisiert und $\kappa = 0,4$ ist für große relative Überdeckungen ($h/k_s > 5$) konstant. Kironoto und Graf (1992) empfehlen eine Modifikation des integrierten Geschwindigkeitsprofils für kleine relative Überdeckungen, wobei $\kappa = 0,4$ konstant bleibt, aber sich der Integrationskoeffizient für $h/k_s < 4$ auf 3,25 reduziert. (vgl. Kap. 2, Abb. 2.8)

$$\bar{u}_m/\bar{u}_* = 2,5 \cdot \ln(h/k_s) + 3,25 \quad (6.3; \text{vgl. Kap. 2.1.2})$$

Nach Bayazit (1982) nimmt κ für kleine relative Überdeckungen ($4 < h/k_s < 8,5$) in geringer Fließtiefe z/h bis auf einen Wert von 0,18 ab. Für diesen Bereich der geringen relativen Überdeckungen propagiert er ein modifiziertes logarithmisches Wandgesetz. Die Geschwindigkeitsprofile von Koll (1997, 2002) waren mit diesen Erkenntnissen von Bayazit in guter Übereinstimmung für den Bereich von $3 < h/k_s < 7$ und weitere Untersuchungen zeigten, daß κ in Sohlennähe von etwas weniger als 0,4 bis auf etwa 0,2 abnahm (Koll 2002). Wenn die Integration des logarithmischen Wandgesetzes nach dem Ansatz von Bayazit mit einem variablen κ durchgeführt wird, wird das Verhältnis von $\bar{u}(z)/\bar{u}_m$ im Bereich niedriger relativer Überdeckungen geringfügig kleiner. Wird zum Beispiel der halbe Durchmesser in der Expositionshöhe (Exposition $E = p/D$, vgl. Kap. 4 und 8) $z = p$ angesetzt, folgt hieraus die Fließgeschwindigkeit auf Höhe der Kornoberseite $\bar{u}(z = p)$ in Beziehung zur mittleren Fließgeschwindigkeit als Funktion von h/k_s . Die Abbildung 6.8 gibt das Verhältnis von $\bar{u}(z)/\bar{u}_m$ als Funktion von h/k_s für $z = 0,5 \cdot p$ ($= D/4$) und für $z = 0,4 \cdot p$, welches für ein zur Hälfte eingebettetes Korn annähernd den Bereich der maßgebenden Anströmgeschwindigkeit darstellt. Der nach Nikuradse sowie für ein modifiziertes logarithmisches Wandprofil nach Bayazit abgeleitete Verlauf von $\bar{u}_{D/4}/\bar{u}_m$ wird mit den experimentell bestimmten Geschwindigkeiten (bei $z = 0,5 \cdot p$) verglichen.

Die theoretisch abgeleiteten Verhältnisse von $\bar{u}(z)/\bar{u}_m$ ergeben nur für relative Überdeckungen von $h/k_s > 2$ sinnvolle Werte. Für geringere relative Überdeckungen würden die Anströmgeschwindigkeiten höher als die mittleren Geschwindigkeiten liegen. Die gemessenen Werte stimmen gut mit den nach Bayazit bestimmten Werten überein (Abb. 6.8).

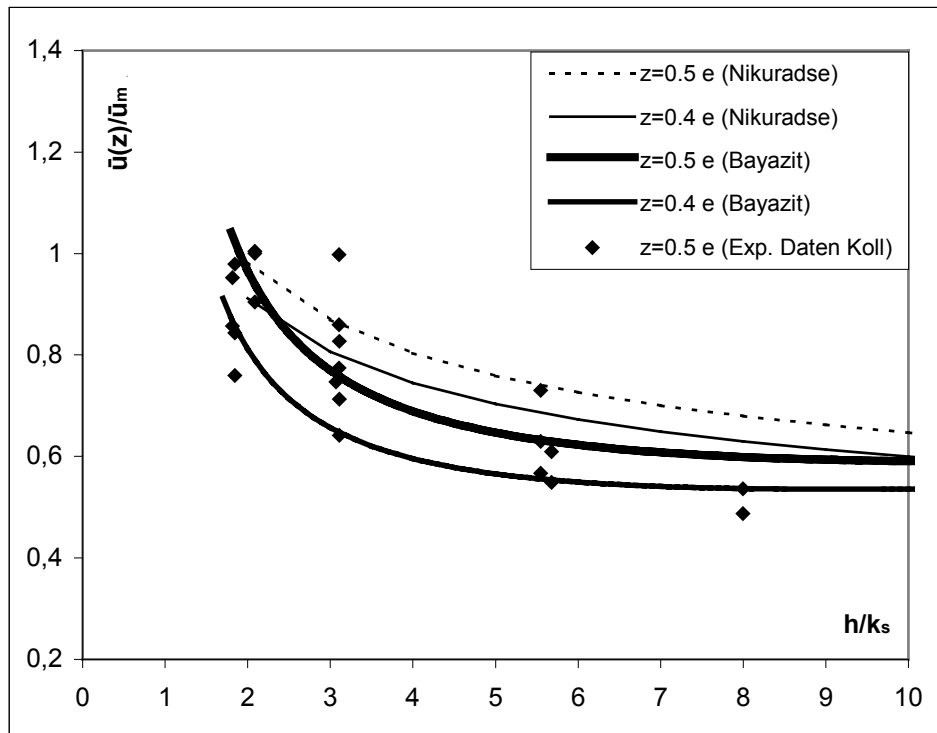


Abb. 6.8 Die dimensionslose Anströmgeschwindigkeit als Fkt. der relativen Überdeckung

Die Anströmgeschwindigkeit eines aus der Sohle herausragenden Kornes kann auf verschiedene Weise definiert sein und auf Grundlage verschiedener Geschwindigkeitsverteilungen ermittelt werden. Da zum Einen aus Untersuchungen mit vergleichbarem Versuchsrinnenaufbau detaillierte Geschwindigkeitsmessungen in unmittelbarer Sohlennähe vorlagen und diese andererseits von Dittrich und Koll (1997) mit den Formulierungen von Bayazit in Einklang gebracht wurden, wurden auf dieser Grundlage die jeweiligen Anströmgeschwindigkeiten in halber Expositionshöhe ($z = 0,5 \cdot p$) ermittelt. Dies entspricht der hier verwendeten Ableitung der Druckverteilung an einem angeströmten Formwiderstand nach Hutchinson und Webster (1998). Letztere verwendeten nicht die in Kapitel 8 (vgl. Abb. 8.13) für die Analyse des Strömungsangriffes definierte Anströmgeschwindigkeit im Angriffspunkt der Strömungskraft, welche aus der Integration bekannter Geschwindigkeitsverteilungen über die angeströmte Fläche ermittelt werden kann.

6.1.4 Numerische Simulation

Mit dem Ziel die charakteristische Austauschtiefe E_d als Funktion der verschiedenen praxisrelevanten Randbedingungen ermitteln zu können, wurden in Ergänzung zu den Laborversuchen auch numerische Simulationen durchgeführt. Mit Hilfe der numerischen Untersuchungen war es möglich, einen größeren Bereich von charakteristischen Prozeßgradienten vorzugeben, als es im Labor in Rinnenversuchen umsetzbar ist. Somit kann die Ermittlung der charakteristischen Austauschtiefe in Abhängigkeit von den hydraulischen Randbedingungen für einen weiten Anwendungsbereich von natürlichen und überhöhten Prozeßgradienten durch einen funktionalen Zusammenhang beschrieben werden.

Die als wichtige hydraulische Eingangsgröße benötigte Anströmgeschwindigkeit wurde hier wegen der guten Übereinstimmung mit den vorliegenden Geschwindigkeitsdaten auf Grundlage der theoretischen Geschwindigkeitsverteilung $\bar{u}(z)/\bar{u}_m$ nach Bayazit in Abhängigkeit von der relativen Überdeckung gewählt. So konnten zahlreiche Strömungssituationen mit unterschiedlicher relativer Überdeckung h/k_s , unterschiedlichen hydraulischen Gradienten I_g und verschiedenen Korndurchmessern der angeströmten aus der Sohle zur Hälfte herausragenden Formwiderstände numerisch untersucht werden. In allen Meßreihen mit Bestimmung der Austauschtiefe E_d war die mittlere Geschwindigkeit über Durchflußmessungen exakt bestimmt worden, so daß aus der ermittelten Beziehung nach Bayazit die Anströmgeschwindigkeit als Eingangsparameter für die Druckrandbedingung verwendet werden konnte.

Die unterschiedlichen Strömungssituationen, die in den Laborversuchen untersucht werden konnten, wurden zunächst zur Validierung der numerischen Simulation verwendet. Aus den oben genannten Randbedingungen, wie der Überdeckung h/k_s , dem Sohlengefälle I_g , und dem Korndurchmesser, wurden die Anströmgeschwindigkeit und dementsprechend die Druckverteilung an der Sohle in der Umgebung des angeströmten Kornes abgeleitet. Dabei wurde die Größe des Über- bzw. Unterdruckes in der Umgebung des angeströmten Kornes aus der Kenntnis der Anströmgeschwindigkeit sowie die räumliche Ausdehnung der zeitlich mittleren Druckverteilung aus dem direkten Zusammenhang mit der Korngröße nach Hutchinson und Webster (1998) abgeleitet.

Diese aus der Oberflächenströmung resultierende Druckverteilung wurde als Randbedingung für die Porenwasserströmung verwendet und dem oberen Modellrand (Gewässersohle) als Druck auf einzelne Zellen verteilt vorgegeben. Die numerische Berechnung beschränkt sich somit auf die reine Porenwasserströmungssimulation unter Vorgabe stationärer

Druckverteilungen aus dem Einfluß der Oberflächenströmung. Für die Berechnung der Porenwasserströmung wurde ein dreidimensionaler Porenraum mit ausreichender Diskretisierung entsprechend des dreidimensionalen Austauschmusters an einem Formwiderstand gewählt. Das numerische Verfahren basiert auf einem zentralen Differenzen-Ansatz und die Wahl der Gleichung für die Porenwasserströmung erfolgt entsprechend der Reynolds-/Durchlässigkeits-Beziehung nach Ruiz-Rodriguez (1993, vgl. Kap. 2.2).

Das bedeutet, daß in Abhängigkeit der Reynoldszahl der Porenwasserströmung die Beziehung für den Fließwiderstand im Porenraum (respektive der Durchlässigkeit) durch die Wahl der reinen Darcy-Gleichung für laminare Verhältnisse und für den Übergang in die turbulente Porenwasserströmung durch eine Forchheimer-Erweiterung abgebildet wird. Dies wurde so umgesetzt, daß durch das Programm für jede einzelne Zelle in iterativen Schritten in Abhängigkeit der Potentialgradienten zu den Nachbarzellen der jeweilige Reynoldsbereich und dementsprechend die gültige Gleichung für die Porenwasserströmung gewählt wird.

Es besteht die Option vor einer Simulation generell die Verwendung der Darcy-Gleichung für alle Zellen festzulegen. Der Vergleich der Berechnungen, die auch die Möglichkeit einer Forchheimer-Erweiterung (Gl. 2.54) beinhalten, mit den Berechnungen, die nur die reine Darcy-Gleichung zulassen, zeigt Unterschiede von weniger als 10 % in den Potentialgradienten und berechneten Geschwindigkeiten. Die errechneten Austauschströmungsmuster waren nahezu identisch in den meisten durchgeführten Vergleichs-Simulationen. Aus den folgenden Abbildungen geht die Struktur der numerischen Berechnung hervor.

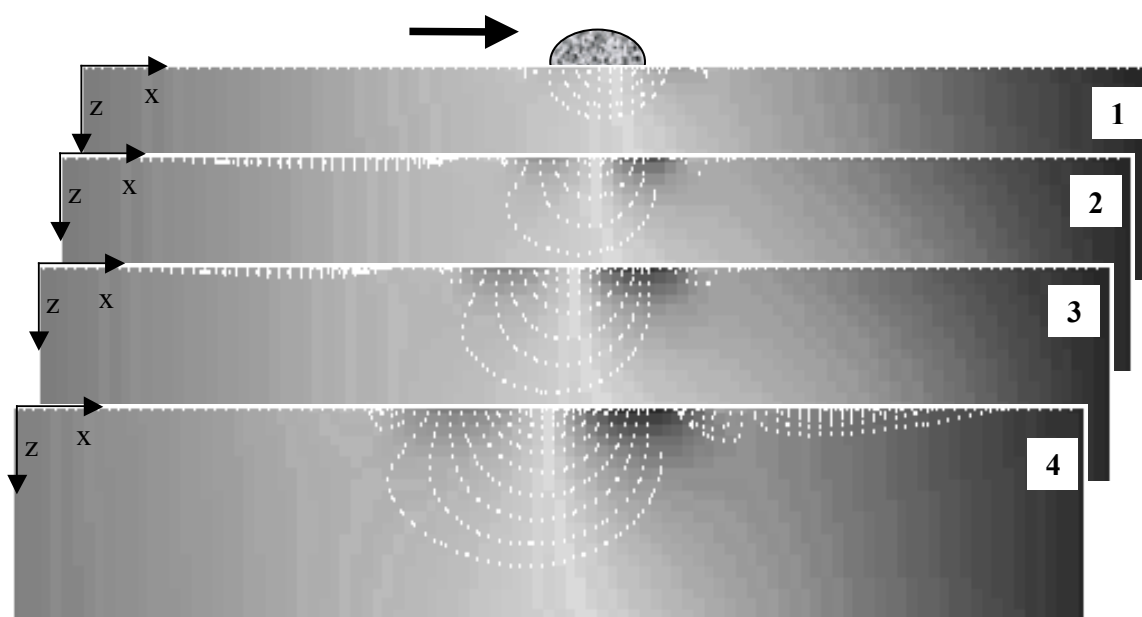


Abb. 6.9 Numerische Simulation - Längsschnitte in der Mittelachse unter Formwiderständen
Schrittweise Zunahme des lokalen Prozessgradienten von Simulation 1 zu 4 hin

In Abbildung 6.9 sind die Berechnungsergebnisse von vier Versuchen mit variierenden hydraulischen Randbedingungen der Oberflächenströmung dargestellt. Die Diskretisierung des Berechnungsgitters für den Porenraum entspricht den Abmaßen des Filterkörpers in der Laborrinne mit $x = 1$ m, $y = 0.3$ m, $z = 0.2$ m, wobei die Hauptströmungsrichtung der Oberflächenströmung in x -Richtung liegt. Dementsprechend hoch wird das hydraulische Potential an der Stelle $x = 0$ vorgegeben und nimmt auf Null bis zu der Stelle $x = 1$ ab.

In Überlagerung zu diesem geometrisch (durch die Rinnenneigung mit Normalabfluß) bedingten Potentialgradienten I_g wird an der Sohle (oberer Modellrand) eine sinusförmige Druckverteilungskurve als lokaler Prozeßgradient an einem Formwiderstand vorgegeben. Diese lokale Druckverteilung bildet in guter Näherung die in Längs- und Querrichtung in der Umgebung eines angeströmten Steines entstehenden Druckgradienten ab und wird als zeitlich mittlere (stationäre) Randbedingung an der Sohle bei $z = 0$ aufgeprägt.

Alle vier Längsschnitte zeigen Berechnungsergebnisse von Simulationen mit dem Nulldurchgang der Sinus-Verteilung bei $x = 0.5$ m und $y = 0.15$ m in der Rinnenmitte. Dabei steigt der charakteristische Prozeßgradient I_p und die Wellenlänge L_w linear von Durchgang 1 bis 4 an, was durch die Intensität des Potentialgradienten (Farbliche Gradienten) im obersten Bereich des Filterkörpers veranschaulicht ist.

Das numerische Programm enthält die Option die Fließwege von Fluidpartikeln, die am oberen Modellrand zu dem Start-Zeitschritt der Simulation markiert werden, darzustellen.

Hierdurch können durch weiße Linien die Fließpfade des über die Sohle in den Porenraum eindringenden Oberflächenwassers gekennzeichnet und die Austauschmuster in der Umgebung der angeströmten Formwiderstände analog zu der in den Laborversuchen genutzten Tracertechnik visualisiert werden. Die maximale Eindringtiefe der Austauschströmungen E_d wurde sowohl bei den Rinnenversuchen als auch in der Simulation in der Mittelachse unter den Formwiderständen gemessen und konnte zur Verifikation der numerischen Berechnungen somit unmittelbar verglichen werden.

Die numerische Simulation zeigte ohne aufwändige Kalibrierung eine sehr gute Übereinstimmung mit den Laborergebnissen in dem Bereich der praktisch im Labor einstellbaren Strömungsrandbedingungen (vgl. Abb. 7.2). Auch die Längsausdehnung der Fließpfade und das Austauschmuster als Ganzes wiesen eine gute Übereinstimmung auf.

Die Austauschtiefe E_d steigt in den abgebildeten Berechnungsergebnissen von Durchgang 1 bis 4 entsprechend der ansteigenden Druckstörung an der Sohle an, welche auf den Anstieg der Anströmgeschwindigkeit bzw. des Korndurchmessers von Durchgang 1 bis 4 zurückzuführen ist (vgl. Abb. 6.9).

Die numerische Simulation wurde für einen großen Bereich des Verhältnisses von Prozeßgradient zu geometrischem Gradient I_p/I_g durchgeführt. Dabei wurden wie oben beschrieben die hydraulischen Potentialgradienten entsprechend der Abschätzung von Hutchinson and Webster (1998) und die Wellenlänge L_w mit dem Vierfachen des Korndurchmessers als Randbedingung für die Simulation der Porenwasserströmung angesetzt. Alle in der numerischen Simulation verlangten Eingangswerte zur Beschreibung der Filterkörperparameter wurden direkt aus den Laborversuchen bestimmt.

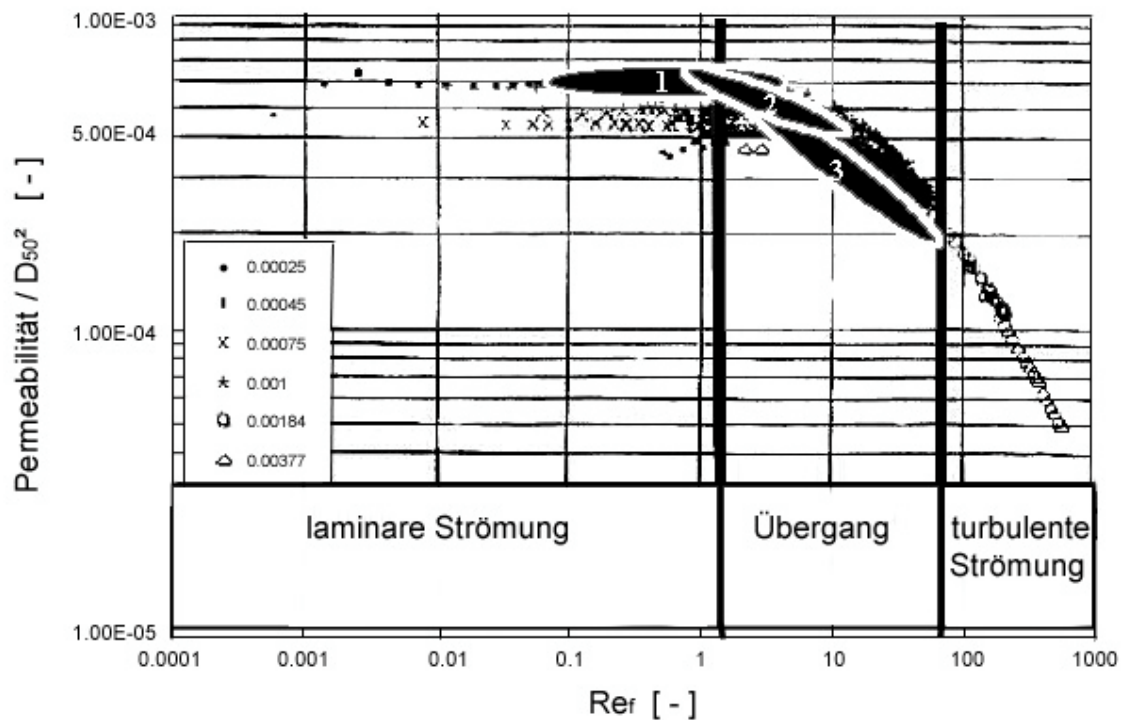


Abb. 6.10 Permeabilität von Filtermaterialien als Fkt. von Re_f , (Ruiz-Rodriguez 1993)

Die Austauschprozesse wurden zunächst durch die Überströmung von Sohlen mit einem Filteraufbau aus Einkornmaterial untersucht, da die Homogenität des Sohlenmaterials bessere Versuchsbedingungen gewährleistet. Auch die Sohlenoberfläche war anfänglich mit dem Einkornmaterial (kantiger Feinkies mit ca. 3,5 mm Durchmesser; Filtermaterial 2) bedeckt.

Da die Sohlenstruktur den Rauheitseffekt bestimmt und Auswirkungen auf die Oberflächenströmung und die Austauschströmungen hat, wurde der Einfluß der obersten Kornlage systematisch unter Variation der Körnungslinie und der Kornform untersucht. Ebenso wurde das Material des gesamten Filteraufbaus variiert, da die Permeabilität ein wichtiger Parameter für die Porenwasserströmung ist. Die Visualisierung der Fließpfade gelingt jedoch besser bei Verwendung von Einkornmaterial als bei inhomogenem Filteraufbau mit mehr oder weniger natürlicher Sohlenzusammensetzung.

Es wurden insgesamt drei verschiedene Filteraufbauten verwendet. Neben dem Einkornmaterial mit 3,5 mm Durchmesser wurde eine Sedimentmischung mit einer annähernd praxisrelevanten linearen Kornverteilung zwischen 8 und 32 mm erstellt (Filtermaterial 3).

Schließlich wurde Filtermaterial (Kies-Sandgemisch mit $0.2 \text{ mm} < D < 130 \text{ mm}$; Filtermaterial 4) eingebaut, das etwa der Kornverteilung des Lahn-Abschnittes entsprach, welcher in Felduntersuchungen im Hinblick auf gröberskalige Austauschmechanismen untersucht wurde.

In Abbildung 6.10 ist die Permeabilität in dimensionsloser Form als Funktion der Filter-Reynoldszahl $Re_f = (v_f D_{50})/\nu$ aufgetragen. Die Permeabilität aller verwendeter Filtermaterialien liegt in dem durch experimentelle Untersuchungen (Ruiz-Rodriguez 1993) abgedeckten Bereich von $0.01 < Re_f < 800$. Dabei stellte sich für das Einkornmaterial eine konstante Permeabilität im gesamten Bereich der hier eingestellten experimentellen Randbedingungen (Bereich 1) ein, was bedeutet, daß während aller Versuche mit diesem Filtermaterial laminare Porenwasserströmung vorherrschte.

Die Versuche mit dem Filtermaterial linearer Kornverteilung fielen in den Übergangsbereich zwischen laminarer und turbulenter Porenwasserströmung (Bereich 3) und während der Experimente mit dem Lahnähnlichem Sediment als Filtermaterial stellten sich ebenfalls Randbedingungen im Übergangsbereich jedoch näher an laminarem Strömungsverhalten (Bereich 2) ein. Dies ist auf die Anwesenheit von Korndurchmessern zwischen 1 und 10 mm zurückzuführen, welche in dem linear verteilten Filtermaterial fehlten.

Die Porengröße wird durch die Lagerungsdichte und die Kornverteilung insbesondere durch die feinen Anteile des Filtermaterialies bestimmt. Demzufolge ist eine mögliche turbulente Filterströmung auf große Poren beschränkt und in dem Filteraufbau mit hoher Lagerungsdichte und den im Durchschnitt kleinsten Korndurchmessern (Filtermaterial 2) stellen sich streng laminare Bedingungen ein, während bei identischen Potentialgradienten ein Übergang zu turbulentem Strömungsverhalten in den größeren Poren der beiden anderen Filteraufbauten möglich ist.

Die Darcy-Gleichung ist nur im laminaren Bereich gültig und wird im Übergang zu turbulenter Filterströmung im Allgemeinen durch eine Forchheimer-Beziehung erweitert (vgl. Kap. 2.2).

$$I_f = a \cdot v_f + b \cdot v_f^2$$

(6.4; Forchheimer-Erweiterung)

Die Variabilität der Permeabilität stellt nicht nur eine räumliche Variabilität des Filteraufbaus dar, sondern kann in Abhängigkeit von saisonalen Veränderungen oder Oberflächenabflußschwankungen auch eine zeitliche Variabilität aufweisen. So wird z.B. durch saisonale Abflußunterschiede und biologische Effekte oder durch anthropogene Beeinflussungen die Permeabilität der obersten Filterschicht durch Kolmationsvorgänge verändert (Ibisch et al. 2005).

Im Rahmen der dargestellten Untersuchungen wurden Kolmations- und Dekolmationsvorgänge in der obersten Filterschicht durch das Einschlämmen von feinem Sand qualitativ berücksichtigt. Dabei wurde festgestellt, daß die Ausbildung der typischen Austauschmuster infolge stationärer Druckgradienten an der Sohle durch die Zugabe von feinem Material unterdrückt wurde und die Porenwasserströmung überwiegend in horizontaler Richtung parallel zur Sohle erfolgte, wie unter einer versiegelten Oberfläche. Das Einströmen von Oberflächenwasser wurde durch die Zugabe von relativ geringen Mengen an Feinmaterial bereits erheblich reduziert. Bei erhöhter Intensität der Oberflächenströmung wurde der Kolmationseffekt dann durch die Ausspülung der feinen Sande aus den obersten Filterschichten infolge ansteigender Schubspannung zurückgeführt (vgl. Kap. 3).

6.2 Untersuchung zur Eindringtiefe der turb. Schwankungsströmungen

Während der Laborversuche zum hydraulischen Austausch zwischen Oberflächen- und Porenwasserströmung wurde in den obersten Filterschichten ein oszillierender Transport von Flüssigkeitspartikeln beobachtet, der durch die Visualisierung mit Tracer sichtbar wurde. Es wurde angenommen, daß das beobachtete vertikale Auf- und Abpumpen in Sohlennähe durch hochgradig instationäre Druckgradienten hervorgerufen wird und an der Grenze zwischen dem in den Porenraum eintretendem Oberflächenwasser und dem in angrenzenden Fließpfaden durch den Porenkörper transportiertem Porenwasser zu einem sehr kleinskaligen hydraulischen Austausch beitragen kann. Da die Intensität der beobachteten Fluktuationen relativ schnell mit zunehmender Sedimenttiefe abnimmt, wurde weiterhin angenommen, daß die betrachteten hoch frequenten Oszillationen durch Druckschwankungen hervorgerufen werden, die in Zusammenhang mit der Turbulenz der sohlennahen Oberflächenströmung stehen. Die Fortsetzung der Druckschwankungen in den Porenraum, deren Reichweite und Beitrag zu dem hydraulischen Austausch zwischen Oberflächen- und Porenwasserströmung wurde im Sinne einer tiefenorientierten Betrachtung der Austauschprozesse untersucht.

6.2.1 Untersuchungen zum Prozeßverständnis

In der oben beschriebenen Laborrinne wurden erste Versuche zur Klärung des Prozeßverständnisses hinsichtlich des hoch-frequenten Flüssigkeitstransportes durchgeführt. Dazu wurden im Untersuchungsbereich Einbauten vorgenommen, die der Erfassung der Druckschwankungen im Filterkörper dienen. In Abbildung 6.11 ist der Beobachtungsbereich mit allen Meßpunkten für mögliche Druckmessungen dargestellt. Der dynamische Druckverlauf kann über 24 Messingrohre, die in Rinnenmitte senkrecht aus dem Rinnenboden führen, auf 4 verschiedenen Horizonten gemessen werden. Die Druckaufnehmer können über kurze Verbindungen zum Rinnenboden variabel an die einzelnen Meßpunkte in der Porenmatrix angeschlossen werden. Im ersten Viertel der Meßstrecke liegt ein verdichtetes Meßraster aus 12 einzelnen Meßpunkten, in denen die dynamischen Druckverläufe erfaßt werden können (s. Abb. 6.11b rechts).

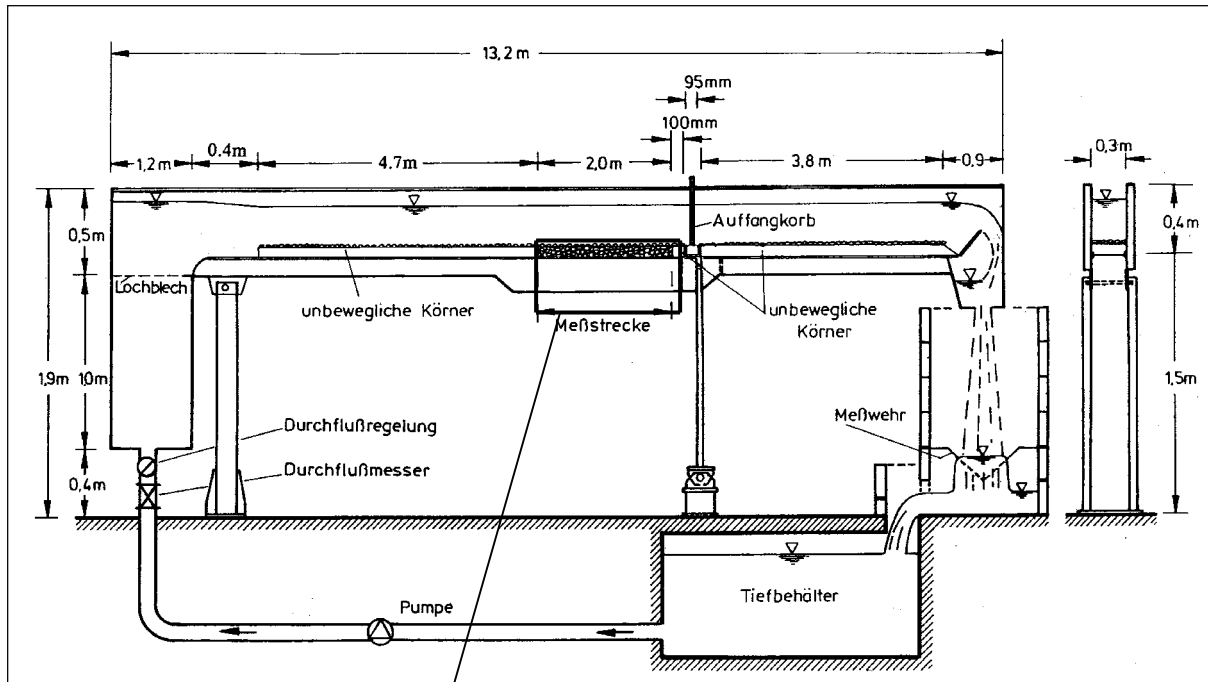


Abb. 6.11a Versuchstand zur Untersuchung der turbulenzinduzierten Strömungen

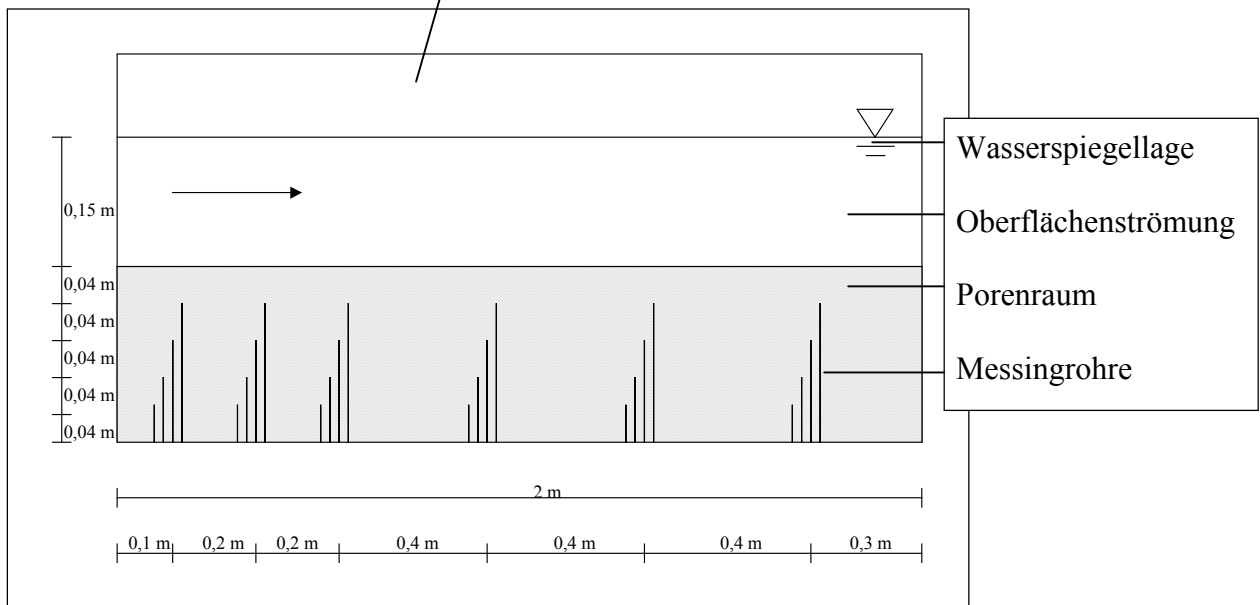


Abb. 6.11b Details Meßstrecke; Aufnahme von schräg oben und Seitenansicht

Meßeinrichtungen:

- Zur Bestimmung der Wasserstände wird ein Spitzentaster verwendet, der auf einer elektronisch gesteuerten 3-D-Verschiebeeinrichtung installiert ist.
- Die Messung des Durchflusses erfolgt mit einem magnetisch-induktiven Durchfluß-Meßgerät und die Einstellung des Abflusses mit den vorhandenen Steuerorganen.
- Die Durchlässigkeit (k_f) des einzubauenden Filtermaterials kann über die im Boden installierten Messingrohre, die an eine Druckharfe angeschlossen werden, bestimmt werden.
- Die Druckmessungen erfolgen mit induktiven Druckaufnehmern und Meßverstärkern der Firma Hottinger und Baldwin.
- Eine digitale Kamera dient u.a. der videometrischen Erfassung der Porenströmung.

Zur Erfassung der sich in den Porenraum fortsetzenden turbulenten Druckschwankungen wurde folgender Versuchsaufbau verwendet: Die dynamischen Drücke zweier über kurze Schlauchleitungen mit der Druckmeßdose verbundener Meßpunkte im Porenraum wurden zeitgleich gemessen und ihre Differenz als Meßsignal an einen Verstärker weitergegeben.

Zwischen Verstärker und Meß-P.C ist ein Voltmeter zwischengeschaltet, der zur Eichung und Kontrolle der Messungen dient. Die Meßreihen wurden in einem Meßprogramm als Druckschwankungen über die Zeit ausgewertet und anhand einer Fast-Fourier-Transformation (FFT) auf störende, verfälschende Frequenzen, z.B. durch Eigenschwingungen der Schlauchleitungen, überprüft. Ergebnis dieser Versuchsanordnung sind die Schwankungen des Druckgradienten zwischen zwei dicht beieinander liegenden Meßpunkten in der oberen Sedimentschicht.

Während die Druckschwankungen an den meisten Meßstellen über die Messingrohre in Rinnenmitte gemessen werden konnten, schafft die Führung der Messingrohre bis unmittelbar an die Rinnenglaswand die Möglichkeit an einigen Meßstellen direkt an der Scheibe, dem Ort der optischen Messung, zu messen und zwei zeitgleiche Meßreihen (Druckmessungen und optische Messung) unmittelbar auf ihre Korrelation überprüfen zu können. Bei beiden Meßmethoden ist die Häufigkeit der Schwankungsereignisse sehr ähnlich.

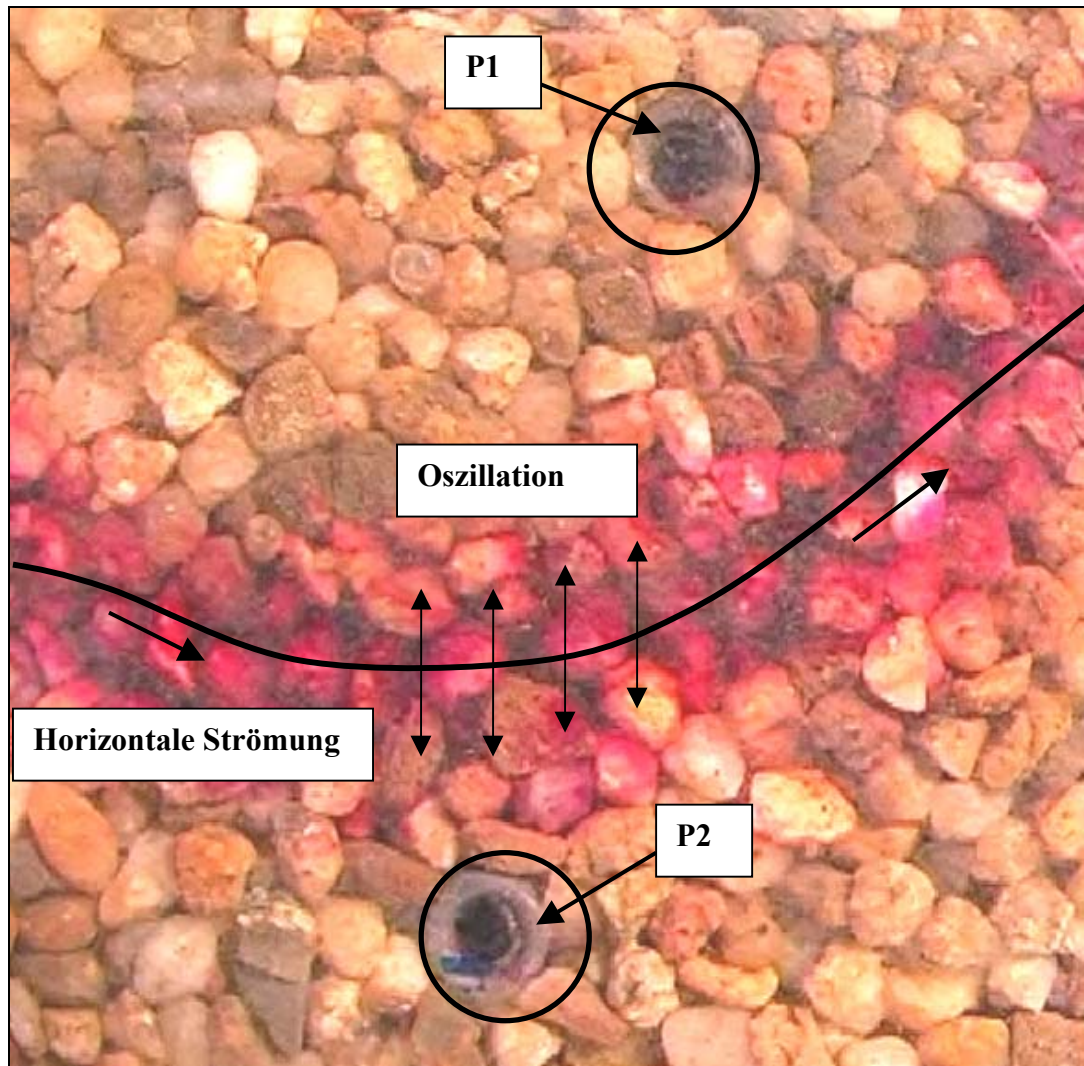


Abb. 6.12 Eingefärbte Strömung zwischen 2 Meßpunkten; Seitenansicht durch Glaswände

Während der Druckmessung wird die oben beschriebene Pulsation zwischen diesen beiden Meßpunkten hochaufgelöst digital gefilmt. Von den Einzelbildern können mithilfe von Bildverarbeitungsprogrammen Differenzen gebildet werden, indem zwei aufeinanderfolgende Bilder voneinander abgezogen werden (Vollmer et al. 2000). Diese Differenzbilder ermöglichen eine Quantifizierung der Fluidbewegung zwischen den beiden Meßpunkten.

Durch die exakte Analyse der Druckmeßapparatur mit Hilfe eines Frequenzerregers wird die Grundlage geschaffen für die quantitative Erfassung der Fortpflanzung von Druckschwankungen in den Interstitialkörper. Aus den Frequenzuntersuchungen ging hervor, daß mit der verwendeten Meßmethodik keine Frequenzverzerrung, jedoch eine Beeinflussung der Druckschwankungsamplitude in Abhängigkeit von der Schlauchlänge auftritt.

Während der Experimente mit Farbzugabe in der kleineren Versuchsrinne konnte durch die seitlichen Glaswände ein schneller Flüssigkeitstransport identifiziert werden, der sich bis in die Tiefe von mehreren Korndurchmessern fortsetzte. Die zeitlich mittlere Lage der eingefärbten Fließpfade blieb dabei sehr stabil, wenn sich die hydraulischen Randbedingungen oder die lokale Struktur der Sohle nicht änderten. Da sich die Grenze zwischen eingefärbtem und parallel strömendem klarem Porenwasser nicht wahrnehmbar vermischte, konnten die Pulsationen des schnellen Flüssigkeitstransportes gut beobachtet und erfaßt werden. Inzwischen wurden diese Versuche von Packman et al. (2004) nachgefahren, die Beschreibung der gefundenen Prozesse (Vollmer et al. 2000, Vollmer et al. 2002) übereinstimmend wiederholt und deren Relevanz im Zusammenhang mit hydraulischen Austauschvorgängen zwischen Oberflächen- und Porenwasserströmung bestätigt.

6.2.2 Quantitative Analyse

In der Laborrinne des IWK wurden neben den Versuchen zur Klärung des Prozeßverständnisses hinsichtlich des hoch frequenten Flüssigkeitstransportes weiterhin Experimente zur quantitativen Erfassung der turbulenzinduzierten Schwankungsbewegung im Filterkörper durchgeführt. Im Rahmen der tiefenorientierten Betrachtung der hydraulischen Austauschprozesse stand dabei die Reichweite der turbulenten Schwankungen in den Porenraum hinein im Vordergrund. Diese Versuche wurden in der Laborrinne des IWK in drei Versuchsreihen mit den drei oben genannten (s. Abschnitt 6.1.4; Filtermaterialien 2-4) Filteraufbauten durchgeführt. Parallel hierzu wurde an der Bundesanstalt für Wasserbau in Karlsruhe in einer größeren Laborrinne in Zusammenarbeit mit der BAW und dem Institut für Hydromechanik eine weitere Versuchsreihe mit Kies als Einkornmaterial (Korndurchmesser 10 mm; Filtermaterial 1) betreut. Die Grundkonzeption zu diesen Untersuchungen baut auf den Untersuchungen am IWK auf, enthält aber zusätzliche Meßkonzepte, die in der kleineren Laborrinne meßtechnisch nicht umsetzbar sind. Die Versuchsaufbauten und qualitativen Ergebnisse der weiterführenden Meßkonzepte werden am Ende des Kapitels kurz vorgestellt. Zur Untersuchung der Reichweite turbulenter Schwankungsanteile in den Porenraum wurden in die oben beschriebene Laborrinne nacheinander alle Filtermaterialien ohne Schichtung als Filterkörper mit mindestens 20 cm Tiefe eingebaut. Die Filtermaterialien 2-4, wurden in je einer Versuchsreihe mit unterschiedlicher hydraulischer Belastung überströmt, so daß verschiedene Schubspannungsbelastungen auftraten. Jedoch wurden die Versuche nur bis zum Bewegungsbeginn geführt, um Einflüsse von Kornumlagerungen auf die Druckmessungen oder die Oberflächenrauheit auszuschliessen. Alle Sohlen wurden eben gestaltet.

Mit der Orientierungsfestlegung, daß der Ursprung der z-Achse jeweils in der mittleren Sohlenhöhe ($z = 0$) liegt, können die Abstände der Druckmeßstellen bestimmt werden. Diese Druckmeßstellen sind durch die Lage der kleinen Öffnungen in den Messingröhrchen gegeben, welche in den Rinnenboden hineinführen (vgl. Abb. 6.11). Dort sind die Enden der Messingrohre an flexible Schläuche aus relativ hartem PVC-Material angeschlossen, welche über kurze Zuleitungswege zu den induktiven Druckmeßdosen (Hottinger Baldwin Meßtechnik, PD1) führen. Gleichzeitig wurde durch die Abtastung des Wasserspiegels überprüft, daß kein signifikanter Einfluß von Oberflächenwellen mit ähnlicher Frequenz und Druckamplitude auftrat. Während in der kleineren Laborrinne zeitweise Kreuzwellen auftraten, die durch Stöße zwischen der Stahlkonstruktion und den Seitenfenstern bedingt sind, war während der gesamten Experimente in der größeren Rinne der BAW eine streng periodische Oberflächenwelle zu beobachten, die aus dem Einlaufbereich der Versuchsrinne stammt. Dort fiel das zuströmende Wasser aus etwa 1 m Höhe in die Versuchsrinne, so daß die Entstehung einer Welle nicht unterdrückt werden konnte.

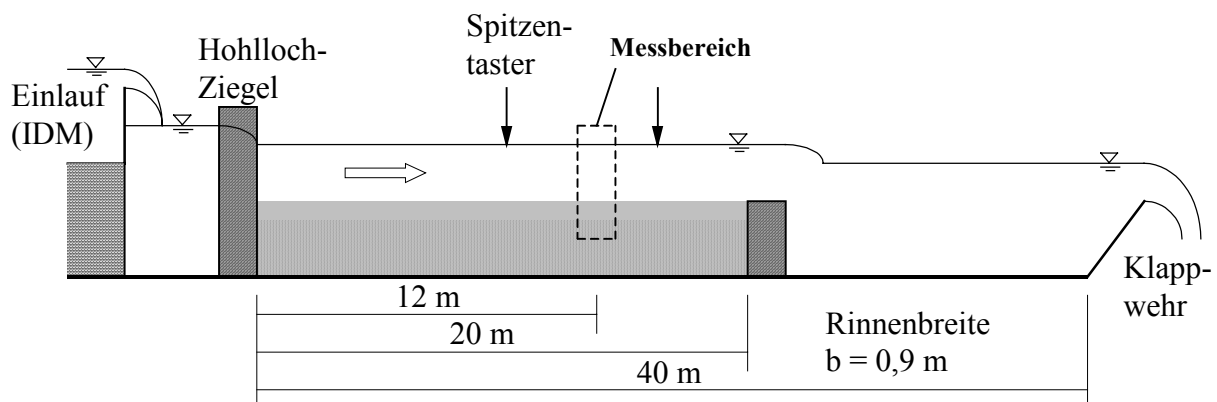


Abb. 6.13 Versuchsrinne an der Bundesanstalt für Wasserbau, Seitenansicht

Einen Überblick über die Rinne zeigt die Abbildung 6.13. Die Rinne ist 40 m lang, 1,1 m hoch und 0,9 m breit. Es wurden Versuchsreihen mit ca. 0,20 m Wassertiefe durchgeführt.

In der Rinne war eine 0,5 m dicke Sandunterschicht ($D_{50} = 0,5 \text{ mm}$; $D_{90} / D_{50} = 1,3$) und eine 0,1 m dicke Kiesdeckschicht ($D_{50} = 10 \text{ mm}$; $D_{90} / D_{50} = 1,3$) als Porenkörper eingebaut.

Unterhalb des Einlaufbereiches schloß sich der eigentliche Meßbereich an.

Der Meßbereich mußte für die Messungen optisch zugänglich sein und ist daher beidseitig über eine Länge von 4 m mit Glas- bzw. mit Plexiglasscheiben abgetrennt. Die Plexiglasscheiben wurden mit Anbohrungen versehen, durch die Endoskope, Druckaufnehmer und Farbtracer in den Meßbereich eingebracht werden konnten. Am Rinnenende fließt das Wasser über das Wehr, mit dem der Wasserstand in der Rinne reguliert wird, in den Tiefbehälter.

Die Experimente wurden sowohl mit Meßpunkten der Druckaufnehmer an der Rinnenwand als auch in Rinnenmitte durchgeführt. Auch in dieser Versuchsanordnung wurde der dynamische Verlauf der Wasserspiegeländerungen gleichzeitig mit den Druckschwankungen auf Höhe der eingebauten Druckmeßdosen gemessen. Die Druckschwankungen konnten in der größeren Versuchsrinne gleichzeitig in den verschiedenen Horizonten gemessen werden (vgl. Abb. 6.14). Hieraus konnte das Eindringen von Druckfluktuationen in die Tiefe des Porenraumes bzw. die Dämpfung der Druckamplitude mit zunehmender Tiefe direkt beobachtet werden (s. Kap. 7, Abb. 7.5).

Die weitere statistische Auswertung der gemessenen Druckschwankungsverläufe erfolgt über die Standardabweichung der Druckfluktuationen. Der momentane Druck p setzt sich aus dem Mittelwert \bar{p} und der Abweichung p' von diesem Mittelwert zusammen (vgl. Kap. 2.1, Gl. 2.7).

$$p = \bar{p} + p' \quad (6.5; \text{Druck momentan})$$

Die Auswertung der Experimente konzentriert sich auf die Standardabweichung (oder RMS-Wert) der Druckschwankungen.

$$\sigma_p = (\overline{p' p'})^{0,5} = p_{\text{rms}} \quad (6.6; \text{Druck RMS-Wert})$$

Tabellen:

Tabelle 1: Hydraulische Randbedingungen der Versuchsreihen in der kleineren Versuchsrinne

Reihen / Filtermat.	u_m [m/s]	h [cm]	$k_g \equiv D_{50}$ [cm]	h/k_g [-]	I [%]	Fr [-]	Re [-] in Tsd.	Re^* [-]
2-4	0,5-1,0	5-15	0,4-2,0	3-20	0,5-2,0	0,5-0,8	40-100	500-950

Tabelle 2: Hydraulische Randbedingungen der Versuchsreihe in der größeren Versuchsrinne

Reihe / Filtermat.	u_m [m/s]	h [cm]	$k_g \equiv D_{50}$ [cm]	h/k_g [-]	I [%]	Fr [-]	Re [-]	Re^* [-]
1	0,44-0,6	18-23	1,0	18-23	0,13-0,2	0,34-0,4	65-115	715-975

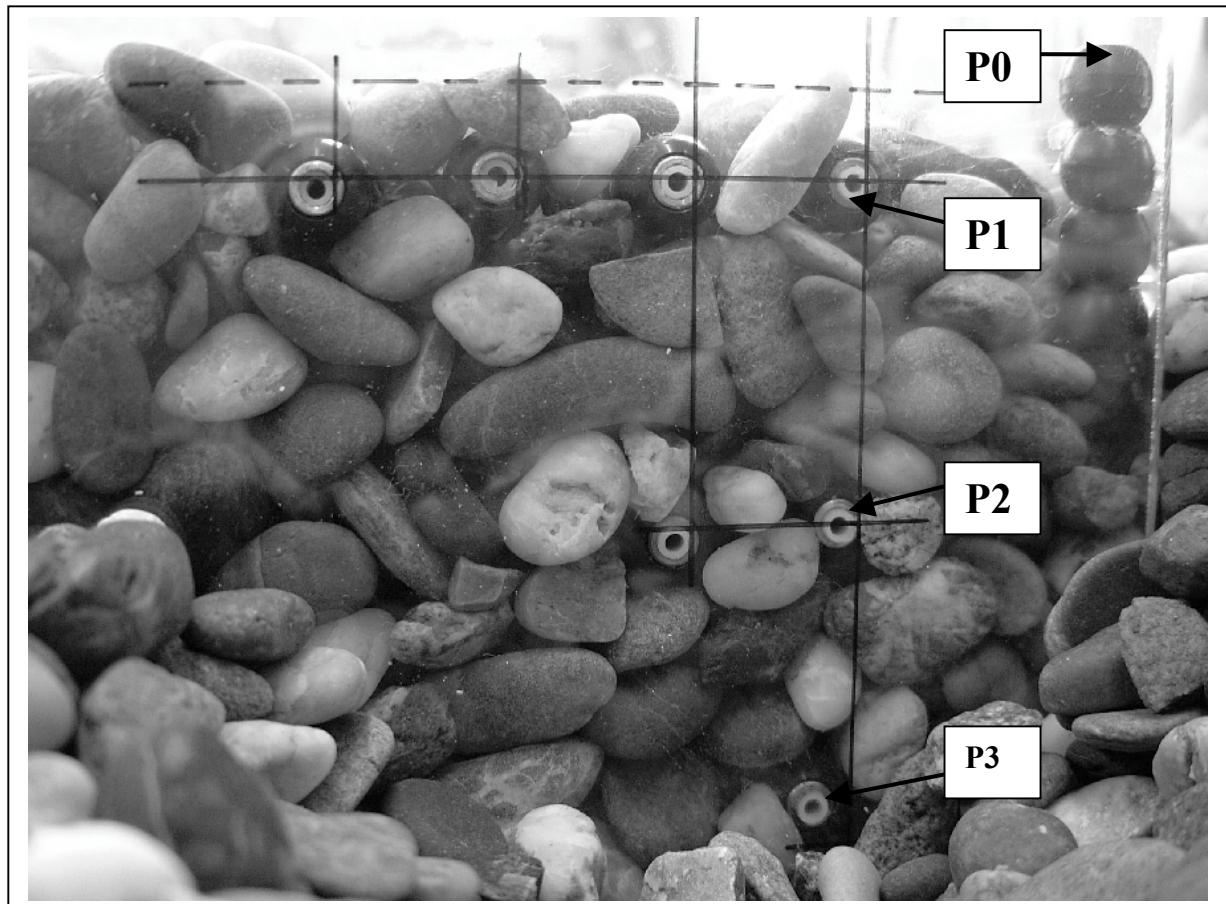


Abb. 6.14 Meßraster im Porenraum, Seitenansicht



Abb. 6.15 Einbringen der Druckmeßdosen und der optischen Sonden in den Porenraum

Neben der Meßtechnik mittels Druckaufnehmern im Porenraum, die in vergleichbarer Weise in den beiden Laborrinnen eingesetzt wurde (vgl. Abb. 6.14 und 6.15), wurden in der Rinne der BAW weitere Meßmethoden zur Erfassung der Geschwindigkeitsverteilung durch die Universität Heidelberg (Interdisziplinäres Zentrum für Wissenschaftliches Rechnen; Klar, Stybalkowski, Janßen) genutzt:

- 3D-Particle-Tracking-Velocimetry (PTV) in der freien Strömung: Mit zwei Videokameras wird das Geschwindigkeitsfeld aufgenommen. Tracer-Partikel, die sich im Wasser befinden, werden verfolgt. Hieraus ergeben sich die Bahnlinien der Partikel, womit 3D-Geschwindigkeitsfelder berechnet werden. Mit dieser Meßtechnik ist die Erfassung des Geschwindigkeitsfeldes in einem relativ großräumigen Meßvolumen möglich.
- Particle-Tracking-Velocimetry (PTV) mit Endoskopen im Porenraum: In den Porenkörper werden flexible Lichtleiter eingebracht, die mit einer Videokamera verbunden sind. Die Lichtleiter sind im Porenraum an einer bestimmten Stelle fixiert. Auch mit dieser Meßmethode ergibt sich durch Auswertung der Bahnlinien von zugegebenen Tracer-Partikeln das Geschwindigkeitsfeld, allerdings sehr kleinräumig für den Porenraum.

Zur Messung der Geschwindigkeiten im Porenraum, wurde ein speziell entwickeltes stereoskopisches Setup installiert. In eine künstliche Meßpore, die aus mehreren Körnern gebildet wurde, wurden flexible Endoskope eingeführt. Zwei solcher Endoskope wurden benutzt, um eine dreidimensionale Aufnahme der Geschwindigkeit in der Meßpore zu erfassen (Abb. 6.16).

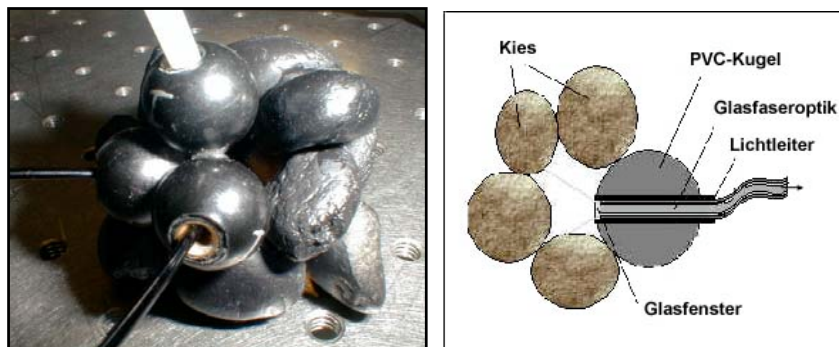


Abb. 6.16 Endoskope mit Lichtzuleitung (Universität Heidelberg)

In Abbildung 6.17 sind Ergebnisse der von der Universität Heidelberg durchgeführten simultanen Messungen von eng korrespondierenden Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen in einer Pore abgebildet. Abbildung 6.18 zeigt die aus diesen Messungen ermittelte Fortsetzung der Turbulenzintensität in den Porenraum. Die Abnahme der Schwankungsgrößen mit zunehmender Sedimenttiefe zeigt einen exponentiellen Verlauf.

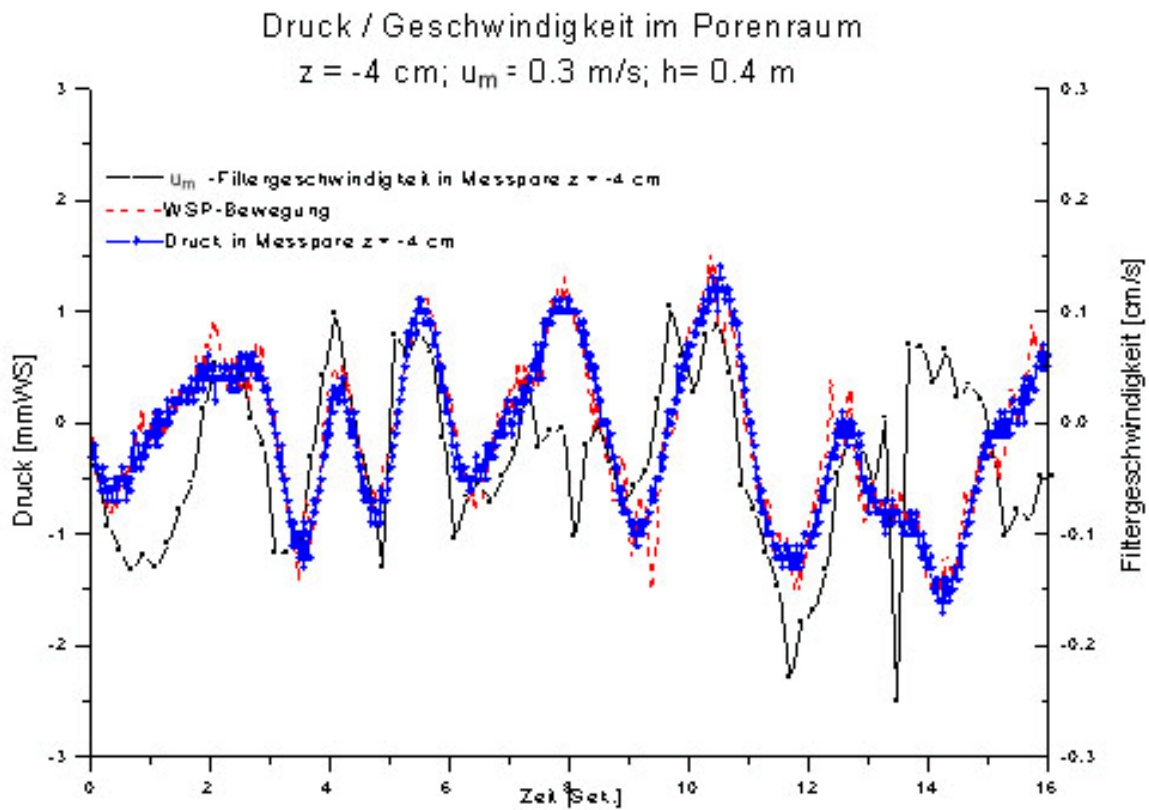


Abb. 6.17 Korrespondierende Druck- und Geschwindigkeitsschwankungen in einer Pore

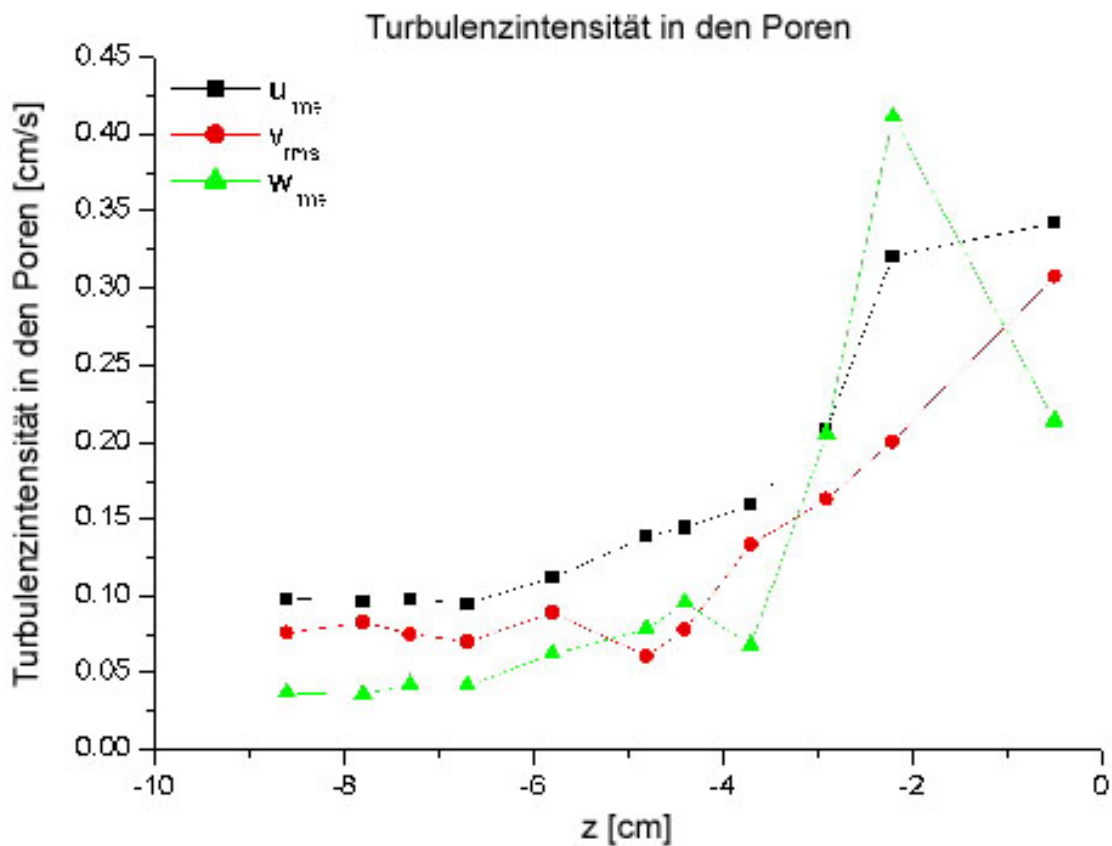


Abb. 6.18 Abnahme der Turbulenzintensitäten mit zunehmender Sedimenttiefe

7 Datenanalyse zum hydraulischen Austausch

Entsprechend der Unterteilung in stationäre und hochgradig instationäre Prozesse, die im Zusammenhang mit dem hydraulischen Austausch zwischen Oberflächenwasser- und Porenwasserströmung betrachtet werden, werden im Folgenden nacheinander die Messungen der stationären Strömungen und die gesonderte Betrachtung der instationären Prozesse in den obersten Horizonten der Gewässersohle analysiert.

Für den prinzipiellen Austauschmechanismus bei stationären Verhältnissen wird eine vereinfachte Modellvorstellung genutzt, die grundlegend auf die verschiedenen räumlichen Skalen übertragbar ist. Die Laboruntersuchungen konzentrierten sich auf die kleinräumlichen Austauschprozesse an der Gewässersohle. Dabei wird eine sinusförmige Welle mit der Wellenlänge L_w und dem hydraulischen Potential H_w als Amplitude verwendet, um eine exemplarische Druckstörung an der Gewässersohle abzubilden (Abb. 7.1).

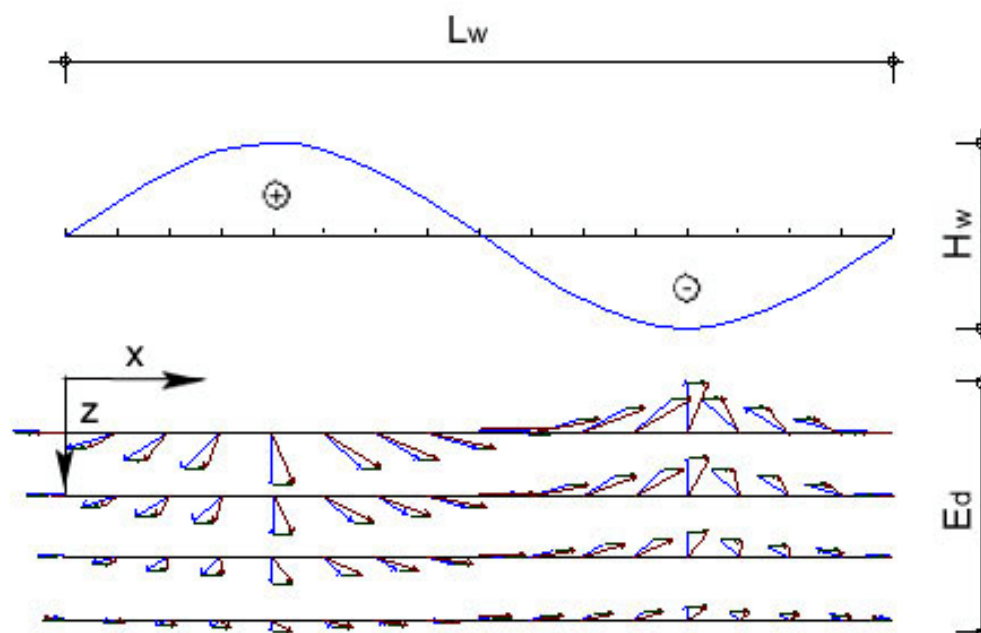


Abb. 7.1 Schematische Darstellung einer Druckstörung an der Sohle

Die Verteilung des hydraulischen Potentials an der Gewässersohle wird durch die Gleichung

$$H(x, z = 0) = (H_w/2) \cdot \sin(2\pi \cdot x/L_w) \quad (7.1; \text{sinusförmige Druckstörung})$$

beschrieben. An der Sohlenoberfläche ist der hydraulische Gradient in x-Richtung I_x als erste Ableitung von $H(x)$ definiert.

$$I_x(z=0) = -\partial H(x)/\partial x = -(\pi \cdot H_w/L_w) \cdot \cos(2\pi \cdot x/L_w) \quad (7.2; \text{lokaler hydr. Gradient})$$

Für $x = L_w/2$, wird der hydraulische Gradient I_x zu $\pi \cdot H_w/L_w$ und der hydraulische Gradient in z -Richtung ist aus Symmetriegründen $I_z = 0$. An dieser Stelle ($x = L_w/2$) verläuft die Strömung parallel zur x -Achse und gleichzeitig ist der Wert des strömungsantreibenden hydraulischen Gradienten (Prozeßgradient $I_p = \pi \cdot H_w/L_w$) bekannt. Dies gibt einen Eindruck über die Größe der Fließgeschwindigkeit bzw. der Strömung, der auf den gesamten Prozeß übertragen werden kann.

Dies wird insofern durch die experimentellen Untersuchungen der durch Tracerzugabe visualisierten Austauschmuster bestätigt, da während zahlreicher Einzelversuche keine signifikanten Unterschiede in den Strömungsgeschwindigkeiten der sich vom Einströmbereich hin zum Ausströmbereich ausbreitenden Tracerfahne beobachtet werden konnten. Unter der versuchstechnisch weitgehend abgesicherten Annahme eines isotropen homogenen Porenraumes und Kontinuität stehen Fließgeschwindigkeit und hydraulischer Gradient in unmittelbarem Zusammenhang zueinander, wie das Darcy-Gesetz $v_f = k_f \cdot I$ für den laminaren Bereich verdeutlicht. Der hydraulische Gradient in Strömungsrichtung I_x wird im weiteren als charakteristischer Prozeßgradient I_p mit

$$I_p = I_x(x = L_w/2, z = 0) = \pi \cdot H_w/L_w \quad (7.3; \text{Prozeßgradient})$$

angesetzt. Die Proportionalität des charakteristischen Prozeßgradienten zu $\pi \cdot H_w/L_w$ ist weitgehend auch auf realistische natürliche Randbedingungen übertragbar, die von den Annahmen zu Isotropie und Homogenität bzw. von streng laminarem Strömungsverhalten in gewissen Grenzen abweichen. Im Rahmen der Laborversuchsreihen wurden die betreffenden Parameter (Filtermaterial/-aufbau, Kornreynoldszahl) variiert und die Ergebnisse mit dem Ausgangs-Versuchsaufbau mit homogenem und isotropem Filterkörper aus Einkornmaterial und streng laminaren Strömungsbedingungen verglichen.

Aus der sinusförmigen Verteilung einer exemplarischen Druckstörung an der Gewässersohle leitet sich entsprechend eine schematische Darstellung der Geschwindigkeitsvektoren der Porenraumströmung ab (siehe Abb. 7.1). Das tatsächliche Strömungsmuster ergibt sich aus der Überlagerung der aus lokalen Druckstörungen abgeleiteten Geschwindigkeitsvektoren mit weiteren Vektoren, die durch größerskaligen Gradienten angetrieben werden. Hier ist zusätzlich der großräumliche hydraulische Gradient I_g aus dem Sohlen- bzw. dem Wasserspiegelgefälle berücksichtigt.

Bei Normalabflußbedingungen verlaufen die hieraus resultierenden Vektoren parallel zur Sohle und werden mit den lokalen Prozeßgradienten überlagert. Wenn der jeweilige Prozeßgradient I_p in der Größenordnung des großräumlichen hydraulischen Gradienten I_g liegt, wird im Allgemeinen das lineare Darcy-Gesetz für laminare Bedingungen auch mit den lokal erhöhten Gradienten und demzufolge lokal erhöhten Fließgeschwindigkeiten der Porenwasserströmung Gültigkeit besitzen. Die Komponenten der Geschwindigkeitsvektoren können somit linear aufsummiert werden und bilden lokale Austauschströmungen im Porenraum ab.

Das Verhältnis von Prozeßgradient zu großräumlichem hydraulischen Gradienten I_p/I_g bestimmt die Ausbildung der Austauschmuster infolge lokaler Druckstörungen an der Gewässersohle. Je größer dieses Verhältnis ist, umso tiefer dringt das Oberflächenwasser in den Porenraum ein und umso höher kann die lokale Austauschrate sein.

Die angesprochene Dreidimensionalität der Austauschmuster ergibt sich aus der longitudinalen und lateralen Druckverteilung an der Gewässersohle. In der Umgebung eines Formwiderstandes erstreckt sich nach Hutchinson und Webster (1998) die seitliche Ausdehnung der Druckstörung sowohl im Bereich des Einströmens als auch des Ausströmens aus dem Porenraum auf etwa drei Korndurchmesser.

7.1 Zeitlich mittlere Austauschströmungen

Die Austauschtiefe E_d mit der die Oberflächenwasserströmung in den Porenraum eindringt, hängt abgesehen von Filtereigenschaften einerseits von dem Verhältnis des Prozeßgradienten zu dem großräumlichen hydraulischen Gradienten I_p/I_g ab und andererseits von der Wellenlänge L_w der Druckstörung an der Gewässersohle. Lokale Druckgradienten mit definierter longitudinaler und lateraler Ausdehnung werden durch den Formwiderstand von Strömungshindernissen an der Sohle und dem daraus resultierenden Druckanstieg bei Fließgeschwindigkeitsverminderung auf der angeströmten Seite sowie einem Unterdruckbereich in der Ablösezone hervorgerufen.

Weiterhin können durch stehende Wellen, Querbauwerke oder morphologische Strukturen lokal begrenzte hydraulische Gradienten bedingt sein, die ebenso durch die Längs-Abfolge von Überdruckbereich, Nulldurchgang und Unterdruckbereich gekennzeichnet sind und sich analog zu der Abfolge von Staudruck, Nulldurchgang und Unterdruck an Formwiderständen durch eine Druckverteilung mit charakteristischer Wellenlänge (vgl. Abb. 7.1) abbilden lassen.

Für zeitlich stabile mittlere Gradienten bildet sich demzufolge im Porenraum der permeablen Sohle ein stetiges Austauschmuster aus, das ein stationäres Einströmen im Bereich erhöhten Druckes (bzw. hydraulischen Potentials) aufweist und einen Ausströmbereich in der Zone relativ niedrigen Potentials im Vergleich zu der umgebenden Sohle.

Es wird angenommen, daß die Abbildung von Druckverteilungen durch charakteristische Wellenlängen und Potentialamplituden bzw. von Prozeßgradienten auch auf größere Skala als der in Laborversuchen untersuchten Skala von Korndurchmessern übertragbar ist.

Wie in Kapitel 6 qualitativ untersucht, sind die zeitlich stabilen Austauschmuster bei gleichem Durchmesser nahezu identisch bei dem Vergleich eines überströmten Formwiderstandes mit dem angeströmten Systemwiderstand, wobei das Strömungshindernis dann in der Größenordnung der Wassertiefe liegt und sich ein hydraulischer Gradient sichtbar anhand der Wasserspiegelausprägung erkennen läßt. Diese Situation ist in Bezug zu natürlichen Situationen vergleichbar mit großen Blöcken in steileren Gerinnen oder Pfeilerstau. Der qualitativ gleiche Austauschprozeß und das entsprechende Poren-Strömungsmuster bildet sich auf größerer Skala ebenso bei Querstrukturen, wie z.B. Totholzstämmen, Biberdämmen oder Kiesbänken bis hin zu Bauwerken (vgl. Abb. 6.5 in Kap. 6) aus (Träbing et al. 2001).

Der Prozeßgradient I_p ist in jedem Falle durch den hydraulischen Potential-Gradienten bestimmt, welcher das Einströmen und Durchströmen des Porenraumes, beziehungsweise das Ausströmen bewirkt. Da die vertikale Komponente des Einströmens infolge hohen Potentials an der Gewässersohle im Allgemeinen mit zunehmender Sedimenttiefe z gegenüber dem großräumlichen hydraulischen Gradienten I_g in den Hintergrund tritt und das Einströmen demzufolge in größeren Sedimenttiefen in annähernd horizontale Strömung überführt wird, ist die Eindringtiefe von Oberflächenwasser begrenzt.

Das charakteristische Längenmaß für die maximale Austauschtiefe E_d ergibt sich damit an der Stelle x in Längsrichtung, an der die nach unten gerichteten vertikalen Strömungskomponenten, die aus dem lokalen Prozeßgradienten resultieren, in nach oben gerichtete Strömungskomponenten übergehen. Je größer der Gradient I_g im Vergleich zu dem charakteristischen Prozeßgradienten ist, umso flacher verlaufen die Austauschmuster aufgrund der dominierenden horizontalen Fließrichtung.

Neben der Erfassung weiterer typischer Parameter der durch Farbzugabe visualisierten Austauschmuster wurden in den Laborversuchen zur tiefenorientierten Betrachtung der hydraulischen Austauschprozesse in erster Linie die maximale vertikale Eindringtiefe des Oberflächenwassers bestimmt und ausgewertet. Die maximale vertikale Eindringtiefe stellt sich in Längsrichtung jeweils in Höhe der Formwiderstände ein.

Die Druckverteilung an den angeströmten Formwiderständen und speziell die Amplitude des sinusförmig angenäherten Potentialverlaufes ($H_w/2$) wurde aus der Verminderung der Anströmgeschwindigkeit durch den Stau effekt abgeleitet. Die charakteristische Anströmgeschwindigkeit ($\bar{u}_a = \bar{u}_{D/4}$) eines zur Hälfte eingebetteten kugelförmigen Sohlenelementes wurde im vertikalen Abstand $z = D/4$ ($= 0,5 \cdot p$) von der mittleren Sohlenlage, dem Mittelpunkt des angeströmten Strömungshindernisses mit dem Durchmesser D und der Exposition $p = D/2$, ermittelt (Exposition $E = p/D$ vgl. Kap. 6 und 8).

$$H_w/2 = (\bar{u}_{D/4})^2 / (2 \cdot g) \quad (7.4; \text{Staudruck})$$

Die positive Druckspitze infolge des Staudruckes sowie die Unterdruckausprägung in der Ablösezone eines Formwiderstandes haben eine vergleichbare Größe, so daß sie durch eine symmetrische sinusförmige Welle abgebildet werden. Die räumliche Ausprägung des Druckfeldes entspricht den Untersuchungen von Hutchinson and Webster (1998) und ist in guter Übereinstimmung mit Braza et al. (1986).

Ansätze zur räumlichen Mittelung des Formwiderstandeffektes in Bezug auf die Übertragbarkeit der Erkenntnisse zum Austauschprozeß an einem Formwiderstand auf eine ganze Fläche von Formwiderständen werden nach der Darstellung der Ergebnisse zu einzelnen Austauschmustern angesprochen. Dem zu Grunde liegt die Vorstellung, daß die Summe aller Formwiderstände, die im Zusammenhang mit der Geschwindigkeitsreduktion in Sohlennähe stehen muß, durch die Rauheitswirkung einer typischen Sohlenfläche charakterisiert werden kann.

7.1.1 Formwiderstand

Zum Zweck der Übertragbarkeit auf andere Untersuchungen und natürliche Situationen werden die Ergebnisse zur tiefenorientierten Betrachtung der hydraulischen Austauschprozesse in dimensionsloser Form dargestellt (vgl. Kap. 5, Kennzahlen I_p/I_g). Die dimensionslose Austauschtiefe E_d/L_w wird als charakteristischer Parameter zur Beschreibung der Austauschmuster an einzelnen Formwiderständen ermittelt. Auf Grundlage der physikalischen Untersuchungen mit Ergänzung durch die weiteren numerischen Berechnungen kann folgende Beziehung zwischen der dimensionslosen Austauschtiefe und den hydraulischen Gradienten bestimmt werden (vgl. Abb. 7.2).

$$E_d/L_w = 0,14 \cdot (I_p/I_g)^{0,4} \quad (7.5; \text{dimensionslose Austauschtiefe})$$

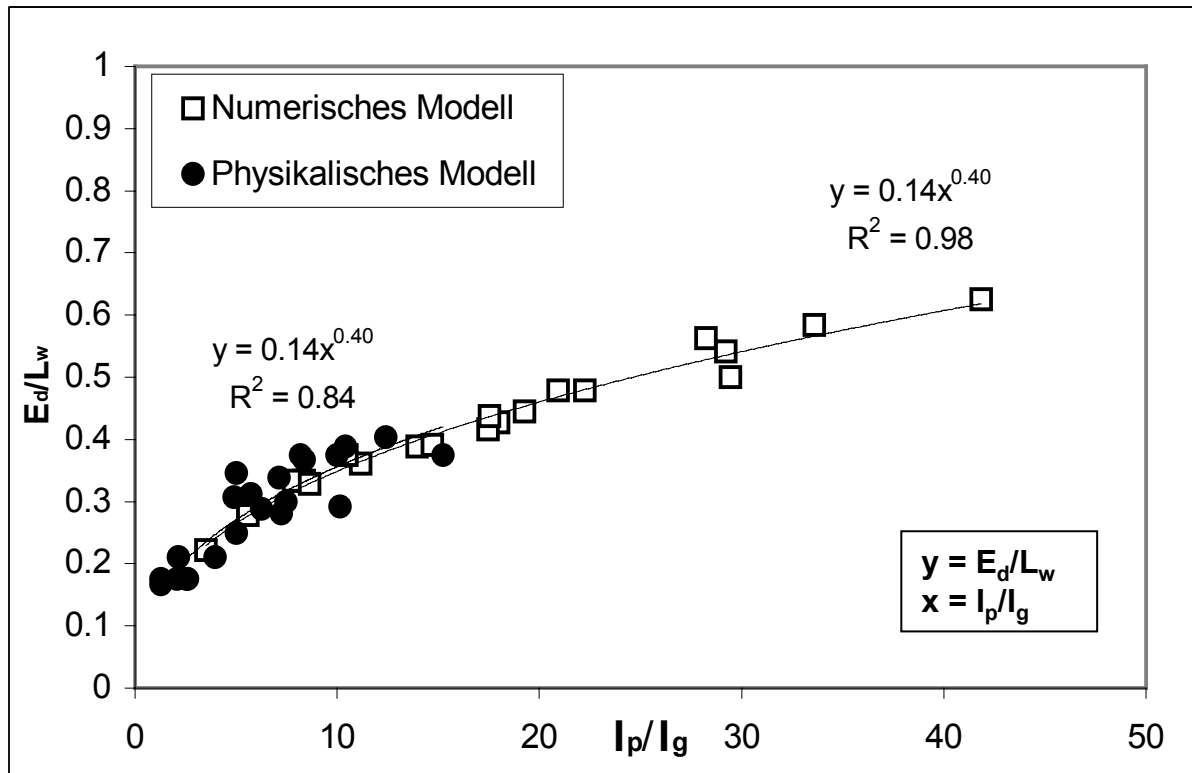


Abb. 7.2 Die dimensionslose Austauschtiefe E_d/L_w als Funktion der hydraulischen Gradienten I_p/I_g

Dabei ist der Regressionskoeffizient mit $R^2 = 0,98$ deutlich höher als für die aus den physikalischen Untersuchungen ableitbare Beziehung, welches zum Teil auf Meßungenauigkeiten und insbesondere auf die schwierige Bestimmung der Anströmgeschwindigkeit zurückzuführen ist. Bei der Auswertung der physikalischen Untersuchungen wurde zur Ermittlung des charakteristischen Prozeßgradienten I_p für die Staudruckamplituden infolge Fließgeschwindigkeitsminderung das hydraulische Potential $H_w/2 = (\bar{u}_{D/4})^2/(2 \cdot g)$ aus Geschwindigkeitsmessungen abgeleitet (vgl. Kap. 6 Koll/Bayazit).

Die in den Experimenten gemessenen Austausch Tiefen wurden den auf diese Weise ermittelten jeweiligen hydraulischen Randbedingungen gegenübergestellt, während in der numerischen Simulation die hydraulischen Randbedingungen ($D, I_p/I_g$) am oberen Modellrand eindeutig vorgegeben werden konnten und nur die Austausch tiefe berechnet wurde. Die physikalischen Untersuchungen, die allgemein größeren (Meß-) Ungenauigkeiten unterworfen sind, genügen dennoch der Validierung der numerischen Berechnungen (vgl. Abb. 7.2).

Die charakteristische Austausch tiefe E_d als tiefenorientiertes Maß für die hydraulische Austauschwirkung kann somit bestimmt werden zu

$$E_d = 0,56 \cdot D \cdot (I_p/I_g)^{0,4} \quad (7.6 \text{ a; Austauschtiefe})$$

mit: $D [\approx L_w/4]$ = Korndurchmesser eines zur Hälfte eingebetteten Sohlenelementes

$I_p [\approx H_w \cdot \pi/L_w = (\pi \cdot u_{D/4}^2)/(g \cdot L_w)]$ = charakteristischer Prozeßgradient

I_g = großräumlicher hydraulischer Gradient

Liegen keine Meßwerte für die charakteristische Anströmgeschwindigkeit im Abstand z von der Sohle vor, so kann mit Hilfe der Formeln von Nikuradse bzw. von Bayazit (vgl. Kap. 6) für geringere relative Überdeckungen eine theoretische Abschätzung der sohlennahen Geschwindigkeitsverteilung vorgenommen werden.

In der Praxis wird häufig eine Schätzung der jeweiligen Austauschtiefe in verschiedenen natürlichen Situationen nützlich sein. Die maximale Austauschtiefe E_d kann auf Basis der durchgeführten Versuchsreihen (experimenteller Bereich: $0,25\% < I_g < 2,5\%$, $2 < h/k_s < 8$) in direkten Zusammenhang zu der Expositionshöhe $p = D/2$ von zur Hälfte aus der mittleren Sohle herausragenden Sohlenelementen gesetzt werden.

$$2 \cdot p < E_d < 3 \cdot p \quad \text{für } 1,5 < D/k_s < 2 \quad (7.6 \text{ b; Abschätzung})$$

$$E_d = 1,5 \cdot e \quad \text{für } D/k_s = 1,15$$

Wenn das Verhältnis vom Korndurchmesser des exponiert gelagerten Sohlenelementes zu der Rauheitswirkung der Sohloberfläche D/k_s kleiner als 1 wurde, konnte ein Austauschmuster nicht mehr einem einzelnen Formwiderstand zugeordnet werden, sondern es wurde die Überlagerung mehrerer Austauschströmungen beobachtet.

7.1.2 Oberflächenwiderstand

In Abbildung 7.3 sind die versuchstechnisch ermittelten Austauschmuster von drei überströmten Sohlen mit unterschiedlichen Rauheiten gegenübergestellt. Diese Ergebnisse bestätigen die Zunahme der Austauschtiefe mit zunehmender Rauheitslänge. Während die Austauschmuster bei den aus Feinkies mit einer geometrischen Rauheitslänge $k_g = 3,5$ mm aufgebauten Sohlen flach verlaufen, reichen die Austauschströmungen deutlich tiefer in das Sediment hinein für die Sohlencharakteristik von $8 \text{ mm} < k_g < 16 \text{ m}$ und die Austauschtiefe ist für die Sohle mit den größten Rauheitslängen $22 \text{ mm} < k_g < 32 \text{ mm}$ noch größer.

Die Parameter relative Überdeckung und Sohlenstruktur waren für diese drei Sohlen mit unterschiedlichen Rauheitsgrößen ähnlich, so daß der hydraulische Widerstand (Widerstand aus der Oberflächenrauheit) wesentlich durch die Größe der Rauheitslängen bestimmt war.

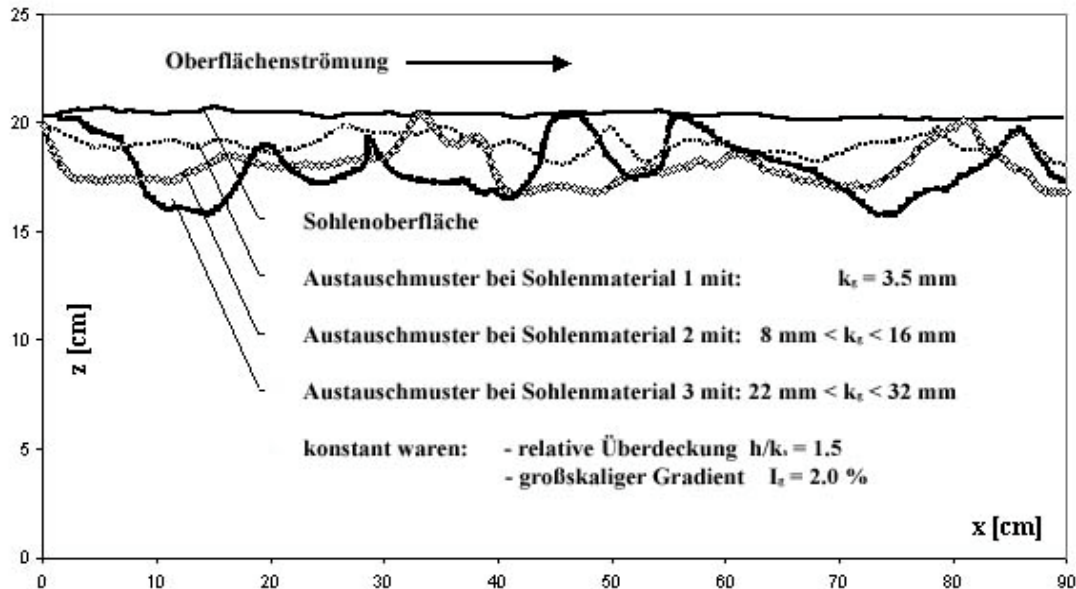


Abb. 7.3 Austauschmuster von drei überströmten Sohlen unterschiedlicher Rauheit

Für die Übertragbarkeit der Zusammenhänge zwischen Geschwindigkeitsreduktion bzw. Staudruck durch Anströmung von Formwiderständen und der Größe des lokalen Prozeßgradienten bzw. der Austauschtiefe auf ganze Sohlenbereiche wird ein anderer Parameter benötigt, als der Korndurchmesser bzw. das geometrische Rauheitsmaß $k_g = D$.

Da das von Nikuradse eingeführte Rauheitsmaß k_s kein rein geometrisches Maß wie k_g ist, sondern als hydraulisches Rauheitsmaß die Oberflächenrauheit eines Sohlenbereiches beschreibt, liegt es nahe, die äquivalente Sandrauheit an Stelle des Korndurchmessers zu verwenden. Da die Nikuradse-Rauheit weiterhin die Dimension einer Länge besitzt, kann nach oben beschriebener Vorgehensweise die Korrelation von k_s mit einer charakteristischen Wellenlänge L_w geprüft werden.

Es kann analog zu den Untersuchungen der Austauschtiefe an einzelnen exponierten Sohlenelementen experimentell überprüft werden, ob die räumlich mittlere Austauschtiefe eines Sohlenbereiches mit der äquivalenten Sandrauheit zusammenhängt.

Dem liegt die Vorstellung zu Grunde, daß die Summe aller Formwiderstände, die im Zusammenhang mit der Geschwindigkeitsreduktion in Sohlennähe steht, durch die Rauheitswirkung einer typischen Sohlenfläche charakterisiert werden kann.

Da die Fließgeschwindigkeit mit steigender Oberflächenrauheit in Sohlennähe reduziert ist (vgl. Kap. 2 Dittrich z_c+) und eine lokale Geschwindigkeitsverminderung mit einer lokalen Druckerhöhung einhergeht (Bernoulli), sollte die Druckverteilung an der Gewässersohle mit der Oberflächenrauheit zusammenhängen.

Die Verminderung der sohlennahen Fließgeschwindigkeit infolge der Rauheitswirkung könnte analog der Herleitung für einzelne Formwiderstände für die Definition eines räumlich gemittelten Prozeßgradienten verwendet werden. Für eine Überprüfung der Korrelation zwischen der dimensionslosen Austauschtiefe E_d/L_w und dem Verhältnis der hydraulischen Gradienten I_p/I_g sind jedoch umfangreiche experimentelle Untersuchungen mit überströmten Sohlen von unterschiedlichem Aufbau und Kornmaterial nötig.

Um den räumlich gemittelten Austauscheffekt zu bestimmen, kann die Mächtigkeit der linearen Unterschicht δ_l , die sich aus der Ableitung nach Nikora et al. (2001) ergibt, an Stelle der äquivalenten Sandrauheit verwendet werden (vgl. Kap. 2). Bei rauhen Kiessohlen ist δ_l proportional zur Standardabweichung von Sohlenerhebungen σ_b (Nikora et al. 1998).

$$\delta_l \approx 4 \cdot \sigma_b \approx 1,5 \cdot D_{50} \quad (7.7; \text{Lineare Unterschicht})$$

mit: D_{50} = Korndurchmesser der Deckschicht bei 50% Siebdurchgang

Bei unregelmäßigen Kiessohlen hängt δ_l und die Variable C von der Kornverteilung, Kornform und der räumlichen Anordnung der Körner auf der Gewässersohle ab, welche nach Bathurst (1985) für unterschiedliche Flüsse insgesamt als ähnlich bekannt sind. Die Definitionen für die Bezugshöhe der Sohle bzw. für δ_l hängen ebenfalls von diesen unter dem Sammelbegriff Sohlenstruktur zusammenfassenden Parametern ab, sollten nach Nikora (2001) jedoch für einen umfassenden Bereich von Rauheitstypen untersucht werden. Eine weitere Alternative könnte der Ansatz von Bezzola (2002) bieten, wonach die äquivalente Sandrauheit durch die physikalisch faßbare Größe z_R ersetzt werden kann.

7.1.3 Übertragbarkeit auf realistische Strömungssituationen

Für die Beurteilung der kleinräumlichen Austauschprozesse aus ökologischer Sicht sind die Austauschraten und die Reichweite der Austauschströmungen von Bedeutung. Aus dem entwickelten Prozeßverständnis ergibt sich, daß für beide Zusammenhänge die Größe des Prozeßgradienten gleichermaßen entscheidend ist. Sowohl die Durchflußmenge als auch die

Austauschtiefe hängen von der Größe der zusätzlichen lokalen Druckgradienten ab. Untersuchungen zu Austauschraten wurden von Packman et al. (2004) zusammengestellt.

In Bezug auf die tiefenorientierte Betrachtung der Austauschvorgänge läßt sich die Bedeutung der in der vorliegenden Arbeit vorwiegend untersuchten Austauschströmungen an einzelnen stark exponierten Formwiderständen hervorheben, da hierdurch die maximale Eindringtiefe von sauerstoff- oder nährstoffreichen Oberflächenwasserströmungen in den Porenraum bestimmt wird. Dies stellt neben der räumlich gemittelten Austauschtiefe eine wesentliche Randbedingung für die Besiedlung des Interstitiales dar, welches durch die hohen Stoffwechselraten in der obersten Sedimentschicht eine besondere Stellung für die Selbstreinigungskraft von Fließgewässern einnimmt. Die angegebenen Berechnungsansätze zur Bestimmung der maximalen Austauschtiefe in Abhängigkeit von den Parametern großräumlicher hydraulischer Gradient, Exposition und Anströmgeschwindigkeit (Gl. 7.6 a) kann in Planungsgrundlagen für Gewässerentwicklungskonzepte münden.

Es ist denkbar die gewonnenen Erkenntnisse zu erhöhter Austauschintensität bei heterogen-grobkörnigen, permeablen Gewässersohlen gegenüber reduzierter Durchströmung des Interstitiales bei strukturarmen, ebenen und gegebenenfalls durch Feinanteile abgedichteten Sohlenbereichen im Sinne einer ökologischen Aufwertung zu nutzen.

Zur schnelleren Einschätzung des Austauschpotentials von vorhandenen natürlichen oder überprägten Sohlenbereichen kann bei Unkenntnis der jeweiligen hydraulischen Parameter eine ausschließlich auf die Sohlenstruktur bezogene Abschätzung dienen (Gl. 7.6 b).

7.2 Transportprozesse infolge turbulenzbedingter Druckschwankungen

In den Versuchsreihen zur Untersuchung der stationären Austauschströmungen im obersten Sohlenbereich wurde festgestellt, daß der Verlauf der eingefärbten Fließpfade (Stromlinien) über längere Zeit stabil war und keine wahrnehmbare Durchmischung an der Grenzschicht zwischen eingefärbtem und farblosem Porenwasser auftrat. Dispersionseffekte scheinen im Zusammenhang mit Austauschmechanismen zwischen Oberflächen- und Porenwasser keine Rolle zu spielen. Insbesondere an den stabilen Grenzschichten konnte jedoch eine hochfrequente Flüssigkeitsschwankung beobachtet werden, die kleinräumliche advective Strömungen vor allem in vertikaler Richtung bewirkt und mit zunehmender Entfernung von der Gewässersohle an Intensität abnimmt. Dieses pulsierende Auf- und Abpumpen wurde in den Bereichen eingefärbter Stromlinien digital gefilmt und quantitativ ausgewertet. Parallel

dazu wurde der Druckunterschied zwischen zwei Meßpunkten gemessen, die im Bereich des eingefärbten Porenwasserstromes vertikal übereinander so angeordnet waren, daß die visualisierte Flüssigkeitsschwankung das horizontal strömende eingefärbte Porenwasser zwischen diesen beiden Punkten auf und ab bewegte (s. Kap. 6 Abb. 6.12).

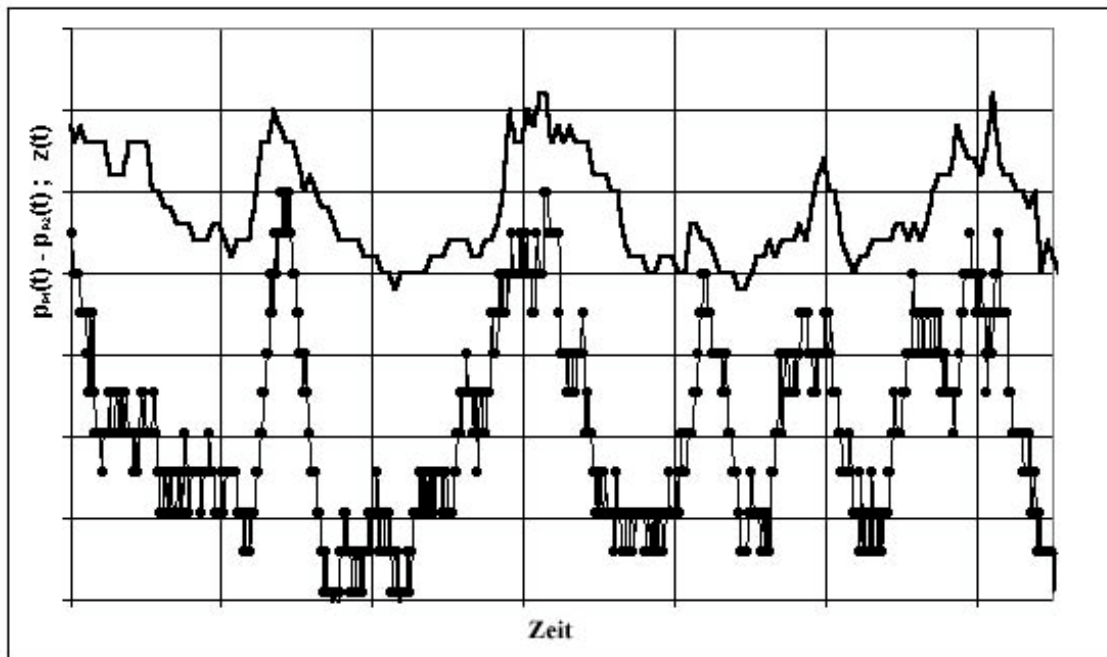


Abb. 7.4 Vertikale Flüssigkeitsbewegung und Druckgradient (Vollmer et al. 2002)

In Abbildung 7.4 ist ein Beispiel einer experimentellen Zeitserie der digital ausgewerteten Flüssigkeitsschwankung mit gleichzeitiger Druckmessung dargestellt. Die gepunktete Kurve stellt die Druckdifferenz zwischen den beiden Meßpunkten P1 und P2 als Funktion der Zeit dar. Die durchgezogene Kurve stellt die Höhenlage als Verlauf über die Zeit dar, den die Grenzschicht zwischen eingefärbtem und farblosem Porenwasser eingenommen hat. Hieraus ist ein enger lokaler Zusammenhang zwischen der beobachteten Flüssigkeitsschwankung und dem oszillierenden Druckgradienten zu erkennen. Dieser Zusammenhang konnte mit Hilfe aufwändiger Meßtechnik der Universität Heidelberg (IWR) durch paralleles Messen von Druckschwankungen und der Fließgeschwindigkeiten in den Poren bestätigt werden (s. Kap. 6 Abb. 6.17).

Die beobachteten Flüssigkeitsschwankungen in der obersten Sedimentschicht werden durch hochfrequent oszillierende Druckgradienten in Sohlennähe hervorgerufen.

7.2.1 Fortsetzung der Druckschwankungen in die permeable Sohle

In Abbildung 7.5 sind die dynamischen Druckverläufe von drei in unterschiedlicher Sedimenttiefe der größeren Versuchsrinne eingebauten Drucksensoren sowie der gleichzeitig erfaßten Wasserspiegelschwankungen als Funktion der Zeit exemplarisch abgebildet.

Die Daten der Druckmessungen enthalten in allen drei Horizonten den überlagernden Effekt der langsameren Wasserspiegelschwankungen, die durch Subtraktion des aus der Wasserspiegellagenabstastung gemessenen Kurvenverlaufes von weiteren Schwankungen mit anderen Frequenzen getrennt werden kann. Neben den Druckpotentialänderungen aus Wasserspiegelschwankungen wurden in allen drei Tiefen gleichzeitig aufgezeichnete hochfrequente Druckschwankungen erfaßt, die sich ohne zeitliche Verzögerung in den Porenraum fortsetzen, jedoch in der Druckschwankungsamplitude mit der Tiefe abnehmen.

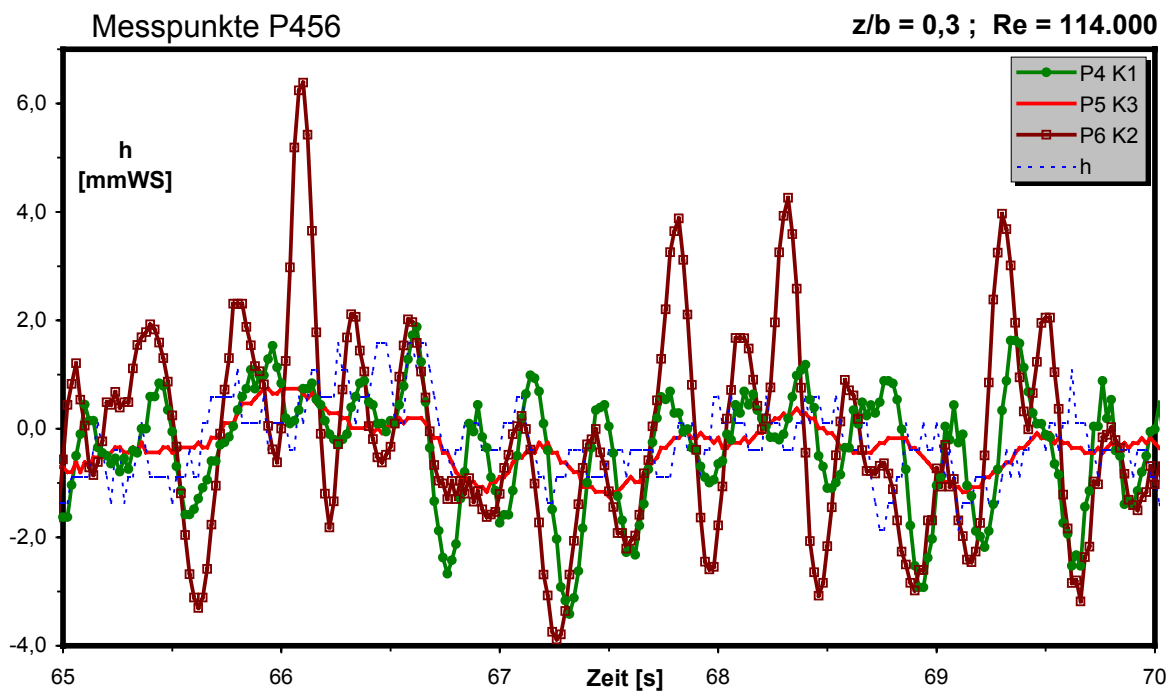


Abb. 7.5 Druckschwankungen in 3 Sedimenttiefen als Funktion der Zeit (Vollmer et al. 2002)

Diese Beobachtung wurde auf vergleichbarer räumlich-zeitlicher Skala auch von Klar et al. (2004) gemacht und deckt sich mit der beobachteten Abnahme der oszillierenden Flüssigkeitsschwankung. Die instantane exponentiell gedämpfte Druckausbreitung in den Porenraum wurde auf größerer räumlich-zeitlicher Skala auch z.B. von Köhler und Schwab (2001; s. Abb. 7.6) erfaßt. Die Ausbreitung der langwelligeren Schwankungen, die nicht der sohlennahen Turbulenz zugeordnet werden (z.B. Wasserspiegelschwankungen), wurde von Klar et al. (2004) zwar instantan aber ohne signifikante Dämpfung zumindest im oberen Sedimenthorizont gemessen.

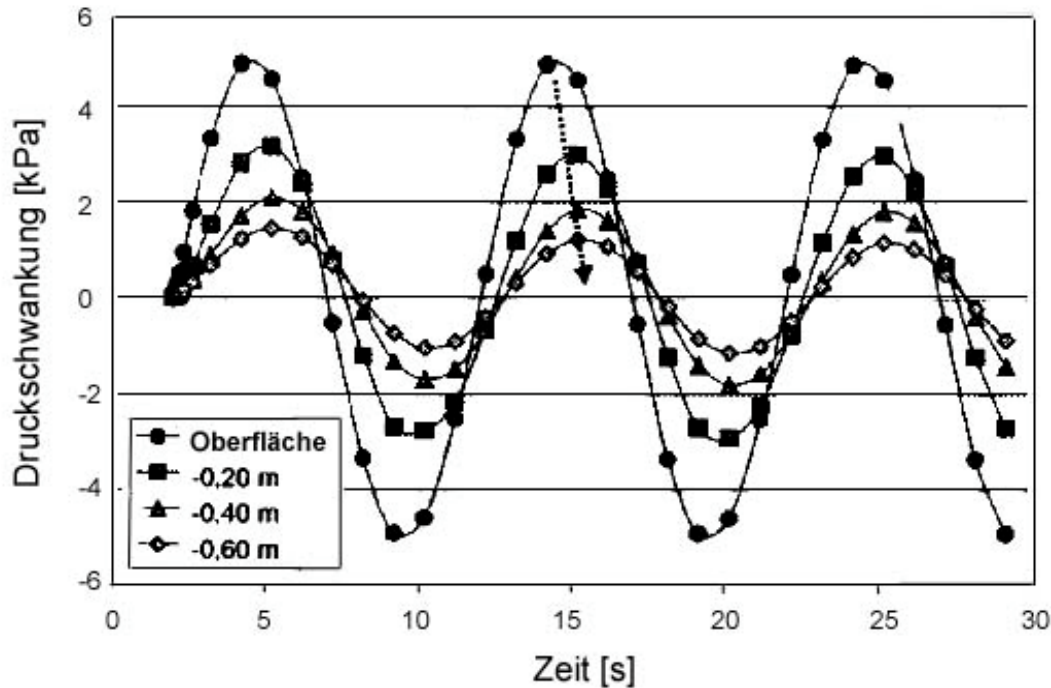


Abb. 7.6 Ausbreitung einer Druckschwankungswelle in die Sohle (Köhler und Schwab 2001)

Zur weiteren Auswertung dieser hochfrequenten Druckschwankungen wird im Folgenden die Standardabweichung p_{rms} betrachtet. Zunächst wurden Versuchsreihen mit Einkornmaterial sowohl im Filteraufbau als auch für die oberste Sohlenlage durchgeführt. In späteren Versuchsreihen wurden weitere Sieblinien und auch natürliches Sohlenmaterial verwendet. Zur Vergleichbarkeit der verschiedenen Randbedingungen und Übertragbarkeit auf andere Untersuchungen oder natürliche Gewässer werden die Ergebnisse der Druckauswertungen in dimensionsloser Form gegenübergestellt.

Dabei wird für die dimensionlose Darstellung der Dämpfungsfunktion von Druckfluktuationen über die Tiefe als charakteristischer Längenmaßstab das Rauheitsmaß k_s zur Entdimensionalisierung der Sedimenttiefe gewählt, da aus zahlreichen Untersuchungen (vgl. Kap. 4.2) bekannt ist, daß die aus der Turbulenz der sohlennahen Strömung resultierenden, hochfrequenten Druckfelder mit der Rauheitshöhe skalieren.

Der Einfluß der Druckschwankungen aus der turbulenten Oberflächenströmung auf den Porenraum wird daher als Funktion der dimensionslosen Sedimenttiefe z/k_s dargestellt. Dabei werden die in unterschiedlicher Sedimenttiefe gemessenen Druckschwankungen mit der unmittelbar an der Gewässersohle gemessenen Druckschwankung normiert $p_{\text{rms}}(z)/p_{\text{rms}}(z=0)$. Die Druckschwankungen $p_{\text{rms}}(z)$ werden auch als Potential $H(z)$ bezeichnet.

Allen Versuchsreihen war gemeinsam, daß die turbulenzinduzierten Druckschwankungen mit zunehmender Sedimenttiefe exponentiell im Porenraum gedämpft wurden. In der dimensionslosen Sedimenttiefe von $z' = z/k_s = -7$ waren die Druckfluktuationen kaum noch nachweisbar und etwa 90 % der turbulenzinduzierten Druckschwankungen waren bereits bei $z' = -4$ ausgedämpft. Die Dämpfungsfunktion der Druckschwankungen kann für sämtliche Oberflächenrauheiten durch folgende Gleichung gut abgebildet werden (siehe Abb. 7.7).

$$H(z') = H(z' = 0) \cdot e^{(z' \cdot 2 \cdot \pi / 10)} \quad (7.8; \text{Dämpfungsfunktion})$$

Der streng exponentielle Verlauf ist zumindest unter der Annahme von Kontinuität und laminaren Strömungsverhältnissen physikalisch plausibel und wurde bei der Analyse von Geschwindigkeitsmessungen bereits von Booij et al. (1998) gemessen und von Nagaoka und Ohgaki (1990) zur Beschreibung von Dämpfungsfunktionen in der obersten Sedimentschicht formuliert (vgl. Kap. 2.2). Die Laplace-Gleichung ($\nabla^2 \phi = 0$) kann zur Beschreibung des Strömungsfeldes im Porenraum verwendet werden, wenn Isotropie und Homogenität des Filterkörpers angenommen werden können. Generelle Lösungen haben die Form

$$f(z) = A \cdot e^{(k \cdot z)} + B \cdot e^{-(k \cdot z)} \quad (7.9; \text{Lösung der Laplace-Gl.})$$

Um die Dämpfung der turbulenten Schwankungsanteile in der obersten Filterschicht (Reichweite von wenigen Korndurchmessern) infolge der dominierenden viskosen Effekte der laminaren Filterströmung beschreiben zu können, wird eine einfache exponentielle Funktion benötigt. Zur Annäherung der gemessenen Dämpfungsfunktion turbulenter Druckschwankungen werden die Konstanten unter Beachtung der Randbedingungen zu $A=1$ und $B=0$ gesetzt.

$$f(z) = e^{(k \cdot z)} \quad (7.10; \text{Exponentielle Funktion})$$

wobei k als Wellenzahl interpretiert wird

$$k = 2 \cdot \pi / L_w \quad (7.11; \text{Wellenzahl})$$

L_w ist die charakteristische Wellenlänge einer kohärenten Wirbelstruktur (oder wellenförmige Strukturen auf anderer Skala), die eine Druckschwankung an der Gewässersohle verursacht. Die exponentielle Funktion (durchgezogene Kurve in Abb. 7.7), die die gemessene Dämpfung von turbulenzinduzierten Druckfluktuationen für sämtliche Versuchsreihen gut abbildet, impliziert somit eine dominante Wellenlänge L_d von etwa zehnfacher Länge der äquivalenten Sandrauheit.

$$L_d \approx 10 \cdot k_s \quad (7.12; \text{dominante Wellenlänge})$$

Der dimensionslos dargestellte exponentielle Dämpfungsverlauf wurde übereinstimmend für alle verschiedenen Filteraufbauten oder Oberflächenrauheiten ermittelt.

$$H(z')/H(z'=0) = e^{(z \cdot 2 \cdot \pi / L_w)} \approx e^{(z \cdot 2 \cdot \pi / (10 \cdot k_s))} = e^{(z' \cdot 2 \cdot \pi / 10)} \quad (7.13; \text{Dämpfungsverlauf})$$

Dieser Funktionsverlauf zeigte in allen Versuchsreihen, die einen weiten Bereich von Randbedingungen abdecken, Gültigkeit (vgl. Kap. 6). Dabei wurde die Sohlschubspannung τ_0 allmählich bis in die Nähe des kritischen Wertes für den Bewegungsbeginn gesteigert. Der Bereich der Schubspannung wurde sowohl durch Variation des Sohlengefälles I_g als auch des Durchflusses (bzw. der Wassertiefe) bei festgehaltener Sohlenneigung erreicht. Bei der Skalierung von z mit der Wassertiefe h konnte kein funktionaler Zusammenhang zwischen der Wellenlänge der dominanten Schwankungen und den äußeren Strömungsparametern gefunden werden.

In den ersten Versuchsreihen wurde Kies als Einkornmaterial mit geringer Ungleichförmigkeit (Filtermaterial 1; RT 1) für die oberste Sohle verwendet und für den homogenen isotropen Filteraufbau mit hoher Packungsdichte. Während die äquivalente Sandrauheit für eine aus gleichförmigem gerundetem Kiesmaterial gebildeter Sohle der geometrischen Rauheit k_g entspricht (Dong et al. 1991), war k_s ein Vielfaches von k_g für das verwendete kantige Kiesmaterial mit 3,5 mm als Korndurchmesser (Filtermaterial 2; RT 2), für die lineare Sieblinie (Filtermaterial 3; RT 3) sowie für die zunehmend heterogen strukturierte Sohle aus natürlichem Sediment (Filtermaterial 4; RT 4, s. Kap. 6).

Neben der Rauheitswirkung der obersten Kornlage müssen bei den Untersuchungen zur Fortsetzung von Druckschwankungen in den Porenraum auch die Eigenschaften des Filtermaterials berücksichtigt werden.

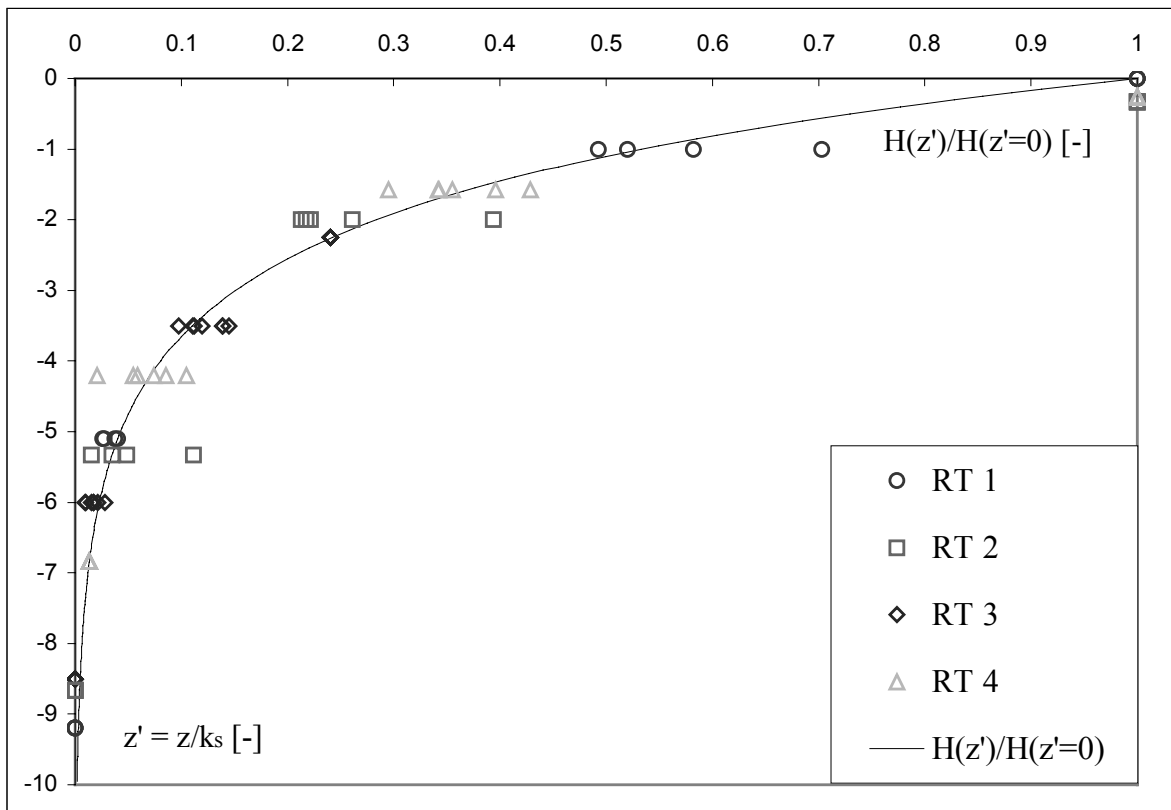


Abb. 7.7 Die Dämpfung der Druckschwankungen über die Tiefe in dimensionsloser Form

Die experimentell ermittelte Dämpfungsfunktion kann als plausible Lösung für die Laplace-Gleichung abgeleitet werden, welche neben laminarem Fließen und Kontinuität in der Bodenwasserströmung auch Homogenität und Isotropie als Randbedingung voraussetzt.

Die Bedingungen Laminarität und Homogenität wurden zumindest in den Versuchen mit natürlichem Sediment (Filtermaterial 4) nicht vollständig erfüllt. Die dimensionslos dargestellte Dämpfungsfunktion fällt jedoch auch für das Filtermaterial 4 mit dem für Einkornmaterial (Filtermaterial 1) und streng laminarer Bodenwasserströmung bestimmten Kurvenverlauf überein (vgl. Abb. 7.7 und Abb. 6.10). Durch das Einschlämmen von feinem Sand wurden Kolmationseffekte in den obersten Filterschichten simuliert. In der Folge wird die Amplitude der Druckschwankungen zeitweise durch die Porositätsverminderung gedämpft, der Effekt ist jedoch von kurzer Dauer, da das feine Material durch die turbulenten Schwankungen bei zunehmender Sohlenschubspannung wieder aus dem Filterkörper ausgetragen wird (vgl. z.B. Schälchli in Kap. 3). Die Frequenz und Intensität der gemessenen Druckschwankungen ist bei entsprechendem Filteraufbau sehr vergleichbar mit den experimentellen Werten vor dem Einschlämmen von Feinsand. Eine geringe Dämpfung der gemessenen Druckschwankungen wurde weiterhin in unmittelbarer Nähe der Rinnenwand gegenüber den Werten in Rinnenmitte festgestellt, ebenfalls mit der gleichen Frequenz.

7.2.2 Betrachtung der Druckschwankungs-Frequenz

In allen Messungen des dynamischen Druckverlaufes wurde unabhängig von Filteraufbau und Oberflächenrauheit oder der jeweiligen Meßstelle innerhalb der Sohlentextur eine dominante stark periodische Druckoszillation gefunden. Dabei wurde eine sehr ähnliche Frequenz der Druckschwankungen gemessen, obwohl die Position der Meßstellen in bezug auf einzelne stark exponierte Formwiderstände variierte. Die Amplitude der Druckschwankungen war jedoch signifikant größer, wenn sich die Meßposition in der Ablösezone von stark exponierten Sohlenelementen befand.

Eine dominante Frequenz von Ablösevorgängen konnte weiterhin durch die Analyse digitaler Videoaufnahmen in Verbindung mit Tracer-Versuchen beobachtet werden. Abbildung 7.8 zeigt eine Sequenz von zehn direkt aufeinanderfolgenden Bildern, die zwei Zyklen der Entstehung und Ablösung von Wirbeln an einem exponiert gelagerten Korn umfasst.

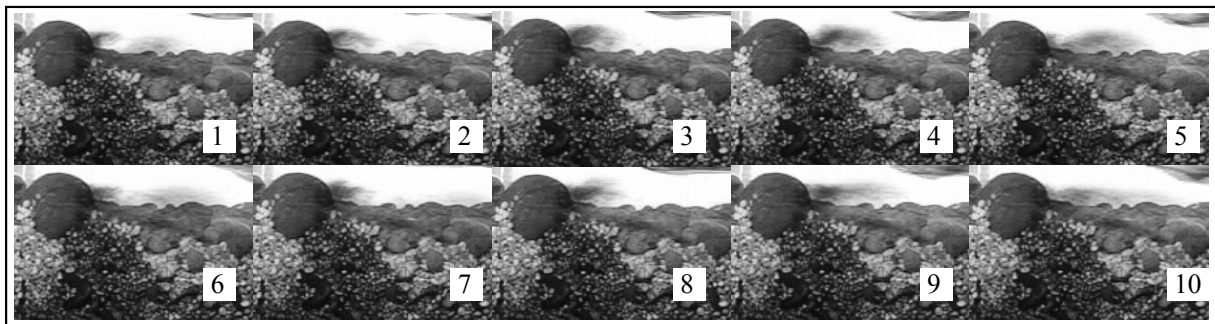


Abb. 7.8 Wirbelablösungen hinter einem exponierten Korn - 10 aufeinanderfolgende Bilder

Eine dominante Frequenz von Druckschwankungen wurde während aller Versuche mit den vier verschiedenen Oberflächenrauheiten gemessen. In den meisten Fällen stimmte diese Frequenz gut überein mit der dimensionslosen Frequenz von Wirbelablösungen an angeströmten Kugeln $Sr = 0,18$, wenn der jeweilige Korndurchmesser des Sohlenmaterials eingesetzt wird in

$$f = Sr \cdot u_a / D \quad (7.14; \text{Ablösfrequenz})$$

Damit ergibt sich eine Schätzung für die Größenordnung der Wellenlänge von Wirbelablösungen

$$L_w = u_a / f \approx 5,5 \cdot D \quad (7.15; \text{Wellenlänge})$$

Sofern die gemessenen Druckschwankungen überwiegend durch Ablösungen an den jeweils größeren exponierter gelagerten Körnern oder an Gruppen von Körnern, die als Formwiderstand mit entsprechend größeren geometrischen Abmessungen als der mittlere Korndurchmesser wirken, geprägt sind, ist eine plausible Erwartung für die dominante Wellenlänge $L_d > 5,5 \cdot D_{50}$. Nach Dittrich (1998) ist für den Fall der einseitigen dreidimensionalen Ausbildung der Scherschicht, wie z.B. an einer in der Sohle liegenden Kugel, eine größere Nachlaufzone als die der frei umströmten Kugel zu erwarten.

Somit kommen die beobachteten Wirbelablösungen an den Sohlenelementen grundsätzlich als Quelle für die gemessenen Druckschwankungen in Frage und auch die Größenordnung der aus der exponentiellen Dämpfungsfunktion ermittelten dominanten Wellenlänge (Gl. 7.12) steht nicht im Widerspruch hierzu. Die Übertragbarkeit der charakteristischen Strouhal-Frequenz für die instationären Strömungsvorgänge um eine Kugel auf die Versuchsreihen mit überströmter Sohle aus eingebetteten nicht völlig gerundeten Kieskörnern ist jedoch begrenzt, so daß sich Zahlenwerte auf diese Weise nicht direkt vergleichen lassen (vgl. Kap. 4.2).

Es ist plausibel, daß die den Ablösevorgängen zugeordnete charakteristische Frequenz unabhängig von der jeweiligen Meßposition innerhalb der Sohlentextur ist, wenn in der Rauheitsunterschicht ein linearer Geschwindigkeitsverlauf zu Grunde gelegt wird (s. Kap. 2).

$$\bar{u}(z)/z \sim \bar{u}_a/p = \bar{u}_a/(D/2) = \text{konst.} \quad (7.16; \text{Linearität des Geschwindigkeitsverlaufes})$$

Die Linearität des Geschwindigkeitsverlaufes führt mit sich, daß das Verhältnis von Anströmgeschwindigkeit \bar{u}_a (im Mittelpunkt des aus der Sohle herausragenden Kornes) zur Exposition p unabhängig von der Lage oder der Größe des Kornes ist, von dem sich die Strömungsablösungen ausbilden. Dementsprechend setzt sich die in Gleichung 7.14 gegebene Ablösefrequenz aus zwei konstanten Anteilen zusammen, aus der Strouhalzahl und mit Gleichung 7.16 aus $\bar{u}_a/p = \text{konst.}$ Nach Nikora et al. (2001) ist für Gerinneströmungen über rauhen Sohlen die Linearität des Geschwindigkeitsprofils für geringe relative Überdeckung für die gesamte Wassertiefe gegeben. Demnach ist die Strömung um und über den Rauheitselementen wesentlich von den Wirbeln geprägt, die aus den Ablösungen an den Rauheitselementen stammen. Auch Nakagawa et al. (1988) untersuchten die turbulente Gerinneströmung über einer hydraulisch rauhen Sohle mit geringer relativer Überdeckung ($1,3 < h/D < 4,2$; $0,1 \% < I < 0,5 \%$). Sie fanden ein gleichförmigeres als das logarithmische Geschwindigkeitsprofil und erklärten die Unterdrückung der gewöhnlichen wandnahen Turbulenz mit dem Einfluß der Wirbelablösungen von den einzelnen Rauheitselementen.

Die Untersuchung des turbulenten Strömungsfeldes über Glaskugeln dichtester Packung ($1 \text{ cm} < D < 3 \text{ cm}$) legte nahe, daß die Unterdrückung der Reynolds-Spannungen von der Unterdrückung der ejection-Phase abhängt und dadurch die Identifizierung von burst-Prozessen über rauhen Sohlen. Die in der Rauheitsunterschicht dominierende Frequenz ($1 < \text{Hz} < 3$) könne den Wirbelablösungen zugeordnet werden (Nakagawa et al. 1991). Diesem Phänomen wird der Impulsaustausch in der Rauheitsunterschicht zugewiesen. Die zugehörigen Fluktuationen sind weniger zufällig als die gewöhnliche Turbulenz, sondern stärker periodisch und organisierter. Diese Charakteristik der Rauheitsunterschicht wird im Falle geringer relativer Überdeckungen betont und wurden von Tsujimoto (1989) auch für Kiessohlen mit geringer relativer Überdeckung bestätigt. Von verschiedenen Autoren (Hamann de Salazar, Koll, Dittrich) wird eine deutlich vom logarithmischen Profil abweichende annähernd lineare Geschwindigkeitsverteilung beobachtet, die sich über entsprechend rauhen Sohlenkonfigurationen bis über die Oberkanten der Rauheitselemente hinaus erstreckt. Diese auch bei größeren relativen Überdeckungen gefundene lineare Rauheitsunterschicht ist demnach durch den Impulsaustausch von Wirbelablösungen geprägt. Untersuchungen von Blake (1970) zu den Druckspektren über rauhen sowie glatten Sohlen führen zu folgenden Schlußfolgerungen über die Herkunft und Intensität der Druckschwankungen an einer Gewässersohle:

Die hochfrequente Druckproduktion wird möglicherweise durch ein wake-ähnliches Phänomen nahe der Rauheitsoberkanten bestimmt. Die Rauheitshöhe und zu einem geringeren Anteil die Ablösung bestimmen die hochfrequenten Wanddruckwerte. Die Rauheitsgröße bestimmt die durchschnittliche Größe der Wirbel und die Größe der Zwischenräume bestimmt den Bereich der Wirbelgrößen, die zwischen die exponierteren Körner vordringen können. Eine große relative Größe der Zwischenräume bedeutet dann, daß ein großer Bereich von Wirbelgrößen zwischen den exponierteren Körnern möglich ist. Daher vernachlässigt die Skalierung mit dem Parameter k_g möglicherweise den Einfluß des Druckspektrums, der durch die Dichte der Anordnung von Sohlenelementen bestimmt ist. Die Wanddruck-Amplituden werden sowohl bei hydraulisch glatten als auch rauhen Verhältnissen durch die Größe der Sohlenschubspannung bestimmt. (vgl. Kap. 2 und 4).

Zusammenfassend läßt sich der vermutete Zusammenhang zwischen der Frequenz und der Bewegung von Wirbelablösungen in der Rauheitsschicht mit den beobachteten Druckschwankungen in der Gewässersohle durch den Vergleich mit den Erkenntnissen aus der Literatur bestätigen (vgl. auch Bezzola 2002).

7.3 Zusammenfassung der Ergebnisse

Bei der Überströmung von mehr oder weniger unregelmäßigen permeablen Kiessohlen treten prinzipiell Austauschströmungen zwischen dem Oberflächenwasser und dem Porenwasser an einzelnen Formwiderständen auf. Die zeitlich mittleren dreidimensionalen Austauschmuster an angeströmten Einzelwiderständen resultieren aus fleckenhaft über die Gewässersohle verteilten Druckfeldern infolge der heterogenen Sohlenstruktur. Die maximale Austauschtiefe E_d stellt dabei einen wesentlichen Parameter zur Beschreibung der Austauschströmungen an einem Einzelwiderstand dar. Sie hängt von dem Korndurchmesser des angeströmten Kornes und dem charakteristischen Prozeßgradienten ab, der sich aus der lokalen Fließgeschwindigkeitsverminderung beziehungsweise dem Staudruck an der Sohle ergibt. Die dimensionslose Austauschtiefe kann auf Grundlage physikalischer und numerischer Untersuchungen als Funktion der Sohlencharakteristik (Korndurchmesser) sowie der hydraulischen Randbedingungen bestimmt werden. Dabei ist insbesondere die maximale Austauschtiefe an Einzelwiderständen von Bedeutung für die tiefenorientierte Betrachtung der hydraulischen Austauschprozesse. Gerade diese kleinräumlichen Austauschströmungen an Formwiderständen tragen entscheidend zum Transport von sauerstoff- und nährstoffreichem Oberflächenwasser in den Porenraum bei, wodurch die stofflichen und ökologischen Randbedingungen je nach Sedimenttiefe maßgeblich bestimmt sind.

Um eine räumlich gemittelte Betrachtung der stark heterogenen Austauschmuster über eine charakteristische Sohlenfläche zu ermöglichen, sind weitere Untersuchungen zu einer charakteristischen Rauheitslänge an Stelle eines Korndurchmessers nötig. Dem liegt die Vorstellung zu Grunde, daß die Summe aller Formwiderstände, die im Zusammenhang mit der Geschwindigkeitsreduktion in Sohlennähe stehen muß, durch die Rauheitswirkung einer typischen Sohlenfläche charakterisiert werden kann. Mögliche Parameter (charakteristische Länge, vgl. Kap.3) zur Beschreibung dieses Zusammenhanges können neben der äquivalenten Sandrauheit, die Mächtigkeit von linearer Unterschicht oder Rauheitsschicht sein.

Neben den zeitlich mittleren Prozeßgradienten bestehen weitere kleinräumliche hochfrequent wechselnde Druckgradienten an der Gewässersohle, die zu einem kleinräumlichen oszillierenden Flüssigkeitstransport in den obersten Sedimentschichten beitragen. Die Strömung in der Rauheitsunterschicht ist wesentlich durch Wirbelablösungen an Formwiderständen geprägt. Es ist anzunehmen, daß die gemessenen Druck- und

Flüssigkeitsschwankungen, die in zunehmender Sedimenttiefe exponentiell gedämpft werden, vorwiegend durch Wirbelablösungen an größeren exponiert gelagerten Einzelkörnern hervorgerufen werden. Die Dämpfungsfunktion und die Reichweite in die Sedimenttiefe ist von der Wellenlänge der Druckschwankung und daher von der Oberflächenrauheit und von der Sohlenschubspannung abhängig.

Die Porenwasserströmung unter rauhen permeablen Gewässersohlen ist in den obersten Sedimentschichten durch fleckenartig über die Sohle verteilte Austauschmuster geprägt. Die weißen Vektoren in Abbildung 7.9 veranschaulichen die zeitlich stabilen charakteristischen Fließwege der Bodenwasserströmung unter einem durch die Oberflächenströmung angeströmten Fließwiderstand. An den Grenzen zwischen einströmendem Oberflächenwasser und Bodenwasserströmung treten keine signifikanten Dispersionseffekte auf. Es findet jedoch ein hochfrequent oszillierender advektiver Flüssigkeitstransport in der obersten Sedimentschicht statt, der durch die sohlennahe Turbulenz der Oberflächenströmung hervorgerufen wird und mit zunehmender Sedimenttiefe schnell abnimmt. Unmittelbar an der Gewässersohle wird Oberflächenwasser kleinräumlich und hochfrequent in den Porenraum hinein- und herausgepumpt, was durch schwarze Vektoren kenntlich gemacht ist.

Als hydraulische Randbedingung, die Einfluß auf die Ausbildung von Gradienten zwischen nährstoffreichem beziehungsweise -armem Wasser hat, ist dieser Transportmechanismus insbesondere an den Grenzbereichen zwischen einströmendem Oberflächenwasser und Porenwasser zu beachten. Wenn auch kein erheblicher Nettotransport durch die Oszillation zu erwarten ist, so stellt dieser kleinräumliche Transport von Flüssigkeit und Nährstoffen eine Randbedingung für den gradientengetriebenen Stofftransport zu den Biofilmen in der obersten Schicht des Interstitiales sowie für die Organismen in diesem Lebensraum dar. Dem Stofftransport zu den Biofilmen, der durch stoffliche Gradienten angetrieben ist, kommt wegen der hohen Stoffwechselaktivität in der obersten Interstitialschicht für die Selbstreinigungskraft der Fließgewässer eine große Bedeutung zu.

In Abbildung 7.9 ist das einströmende Oberflächenwasser mit relativ hohen Konzentrationen an Sauerstoff oder Nährstoffen durch die Intensität der Graufärbung symbolisiert, während die dunkle Färbung Regionen relativ geringer Konzentrationen signalisiert, die nicht durch Oberflächenwasser erreicht werden. Abhängig von den meso- und makroskaligen hydraulischen Gradienten wird das Wasser in den tieferliegenden Schichten überwiegend in horizontaler Richtung durch den Porenraum transportiert.

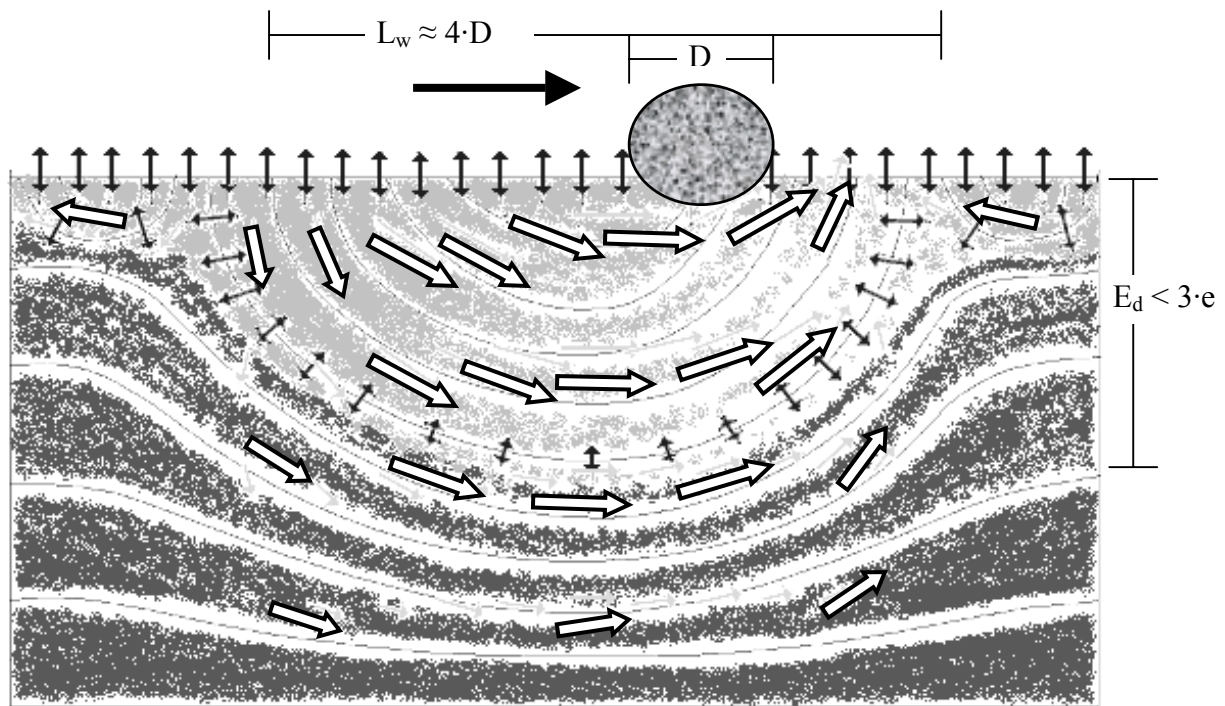


Abb. 7.9 Konzeptionelle Darstellung der Austauschprozesse im obersten Interstitial

Die Integration der in Laborversuchen und numerischen Berechnungen gewonnenen Erkenntnisse zu den kleinräumlichen Prozessen im obersten Bereich des Interstitiales in die Feldstudien der Partner innerhalb des interdisziplinären Forschungsprojektes (Borchardt et al. 2005) kann auf Grundlage der unter den natürlichen Randbedingungen angesetzten Versuchsreihen erfolgen. Das Prozessverständnis der kleinskaligen Austauschmechanismen kann somit dazu dienen die Ergebnisse der hydraulischen und biologischen Untersuchungen des DFG-Projektes an der Lahn zu bekräftigen und zu verdichten.

Im Rahmen der Felduntersuchungen an der Lahn ergab sich auf der naturräumlichen Skala nach Saenger und Zanke (2005), daß die morphologischen Strukturen der untersuchten Gumpen-Querbank-Abfolgen den Austausch zwischen Oberflächen- und Bodenwasserströmung in geringerem Maße prägten, als die kleinräumlichen Austauschprozesse an angeströmten Formwiderständen.

Der überwiegende Teil des einströmenden Oberflächenwassers infiltrierte nicht bis in tiefere Sedimentschichten, sondern verließ die oberen Sedimentschichten wieder nach kurzer Passage durch den Porenraum und strömte in die fließende Welle zurück. Die obersten 10 bis 20 cm des Interstitiales enthielten etwa 70 bis 100 % frischen Oberflächenwassers und dieser Anteil an frisch infiltriertem Wasser nahm mit zunehmender Sedimenttiefe stark ab (Saenger und Zanke 2005).

Ingendahl et al. (2005) bestätigten den intensiven hydraulischen Austausch in der obersten hyporheischen Zone durch die Messung von hohen Konzentrationen gelösten Sauerstoffes in den obersten Sedimentschichten.

Altmoos et al. (2005) ermittelten parallel dazu erhöhte Mengen an organischem Material sowie eine große Organismenvielfalt in den obersten 10 bis 20 cm der hyporheischen Zone und weiterhin hatte diese Schicht die größte Bedeutung für den mikrobiellen Stoffumsatz (Fischer et al. 2005).

Die Austauschwirkung zwischen der Oberflächenströmung und der hyporheischen Zone kann entsprechend der räumlich-zeitlichen Variabilität von Kolmationsvorgängen und deren Auswirkung auf die Durchlässigkeit der Gewässersohle beziehungsweise des Filterkörpers lokal oder temporär vermindert sein (Ibisch et al. 2005).

Die übereinstimmend in allen Untersuchungen des Lahn-Projektes gefundenen hohen Gradienten in der obersten Interstitialschicht unterstreichen die Bedeutung insbesondere der kleinräumlichen Austauschprozesse.

Die Einbeziehung der kleinräumlichen Prozesse der obersten Sedimentschicht ergänzt das tiefenorientierte Drei-Schichten-Modell zum hydraulischen Austausch zwischen Oberflächen- und Bodenwasserströmung nach Lenk (2000):

- (a) oberste Interstitialschicht: Diese Sedimentschicht wird von schnellen Austauschströmungen zwischen Oberflächen- und Porenwasser an exponiert gelagerten Formwiderständen dominiert. Dieser Austauschmechanismus wird durch eine turbulenzinduzierte Flüssigkeitsoszillation überlagert. Die durch Formwiderstände hervorgerufene Austauschtiefe reicht weniger als die dreifache Expositionslänge in den Porenraum. In dieser Sedimenttiefe ist auch die Turbulenzwirkung der sohlennahen Oberflächenströmung auf den hochfrequenten advektiven Transportprozesses gedämpft.
- (b) mittlere Interstitialschicht: Diese Sedimenttiefe ist durch mittlere Austauschgradienten charakterisiert, welche auf mesoskalige morphologische Elemente zurückzuführen sind (z.B. Gumpen-Querbanks-Strukturen, Absturz-Becken-Sequenzen, Totholzschwellen).
- (c) untere Interstitialschicht: Diese Schicht ist durch langsame Austauschströmungen geprägt, die durch relativ langsam wechselnde Gradienten zwischen Grundwasserspiegel und Oberflächenwasserspiegel angetrieben werden.

Der Transport von Stoffen wie Sauerstoff oder Nährstoffe vom Oberflächenwasser zum Porenwasser wird bisher größerskaligen Austauschströmungen, dem Austausch an Formwiderständen oder diffusiven Effekten zugeordnet.

Die dargestellten Untersuchungen zeigen, daß in der Grenzschicht zwischen Oberflächen- und Bodenwasserströmung ein kleinskaliger advektiver Transport stattfindet, der aus der Turbulenz der sohlennahen Strömung resultiert.

Diese oszillierende Flüssigkeitsschwankungen wird im Gegensatz zu diffusiven Prozessen als charakteristisch für die oberste Schicht des Interstitials angesehen, die von sauerstoffreichem Oberflächenwasser intensiv durchströmt wird und in dessen Biofilmen die Organismen angesiedelt sind, die annähernd den Gesamtumsatz an Stoffen im Interstitial leisten

Als hydraulische Randbedingung, die Einfluß auf die Ausbildung von Gradienten zwischen nährstoffreichem beziehungsweise -armem Wasser hat, ist dieser hochfrequente Transportmechanismus insbesondere an den Grenzbereichen zwischen einströmendem Oberflächenwasser und Bodenwasser zu beachten.

Wenn auch kein erheblicher Nettotransport über eine größere Entfernung durch die Oszillation zu erwarten ist, so kann dieser kleinräumliche Transport von Flüssigkeit und Nährstoffen eine Bedeutung für den Stofftransport zu den Biofilmen in der obersten Schicht des Interstitiales sowie als Randbedingung für Organismen in diesem Lebensraum haben.

Dabei steht aufgrund der großen Bedeutung der höchsten Stoffwechselaktivität in der obersten Interstitialschicht (Pusch 1996), der Stofftransport zu den Biofilmen im Vordergrund, der generell durch stoffliche Gradienten angetrieben ist. Die bio-chemischen Reaktionen innerhalb der Biofilme hängen von den Stofftransporten ab (Borchardt und Wolf 1993).

Die Bedeutung turbulenter Dispersionsmechanismen für den Stofftransport zu Biofilmen wird auch von der Forschung im Bereich der Siedlungswasserwirtschaft hervorgehoben (Dohmann und Fruhen 1994, Tschui und Boller 1997).

8 Datenanalyse zum Bewegungsbeginn von Sohlenelementen

Die in Kapitel 4 vorgestellten Ansätze zur Beschreibung der Stabilität von Gewässersohlen werden durch die in Kapitel 7 dargestellten Untersuchungsergebnisse zum Einfluß der Oberflächenströmung auf die Gewässersohle ergänzt. Die Zusammenführung der experimentellen Ergebnisse mit den bisherigen Erkenntnissen zum Stabilitätsverhalten ermöglicht für geometrisch und hydraulisch vereinfachte Randbedingungen eine geschlossene analytische Lösung für den Bewegungsbeginn von Sedimenten. Die darauf aufbauende numerische Berechnung des Bewegungsbeginnes von Kugeln mit unterschiedlichen Lagerungsbedingungen wird anschließend den experimentellen Ergebnissen von aus der Literatur bekannten Untersuchungen mit vorwiegend hydraulisch rauher Strömung über ebenen Sohlen geringer Neigung gegenübergestellt. Eine entscheidende Grundlage für die zutreffende Berücksichtigung der Lagerungsbedingung und der damit zusammenhängenden Kräfteverhältnisse in der Modellierung des Bewegungsbeginnes stellen insbesondere die umfangreichen Untersuchungen von Fenton und Abbott (1977) bzw. Chin (1985), Coleman (1967) und Jüpner (1993) dar (vgl. Kap. 4.2.2).

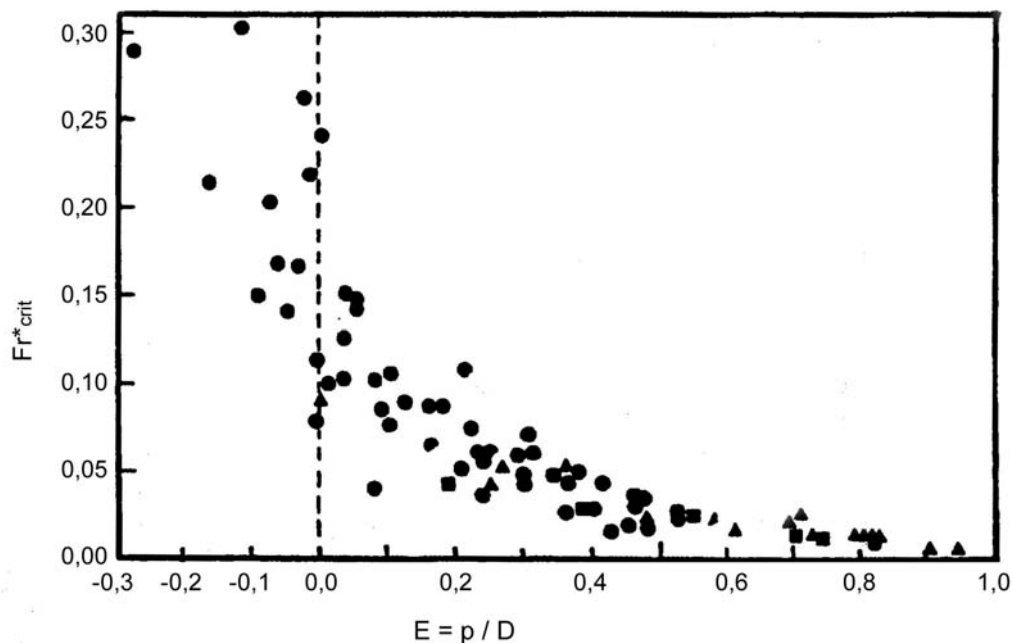


Abb. 8.1 Fr^*_{crit} als Fkt. von E , Daten von Fenton u. Abbott (1977●) und Chin (1985■▲)

Grundlegende Untersuchungen zum Bewegungsbeginn von kugelförmigen Elementen, die auf ebener Sohle gelagert und in hydraulisch rauher Strömung angeströmt werden, wurden von Fenton und Abbott (1977) durchgeführt und später beispielsweise von Chin (1985) bestätigt.

Dabei wurde der Einfluß des relativen Herausragens ($E = p/D$, s. Abb. 8.1 und 8.2) einzelner Körner über die umgebende Sohle auf die dimensionslose kritische Sohlenschubspannung Fr^*_{crit} nachgewiesen. Die Lagerungsbedingung der herausragenden Kugel entsprach einem in Bewegungsrichtung offenen, ebenen Tetraeder, d.h. die herausragende Kugel rollt nicht über den Scheitel der unmittelbar unterstrom in der Achse der Bewegungsrichtung liegenden Kugel (entspricht einem nach oberstrom offenen Tetraeder), sondern die Kugel rollt zwischen den beiden unterstrom liegenden Kugeln ab. Die Versuchsergebnisse zeigen für hydraulisch rauhe Strömungsverhältnisse, daß weit herausragende Kugeln bei wesentlich geringerer Strömungsintensität ($E = 0,82$; $Fr^*_{crit} \approx 0,01$) in Bewegung gehen als eingebettete Kugeln ($E = 0$; $Fr^*_{crit} \approx 0,14$, s. Abb. 8.1). Coleman (1967) hat den Bewegungsbeginn von über einer ebenen Sohle (mit hexagonal dichtester Kugelpackung) herausragenden Kugeln ($E = 0,82$) für unterschiedliche Korn-Reynoldsbereiche untersucht und Jüpner (1993) liefert für unterschiedlich gelagerte Kugeln Aussagen über das Verhältnis von Lift- zu Schubkraft.

8.1 Randbedingungen für den Kräfteansatz

Die Analyse des Bewegungsbeginnes von Kugeln wird zunächst ausgehend von einer hydraulisch rauhen Strömung über einer ebenen, permeablen Sohle durchgeführt. Es wird dazu von der Lagerung einer herausragenden Kugel auf einem ebenen Tetraeder ausgegangen, die wie bei Fenton und Abbott sowie Coleman zwischen den beiden unterstrom liegenden Kugeln abrollt („rolling“, vgl. Abb. 8.2 b).

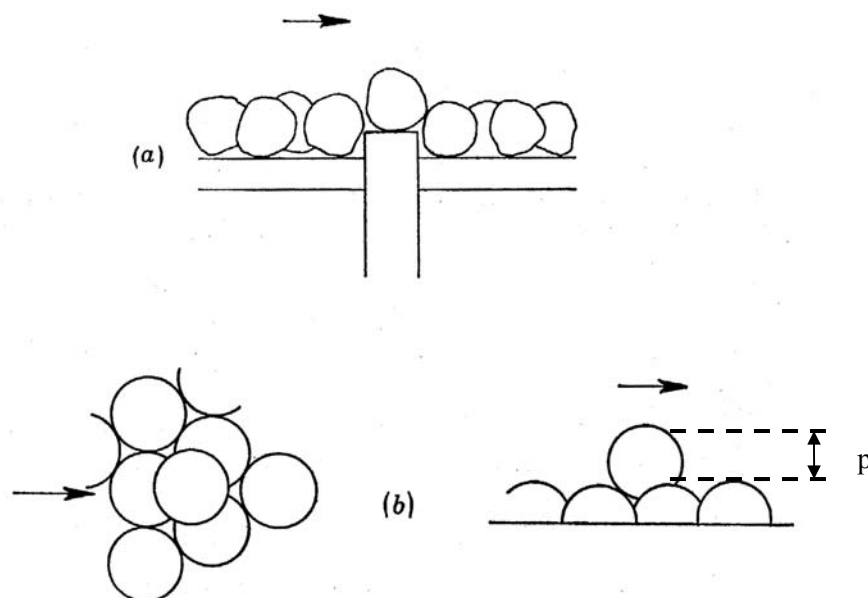


Abb. 8.2 Lagerungsbedingung nach Fenton und Abbott (1977) und Coleman (1967)

Die Neigung wird zunächst vernachlässigt. Bei Wegfallen der Schubkraft kann der Bewegungsbeginn in vertikaler Richtung durch Liftkräfte induziert werden. Das sogenannte „lifting“ wird für zwangungsfrei in die Sohle eingebettete Kugeln anhand des Kräftegleichgewichtes in z-Richtung betrachtet.

$$\sum F_z = 0 \rightarrow G = F_L \quad , \text{ für } F_D = 0 (E \leq 0) \quad (8.1; \text{Kräftebilanz})$$

F_z = Vertikalkräfte

$E = p/D$ (Exposition)

$G' = (\rho_s - \rho) \cdot g \cdot D^3 \cdot \pi/6$ (Gewichtskraft unter Auftrieb)

$\bar{F}_L = 1/2 \cdot c_L \cdot A_D \cdot \rho \cdot \bar{u}_a^2$ (zeitlich gemittelte Liftkraft)

$\bar{F}_D = 1/2 \cdot c_D \cdot A_D \cdot \rho \cdot \bar{u}_a^2$ (zeitlich gemittelte Schubkraft)

mit: c_D = Widerstandsbeiwert

c_L = Liftbeiwert

A_D = angeströmte Kugelfläche

\bar{u}_a = zeitlich gemittelte Anströmgeschwindigkeit im Angriffspunkt der Schubkraft

Es ist zu beachten, daß in die Sohle eingebettete Kugeln keine maßgebliche Anströmung und somit weder zeitlich gemittelte Schubkräfte noch zeitlich gemittelte Liftkräfte aus dem dynamischen Auftrieb erfahren. Jedoch wirken Liftkräfte aus Druckschwankungen der sohlennahen Turbulenz auf in die Sohle eingebettete Kugeln ein.

Exponiert in der Strömung liegende Kugeln bieten der horizontalen Komponente der Strömungskraft Angriffsfläche (s. Abb. 8.3). Bei vorhandenen Schubkräften bildet das Momentengleichgewicht um den Auflagerpunkt das Kriterium für den Bewegungsbeginn.

$$\sum M = 0 \Rightarrow F_D / (G' - F_L) = a/b' = \tan \varphi' \quad (8.2; \text{Momentenbilanz})$$

$$\Leftrightarrow F_D / G' = \tan \varphi' / (1 + F_L / F_D \cdot \tan \varphi')$$

Die Resultierende der Schubkraft wird nicht vereinfachend im Mittelpunkt der Kugel angreifend angesetzt sondern nach dem Ansatz von Wu et al. (2003) der jeweiligen Kugelexposition entsprechend in der Höhe z_a , die sich aus der Geschwindigkeitsverteilung im Bereich der angeströmten Kugelfläche ergibt. Die Liftkraft wird im horizontal projizierten Flächenschwerpunkt, d.h. in der vertikalen Mittelachse, angesetzt.

Die zeitlich gemittelte Anströmgeschwindigkeit der Kugel \bar{u}_a wird hier definiert als das Integral der zeitlich mittleren Geschwindigkeitsverteilung über die angeströmte Kugelfläche dividiert durch die angeströmte Kugelfläche. Der Angriffspunkt der Schubkraft wird nicht vereinfachend im Kugelmittelpunkt angesetzt sondern in der Höhe z_a , in der der Wert der Geschwindigkeitsverteilung dem der mittleren Kugelanströmgeschwindigkeit \bar{u}_a entspricht.

$$\bar{u}_a = \frac{\int_{z_1}^{z_2} [\bar{u} dA]}{\int_{z_1}^{z_2} [dA]} \quad (8.3; \text{Anströmgeschwindigkeit})$$

In Kapitel 4.1 wurde bei der Analyse nach Shields auf die Bedeutung der Anströmgeschwindigkeit und des Angriffspunktes z_a hingewiesen.

Der Sohlenhorizont und damit der Bezugshorizont $z = 0$ wird analog zu Wu et al. (2003) auf den Abstand $0,25 \cdot D$ unter den Kugeloberkanten festgelegt.

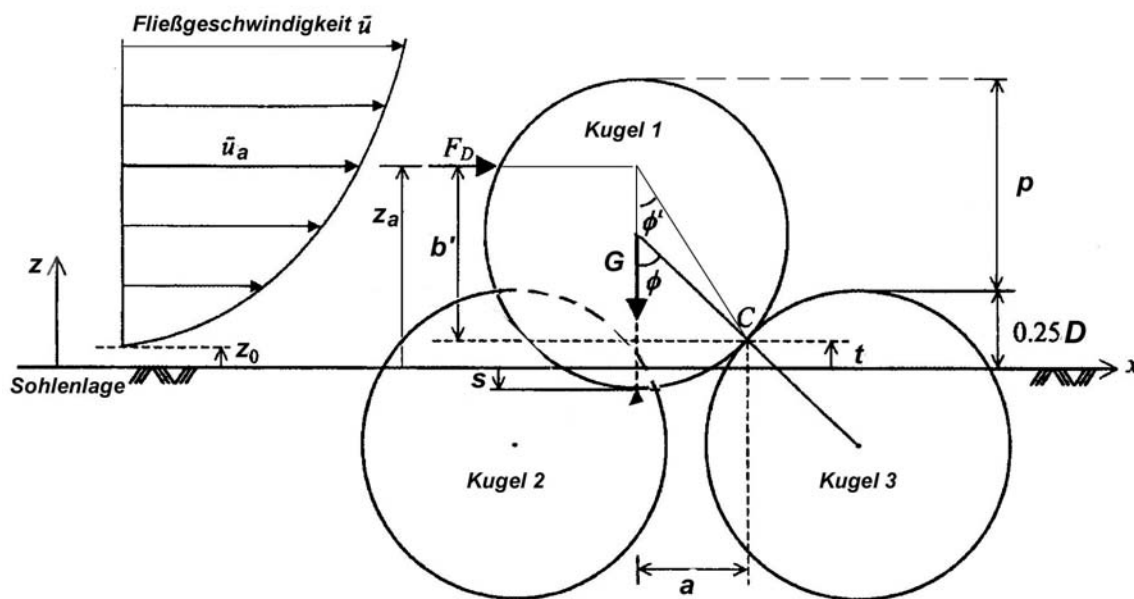


Abb. 8.3 Lagerungsbedingung nach Wu et al. (2003)

Der theoretische Nullpunkt der logarithmischen Geschwindigkeitsverteilung ergibt sich nach Nikuradse zu $z_0 = k_s/30$ für hydraulisch raue Strömungen. Die äquivalente Sandrauheit k_s kann für den vorliegenden Fall von kugelförmigen Sohlelementen mit dem Kugeldurchmesser gleichgesetzt werden, was nach Dong et al. (1991) auch für kugelförmiges Einkornmaterial mit Durchmessern der Größenordnung von Zentimetern zutrifft. Die Höhe des Angriffspunktes der Schubkraft ergibt sich für den hydraulisch rauhen Fall somit durch Einsetzen von \bar{u}_a und z_0 in Gleichung 2.25 (Nikuradse).

$$z_a = z_0 \cdot e^{(\kappa/u_* \cdot \bar{u}_s)} \quad (8.4; \text{Angriffspunkt der Schubkraft})$$

mit : $u_* =$ Sohlenschubspannungsgeschwindigkeit

$\kappa = v.$ Karman-Beiwert = 0,4

Durch den „außermittigen“ Ansatz der Schubkraft geht in die Momentenbilanz für den kritischen Fall des Bewegungsbeginnes nicht der Winkel φ sondern φ' ein. Die folgenden geometrischen Beziehungen, erlauben die vollständige Ermittlung aller für das kritische Gleichgewicht benötigten zeitlich mittleren Parameter für jede (bezogen auf die Kugeloberkanten der umgebenden Sohle) unterschiedlich exponiert gelagerte Kugel (vgl. Abb. 8.3):

$$p = 0,75 \cdot D + s$$

$$b = \cos\varphi \cdot D/2$$

$$t = \frac{1}{2} \cdot (0,25 \cdot D + s)$$

$$b' = z_a - t$$

$$a = \sin\varphi \cdot D/2$$

$$\varphi' = \arctan(a/b')$$

Der Ruhelagewinkel φ wird in der vorgestellten Berechnung, die einen Vergleich mit den Untersuchungen von Fenton und Abbott (1977) und Coleman (1967) zulassen soll, aus Gleichung 4.21 für verschiedene Expositionen bestimmt. Luckner (2002) hat diesen funktionalen Zusammenhang für die einfachen geometrischen Beziehungen bei ebenen Tetraedern, d.h. mit gleich großen Kugeln in ebener Sohle, ermittelt.

In zahlreichen Schütt- und Kippversuchen mit optischer Erfassung der statistischen Verteilung der Lageparameter für einen ebenen Sohlenbereich aus Kugeln gleicher Größe in dichtester Schüttung wurden weiterhin Verteilungsfunktionen für Exposition, Lagerungswinkel und seitliche Kippwinkel bestimmt. Nach Luckner ergibt sich, daß der seitliche Kippwinkel, wenn das Tetraeder nicht ganz in Strömungsrichtung ausgerichtet ist, d.h. die Kugel leicht schräg zwischen zwei Kugeln abrollt, für die Bestimmung des Ruhelagewinkels statistisch eine untergeordnete Rolle spielt. Aus Transportversuchen mit überströmter Sohle konnten auch Verteilungsfunktionen für schiefe Tetraeder ermittelt werden, die durch die Strömung selbst bestimmt sind. Schiefe Tetraeder bilden sich bei Transportversuchen, wenn die Kugeln nach Überströmung liegen bleiben, bzw. bei unterschiedlich großen Kugeln (vgl. Kap. 4.3).

Mit den getroffenen Festlegungen zu hydraulisch rauher Strömung, Geometrie und Kräfteansatz lassen sich die Gleichungssysteme für das Momentengleichgewicht bzw. für das Gleichgewicht der Kräfte in vertikaler Richtung zunächst für eine zeitlich gemittelte Betrachtung aufstellen.

Von großer Bedeutung ist die Definition des Zusammenhanges zwischen Schubkraft und Widerstandsbeiwert sowie des Zusammenhanges zwischen Liftkraft und Liftbeiwert. Für diese Beziehungen finden sich in der Literatur eine Vielzahl von unterschiedlichen Festlegungen, die bei der Suche nach geeigneten Widerstands- bzw. Liftbeiwerten nicht immer beachtet werden. Eine Diskussion dieser Problematik der verschiedenen Ansätze der Anströmgeschwindigkeit in unterschiedlicher Höhe oder der Schubspannungsgeschwindigkeit bzw. von unterschiedlich orientierten Kugelschnittflächen ist in Hofland (2000) zu finden.

Die hier zugrunde gelegte Definition für die zeitlich mittleren Schub- und Liftkräfte mit jeweils übereinstimmenden Termen (bis auf die Beiwerte) ermöglicht die Verwendung von Literaturdaten, die ein Verhältnis von Lift- zu Schubkraft bzw. der Beiwerte c_L/c_D angeben. Anhaltspunkte über die Absolutwerte der beiden Parameter geben nur solche Messungen, die den Angriffspunkt der mittleren Anströmgeschwindigkeit der hier verwendeten Definition entsprechend gewählt haben bzw. bei denen der Ansatz der Schubkraft im Kugelmittelpunkt dem hier berechneten Kraftangriffspunkt gut entspricht (z.B. Coleman 1967).

Die Berechnung der mittleren Anströmgeschwindigkeit \bar{u}_a über die angeströmte Kugel­fläche erfolgt durch Integration der bekannten Geschwindigkeitsverteilungsfunktionen (vgl. Kap. 2), wobei die Kugel­fläche durch ausreichend kleine horizontale Streifen diskretisiert wird. Die Güte der Diskretisierung wurde für einzelne Kugelexpositionen anhand von Berechnungen mit einem Simpson-Integral überprüft. Mit den vorhandenen Angaben aus der Literatur zu den jeweiligen Beiwerten läßt sich somit die mittlere Schubkraft \bar{F}_D beziehungsweise die aus dem dynamischen Auftrieb resultierende Liftkraft \bar{F}_L berechnen.

Dabei ist zu beachten, daß von verschiedenen Autoren eine Abhängigkeit der Beiwerte vom Reynoldsbereich und von der Exposition des betrachteten Sohlelementes beschrieben wird. Die vergleichende Betrachtung der unterschiedlichen Untersuchungen und Ordnung nach Exposition und Reynoldszahlen bestätigt überwiegend diese von einzelnen Autoren beschriebenen Einflüsse auf den Bewegungsbeginn von kugelförmigen Sohlenelementen.

Obgleich auch widersprüchliche Angaben zu Widerstands- und Liftbeiwerten zu finden sind, die anhand der nicht bekannten Definitionen von Reynoldszahlen (Korn-Reynoldszahl, Wandreynoldszahl) oder Kraftansätzen schwer zu bewerten sind, können eingrenzende Annahmen zu den Beiwerten getroffen werden (vgl. Kap. 4.3):

- Der Widerstandsbeiwert eines gegenüber der mittleren Sohle überwiegend exponiert gelagerten kugelförmigen Sohlelementes weist eine ähnliche Größenordnung und Abhängigkeit vom Reynoldsbereich auf wie eine Kugel im freien Fall (Coleman, Stokes, Schiller und Naumann, Graf, White, Zanke).
- Der zeitlich mittlere Liftbeiwert (dynamischer Auftrieb) eines wie oben beschrieben, gelagerten Sohlelementes liegt bei sehr kleinen Reynoldszahlen im negativen Bereich, bei einer Kornreynoldszahl von etwa 100 um die Null und steigt bis etwa $Re^* = 300$ auf einen fortan mehr oder weniger konstanten Wert in der Größenordnung des Widerstandsbeiwertes (Coleman, Saffmann, Rubin, Davies und Samad).
- Bei überwiegend eingebetteten Sohlelementen z.B. in Untersuchungen mit hexagonal dichtester Kugelpackung finden verschiedene Autoren keine Reynoldsabhängigkeit der Beiwerte (Einstein und El Samni, Xingkuij und Fontijn, Watters und Rao). Der Liftbeiwert c_L liegt dabei niedriger als der Widerstandsbeiwert c_D .
- Bei Lagerungsbedingungen, die großen Expositionen entsprechen, finden sich Werte kleiner 1 für das Verhältnis c_L/c_D bzw. F_L/F_D (Aksoy, Bagnold). Chepil führte die umfangreichsten Untersuchungen durch und ermittelte $c_L/c_D = 0,85$. Für den großen bis mittleren Expositionsbereich werden für das Kräfteverhältnis F_L/F_D überwiegend Werte zwischen 0,5 – 1,5 (Chepil, Patnaik, van Radecke, Jüpner, Coleman) und für den Bereich geringer Exposition noch höhere Werte (Cheng und Clyde, Ahmed, Brayshaw) angegeben.

Für die zunächst betrachtete Situation mit hydraulisch rauher Strömung über ebener Sohle geringer Neigung wird eine Spanne des Verhältnisses von c_L/c_D zwischen 0,5 und 1,5 in Betracht gezogen sowie Absolutwerte der Beiwerte in der Größenordnung von 0,5. Die beiden Parameter werden in der numerischen Vergleichsrechnung in diesem Bereich variiert.

8.2 Bildung des Kräftegleichgewichtes

Das Momentengleichgewicht wird unter Ansatz von zeitlich mittleren Größen gebildet und der dimensionslosen Darstellung von Shields (1936) entsprechend umgeformt:

$$\bar{F}_D/G' = \tan\varphi'/(1 + \bar{F}_L/\bar{F}_D \cdot \tan\varphi') \quad (8.5; \text{Gleichgewicht zeitlich mittlerer Kräfte})$$

$$\text{mit: } \bar{F}_D = 1/2 \cdot c_D \cdot A_D \cdot \rho \cdot \bar{u}_a^2$$

$$G' = (\rho_s - \rho) \cdot g \cdot D^3 \cdot \pi/6$$

$$\bar{u}_a = \bar{u}_*/\kappa \cdot \ln(z_a/z_0)$$

folgt die für den Bewegungsbeginn kritische Bedingung:

$$[\bar{u}_{*crit}^2 \cdot \rho / ((\rho_s - \rho) \cdot g \cdot D)] \cdot c_D \cdot 1/2 \cdot A_D \cdot (1/\kappa \cdot \ln(z_a/z_0))^2 / (D^2 \cdot \pi/6) = \tan\varphi' / (1 + \bar{F}_L/\bar{F}_D \cdot \tan\varphi')$$

$$\text{mit: } k_{dyn} = 1/2 \cdot A_D \cdot (1/\kappa \cdot \ln(z_a/z_0))^2 = 1/2 \cdot A_D \cdot (\bar{u}_a / \bar{u}_*)^2 \quad [m^2]$$

$$\bar{\tau} = \bar{u}_*^2 \cdot \rho$$

$$\bar{\tau}_{crit} / ((\rho_s - \rho) \cdot g \cdot D) = \tan\varphi' \cdot (D^2 \cdot \pi/6) / (1 + \bar{F}_L/\bar{F}_D \cdot \tan\varphi') \cdot c_D \cdot k_{dyn} \quad (8.6; \text{Shields-Form})$$

Neben dem zeitlich mittleren Lift aus der Umströmung eines auf einer Sohle liegenden Strömungshindernisses (Tragflügel-Effekt aus Stromlinienkrümmung) wirkt eine zeitlich stark schwankende Liftkraft aufgrund von Druckfluktuationen der sohlennahen Turbulenz auf die Sohlelemente. Diese wird fortan mit $F_{L,rms} = F_{L,turb}$ bezeichnet, wohingegen die zeitlich mittlere Liftkraft mit $\bar{F}_L = F_{L,dyn}$ bezeichnet wird. Für die Berechnung der für den Bewegungsbeginn kritischen Krafteinwirkung wird der ungünstigste Lastfall (der maximal wirksame Unterdruck an der Sohle) der aus Druckfluktuationen resultierenden Liftkraft zu den zeitlich mittleren Kräften addiert (vgl. Kap. 4.3 Luckner 2002):

$$(\bar{F}_L + F_{L,rms}) / \bar{F}_D = (F_{L,dyn} + F_{L,turb}) / \bar{F}_D \quad (8.7; \text{Differenzierung der Liftkräfte})$$

Alle drei Kraftkomponenten lassen sich in Beziehung setzen zu der mittleren Sohlenschubspannung $\bar{\tau}$ welche sich damit herauskürzen läßt.

$$(F_{L,dyn} + F_{L,turb}) / \bar{F}_D = (k_{dyn} \cdot c_L \cdot \bar{\tau} + k_{turb} \cdot \bar{\tau}) / (k_{dyn} \cdot c_D \cdot \bar{\tau}) = (k_{dyn} \cdot c_L + k_{turb}) / (k_{dyn} \cdot c_D) \quad (8.8)$$

Der Faktor k_{turb} ergibt sich aus der Integration der turbulenzinduzierten Druckverteilung über die gesamte Oberfläche eines kugelförmigen Sohlelementes.

$$F_{L,turb} = k_{turb} \cdot \bar{\tau} = \int_{z_1}^{z_2} [p(z) \partial A_{hor} / \partial z] dz \quad (8.9; \text{Turbulenzinduzierter Lift})$$

Die Berechnung des turbulenzinduzierten Liftes aus den vertikalen Druckgradienten baut auf den Untersuchungsergebnissen zur Fortsetzung der turbulenten Druckschwankungen in den Sohlenuntergrund (in Kapitel 7) auf und wird im nächsten Abschnitt dargestellt.

Bei Ansetzen des **kurzfristig** einwirkenden, ungünstigsten Lastfalles auf der einen Seite der Gleichgewichtsbeziehung (an Stelle der **mittleren** angreifenden Kräfte) muß auf der anderen Seite (statt der **mittleren** kritischen Sohlenschubspannung) auch die **kurzfristig** wirkende kritische Sohlenschubspannung $\tau_{crit, eff}$ angesetzt werden.

$$\tau_{crit, eff} / (\rho_s - \rho) \cdot g \cdot D = \tan\varphi' \cdot (D^2 \cdot \pi/6) / (c_D \cdot k_{dyn} \cdot (1 + (k_{dyn} \cdot c_L + k_{turb}) / (k_{dyn} \cdot c_D) \cdot \tan\varphi')) \quad (8.10)$$

Diese effektive kritische Sohlenschubspannung setzt sich aus der zeitlich mittleren kritischen Sohlenschubspannung und einem Schwankungsanteil zusammen (vgl. Abb. 4.26 in Kap. 4.3).

$$\tau_{crit, eff} = \bar{\tau}_{crit} + \tau'_{crit} \quad (8.11; \text{effektive kritische Sohlenschubspannung})$$

Die Erhöhung der wirksamen kritischen Sohlenschubspannung im Falle eines hohen Schwankungsanteiles kann auch durch einen Faktor k_{eff} angegeben werden.

$$\tau_{crit, eff} = k_{eff} \cdot \bar{\tau}_{crit} \quad (8.12; \text{Faktor } k_{eff})$$

Zanke (2001) leitet den Wert von $k_{eff} = 1,38^2$ für stationär-gleichförmige Strömungen im hydraulisch rauhen Bereich ab. Grass (1970) gibt die relative Schwankungsgröße der Sohlenschubspannung allgemein mit $\tau' = 0,4$ und für den Bewegung auslösenden Fall mit $\tau'_{crit} = 0,3$ an (Hofland 2001). Nach Cheng und Tang (2004) und Paintal (1971) kann $k_{eff} = 1,3 - 1,5$ gefolgert werden.

Für die numerische Berechnung wird dieser Faktor in dem Bereich von 1,4 angenommen und in engen Grenzen variiert. Durch Division von k_{eff} auf beiden Seiten der Gleichung kann die oben angegebene Gleichgewichtsbedingung wieder auf die bekannte dimensionslose Darstellungsform nach Shields umgestellt werden.

$$[\tau_{\text{crit,eff}} / ((\rho_s - \rho) \cdot g \cdot D)] / k_{\text{eff}} = (\tan\varphi' \cdot D^2 \cdot \pi/6) / (c_D \cdot k_{\text{dyn}} (1 + (k_{\text{dyn}} \cdot c_L + k_{\text{turb}}) / (k_{\text{dyn}} \cdot c_D) \tan\varphi')) \cdot k_{\text{eff}}$$

$$[\tau_{\text{crit,eff}} / ((\rho_s - \rho) \cdot g \cdot D)] / k_{\text{eff}} = \tau_{\text{crit}} / ((\rho_s - \rho) \cdot g \cdot D) = \text{Fr}^*_{\text{crit}} \quad (8.13)$$

Die grundlegende analytische Lösung für den dimensionslosen kritischen Shields-Parameter ergibt sich für den unter dem Begriff „**rolling**“ bekannten Bewegungsbeginn zu:

$$\text{Fr}^*_{\text{crit}} = (\tan\varphi' \cdot D^2 \cdot \pi/6) / (k_{\text{eff}} \cdot (1 + (k_{\text{dyn}} \cdot c_L + k_{\text{turb}}) / (k_{\text{dyn}} \cdot c_D) \cdot \tan\varphi')) \cdot c_D \cdot k_{\text{dyn}}$$

(8.14; analytische Lösung „rolling“)

Die analytische Lösung für $\text{Fr}^*_{\text{crit}}$ ergibt sich im Fall des Bewegungsbeginnes durch „**lifting**“ von überwiegend eingebetteten Sohlelementen ($E \leq 0$) aus dem Gleichgewicht der Kräfte in vertikaler Richtung. Gegenüber dem Momentengleichgewicht reduziert sich die Anzahl der Terme wesentlich, da die zeitlich mittleren Schub- bzw. Liftkräfte infolge der wegfallenden Anströmung vernachlässigt werden. Die Bewegung auslösende, turbulente Liftkraft $F_{L,\text{turb}} = k_{\text{turb}} \cdot \bar{\tau}$ wird bei vernachlässigbarer Neigung in der Achse der Gewichtskraft unter Auftrieb in entgegengesetzter Richtung angesetzt.

$$F_{L,\text{turb}}/G' = 1 = (k_{\text{turb}} \cdot \bar{\tau}) / [(\rho_s - \rho) \cdot g \cdot D^3 \cdot \pi/6] \quad (8.15; \text{vertikale Kräftebilanz})$$

Nach dem Einsetzen des ungünstigsten kurzfristigen Lastfalles und der kritischen effektiven Sohlenschubspannung kann die Gleichgewichtsbeziehung auf die Shields-Form umgestellt werden. Im Falle des „**lifting**“ wird die Bewegung durch ein kurzfristiges kleinräumliches Unterdruckereignis an der Sohle initiiert. Die analytische Lösung für den kritischen Shields-Parameter für eingebettete, kugelförmige Sohlelemente ergibt sich zu:

$$\text{Fr}^*_{\text{crit}} = \tau_{\text{crit}} / ((\rho_s - \rho) \cdot g \cdot D) = (D^2 \cdot \pi/6) / (k_{\text{eff}} \cdot k_{\text{turb}})$$

(8.16; analyt. Lösung „lifting“)

8.2.1 Berechnung der turbulenzinduzierten Liftkraft

Die Berechnung des turbulenzinduzierten Liftes $F_{L,turb}$ aus den vertikalen Druckgradienten baut auf den Ergebnissen aus den Untersuchungsreihen zur Ausbreitung der turbulenten Druckschwankungen in den Sohlenuntergrund $p(z)$ auf (siehe Kap. 7).

$$F_{L,turb} = k_{turb} \cdot \bar{\tau} = \int_{z_1}^{z_2} [p(z) \cdot \partial A_{hor} / \partial z] dz$$

$$\text{mit: } p(z) = p'_{max} \cdot e^{(2 \cdot \pi \cdot z / L_w)} \quad \text{für } z < 0$$

$$p(z) = p'_{max} \quad \text{für } z > 0$$

$$p'_{max} = \text{maximal wirksame Druckschwankung an der Sohle}$$

$$L_w = \text{Wellenlänge einer Druckstörung;} \\ \text{10-facher Wert der äquivalenten Sandrauheit } k_s$$

$$A_{hor} = \text{horizontale Schnittfläche der Kugel}$$

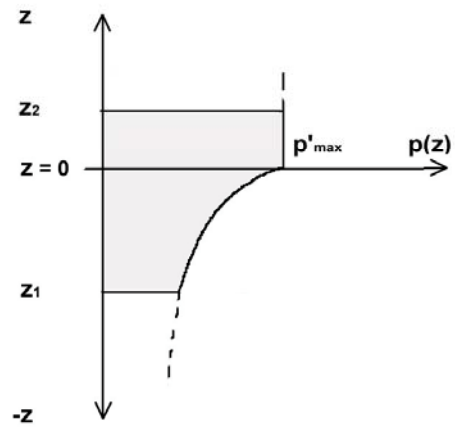
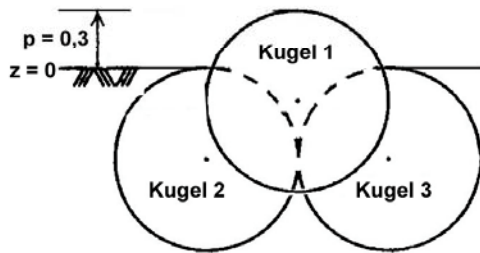
$$z_1, z_2 = \text{Integrationsgrenzen; Unterkante bzw. Oberkante der Kugel}$$

Die Ausdehnung einer charakteristischen Druckstörung an der Gewässersohle skaliert mit der äquivalenten Sandrauheit k_s und liegt in allen Versuchsreihen mit unterschiedlichen Sohlaufbauten eine Größenordnung über der äquivalenten Sandrauheit. Die räumliche Ausdehnung turbulenzinduzierter Druckschwankungen an der Gewässersohle wird auch von verschiedenen Autoren mit einem Vielfachen der Rauheitserhebungen angegeben (Defina, Grass, Kline, Drake, Blake). Die maximale Turbulenzintensität ist nach Dittrich et al. (1996) in unmittelbarer Nähe der Rauheitsoberkanten zu finden (vgl. Kap. 2).

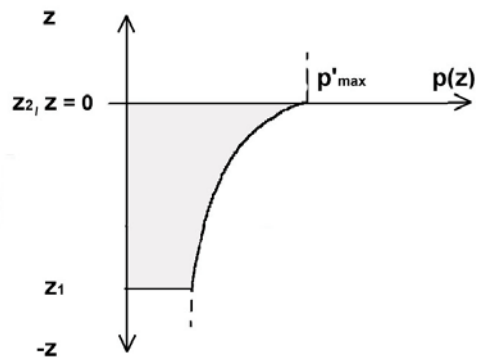
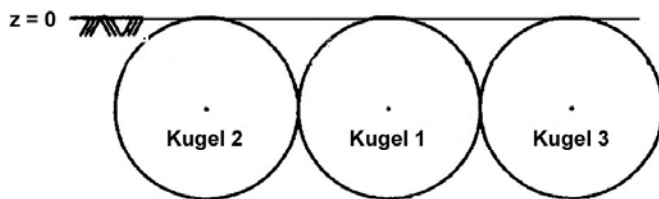
In der Rauheitsunterschicht liegt das Zentrum der Produktion turbulenter Energie und es wird angenommen, daß die Oberseite eines mehr oder weniger gering exponierten (in die Rauheitsunterschicht hineinragenden) Sohlenelementes diesen maximal wirksamen, turbulenzinduzierten Druckschwankungen an der Sohle ausgesetzt ist. Der ungünstigste, kurzfristig wirkende Lastfall bei der Betrachtung des Bewegungsbeginnes ist dabei der maximal auftretende Unterdruck p'_{max} . Der Modus des Herauslösens aus der Sohle hängt von der Lagerung des Sohlelementes ab. Während ein exponiert gelagertes Korn auch der Anströmung und damit der Überlagerung der Krafteinwirkungen aus zeitlich mittleren Kräften und dem turbulenten Lift ausgesetzt ist (Bewegungsbeginn durch "rolling"), initiiert beim "lifting" allein der turbulenzinduzierte Unterdruck den Bewegungsbeginn eines im Strömungsschutz anderer Sohlelemente eingebettet liegenden Kornes.

Bei stark exponierten Sohlelementen ($E = p/D > 0,5$) kann der ungünstigste Lastfall von der oben angegebenen Festlegung, daß der gesamte über dem Bezugshorizont liegende Bereich dem maximalen Unterdruck ausgesetzt ist, abweichen.

(a) **$E = 0,3$**



(b) **$E = 0$**



(c) **$E = -0,2$**

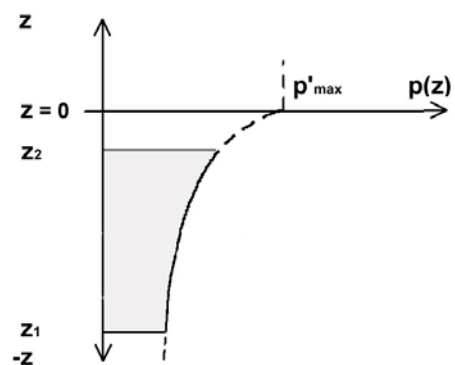
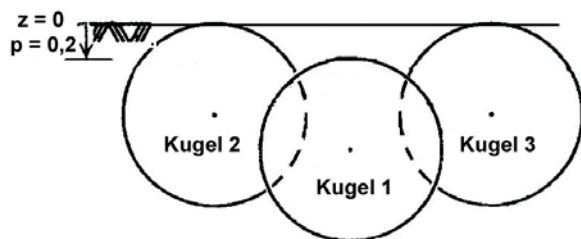


Abb. 8.4 Ansatz der Druckverteilung $p(z)$ in Abhängigkeit der Exposition E

Aus Abbildung 8.4 (3 Beispiele; $E=-0,2$, $E=0$, $E=0,3$) bzw. aus Abbildung 8.6 (schematische Darstellung der Integration der Druckverteilung über die Tiefe für $E = 0,7$) geht hervor, daß hoher Unterdruck auf der Oberseite eines Sohlelementes destabilisierend wirkt. Bei gleichzeitigem Wirken auf die Unterseite des Sohlelementes würde die Liftwirkung jedoch aufgehoben.

Der ungünstigste Lastfall ergibt sich aus dem größten induzierten Druckunterschied zwischen Kugelober- und Kugelunterseite. Auf Sohlelemente, die überwiegend in die Sohle eingebettet liegen oder nur wenig in die Rauheitsunterschicht hineinragen, wirkt durch die exponentielle Abnahme der Druckschwankungsspitze im Sohluntergrund ein relativ großer turbulenz-induzierter Druckgradient.

Nelson et al. (2001) haben in Versuchsreihen mit stark exponierten kugelförmigen Sohlelementen solche Strömungssituationen als für den Bewegungsbeginn entscheidend beschrieben, die einen hohen Unterdruck an der weit exponierten Kugeloberkante und gleichzeitig geringeren Unter- oder sogar Überdruck im Bereich der noch teilweise exponierten Unterseite der Testkugel erzeugen.

In Abbildung 8.5 ist ein Beispiel für eine hoch auflösende Geschwindigkeitsmessung des Strömungsfeldes abgebildet, das auch die „Lücke“ zwischen Sohlelement und Sohle erkennen läßt. Nach Untersuchungen u.a. von Willets und Murray (1981) ist bekannt, daß sich bei einer solchen Konstellation völlig abweichende Lift-Effekte (negativer Lift) ergeben können, was sich nach Hofland (2000) durch einen starken Druckabfall bei beschleunigter Strömung durch die Lücke an Kugelunterseite erklären läßt.

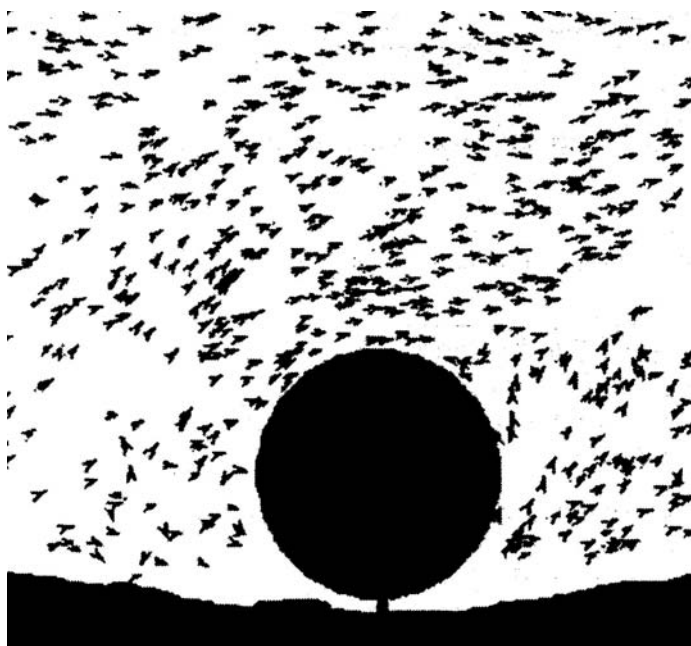


Abb. 8.5 Momentanes Strömungsfeld aus Messungen von Nelson et al. (2001)

Durch Superposition verschiedener Druckbereiche in unterschiedlicher Höhe z über der Sohle ließe sich der jeweils ungünstigste Lastfall numerisch simulieren. Einerseits liegen jedoch bisher keine genauen Untersuchungen über die hochgradig instationäre sohlennahe Druckverteilung an der Oberfläche weit exponierter Sohlelemente vor, und andererseits tritt für den Fall der weit exponierten Sohlelemente ($z > 0,5$) die Bedeutung der Krafteinwirkung aus den Druckschwankungen weit hinter die Krafteinwirkung aus der mittleren Anströmung zurück. Daher wird bei stark exponierten Kugeln das Kräfteverhältnis von Liftkraft ($F_{L,dyn} + F_{L,turb}$) zu Schubkraft in der analytischen Berechnung nur gering unterschätzt. In die Berechnung geht die folgende Festlegung für die Druckverteilung auch für die Kugeln ein, die weiter als mit der oberen Kugelhälfte in die Strömung hineinragen:

Der Bezugshorizont $z = 0$ wird bei der Betrachtung der Druckausbreitung im Gegensatz zu der Festlegung bei der Momentenbilanz nicht auf $0,25$ Kugeldurchmesser unterhalb der Kugeloberkanten der mittleren Sohle sondern genau auf die mittlere Höhe der Kugeloberkanten festgesetzt (vgl. Kap. 7). Für den Bereich der sohlennahen Strömung wird von der Kugeloberkante (obere Integrationsgrenze z_2) bis zum Bezugshorizont die maximal wirksame Druckschwankung angenommen. Für den darunter liegenden Bereich von $z = 0$ bis zur unteren Integrationsgrenze z_1 (Kugelunterkante) wird die experimentell ermittelte, exponentielle Dämpfung der Druckausbreitung angesetzt. Die charakteristische Wellenlänge L_w wird im Bereich von 8 bis 12 Rauheitslängen (äquivalente Sandrauheit k_s) variiert.

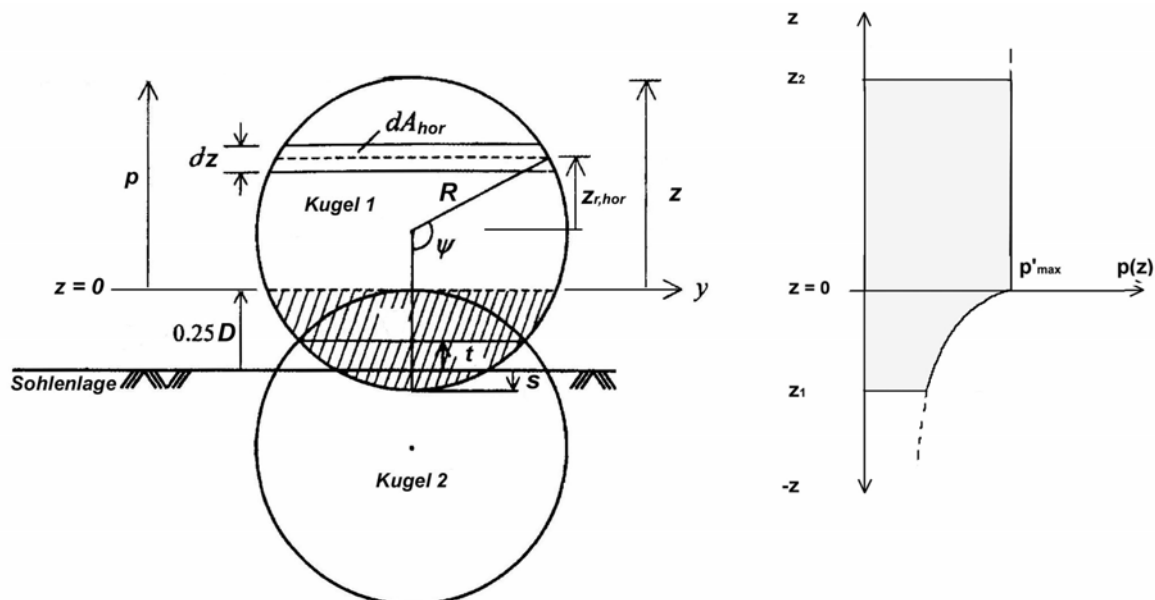


Abb. 8.6 Schematische Darstellung der Integration der Druckverteilung für $E = 0,7$

$$p(z) = p'_{\max} \quad \text{für } z > 0$$

$$p(z) = p'_{\max} \cdot e^{(2 \cdot \pi \cdot z / (10 \cdot k_s))} \quad \text{für } z < 0$$

Emmerling (1973) beobachtet für hydraulisch glatte Strömung maximale Druckschwankungen von dem sechsfachen RMS-Wert ($p'_{\max} = 6 \cdot p_{\text{rms}}$). Eine ähnliche Charakteristik zeigen die Untersuchungsergebnisse von Hofland (2002); über hydraulisch rauhen Sohlen treten in Laborversuchen maximale Druckschwankungen im Bereich von $5 \cdot p_{\text{rms}}$ auf. Dies wird durch Messungen von Daebel (2001) sowie Klar et al. (2004) in Rinnenversuchen mit rundem Kies von 1 cm Korndurchmesser bestätigt. Blake (1970) hat Untersuchungen über hydraulisch glatten und rauhen Sohlen verglichen und weist auf die Ähnlichkeit der Druckspektren hin. Für glatte und raue Verhältnisse wurde p_{rms} zu etwa $3 - 3,5 \cdot \bar{\tau}$ in unterschiedlichen Versuchsreihen ermittelt. Dies ist in guter Übereinstimmung mit zahlreichen Untersuchungen (vgl. Kap. 4.3) sowie der Analyse durch Farabee und Casarella (1991).

Die absoluten Spitzen der Druckschwankungen wirken nur in Bruchteilen von Sekunden auf die Sohle. In die numerische Berechnung gehen daher Werte zwischen 2,5 und 4 als Faktor für die maximal wirksamen p_{rms} ein, da dieses Druckniveau gewisse Zeiträume lang überschritten wird. Für den zunächst betrachteten, hydraulisch rauhen Bereich (große Reynoldszahl) ergibt sich $p_{\text{rms}} = 3,1 \cdot \bar{\tau}$ und entsprechend $p'_{\max} = 3,5 \cdot (3,1 \cdot \bar{\tau})$.

Diese Werte gehen bei der Integration der Druckgradienten über das Kugelvolumen in die analytische Berechnung ein. Für das Integral ergibt sich eine geschlossene Lösung:

$$F_{L,\text{turb}} = \int_{z_1}^{z_2} [p(z) \cdot \partial A_{\text{hor}} / \partial z] dz$$

$$A_{\text{hor}} = \pi \cdot r^2 \cdot \cos^2 \gamma$$

mit: $r_{\text{hor}}^2 = r^2 - z_{r,\text{hor}}^2 = r^2 \cdot \cos^2 \gamma$ und $r = D/2$ folgt:

$$A_{\text{hor}} = \pi \cdot r_{\text{hor}}^2 = \pi \cdot r^2 - \pi \cdot z_{r,\text{hor}}^2$$

mit: $\partial z = \partial z_{r,\text{hor}}$ folgt:

$$\partial A_{\text{hor}} / \partial z = \partial A_{\text{hor}} / \partial z_{r,\text{hor}} = -2 \cdot \pi \cdot z_{r,\text{hor}}$$

$$F_{L,turb} = \int_{z_1}^{z_2} [p(z) \cdot (-2 \cdot \pi) \cdot z_{r,hor}] dz$$

$$F_{L,turb} = z_0 - z_2 [p'_{max} \cdot (-2 \cdot \pi) \cdot z_{r,hor}] dz + z_1 - z_0 [p'_{max} \cdot e^{(2 \cdot \pi \cdot z/L_w)} \cdot (-2 \cdot \pi) \cdot z_{r,hor}] dz$$

$$F_{L,turb} / (-2 \cdot \pi \cdot p'_{max}) = z_0 - z_2 [z_{r,hor}] dz + z_1 - z_0 [e^{(2 \cdot \pi \cdot z/L_w)} \cdot z_{r,hor}] dz =$$

$$\left(\frac{1}{2} - E - L_w / (2 \cdot \pi \cdot D) + (e^{2 \cdot \pi \cdot D \cdot (E-1)/L_w} \cdot (1/2 + L_w / (2 \cdot \pi \cdot D))) - (1/2 \cdot E \cdot (E-1) \cdot (2 \cdot \pi \cdot D) / L_w) \right) / ((2 \cdot \pi) / (L_w \cdot D))$$

$$\text{mit: } z_{r,hor} = z + (D/2 - p) = z + (D/2 - E \cdot D) = z + D \cdot (1/2 - E)$$

$$z_2 = E \cdot D$$

$$z_1 = (E - 1) \cdot D$$

$$F_{L,turb} / (-p'_{max}) = \left(\frac{1}{2} - E - L_w / (2 \cdot \pi \cdot D) + (e^{2 \cdot \pi \cdot D \cdot (E-1)/L_w} \cdot (1/2 + L_w / (2 \cdot \pi \cdot D))) - (1/2 \cdot E \cdot (E-1) \cdot (2 \cdot \pi \cdot D) / L_w) \right) \cdot L_w \cdot D$$

$$\text{mit: } p'_{max} = 3,25 \cdot (3,1 \cdot \bar{\tau}) = 10 \cdot \bar{\tau}$$

$$p'_{max, \text{ Unterdruck}} = -3,25 \cdot (3,1 \cdot \bar{\tau}) = -10 \cdot \bar{\tau}$$

$$F_{L,turb} = k_{turb} \cdot \bar{\tau}$$

$$(k_{turb} \cdot \bar{\tau}) / (10 \cdot \bar{\tau}) = \left(\frac{1}{2} - E - L_w / (2 \cdot \pi \cdot D) + (e^{2 \cdot \pi \cdot D \cdot (E-1)/L_w} \cdot (1/2 + L_w / (2 \cdot \pi \cdot D))) - (1/2 \cdot E \cdot (E-1) \cdot (2 \cdot \pi \cdot D) / L_w) \right) \cdot L_w \cdot D$$

$$k_{turb} = \left(\frac{1}{2} - E - L_w / (2 \cdot \pi \cdot D) + (e^{2 \cdot \pi \cdot D \cdot (E-1)/L_w} \cdot (1/2 + L_w / (2 \cdot \pi \cdot D))) - (1/2 \cdot E \cdot (E-1) \cdot (2 \cdot \pi \cdot D) / L_w) \right) \cdot L_w \cdot D \cdot 10 \quad [m^2]$$

$$\text{mit: } L_w = 10 \cdot k_s \quad \text{nach Vollmer et al. (2005)}$$

$$k_s = D \quad \text{nach Nikuradse (1933), Dong et al. (1991)}$$

$$k_{turb} = (1/2 - E - 5/\pi + e^{(E-1) \cdot \pi/5} \cdot (1/2 + 5/\pi) - E \cdot (E-1) \cdot \pi/10) \cdot D^2 \cdot 100 \quad \text{oder allgemeiner:}$$

$$k_{turb} = \left(\frac{1}{2} - E - L_w / (2 \cdot \pi \cdot D) + (e^{2 \cdot \pi \cdot D \cdot (E-1)/L_w} \cdot (1/2 + L_w / (2 \cdot \pi \cdot D))) - (1/2 \cdot E \cdot (E-1) \cdot (2 \cdot \pi \cdot D) / L_w) \right) \cdot L_w \cdot D \cdot p'_{max} / \bar{\tau}$$

Damit ergibt die geschlossene analytische Lösung für Fr^*_{crit} :

$$Fr^*_{crit} = (\tan\varphi' \cdot D^2 \cdot \pi/6) / (k_{eff} \cdot (1 + (k_{dyn} \cdot c_L + k_{turb}) / (k_{dyn} \cdot c_D)) \cdot \tan\varphi') \cdot c_D \cdot k_{dyn}$$

8.3 Numerische Berechnung des Bewegungsbeginnes

8.3.1 Bedeutung der Lagerungsbedingung

Die Ergebnisse der numerischen Berechnungen auf Grundlage der angegebenen Formeln sind in zwei Diagrammen dargestellt. Dabei ist sowohl der berechnete, dimensionslose, kritische Shields-Wert, sowie das berechnete, kritische Verhältnis von Lift- zu Schubkraft jeweils als Funktion der Kugelexposition aufgetragen.

Den Berechnungen sind die experimentellen Ergebnisse von Fenton und Abbott (1977) gegenübergestellt, wobei das kritische Verhältnis von Lift- zu Schubkraft über die vorgestellte Analyse aus den gemessenen, kritischen Shields-Werten rückgerechnet wurde. Dies dient zur Überprüfung, inwieweit auch die analytisch berechneten Lift- und Schubkraftanteile als Teillösungen physikalisch plausibel abgebildet werden. Aus Untersuchungen mit relativ stark exponiert gelagerten Sohlenelementen liegen direkte Messungen des Verhältnisses von Lift- zu Schubkraft von u.a. Jüpner (1993) vor. Diese Werte, die wegen der Dominanz der Schubkraft und des dynamischen Auftriebs bei großer angeströmter Kornfläche überwiegend die zeitlich mittleren Kraftanteile abbilden, sind zum Vergleich mit aufgenommen.

Die im Falle großer Expositionswerte durchgeführten Messungen erfassen die kurzzeitigen turbulenzbedingten Liftkraftanteile, die ein bis zwei Größenordnungen niedriger als die Liftkraftanteile aus der zeitlich mittleren Anströmung (dynamischer Auftrieb) liegen, nicht. Bei abnehmender Exposition der Sohlenelemente gewinnen die kurzzeitigen Liftkraftanteile jedoch zunehmend an Bedeutung und die zeitlich mittleren Kraftanteile treten mit kleiner werdender Anströmfläche in den Hintergrund.

Die aus eigenen Untersuchungen bzw. aus der Literatur für turbulente, hydraulisch rauhe, Strömungen abgeleiteten Parameter wurden in der analytischen Berechnung in engen Grenzen variiert:

$$k_{\text{eff}} = 1,4$$

$$c_D = 0,55$$

$$c_L = 0,45$$

$$p'_{\text{max}} = 3,5 \cdot 3,1 \cdot \bar{\tau} = 11 \cdot \bar{\tau}$$

$$L_w = 9,5 \cdot k_s$$

Der Faktor k_{turb} wurde mit der charakteristischen Wellenlänge L_w bestimmt.

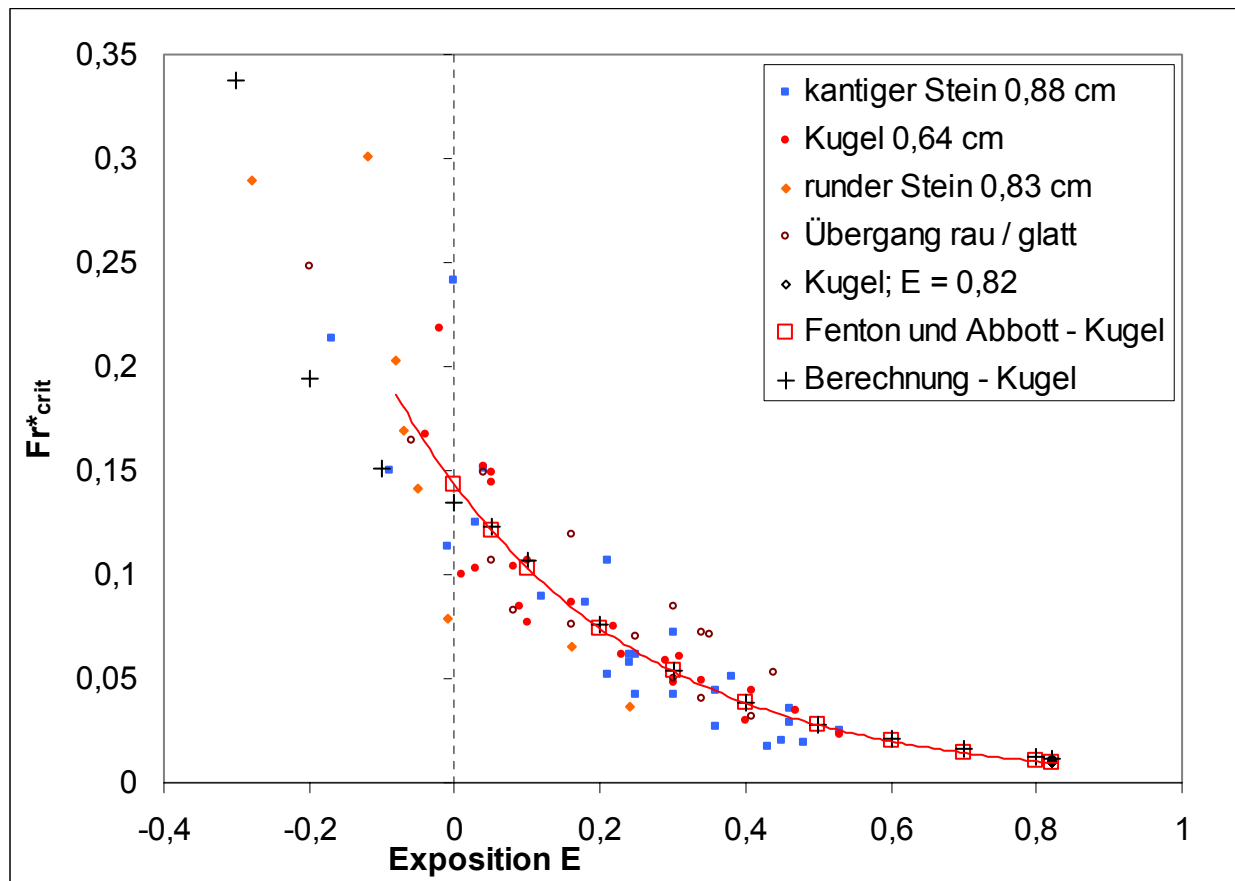


Abb. 8.7 Fr^*_{crit} als Funktion der Exposition E

Fenton und Abbott (1977) haben systematische Versuche für den weiten Bereich möglicher Lagerungssituationen von Sohlenelementen mit Expositionen zwischen $-0,3 < E < 0,82$ durchgeführt. Insbesondere für den Bereich von $E = 0$ bis $E = 0,5$ liegen zahlreiche Meßergebnisse vor. Neben Messungen mit anderen Sohlenelementen wurde dieser Bereich durchgängig mit Kugeln untersucht. Neben der Variation der Kornform (kantige/runde Steine) wurde von Fenton und Abbott auch der Reynoldsbereich variiert. Einige Versuche wurden im Übergangsbereich zur hydraulisch glatten Strömung jedoch überwiegend noch im Grenzbereich zur hydraulisch rauhen Strömung durchgeführt.

Für den Vergleich mit den analytischen Berechnungen wird die Trendfunktion herangezogen, die sich aus den Messungen mit Kugeln im Bereich $E = 0 - 0,5$ und $E = 0,82$ ergibt:

- Diese Kurve korrespondiert im Bereich positiver Exposition sehr genau mit der Gesamtheit aller Messungen, einschließlich der Messungen mit runden und kantigen Steinen als Sohlenelementen.
- Im Bereich negativer Exposition ist die Streubreite der Ergebnisse größer, die kritischen Shields-Werte liegen zwischen 0,08 und 0,24 bei $E = 0$.

Die analytische Lösung für den Shields-Parameter vermag den Einfluß der Exposition sehr genau zu erfassen. Die für den hydraulisch rauhen Bereich vorliegenden empirisch ermittelten Werte von Fenton und Abbott werden durch die analytische Berechnung gut abgebildet, wobei die oben explizit angegebenen aus eigenen Versuchen bzw. aus der Literatur ermittelten Parameter nur marginale Anpassungen erfahren.

Insbesondere der für die Berechnung des Bewegungsbeginnes und des Sedimenttransportes entscheidende Bereich von $0 < E < 0,5$ wird genau erfaßt. Die Bereiche $E < 0$ bzw. $E > 0,5$ spielen bei homogenem Sohlenaufbau für den Bewegungsbeginn eine untergeordnete Rolle. Weitgehend eingebettet gelagerte Sohlenelemente können erheblich schwerer aus der Sohle gelöst werden, wie der steile Anstieg von Fr^*_{crit} im Bereich von $E = 0$ zeigt. Die plausible und aus den Versuchsdaten erkennbare Zunahme des kritischen Wertes für den Bewegungsbeginn wird auch in dem Bereich mit negativer Exposition im Rahmen der Streubreite abgebildet.

Die analytische Berechnung ergibt bei $E < 0$ einen Übergang mit geringer Unstetigkeit bedingt durch den Wegfall der aus der Anströmung resultierenden Kraftanteile. Es ist aus den vorliegenden, empirischen Daten nicht ersichtlich, ob sich der Übergang zwischen positiver und negativer Exposition dementsprechend ausbildet, oder fließend ineinander übergeht.

Weiterhin ist zu beachten, daß die analytische Lösung hier noch keinen Term für die zusätzliche Gewichtskraft der benachbarten und etwas höher liegenden Körner enthält, wohingegen sich in den Experimenten jedoch Anteile aus der Kraftabtragung des Kornerüstes auf die stark eingebetteten Körner ergeben haben können.

Stark exponiert gelagerte Sohlenelemente sind auf Sohlen, die einer Strömung ausgesetzt sind, dauerhaft nicht zu finden, sondern werden in stabilere Lagerungspositionen umgelagert und nehmen somit nur temporär am Transport teil.

Auch die Bedeutung der jeweiligen Kraftanteile für den Bewegungsbeginn läßt sich in Abhängigkeit von der Exposition nachvollziehen. Nach der analytischen Herleitung ergibt sich das kritische Kräfteverhältnis zu

$$F_L/F_D = (\bar{F}_L + F_{L,rms})/F_D = (k_{dyn} \cdot c_L + k_{turb})/(k_{dyn} \cdot c_D) = (c_L + k_{turb}/k_{dyn})/c_D \quad (8.17; \text{Kräfteverhältnis})$$

Zum Vergleich mit der analytischen Berechnung wird das Kräfteverhältnis aus dem von Fenton und Abbott gemessenen, kritischen Shields-Wert Fr^*_{crit} rückgerechnet. Dies ermöglicht die Überprüfung eines Zwischenschrittes der analytischen Lösung mit empirischen Daten.

$$F_L/F_D = (D^2 \cdot (\pi/6))/(k_{eff} \cdot Fr^*_{crit} \cdot k_{dyn} \cdot c_D) - 1/\tan \varphi' \quad (8.18; \text{Rückrechnung } F_L/F_D)$$

Vor allem für große Expositionen kann zusätzlich der Vergleich mit Messungen von Jüpner und weiteren Autoren herangezogen werden, die das Kräfteverhältnis unter Beachtung und Angabe der exakten Lagerungsbedingung ermittelt haben (s. Abb. 8.8).

Die Kraftanteile, die aus der zeitlich mittleren Anströmung des Sohlenelementes resultieren, die mittlere Schubkraft und die mittlere Liftkraft, sind die weitaus entscheidenden Kräfte bei großen Expositionen. Ihr Einfluß gewinnt gegenüber den auf sämtliche Sohlenelemente wirkenden, kurzzeitigen Liftkräften mit der Größe der angeströmten Kornfläche bzw. der Anströmgeschwindigkeit an Bedeutung. Die maßgebenden Parameter sind neben den Beiwerten c_L und c_D , die in k_{dyn} enthaltene Fläche A_D bzw. die dimensionslose Anströmgeschwindigkeit \bar{u}_a/\bar{u}^* .

Die Abweichung des berechneten von dem aus den Messungen von Fenton und Abbott abgeleiteten Kräfteverhältnis, die nur in dem Bereich zunehmender Exposition erkennbar wird, mag daher als Anzeichen dafür dienen, daß die mittlere Geschwindigkeit in Sohlennähe bei Zugrundelegen der logarithmischen Geschwindigkeitsverteilung geringfügig unterschätzt wird. Wie in Kapitel 2 beschrieben, wird von Nakagawa et al. (1988) anhand von Versuchen mit hydraulisch rauhen Strömungen und kleinen relativen Überdeckungen h/k_s bemerkt, daß im direkt sohlennahen Bereich höhere mittlere Geschwindigkeiten als der logarithmischen Geschwindigkeitsverteilung entsprechend auftreten. Dies wurde u.a. von Hammann de Salazar (1993) auch für größere relative Überdeckungen experimentell bestätigt.

Eine geringfügige Erhöhung der Anströmgeschwindigkeit \bar{u}_a wirkt sich vor allem dahingehend aus, daß das aus den empirischen Daten von Fenton und Abbott rückgerechnete Kräfteverhältnis kleiner wird und die Abweichung von der analytischen Berechnung schnell verschwindet, wobei sich der rein analytisch berechnete Wert kaum ändert. Dieses analytisch berechnete Kräfteverhältnis ist zudem im Einklang mit den vorliegenden, direkt gemessenen, zeitlich mittleren Werten F_L/F_D von u.a. Jüpner (1993).

Eine eher untergeordnete Rolle spielen bei Expositionen von $E > 0,5$ die kurzzeitigen Liftkräfte aus Druckfluktuationen. Dennoch könnte auch die für die Berechnungen noch nicht verfügbare Kenntnis über die genaue, kurzzeitige, lokale Druckverteilung an Sohlenelementen zu einer geringen Unterschätzung der analytisch berechneten Liftkräfte und damit zu der Abweichung der gegenübergestellten Kräfteverhältnisse führen. Nelson et al. (2001) weisen anhand ihrer hochauflösenden Messungen darauf hin, daß kurzzeitig Situationen auftreten und für den Bewegungsbeginn verantwortlich gemacht werden könnten, in denen sich gleichzeitig zu einem Unterdruckereignis an der Kornoberseite ein Überdruck im Bereich der Kornmitte bzw. je nach Exposition bis zur Kornunterseite ausbilden könnte (vgl. Kap. 8.2.1).

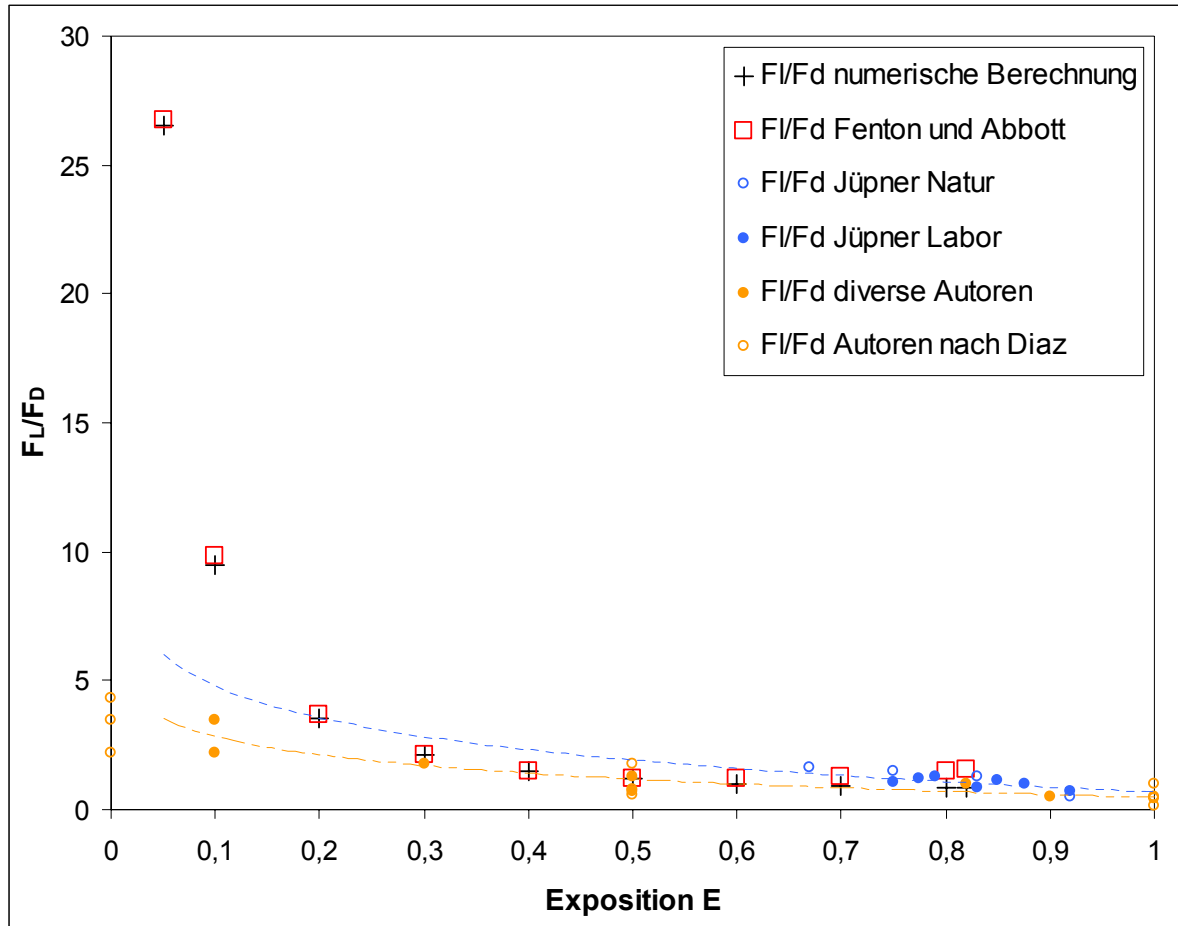


Abb. 8.8 Das Kräfteverhältnis F_L/F_D als Funktion der Exposition E

Es wird hier darauf verzichtet, die Geschwindigkeitsverteilung abweichend vom logarithmischen Profil zu erhöhen oder mögliche ungünstigste Lastfallkombinationen durch Unterdruck- oder Überdruckereignisse zu simulieren. Bei Kenntnis der genauen, sohlennahen Geschwindigkeitsverteilung über rauhen Sohlen aus zukünftigen Untersuchungen (Aberle, Koll, Nikora) kann die Berechnung der Anströmgeschwindigkeit ergänzt werden.

Zeitlich und räumlich hochauflösende Untersuchungen werden von Hofland, Klar und Detert durchgeführt, die weiteren Aufschluß über sohlennahe Druckkonstellationen für stark exponierte Sohlenelemente z.B. bringen. Die Simulation von lokalen Unter- und Überdruckereignissen kann dann durch das Prinzip der Superposition von Unterdruck- und Überdruckbereichen in die Berechnung der vertikalen Druckausbreitung am Korn eingebaut werden.

Die mit den Ergebnissen von Fenton und Abbott gut übereinstimmende Abbildung der Kräfteverhältnisse in dem praxisrelevanten Bereich niedriger Expositionen zeigt andererseits, daß die maßgebliche Wirkung der Kräfte bereits sehr genau erfaßt ist. Die Unterschätzung von F_L/F_D in den Untersuchungen mit direkten Kraftmessungen ist darauf zurückzuführen, daß hierbei die turbulenzbedingte kurzzeitige Liftkraft nicht erfaßt werden kann (s. Abb. 8.8).

Eine Berücksichtigung von kurzzeitigen Lastfallkombinationen (aus Unter- und Überdruck) würde in diesem Bereich aufgrund der bei niedriger Exposition hervortretenden Bedeutung der kurzzeitigen Liftkräfte zu erheblichen Verschiebungen der gut korrespondierenden Kurvenverläufe führen. Eine differenzierte Betrachtung der Druckkonstellationen zur Erfassung möglichst ungünstiger Krafteinwirkungen erscheint weiterhin für Körner, die maximal bis zur oberen Hälfte in die Strömung hineinragen ($E < 0,5$), nicht sinnvoll.

Während die wenigen stärker exponiert lagernden Körner von einer schwächeren Strömung bereits umgelagert werden können und dann temporär zum Sedimenttransport beitragen, bis sie in anderer Lagerung der Strömung einen größeren Widerstand entgegen bringen, rekrutiert sich der maßgebliche Sedimenttransport bei ansteigender Strömungsintensität auch aus den Sohlelementen mit niedrigen und mittleren Expositionen.

Im Bereich der eben eingebetteten Kugeln steigt der kritische Shields-Wert, der zum Bewegungsbeginn erreicht werden muß, stark an, so daß im Falle einer mehr oder weniger **engen Sieblinie** und sicherlich für den hier betrachteten Fall gleich großer, eben gelagerter Kugeln für eingebettete Körner ein relativ geringes Bewegungsrisiko besteht. Bei sehr hohen Strömungsbelastungen befindet sich eine solche Sohle im Zustand allgemeiner Kornbewegung, an der mehr oder weniger die gesamte, obere Schicht teilnimmt. Auch im Zustand ständiger Umlagerung werden jedoch bevorzugt die jeweils exponierteren Körner in Bewegung gehen, so daß der Betrachtung der eingebetteten Körner eine untergeordnete Rolle zukommt, wenn die Körner in etwa gleich groß und gleich schwer sind.

Im Falle einer **weiteren Sieblinie** mit vergleichsweise sehr kleinen Körnern spielt das jeweilige Korngewicht eine erhebliche Rolle, so daß auch überwiegend eingebettete, kleine Körner durch sohlennahe Unterdruckereignisse aus der Sohle herausgelöst werden können, während stärker exponiert gelagerte, jedoch schwerere Körner noch liegen bleiben. Diesen (von Egiazaroff 1965 diskutierten) Fall von Körnern, die im Strömungsschutz größerer Körner liegen und dementsprechend keinerlei Krafteinwirkung aus Anströmung erfahren, hat Raudkivi (1982) durch eine Abschätzung des Bewegungsbeginnes aufgrund einer kurzzeitigen Liftkrafteinwirkung betrachtet.

Anhand der Untersuchungen von Emmerling (1973), Corino und Brodkey (1969), Grass (1971) u.a. setzt Raudkivi für den maximalen Unterdruck als Druckspitze das 6-fache der Standardabweichung an, welche mit etwa dem 3-fachen Wert der Sohlenschubspannung angenommen wird.

$$p'_{\max} = 6 \cdot (3 \cdot \bar{\tau}) = 18 \cdot \bar{\tau}$$

(8.19; Maximale Druckspitze)

Da der Abschätzung von Raudkivi die Annahme zugrunde liegt, daß das Druckereignis nur auf der Kornoberseite wirkt und auf der Kornunterseite Normaldruck angesetzt wird, ergibt sich die resultierende Liftkraft zu (A = horizontale Schnittfläche im Kugelmittelpunkt)

$$F_{L,turb} = p'_{max} \cdot A = p'_{max} \cdot (D^2 \cdot \pi/4) \quad (= k_{turb} \cdot \bar{\tau}) \quad (8.20; \text{Turb. Lift Raudkivi})$$

und wird für den kritischen Fall ($\bar{\tau} = \bar{\tau}_{crit}$) in der vertikalen Kräftebilanz der entgegenwirkenden Gewichtskraft des Kornes gegenübergestellt.

$$p'_{max} \cdot (D^2 \cdot \pi/4) = (\rho_s - \rho) \cdot g \cdot D^3 \cdot \pi/6 \quad (8.21; \text{Kräftebilanz Raudkivi})$$

was nach Umformen auf die Shields-Form

$$\begin{aligned} Fr^*_{crit} &= \tau_{crit}/((\rho_s - \rho) \cdot g \cdot D) = (D^2 \cdot \pi/6)/(A_D \cdot (p'_{max}/\tau_{crit})) \quad (8.22; \text{Krit. Wert Raudkivi}) \\ &= 4/(6 \cdot 18) = 1/27 = 0,037 \end{aligned}$$

führt und von der Form her mit der analytischen Lösung korrespondiert.

$$Fr^*_{crit} = \tau_{crit}/((\rho_s - \rho) \cdot g \cdot D) = (D^2 \cdot \pi/6)/(k_{eff} \cdot k_{turb}) \quad (8.23; \text{analyt. Lösung „lifting“})$$

Raudkivi (1982) hat im Vergleich mit der vorgestellten, analytischen Lösung für „lifting“ den Faktor k_{eff} und die Ausbreitung der Druckschwankung in den Porenraum nicht berücksichtigt. Der so ermittelte Shields-Wert liegt mit $Fr^*_{crit} = 0,037$ unter den realistischen Werten.

Durch die Berechnung der Druckausbreitung bis auf die Unterkante der in der obersten Sedimentschicht gelagerten Sohlenelemente und die Berücksichtigung der Schwankungen, denen auch die Sohlenschubspannung unterworfen ist mit dem Faktor k_{eff} , kann auch der Bereich negativer Exposition annähernd abgebildet werden. Die Berechnungsergebnisse der analytischen Lösung bewegen sich im Bereich einer relativ großen Streubreite der gemessenen Werte im Bereich $E < 0$, wobei zusätzliche Kraftanteile aus der Korngewichtsabtragung höher liegender Nachbarkugeln noch nicht enthalten sind.

Eine Verbesserung des physikalischen Prozeßverständnisses trägt im Bereich negativer Exposition speziell zur Erweiterung der Sedimenttransportmodelle mit weiten Sieblinien bei, da hiermit das Herauslösen kleiner im Strömungsschatten oder sogar unter der obersten Sedimentschicht liegender Sohlenpartikel beschrieben und vorhergesagt werden kann.

8.3.2 Abhängigkeit von der Korn-Reynoldszahl Re^*

Eine grundlegende Untersuchung zur Abhängigkeit des Sedimenttransportes vom Reynoldsbereich wurde von Coleman (1967) unternommen. Die verschiedenen Untersuchungsergebnisse zu den Widerstands- und Auftriebsbeiwerten sowie der Kräftebilanz wurden von Coleman in Abhängigkeit von der Reynoldszahl der Gerinneströmung angegeben. Dabei wurden die zeitlich mittleren Strömungs- und Kraftgrößen bei der maximalen Exposition einer Kugel ($E = 0,82$) auf einem ebenen Tetraeder gemessen. Die kurzzeitig wirksamen Kraftanteile sind bei voll exponierten Kugeln vernachlässigbar klein. Fenton und Abbott (1977) haben zum Vergleich mit ihren Untersuchungen die Ergebnisse von Coleman unter Ansatz einer vereinfachten Kräftebilanz, die nur die zeitlich mittleren Kraftgrößen berücksichtigt, in den Verlauf des kritischen Shields-Parameters als Funktion der Korn-Reynoldszahl umgerechnet. Bis auf den gering unterschiedlichen Ansatz der Anströmgeschwindigkeit \bar{u}_a/\bar{u}_* entspricht die Kräftebilanz nach Fenton und Abbott bzw. Coleman der für die analytische Berechnung ermittelten (jedoch um die Schwankungsanteile reduzierten) Form für den kritischen Shields-Wert. Das von Coleman gemessene Verhältnis

$$\bar{F}_D/G' = [0,185 \cdot (1 - k)]/(\pi/6) \quad (8.24; \text{Kräftebilanz Coleman})$$

der zeitlich mittleren Kräfte entspricht nach Gl. 8.5 der Auflösung der Kräftebilanz zu einem Term, der den dimensionslosen Shields-Parameter enthält und somit umgestellt werden kann.

$$\begin{aligned} \bar{F}_D/G' &= [\bar{u}_{*crit}^2 \cdot \rho/(\rho_s - \rho) \cdot g \cdot D] \cdot c_D \cdot 1/2 \cdot A_D \cdot (\bar{u}_a/\bar{u}_*)^2/(D^2 \cdot \pi/6) \\ &= Fr_{*crit}^* \cdot c_D \cdot 1/2 \cdot A_D \cdot (\bar{u}_a/\bar{u}_*)^2/(D^2 \cdot \pi/6) \end{aligned}$$

$$\text{mit: } 1/2 \cdot A_D \cdot (\bar{u}_a/\bar{u}_*)^2 = k_{dyn}$$

$$Fr_{*crit}^* = (F_D/G')/(c_D \cdot 1/2 \cdot A_D \cdot (\bar{u}_a/\bar{u}_*)^2/(D^2 \cdot \pi/6)) \quad (8.25; \text{Shields-Form})$$

Diese Formulierung kann für die Umrechnung der von Coleman gemessenen Werte genutzt werden, wenn die entsprechende Definition der Parameter berücksichtigt wird. Coleman hat für die dimensionslose Anströmgeschwindigkeit \bar{u}_a/\bar{u}_* die zeitlich mittlere Geschwindigkeit im

Mittelpunkt ($\bar{u}_{0,5}/\bar{u}_*$; $z_a = 0,25 \cdot D + (E - 0,5 \cdot D) = 0,57 \cdot D$) der angeströmten Kugel und als angeströmte Fläche die gesamte Kreisfläche $A_D = \pi \cdot D^2/4$ angesetzt.

$$\bar{F}_D = 1/2 \cdot c_D \cdot A_D \cdot \rho \cdot \bar{u}_a^2 \quad (8.26; \text{Schubkraft-Definition Coleman})$$

$$\bar{u}_a/\bar{u}_* = \bar{u}_{0,5}/\bar{u}_*$$

Durch Einsetzen dieser Parameter sowie des von Coleman für den kritischen Moment des Bewegungsbeginnes ermittelten Auftriebsbeiwertes ergibt sich:

$$\begin{aligned} Fr_{crit}^* &= [0,185 \cdot (1 - k)/(\pi/6)] / [(c_D \cdot 1/2 \cdot A_D \cdot (\bar{u}_{0,5}/\bar{u}_*)^2 / (D^2 \cdot \pi/6))] \\ &= 0,185 \cdot (1 - k) / [c_D \cdot 1/2 \cdot \pi/4 \cdot (\bar{u}_{0,5}/\bar{u}_*)^2] \\ &= 0,471 \cdot (1 - k) / (c_D \cdot (\bar{u}_{0,5}/\bar{u}_*)^2) \quad (8.27; \text{Umrechnung von Colemans Daten}) \end{aligned}$$

Fenton und Abbott (1977) haben den Verlauf von $\bar{u}_{0,5}/\bar{u}_*$ für den hydraulisch rauhen Fall auf Grundlage des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils über rauhen Sohlen sowie für den hydraulisch glatten Bereich durch Annahme eines linearen Profils nach Schlichting (1968) abgeschätzt. Es wird darauf hingewiesen, daß zwischen den beiden Profilverläufen ein Übergangsbereich existiert, der nicht adäquat abgebildet werden konnte (vgl. Kap.2 Abb. 2.5). Fenton und Abbott nehmen an, daß die Kurven für den glatten und rauhen Bereich ineinander übergehen und entsprechend dem Maße, in dem die Rauheitselemente die laminare Unterschicht durchbrechen, zunehmend die Charakteristik der vollturbulenten Strömung über hydraulisch rauher Sohle annehmen. Für die Umrechnung der Reynoldszahl der Gerinneströmung in die Korn-Reynoldszahl wird von Fenton und Abbott das dimensionslose Verhältnis von Anströmgeschwindigkeit zu Schubspannungsgeschwindigkeit verwendet.

Die so ermittelte Abhängigkeit des kritischen Shields-Wertes von der Korn-Reynoldszahl ist in Abb. 8.10 dargestellt. Die Untersuchungsergebnisse, die von Fenton und Abbott bei geringfügig größeren Korn-Reynoldszahlen ebenfalls für die maximale Exposition einer Kugel über einem ebenen Tetraeder erzielt wurden, korrespondieren mit den Resultaten von Coleman. Die Datenreihe von Coleman wird hier einer erneuten Auswertung unterzogen, wobei ein aus der jüngeren Literatur (Zanke 1996, s. Abb. 8.9) vorliegendes Geschwindigkeitsverhältnis von $\bar{u}_{0,5}/\bar{u}_*$ angesetzt wird.

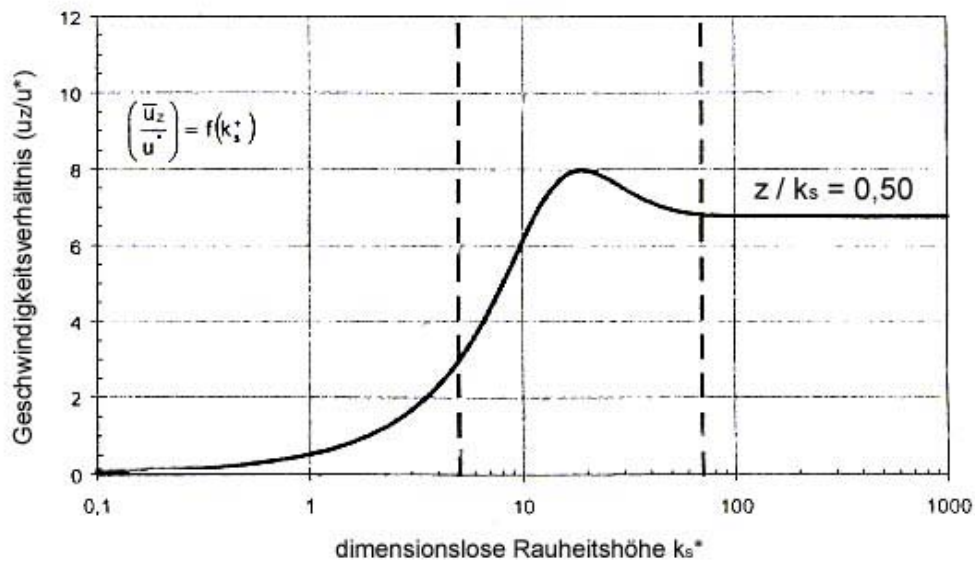


Abb. 8.9 Dimensionslose Geschwindigkeit $\bar{u}_{0,5}/\bar{u}^*$ als Funktion von Re^* , Zanke (1996)

Auf Grundlage der von Zanke vorgeschlagenen Interpolation des Überganges von hydraulisch glatt zu hydraulisch rauh kann somit ein den gesamten Reynoldsbereich abdeckender Verlauf des kritischen Shields-Parameters berechnet werden. Dieser ist in Abb. 8.10 mit abgebildet. Der berechnete Shields-typische Verlauf ist deutlich ausgeprägter, die Lage der Extrema und Wendepunkte entspricht den zahlreichen Untersuchungen zum Bewegungsbeginn (Kap. 4.1).

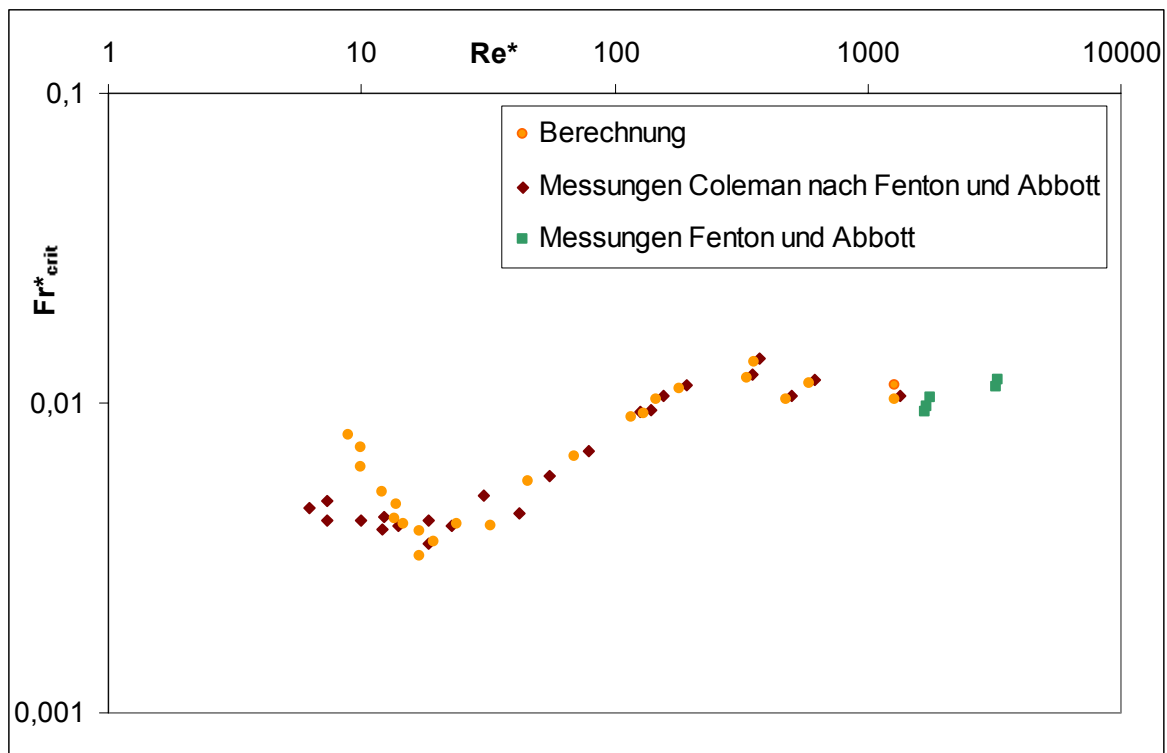


Abb. 8.10 Fr^*_{crit} als Funktion von Re^* aus Messungen von Coleman / Fenton u. Abbott

Der in Kapitel 4.1 propagierte Zusammenhang zwischen dem Widerstandsverhalten einer sandrauen Oberfläche und dem Verlauf der Shields-Kurve ist demnach auf die Kraffteinwirkung durch die mittlere Anströmgeschwindigkeit zurückzuführen. Im Bereich des Minimums der Shields-Kurve weisen die Integrationskonstante B (vgl. Abb. 4.4) und demzufolge auch die maßgebliche Anströmgeschwindigkeit (vgl. Abb. 8.9) und die Scherkraft entsprechend der spiegelbildlichen Kurvenverläufe ein Maximum auf. Diese für die betrachteten sandrauen Oberflächen typische Charakteristik tritt durch den mit Hilfe der Interpolation (zwischen hydraulisch glattem und vollrauhem Bereich) nach Zanke gefundenen Kurvenverlauf für die Anströmgeschwindigkeit im Kugelmittelpunkt ($\bar{u}_{0,5}$) stärker als durch die Analyse der Daten von Coleman durch Fenton und Abbott hervor (vgl. Abb. 8.10).

Im Folgenden sind auch die Verläufe des von Coleman ermittelten Widerstandsbeiwertes c_D bzw. des Auftriebsbeiwertes c_L (entspricht k) als Funktionen der (mit Hilfe der Umrechnung über $\bar{u}_{0,5}/\bar{u}^*$ nach Zanke ermittelten) Korn-Reynoldszahl dargestellt. Der jeweilige Verlauf in Abhängigkeit der Korn-Reynoldszahl korrespondiert mit den aus der Literatur bekannten Angaben für den Widerstandsbeiwert sowie für den Auftriebsbeiwert (vgl. Kap. 4). Durch Interpolation der Untersuchungsergebnisse von Coleman können für exemplarisch ausgewählte Korn-Reynoldszahlen die Beiwerte c_L und c_D bestimmt werden.

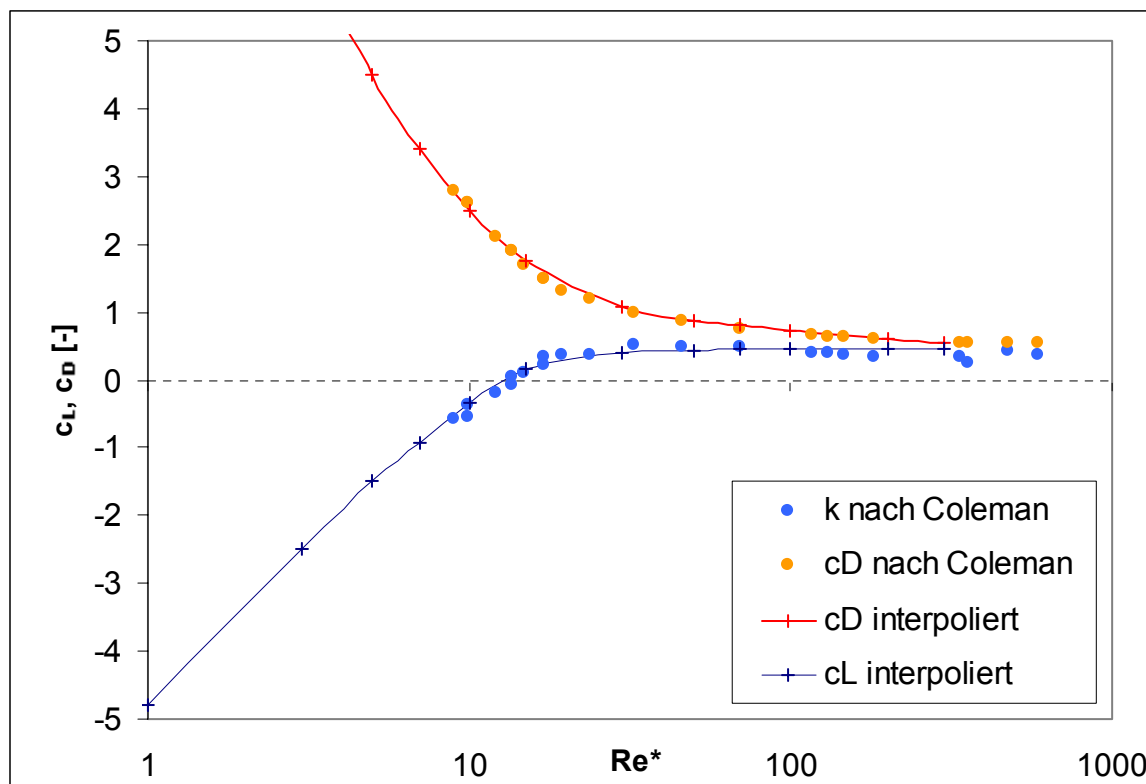


Abb. 8.11 Die Beiwerte c_L und c_D in Abhängigkeit von Re^* nach Daten von Coleman (1967)

Aus Gleichung 8.27 geht hervor, daß die Re^* -Abhängigkeit des kritischen Shields-Parameters auf die Korn-Reynolds-Abhängigkeit dieser beiden Beiwerte sowie der Anströmgeschwindigkeit zurückgeführt werden kann, wobei beachtet werden muß, daß mit dieser vereinfachten Form der Spezialfall der vollständigen Exposition betrachtet wird.

Zum Einen spielen die kurzzeitigen zusätzlichen Liftkraftanteile eine vernachlässigbare Rolle und zum Anderen bildet die getroffene Vereinfachung des Kraftangriffs im Mittelpunkt der exponiert gelagerten Kugel (entspricht nach der getroffenen Festlegung des Bezugshorizontes $z_a = 0,57 \cdot D$) den tatsächlichen Kraftangriffspunkt in diesem Fall hinreichend gut ab. Für den hydraulisch voll rauhen Bereich ergibt sich auch nach Integration des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils über die angeströmte Kugeloberfläche ein annähernd identischer Kraftangriffspunkt $z_a = 0,585 \cdot D$.

Die Sensitivität des Parameters z_a/D macht den Vergleich mit Literaturdaten schwierig.

In den wenigsten Fällen wird das Zusammenkommen einer nachvollziehbaren Definition der Krafteinwirkungen für eine solch umfangreiche Datenreihe (Coleman) mit verfügbaren Analysen der Anströmgeschwindigkeiten (Zanke) eine Reanalyse ermöglichen.

Für weniger exponierte Sohlenelemente weicht die vereinfachende Annahme des Kraftangriffspunktes im Mittelpunkt erheblich von dem tatsächlichen Kraftangriffspunkt, der aus der Integration des Geschwindigkeitsfeldes über die Anströmfläche ermittelt wird, ab. Dies wirkt sich unter anderem auf die in die Momentenbilanz eingehenden Winkel aus, welche demzufolge durch die Vereinfachung unzutreffend abgebildet würden. Weiterhin dürfen bei geringen Expositionen die kurzzeitig wirksamen Kraftanteile nicht mehr unberücksichtigt bleiben. Der kritische Shields-Parameter muß für den allgemeinen Fall (unterschiedliche Expositionen) durch die vollständige analytische Lösung ermittelt werden:

$$Fr^*_{crit} = (\tan\varphi' \cdot D^2 \cdot \pi/6) / (k_{eff} \cdot (1 + (k_{dyn} \cdot c_L + k_{turb}) / (k_{dyn} \cdot c_D)) \cdot \tan\varphi') \cdot c_D \cdot k_{dyn} \quad (8.28)$$

mit: $k_{dyn} = 1/2 \cdot A_D \cdot (\bar{u}_a/\bar{u}^*)^2$

Für negative Exposition oder das sogenannte "lifting" gilt die reduzierte Form:

$$Fr^*_{crit} = (D^2 \cdot \pi/6) / (k_{eff} \cdot k_{turb}) \quad (8.29)$$

Zur Überprüfung des analytischen Ansatzes wird der kritische Shields-Parameter für den durch die Ergebnisse von Coleman bekannten Fall der Exposition $E = 0,82$ für exemplarisch ausgewählte Korn-Reynoldszahlen ermittelt und den Messungen gegenübergestellt:

Die Vorhersage des Bewegungsbeginnes von Sohlenelementen in Abhängigkeit des Korn-Reynoldsbereiches auch für (von dem durch Coleman untersuchten Spezialfall) verschiedene Expositionen verlangt neben der Kenntnis des Verlaufes der Beiwerte c_D und c_L insbesondere die Kenntnis über die Geschwindigkeitsverteilungen $\bar{u}(z)/\bar{u}_*$ in Abhängigkeit von der Korn-Reynoldszahl. Durch Integration kann für beliebig exponierte Sohlenelemente die über die angeströmte Fläche gemittelte Anströmgeschwindigkeit \bar{u}_a/\bar{u}_* und der tatsächliche Kraftangriffspunkt z_a ermittelt werden.

Die Ausgangsbasis bilden die für den Bereich vollturbulent, hydraulisch glatt sowie vollturbulent, hydraulisch rau jeweils bekannten Geschwindigkeitsverteilungen (Abb. 8.12). Es sind verschiedene Geschwindigkeitsprofile als Funktion des dimensionslosen Wandabstandes z^+ (vgl. Kap. 2) aufgetragen. Während für den hydraulisch glatten Fall ($Re^* \ll 10$) in Höhe der Sohlenelemente generell eine lineare Verteilung (dünne durchgezogene Kurve) und für den rauhen Bereich ($Re^* \gg 70$) ein logarithmisches Profil (gemaserte Kurve) als vorherrschend angenommen werden kann, gehen im Übergangsbereich zwischen hydraulisch glatt und hydraulisch rau ($10 < Re^* < 70$) die Kurven von linearer Unterschicht und logarithmischer Schicht in Höhe der Sohlenelemente ineinander über (dicke durchgezogene Kurve). Dieser Übergang kann für vollturbulente, hydraulisch glatte Strömung durch die Verwendung des van Driest-Koeffizienten abgebildet werden. Die Geschwindigkeitsverteilung als Funktion des Wandabstandes ist für den vollturbulenten, hydraulisch glatten Fall durch Messungen belegt (Kap. 2, Abb. 2.6).

Wegen der Schwierigkeit der Geschwindigkeitsmessungen zwischen Sohlenelementen ist die Geschwindigkeitsverteilung im Übergangsbereich und über rauhen Sohlen jedoch nicht unumstritten. Von Nakagawa et al. (1988), Bayazit (1976), u.a. werden Abweichungen vom logarithmischen Profil berichtet (vgl. Kap. 2). Zanke (1996) macht den Vorschlag durch einen probabilistischen Ansatz den Übergang zwischen dem linearem Profil und dem logarithmischen Profil auszugleichen (gepunktete Kurve).

Als Beispiel für den hydraulisch glatten Bereich an der Grenze zum Übergangsbereich sind die verschiedenen Kurvenverläufe angegeben, wie sie sich für eine Korn-Reynoldszahl etwa von 10 ergeben. Die tatsächliche Geschwindigkeitsverteilung (vgl. Abb. 8.12 und Abb. 2.6) in Sohlennähe wird auch für den unteren Übergangsbereich $Re^* < 30$ am besten unter Verwendung des van Driest-Koeffizienten abgebildet.

Im Bereich $30 < Re^* < 50$ steigt die durchgezogene Kurve für größere Wandabstände $z^+ > 10$ bereichsweise über den Verlauf des logarithmischen Profils an, während sich die probabilistische Kurve nach Zanke diesem bereits wieder annähert.

Dieses Verhalten deckt sich mit den Messungen über rauhen Sohlen von Nakagawa et al. (1988) und Hamann de Salazar (1993), welche im Bereich des logarithmischen Profils höhere Geschwindigkeiten gemessen haben, als der logarithmischen Verteilung entsprechend zu erwarten sind.

Da im Zusammenhang mit dem Bewegungsbeginn von Sohnelementen nur der direkt wandnahe Geschwindigkeitsbereich von Interesse ist, wird in der Abbildung 8.12 die Oberkante der maximal exponierten Kugel gekennzeichnet.

Insbesondere diesen wandnahen Bereich bildet die van Driest-Kurve zutreffend ab. Sie wird daher für die analytische Vergleichsberechnung mit $E = 0,82$ für den gesamten hydraulisch glatten Bereich und im Übergangsbereich bis $Re^* < 50$ verwendet. Vom hydraulisch voll rauhen Bereich kommend wird die Geschwindigkeitsverteilung auf Grundlage des logarithmischen Profils über rauhen Sohlen berechnet, und im Bereich $50 < Re^* < 100$ werden die Ergebnisse der beiden Ansätze ineinander überführt.

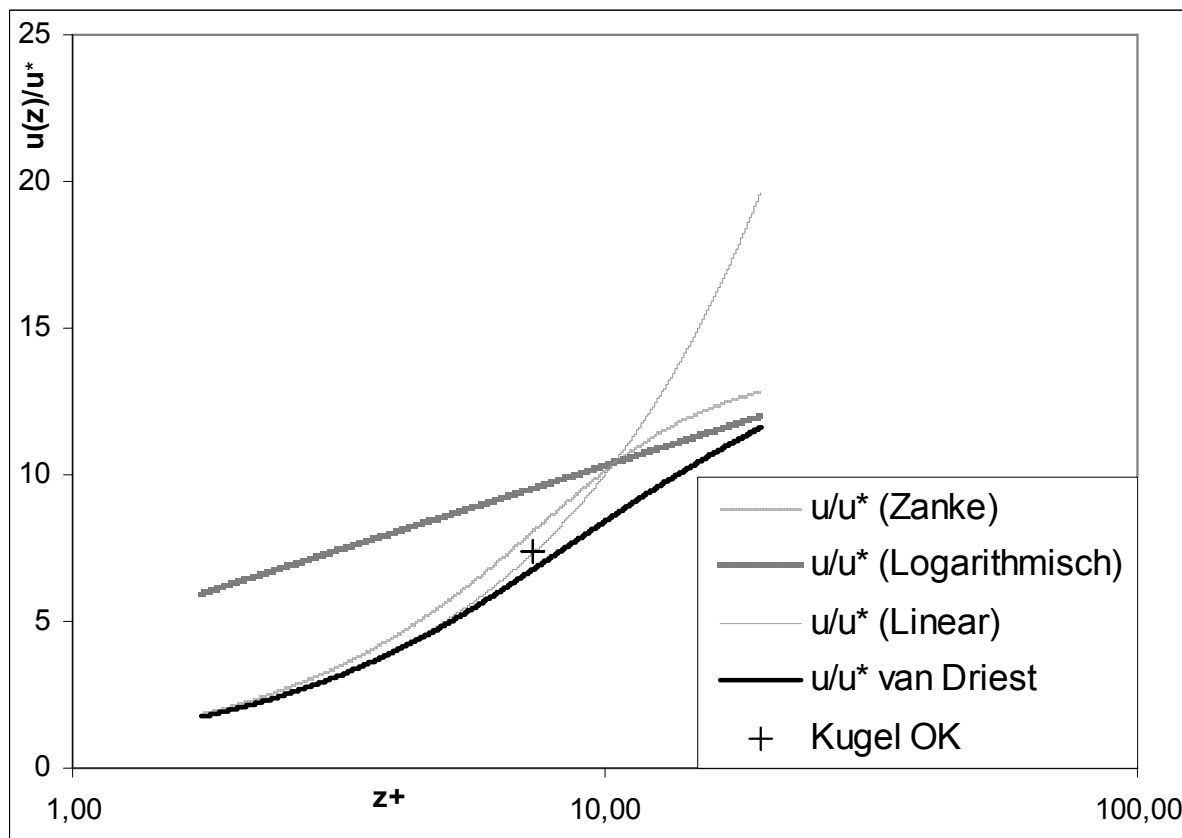


Abb. 8.12 Verschiedene Ansätze für die Geschwindigkeitsverteilung als Funktion von z^+

Für den besonders wichtigen Expositionsbereich $0 < E < 0,5$ reicht entsprechend der Kugelexposition die Kugeloberkante nur halb so weit wie abgebildet und weniger in die Strömung hinein, so daß sich die generelle Verwendung des van Driest-Koeffizienten empfiehlt, da hierdurch insbesondere der wandnäheste Bereich der laminaren Unterschicht bis in den Übergangsbereich hinein am besten abgebildet wird (vgl. Kap. 2).

Während im hydraulisch glatten Bereich detaillierte Kenntnisse des unmittelbar sohlennahen Strömungsfeldes vorhanden sind, befinden sich die räumlich-zeitlich hochauflösenden Analysen des Geschwindigkeitsfeldes über rauhen Sohlen noch in Entwicklung (vgl. Kap. 2, Aberle 2000, Koll 2002, Nikora 2001). Für den unmittelbar sohlennahen Bereich (insb. für den Bereich zwischen den Rauheitselementen) wird von linearen Verteilungen ausgegangen.

Aufgrund der Unterschiede im Widerstandsverhalten, die in Kapitel 2.1 (siehe Abb. 2.5) dargestellt sind, ist es wichtig zwischen Untersuchungen mit sandrauhem oder technisch rauhen Oberflächen zu unterscheiden.

Für den in diesem Kapitel analytisch untersuchten Fall (sandrauhe Oberflächen) der Strömung über einer ebenen Lage dicht gepackter gleichgroßer Kugeln geben auch Hamann de Salazar (1993) und Dittrich (1998) den dimensionslosen Wandabstand z_c^+ , der die Dicke der Rauheitsunterschicht markiert (und damit den Übergang zu dem bekannten logarithmischen Verhalten), in Höhe der Oberkanten der Rauheitselemente an. Für vergleichbare Konfigurationen ebener Sohlen aus gleichgroßen Kugeln haben sowohl Fenton und Abbott (1977) als auch Coleman (1967) angeströmte Kugeln exponierter Lagerung betrachtet.

Nach den Analysen von Bezzola (2002), der auf vergleichbare Mächtigkeiten der Rauheitsschichten kommt, liegt die Mächtigkeit der Rauheitsschicht durch die Sohlenkonfiguration fest und ändert sich nicht durch hydraulische Änderungen, wie die Änderung der relativen Überdeckung oder der Strömungsintensität (vgl. Kap. 2). Bezzola (2002) entwickelt für die Rauheitsschicht einen durchgängig logarithmischen Verlauf.

Auf dieser Grundlage kann für den Fall großer Exposition die Anströmung über die gesamte Höhe der Kugel (vgl. Abb. 8.12, Kugeloberkante) im hydraulisch rauhen Bereich unter der Annahme der logarithmischen Verteilungsfunktion nach Nikuradse integriert werden.

Für die anschließenden Berechnungen mit geringen relativen Überdeckungen wird entsprechend des Konzeptes von Bezzola (2002) der durch den Wert k_s gefundene Wert für die Mächtigkeit der Rauheitsschicht z_R sowie die Dämpfung mit Hilfe von c_R verwendet.

Die Abbildung 8.13 enthält verschiedene Lösungsfunktionen für die über die Anströmfläche gemittelte, dimensionslose Anströmgeschwindigkeit \bar{u}_a/\bar{u}^* als Funktion der Kornreynoldszahl: Während die beiden Kurven nach Fenton und Abbott sowie nach Zanke für $\bar{u}_{0,5}$ auf dem vereinfachenden Ansatz des Kraftangriffspunktes in Kugelmitte basieren, resultieren die Berechnungsergebnisse aus der jeweiligen Integration der verschiedenen, in der vorherigen Abbildung dargestellten Geschwindigkeitsverteilungsansätze für exemplarisch ausgewählte Korn-Reynoldszahlen Re^* .

Für den vereinfachten Ansatz des Kraftangriffes im Mittelpunkt der Kugel zeigt sich mit Hilfe der Interpolation nach Zanke (1996) zunächst eine Verschiebung des Maximums in den Bereich $Re^* = 20$ und eine erheblich stärkere Ausprägung des abnehmenden Astes im hydraulisch glatten Bereich gegenüber dem rein auf dem logarithmischen Profil für hydraulisch rauhe Bedingungen basierenden Ansatz nach Fenton und Abbott.

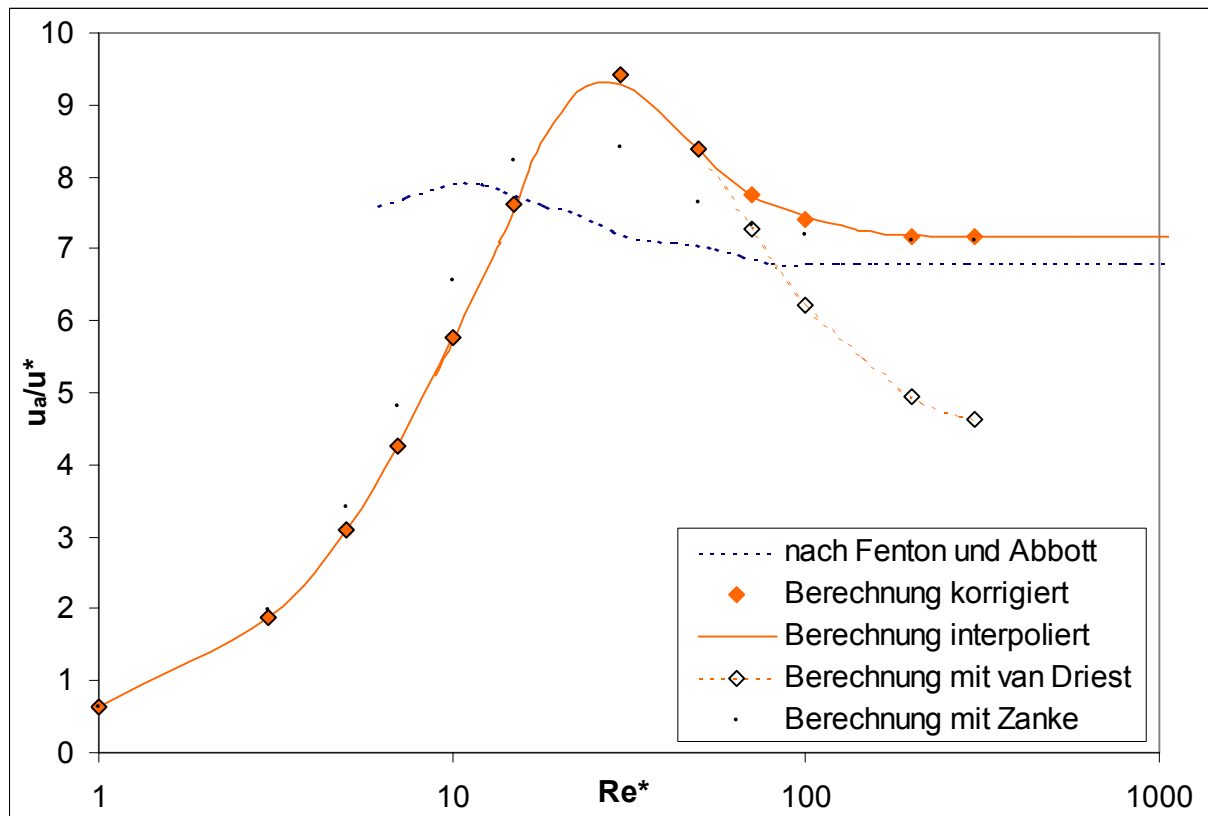


Abb. 8.13 Dimensionslose Geschwindigkeit \bar{u}_a/\bar{u}^* als Funktion von Re^*

Diese Auswertung wird den von Coleman getroffenen Definitionen für die Anströmgeschwindigkeit und Anströmfläche sowie Re^* und Fr^*_{crit} bei der maximalen Exposition gerecht.

Für die verschiedenen, geringeren Expositionsgrade wird die numerische Berechnung der maßgeblichen Anströmgeschwindigkeit \bar{u}_a/\bar{u}^* und damit des tatsächlichen Kraftangriffspunktes (an Stelle der vereinfachten Annahme in Kugelmitte) jedoch auf Grundlage der Integration der van Driest-Geschwindigkeitsprofile durchgeführt:

Im Übergang in den hydraulisch rauhen Bereich wird dabei die hieraus resultierende Kurve, wie in der Abbildung 8.13 dargestellt, korrigiert. Die Anpassung des für den hydraulisch glatten Bereich entwickelten Ansatzes wird im Übergangsbereich von $Re^* > 50$ an den logarithmischen Ansatz für hydraulisch voll rauhe Bedingungen vorgenommen.

Beim Vergleich mit dem von Zanke vorgeschlagenen probabilistischen Ansatz zeigen sich insbesondere im Übergangsbereich Abweichungen. Das Ausgleichen zwischen linearem und logarithmischen Profil weist folgerichtig in den Bereichen, in denen entweder der lineare Ansatz oder der logarithmische Ansatz aufgrund der probabilistischen Wichtung voll durchschlägt, also im hydraulisch voll glatten und im voll rauhen Bereich, plausible Werte auf. Im Rauigkeitsübergangsbereich bildet der Zanke-Ansatz jedoch (Abb. 8.12) das Geschwindigkeitsprofil zwischen linearem und logarithmischem Profil durch Mittelung ab.

Wie durch Messungen belegt, verläuft das Geschwindigkeitsprofil im entscheidenden, wandnahen Bereich nicht zwischen den beiden Kurven, sondern der Übergang von linearem in das logarithmische Profil findet unterhalb der beiden Kurven statt und wird mit Verwendung des van Driest-Koeffizienten zutreffender abgebildet.

Der auf dieser Grundlage berechnete und im hydraulisch rauhen Bereich korrigierte Kurvenverlauf für die dimensionslose Anströmgeschwindigkeit liefert die für einen Vergleich benötigten \bar{u}_a/\bar{u}^* -Werte für exemplarisch ausgewählte Korn-Reynoldszahlen. Zusammen mit den (den jeweiligen Korn-Reynoldszahlen entsprechenden) Widerstands- und Auftriebsbeiwerten gehen diese Werte in die analytische, numerische Berechnung nach Gleichung 8.14 und 8.16 ein und werden in Abbildung 8.14 den Meßdaten von Coleman gegenübergestellt.

Die von Farabee und Casarella (1991) nach Auswertung zahlreicher Untersuchungen zu turbulenzbedingten Druckschwankungen festgestellte Reynolds-Abhängigkeit der kurzzeitigen Schwankungsanteile hat nur für den hydraulisch voll rauhen Bereich eine Bedeutung, da die Amplituden offenbar in diesem Bereich schwach ansteigen und in dem hier betrachteten Bereich als konstant angenommen werden. Der Anstieg der Druckschwankungsamplituden ist jedoch selbst im hydraulisch rauhen Bereich so gering, daß er sich nur geringfügig auf den kritischen Shields-Wert auswirkt und somit die maßgebliche Reynoldsabhängigkeit von Fr^*_{crit} auf die Parameter c_D , c_L und \bar{u}_a/\bar{u}^* zurückzuführen ist.

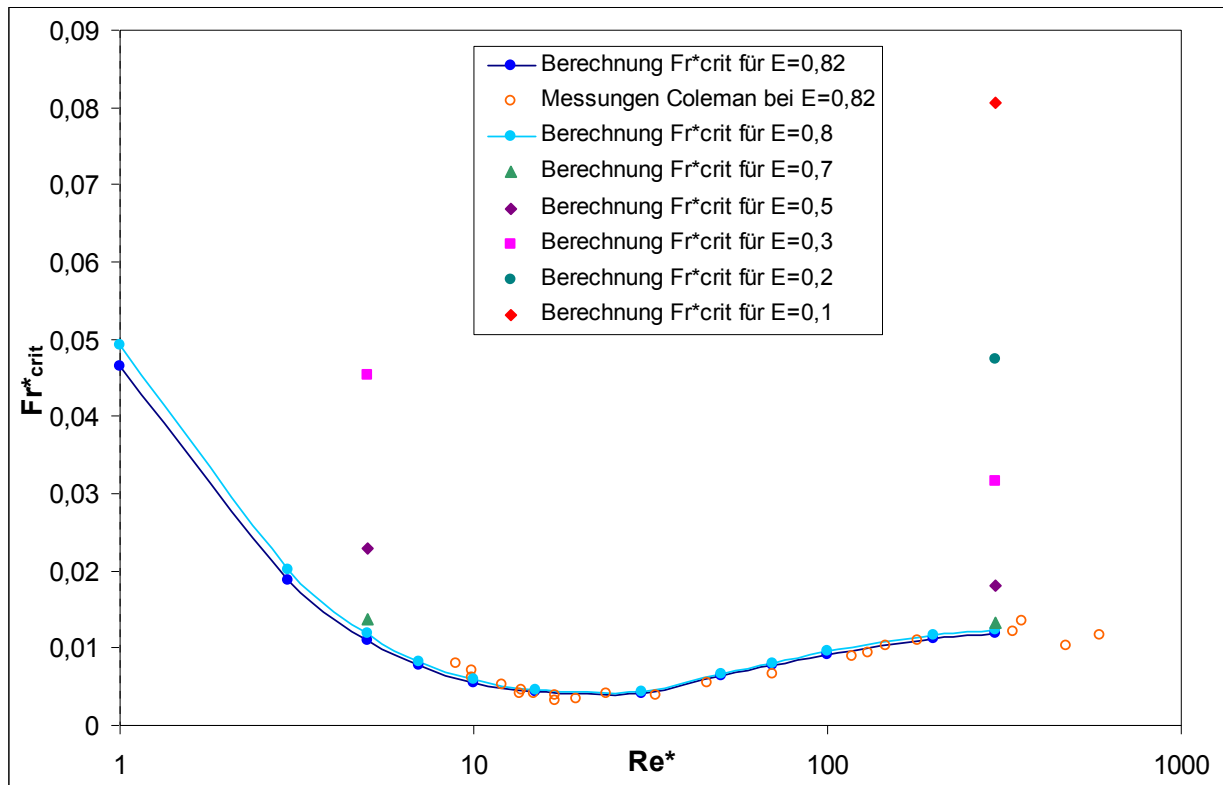


Abb. 8.14 Der kritische Shields-Parameter Fr^*_{crit} als Funktion von Re^*

Die in Abbildung 8.14 dargestellten Meßdaten von Coleman mit der Exposition $E = 0,82$ sind die mit Hilfe der Interpolation nach Zanke ermittelten Werte aus Abbildung 8.10. Die von Coleman (1967) und Fenton und Abbott (1977) für Kugeln detailliert dokumentierte und von vielen anderen Autoren auch für andere Kornformen bestätigte Korn-Reynoldsabhängigkeit des kritischen Shields-Wertes wird durch die numerische Berechnung sehr gut abgebildet.

Sowohl die Lage der Extrema und Wendepunkte als auch die Größenordnung der berechneten Werte stimmt für die Rechnung mit $E = 0,82$ überein. Auch die Rechnung für $E = 0,8$ weist dieses Verhalten in Abhängigkeit des Reynoldsbereiches auf und liegt (physikalisch plausibel) im Wertebereich geringfügig höher.

Während für vergleichbar große Expositionen ohne weiteres die für die maximale Exposition ermittelten Beiwerte angenommen werden können, ist die Übertragbarkeit auf niedrigere Expositionen zu überprüfen. Es ist jedoch zu erwarten, daß sich numerische Berechnungen mit Expositionen von 0,7; 0,6; 0,5 usw. nach oben in korrespondierenden Kurvenscharen an die abgebildeten Kurvenverläufe anschließen und sich die Berechnungen für (im räumlichen Mittel einer Gewässersohle) relevante Expositionen im Bereich von $E = 0,3$ in der Größenordnung der bekannten Shields-Kurve bewegen.

Da für diesen Bereich auch die Bedeutung der kurzzeitigen Schwankungsgrößen wesentlich größer ist, sollte neben der Überprüfung der Widerstands- und Auftriebsbeiwerte die Korn-Reynolds-Abhängigkeit der fluktuierenden Kraftanteile im hydraulisch rauhen Bereich beachtet werden.

Weiterhin ist zu erwarten, daß eine Übertragbarkeit der für sandrauhe Oberflächen ermittelten Kurvenverläufe auf technisch rauhe Oberflächen (natürliche Gewässersohlen) nicht direkt gegeben ist.

Der auf Grundlage von Untersuchungen mit sandrauhem Oberflächen vermutete Zusammenhang zwischen dem Widerstandsverhalten und dem Verlauf der Shields-Kurve (vgl. Kap. 4.1) kann durch die analytische Ableitung des Bewegungsbeginnes erklärt werden:

Die Maxima der Integrationskonstanten bzw. der sohlennahen Geschwindigkeit bei $Re^* \approx 20$ gehen in der analytischen Lösung für den kritischen Shields-Parameter Fr^*_{crit} bzw. in der Kräftebilanz auf der Seite des Strömungsangriffes ein. Dementsprechend ergibt sich für die kritische Korn-Froudezahl Fr^*_{crit} , die anschaulich das Verhältnis von Strömungsangriff zu Sohlenwiderstand darstellt, ein Minimum und insgesamt ein spiegelbildlicher Verlauf.

Neben diesem maßgeblichen Einfluß der sohlennahen Geschwindigkeitsverteilung ist im Verlauf der Shields-Kurve auch die Korn-Reynolds-Abhängigkeit der Beiwerte sowie der Schwankungsanteile der turbulenzbedingten Liftkraft enthalten.

Im Unterschied zu sandrauhem Oberflächen existieren für technisch rauhe Oberflächen mathematische Ansätze auch für den Übergangsbereich zwischen hydraulisch glatter und vollrauhem Strömung (Colebrook und White 1937).

Zur Überprüfung, ob sich ein in ähnlicher Weise spiegelbildlicher Verlauf der Kurven auch für technische Rauheiten ergibt, sind gezielte Untersuchungen des Widerstandsverhaltens bzw. des Geschwindigkeitsprofils über natürlichen Gewässersohlen unter Erfassung des Bewegungsbeginnes notwendig.

8.4 Übertragbarkeit auf realistische Strömungssituationen

Die vorgestellte Analyse wurde ausgehend von geometrisch und hydraulisch möglichst einfachen Randbedingungen abgeleitet. Um auf reale Strömungssituationen übertragbar zu sein, muß das für vollturbulente, hydraulisch rauhe Strömungen über ebener Sohle aus kohäsionslosen, kugelförmigen Sohlenelementen entwickelte Prozeßverständnis zum Bewegungsbeginn schrittweise erweitert werden. Dabei muß die Wechselwirkung von **geometrischen und hydraulischen Randbedingungen** beachtet werden.

Die Kenntnis des wandnahen Geschwindigkeitsfeldes in Abhängigkeit von hydraulischen Einflußfaktoren und von geometrischen Randbedingungen ist entscheidend für die Berechnung des kritischen Wertes für den Bewegungsbeginn. Die hydraulisch beschreibbaren Einflüsse, wie der Übergang hydraulisch glatt-rauh bzw. laminar-turbulent, Froude-Effekte oder relative Überdeckung auf die Strömung können bereits bereichsweise in die Berechnung aufgenommen werden, da deren Auswirkungen auf das wandnahe Geschwindigkeitsfeld und die Anströmung der Sohlenelemente weitgehend bekannt sind. Es ist auch denkbar lokal erhöhte Turbulenz z.B. durch gezielte, physikalisch begründete Variation der Druckschwankungsamplituden zu simulieren, wenn entsprechende Kenntnis über die sohlennahe Turbulenzcharakteristik vorliegt.

So wie Froude-Effekte im Zusammenhang mit der lokalen Sohlenneigung beispielsweise bei morphologischen Einheiten wie Absturz-Becken-Sequenzen stehen und lokale Turbulenzerhöhung auf kleinerer Skala mit Ungleichförmigkeit beispielsweise infolge geometrischer Strukturen wie Schwellen oder Transportkörper zusammenhängt, beeinflusst auch die kleinskalige Geometrie der Sohlenstruktur auf Korngrößen-Skala das lokale Geschwindigkeitsfeld in der Umgebung angeströmter Sohlenelemente. Raudkivi (1982) betont die Verschiedenheit des Geschwindigkeitsfeldes jedes einzelnen angeströmten Kornes aufgrund der Einzigartigkeit seiner geometrischen Lagerung zwischen umgebenden Körnern. McEwan und Heald (2001) stellen ein Modell „**Discrete particle modelling**“ vor, das die individuellen geometrischen Lagerungsbedingungen jedes einzelnen Kornes der Sohlenoberfläche abbildet.

Während in der analytischen Berechnung bisher nur die Variation der Lagerungsbedingung (Exposition) eines einzelnen über einer ansonsten ebenen Sohle lagernden Kornes betrachtet und somit ein quasi ungestörtes Geschwindigkeitsfeld in Ansatz gebracht wurde, berücksichtigt McEwan die individuelle Störung des Geschwindigkeitsfeldes durch den Nachlauf oberstrom liegender ebenfalls in die Strömung hineinragender Körner.

McEwan analysiert diesen Effekt des Strömungsschattens und Herausragens (der auch mit „hiding and exposure“ ausgedrückt wird) in verschiedenen Modellierungen einer durch Umlagern einzelner Partikel erzeugten, überströmten Sohle. Die Struktur der unter naturähnlichen Bedingungen erzeugten Sohlen geht ähnlich wie bei Luckner (2002) durch stochastische Verteilungen in die Modellierung ein.

Auf Grundlage einer hochauflösenden Erfassung der Sohlenstruktur und statistischer Auswertung kann ein Sohlenbereich in Klassen mit bestimmten Lagerungsbedingungen eingeteilt werden, denen entsprechend der ermittelten, stochastischen Verteilungen bestimmte Häufigkeiten von Körnern zugeordnet werden (s. Abb. 8.15). Für jede dieser Klassen muß die analytische Berechnung des kritischen Wertes für den Bewegungsbeginn entsprechend der zugehörigen Lagerungs- und Anströmungsbedingungen ermittelt werden. Es bestehen bereits Ansätze (Wu et al. 2000) die Verteilungsfunktion der Exposition in Transportgleichungen einzubauen. So kann bei ausreichender Diskretisierung der Klassen eine weitaus präzisere Vorhersage für den Sedimenttransport getroffen werden, als wenn nur eine einzige Berechnung für den mittleren Korn- bzw. Lagerungsparameter und die entsprechende Strömungsrandbedingung unternommen wird.

Die Erweiterung des Prozeßverständnisses der Destabilisierung einzelner Körner wird auch dazu beitragen, die komplexen Zusammenhänge z.B. der Transportkörper- oder Deckschichtbildung sowie des Einwirkens lokal erhöhter Turbulenz besser zu verstehen. Das komplizierte Wirkgefüge von wandnahe Geschwindigkeitsfeld und lokaler Turbulenzcharakteristik, individueller Lagerungsbedingung und spezifischem Gewicht kann durch empirische Ansätze nicht nachvollzogen werden.

Im Labor lassen sich die **geometrischen Randbedingungen** der einzelnen Sohlenelemente bereits sehr genau meßtechnisch erfassen. Für auf unterschiedliche Weise hergestellte Sohlen aus gleichgroßen Kugeln hat z.B. Luckner (2002) mit Hilfe von optischen Meßmethoden und statistischen Auswertungen die für die analytische Lösung des kritischen Shields-Wertes benötigten Parameter extrahiert (vgl. Kap. 4.3 und Kap. 8.1). Auch für überströmte Sohlen, die nicht aus Einkornmaterial, sondern aus unterschiedlich großen Kugeln zusammengesetzt waren, konnte anhand der dreidimensional optischen Erfassung eine Beziehung zwischen Exposition und Lagerungswinkel der einzelnen Sohlenelemente ermittelt werden, die natürlichen Situationen nahe kommt. Es gibt verschiedene Ansätze (Aberle, Mc Ewan, Smart et al.) die unterschiedlichen Sohlen z.B. durch eine Standardabweichung der Sohlenlage zu charakterisieren. Die Erhebung einzelner Sohlenelemente über der allgemeinen Sohlenlage steht in direktem Zusammenhang zu dem hier als Exposition E bezeichnetem Parameter.

Neben zahlreichen Laborentwicklungen zur Sohlenerfassung durch akustische, foto- oder laseroptische Methoden (Aberle 2000, Hofland 2000, Lane et al. 2004, Smart et al. 2004) werden solche Methoden zunehmend auch für Naturmessungen getestet (z.B. „Sohlscanner“ BAW, „Tausendfüßler“ Universität Karlsruhe, „photo-sieve“ Universität München BW).

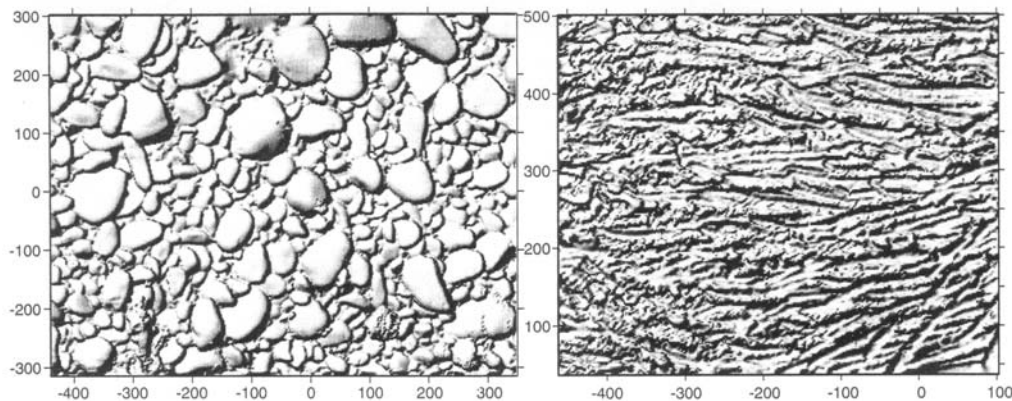
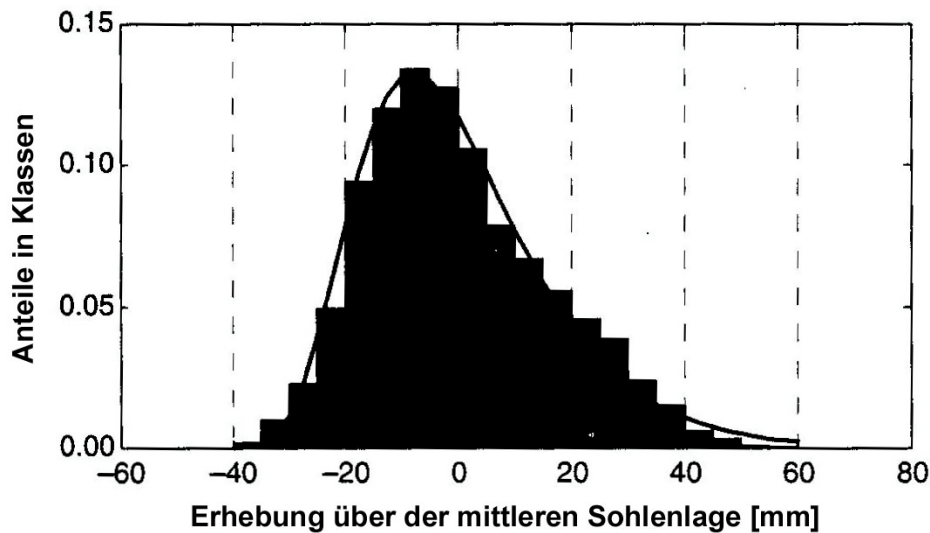


Figure 3 Visualization of the DEMs produced by laser scanning of surfaces showing gravel at the Waimakariri A site (left) and water-weed mat covering parts of the bed in the Waiau water race (right). Axis scales are in millimetres. Field assessed flow direction was from left to right.

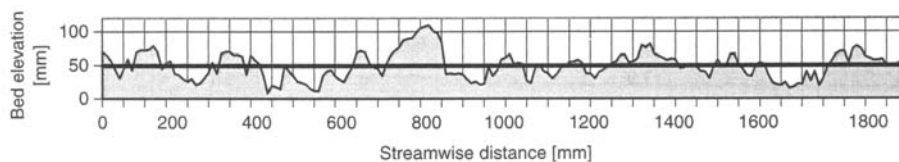


Abb. 8.15 Kornanteile in Klassen als Funktion der Exposition (oben) und Laser-Scan-Aufnahmen von kiesiger und feinkörniger Sohle (unten) aus Smart et al. (2004)

Die kleinräumlich diskretisierende Betrachtung unterschiedlich gelagerter und unterschiedlich großer Körner kann insbesondere dazu dienen, die komplexen Transportvorgänge von Kornmischungen zu erklären, da die kleinräumlich, sehr heterogenen, geometrischen und hydraulischen Randbedingungen in der detaillierten, analytischen Betrachtung erfaßt werden.

Zur Erfassung der Sohlenstruktur, die durch Parameter wie Rauheitsdichte, Kornform, Sieblinienzusammensetzung und Porosität charakterisiert ist bzw. ihrer hydraulischen Auswirkungen sind jedoch weitere Untersuchungen notwendig (s. Kap. 9). Der Faktor für die jeweilige Sohlenstruktur k_{str} ($= D^2 \cdot \pi / 6$ für Kugeln) muß auf natürliche Sohlenkonfigurationen anzupassen sein. Hingegen läßt sich die Wirkung von Kohäsion bereits gut berücksichtigen (Zanke 2001, Unsöld 1984; s. Kap. 4.1). Von großer Bedeutung sind Untersuchungen zum sohlennahen Strömungsfeld und zum Einfluß der Porosität von permeablen Sohlen auf die Oberflächenströmung (s. Nikora et al. (2001), Chen und Chiew (2004) für aktuelle Analysen).

Die **hydraulischen Einflüsse** des Gefälles und der relativen Überdeckung auf die kritische Schubspannung lassen sich schwer unterscheiden, da sie in der Natur in der Regel miteinander verknüpft sind und auch im Labor häufig gleichzeitig eingestellt werden. Steilere Neigungen gehen meist mit kleinen relativen Überdeckungen einher, wobei im Gebirgsbereich selbst bei Hochwasserabflüssen die im Flachlandfluß auch für Niedrig- und Mittelwasser typischen, relativ großen Überdeckungen nicht erreicht werden. Während eine zunehmende Sohlneigung eine Reduktion des Sohlenwiderstandes bedeutet, wirkt sich eine kleine, relative Überdeckung als Reduktion der Sohlenbeanspruchung durch die Strömung aus.

Die beiden gegenläufigen Einflüsse werden zunächst getrennt betrachtet und anschließend in einem mit Naturdaten abgeglichenen Vorschlag von Bezzola (2002) zusammengefaßt:

Bei Berücksichtigung der Sohlenneigung können alle Kräfte, die senkrecht oder parallel zu den Stromfäden der freien Oberfläche angesetzt werden, unverändert in die Momentenbilanz um den Auflagerpunkt eingehen (s. Abb. 8.16). Dazu gehören die in Strömungsrichtung anzusetzende, zeitlich mittlere Schubkraft F_D und die zeitlich mittlere Liftkraft F_L die im Mittelpunkt des Sohlenelementes senkrecht zu den gekrümmten Stromfäden angesetzt wird. Auch der zusätzliche Auftrieb aufgrund kurzzeitiger Unterdruckereignisse an der Sohle wird senkrecht zu den Stromfäden der freien Oberfläche wirkend angesetzt.

Analog zu dem hydrostatischen Auftrieb, der dem Integral des hydrostatischen Druckes über die gesamte Oberfläche des Kornes entspricht, wird in der analytischen Lösung auch die zusätzliche, turbulenzinduzierte Unterdruckausbildung in den Untergrund als Integral über die gesamte Kornoberfläche berechnet. Während die langfristig wirkende, hydrostatische Druckverteilung in Wirkungsrichtung der Gravitation anzusetzen ist, hat die kurzfristig einwirkende Unterdruckausbreitung an der Gewässersohle Druckgradienten in der obersten Sohlenlage zur Folge, deren Wirkungslinie senkrecht zur Strömung angesetzt wird.

Die Gewichtskraft unter Auftrieb wirkt um den Winkel α der Sohlenneigung versetzt zu der Wirkungsrichtung der Stromfäden der freien Oberfläche bzw. senkrecht dazu. Daher wird die Gewichtskraft in die zwei Komponenten Hangabtriebskraft $G' \cdot \sin\alpha$ und haltende Gewichtskomponente $G' \cdot \cos\alpha$ aufgeteilt. Dementsprechend wird die erweiterte Form für die dimensionslose Sohlenschubspannung unter Berücksichtigung der Sohlenneigung zu:

$$Fr^*_{crit} = (\cos\alpha \cdot (\tan\phi' - \tan\alpha \cdot \rho_s/(\rho_s-\rho)) \cdot k_{str}) / (k_{eff} \cdot (c_D \cdot k_{dyn} + (k_{dyn} \cdot c_L + k_{turb}) \cdot \tan\phi')) \quad (8.30)$$

mit: $k_{dyn} = 1/2 \cdot A_D \cdot (\bar{u}_a/\bar{u}^*)^2$

Für eine negative Exposition oder das sogenannte "lifting" ergibt sich:

$$Fr^*_{crit} = ((\cos\alpha \cdot \rho_s - \rho)/(\rho_s-\rho)) \cdot k_{str} / (k_{eff} \cdot k_{turb}) \quad (8.31; \text{Berücksichtigung der Neigung})$$

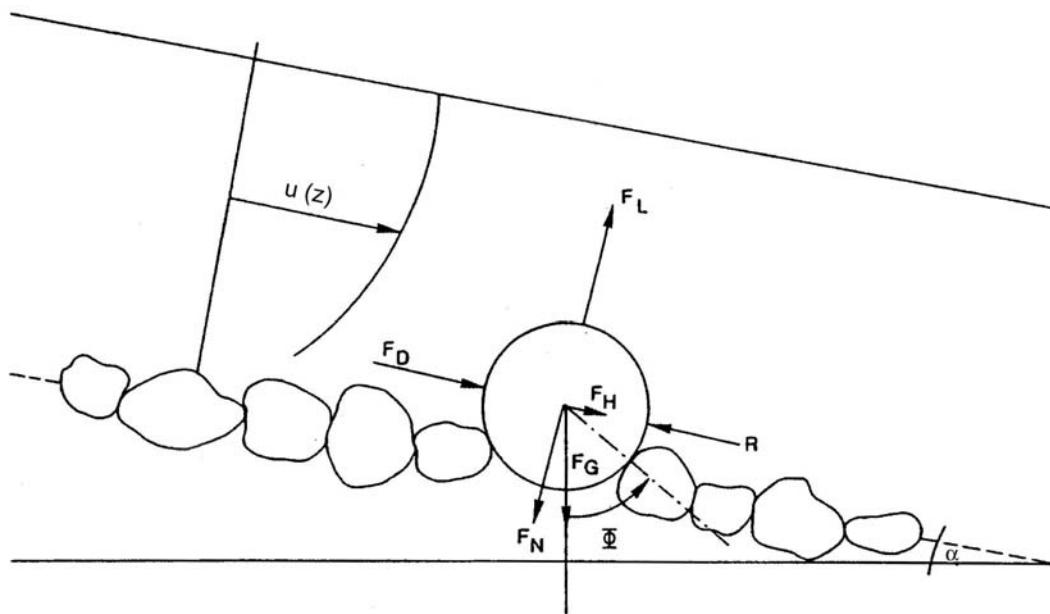
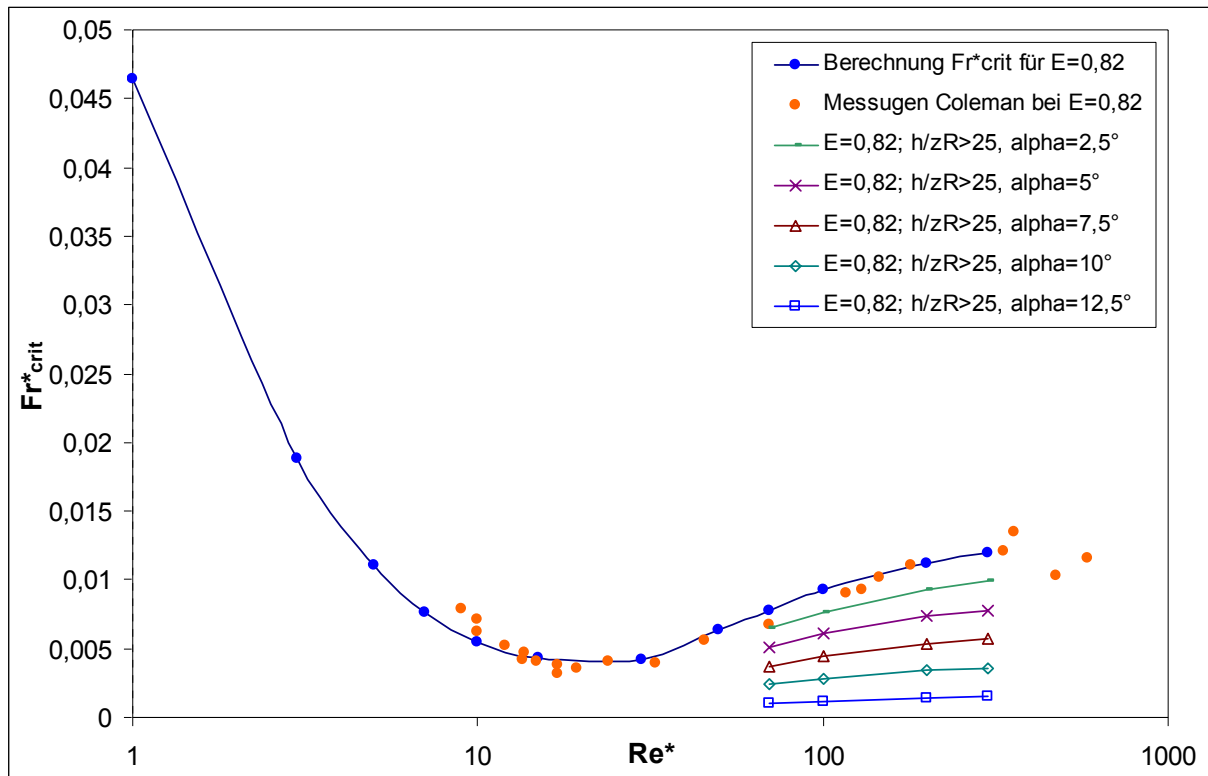


Abb. 8.16 Definitionsskizze der einwirkenden Kräfte auf ein Korn mit Sohlenneigung α

Der Effekt der Verlagerung der Gewichtskraft vom haltenden Kraftanteil hin zur Hangabtriebskomponente bei wachsendem Winkel α und damit wachsendem Gefälle I ist in Abbildung 8.17 für die maximale Exposition von $E = 0,82$ aufgezeigt.

Abb. 8.17 Einfluß der Neigung auf Fr^*_{crit}

Weiterhin sind Abflußsituationen zu berücksichtigen, bei denen die Sohlenneigung keine oder nur eine sehr geringe Rolle spielt, das Fließtiefenverhältnis jedoch von der Ausgangsvorstellung großer relativer Überdeckung abweicht.

Der Einfluß der abnehmenden, relativen Überdeckung h/z_R als Reduktion der Sohlenbeanspruchung kann in der analytischen Lösung auf Grundlage einer von Bezzola (2002) formulierten Korrektur des Geschwindigkeitsprofils erfolgen. Entsprechend der eingeführten Dämpfungsfunktion $c_R^2 = fct(h/z_R)$ wird die in die analytische Lösung als maßgebliche Größe eingehende Anströmgeschwindigkeit bei abnehmender relativer Überdeckung durch den Faktor c_R gedämpft (vgl. Kap. 2.1).

$$k_{dyn} = 1/2 \cdot A_D \cdot (c_R \cdot \bar{u}_a / \bar{u}^*)^2 \quad (8.32; \text{Berücksichtigung der relativen Überdeckung})$$

$$\text{mit: } c_R^2 = 1 - z_R/h \quad \text{für } h/z_R > 2$$

$$c_R^2 = 0,25 \cdot h/z_R \quad \text{für } h/z_R < 2$$

z_R = Mächtigkeit der Rauheitsschicht (an Stelle von k_s)

Die Auswirkungen geringer relativer Wassertiefe bei gleicher Sohlenneigung sind in Abbildung 8.18 dargestellt (vgl. Abb. 8.19 aus Zanke 2001).

Mit kleiner werdender, relativer Überdeckung nimmt die erforderliche Schubspannung beziehungsweise die hydraulische Belastung der Sohle ab. Der Ansatz zur Korrektur der Geschwindigkeitsverteilung für kleine, relative Überdeckungen wurde von Bezzola auf hydraulisch rauhe Bedingungen bezogen. Die in Abbildung 8.20 dargestellte, exemplarische Berechnung der kritischen Shields-Werte in Abhängigkeit der miteinander verknüpften Einflüsse von relativer Überdeckung und der Sohlenneigung beschränkt sich daher auf den rauhen Bereich. Nach Zanke (1996, 2001) klingt der (die Sohlenbeanspruchung reduzierende) Effekt abnehmender, relativer Überdeckung zum hydraulisch glatten Bereich hin ab, und ist bei $Re^* = 0,1$ praktisch verschwunden (vgl. Abb. 8.19 aus Zanke 2001). Da der Effekt der Reduktion des Sohlenwiderstandes bei zunehmender Sohlenneigung eine geometrische Ursache hat (die haltende Gewichtskraft verlagert sich zunehmend in eine Hangabtriebskraft), ist er als von der Hydraulik unabhängig einzustufen. Dementsprechend wirkt er sich im hydraulisch glatten und im Übergangsbereich analog zu dem Einfluß im rauhen Bereich aus.

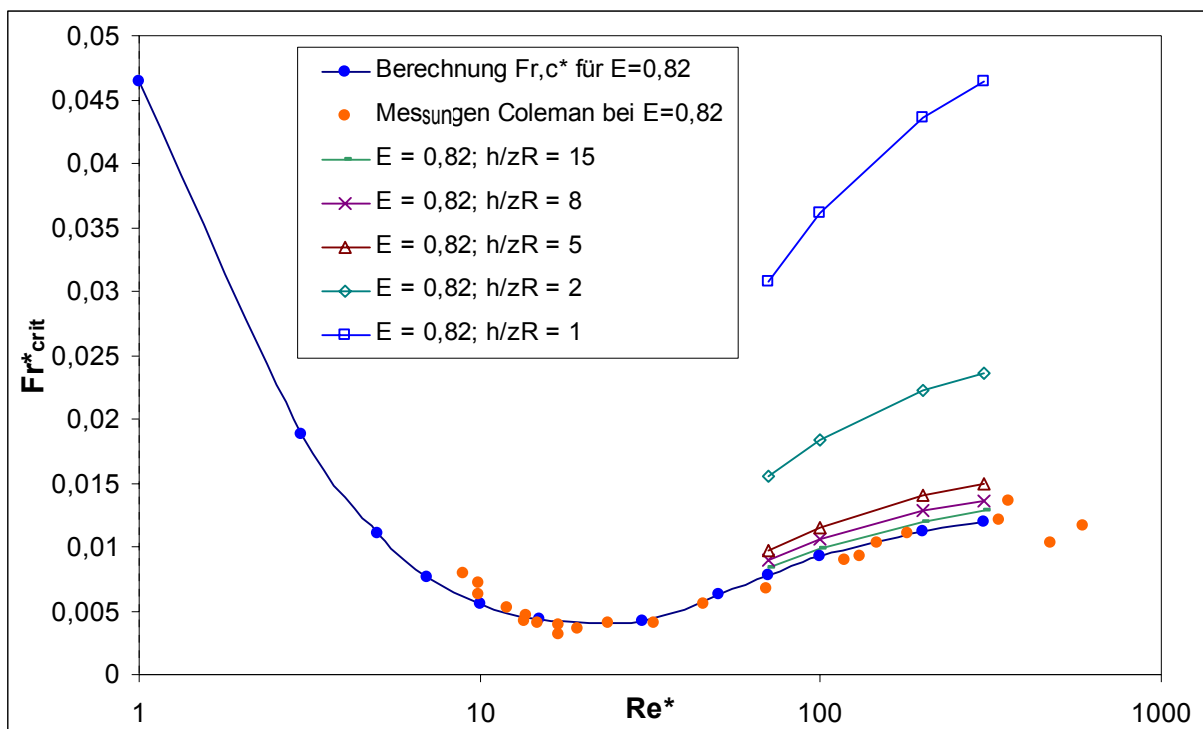


Abb. 8.18 Einfluß der relativen Überdeckung h/z_R auf Fr^*_{crit}

Dem Ansatz von Tsujimoto (1989) und Bezzola (2002) folgend, werden die gegenläufigen Einflüsse von abnehmender relativer Überdeckung h/z_R und gleichzeitig zunehmendem Sohlengefälle I durch den Parameter c_R und den Neigungswinkel α in der analytischen Lösung (Gl. 8.30 und 8.31 bzw. 8.32) abgebildet.

Der Zusammenhang, der zwischen den beiden Einflüssen in der Realität besteht, kann exemplarisch aufgezeigt werden, wenn realistische (anhand von Naturuntersuchungen gefundene) Wertepaare der beiden Einflüsse betrachtet werden.

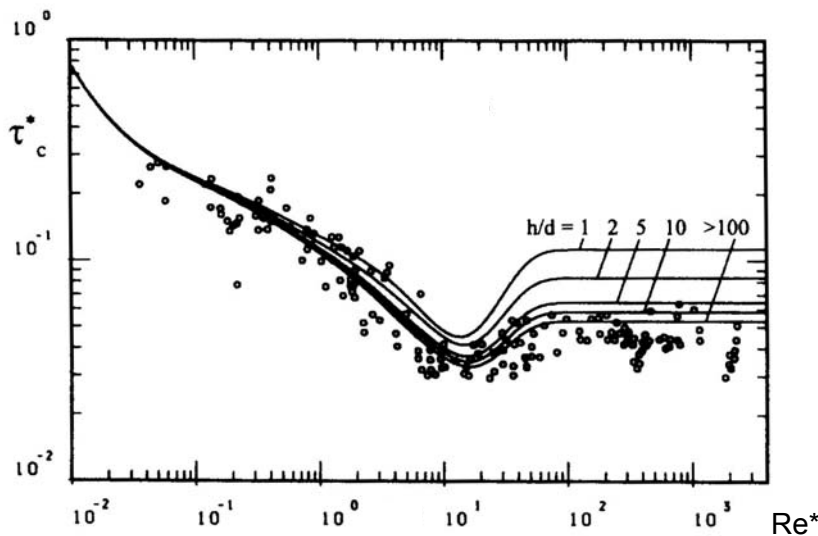


Abb. 8.19 Einfluß der relativen Überdeckung h/d ($= h/k_s$) auf Fr^*_{crit} nach Zanke (2001)

In Abbildung 8.20 sind die aus der erweiterten analytischen Lösung berechneten kritischen Shields-Werte für reale Strömungssituationen (einsetzender Geschiebetrieb beobachtet) zum Vergleich eingefügt, die gegenüber der ebenen Gerinneströmung (mit großer Überdeckung) jeweils sowohl erhöhte Sohlenneigung als auch geringere relative Überdeckung aufweisen.

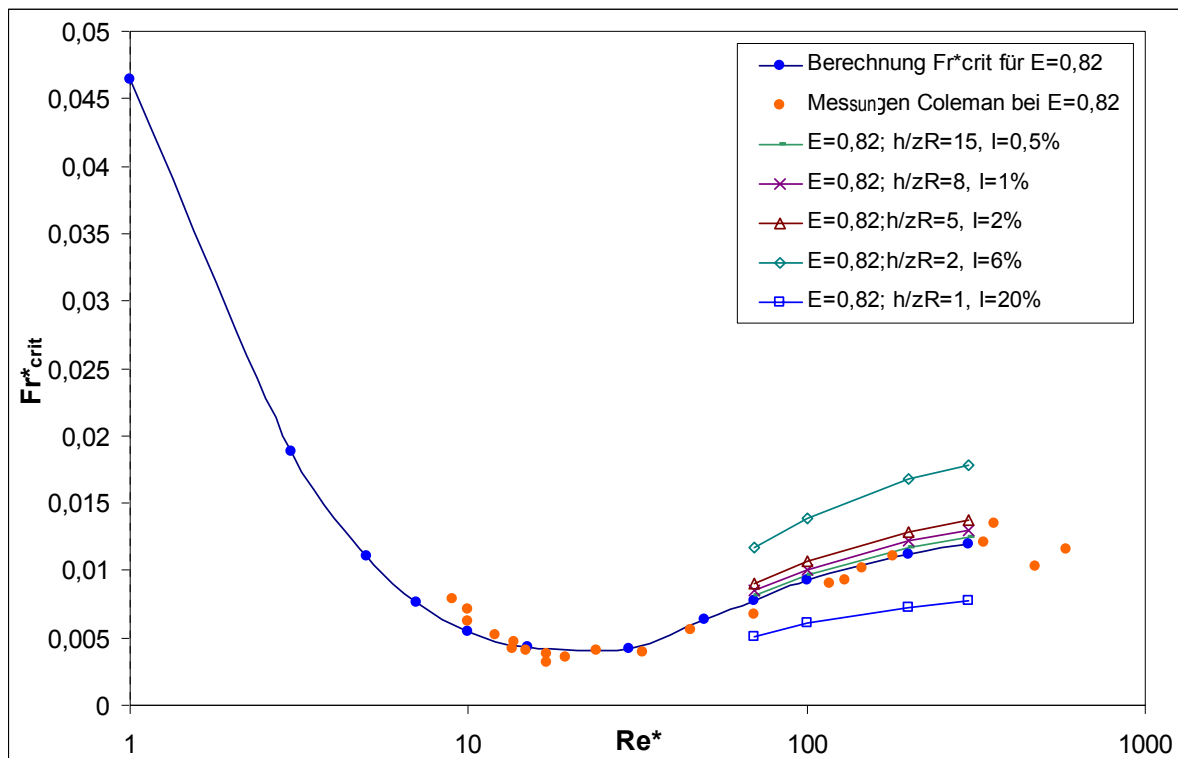


Abb. 8.20 Kombiniertes Einfluß von relativer Überdeckung und Sohlenneigung auf Fr^*_{crit}

9 Weiterführende Überlegungen zum Sedimenttransport

9.1 Erweiterung der Erkenntnisse über den Bewegungsbeginn

Eine wichtige Grundlage für die physikalisch zutreffende Modellierung des Bewegungsbeginnes von Sohnelementen stellen insbesondere die umfangreichen Untersuchungen von Fenton und Abbott (1977) und Coleman (1967) dar. Die Analyse des Bewegungsbeginnes von angeströmten Kugeln auf einer ebenen, homogenen Sohle kann anhand dieser Versuchsdaten validiert werden.

In der Strömung liegende Kugeln bieten in Abhängigkeit von der jeweiligen Exposition der Schubwirkung mehr oder weniger Angriffsfläche. Bei Vorhandensein von Schub- und Liftkräften wird das Momentengleichgewicht um den Auflagerpunkt (mit dem maßgeblichen Lagerungswinkel φ') als Kriterium für den Bewegungsbeginn angesetzt. Die Resultierende der Schubkraft wurde im Unterschied zu zahlreichen Ansätzen nicht vereinfachend im Mittelpunkt der Kugel angreifend angesetzt, sondern nach dem Ansatz von Wu et al. (2003) der jeweiligen Kugelexposition entsprechend in der tatsächlichen Höhe des Kraftangriffes, die sich aus der numerischen Integration der Geschwindigkeitsverteilung über die angeströmte Kugeloberfläche A_D ergibt.

Die Art des Herauslösens aus der Sohle hängt von der Lagerung des Sohnelementes ab. Während ein exponiert gelagertes Korn auch der Anströmung und damit der Überlagerung der Einwirkungen aus zeitlich mittleren Schub- und Liftkräften sowie der turbulenzinduzierten Liftkraft ausgesetzt ist (Bewegungsbeginn durch "rolling"), ist beim "lifting" allein der turbulenzinduzierte Unterdruck für den Bewegungsbeginn eines im Strömungsschutz anderer Sohnelemente eingebettet liegenden Kornes verantwortlich. Die analytische Lösung für den Bewegungsbeginn eingebetteter Sohnelemente entspricht daher nur einer Kräftebilanz in vertikaler Richtung an Stelle der Momentenbilanz.

Die Berechnung des turbulenzinduzierten Liftes aus den vertikalen Druckgradienten an einem Sohnelement baut auf den Ergebnissen der vorgestellten Untersuchungen zur Ausbreitung der turbulenten Druckschwankungen in den Sohlenuntergrund auf.

Der ungünstigste, kurzfristig wirkende Lastfall bei der Betrachtung des Bewegungsbeginnes ergibt sich für den turbulenzinduzierten Lift aus dem maximal auftretenden Unterdruck auf der Sohle bzw. aus dem größten durch Unterdruck induzierten Druckunterschied zwischen Kugeloberseite und Kugelunterseite. Der ungünstigste Lastfall konnte für unterschiedliche Exposition durch Integration der Druckverteilung über das Kugelvolumen berechnet werden.

Die numerisch berechnete Funktion des kritischen Wertes für den Bewegungsbeginn korrespondiert im Bereich exponiert (über der mittleren Sohlenlage) gelagerter Sohlenelemente gut mit der Gesamtheit aller Messungen von Fenton und Abbott (1977) und Chin (1985). Im Bereich negativer Exposition (unter der mittleren Sohlenlage) ist die Streubreite der empirisch ermittelten Ergebnisse größer. Die plausible und aus den Versuchsdaten erkennbare Zunahme des kritischen Wertes Fr^*_{crit} für den Bewegungsbeginn wird auch in diesem Bereich negativer Exposition im Rahmen der Streubreite abgebildet.

Die Kraftanteile, die aus der zeitlich mittleren Anströmung des Sohlenelementes resultieren, die mittlere Schub- und die mittlere Liftkraft, sind die weitaus entscheidenden Kräfte bei großen Expositionen. Ihr Einfluß gewinnt gegenüber den auf sämtliche Sohlenelemente wirkenden, kurzzeitigen Liftkräften mit der Größe der angeströmten Kornfläche bzw. der Anströmgeschwindigkeit an Bedeutung. Es ist daher entscheidend für den Ansatz des Verhältnisses von Lift- zu Schubkraft (bzw. Auftriebs- zu Widerstandsbeiwert c_L/c_D) die Lagerungsbedingungen bei den unterschiedlichen Untersuchungen zu beachten.

Die analytische Lösung für den Shields-Parameter Fr^*_{crit} vermag den für den hydraulisch rauhen Bereich empirisch ermittelten **Einfluß der Exposition** sehr genau zu erfassen.

Die **Abhängigkeit des Sedimenttransportes vom Reynoldsbereich** wurde grundlegend von Coleman (1967) untersucht. Die Untersuchungsergebnisse zu den Widerstands- und Auftriebsbeiwerten sowie der Kräftebilanz für den Fall der maximalen Exposition wurden von Coleman in Abhängigkeit von der Reynoldszahl der Gerinneströmung angegeben. Zur Überprüfung des analytischen Ansatzes im hydraulisch glatten sowie im transitionalen Bereich wurde der kritische Shields-Parameter für exemplarisch ausgewählte Korn-Reynoldszahlen ermittelt und den Messungen von Coleman gegenübergestellt.

Die Vorhersage des Bewegungsbeginnes von Sohlenelementen verlangt neben der Kenntnis des Verlaufes der Widerstands- und Auftriebsbeiwerte insbesondere die Kenntnis über die sohlennahe Geschwindigkeitsverteilung in Abhängigkeit von der Korn-Reynoldszahl. Die Berechnung der Anströmgeschwindigkeit und damit des tatsächlichen Kraftangriffspunktes an Stelle der vereinfachten Annahme in Kugelmitte, erfolgte auf Grundlage der für den Bereich vollturbulent hydraulisch glatt sowie vollturbulent hydraulisch rauh jeweils bekannten Geschwindigkeitsverteilungen.

Die von Farabee und Casarella (1991) aufgezeigte geringe Reynolds-Abhängigkeit der turbulenzinduzierten Liftkräfte im hydraulisch rauhen Bereich ist am ehesten bei geringer exponierten Sohlenelementen von Bedeutung, da deren Anteil an der Destabilisierung infolge der Abschirmung der zeitlich mittleren Schub- und Liftkräfte größer ist.

Die von Coleman (1967) und Fenton und Abbott (1977) für exponierte Kugeln detailliert dokumentierte und von vielen anderen Autoren auch für andere Kornformen bestätigte Korn-Reynoldsabhängigkeit des kritischen Shields-Wertes wird durch die numerische Berechnung nach den analytisch abgeleiteten Formeln sehr genau abgebildet.

Die Einflüsse der Sohlenneigung und der relativen Überdeckung auf die kritische Schubspannung lassen sich schwer unterscheiden, da sie in der Natur in der Regel miteinander verknüpft sind und auch im Labor häufig gleichzeitig eingestellt werden.

Bei **Berücksichtigung der Sohlenneigung** gehen alle Kräfte, die senkrecht oder parallel zu den Stromfäden der freien Oberfläche angesetzt werden, unverändert in die Momentenbilanz ein. Dazu gehören die in Strömungsrichtung anzusetzende, zeitlich mittlere Schubkraft und die zeitlich mittlere Liftkraft, die im Mittelpunkt des Sohlenelementes senkrecht zu den gekrümmten Stromfäden angesetzt wird. Auch der zusätzliche Auftrieb aufgrund kurzzeitiger Unterdruckereignisse an der Sohle wird senkrecht zu der Strömung wirkend angesetzt.

Die Gewichtskraft unter Auftrieb wirkt um den Winkel α der Sohlenneigung versetzt zu der Wirkungsrichtung der Stromfäden der freien Oberfläche bzw. senkrecht dazu und wird in die zwei Komponenten Hangabtriebskraft und haltende Gewichtskomponente aufgeteilt.

Dementsprechend wird die erweiterte Form für die dimensionslose, kritische Sohlenschubspannung unter Berücksichtigung der Sohlenneigung zu:

$$Fr^*_{crit} = \cos\alpha \cdot (\tan\varphi' - \tan\alpha \cdot \rho_s / (\rho_s - \rho)) \cdot k_{str} / (k_{eff} \cdot (c_D \cdot k_{dyn} + (k_{dyn} \cdot c_L + k_{turb}) \cdot \tan\varphi')) \quad (9.1)$$

mit: $k_{dyn} = A_D / 2 \cdot (\bar{u}_a / \bar{u}_*)^2 =$ Verhältnis von mittl. Anströmung zu Sohlenschubspannung [m²]

$k_{turb} = F_{L,turb} / \bar{\tau} =$ Verhältnis von turbulenter Liftkraft zu Sohlenschubspannung [m²]

$k_{eff} = \tau_{crit,eff} / \bar{\tau}_{crit} =$ Berücksichtigung der wirksamen krit. Sohlenschubspannung [-]

$k_{str} (= D^2 \cdot \pi / 6$ für Kugeln) = Faktor zur Berücksichtigung der Sohlenstruktur [m²]

Für ein eingebettetes Sohlenelement oder das sogenannte “lifting” ergibt sich:

$$Fr^*_{crit} = ((\cos\alpha \cdot \rho_s - \rho) / (\rho_s - \rho)) \cdot k_{str} / (k_{eff} \cdot k_{turb}) \quad (9.2; \text{Vollständige analytische Lösung})$$

Der **Einfluß der abnehmenden relativen Überdeckung** als Reduktion der Sohlenbeanspruchung kann in der analytischen Lösung auf Grundlage einer von Bezzola (2002) formulierten Korrektur des Geschwindigkeitsprofils erfolgen.

Die vorgestellte Analyse wurde ausgehend von den geometrisch und hydraulisch einfachsten Randbedingungen abgeleitet. Um für praxisrelevante Fragestellungen anwendbar zu sein, muß das für vollturbulente, hydraulisch rauhe Strömungen über ebener Sohle aus kohäsionslosen, kugelförmigen Sohlenelementen entwickelte Prozeßverständnis zum Bewegungsbeginn schrittweise erweitert werden. Dabei muß die Wechselwirkung von geometrischen und hydraulischen Randbedingungen beachtet werden.

Die Kenntnis des sohlennahen Geschwindigkeitsfeldes in Abhängigkeit der genannten, hydraulischen Einflußfaktoren (Reynoldsabhängigkeit, Fließgefälle, relative Überdeckung) und der geometrischen Randbedingungen (Sohlenstruktur, Rauheit, Lagerungsbedingung) ist entscheidend für die Berechnung des kritischen Wertes für den Bewegungsbeginn.

Die hydraulisch beschreibbaren Einflüsse auf die Strömung, wie der Übergang hydraulisch glatt/rauh, laminar/turbulent oder Froude-Effekte bzw. die Zusammenhänge von Sohlenneigung und relativer Überdeckung können bereits bereichsweise in die Berechnung aufgenommen werden, da deren Auswirkungen auf das sohlennahe Geschwindigkeitsfeld und die Anströmung der Sohlenelemente weitgehend bekannt sind.

Es ist auch denkbar lokal erhöhte Turbulenz z.B. durch gezielte physikalisch begründete Variation der Druckschwankungsamplituden zu simulieren, wenn entsprechende Kenntnis über die sohlennahe Turbulenzcharakteristik vorliegt. Die Turbulenzintensität spielt neben der Sohlenschubspannung eine wichtige Rolle bei der Frage des Bewegungsbeginnes bzw. der einwirkenden Kräfte auf ein Sohlenelement.

Durch die Berücksichtigung der relativen Überdeckung, die nach Bezzola (2002) einen maßgeblichen Einfluß auf die Verteilung der Turbulenzintensität und der turbulenten Schubspannungen hat, kann die Streubreite in den zahlreichen Untersuchungsergebnissen zum Bewegungsbeginn zum Teil erklärt werden. Neben der Korn-Reynoldszahl kommt somit die relative Überdeckung als Kennzahl für den Sedimenttransport in Frage.

Aufbauend auf der Dimensionsanalyse und der handhabbaren Formulierung des kritischen Wertes mittels integraler Parameter durch Shields (1936) kann der Bewegungsbeginn und der Sedimenttransport von grobkörnigem Material weitgehend erklärt werden.

Die Erweiterung des Prozeßverständnisses zum Bewegungsbeginn einzelner Körner trägt weiterhin dazu bei, die komplexen Zusammenhänge der Deckschichtbildung oder Transportkörperentstehung besser zu verstehen.

Die kleinräumlich diskretisierende Betrachtung der einzelnen Destabilisierungsvorgänge unterschiedlich gelagerter und unterschiedlich großer Körner kann insbesondere dazu dienen die komplexen Transportvorgänge von Korngemischen zu erklären.

Die meisten bekannten Transportfunktionen, die zur Modellierung von Korngemischen entwickelt wurden (fraktionierter Transport), sind empirischer oder stochastischer Natur und berücksichtigen die Korndurchmesser oder Lagerungsbedingungen wenn überhaupt durch Mittelwerte oder empirisch gestützte sogenannte „hiding and exposure“-Funktionen.

Bislang wird der seit den Untersuchungen von Fenton und Abbott (1977) bekannte, erhebliche Einfluß der Exposition auf den Bewegungsbeginn nicht explizit bei der Ermittlung von Transportfunktionen berücksichtigt.

Auch der deterministische Ansatz von Zanke (2001) und die 3D-Erweiterung von Luckner (2002) bilden den Einfluß der Exposition nicht detailliert ab, sondern verwenden exemplarische Lagerungsbedingungen im Bereich von $E = 0,3$ für die gesamte Sohle.

Der Strömungsangriff und seine Schwankungsbreite ist in erster Linie von dem Maße abhängig mit dem das betrachtete Sohlenelement dem Strömungsangriff ausgesetzt ist. Es ist daher nicht möglich, die völlig heterogenen, natürlichen Sohlenstrukturen durch die Wahl einer einzigen, repräsentativen Lagerungsbedingung (dem Mittelwert der Lagerungswinkel bzw. der Exposition) abzubilden.

Es gibt verschiedene Ansätze (Aberle 2000, Smart et al. 2004) die unterschiedlichen Sohlen z.B. durch eine Standardabweichung der Sohlenlage oder statistisch durch die vollständige Verteilungskurve detailliert („discrete particle modelling“ McEwan und Heald 2001) zu charakterisieren.

Die Standardabweichung der Sohlenlage bzw. die Erhebung einzelner Sohlenelemente über der allgemeinen Sohlenlage steht in direktem Zusammenhang zu dem hier als Exposition E bezeichneten Parameter.

McEwan und Heald (2001) beschäftigten sich mit der statistischen Verteilung der angeströmten Sohlenelemente in Nachbarschaft zu den umgebenden Sohlenelementen mit dem Ziel, die individuelle Anströmung auch für die Elemente abzubilden, die durch ihre Lage im verlängerten Strömungsschatten (Ablösebereiche der vorgelagerten Sohlenelemente) teilweise abgeschirmt sind.

9.2 Anwendung der analytischen Lösung und Forschungsbedarf

9.2.1 Weiterentwicklung der Sedimenttransportmodellierung

Durch die Fortschritte bei der videometrischen bzw. fotografischen Auswertung von Sohlaufnahmen oder Laserscan-Verfahren können inzwischen Sohlenbereiche detailliert im Hinblick auf Standardabweichung von Sohlerhebungen und Lagerungsbedingungen beschrieben werden.

Auf Grundlage einer hochauflösenden Erfassung der Sohlenstruktur und statistischer Auswertung kann ein Sohlenbereich in Klassen mit bestimmten Lagerungsbedingungen eingeteilt werden, denen entsprechend der ermittelten, stochastischen Verteilungen bestimmte Häufigkeiten pro Fraktion zugeordnet werden. Für jede dieser Klassen muß die analytische Berechnung des kritischen Wertes für den Bewegungsbeginn entsprechend der zugehörigen Lagerungs- und Anströmungsbedingungen ermittelt werden. So kann bei ausreichender Diskretisierung der Klassen eine weitaus präzisere Vorhersage für den Sedimenttransport getroffen werden, als wenn nur eine einzige Berechnung für den mittleren Korn- bzw. Lagerungsparameter und eine mittlere Strömungsrandbedingung unternommen wird.

Die Einbeziehung sowohl der Verteilungskurven zum Strömungsangriff als auch des Strömungswiderstandes entsprechen dem Ansatz von Grass (1970) zur Bestimmung des Bewegungsbeginnes und des Sedimenttransportes.

Die geforderte Genauigkeit der Transportberechnungen bestimmt in Abhängigkeit der jeweiligen Fragestellung, inwiefern die beiden Verteilungsfunktionen diskretisiert werden müssen oder durch Hilfwerte abgebildet werden können. Auf der anderen Seite sind vollständige, stochastische Ansätze für die Ingenieurpraxis häufig nicht handhabbar und physikalisch faßbar dadurch, daß das Prozeßverständnis weitgehend abstrahiert wird (Wu et al. 2004, Sun und Donahue 2000).

Die Verknüpfung des hier vorgestellten, erweiterten, physikalischen Prozeßverständnisses mit den verfügbaren Möglichkeiten der Meßtechnik und der Datenauswertung schafft die Voraussetzung für die analytische Berechnung des Bewegungsbeginnes mit erheblich schärferen Vorhersagen von Sedimenttransportmodellen.

So kann zum Beispiel die aus den Untersuchungen von Luckner (2002) bekannte Verteilungsfunktion der individuellen Kornlagerungswinkel in Verbindung mit der ermittelten Beziehung zwischen diesem Winkel und der jeweiligen Kornexposition als Verteilungsfunktion für den Sohlenwiderstand genutzt werden.

Im Falle des untersuchten Einkornmaterials reicht die hieraus bestimmbare Verteilungsfunktion der Exposition aus, um den Bewegungsbeginn und daraus folgend den Beitrag zum Sedimenttransport in Abhängigkeit von der Strömungsintensität für alle Sohlenelemente diskretisiert zu modellieren. Eine mögliche modifizierte Transportfunktion ist anhand des gängigen Beispiels von Meyer-Peter/Müller (1948) dargestellt.

$$\Phi_{b,j} = p_j \cdot a \cdot (\mu \cdot Fr_{D,crit}^* - Fr_{D,crit}^*(E_j))^b \quad (9.3; \text{Transport pro Expositions-klasse})$$

mit:

- E_j = jeweilige Exposition
- p_j = prozentualer Anteil der Sohlenelemente mit Exposition E_j
- $Fr_{D,crit}^*(E_j)$ = der dimensionslose kritische Shields-Wert als Funktion von E_j

Die Parameter a, b und μ (Ripple-Faktor) ergeben sich erst aus der Kalibrierung mit zu erhebenden Daten. Der Wert $Fr_{D,crit}^*(E_j)$ wird nach Gleichung 9.1 bzw. 9.2 für den Korndurchmesser D berechnet. Der dimensionslose Transport für den gesamten Sohlenbereich ergibt sich aus der Summe der berechneten Transporte $\Phi_{b,j}$ in Abhängigkeit der jeweiligen Exposition.

$$\Phi_b = \sum \Phi_{b,j} \quad (9.4; \text{Transport aller Expositions-klassen})$$

Luckner schafft weiterhin durch die Versuchsreihen mit überströmter Sohle aus kugelförmigen Sohlenelementen mit ungleichförmiger Körnungslinie eine erste Grundlage zur Kenntnis der Verteilungsfunktion der Expositionsgrade für naturähnliche Sohlen.

Weitere Untersuchungen mit verschiedenen Kornsieblinien, Strömungsbelastungen und Kornformen sind nötig, um eine bessere Kenntnis über die Verteilungsfunktion der Exposition von Sohlenelementen zu erlangen. Die meßtechnischen Verfahren zur Ermittlung der individuellen Kornlagerungswinkel, der Exposition und auch zur gleichzeitigen Erfassung des jeweiligen Korndurchmessers sind vorhanden. Somit besteht die Möglichkeit für eine kleine (das Untersuchungsgebiet repräsentierende) Sohlenfläche die Verteilungsfunktionen sowohl der Korngröße als auch der Exposition per Messung zu bestimmen.

In der Fortführung des Ansatzes für Einkornmaterial kann dann für jede Fraktion i der Transport für alle verschiedenen Expositionsgrade berechnet werden. Der Gesamttransport ergibt sich für fraktionierte Kornverteilungen demnach zu

$$\Phi_b = \sum p_i \cdot \Phi_{b,i} \quad (9.5; \text{Gesamttransport aller Fraktionen})$$

mit: p_i = prozentualer Anteil der Sohlenelemente der Fraktion i
 $\Phi_{b,i} = \sum \Phi_{b,j}$ = Summe der Teiltransporte $\Phi_{b,j}$ einer Fraktion i

Diese Vorgehensweise bei der Berechnung des Sedimenttransportes unterscheidet sich von den bisherigen Ansätzen zum fraktionierten Transport indem für die Wechselwirkung zwischen Strömungsangriff und Strömungswiderstand eine analytisch abgeleitete Beziehung mit universeller Anwendbarkeit integriert wird. Dabei wird der räumlichen Variabilität der Sohle entsprechend die Lagerungsbedingung und Korngröße der einzelnen Körner individuell dem entsprechenden Strömungsangriff mit seiner zeitlichen Variabilität zugeordnet. Bisherige Ansätze beaufschlagen die gesamte Fraktion i unabhängig von der Lagerungsbedingung mit dem selben Strömungsangriff und versuchen dies nachträglich durch empirische Korrekturfunktionen („hiding and exposure“) mit begrenzter Anwendbarkeit und den damit verbundenen Problemen der Kalibrierung auszugleichen.

Zur Integration der analytischen Lösung für den Bewegungsbeginn in Transportformeln bestehen zahlreiche Möglichkeiten. Eine besonders geeignete Transportformel stellt die neu entwickelte Formel von Wu et al. (2000) dar, die von der Grundstruktur der MPM-Formel noch ähnlich ist. Das Schlüsselement ist die Entwicklung einer neuen Form der „hiding and exposure“-Korrektur. Durch diesen Korrekturfaktor wird der Korndurchmesser der betrachteten Fraktion mit den Korndurchmessern der anderen Fraktionen verglichen. Die Annahme zufällig verteilter Körner auf der Sohle führt zu einer Normalverteilung der Expositionshöhe E .

Dieser Ansatz bietet die Möglichkeit eine Transportformel, die anhand sehr umfangreicher Daten und Anwendungsbereiche kalibriert wurde, direkt für die Integration der abgeleiteten analytischen Lösung des kritischen Shields-Parameters (der in nahezu allen Transportformeln und auch in dieser Transportformel von Wu et al. enthalten ist) zu nutzen. Zur Abbildung der räumlichen Variabilität des Sohlenwiderstandes ist neben der Korngröße der entscheidende Parameter der Exposition bereits berücksichtigt.

9.2.2 Forschungsbedarf

Aus der Zielsetzung, die analytische Lösung für den kritischen Shields-Parameter in Sedimenttransportmodellen auf natürliche Situationen bzw. spezielle Fragestellungen anzuwenden, ergibt sich weiterer Forschungsbedarf:

Es werden weitere gezielte Laboruntersuchungen zur Sensitivitätsanalyse von Einflußgrößen der Sohlenstruktur (Rauheitsdichte, Kornform, Sieblinienzusammensetzung, Porosität), Sohlenneigung, relativen Überdeckung, Ungleichförmigkeit, Instationarität, Turbulenz ebenso benötigt, wie Messungen unter natürlichen Bedingungen.

Systematische Untersuchungen der verschiedenen Einflüsse auf die kritische Sohlenschubspannung, das sohlennahe Geschwindigkeitsfeld, die Widerstands- und Auftriebsbeiwerte und die Exposition erweitern die Möglichkeiten zur präzisen analytischen Vorhersage des Bewegungsbeginnes.

Ein wichtiger erster Schritt ist die Überprüfung der analytischen Berechnung des Bewegungsbeginnes von kugelförmigen Sohlenelementen unter naturähnlichen Lagerungsbedingungen. Der Verlauf der berechenbaren Shields-Kurve für Sohlenelemente geringer bis mittlerer Exposition kann durch Rinnenversuche, die bis zur kritischen Schubbelastung gefahren werden, validiert werden. Durch die detaillierte Erfassung des sohlennahen Geschwindigkeitsfeldes, der Lagerungsbedingungen und der Kräfteinwirkungen kann ggf. eine Anpassung von Beiwerten der jeweiligen Expositions- bzw. der Reynolds-Bereiche erfolgen.

Je besser die physikalischen Prozesse, die zum Bewegungsbeginn führen, in den praxisrelevanten Bereichen abgebildet werden können, desto präziser lassen sich Sedimenttransportraten berechnen.

Das Prozeßverständnis für den betrachteten, geometrisch und hydraulisch einfachsten Fall stellt den Schlüssel für die Berechnung der praxisnahen Fragestellungen und auch für hochkomplexe Anforderungen 3D-instationärer Fragestellungen dar. Die detaillierte Kenntnis des komplexen Zusammenspiels aller in dem dimensionslosen Shields-Parameter implizit enthaltenen Einzelparameter ermöglicht erst die physikalisch plausible Modellierung der Sonderfälle.

So kann mit Hilfe der angegebenen, analytischen Lösung für den Shields-Parameter die Berechnung des Bewegungsbeginnes durch begründete Variation der betreffenden Einzelparameter beispielsweise auf den Sonderfall von gebrochenem kantigem Material oder auf den Sonderfall lokal stark erhöhter Turbulenz hinter einer Schwelle umgestellt werden.

In einigen Fällen sind zielgerichtete Untersuchungen der Einzelparameter notwendig, es liegen andererseits bereits eine Fülle von Untersuchungen zu Sedimenteigenschaften, sohlennaher Turbulenz, Froude-Einflüssen, Geschwindigkeitsverteilungen in Abhängigkeit der relativen Überdeckung etc. und den Wechselwirkungen mit dem Sedimenttransport vor.

Nelson et al. (2001) haben in Versuchsreihen mit stark exponierten kugelförmigen Sohlelementen solche Strömungssituationen als für den Bewegungsbeginn entscheidend beschrieben, die einen hohen Unterdruck an der weit exponierten Kugeloberkante und gleichzeitig geringeren Unterdruck oder sogar Überdruck im Bereich der noch teilweise exponierten Unterseite der Testkugel erzeugen.

Durch Superposition verschiedener Druckbereiche in unterschiedlicher Höhe über der Sohle ließe sich der jeweils ungünstigste Lastfall numerisch simulieren. Es liegen jedoch bisher keine genauen Untersuchungen über die hochgradig instationäre, sohlennahe Druckverteilung an der Oberfläche weit exponiert gelagerter Sohlelemente vor.

Die Simulation von lokalen Unter- und Überdruckereignissen kann durch das Prinzip der Superposition von Unterdruck- und Überdruckbereichen in die Berechnung der vertikalen Druckausbreitung am Korn eingebaut werden, wenn solche Informationen für stark exponierte Sohlelemente vorliegen und für spezielle Fragestellungen benötigt werden.

Neuere zeitlich und räumlich hochauflösende Untersuchungen (dreidimensionale Meßmethodik) über das unmittelbar sohlennahe Strömungsfeld werden von Hofland, Klar und Detert durchgeführt, die weiteren Aufschluß über sohlennahe Geschwindigkeits- und Druckkonstellationen bringen werden.

Bei Kenntnis der genauen, sohlennahen Geschwindigkeitsverteilung über rauhen Sohlen aus zukünftigen, räumlich hochauflösenden Untersuchungen (z.B. Nikora, Smart, sowie Aberle und Koll) kann die Berechnung der Anströmgeschwindigkeit ergänzt werden. Als wichtige Weiterentwicklung in Bezug zu Strömungsuntersuchungen sind die Meßkonzepte zur räumlichen Mittelung zu nennen.

Mit der Weiterentwicklung der Meßmethodik im Hinblick auf die Erfassung der Sohlenstruktur nimmt die Möglichkeit die Exposition der einzelnen Sohlelemente zuverlässig für ganze Sohlenabschnitte zu bestimmen zu (vgl. Luckner 2002).

Neben zahlreichen Laborentwicklungen zur Sohlenerfassung durch akustische, foto- oder laseroptische Methoden (Aberle 2000, Hofland 2000, Lane et al. 2004, Smart et al. 2004) werden solche Methoden zunehmend auch für Naturmessungen getestet (z.B. „Sohlscanner“ Bundesanstalt für Wasserbau in Karlsruhe, „Tausendfüßler“ IWK, Technische Hochschule Karlsruhe, „photo-sieve“ Universität der Bundeswehr in München).

Zur Erfassung der Sohlenstruktur, die durch Parameter wie Rauheitsdichte, Kornform, Sieblinienzusammensetzung und Porosität charakterisiert ist, bzw. ihrer hydraulischen Auswirkungen sind jedoch weitere Untersuchungen nötig. Von großer Bedeutung sind Untersuchungen zum sohlennahen Strömungsfeld und zum Einfluß der Porosität von permeablen Sohlen auf die Oberflächenströmung (vgl. Nikora et al. 2001).

Der Faktor für die jeweilige Sohlenstruktur (k_{str}) muß auf natürliche Sohlenkonfigurationen anzupassen sein. Eine Brücke zur Anwendung der bereits erprobten Labormethoden zur detaillierten Bestimmung der Lagerungsbedingungen und Sohleneigenschaften stellt die Möglichkeit dar, in einem Taucherschacht Untersuchungen auf natürlichen Gewässersohlen durchzuführen (siehe z.B. Untersuchungen der Bundesanstalt für Gewässerkunde in Koblenz).

Der Widerstandsbeiwert c_D war bereits Gegenstand von Untersuchungen, die nicht nur kugelförmige Elemente, sondern auch natürlich geformte Gewässersedimente und realistische Strömungsrandbedingungen umfassen (siehe z.B. Graf 1970, Happel et al. 1965). McNowen (1951) sowie Albertson (1953) haben die unterschiedlichen Kornformen anhand eines charakteristischen Verhältnisses der drei Körper-Achsen zueinander parametrisiert und c_D -Werte für Ellepsoide in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl ermittelt. Mc Nowen et al. (1948) haben die Beeinflussung des Widerstandsbeiwertes in Wandnähe untersucht. Die Veränderung des Widerstandes in Abhängigkeit von der Oberflächenrauheit der angeströmten Körper hat Hoerner (1958) dokumentiert, den Einfluß des Turbulenzgrades sowie der Eigenrotation untersuchten Torobin et al. (1960).

In Versuchen mit unterschiedlich rauhen Sohlen haben Carling et al. (1992) den Einfluß der Kornform und der jeweiligen Orientierung zur Hauptströmungsrichtung von kompakten bis hin zu länglichen Körnern auf die kritische Schubspannung ermittelt. Ein eindeutiger Einfluß der Kornform war in diesen Experimenten ebenso wenig erkennbar, wie z.B. in den Versuchen von Fenton und Abbott (1977) zum Bewegungsbeginn unterschiedlich gelagerter und unterschiedlich gerundeter Sohlenelemente. Hieraus geht hervor, daß die für kugelförmige Sohlenelemente erarbeiteten Erkenntnisse zumindest auf die überwiegend vorkommenden gut gerundeten Sedimente der Kies- und Sandfraktionen übertragbar sind.

Shields (1936) hatte experimentell nur geringe Unterschiede zwischen gerundetem, kantigem und scharfkantigem Material festgestellt, wobei Letzteres tendentiell bei höheren kritischen Schubspannungen in Bewegung ging. Bisherige Ergebnisse von Versuchsreihen mit gebrochenem kantigem Material (Schlacke und Grauwacke) und gerundetem Kies, die von Bundesanstalt für Gewässerkunde (Koblenz) in Zusammenarbeit mit den Universitäten Karlsruhe (TH, Rosier und Vollmer) und München (BW, Promny) durchgeführt wurden, bestätigen einen tendentiell höheren Widerstand des kantigeren Materials beim Bewegungsbeginn, was jedoch nicht allgemein auf das Transport- und Einmischverhalten bei hohen Transportraten z. T. mit Transportkörperbildung übertragbar ist.

Eine Fortführung von systematischen Versuchsreihen mit gerundetem und kantigerem Material kann die quantitative Erfassung des Einflusses der Kornform auf die Parameter c_D , c_L und den Lagerungswinkel ermöglichen. Bei Bezzola (2002) ist eine auf Annahmen für die drei oben genannten Parameter beruhende Abschätzung zu finden, nach der die kritische dimensionslose Schubspannung für kantige Körner etwa 40 % über der für Ellipsoide liegt.

Die Laborversuche zum Bewegungsbeginn von Shields, Coleman und vielen weiteren Experimentatoren wurden mit Einkornmaterial bzw. engen Sieblinien durchgeführt. Um überprüfen zu können, ob sich der Verlauf des kritischen Shields-Wertes auch in ähnlicher Weise spiegelbildlich zum Widerstandsverhalten technisch rauher Sohlen verhält, wie für sandrauhe Sohlen (vgl. Abb. 2.5 und Abb. 4.4), sind systematische Untersuchungen mit natürlichen Gewässersohlen erforderlich.

Es ist weiterhin denkbar das erweiterte Prozessverständnis zum Bewegungsbeginn von angeströmten Sohlenelementen auf das Forschungsgebiet der Bodenerosion zu übertragen, das sich zur Abschätzung des Bodenabtrags von Landflächen weitgehend empirischer Ansätze bedient. Der vorgestellte physikalische Ansatz kann auch für sehr niedrige relative Überdeckungen bzw. überwiegend laminar geprägte Strömungsfelder Anwendung finden.

Dem verwandten Fachgebiet der Geotechnik/Bodenmechanik liefert die detaillierte Analyse der Druckeinwirkungen auf ein in der Sohle (auch in der Tiefe von einigen Korndurchmessern) eingebettetes Korn Lösungsansätze für Problemstellungen bezüglich der Filterstabilität natürlicher oder künstlicher Sohlaufbauten. Für die numerische Integration der Druckverteilung über das individuelle Kornvolumen zur Berechnung wirkender Liftkräfte wird die Kenntnis der aus der Oberflächenströmung resultierenden Druckfelder an der Sohle und der entsprechenden exponentiellen Dämpfungsfunktion über die Sedimenttiefe benötigt.

10 Zusammenfassung

In Laborversuchen mit Überströmung von permeablen Gewässersohlen wurden quasi-stationäre Austauschströmungen zwischen dem Oberflächen- und dem Bodenwasser an angeströmten Formwiderständen untersucht. Dieser Prozeß bestimmt die Eindringtiefe von sauer- und nährstoffreichen kleinräumlichen Oberflächenwasserströmungen in die Sohle und damit maßgeblich die Versorgung der Organismen und Biofilme des Interstitials. Der Lückenraum der Gewässersohle nimmt durch die hohen Stoffwechselraten in der obersten Sedimentschicht eine besondere Bedeutung für die Selbstreinigungskraft von Fließgewässern ein.

Die abgeleitete Formulierung zur Bestimmung der maximalen Austauschtiefe in Abhängigkeit von wenigen Parametern kann als Planungsgrundlage für Gewässerentwicklungskonzepte dienen. Die gewonnenen Erkenntnisse zu erhöhter Austauschintensität bei heterogen-grobkörnigen, permeablen Gewässersohlen gegenüber reduzierter Durchströmung des Interstitials bei strukturarmen, ebenen oder durch Feinanteile abgedichteten Sohlenbereichen können im Sinne einer ökologischen Aufwertung von Fließgewässern genutzt werden.

Neben den zeitlich mittleren Prozeßgradienten bestehen weitere kleinräumliche und hochfrequent wechselnde Druckgradienten an der Gewässersohle, die zu einem advektiven oszillierenden Flüssigkeitstransport in den obersten Sedimentschichten beitragen. Diese oszillierenden Flüssigkeitsschwankungen konnten durch eine Farbstoffzugabe an den Grenzen zwischen einströmendem Oberflächenwasser und der Bodenwasserströmung identifiziert werden. Als hydraulische Randbedingung, die Einfluß auf die Ausbildung von stofflichen Gradienten im Porenwasser hat, ist dieser Transportmechanismus insbesondere an den Grenzbereichen zwischen einströmendem Oberflächenwasser und Bodenwasser als Randbedingung für Organismen und für den Stofftransport zu den Biofilmen in der obersten Schicht des Interstitials zu beachten.

Die Druckschwankungen, die den instationären Flüssigkeitstransport bewirken, werden in zunehmender Sedimenttiefe exponentiell gedämpft und vorwiegend durch Wirbelablösungen an größeren exponiert gelagerten Einzelkörnern hervorgerufen. Die kohärenten turbulenten Strukturen der sohlennahen Strömung und die räumliche Ausdehnung der turbulenzinduzierten Druckfelder skalieren mit der Oberflächenrauheit der Gewässersohle. Da die Dämpfungsfunktion und die Reichweite in die Sedimenttiefe von der Wellenlänge der Druckschwankung und von der Sohlenschubspannung abhängen, konnte eine tiefenorientierte Beschreibung dieser kleinskaligen instationären Strömungsprozesse durch Parameter der inneren Strömung (Rauheitslänge und Schubspannungsgeschwindigkeit) gefunden werden.

Durch die Untersuchung der vertikalen Druckgradienten in der obersten Sedimentschicht wird das Prozeßverständnis der Destabilisierungsvorgänge der Gewässersohle erweitert. In bestehenden Ansätzen zum Bewegungsbeginn von Sohlenelementen bzw. zum Sedimenttransport wird die Permeabilität der Gewässersohle und die Ausbreitung von turbulenzinduzierten Druckschwankungen in den Porenraum vernachlässigt. Die turbulente Liftkraft wird bisher ausschließlich aus der Betrachtung der Oberflächenströmung abgeleitet. Die durch die kohärenten turbulenten Strukturen der sohlennahen Strömung induzierte Liftkraft konnte durch die Integration des vertikalen Druckgradienten über das Volumen des betrachteten Sohlenelementes exakt berechnet werden. Für das Integral der ermittelten Exponentialfunktion, welche die Druckausbreitung in die oberste Kornlage beschreibt, wurde eine geschlossene Lösung gefunden. Die zeitlich mittleren Kraftanteile aus der Anströmung eines Sohlenelementes (dynamischer Auftrieb und Schub) wurden durch Integration der Geschwindigkeitsverteilung über die angeströmte Kornfläche berechnet. Die Kräftebilanz aller an einem Korn angreifenden Kräfte für unterschiedliche Lagerungs- und Strömungssituationen erfolgt mittels numerischer Berechnung.

Die analytisch hergeleitete Kräftebilanz konnte anhand der klassischen Untersuchungen von Fenton und Abbott (1977; zum Einfluß der Exposition) und Coleman (1967; zum Einfluß der Korn-Reynoldszahl) validiert werden. Die Berechnungen bestätigen die Hinweise aus der Literatur, daß die individuellen Kornlagerungsbedingungen eine erhebliche Bedeutung für den Kraftansatz haben. Bei den verschiedenen Untersuchungen muß nach quasi-stationären und instationären Kraftanteilen differenziert werden. Der Einfluß der turbulenzinduzierten Kraftanteile nimmt mit zunehmender Anströmfläche gegenüber den zeitlich mittleren Kraftanteilen ab und spielt insbesondere für kleinere Körner eine Rolle, die im Strömungsschatten größerer liegen.

Die detaillierte Analyse der Wechselwirkungen zwischen den Rauheitselementen einer Sohle und dem sohlennahen Strömungsfeld erweitert das Prozeßverständnis der komplexen Transportvorgänge bei Korngemischen (Transportkörper-/ Deckschichtbildung). Durch die entwickelte analytische Lösung für den kritischen Shields-Parameter werden die hydraulischen Einflüsse (von Gefälle, Schubspannungsbelastung, Turbulenzintensität, relative Fließtiefe) weitreichend geklärt und abgebildet.

Die Verknüpfung der analytischen Berechnung des Bewegungsbeginnes mit neuen Konzepten zur räumlich hoch auflösenden Erfassung der Sohlenstruktur und des umgebenden Strömungsfeldes ermöglicht verbesserte Sedimenttransportmodellierungen.

Literaturverzeichnis:

Aberle, J.; Smart, G.M., 2001, The influence of roughness structure on flow resistance on steep slopes. *J. Hydr. Res.*, eingereicht

Aberle, J., 2000, Untersuchungen der Rauheitsstruktur zur Bestimmung des Fließwiderstandes in Gebirgsbächen unter Klarwasserabfluß, *Mitteilungen Heft 207/2000* des Instituts für Wasserbau und Kulturtechnik der Universität Karlsruhe.

Acarlar, M. S., Smith, C. R., 1987, A study of hairpin vortices in a laminar boundary layer, Part. I, Hairpin vortices generated by a hemisphere protuberance, *J. Fluid Mech.*, 175, 1-41

Ahmed, A. M. M. M., Sumi, T., Tsujimoto, T., 2003, Exchange between surface, subsurface and groundwater under sandbar in a river, *Special Conference on Surface/groundwater Interactions, American Water Res. Assoc., Colorado, USA*

Aksoy, S., 1973, Fluid Forces Acting on a Sphere near a Boundary, 15th Congr. IAHR, A29.1-A.8

Altmoos, U., Bohle, H. W., 2000, Hydraulische Austauschprozesse und hyporheische Zönose im Interstitial der Lahn, *Proc. DGL 1999, Rostock*, 963-967

Altmoos, U.M., Schmidt, J., Bohle, H.W., 2005, Abundance and spatial variability of invertebrat communities in the River Lahn (Germany) and their relation to hyporheic properties. *Arch. Hydrobiol. (Suppl.)*

Ashida, K., Michue, M., 1973, Studies o bed load transport rate in alluvial streams, *Trans. JSCE, Vol. 4*

Backhaus L., 1982, Biologisch bedingter Stoffaustausch an der Gewässersohle, *Sonderforschungsbereich 80/ E/ 213, Ausbreitungs- und Transportvorgänge in Strömungen, Universität Karlsruhe*

Bagnold, R. A., 1941, *The Physics of Blown Sands and Desert Dunes*, W. Morrow, New York

Bagnold, R. A., 1956, The Flow of Cohasionless Grains in Fluids. *Philosophical transactions of the Royal Soc. of London, Ser. A, Vol. 249, No. 964*, pp. 235-297

Bagnold, R. A., 1974, Fluid forces on a body in shear flow, experimental use of stationary flow, *Proc. R. Soc. London, Ser. A.*, 340, 147-171

Barends, F. B. J., 1992, *Theory of Consolidation*, Technische Universiteit Delft

Barjenbruch, M., 1997, *Leistungsfähigkeit und Kosten von Filtern in der kommunalen Abwasserreinigung*, Veröffentlichung des Instituts für Siedlungswasserwirtschaft und Abfalltechnik der Universität Hannover , Heft 97

Barjenbruch, M; Behrendt, J.; Boll, R.; Flemming, H.C.; Sieker, C., 1998, Stand und Entwicklungstendenzen bei der Abwasserreinigung mit Biofiltern, *Korrespondenz Abwasser 1998 (45) Nr. 5, 1998, S. 929-935*

- Bathurst, J.C., 1985, Theoretical aspects of flow resistance, in "Gravel-bed rivers", R.D. Hey, J.C. Bathurst and C.R. Thorne, eds. Wiley, New York, 83-108
- Battin, T. J. 2000. Hydrodynamics is a major determinant of streambed biofilms: from the sediment to the reach scale, *Limnol. Oceanogr.* 45, 01308-1319.
- Baveye, P., Vandevivre, P., Hoyle, B. L., DeLeo, P. C., Sanchez de Lozada, 1998, Environmental impact and mechanisms of the biological clogging of saturated soils and aquifer materials, *Critical Reviews in Environmental Science and Technology* 28(2), 123-191
- Bayazit, M., 1976, Free surface flow in a channel of large relative roughness. *J. Hydr. Res.*, Vol. 14, No. 2, 115-126
- Bayazit, M., 1982, Flow structure and sediment transport mechanics in steep channels, *Mechanics of sediment transport*, Proc. Of EUROMECH 156, Istanbul, Turkey, 197-206
- Bazin, H. E., 1865, *Recherches hydrauliques, memoires presentes par divers savants*, Science Mathematiques et Physiques, Ser. 2, Vol. 19, Paris
- Bear, J., 1979, *Hydraulics of groundwater*, Mc Graw-Hill, New York
- Bear, J., 1988, *Dynamics of fluids in porous media*. Dover Publ. Inc. New York
- Bearman, P. W., Morel, T., 1983, Effects of free stream turbulence on the flow around bluff bodies, *Prog. Aerospace Sci.*, 20(1), 97-123
- Bencala, K. E., Walters, R. A., 1983, Simulation of solute transport in a mountain pool-and-riffle stream: a transient storage model, *Wat. Res. Research*, 19, 718-724
- Bencala, K.E., Kennedy, V.C., Zellweger, G.W., Jackman, A.P., Avanzino, R.J., 1984: Interactions of solutes and streambed sediment 2. A dynamic analysis of coupled hydrologic and chemical processes that determine solute transport. *Water Resources Research*, Vol 20, N0. 12 (December 1984), S. 1804-1814
- Bencala, K.E., 1984: Interactions of solutes and streambed sediment 1. An experimental analysis of cation and anion transport in a mountain stream. *Water Resources Research*, Vol 20, No. 12 (December 1984), S. 1797-1803
- Bencala, K.E., Duff, J.H., Harvey, J.W., Jackman, A.P., Triska, F.J., 1993: *Modelling change in environmental systems*. John Wiley & Sons.
- Bergstedt M. S., Hondzo M., Cotner J., 2004, Effects of small scale fluid motion on bacterial growth and respiration, *Freshwater Biology*, Vol. 49, Issue 1, 28
- Beyer, W., Bansch, E., 1975a, Zur Kolmation der Gewässerbetten bei der Uferfiltratgewinnung, *Z. f. angew. Geologie*, Jg. 21, H. 12, 565-570, 4 Lit.
- Bezuijen, A., Köhler, H.-J., 1998, Filter and revetment design of water imposed embankments induced by wave and draw-down loadings, *Dikes and Revetments*, Hrsg. Pilarczyk, Balkema, Rotterdam

- Bezzola, G. R., 2002, Fließwiderstand und Sohlenstabilität natürlicher Gerinne unter besonderer Berücksichtigung des Einflusses der relativen Überdeckung, Mitteilungen der Versuchsanstalt für Wasserbau Hydrologie und Glaziologie der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich, Zürich
- Blake, W.K., 1970, Turbulent boundary-layer wall-pressure fluctuations on smooth and rough walls, *J. Fluid Mech.*, Vol. 44, 637-660
- Blaschke, A. P., Gutknecht, D., Sengschmitt, D., Steiner, K.H., 2000, Kolmationsprozesse in Stauräumen von Flusskraftwerken
- Blaschke A. P., 2002, Auswirkungen der Selbstdichtung auf das Grundwasser in staugeregelten Flüssen, Beiträge zum Tag der Hydrologie 2002, Hydrologische Wissenschaften, Fachgemeinschaft in der ATV-DVWK, Heft 01.02, 185-1771
- Bohle, H. W., Borchardt, D., Schröder, W., Werner, D., 1998, Ökosystemare Zusammenhänge im Hyporhithral anthropogen belasteter Fließgewässer, Interdisziplinärer Ergebnisbericht zur Vorlage bei der Deutschen Forschungsgemeinschaft im April 1998 unter Beteiligung der Universität Marburg, Universität Gesamthochschule Kassel und der TU Darmstadt
- Booij, R., 1998, Erosions under a geometrically open filter, Tech. Rept. 2-98, Delft University of Technology
- Borchardt, D., Fischer, J., 1999, Three-dimensional patterns and processes in the River Lahn (Germany), Variability of abiotic and biotic conditions, *Verh. Internat. Verein. Limnol.* 27, 393-397
- Borchardt, D., 1992: Wirkungen stoßartiger Belastungen auf ausgewählte Fließgewässerorganismen. Ein Beitrag zur Beurteilung ökologischer Schäden durch Niederschlagswassereinleitungen aus Kanalisationen. *Wasser-Abwasser-Abfall* 10, Schriftenreihe des Fachgebiets Siedlungswasserwirtschaft, UGH Kassel
- Borchardt, D., Wolf, P., 1993, Labor- und Modelluntersuchungen zur benthischen Nitrifikation in Fließgewässern, *Wasserwirtschaft* (83), p. 218-225
- Borchardt, D., Bohle, H.-W., Werner, D., Fischer, J., Sängler, N. & Träbing, K., 2005, An integrative research approach for the identification of structures and functions of the hyporheic zone of running waters, *Arch. Hydrobiol. (Suppl.)*
- Boulton, A. J., 1993, Stream Ecology and Surface-Hyporheic Hydrologic Exchange : Implications, Techniques and Limitations, *Aust. J. Mar. Freshwater Res.*, 44, 553-564
- Boulton, A. J., Lloyd, L.N., 1991: Macroinvertebrate assemblages in floodplain habitats of the lower River Murray, South Australia. *Regulated Rivers Research and Management*, 6, S. 183-201
- Boussinesq, J., 1877, Théorie de l'écoulement tourbillant, *Mém. Acad. Sci.* 23, 46

- Brayshaw, A. C., Frostick, L. E., Reid, I., 1983, The hydrodynamics of particle clusters and sediment entrainment in coarse alluvial channels, *Sedimentology*, 30, 137-143
- Braza, M., Chassaing, P., Ha Minh, H., 1986, Numerical study and physical analysis of the pressure and velocity fields in the near wake of a circular cylinder, *J. Fluid Mech.*, Vol. 165, 79-130
- Bretschko, G., Klemens, W. E., 1986, Quantitative Methods and aspects in the study of the interstitial fauna of running waters. *Stygologia* 2 (4), 297-316
- Brinkmann, H. C., 1947, A calculation of the viscous force exerted by a flowing fluid on a dense swarm of particles, *Appl. Sci. Res. Al.*, 27-34
- Brunke, M., Gonser, T., 1997: The ecological significance of exchange processes between rivers and groundwater. *Freshwater Biology* (1997) 37, S. 1-33
- Brunke, M., 1998, The influence of hydrological exchange patterns on environmental gradients and community ecology in hyporheic interstices of a prealpine river, Diss. No. 12734, ETH Zürich, Zürich
- Chen X., Chiew Y-M., 2004, velocity distribution of turbulent open-channel flow with bed suction, *J. of Hydraulic Engineering*, p. 140 – 148, February 2004
- Chen, C.K.; Roberson, J.A. (1974): Turbulence in wakes of roughness elements. *J. Hydr. Div.*, Vol. 100, No. HY1, 53-67
- Cheng, E. D. H., Clyde, C. G., 1972, Instantaneous hydrodynamic drag and lift forces on large roughness elements in turbulent open channel flow, *Sedimentation (Einstein)*, Editor Shen, H. S., Chap. 3, 3.1-3.20
- Cheng, N.-S., Tang, H., Zhu, L., 2004, Evaluation of bed load transport subject to high shear stress fluctuations, *Wat. Resour. Res.*, 40, W05601, 1-5
- Cheng, N.-S., Chiew, Y.-M., 1999, Incipient sediment motion with upward seepage, *Journal Of Hydraulic Research*, 37 (5), 665-681
- Chepil, W., 1958, The Use of Evenly Spaced Hemispheres to Evaluate Aerodynamic Forces on Soil Surfaces, *Trans. Am. Geophys. Union*, Vol. 39, No.3
- Chepil, W., 1959, Equilibrium of sil grains at the threshold of movement by wind, *Soil Sci. Soc. Proc.* 23, 422-428
- Chiew, Y-M.; Parker, G. (1994): Incipient sediment motion on non-horizontal slopes. *J. Hydr. Res.*, Vol. 32, No. 5, 649-660
- Chin, C.O. (1985): Stream bed armouring. School of Engineering, Report No. 403, University of Auckland, New Zealand
- Chin, C.O.; Melville, B.W.; Raudkivi, A.J., 1994, Streambed armouring. *J. Hydr. Eng.*, Vol. 120, No.8, 899-918

- Claret, C., Marmonier, P., Bravard, J.-P., 1998, Seasonal dynamics of nutrient and biofilm in interstitial habitats of two contrasting riffles in a regulated large river, *Aquat. sci.* 60, 33-55
- Colebrook, C. F., White, C. M., 1937, Turbulent flow in pipes with particular refernece to the transition regio between tthe smooth and rough pipe laws, *J. Inst. Civ. Eng.* 7, 99-118; 9, 318-400
- Coleman, N. L., 1967, A theoretical and experimental study of drag and lift forces acting on a sphere resting and a hypothetical streambed, Colorado state University, Proceeding of XI International Association for Hydraulic Research IAHR Congress, Vol. No. 3. Colorado
- Coles, D. (1956): The law of the wake in the turbulent boundary layer. *J. Fluid. Mech.*, Vol. 1, 191-226
- Comiti, J., Sabiri N.E., and Montillet, A., 2000, Experimental characterization of flow regimes in various porous media – III: limit of Darcy's or creeping flow regime for Newtonian and purely viscous non-Newtonian fluids. *Chem. Eng.Sci.*, 55, 3057-3061
- Corino, E.R., Brodkey, R.S., 1969: A visual investigation of the wall region in turbulent flow. *Journal of Fluid Mechanics.* Vol. 37, S. 1-30
- Dannert, M., Herrmann, L., 1995, Kolmation von Gewässerbetten, *Literaturbericht, Bundesanstalt für Gewässerkunde: BfG-0888, Berlin*
- Darcy, H., 1858, *Les fontaines publiques de la ville de Dijon*, Paris, Dalmont
- David, J., 1998, *Grundwasserhydraulik: Strömungs- und Transportvorgänge/Joan David – Braunschweig; Wiesbaden: Vieweg, ISBN 3-528-07713-1*
- Davies, T. R. H., Samad, F. A., 1978, Fluid dynamic lift on a bed a particle, *Journal of the Hydraulic Ddivision, Proceeding of the American Society of Engineers ASCE, Volume 104. Paper-No. 13976, HY 8, pp. 1171-1182*
- Davis, M., Koenders, M. A., Köhler, H.-J., 2004, Bestimmung von Porenwasserdruckreaktionen initialisiert durch turbulente Strömungsmuster unter Anwendung einer Kombination aus Lattice-Boltzmann Simulation und analytischer Berechnungsmethodik, *BAW-Workshop, Sept. 2004*
- Debus, O., Baumgärtl, H., Sekoulov, I., 1994, Influence of fluid velocities on the degradation of volatile aromatic compunds in membrane bound biofilms, *Water Science & Technology, Vol. 29, No. 10-11, 253-262*
- de Beer D., Stoodley P., 1995, Relation between the structure of an aerobic biofilm and transport phenomena, *Water Science and Technology, Vol. 32 (8), 1995, pp 11-18*
- Defina, A. (1996), Transverse spacing of low-speed streaks in a channel flow over a rough bed. *Coherent Flow Structures in Open Channels.* Eds. P.J. Ashworth, S. Bennett, J.L. Best, S.J. McLelland, John Wiley & Sons, Chichester, U.K., 87-99

- Diaz-Onofre, O., 2002, Das Verhältnis zwischen der Lift- und Schubkraft beim Bewegungsbeginn der Sedimente nach dem Prinzip einer minimalen hydrodynamischen Kraft, *Wasserwirtschaft*, Juli/August 2002, 28-32
- Dinkelacker, A. (1988), Relations between wall pressure fluctuations and velocity fluctuations in turbulent pipe flow, *Proceedings of The International Centre for Heat and Mass Transfer*, 1988
- Dittrich, A., Rosport, M., Badde, O., 1992, Untersuchungen zum Stabilitätsverhalten von Gerinnesohlen, *Mitteilung des Instituts für Wasserbau und Kulturtechnik*, Heft 182, Universität Karlsruhe, Karlsruhe
- Dittrich, A., Nestmann, F., Ergenzinger, P., 1996, Ratio of lift and shear force over rough surfaces, *Coherent Flow Structures in Open Channels*, Hrsg.: P.J. Ashworth, S.J. Bennett, J.L. Best and S.J. Mc Lelland, John Wiley & Sons Ltd., 125-146
- Dittrich, A., Koll, K., 1997: Velocity field and resistance of flow over rough surfaces with large and small relative submergence. *International Journal of sediment research* 13, Band 3/1997, S. 21-33
- Dittrich, A., 1998: Wechselwirkung Morphologie/Strömung naturnaher Fließgewässer. *Habilitationsschrift. Mitteilungen Heft 198/1998 des Instituts für Wasserwirtschaft und Kulturtechnik der Universität Karlsruhe. Karlsruhe 1998*
- Dittrich, A., Träbing, K., 1999, Turbulenzbedingte Prozesse kleiner Fließgewässer, *Wasserwirtschaft* 89 (6), p. 306-311
- Dohmann, M., 1975, Abwasserfiltration mit feinporigem Filtermaterial, *Filtermaterial, Veröffentlichungen des Institutes für Siedlungswasserwirtschaft, Hannover, Heft 42*
- Dohmann M., Fruhen, M., 1994, Festbettreaktoren zur biologischen Abwasserreinigung und Nährstoffelimination, *ATV-Fortbildungskurs für Wassergütewirtschaft, Abwasser- und Abfalltechnik „Abwasserreinigung – Bemessung und Erfahrungen – Stickstoff- und Phosphorelimination“*, Fulda und Magdeburg 17.-19.10.1994
- Dong, Z., Wang, J., Chen, C., Xia, Z., 1991, Turbulence characteristics of open-channel flows over rough beds, *Proc., 24th IAHR Congr., Refined Flows, Modelling*, IAHR, Delft, The Netherlands, C33-C40
- Dong, Z.; Liu, X.; Wang, X., 2002, Aerodynamic roughness of gravel surfaces. *Geomorphology*, Vol. 43, 17-31
- Drake T.G., Shreve, R.L., Dietrich, W.E., Whiting, P.J. & Leopold, L.B., 1988, Bedload transport of fine gravel observed by motion-picture photography, *J. of Fluid Mech.*, 192, p.193-217
- Du Boys, M. P., 1879, Le Rhone et les Rivieres a Lit affouillable, *Mem. et Doc., Annales des Pont et Chaussees*, ser. 5, vol. XVIII

- Dury W. J., Stewart P. S., Characklis W.G., 1993, Transport of 1- μ m latex particles in pseudomonas aeruginosa biofilms, *Biotechnology and Bioengineering*, Vol. 42, 1365-1374
- Eckelmann, H., 1974, The structure of viscous sublayer and the adjacent wall region in a turbulent channel flow, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 65, part. 3, 439-459
- Egiazaroff, I.V., 1965, Calculation of nonuniform sediment concentrations. *J. Hydr. Div.*, Vol. 91, No. HY4, 225-247
- Einstein, H. A., El-Samni, E. S., 1949, Hydrodynamic Forces on a Rough Wall, *Rev. Mod. Phys.*, Vol. 21, No. 3
- Einstein, H. A., 1950, The bed-load function for sediment transportation in open channel flows, *Tech. Bull. U.S. Dep. Agric.*, 1026
- Elliott, A. H., 1990, Transfer of solute into and out of streambeds, Rep. KH-R-52, Keck Lab. Of Hydraulics and Water Resources, Calif. Inst. of Technol. Pasadena
- Elliott, A. H., Brooks, N. H., 1997a, Transfer of nonsorbing solutes to a streambed with bed forms: Theory, *Water Resour. Res.*, 33(1), 123-136
- Elliott, A. H., Brooks, N. H., 1997b, Transfer of nonsorbing solutes to a streambed with bed forms: Laboratory experiments, *Water Resour. Res.*, 33(1), 137-151
- Elliott, A.H., 2000, Settling of fine sediment in a channel with emergent vegetation. *J. Hydr. Eng.*, Vol. 126, No. 8, 570-577
- Emmerling, R., 1973, Die momentane Struktur des Wanddruckes einer turbulenten Grenzschicht. *Mitteilungen des Instituts für Strömungsforschung*. Nr. 56. Göttingen
- EN 1085, 1997, Abwasserbehandlung, Wörterbuch, Dreisprachige Fassung EN 1985: 1997, 26
- Europäische Union 1998, Geänderter Vorschlag für eine Richtlinie des Rates zur Schaffung eines Ordnungsrahmens für Maßnahmen der Gemeinschaft im Bereich der Wasserpolitik, Brüssel
- Farabee, T. M., Casarella, M. J., 1991, Spectral features of wall pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers, *Phys. Fluids A* Vol. 3
- Fenton, J.D.; Abbott, J.E. (1977): Initial movement of grains on a stream bed: the effect of relative protrusion. *Proc. R. Soc. Lond. A.*, 523-537
- Fischer et al. 2005 - Vertical gradients of nutrients in the hyporheic zone of the River Lahn (Germany): Relevance of surface versus hyporheic conversion processes, *Arch. Hydrobiol. (Suppl.)*
- Fischer, J., Borhardt, D., 2000, Wechselwirkungen zwischen Oberflächenwasser und Interstitial, *Mitteilungen des Instituts für Wasserbau und Wasserwirtschaft*, Kassel, Heft 111, 113-126

- Flemming, H.-C., 1994, Biofilme, Biofouling und mikrobielle Materialschädigung. Habilitationsschrift, Stuttgarter Siedlungswasserwirtschaftliche Berichte, Oldenbourg Verlag München, Band 129, 275 pp
- Flemming, H.-C., Wingender, J., 2000, Extrazelluläre polymere Substanzen (EPS) – der Baustoff für Biofilme, Wasser, Band 94, Heft vol: 94, 245-266
- Fuchs, S., Hahn, H., Roddewig, J., Schwarz, M., Turkovic, R., 2004, Biodegradation and Bioclogging in the Unsaturated Porous Soil beneath Sewer Leaks, Acta hydrochim. hydrobiol. 32, 4-5, WILEY-VCH Verlag, Weinheim
- Gantzer, C., Rittmann, B. E., Herricks, E. E., 1988, Mass transport to streambed biofilm., Wat. Res. 22, 709-722
- Gessler, J. (1965): Der Geschiebetriebbeginn bei Mischungen untersucht an natürlichen Abflästerungserscheinungen in Kanälen. Diss. Nr. 3711, ETH-Zürich
- Gessler, J. (1990): Friction factor of armored river beds. J. Hydr. Eng., Vol. 116, No. 4, 531-543
- Gessler, J. (1991): Armoring on the surface of gravel bed rivers revisited. Grain Sorting Seminar, Switzerland 1991, 299-309
- Gilbert, J. Dole-Olivier, M. J., Marmonier, P. Vervier, P., 1990, Surface Water – groundwater ecotones, Naiman, R. J., Decamps, H., The Ecology and Management of Aquatic-Terrestrial Ecotones, Man and the Biosphere Series, Vol. 4, Pathenon Publ. Group, Paris
- Giménez-Curto, L.A.; Corniero Lera, M.A. (1996): Oscillating turbulent flow over very rough surfaces. J. Geophys. Res., Vol. 101, No. C9, 20745-20758
- Graf, W. H., 1970, Hydraulics of Sediment Transport, Mc Graw-Hill Series in Water Resources and Environmental Engineering
- Grass, A.J., 1970, Initial instability of fine bed sand, J. Hydraul. Div. Am. Soc. Civ. Eng., 96(3), 619-632
- Grass, A.J., 1971, Structural features of turbulent flow over smooth and rough boundaries, Journal of Fluid Mechanics, 50 (2), p. 233-255
- Grass, A.J., Stuart, R.J. & Mansour-Tehrani, M., 1991, Vortical structures and coherent motion in turbulent flow over smooth and rough boundaries, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A. 336, p. 35-65
- Grass, A.J., 1992, Experiments in turbulent motion, Proc. 23rd Convegno di Idraulica e Costruzioni Idrauliche, Firenze, Italy, 5, 41-53
- Günter, A., 1971, Die krit. mittlere Sohlschubspannung bei Geschiebemischungen unter Berücksichtigung der Deckschichtbildung und der turbulenzbedingten Sohlschubspannungsschwankungen. Diss. Nr. 4649, ETH Zürich
- Hahn, Hermann H., 1987, Wassertechnologie - Fällung, Flockung, Separation. Springer Verlag, Berlin/Heidelberg

- Hahn, Hermann H., 1997, Ökologie und Ökonomie bei der Gütebewirtschaftung von Oberflächengewässern, in: Umweltqualitäten und Wirtschaften – Was wurde erreicht? Wo geht es hin?, 30. Essener Tagung, S. 15-1 - 15-12, ISBN 3 - 932590 - 00 - 7, Aachen
- Hammann de Salazar, K., 1993, Characteristics of the flow field over rough surfaces. Proc. 15th IAHR Congress, Japan, Student Paper Session, 33-40
- Hammann de Salazar, K., Dittrich, A., 1994, Measuring systems to determine the velocity field in and close to the roughness sublayer. In: Ergenzinger, P., Schmidt, K.-H. (eds), 1994: Lecture Notes in Earth Sciences, Vol. 52, Dynamics and geomorphology of mountain rivers. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, 265-288
- Handler, R.A.; Hansen, R.J.; Sakell, L., 1984, Calculation of the wall-pressure field in a turbulent channel flow, *Physics of Fluids* 27 (3), März 1984
- Hansel, N., 1967a, Über die natürliche Selbstdichtung von Vorflutern mit porösem Untergrund unter besonderer Berücksichtigung der Verhältnisse im mittleren Spreegbiet, Dissertation, Hochschule für Bauwesen Leipzig
- Hansel, N., 1967b, Über die natürliche Selbstdichtung von Gewässern mit porösem Untergrund und ihre hydrologisch-wasserwirtschaftlichen Auswirkungen, *Wiss. Z. Hochschule für Bauwesen Leipzig*, H. 4, 29-41
- Haritonidis, J.H.; Gresko, L.S.; Breuer, K.S., 1988, Wall pressure peaks and waves, *Proceedings of The International Centre for Heat and Mass Transfer*, 1988
- Harremoës, P., 1982, Immediate and delayed oxygen depletion in rivers, *Wat. Res.* 16, 1093-1098
- Harvey, J.W., Bencala, K.E., 1993: The effect of streambed topography on surface-subsurface water exchange in mountain catchments. *Waters Resources Research* 29, S. 89-98
- Harvey, J.W., Wagner, B.J., Bencala, K.E., 1996: Evaluating the reliability of the stream tracer approach to characterize stream-subsurface water exchange. *Waters Resources Research* 32, S. 2441-2451
- Hendricks, S. P., 1993, Microbial ecology of the hyporheic zone: A perspective integrating hydrology and biology, *J. N. Am. Benthol. Soc.* 12(1), 70-78
- Henze, M., Harremoës, P., Jes la Cour Jansen, Arvin, E., 1995, *Wastewater Treatment, Biological and Chemical Processes*, Springer-Verlag, Berlin, London, New York, Paris.
- Hinze, J.O., 1975: *Turbulence*. 2nd edition. McGraw-Hill Book Company
- Hirano, M., 1971, River bed degradation with armouring, *Trans. of JSCE*, Vol. 3, Part. 2
- Hjulström, F., 1935, Studies of the morphological activity of rivers as illustrated by the river Fyris, *Bulletin of the Geological Institute of the University of Upsala*, 25, pp.221-527

- Hofland, B., 2000, Stability of stones in the top layer of a granular filter, literatur survey, Tech. Rept. 07-00, Delft University of Technology
- Hofland, B., 2001a, Pressure Sensors and Filtering Techniques for Stone Stability Assessment, Tech. Rept. 04-01, Delft University of Technology
- Hofland, B., 2001b, Report on measurements: Pressure and velocity fluctuations around a granular-bed element, Tech. Rept. 04-01, Delft University of Technology
- Hofland, B., Battjes, J. A., Booij, R., Fontijn, H. L., 2004, Turbulence wall pressures and forces on bed material, theory and measurements, *Journal of Fluids and Structures*, eingereicht
- Horn H., Hempel D.C., 1996, Modellierung von Substratumsatz und Stofftransport in Biofilmsystemen, *gwf Wasser Abwasser*, 137, Nr. 6, 293-301
- Hottinger, B., Messtechnik, 1979, Bedienungsanleitung für Differenzdruckaufnehmer PD1
- Hübner, D., 1998, Untersuchungen der Lebensraumsprüche von 0+ Äschen in naturnahen und ausgebauten Flussabschnitten der oberen Lahn, Grundlagen zu einer Bewertung kleiner Fließgewässer im Rahmen des Biotop- und Artenschutzes, Fachbereich Biologie, Phillips Universität Marburg
- Hunziker, R.P., 1995, Fraktionsweiser Geschiebetransport. Mitt. der VAW, ETH Zürich, Heft 138
- Hutchinson, P.A., Webster, I.T., 1998, Solute uptake in aquatic sediments due to current-obstacle interactions, *Journal of Environmental Engineering*, 419-426
- Hütte, M., Bundi, U., Peter, A., 1994, Konzept für die Bewertung und Entwicklung von Bächen und Bachsystemen im Kanton Zürich. EAWAG und Kanton Zürich (Hrsg.). Zürich
- Hüttel, M., Ziebis, W., Forster, S., 1996, Flow-induced uptake of particulate matter in permeable sediments, *Limnol. Oceanogr.*, 41(2), 309-322
- Hynes, H. B. N., 1983, Groundwater and stream ecology, *Hydrobiologia*, 100, 93-99
- Ibisch, R., Borhardt, D., 2005, Influence of periphyton biomass dynamics on biological colmation processes in the hyporheic zone of a gravel bed river (River Lahn, Germany), *Arch. Hydrobiol. (Suppl.)*
- Imamoto, H., Ishigaki, T., 1986, Visualization of longitudinal eddies in an open channel flow, *Proc. of the Fourth Int. Symp. on Flow Visualization*, Paris, 333-337
- Ingendahl, D., 1999: Der Reproduktionserfolg von Meerforelle und Lachs in Korrelation zu den Milieubedingungen des hyporheischen Interstitials. Dissertation an der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Köln
- Ingendahl, D., 2001, Dissolved oxygen concentration and emergence of sea trout fry from natural redds in tributaries of the River Rhine, *J. Fish Biol.* 58, 325-341

- Ingendahl, D., E. Ter Haseborg, M. Meier, O. van der Most, H. Steele and D. Werner, 2002, Linking hyporheic community respiration and inorganic nitrogen transformations in the river Lahn (Germany). *Arch Hydrobiol.* 155 (1):99-120.
- Ives, K. J., Pienvichitr, V., 1965, Kinetics of the filtration of dilute suspensions, *Chem. Eng. Sci.*, 20, 965-973
- Johansson, A.V.; Her, J.H.; Haritonidis, J.H., 1987, On the generation of high-amplitude wall-pressure peaks in turbulent boundary layers, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.175, 1987
- Jones, J. B., Fisher, S. G., Grimm, N.B., 1995, Nitrification in the hyporheic zone of a desert stream ecosystem, *J.N. Am. Benthol. Soc.* 14(2): 249 - 258
- Jüpner, R., 1993, Die Erosion grober Sohlpatikel, Untersuchung der Auftriebs- und Schubkräfte, Dissertation im Fachbereich Geowissenschaften, Freie Universität Berlin, Berlin
- Keulegan, G. H., 1938, Laws of turbulent flow in open channels, *Nat. Bur. Stand., J. Res.* 21, 707-741
- Kiene, S., 1997: Synthese von biologischer und wasserbaulicher Analyse zur Bewertung von renaturierten Fließgewässern der Oberrheinebene. Mitteilungen des Instituts für Wasserbau und Kulturtechnik der Universität Karlsruhe (TH), Heft 195, Karlsruhe
- Kim, H. T., Kline, S. J, Reynolds, W. C., 1971, *J. Fluid Mech.* 50, 133-160
- Kim, B. K., Jackmann, A. P, Triska, F. J., 1992, Modeling biotic uptake by periphyton and transient hyporheic storage of nitrate in a natural stream, *Water Resources Research*, 28, 2743–2752.
- Kironoto, B., Graf, W.H., 1992, Turbulence characteristics in rough uniform open-channel flow, *Rapport Annuel, Lab. de Recherches Hydrauliques, Ec. Polytechnique Fed. de Lausanne*
- Klar, M., Jehle, M. Jähne, B., Detert, M., Jirka, G. H., Köhler, H.-J., Wenka, T., 2004, Untersuchungen der Interaktion von Haupt- und Interstitialströmung mit Hilfe von 3-D PTV und piezoresistiven Drucksensoren, *BAW-Workshop 9/2004*
- Kleinhaus, M.G., 2001, The key role of fluvial dunes in transport and deposition of sand-gravel mixtures, a preliminary note, *Sedimentary Geologie* 143, S. 7-13
- Kleinhaus, M.G., 2002, Sorting out sand and gravel: sediment transport and deposition in sand-gravel bed rivers, *Netherlands Geographical Studies report NGS 293 / Ph.D thesis Utrecht University.*
- Kleinhaus, M.G.; van Rijn, L.C., 2002, Stochastic prediction of sediment transport in sand-gravel bed rivers. *J. Hydr. Eng.*, Vol. 128, No. 4, 412-425
- Kline, S.J., Reynolds, W.C., Runstadler, P.W., 1967: The structure of turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics* 41, Part 2, S. 283-325

- Kobashi, Y.; Ichijo, M. (1986), Wall pressure and its relation to turbulent structure of a boundary layer, *Experiments in Fluids* 4, 49-55, 1986
- Köhler, H. J., Hager, W.H., 1997: Mobile flume for pipe flow. *ASCE Journal of Irrigation and Drainage Engineering* 123 (No. 1, Jan 1997), S. 19-23
- Köhler, A., Schwab, R., 2001, Influence of external pressure changes acting on unsaturated submerged soils, BAW, Karlsruhe, ICSMGE, Balkema, Rotterdam
- Koll, K., 2002, Feststofftransport und Geschwindigkeitsverteilung in Raugerinnen. Diss. Univ. Karlsruhe, Univ. Karlsruhe, Inst. f. Wasserwirtschaft u. Kulturtechnik, Mitteilungen H. 215
- Kowalski, Th., 1995, Experimentelle Untersuchungen der Korrelation von Wanddruck- und Geschwindigkeitsschwankungen, Max-Planck-Institut für Strömungsforschung, Göttingen, 1995
- Kroekenstoel D.F., van Velzen E.H., 2003, Morphologische Berechnungen mit Sedimentmischungen, Internationale Kommission für die Hydrologie des Rheingebietes, Bericht Nr. II-19
- Kroiss H., 1994, Vergleichende Betrachtung von Belebungs- und Festbettverfahren für die biol. Abwasserreinigung; awt Abwassertechnik Heft 4, 51-56
- Lahav O., Green M., 2000, Bioregenerated ion-exchange process: The effect of the biofilm on the ion-exchange capacity and kinetics, Faculty of Agricultural Engineering, Technion, Haifa 32000, Israel, ISSN 0378-4738, Vol. 26, No. 1
- Lane, S. N., Hardy, R. J., Elliott, L., Ingham, D. B., 2004, Numerical modeling of flow processes over gravelly surfaces using structured grids and a numerical porosity treatment, *Water Resour. Res.* 40, W01302
- Laufer, J., 1951, Investigation of turbulent flow in a two-dimensional channel, 1053, Guggenheim, Aeronautical Laboratory, California Institute of Technology, Pasadena, California
- Leder, A., 1992, Abgelöste Strömungen – Physikalische Grundlagen. Vieweg & Sohn Verlags- GmbH, Braunscheig/Wiesbaden
- Lenk, M., Saenger, N., Träbing, K., Schröder, W., 1997: Temperaturmessung als Methode zur Bestimmung des hydraulischen Austausches zwischen Interstitial und fließender Welle
- Lenk, M., Saenger, N., Träbing, K., Killich, F., Fischer, J. & Borchardt, D., 1999, Die Multi-Level-Interstitialsonde: Methode zur tiefenorientierten Untersuchung von Gewässersedimenten, In: Kern, U. Westrich & Bonn (Hrsg.): DVWK Schrift 128: 150-157
- Lenk, M., 2000, Hydraulische Austauschvorgänge zwischen Fließgewässer und Interstitial - Felduntersuchungen in einer Pool-Riffle Sequenz an der oberen Lahn. – PhD Diss., Technical University Darmstadt, pp. 1-166.

- Leu H.-G., Ouyang C.-F., 2003, The Characteristics of purification at varied flow conditions in shallow slow-flowing channels
- Levandowski, Stoodley, P., Altobelli, S. A., Fukushima, E., 1994, Hydrodynamics and kinetics in biofilm systems – recent advances and new problems, *Water Science & Technology*, Vol. 29, No. 10-11, 223-229
- Löderbusch W., 1985, Wasserkäfer und Wasserwanzen als Besiedler neu angelegter Kleingewässer im Raum Sigmaringen, *Veröffentlichung Naturschutz und Landschaftspflege Bad-Württ.*, 59/60, 421-456, Karlsruhe
- Luckner, T., 2002, Zum Bewegungsbeginn von Sedimenten, *Mitteilungen des Inst. für Wasserbau und Wasserwirtschaft, Techn. Universität Darmstadt*, Heft 124
- Mantz, P., 1977, Incipient transport of fine grains and flakes by fluids – extended Shields Diagram, *ASCE, Journal of Hydraulic Division*, Vol. 103, HY 4, 601-615
- Marmonier, P., Fontvieille, D., Gilbert, J., Vanek, V., 1995, Distribution of dissolved organic carbon and bacteria at the interface between the Rhone river and its alluvial aquifer, *J. N. Am. Benthol. Soc.* 14, 382-392
- McEwan, I.; Heald, J., 2001, Discrete particle modeling of entrainment from flat uniformly sized sediment beds. *J. Hydr. Eng.*, Vol. 127, No. 7, 588-597
- Meyer-Peter, E.; Müller, R., 1948, Formeln für Geschiebetransport. 2. Tagung des Int. Verbands für wasserbauliches Versuchswesen, Stockholm
- Mualem, Y., 1976, A new model for predicting the hydraulic conductivity of unsaturated porous media, *Wat. Resour. Res.*, 12(3), 523-522
- Nagaoka, H., Ohgaki, A. J., 1988, Effect of turbulence on biofilm activity, *Wat. Pollut. Control in Asia, Proc. Second IAWPRC Asian Conference on Water Pollution Control*, 155-161, Pergamon Press. Oxford
- Nagaoka, H., Ohgaki, A. J., 1990, Mass transfer mechanism in a porous riverbed, *Water Res.* 24(4), 417-425
- Nakagawa, H., Tsujimoto, T., Shimizu, Y., 1991, Turbulent flow with small relative submergence, *Lecture Notes in Earth Sc.*, Springer-Verlag, Berlin, 33-44
- Nakagawa, H.; Tsujimoto, T.; Shimizu, Y., 1988, Velocity profile of flow over rough permeable bed. 6th IAHR Congress, Kyoto, Japan, 449-456
- Nelson, J.M., Schmeckle, M.W, Shreve, R.L., 2001, Turbulence and particle entrainment, *Gravel-Bed Rivers V*, 221-240, Discussion by H. Hudson, 241
- Nestmann, F., 1992, Improvement of the upper Rhein, Tail water of Iffezheim, *Proceedings of 5th International Symposium on River Sedimentation*, Karlsruhe, Germany, Vol. 3, 1130 - 1152
- Nestmann, F., 1996: Eigenschaften und Nutzungen von Fließgewässern. *Wasserwirtschaft* 86 (1996), S. 378-383 (Heft 7/8)

- Nezu, I.; Nakagawa, H., 1993a, Turbulence in open-channel flows. IAHR Monograph, A.A. Balkema, Rotterdam, Brookfield, ISBN 90 5410 118 0
- Nezu, I.; Nakagawa, H., 1993b, Three-dimensional structures of coherent vortices generated behind dunes in turbulent free-surface flows. Proc. 5th Int. Symp. of Refined Flow Modelling and Turbulence Measurements, Paris, 603-612
- Nezu, I.; Rodi, W., 1986, Open-channel flow measurements with a laser doppler anemometer. J. Hydr. Eng., Vol. 112, No. 5, 335-355
- Nikora, V.I., Goring, D.G., McEwan, I., Griffiths, G.A., 2001, Spatially averaged open-channel flow over rough bed, J. Hydr. Eng., ASCE 127 (2), 123-133
- Nikora, V.I., Goring, D.G., 1998, On gravel-bed roughness characterization, Wat. Resour. Res., 34 (3), 517-527
- Nikora, V.I.; McLean, S.R., 2001, Environmental flows over rough beds: A spatial averaging approach. Proc. 3rd Int. Symp. Environmental Hydraulics (ISEH)
- Nikuradse, J., 1933, Strömungsgesetze in rauhen Röhren. Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, Band 77, Nr. 39, 1075-1076
- Nowell, A.R.M.; Church, M., 1979, Turbulent flow in a depth-limited boundary layer. J. Geophysical Res., Vol. 84, No. C8, 4816-4824
- Orgidhan, T., 1959, Ein neuer Lebensraum des unterirdischen Wassers: der hyporheische Biotop, Arch. Hydrobiol., 55, 392-414
- Packman, A., MacKay, J. S., 2003, Interplay of stream-subsurface exchange, clay particle deposition and stream bed evolution, Water Resour. Res. 39(49), 1097, 10.129/2002WR001432
- Packman, A., Salehin, M., Zaramella, M., 2004, Hyporheic Exchange with Gravel Beds: Basic Hydrodynamic Interactions and Bedform-Induced Advective Flows, J. Hydr. Eng., Vol. 130, No. 7, 647-656
- Paintal, A.S., 1971, A stochastic model of bed load transport. J. Hydr. Res., Vol. 9, No. 4, 527-554
- Pape S., Schulz-Memmingmann J., 1995, Biologische Abwasserbehandlung mit vollständig getauchten und belüfteten Festbetten, Wasserwirtschaft Wassertechnik WWT, 5/95, 32-41
- Parker, G., 1976: On the cause and characteristic scale of meandering and braiding in rivers. J. Fluid Mech. 76, 457-480
- Parker, G., 1996: Interaction between basic research and applied engineering: a personal perspective. Journal of hydraulic research 34 (1996), S. 291-315 (Heft 3)
- Parker, G.; Dhamotharan, S.; Stefan, H. (1982a): Model experiments on mobile, paved gravel bed streams. Wat. Res. Res., Vol. 18, No. 5, 1395-1408
- Parker, G.; Klingemann, P.C. (1982), On why gravel bed streams are paved. Wat. Res. Res., Vol. 18, No.5, 1409-1423

- Parker, G.; Klingemann, P.C.; McLean, D.G. (1982), Bedload and size distribution in paved gravel-bed streams. *J. Hydr. Div.*, Vol. 108, No. HY4, 544-571
- Parker, G., 1990, Surface-based bedload transport relation for gravel rivers, *J. of Hydr. Res.*, Vol. 28, No. 4, 417-436
- Parker, G.; Sutherland, A.J., 1990, Fluvial armor, *J. of Hydr. Res.*, Vol. 28, No. 5, 529-544
- Patnaik, P.C.; Vittal, N.; Pande, P.K., 1992, Drag coefficient of a stationary sphere in gradient flow. *J. Hydr. Res.*, Vol. 30, No. 3, 389-401
- Patnaik, P.C.; Vittal, N.; Pande, P.K., 1994, Lift coefficient of a stationary sphere in gradient flow. *J. Hydr. Res.*, Vol. 32, No. 3, 471-480
- Picioreanu, C., Loosdrecht v. M. C. M., Heijnen J. J., 2000, Effect of diffusive and convective substrate transport on biofilm structure formation: A two-dimensional modeling study, 2000 John Wiley & Sons, Inc. *Biotechnol Bioeng* 69, 504-515
- Prandtl, L., 1925, Bericht über Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz, *Z. ang. Math. Mech.* 5, 136-139, Nachdruck: Ges Abh. S 714-718, Berlin, Göttingen, Heidelberg, Springer 1961
- Prandtl, L., 1933, Neuere Ergebnisse der Turbulenzforschung. *Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure*, Band 77, Nr. 5, 105-113
- Profitt, G. T., Sutherland A.J., 1983, Transport of non-uniform sediments, *J. of Hydr. Res.*, Vol. 21, No. 1, S. 33-43
- Pusch, M., 1996, The metabolism of organic matter in the hyporheic zone of a mountain stream, and its spatial distribution, *Hydrobiologia* 323, 107-118
- Rao, K.N., Narsimha, R., Narayanan, M.A.B., 1971: Bursting in a turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics* 48, 339-352
- Raudkivi, A. J., 1963, Study of sediment ripple formation, *Journal of the Hydraulics Division, Proceedings of the American Society of Civil Engineers*, ASCE, Vol. 89, Paper No. 3692, HY 6
- Raudkivi, A.J., 1982: *Grundlagen des Sedimenttransports*. Springer-Verlag, Berlin
- Raupach, M.R., 1981, Conditional statistics on Reynolds stress in rough-wall and smooth-wall turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.*, Vol. 108, 363-382
- Reynolds, O., 1883, An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous and of the law of resistance in parallel channels, *Phil. Trans. Roy. Soc.* 174
- Rheinheimer, G., 1991, *Mikrobiologie in Gewässer*, G. Fischer Verlag, Jena-Stuttgart
- Ribberink, J.S., 1987, Mathematical modelling of one-dimensional morphological changes in rivers with non-uniform sediment, Ph.D. thesis, Report No. 87-2, Comm. on Geot. and Hydr. Eng., Technische Universiteit Delft, Nederland.

- Rolfs T., 1997, Modellierung von Biofilmanlagen, Umweltqualitäten und Wirtschaften – Was wurde erreicht? Wo geht es hin?, 30. Essener Tagung für Wasser- und Abfallwirtschaft, 19.-21. 3. 1997 in Aachen, GWA-Band 158
- Rolke D., 1971, Transportvorgänge in Biofiltern; Engler-Bunte-Institut der Universität Karlsruhe; Veröffentlichung des Bereichs und Lehrstuhls für Wasserchemie, Heft 5, 1971, S. 21-41.
- Rosport, M., 1990, Der Vorgang des Herauslösens von Partikeln aus einem Gerinnebett (Betrachtungen zum Bewegungsbeginn), Diplomarbeit am Insitut für Wasserbau und Kulturtechnik, Universität Karlsruhe, Karlsruhe
- Rosport, M., 1997, Fließwiderstand und Sohlstabilität steiler Fließgewässer unter Berücksichtigung gebirgsbachtypischer Sohlstrukturen, Dissertation am Institut für Wasserbau und Kulturtechnik, Universtität Karlsruhe, Karlsruhe
- Rouse, H., 1938, Fluid Mechanics for Hydraulic Engineers, chap. XI, Dover, New York
- Rubin, G., 1977, Widerstands- und Auftriebsbeiwerte von ruhenden, kugelförmigen Partikeln in stationären, wandnahen laminaren Grenzschichten, Disseration, Universität Karlsruhe, Karlsruhe
- Ruiz-Rodriguez, E., 1993, Bodenluftströmung in teilgesättigten Böden, Wasserbau-Mitteilungen der TH Darmstadt, Nr. 39
- Saenger, N., 2000, Identifikation von Austauschprozessen zwischen Fließgewässer und hyporheischer Zone, Dissertation TU-Darmstadt
- Saenger, N., Zanke, U. C., 2005, A depth-oriented view of hydraulic exchange patterns between surface water and the hyporheic zone - analysis of field experiments. – Arch. Hydrobiol. (Suppl.)
- Saffmann, P. G., 1965, The Lift on a Small Sphere in a Slow Shear Flow, J. Fluid Mech., 22, Part 2, 385-400
- Schälchli, U., 1993: Die Kolmation von Fließgewässersohlen: Prozesse und Berechnungsgrundlagen. VAW-Mitteilungen 124, Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie der Eidgenössischen Technischen Hochschule Zürich
- Scheuermann, A., Vardoulakis, I., Papanastasiou, P., Stavropoulou, M., 2000, A sand erosion problem in axial flow conditions on the example of contact erosion due to hoizotal groundwater flow, HERAUSGEBER???
- Schiller, L., Naumann, A., 1933, Über die grundlegenden Berechnungen bei der Schwerkraftaufbereitung, Z. VDI, Vol. 77
- Schlichting, H., 1936, Experimentelle Untersuchungen zum Rauigkeitsproblem, Ing.-Arch. 7, 1-34
- Schlichting, H., 1965, Grenschicht-Theorie, 5. Auflage Karlsruhe: Braun
- Schlichting, H., 1968, Boundary Layer Theory, Mc Graw-Hill, New York

- Schröder, R. C. M., 1990, Hydraulische Methoden zur Erfassung von Rauheiten – Bestimmung von Rauheiten, DVWK, Schriften 92, Verlag Pauley, Hamburg - Berlin
- Schulz, H., 1986, Kompressibilität und Porenwasserüberdruck – Bedeutung für Gewässersohlen, Mitteilungsblatt der BAW – Karlsruhe
- Schwarz, M., Fuchs, S., Hahn, H. H., 2003, Mikrobielle Kolmation und Dekolmation in Bodenfiltern, Wasser & Abfall 10, 20-23
- Schwarz, M., 2004, Mikrobielle Kolmation von abwasserdurchsickerten Bodenkörpern: Nucleinsäuren zum Nachweis von Biomasse und Bioaktivität, Dissertationsschrift, Institut für Siedlungswasserwirtschaft, Universität Karlsruhe
- Schwoerbel, J., 1961, Über die Lebensgemeinschaft und die Besiedlung des Hyporheischen Lebensraumes, Arch. Hydrobiol. Suppl. 25, 182-214
- Schwoerbel, J., 1964, Die Bedeutung des Hyporheals für die benthische Lebensgemeinschaft der Fließgewässer, Verh. Internat. Verein. Limnol., XV, 215-226
- Schwoerbel, J., 1966: Methoden der Hydrobiologie. Kosmos Frankh'sche Verlags-handlung, W. Keller & Co. Stuttgart
- Sengschmitt, D., Steiner, K.H., Blaschke, A.P. & D. Gutknecht, 1999, Selbstabdichtungsvorgänge im Stauraum Wien – Freudenau, Perspektiven, H.2-3/1999, 46-54
- Shields, A., 1936, Anwendung der Ähnlichkeitsmechanik und der Turbulenzforschung auf die Geschiebebewegung. Mitteilungen der Preußischen Versuchsanstalt für Wasser- und Schiffbau, Berlin, Heft 26
- Shimizu, Y.; Tsujimoto, T.; Nakagawa, H., 1990, Experiment and macroscopic modelling of flow in highly permeable porous medium under free-surface flow. J. Hydro. Hydr. Eng., Vol. 8, No. 1, 69-78
- Shvidchenko, B., Pender, G., 2001, Macroturbulent structure of open-channel flow over gravel beds, Water Resources Research, Vol. 37, No. 3, p. 709-719
- Smart, G., Aberle, J., Duncan, M., Walsh, J., 2004, Measurement and analysis of alluvial bed roughness, J. Hydr. Res., Vol. 42, No. 3, 227-237
- Smith, C.R. & Metzler, S.P., 1983, The characteristics of low-speed streaks in the near wall region of a turbulent boundary layer, J. of Fluid Mechanics, 129, 27-54
- Smith, J.D.; McLean, S.R., 1977, Spatially averaged flow over a wavy surface. J. Geophys. Res., Vol. 82, No. 12, 1735-1746
- Stanford, J.A., Ward, J.V., 1983: Insect species as a function of environmental variability and disturbance in stream systems. In: Barnes, J.R., Minshall, G.W. (Hrsg.), 1983: Stream ecology. Plenum Press, New York. 265-278

- Stanford, J. A., Ward, J. V., 1993, An ecosystem perspective of alluvial rivers, connectivity and the hyporheic corridor, *Journal of the North Am. Benthol. Soc.*, 12[1], 48-60
- Stokes, G. G., 1845, On the theories of the internal friction of fluids in motion, *Trans. Camb. Phil. Soc.* 9, II, 8-106
- Stoodley, P., Levandoski, Z., Boyle, J. D., Lappin-Scott, H. M., 1999, Evolving perspectives of biofilm structure, *Biofouling*, Vol. 14, No. 1, 75-90
- Sumer, B. M., 1984, Lift forces on moving particles near boundaries, *ASCE, Journal of Hydraulic Engineering*, Vol. 110, No. 9, 1272-1278
- Sun, Z.; Donahue, J., 2000, Statistically derived bedload formula for any fraction of nonuniform sediment. *J. Hydr. Eng.*, Vol. 126, No. 2, 105-111
- Tanifuji, N.; Ichijo, M.; Iida, S.; Kobashi, Y., 1986, Coherent structures in a fully developed turbulent pipe flow, *Bulletin of JSME*, Vol.29, No.250 April 1986
- Taylor, G., 1954, Dispersion of Matter in Turbulent Flow Through a Pipe, *Proc. Roy. Soc. London*, Vol. 223A
- Tessenow U., 1972, Lösungs-, Diffusions- und Sorptionsprozesse in der Oberschicht von Seesedimenten – 1. Ein Langzeitexperiment unter aeroben und anaeroben Bedingungen im Fließgleichgewicht, *Arch. Hydrobiolog.* 38/4, 353-398
- Thibodeaux, L. J., Boyle, J. D., 1987, Bedform-generated convective transport in bottom sediment, *Nature (London)*, 325(22), 341-343
- Thomas, A.S.W.; Bull, M.K., 1983, On the role of wall-pressure fluctuations in deterministic motions in the turbulent boundary layer, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol.128, S. 283-322, 1983
- Träbing, K.; Fischer-Antze, T.; Dittrich, A., 2001, Wasserbaulich beeinflusste Austauschprozesse zwischen Oberflächen- und Porenwasser, *Wasser und Boden*, 53/5, p.19-24
- Truckenbrodt, E., 1980, *Fluidmechanik, Grundlagen und elementare Strömungsvorgänge dichtebeständiger Fluide (Band 1)*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York
- Truckenbrodt, E., 1980, *Fluidmechanik, Elementare Strömungsvorgänge dichteänderlicher Fluide sowie Potential- und Grenzschichtströmungen (Band 2)*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York
- Tsujimoto, T., 1989, Bed-load transport in steep channels, *Int. Workshop on Fluvial Hydraulics of Mountain Regions*, Trento, Italy
- Tsujimoto, T., 1991, Bed-load transport in steep channels. *Lecture Notes in Earth Sciences „Fluvial Hydraulics of Mountain Regions“*, Vol. 37, Eds. A. Armanini & G. Di Silvio, Springer Verlag, 89-102

- Tsujimoto, T., Kitamura, T., Okada, T., Ouji, Y., 1992, Field measurements of turbulent flows in channels and rivers, *Journal of Hydroscience and Hydraulic Engineering, JSCE*, 9(2), 59-72
- Tschui M., Boller, M., 1997, Abwasserreinigung mit submersen Festbettreaktoren, *Gas Wasser Abwasser*, 11/97, S. 769-781
- Unsöld, G., 1984, Der Transportbeginn feinstkörnigen rolligen Sohlmaterials in gleichförmigen turbulenten Strömungen: Eine experimentelle Überprüfung und Erweiterung der SHIELDS-Funktion, Universität Kiel, Dissertationsschrift, Kiel
- Valett, M. H., Hakenkamp, C. C., Boulton, A. J., 1993, Perspectives on the hyporheic zone : Intergration hydrology and biology, Introduction, *Journal of the North American Benth. Society*, 12 (1), 40-43
- van d. Scheer , P., Ribberink, J. S., Blom, A., 2002, Transport Formulas for Graded Sediment. Behaviour of Transport Formulas and Verification with Data, Universiteit Twente, Enschede, rapport 2002R-002
- van Driest, E. R., 1956, On turbulent flow near a wall, *J. Aer. Sci.* 23, 1007-1011
- van Loosdrecht, M.C. M., Eikelboom,, D., Gjaltema, A., Mulder, A., Tjihuis, L., Heijnen, J.J., 1995, Biofilm structures, *Water Sc. & Techn.*, Vol. 32, No. 8, 35-43
- van Radecke, H., 1989, Experimentelle Untersuchung eines Übertragungsmodells zwischen turbulenten Geschwindigkeitskomponenten einer Grenzschichtströmung und der fluktuierenden Auftriebskraft auf ein Sedimentkorn, Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel
- van Riesen, S., 1975: Uferfiltratminderung durch Selbstdichtung der Gewässer-sohlen, Dissertation, Universität Karlsruhe
- Vanoni, V.A.; Nomicos, G.N. (1959): Resistance properties of sediment-laden streams. *J. Hydr. Div.*, Vol. 85, No. HY5, 77-107
- Vanoni, V. A., 1966, Sediment transportation mechanics: Initiation of motion, *Journal of the Hydraulics Division, Proceedings of the American Society of Civil Engineers, ASCE*, Vol. 92, Paper No. 4738, HY 2
- Vervier, Ph., Gibert, J., Marmonier, P., Dole-Olivier, M.-J., 1992, A perspective on the permeability of the surface freshwater-groundwater ecotone, *Journal of the North American Benth. Society*, 11(1), 92-102
- Vollmer, S., Träbing, K., Dittrich, A., 2000, Turbulence induced penetration of near bottom water into the porous medium - experimental study, *Proceedings of the Int. Symposium on River Flood Defence, Kassel*, E17-E24
- Vollmer S., de los Santos Ramos, F., Daebel, H., Kühn, G., 2002, Micro scale exchange processes between surface and subsurface water, *J. of Hydrol.*, 269, 3-10

- Vollmer S., Träbing, K., Nestmann, F. 2005, Hydraulic exchange processes between surface and subsurface water - Determination of temporal and spatial variability -, Arch. Hydrobiol. (Suppl.)
- Wahyudi, I., Montillet, A., Khalifa, A. O. A., 2002, Darcy and post-Darcy flows within different sands, Journal of Hydraulic Research, Vol. 40, No. 4
- Wang, Z., Lin, B., Nestmann, F., April 1997, Prospects and new problems of sediment research, International Journal of Sediment Research, Vol. 12, No. 1
- Wanner O., 1988, Grundlagen der mathematischen Modellierung von Biofilmsystemen. In: Hamburger Berichte zur Siedlungswasserwirtschaft, Computeranwendung in der Abwassertechnik, Workshop an der Technischen Universität Hamburg-Harburg am 17. Und 18. Februar 1988, Vorträge in Kurzfassung, P.A. Wilderer und I. Sekoulov (Hrsg.).
- Wanner O., Gujer W., 1986, A multispecies biofilm model, Biotechnology and Bioengineering, Vol 28, 1986, 314-328
- Wanner O., Reichert P., 1995, Mathematical modeling of mixed-culture biofilms, Biotechnology and Bioengineering, Vol. 49, 1995, 172-184
- Wanner O., Reichert P., 1996, Movement of solids in biofilms: significance of liquid phase transport. In: Third International IAWQ Special Conference on Biofilm Systems, 28.-30. August 1996, Copenhagen, Friday 30 august, 1996.
- Ward, J. V., 1989, The four-dimensional nature of lotic ecosystems, Journal of North Am. Benthol. Soc. 8, 2-8
- Watters, G. Z., Manam, M., Rao, P. , 1971, Hydrodynamic effects of seepage on bed particles, Journal of Hydraulics Division, Proceedings of the American Society of Civil Engineers, ASCE, Vol. 97, Paper-No. 7973, HY 3
- Whitaker, S., 1967, Diffusion and dispersion in porous media, AIChE J., 13, 420-427
- White, S. J., 1970, Plane bed threshold of fine grained sediments, Nature, Vol. 228, 152-153
- Wilcock, P.R., 2001, The flow, the bed, and the transport: Interaction in flume and field. Gravel-Bed Rivers V, Ed. M.P. Mosley, 183-208
- Willetts, B. B., Murray, C. G., 1981, Lift exerted on stationary spheres in turbulent flow, J. Fluid Mech., 105, 487-505
- Wilson, N.R.; Shaw, R.H., 1977, A higher closure model for canopy flow. J. Applied Meteorology, Vol. 16, 1197-1205
- Wörmann, A., 2000, Comparison of models for transient storage of solutes in small streams, Water Resources Research, Vol. 36, No. 2, 455-468
- Wu, F.-C.; Lin, Y.-C., 2002, Pickup probability of sediment under log-normal velocity distribution. J. Hydr. Eng., Vol. 128, No. 4, 438-442

- Wu, F.-C., Chou, Y.-J., 2003, Rolling and Lifting Probabilities for Sediment Entrainment, *J. Hydr. Eng.*, Vol. 129, No. 2, 110-119
- Wu, F.-C., Yang, K.-H., 2004, A stochastic partial transport model for mixed-size sediment: Application to assessment of fractional mobility, *Water Resour. Res.*, 40, W04501, doi:10.1029/2003WR002256, 2004
- Wu, W.; Wang, S.S.Y.; Jia, Y. (2000): Nonuniform sediment transport in alluvial rivers, *J. Hydr. Res.*, Vol. 38, No. 6, 427-434
- Wuhrmann, K., 1972, Times New Roman, Stream Purification. in *Water Pollution Microbiology*, Wiley-Interscience, New York, Vol. 2, 119-152
- Xingkui, W., Fontijn, H. L., 1993, Experimental study of the hydrodynamic forces on a bed element in an open channel with a backward facing step, *Journal of Fluids and Structures*, 7, 299-318
- Yalin, M.S., 1992: *River mechanics*. Pergamon Press, Oxford, N.Y., Seoul, Tokyo
- Yamada, T., Kawabata, N., 1982, A theoretical study on the resistance law of the flow over porous layer, *Proc. Jap. Soc. civ. Engrs* 325, 69-80
- Zanke, U., 1982: *Grundlagen des Sedimenttransports*. Springer Berlin, Heidelberg, New York
- Zanke, U., 1990, Der Beginn der Sedimentbewegung als Wahrscheinlichkeits-problem. *Wasser und Boden* 1990, 40-43 (Heft 1)
- Zanke, U., 1996: Lösungen für das universelle Geschwindigkeitsverteilungsgesetz und die Shields-Kurve. *Wasser und Boden* 48, 21-26
- Zanke, U., 1999, Zur Physik von strömungsgetriebenem Sediment (Geschiebebetrieb), *Mitteilungen 106/ Institut für Wasserbau und Wasserwirtschaft, Technische Hochschule Darmstadt* 1999
- Zanke, U., 2001, Zum Einfluß der Turbulenz auf den Beginn der Sedimentbewegung, *Mitteilungen des Insituts für Wasserbau und Wasserwirtschaft der TU Darmstadt*, Heft 120
- Zhang T., Bishop P., 1994, Structure, activity and composition of biofilms. *Water Sci. Technol.* 29 (7), 335-344.
- Zhou, D., Mendoza, C., 1993, Flow through porous bed of turbulent stream, *J. Eng. Mech.* 119(2), 365-383

Lebenslauf

Name: Stefan Wolf-Dietrich Vollmer

Geburtsdatum: 09.04.1971

Geburtsort: Neuwied

Nationalität: deutsch

Familienstand: verheiratet

Ausbildung:

09/81 – 07/90 Konrad Adenauer Gymnasium Langenfeld
Abschluß: Allgemeine Hochschulreife

07/90 – 06/91 Wehrdienst in Hamburg und Flensburg

10/91 – 10/99 Studium des Bauingenieurwesens an der RWTH Aachen
Vertieferrichtung Wasserbau

04/99 – 10/99 Diplomarbeit am Institut für Hydromechanik
Technische Universität Delft, Niederlande

18. 02. 2005 Promotionsprüfung

Tätigkeiten:

10/97 – 04/99 Studentische Hilfskraft am Institut für Siedlungswasserwirtschaft der
RWTH Aachen

11/99 – 06/03 Wissenschaftlicher Mitarbeiter des Institutes für Wasserwirtschaft
und Kulturtechnik der Universität Karlsruhe

seit 07/03 Sachbereichsleiter für Gewässermorphologie in der Bundesanstalt
für Gewässerkunde in Koblenz

*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 Schiffahrtskanälen; Maßnahmen zur Sicherung des Schiffahrtsbetriebes; 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 Modellversuche u. 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 kanalisierten 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 beschränkten 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 nur als Buch erhältlich bei Springer Verlag: Grundlagen naturnaher Gewässergestaltung. Geomorphol. 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. Kertzscher*
- 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 (auch elektronisch unter: <http://www.ubka.uni-karlsruhe.de/eva/index.html>)*
- Heft 207/2000 Untersuchung der Rauheitsstruktur zur Bestimmung des Fließwiderstandes in Gebirgsbächen unter Klarwasserabfluß; J. Aberle (auch elektronisch unter: <http://www.ubka.uni-karlsruhe.de/eva/index.html>)*
- 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 (auch elektronisch unter: <http://www.ubka.uni-karlsruhe.de/eva/index.html>)*
- Heft 210/2002 Die Identifikation hydrologischer Prozesse im Einzugsgebiet des Dürreychbaches (Nordschwarzwald); M. Casper (auch elektronisch unter: <http://www.ubka.uni-karlsruhe.de/eva/index.html>)*
- Heft 211/2001 Einfluß von Regelungsbauwerken auf die Wasserspiegellagen in Flüssen; F. Ritzert (auch elektronisch unter: <http://www.ubka.uni-karlsruhe.de/eva/index.html>)*
- 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 (auch elektronisch unter: <http://www.ubka.uni-karlsruhe.de/eva/index.html>)*
- Heft 214/2002 Zur hydraulischen Systemanalyse von Wasserversorgungsnetzen; J. Deuerlein (auch elektronisch unter: <http://www.ubka.uni-karlsruhe.de/eva/index.html>)*
- Heft 215/2002 Feststofftransport und Geschwindigkeitsverteilung in Raugerinnen; K. Koll (nur elektronisch unter: <http://www.ubka.uni-karlsruhe.de/eva/index.html>)*
- 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 (auch elektronisch unter: <http://www.ubka.uni-karlsruhe.de/eva/index.html>)*

- Heft 219/2002* *Kontrolle von Barrieren: Bestimmung der hydraulischen Leitfähigkeit an Hand des Bodenwassergehaltes; R. Schuhmann (auch elektronisch unter: <http://www.ubka.uni-karlsruhe.de/eva/index.html>)*
- Heft 220/2003* *Langfristige, hydrologische Betrachtung der Grundwasserdynamik am Beispiel der Mittleren Elbe; P.-A. Burek (auch elektronisch unter: <http://www.ubka.uni-karlsruhe.de/eva/index.html>)*
- Heft 221/2003* *Wassermengenbewirtschaftung im Einzugsgebiet der Ruhr: Simulation und Echtzeitbetrieb; T. Brudy-Zippelius (auch elektronisch unter: <http://www.ubka.uni-karlsruhe.de/eva/index.html>)*
- Heft 222/2004* *Russisch-Deutsches Wörterbuch für Wasserwirtschaft; R. Krohmer, I.S.Rumjanzev*
- Heft 223/2004* *Mobilisierung und Immobilisierung von mineralischen Feinstkornaggregaten an Gewässersohlen; J.-W. Kim (nur elektronisch unter: <http://www.ubka.uni-karlsruhe.de/eva/index.html>)*
- Heft 224/2004* *Strömungsstruktur und Impulsaustausch in gegliederten Gerinnen mit Vorlandvegetation; I. Schnauder (nur elektronisch unter: <http://www.ubka.uni-karlsruhe.de/eva/index.html>)*
- Heft 225/2004* *Towards Decision Support Models for Un-gauged Catchment in India, The Case of Anas Catchment; A. K. Singh (nur elektronisch unter: <http://www.ubka.uni-karlsruhe.de/eva/index.html>)*
- Heft 226/2004* *Integriertes Hochwasser-Simulationssystem Neckar – Verfahren, Werkzeuge, Anwendungen und Übertragungen; P. Oberle (auch elektronisch unter: <http://www.ubka.uni-karlsruhe.de/eva/index.html>), noch nicht erschienen, Mai 2005*
- Heft 227/2004* *Small Hydropower Plants Based Power Systems for Remote Regions; R. K. Maskey (nur elektronisch unter: <http://www.ubka.uni-karlsruhe.de/eva/index.html>) noch nicht erschienen, Mai 2005*
- Heft 228/2004* *Spatial Time Domain Reflectometry and its Application for Monitoring Transient Soil Moisture Profile; R. Becker (nur elektronisch unter: <http://www.ubka.uni-karlsruhe.de/eva/index.html>) noch nicht erschienen, Mai 2005*
- Heft 229/2005* *River Flood Prediction Systems: Towards Complementary Hydrodynamic, Hydrological and Data Driven Models with Uncertainty Analysis; R. Shrestha (auch elektronisch unter: <http://www.ubka.uni-karlsruhe.de/eva/index.html>)*
- Heft 230/2005* *Empfehlungen zur naturnahen Gewässerentwicklung im urbanen Raum –unter Berücksichtigung der Hochwassersicherheit-; B. Lehmann (auch elektronisch unter: <http://www.ubka.uni-karlsruhe.de/eva/index.html>)*

Heft 231/2005

*Einfluß der Oberflächenströmung auf die permeable Gewässersohle;
S. Vollmer (auch elektronisch unter: <http://www.ubka.uni-karlsruhe.de/eva/index.html>)*

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