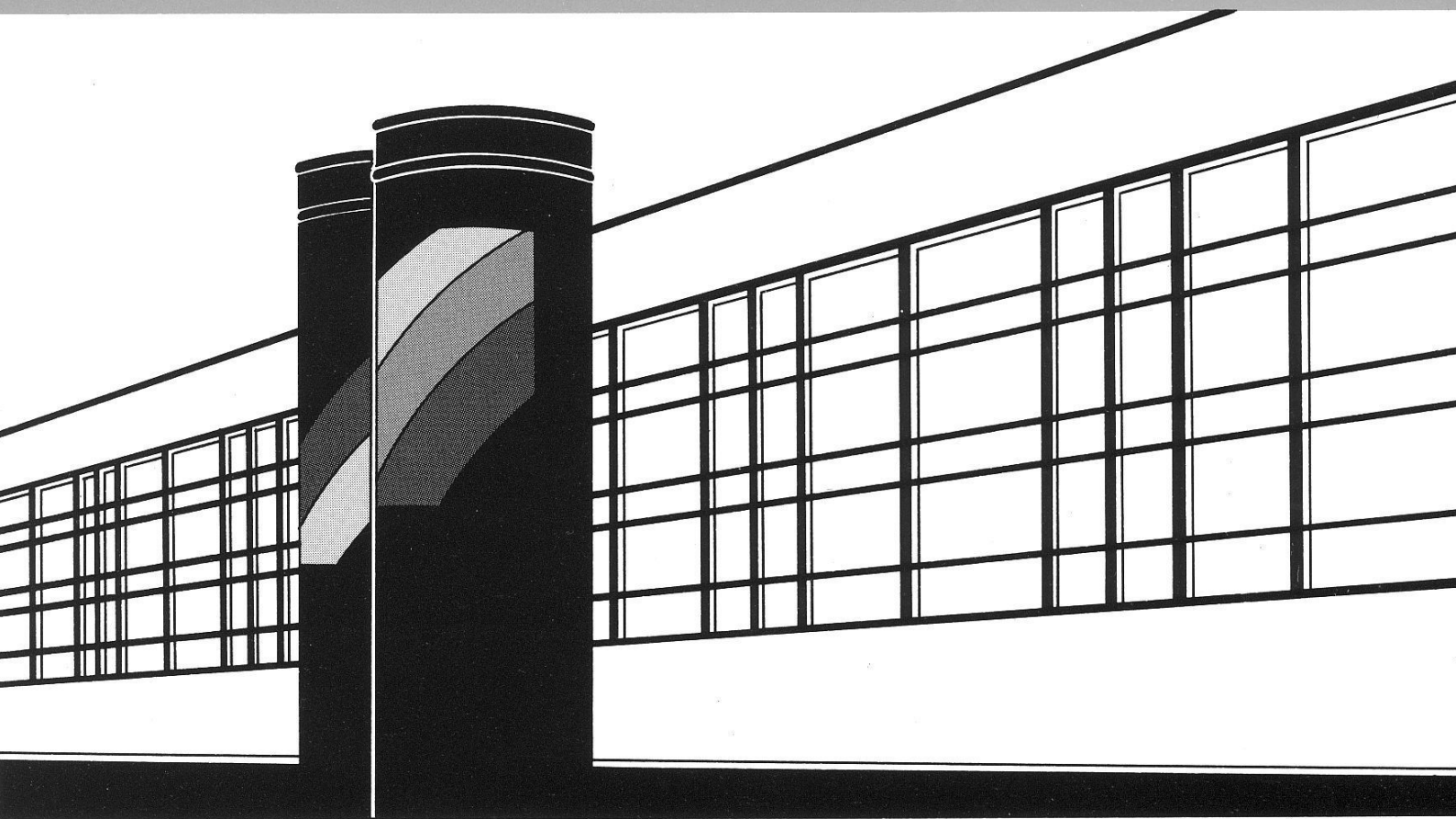


Institut für Wasserbau · Universität Stuttgart

# *Mitteilungen*



Heft 167    Thomas Dreher

Selektive Sedimentation von  
Feinstschwebstoffen in Wechsel-  
wirkung mit wandnahen turbulenten  
Strömungsbedingungen

# **Selektive Sedimentation von Feinstschwebstoffen in Wechselwirkung mit wandnahen turbulenten Strömungsbedingungen**

Von der Fakultät Bau- und Umweltingenieurwissenschaften der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines Doktor-Ingenieurs (Dr.-Ing.) genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von  
**Thomas Dreher**  
aus Stuttgart

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. Bernhard Westrich

Mitberichter: Prof. Dr. Dr. h.c. Franz Durst

Tag der mündlichen Prüfung: 3. August 2004

Institut für Wasserbau der Universität Stuttgart  
2008



Heft 167    Selektive Sedimentation von  
Feinstschwebstoffen in  
Wechselwirkung mit wand-  
nahen turbulenten Strömungs-  
bedingungen

von  
Dr.-Ing.  
Thomas Dreher

**D93** Selektive Sedimentation von Feinstschwebstoffen in Wechselwirkung mit wandnahen turbulenten Strömungsbedingungen

Titelaufnahme der Deutschen Bibliothek

Dreher, Thomas:  
Selektive Sedimentation von Feinstschwebstoffen in Wechselwirkung mit wandnahen turbulenten Strömungsbedingungen / von Thomas Dreher. Institut für Wasserbau, Universität Stuttgart. Stuttgart: Inst. für Wasserbau, 2007

(Mitteilungen / Institut für Wasserbau, Universität Stuttgart: H. 167)

Zugl.: Stuttgart, Univ., Diss., 2004)

ISBN 3-933761-71-9

NE: Institut für Wasserbau <Stuttgart>: Mitteilungen

Gegen Vervielfältigung und Übersetzung bestehen keine Einwände, es wird lediglich um Quellenangabe gebeten.

Herausgegeben 2008 vom Eigenverlag des Instituts für Wasserbau  
Druck: Sprint-Druck, Stuttgart



## Vorwort

Sedimentationsprozesse spielen bei der Gewässerunterhaltung und Sedimentbewirtschaftung eine zunehmend wichtige Rolle. Feinschwebstoffe und deren Sedimentationsverhalten in Flusstauhaltungen und Stillgewässern stellen ein besonders gravierendes Problem dar, wenn es zur Akkumulation sedimentgebundener Schadstoffe kommt, die ein latentes Schadstoffpotential für das Ökosystem Gewässer darstellen. Forschungsarbeiten im Bereich der Ingenieurwissenschaften beschränken sich meist auf das Transportverhalten von größeren Sedimenten, während in der vorliegenden Arbeit der Schwerpunkt auf der experimentellen Erfassung und modellhaften Beschreibung des Transports von Suspensionsgemischen und des selektiven Sedimentationsverhaltens sehr feiner, geochemisch aktiver Schwebstoffe mit Partikelgrößen zwischen 2  $\mu\text{m}$  und 100  $\mu\text{m}$  liegt. Die Arbeit befasst sich mit dem Partikelaustausch zwischen der turbulenten Grenzschicht und der Gewässersohle bei unterschiedlichen Rauheits- und Beweglichkeitsbedingungen, da hierdurch Erosions- und Sedimentationsprozesse gesteuert und kontrolliert werden.

Die von Herrn Dreher vorgelegte Arbeit, die im Grenzbereich zwischen Ingenieurwissenschaft und Strömungsphysik liegt, zeigt die Anwendung einer Technik zur hochgenauen Bestimmung der Partialkonzentrationen einer Suspension auf der Basis einer optischen Partikelanalyse und beinhaltet die Eigenentwicklung eines kapazitiven Mikrosensors zur räumlich und zeitlich hoch auflösenden Detektion von Partikeln in Wandnähe einschließlich deren Transportgeschwindigkeit. Hierdurch konnte das Ablagerungsverhalten der Partikel bis hin zur Evolution von Einzeldünen erfasst werden, wobei sich signifikante Unterschiede zwischen hydraulisch glatter und sandrauer Sohle zeigten. Ein auf den kohärenten Turbulenzstrukturen abgestützter Ansatz für die Zeit- und Längenskalen der Erosions- und Sedimentationsprozesse wurde in ein kontinuumsmechanisches Modell implementiert und als Diagnoseinstrument eingesetzt. Die theoretische Durchdringung der Prozesse, die experimentellen Daten und das numerische Modell ermöglichten eine generelle Aussage über den verfälschenden Einfluss der begrenzten Länge von Versuchsrinnen auf die selektive Sedimentation. Damit konnte die Aussagekraft der experimentellen Ergebnisse entscheidend verbessert und das Transportgleichgewicht in einem sehr langen Gerinne numerisch simuliert werden.

Die experimentellen und theoretischen Ergebnisse der Untersuchung liefern tiefe Einblicke in grundlegende Phänomene des Feinsedimenttransportes und stellen somit eine wichtige Ausgangsbasis dar für weitere Grundlagenforschungen zur Beschreibung der Austauschprozesse von Feinsedimenten am Gewässerbett.

Bernhard Westrich

## **Danksagung**

Diese Arbeit ist im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Wasserbau der Universität Stuttgart entstanden wo ich bereits als Student und wissenschaftliche Hilfskraft erste Erfahrungen bei der Mitarbeit an wissenschaftlichen Projekten sammeln konnte.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. B. Westrich, der durch die Übernahme des Hauptreferats und durch die zahllosen fachliche Diskussionen das Gelingen dieser Arbeit ermöglicht hat, und stets die, für die wissenschaftliche Durchdringung und kreative Bearbeitung eines Themengebietes notwendigen Freiräume, gewährt hat.

Ganz herzlich möchte ich mich an dieser Stelle bei Herrn Prof. Dr. Dr. h.c. F. Durst vom Lehrstuhl für Strömungsmechanik an der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen für die Übernahme des Koreferats bedanken.

Den zahlreichen Mitarbeitern des Instituts für Wasserbau möchte ich meinen Dank für vielseitigen Hilfestellungen aussprechen, ohne die die tägliche Arbeit oft nur in erschwelter Weise möglich gewesen wäre und die zu dem angenehmen Arbeitsklima erheblich beigetragen haben. Die experimentellen Arbeiten und die Entwicklung messtechnischer Methoden wären ohne die Mithilfe der Werkstätten und des Elektroniklabors nicht denkbar gewesen. Gleiches gilt für die Bereitstellung und Wartung der institutseigenen EDV-Anlagen.

Meiner Familie danke ich für die Unterstützung, die mir das Studium und somit die Promotion erst ermöglicht haben

Stuttgart Bad-Cannstatt im April 2005



### III

#### **Inhalt**

1.	Einleitung	1
1.1	Einführung ins Fachgebiet und Notwendigkeit weiterführender Untersuchungen	2
1.2	Vorgehensweise und Zielsetzung der Untersuchung	7
2.	Grundlagen der Gerinneströmung und des Sedimenttransports	8
2.1	Turbulente Gerinneströmung	8
2.2	Grundlagen zum Sedimenttransport	9
2.3	Einfluß kohärenter Strukturen auf den Sedimenttransport	12
3.	Partikelmessungen	15
3.1	Korngrößenanalysen	15
3.2	Bestimmung des volumetrischen Feststoffanteils einer Probe	16
4.	Partikelsensor	24
4.1	Aufbau und Wirkungsweise des Sensors	24
4.2	Signalverarbeitung	28
4.3	Sensitivität der Auswertung	33
5.	Versuchsstand und Strömungsmessungen	41
5.1	Aufbau und Ausstattung des Versuchsstandes	41
5.2	Strömungsmessungen mit Laser-Doppler-Anemometer	44
5.3	Charakterisierung von Strömung und Turbulenz	52
6.	Versuchsbedingungen und Versuchsdurchführung	55
6.1	Eigenschaften der verwendete Versuchssande	55
6.2	Probenanalyse	56
6.3	Abschätzen der zu erwartenden Transportprozesse	57

## IV

6.4	Allgemeine Bemerkungen zur Versuchsdurchführung	59
6.4.1	Versuchsdurchführung bei glatter Sohle	61
6.4.2	Versuchsdurchführung bei rauer Sohle	64
7.	Versuchsergebnisse	68
7.1	Definition der verwendeten Größen	68
7.2	Versuchsergebnisse bei glatter Sohle	69
7.2.1	Gesamtkonzentrationen	69
7.2.2	Korngrößenverteilung	71
7.2.3	Abschätzung der Burstfrequenzen aus den Sensorsignalen	74
7.2.4	Partikelgeschwindigkeiten in unmittelbarer Wandnähe	83
7.2.5	Partialkonzentrationen und vertikale Verteilung suspendierter Partikel	86
7.2.6	Vertikale Konzentrationsverteilung	89
7.3	Versuchsergebnisse bei rauer Sohle	93
7.3.1	Gesamtkonzentrationen	93
7.3.2	Partialkonzentrationen	96
7.3.3	Vertikalprofile	97
8.	Auswertung und Interpretation der Messergebnisse	99
8.1	Austauschfraktionen für glatte Sohlverhältnisse	99
8.2	Auswirkungen transportkritischer Parameter auf die Beschreibung des Sedimenttransports	103
8.3	Überlegungen zur Formulierung der Erosion auf Basis turbulenter Burstprozesse	104
8.4	Transportdynamik in Laborgerinnen mit Sedimentrückführung	107

9.	Numerische Analysen	114
9.1	2-d instationäres numerisches Transportmodell	114
9.2	Testrechnungen zu einigen elementaren Fällen	118
9.3	Simulationsrechnungen	120
9.3.1	Flächengemittelter Ansatz mit Schwellwerten	120
9.3.2	Konzentrationsunterschiede im Vergleich mit langen Gerinnen	122
9.3.3	Einfluß des Rücklaufvolumens	125
9.3.4	Simulation der Versuche mit dem Schwellwertansatz	126
9.4	Formulierung der Erosion durch turbulente Burstprozesse	131
9.4.1	Beispielrechnungen mit Bursterosion	135
9.4.2	Verhalten bei kleinen Konzentrationen	137
9.4.3	Betrachtungen bei langen Gerinnen	140
10.	Schlußfolgerungen und Ausblick.	144
11.	Zusammenfassung	147
	Abstract	149
	Literaturhinweise	151
Anhang A :	Beschreibung und Hinweise zur Meßschaltung des Partikelsensors	156
Anhang B :	Flußdiagramm für den Algorithmus der Signalverarbeitung	158
Anhang C :	Algorithmus zur Ermittlung der Anzahl koinzidierender Maxima gefilterter und ungefilterter Signale	159
Anhang D :	Versuchsbedingungen bei Experimenten mit rauer Sohle	161

**Abbildungen**

1.1	Transportrelevante Prozesse, schematisch	2
1.2	Schematische Darstellung der transportrelevanten Prozesse und ihrer Interaktion	3
2.1	Bereiche unterschiedlicher Geschwindigkeiten (Nach M.S. Yalin)	12
2.2	Phasen des Burstzyklus (schematisch, nicht Maßstäblich, auf 2 Dimensionen reduziert)	13
3.1	Aufbau des Partikelgrößenmessgeräts (schematisch, nicht maßstäblich)	15
3.2	Fallunterscheidungen für den Partikeldurchgang im Messvolumen : Der Betrachter nimmt dabei die Position des Detektors ein ( siehe Achsen des Koordinatensystems)	16
3.3	Kalibrierfaktor für Partikeldurchgänge parallel zu den Koordinatenachsen	18
3.4	Kalibrierfaktor bei unterschiedlich gewichteter Orientierung der Partikel im Messvolumen	19
3.5	Partmaster mit Propellerrührwerk	20
3.6	Kalibrierkurve für Konzentrationsmessung mit dem Partmaster : Gestrichelte Kurve stellt die Kalibrierfunktion $\varphi(d_m)$ dar, die durchgezogenen Linien sind die Korngrößenverteilungen der in Tabelle 3.1 aufgeführten Kalibrierproben, welche beschriftet sind. Weitere Erläuterungen siehe Text	22
3.7	Partikelanzahl bei SP10 und SP6	23
4.1	Aufbau und Wirkungsweise des Partikelsensors	24
4.2	Blockschaltbild des Meßaufbaus	25
4.3	Beispielsignal bei Durchgang eines einzelnen Partikels	26
4.4	Frequenzanalyse des Beispielsignals in Abb. 4.3	27
4.5	a (unten) : Einzelne Partikeldurchgänge; b (oben): Simulierte Überlagerung	28
4.6	a.)Vorgefiltertes Originalsignal (unten) b.) Gefiltertes Signal $f_u=220\text{Hz}$ , $f_o=440\text{Hz}$ (mitte) c.) Autokorrelation des gefilterten Signals $U_f(t)$ (oben)	31
4.7	a.) Handauswertung der Messsignale	33
	b.) Ergebniss der numerischen Auswertung mit der Grundeinstellung	34

## VII

4.8	a.) Geschwindigkeitsmittelwert bei Variation von $k_{\min}$ b.) Standardabweichung bei Variation von $k_{\min}$	35
4.9	a.) Geschwindigkeit bei Variation von $k_v$ b.) Standardabweichung bei Variation von $k_v$	36 37
4.10	a.) Geschwindigkeit bei Variation von $m_k$ b.) Standardabweichung bei Variation von $m_k$	38
4.11	a.) Verteilung der mittleren Geschwindigkeiten für 20 verschiedene, per Zufallsgenerator erstellte Überlagerungen eines Messsignals mit überwiegendem Durchgang von Einzelpartikeln b.) Verteilung der Standardabweichung für 20 verschiedene, per Zufallsgenerator erstellte Überlagerung eines Messsignals mit überwiegendem Durchgang von einzelnen Partikeln	39 40
5.1	Schematische Darstellung des Versuchsstandes	41
5.2	Sedimentfalle	42
5.3	Ansicht des Versuchsstands	43
5.4	Detailaufnahme der rauhen Sohle	43
5.5	Anordnung der Messsonde, hier nur zwei der vier Laserstrahlen abgebildet	44
5.6	Horizontalprofile an verschiedenen Stellen im Gerinne. Die Einlaufwabe ist bei $x=0$	45
5.7	a.) Reynoldsspannungen für $Q=5l/s$ . Die Sohlschubspannung wurde durch den Schnittpunkt der Regressionsgeraden mit der x-Achse ermittelt b.) Reynoldsspannungen für $Q=10l/s$ c.) Reynoldsspannungen für $Q=10l/s$	45 46
5.8	a.) Normierte Profile von $u$ und dessen Effektivwert bei $Q=5l/s$ b.) Normierte Profile von $u$ und dessen Effektivwert bei $Q=10l/s$ c.) Normierte Profile von $u$ und dessen Effektivwert bei $Q=15l/s$	47
5.9	Horizontalprofile bei rauher Sohle	49
5.10	a.) Reynoldsspannungen für rauhe Sohle bei $Q=5l/s$ b.) Reynoldsspannungen für rauhe Sohle bei $Q=10l/s$ c.) Reynoldsspannungen für rauhe Sohle bei $Q=15l/s$	50
5.11	a.) Normierte Profile von $u$ und dessen Effektivwert bei $Q=5l/s$ b.) Normierte Profile von $u$ und dessen Effektivwert bei $Q=10l/s$ c.) Normierte Profile von $u$ und dessen Effektivwert bei $Q=15l/s$	51

## VIII

5.12	a.) Vertikaler Verlauf der Dissipation	53
	b.) Vertikaler Verlauf der turbulenten Mikroskala	53
6.1	Sieblinien der Versuchssande	55
6.2	Sinkgeschwindigkeit nach Oseen für den Korngrößenbereich der Versuchssande	55
6.3	Lage von Partikeln zwischen 1,6 und 163 $\mu\text{m}$ im Shieldsdiagramm	57
6.4	Signalspannung der Trübungsmessung während einer Sedimentzugabe	61
6.5	Zeitlicher Verlauf von Konzentration (a) und Korngröße (b) bei rauher Sohle	64
6.6	Testfeld nach Ende des Versuchs (Draufsicht)	66
7.1	Relative Konzentration $C_{\text{tot}}/C_R$ bei $\xi=1/2$	69
7.2	Mittlere Korngröße $d_{50}$ bei $\xi=1/2$	70
7.3	Riffelstruktur bei $Q=5\text{l/s}$ (Draufsicht)	70
7.4	Sieblinien bei $\xi=1/2$	71
7.5	Sieblinien des Inhalts der Sedimentfallen	72
7.6	Signalspannung des Sensors als Funktion der Belagsdicke. Die Lage von $U_0$ kann, je nach Abgleich der Brückenspannung, auch unter $U_{\text{sat}}$ sein	74
7.7	Sensorsignal bei $Q=5\text{l/s}$ ; $C_R=2,7\text{g/l}$	75
7.8	Sensorsignale bei $Q=5\text{l/s}$ ; a.) $C_R=6,98$ ; b.) $C_R=10,02$ ; c.) $C_R=13,06$ und d.) $C_R=19,13\text{ g/l}$ , von oben nach unten. Die Einheiten von x-Achse und y-Achse sind jeweils Zeit [s] und Signalspannung [V]. Transportkörper zeichnen sich durch konstante Spannungswerte von ca. 1.52 V aus	76
7.9	Strömungsablösung an einem Transportkörper nach Gyr	76
7.10	Normierte Frequenzspektren für eine bewegliche Sedimentschicht und für Einzelpartikel	77
7.11	a.) Delogarithmierte Signalspannung b.) Delogarithmierte und tiefpassgefilterte Signalspannung	78
7.12	Häufigkeit der Zeitintervalle mit freier Sohle	79
7.13	Prozentualer Anteil mit vorhandenen Transportkörpern an der gesamten Messdauer bei $Q = 5\text{l/s}$	80

## IX

7.14	Dimensionslose Burstfrequenz	80
7.15	Mittlere Dauer des partikelfreien Zustands	81
7.16	a.) Geschwindigkeitsverteilung bei $Q=5l/s$ b.) Geschwindigkeitsverteilung bei $Q=10l/s$ c.) Geschwindigkeitsverteilung bei $Q=15l/s$	84
7.17	Mittelwerte der Geschwindigkeit wandnah bewegter Partikel mit einem Durchmesser zwischen 80 und 100 $\mu m$	85
7.18	Standardabweichung der Geschwindigkeit wandnah bewegter Partikel mit einem Durchmesser zwischen 80 und 100 $\mu m$	85
7.19	a.) Partialkonzentrationen in halber Wassertiefe bei $Q=5l/s$ Durchgezogene Linien aus linearer Regression b.) Partialkonzentrationen in halber Wassertiefe bei $Q=10l/s$ Durchgezogene Linien aus linearer Regression c.) Partialkonzentrationen in halber Wassertiefe bei $Q=15l/s$	86
7.20	a.) Vertikaler Konzentrationsverlauf für Intervall 1 b) Vertikaler Konzentrationsverlauf für Intervall 2 c.) Vertikaler Konzentrationsverlauf für Intervall 3 d.) Vertikaler Konzentrationsverlauf für Intervall 4 e.) Vertikaler Konzentrationsverlauf für Intervall 5	90
7.21	Vertikalprofile aus den Mittelwerten aller Messungen	92
7.22	a.) Gesamtkonzentration und b.) mittlerer Korndurchmesser bei $\xi=1/2$ als Funktion der Zeit	93
7.23	a.) Tiefenabhäng. Konzentrationsverlauf bei $C_R=0,1$ b.) Tiefenabhäng. Konzentrationsverlauf bei $C_R=0,1$	94
7.24	Sedimentbilanzierung, bezogen auf die Masse des zugegebenen Materials	95
7.25	Partialkonzentrationen	97
7.26	Relativer Konzentrationsgradient : Das gemessene Verhältnis der Konzentrationen bei $y=5mm$ und $\xi=1/2$ sind mit dem aus der Rouseformel berechneten Konzentrationsverhältnis für diese zwei vertikalen Positionen normiert	98
8.1	a.) Partialkonzentrationen für $Q=5l/s$ in log. Darstellung mit verfeinerten Korngrößenintervallen. b.) Partialkonzentrationen für $Q=10l/s$ mit verfeinerten Korngrößenintervallen	99
		100

8.2	Shieldsdiagramm mit Austauschfraktion	101
8.3	Ablagerungsfreies Transportgleichgewicht.	103
8.4	Definition der für die Zeitskalenanalyse verwendeten Bezeichnungen	105
8.5	Konzentrationsverhältnis $C_{\text{sed}}/C_{\text{diff}}$ bei konstanter Wassertiefe und unterschiedlichen $\delta y^+$	106
8.6	a) Einfluß der Gerinnelänge	111
	b.) ...,der sohnahen Partikelgeschwindigkeit	
	c.) ... sowie der Zugabekonzentration auf den Gleichgewichtszustand	112
9.1	Numerische Diskretisierung	116
9.2	Vertikalen Diffusion, Simulation und analytische Lösung	118
9.3	Simulierte und nach Rouse berechnete Vertikalprofile. J:Anzahl der vertikalen Knoten	119
9.4	Simulation des Geschiebetransports	120
9.5	a-d Simulation der Transportdynamik	121
9.6	Relativen Konzentrationsabweichung in kurzen Gerinnen. Vergleich numerischer Berechnungen mit der Zeitskalenanalyse	123
9.7	Einfluß des Rücklaufvolumens auf die Gleichgewichtskonzentration	125
9.8	Simulierte und gemessene Partialkonzentrationen bei fehlender Erosion. a.) $S=v_s C(1-\tau_0/\tau_{cs})$ b.) $S=v_s C$	127
9.9	Simulierte Partialkonzentrationen bei verschiedenen Erosionsbeiwerten a.) $Q=5l/s$ b.) $Q=10l/s$ c.) $Q=15l/s$	129
9.10	Schematische Darstellung turbulenter Burstprozesse (nicht Maßstäblich)	131
9.11	Burstbasierte Erosion im numerischen Modell	133
9.12	Definitionsskizze zur Erosionsrate	134
9.13	a.) Bursterosion bei $Ro = .15$ b.) Bursterosion bei $Ro = .00093$	135
9.14	a.)-d.) Nach $t=T_b$ in Suspension verbleibende Sedimentmasse	136
9.15	Relative Gleichgewichtskonzentrationen am Gerinneende bei Bursterosion	138
9.16	Relative Partialkonzentrationen - gemessen und berechnet	140



9.17 a.) Longitudinaler Konzentrationsverlauf b.) Abgelagerte Sedimentmasse pro m<sup>2</sup> 141

## Tabellen

3.1	Übersicht über die verwendeten Kalibrierproben	20
4.1	Zeitintervalle und Bandpassgrenzfrequenzen	29
5.1	Hydraulische Parameter bei glatter Sohle	53
5.2	Hydraulische Parameter bei rauher Sohle	54
6.1	Versuchsdaten bei $Q = 5\text{l/s}$ . Die Bezeichnungen o, m, u, uu in der Spalte Proben stehen für $\xi = 0,75$ $\xi = 0,5$ $\xi = 0,25$ und $\xi = 0,11$	62
6.2	Versuchsdaten bei $Q = 10\text{l/s}$ . Die Bezeichnungen o, m, u, uu in der Spalte Proben stehen für $\xi = 0,75$ $\xi = 0,5$ $\xi = 0,25$ und $\xi = 0,074$	63
6.3 :	Versuchsdaten bei $Q=15\text{l/s}$ . Die Bezeichnungen o, m, u, uu in der Spalte Proben stehen für $\xi = 0,75$ $\xi = 0,5$ $\xi = 0,25$ und $\xi = 0,055$	63
6.4	Versuchsdaten bei $Q = 5\text{l/s}$ ; $C_R = 0,1\text{g/l}$	66
6.5	Versuchsdaten bei $Q = 5\text{l/s}$ ; $C_R = 1,0\text{g/l}$	67
7.1	Austauschfraktionen	73
7.2	Vergleich der gemessenen Burstfrequenzen und der Dauer von ejection-Ereignissen mit Literaturdaten	82
7.3	Zusammengefasste Korngrößenintervalle	86
8.1	Austauschfraktionen: --- nicht ausgewertet * Aus Partialkonzentrationen ~ unsicher	101
9.1	Eingabedaten zu den Simulationsrechnungen	122
9.2	Eingabeparameter Anmerkung : $v_{p\#} = v_p (d_s/2 u_*^2/v)^{-1}$	127
9.3	Berechnete Konzentrationswerte nach diversen Autoren	130
9.4	Verteilung der Sedimentmassen im langen Gerinne bei $Q=10\text{l/s}$	141
D.1	Versuchsdaten bei $Q = 5\text{l/s}$ ; $C_R = 3,0\text{g/l}$	159
D.2	Versuchsdaten bei $Q = 10\text{l/s}$ ; $C_R = 0,1\text{g/l}$	160
D.3	Versuchsdaten bei $Q = 10\text{l/s}$ ; $C_R = 1,0\text{g/l}$	160

D.4	Versuchsdaten bei $Q = 15\text{l/s}$ ; $C_R = 0,1\text{ g/l}$	161
D.5	Versuchsdaten bei $Q = 15\text{l/s}$ ; $C_R = 1,0\text{ g/l}$	161

Symbole	Einheit	Bedeutung
A	m <sup>2</sup>	Fläche
A <sub>ammin</sub>	-	Mindestwert der mittl. Amplitude der Autokorrelationsfunktion
A <sub>aqmax</sub>	-	Kriterium für Äquidistanz der Maxima der Autokorrelationsfunktion
A <sub>nmin</sub>	-	Mindestanzahl der Zyklen der AKF
b	m	Gerinnebreite
C	kg/m <sup>3</sup>	Konzentration
C <sub>a</sub>	kg/m <sup>3</sup>	Sohnnahe Konzentration
C <sub>D</sub>	-	Widerstandsbeiwert
C <sub>gr</sub>	kg/m <sup>3</sup>	Ablagerungsfreie Grenzkonzentration
C <sub>p</sub>	kg/m <sup>3</sup>	Partialkonzentration
C <sub>R</sub>	kg/m <sup>3</sup>	Rechnerische Konzentration
C <sub>s</sub>	Farad	Kapazität des Partikelsensors
C <sub>tot</sub>	kg/m <sup>3</sup>	Gesamtkonzentration aller Partikelfractionen
d <sub>50</sub>	m	Mittlerer Korndurchmesser
d <sub>m</sub>	m	Gemessener Korndurchmesser
d <sub>s</sub>	m	Korndurchmesser
d <sub>cse</sub>	m	Erosionskritischer Korndurchmesser
d <sub>scs</sub>	m	Sedimentationskritischer Korndurchmesser
E	kg/m <sup>2</sup> s	Erosionsrate
<Eb>	kg/m <sup>2</sup> s	Mittlere Erosionsrate bei Bursterosion
E <sub>FB</sub>	kg/m <sup>2</sup> s	Lokale Erosionsrate bei Bursterosion
f <sub>b</sub> <sup>+</sup>	-	Dimensionslose Burstfrequenz
f <sub>o</sub>	Hz	Obere Grenzfrequenz für Bandpass

Fr	-	Froudezahl
$f_u$	Hz	Untere Grenzfrequenz für Bandpass
g	$m^2/s$	Erdbeschleunigung
h	m	Wassertiefe
$I_e$	-	Energieliniengefälle
$k_1$	-	Energieparameter
$k_{max}$	-	Maximales Verhältnis der Maxima von gefilterter und ungefilterter Signalspannung
$k_{min}$	-	Minimales Verhältnis der Maxima von gefilterter und ungefilterter Signalspannung
$k_v$	-	Maß für Gleichzeitigkeit der Signalpeaks
$k_s^+$	-	Dimensionslose Sohlrauhigkeit
L	m	Gerinnelänge
m	kg	Masse
$m_k$	-	Minimale Anzahl von in Folge koinzidierender Maxima
$m_s$	kg	Abgelagerte Sedimentmasse
Re	-	Reynoldszahl
$Re_p$	-	Partikelbezogene Reynoldszahl
$r_{kf}$	m	Flächenäquivalenter Kugelradius
Ro	-	Rousezahl
$R_s$	$\Omega$	Ohmscher Widerstand des Partikelsensors
S	$kg/m^2s$	Sedimentationsrate
$T_b$	s	Burstperiode
$T_d$	s	Diffusive Zeitskala
$t_{ej}$	s	Zeitdauer für partikelfreien Sensor

-XVI-

$t_{lb}$	s	Lebensdauer der erosionsfördernden Scherzonen
$t_p^+$	-	Dimensionslose Zeitkonstante, Maß für Partikelträgheit
$T_s$	s	Absinkdauer
$T_{sed}$	s	Charakteristische Absetzdauer
$t_u$	s	Umlaufdauer
$T_u$	s	Mittlere Aufenthaltsdauer
$u$	m/s	Komponente der Horizontalgeschwindigkeit
$\langle u \rangle$	m/s	Mittlere Fließgeschwindigkeit
$u_*$	m/s	Schubspannungsgeschwindigkeit
$U_\infty$	m/s	Fließgeschwindigkeit an der Wasseroberfläche
$U$	V	Signalspannung
$U_f$	V	Bandpassgefilterte Signalspannung
$v$	m/s	Komponente der Horizontalgeschwindigkeit
$V$	$m^3$	Volumen
$V_E$	$m^3$	Ellipsoidvolumen
$V_{ges}$	$m^3$	Gesamtvolumen im Versuchsstand
$V_m$	$m^3$	Gemessenes Partikelvolumen
$v_p$	m/s	Sohnnahe Partikelgeschwindigkeit
$V_{rin}$	$m^3$	Wasservolumen im Gerinne
$V_{rü}$	$m^3$	Wasservolumen im Rücklaufsystem
$x_{lb}$	m	Longitudinale Ausdehnung des erosiven Bereichs
$\beta$	-	Turbulente Schmidt Zahl
$\delta$	m	Dicke des Lichtspalts beim Partmaster
$\delta_s$	m	Vertikale Ausdehnung der viskosen Unterschicht
$\delta y$	m	Emissionshöhe erodierter Partikel

-XVII-

$\Delta t$	s	Numerischer Zeitschritt
$\Delta x$	m	Numerischer Stützstellenabstand
$\varepsilon$	$m^2/s^3$	Dissipation
$\varepsilon_m$	$kg/m^2s$	Erosionsbeiwert
$\varepsilon_y$	$m^2/s$	Wirbelviskosität
$\eta$	m	Kolmogoroffsche Mikroskala
$\Phi$	-	Geschwindigkeitsfaktor für sohnah transportierte Partikel
$\Gamma_{\dot{u}}$	-	Übergangswahrscheinlichkeit für sohnah Partikel
$\kappa$	-	Von Kàrmànsche Konstante
$\lambda$	m	Wellenlänge des Burstzyklus
$\nu$	$m^2/s$	Viskosität
$\Psi$	-	Kalibrierfaktor für Partikelvolumen
$\rho_f$	$kg/m^3$	Dichte des Wassers
$\rho_s$	$kg/m^3$	Dichte der Sedimente
$\tau_0$	$N/m^2$	Sohlschubspannung
$\tau_{ce}$	$N/m^2$	Erosionskritische Sohlschubspannung
$\tau_{cs}$	$N/m^2$	Sedimentationskritische Sohlschubspannung
$\Theta$	-	Shieldparameter
$\xi$	-	Dimensionsloser Wandabstand

## 1. Einleitung

Der Transport von Feststoffen in Oberflächengewässern ist seit langer Zeit Gegenstand von zahlreichen Publikationen im Bereich theoretischer, wie auch praxisorientierter Forschungsarbeiten<sup>1</sup>. Zum Beispiel sind mit der zunehmenden Nutzung von Binnengewässern und damit einhergehenden baulichen Maßnahmen, wie beispielsweise die Verbesserung der Schiffbarkeit oder die Nutzung von Wasserkraft, Diskontinuitäten im natürlichen Feststoffhaushalt von Fließgewässern in Form von Staustufen oder Speicherbecken entstanden, die erhebliche Unterhaltskosten und Umweltprobleme verursachen. So findet in Staustufen, zum Beispiel im Voralpenland, häufig ein Zurückhalten von Sedimenten statt, was unterhalb solcher Bauwerke zur Eintiefungen der Sohle führen kann, welche erst abgeschlossen ist, wenn ein morphologisches Gleichgewicht erreicht wird. Oft liegt die mit diesem Gleichgewichtszustand verbundene Lage der Gewässersohle jenseits des, für die Nutzung von Landschaft und Gewässer tolerierbaren Bereichs. Demgegenüber führt die zeitlich zunehmende Verlandung von Stauräumen zu einer Reduzierung des, für Hochwasserschutz und Wasserkraftgewinnung notwendigen Stauvolumens. Daraus resultieren aufwendige Unterhaltungsmaßnahmen, wie Baggerung und sohlstabilisierende Eingriffe.

Die im Rahmen der Industrialisierung der letzten 150 Jahre, durch Nutzung der Fließgewässer als Abwasserwege eingetragenen Schadstoffe, sind zu einem beträchtlichen Teil noch heute in unseren Flußsedimenten vorhanden und stellen gefährliche, weil remobilisierbare Altlasten dar. Schwermetalle sind überwiegend an die Feinsedimente im Mikrometerbereich gebunden und können im Erosionsfall als Schwebstoffe über weite Strecken transportiert werden, bevor sie erneut abgelagert werden.

Ein großer Teil der aktuellen Forschung auf diesem Gebiet beschäftigt mit sohnah als Geschiebe, oder in Suspension transportierten Feststoffen und deren Wechselwirkung mit der Strömung, mit dem Ziel, die physikalischen Prozesse besser zu verstehen und eine verbesserte quantitative Beschreibung solcher Transportprozesse zu erreichen. Diese sind eng mit der Turbulenz der Strömung verknüpft, für die vom physikalischen Standpunkt aus eine geschlossene Theorie noch nicht gefunden ist, so dass die Berechnungsansätze empirischer oder semiempirischer Natur sind und zum Teil erhebliche Abweichungen im Vergleich zu Labor- und Feldmessungen aufweisen. Dies gilt insbesondere für Partikel deren Abmessungen im Bereich der durch viskose Kräfte beeinflussen, wandnahen Unterschicht liegen oder gar kleiner sind als diese, da hier weder die bekannten Berechnungsansätze für turbulente Grenzschichten, noch die Gesetzmäßigkeiten für rein laminare Strömungen anwendbar sind, sondern eine komplexe, intermittierend auftretende Wechselwirkung, bekannt als kohärente Strukturen, zwischen beiden besteht. Bei glatten Wandverhältnissen ist, durch diese Strukturen bedingt, ein vertikaler Austausch von Feinsedimenten zwischen den sohnahen, zähigkeitsbeeinflussten Bereich und der turbulenten Strömung überhaupt erst möglich.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die grundlegenden Transportmechanismen, die auch Gegenstand dieser Untersuchung sind, zur Zeit mehrheitlich unter idealisierten Laborbedingungen untersucht werden, während für praxisrelevante Fragestellungen, entweder durch Daten aus

---

<sup>1</sup> So ist eine, von DuBoys [1] auf Grundlage hydraulischer Parameter basierende Formel zur Berechnung der Geschiebetransportrate bereits aus dem Jahre 1879 bekannt.



Feldmessungen im entsprechenden Untersuchungsgebiet kalibrierte, numerische Modelle oder physikalische Modelluntersuchungen im Labor zum Einsatz kommen.

### 1.1 Einführung ins Fachgebiet und Notwendigkeit weiterführender Untersuchungen

Im Folgenden soll versucht werden, eine Übersicht der transportrelevanten Prozesse darzustellen und die eigenen, sowie die aus der Literatur bekannten Arbeiten darin einzuordnen. Die Betrachtung beschränkt sich dabei, sofern nicht ausdrücklich erwähnt, auf gleichförmige Strömungen und nicht-kohäsive Partikel. Abb. 1.1 und Abb.1.2 zeigt eine Übersicht der betrachteten Prozesse, sowie schematisch deren Interaktionen. Anspruch auf Vollständigkeit kann, in Anbetracht der komplexen Prozesse in diesem Bereich, nicht bestehen, es werden vielmehr die grundlegenden Prinzipien und der Gültigkeitsbereich vorhandener Berechnungsansätze dargestellt.

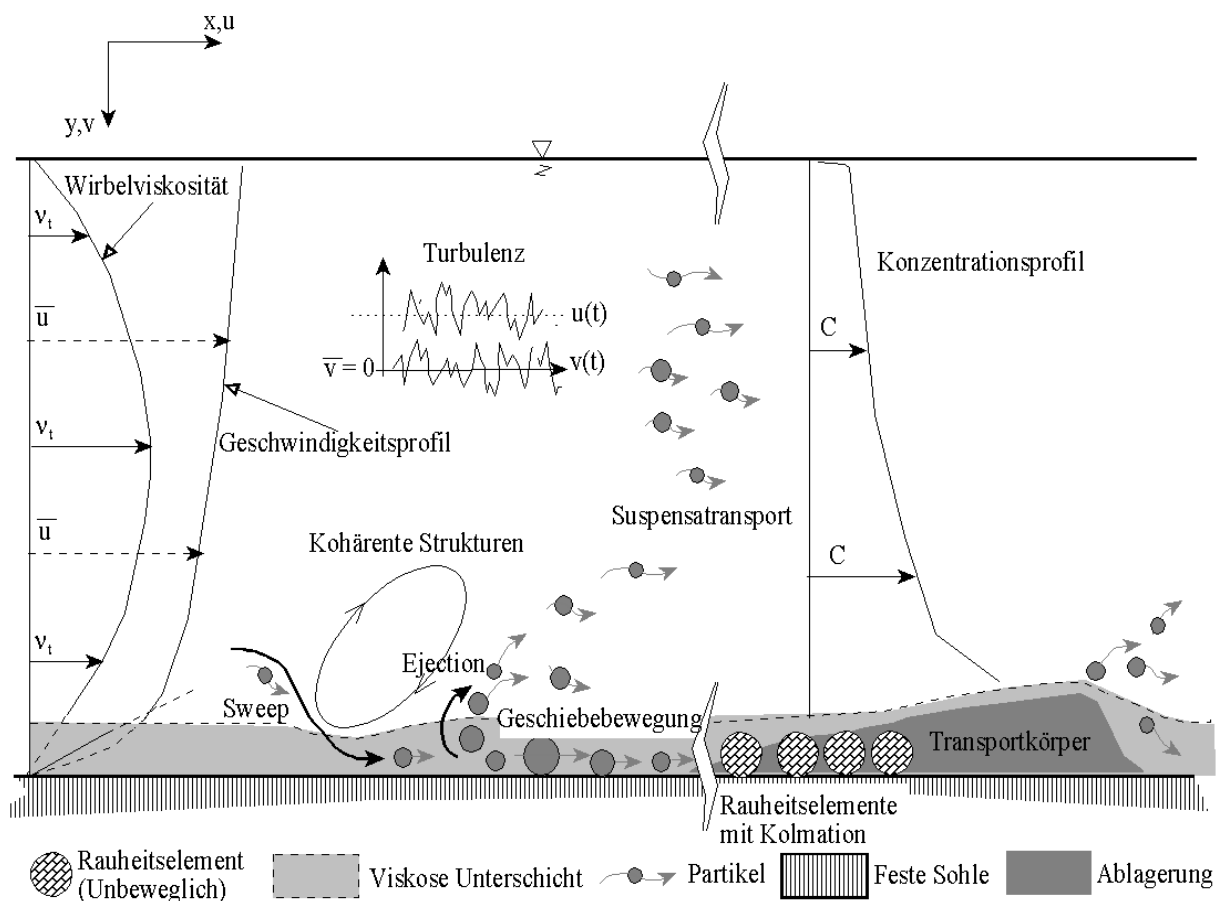


Abbildung 1.1 : Transportrelevante Prozesse, schematisch

### Qualitative Beschreibung von Transport und Strömung

Der Bewegungszustand von sich an der Sohle von Fließgewässern befindlichen Partikeln unter definierten hydraulischen Bedingungen wird klassisch über das Shieldsdiagramm [2] abgeschätzt. Dieses gründet auf dimensionsanalytischen Überlegungen, wonach die für den Transport verantwortlichen Parameter der Korndurchmesser  $d_s$  und die Korndichte  $\rho_s$ , die Schub-

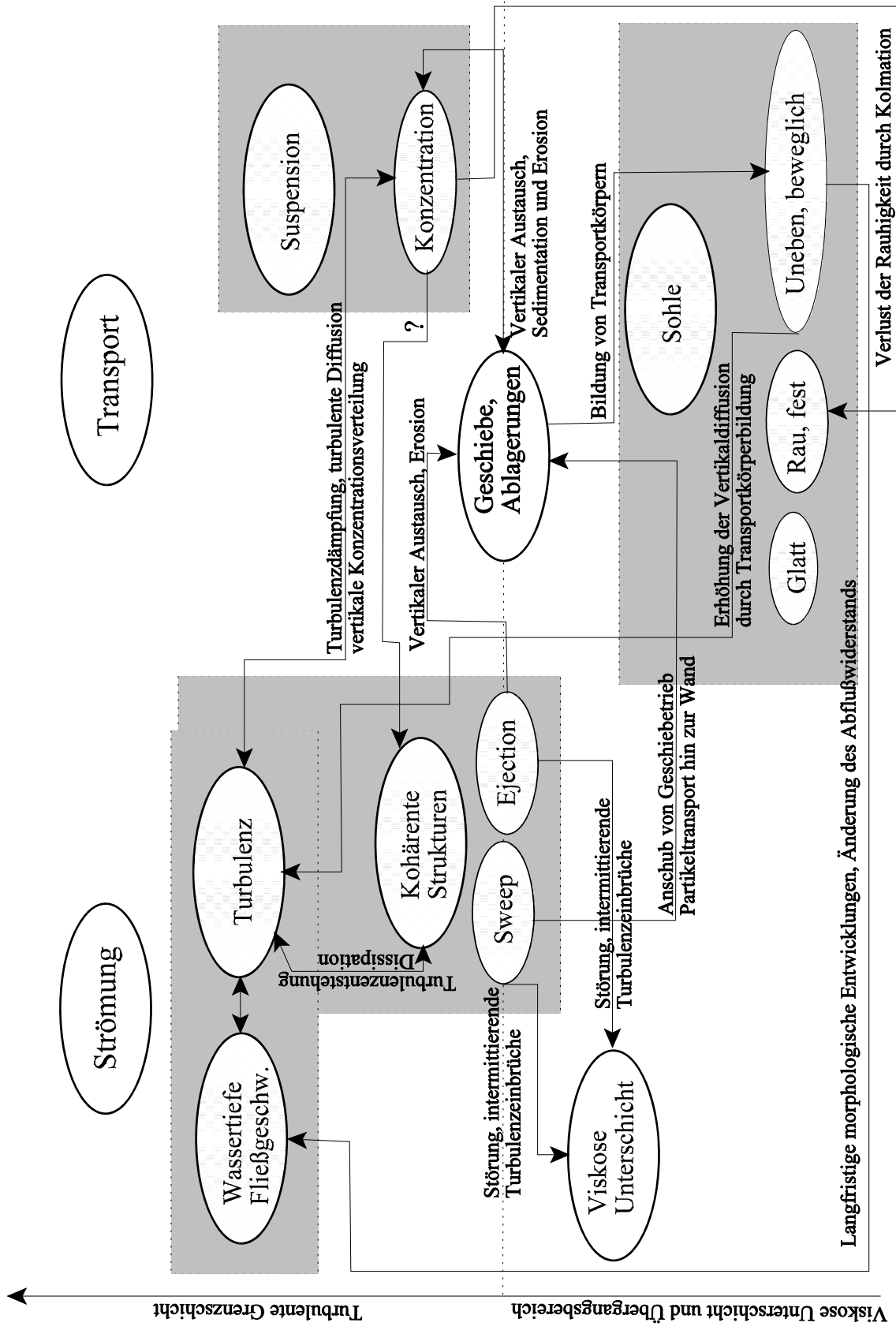


Abb. 1.2 Schematische Darstellung transportrelevanter Prozesse und ihrer Interaktionen

spannungsgeschwindigkeit  $u_*$ , die um den Auftrieb reduzierte Gewichtskraft pro Volumeneinheit, sowie die kinematische Zähigkeit  $\nu$  sind. Mit Hilfe von Laborversuchen wurde ein Diagramm angefertigt, welches, nach subjektiver Einschätzung des Autors, den Beginn der Bewegung für 50% der an der Sohle sich befindenden Partikel markiert. Dabei wird, für diesen bewegungskritischen Zustand, das Verhältnis der auf das Partikel wirksamen Strömungskräfte zur Gewichtskraft des Partikels, der sog. Shieldsparameter, über der sogenannten Reynoldszahl des Korns  $Re_* = u_* d_s / \nu$  aufgetragen. Daraus lassen sich die transportkritischen Schubspannungen für eine gegebene Korngröße ermitteln.  $Re_*$  ist dabei proportional dem Verhältnis von Korngröße  $d_s$  und Dicke  $\delta_v$  der viskosen Unterschicht.

Bemerkenswert und interessant hinsichtlich tiefergehender Betrachtungen der hydraulischen Verhältnisse in dieser Unterschicht, ist die Tatsache, dass der Shieldsparameter ein Minimum bei  $Re_* \sim 12$  hat. Mit anderen Worten sind die zur Mobilisierung der Partikel notwendige Strömungskräfte im Verhältnis zum Eigengewicht genau dann minimal, wenn der Korndurchmesser der Ausdehnung der viskosen Unterschicht (ohne Übergangsbereich) bei glatter Sohle entspricht. Dies ist übereinstimmend mit der Shields noch nicht bekannten Tatsache, dass turbulente Fluktuationen und deren Korrelationen hier maximale Werte erreichen [3], [4], [5]. Dies legt nahe, stochastische Betrachtungen wie sie z.B. bei [58], [59] zu finden sind, mit einzubeziehen. Von mehreren Autoren wurden erweiterte Shieldsdiagramme mit dimensionslosen Größen, welche die für die turbulente Grenzschicht charakteristischen Parameter Wassertiefe  $h$  und mittlere Fließgeschwindigkeit  $\langle u \rangle$  enthalten, entwickelt, während Shields nur die Wandparameter (englisch : inner variables)  $u_*$  und  $\nu$  verwendet hat. Dabei wurden zum Teil auch der Bewegungszustand, wie Suspension oder Geschiebe, sowie die verschiedenen Transportkörperformen in die jeweiligen Diagramme eingezeichnet. Siehe dazu z.B. [6], [7], [8], [9], [10]. Eine recht kompakte, wenn auch nicht vollständige Darstellung, ist bei Yang [7] zu finden.

Alle diese Arbeiten beschränken sich auf qualitative Aussagen und geben keine quantitative Auskunft über Transportraten oder die Wechselwirkung zwischen den Transportarten, wie z.B. dem Massenaustausch zwischen Sohl nah transportierten und suspendierten Partikeln oder der vertikalen Verteilung der Konzentration.

### **Quantitative Erfassung**

Quantitative Aussagen über die Transportraten finden sich zunächst für den Geschiebetransport. Dabei hängt die Geschiebetransportrate nach Meyer-Peter und Müller davon ab, wie weit die Strömungskräfte den kritischen Wert zum Erreichen des Bewegungsbeginns der betrachteten Kornfraktion überschreiten [11]. Einstein [12] beschreibt die Transportrate von Geschiebematerial durch Wahrscheinlichkeitsansätze die bereits eine intermittierende Transportbewegung, sowohl räumlich, als auch zeitlich, voraussetzen und die Strömungskräfte aus logarithmischen Geschwindigkeitsprofilen für rauhe Sohlverhältnisse herleitet. Vor allem letzterer Ansatz beinhaltet zahlreiche empirische Faktoren, die aus Experimenten gewonnen wurden. Beide Ansätze liefern die Transportkapazität für gegebene hydraulische Parameter und Materialeigenschaften des Korns, setzen also eine hinreichend große Verfügbarkeit an Sohlmaterial voraus.

Die Bestimmung der Transportraten für suspendierte Partikel wird in manchen Ansätzen aus der Geschiebetransportrate abgeleitet, so zum Beispiel bei Einstein [13]. Dabei wird eine Beziehung zwischen der sohl nahen Konzentration  $C_a(y=a)$  und der Geschiebetransportrate hergestellt und

die Fracht an suspendiertem Material aus der vertikalen Gleichgewichtsverteilung der Konzentration ermittelt. Diese geht zurück auf Rouse [14] und basiert auf der analytischen Lösung der 1-dimensionalen Dispersionsgleichung unter Annahme eines lokal ausgebildeten Gleichgewichts zwischen turbulent dispersiven und schwerkraftbedingten Massenströmen. Da die rechnerischen Ansätze für den turbulenten Diffusionskoeffizienten an der Wand immer Null liefern, beginnt die Integration der Vertikalprofile bei einem willkürlich angenommenen Wert  $y=a$ , der bei verschiedenen Autoren unterschiedlich gewählt wird, siehe z.B. [14], [13]. Da diese Ansätze an die Transportkapazität von Geschiebe gekoppelt sind, können sie keine direkte Auskunft über die Konzentration von suspendierten Partikeln liefern, die nicht im Gleichgewicht mit einer Sohle beliebig hoher Sedimentverfügbarkeit stehen, da hierfür Informationen über die Austauschraten zwischen den einzelnen Formen des Sedimenttransports nötig sind.

Eine anderer physikalischer Ansatz geht von der Tatsache aus, dass nur die Turbulenzdissipation die notwendige mechanische Arbeit leisten kann, die zur Aufrechterhaltung einer Partikel-suspension notwendig ist [15], [16], [17]. Die Konzentration stellt sich dabei so ein, dass ein bestimmter Anteil der turbulenten Dissipation, der experimentell ermittelt wurde, zur Aufrechterhaltung der Suspension beitragen kann. Yangs "unit stream power" Theorie geht davon aus, dass ein alluviales System sich so einstellt, dass die Dissipation pro Einheitsgewicht des Fluides stets ein Minimum hat. Yang liefert eine Berechnungsgrundlage, basierend auf dimensionsanalytischen Überlegungen und der Auswertung von Labor- und Feldmessungen, die eine Beziehung zwischen der Konzentration und den hydraulischen und kornspezifischen Parametern herzustellen erlaubt, die eine quantitativ Beschreibung morphologischer Gleichgewichtszustände ermöglicht [7].

### **Grundlegende Transportmechanismen und Wechselwirkungen mit turbulenten Strömungen**

Neben diesen, praxisnahen Fragestellungen nach Transportzustand und -raten, hat sich ein Forschungszweig entwickelt der sich mit eher grundlegenden Fragestellungen von Turbulenz und deren Wechselwirkung mit dem Sedimenttransport beschäftigt. Die Lücke im Verständnis der Strömung im Bereich unmittelbarer Wandnähe, wo eine mehr oder weniger isotrope Turbulenz in einen von viskosen Kräften dominierten Bereich übergeht, wurde nicht zuletzt durch die Entwicklung räumlich und zeitlich hochauflösender messtechnischer Methoden, wie z.B. der Laser-Doppler-Anemometrie, wenigstens auf deskriptive Weise geschlossen.

Dies ist besonders deswegen sehr wichtig, da dieser Bereich, zumindest für nicht zu große Partikel, einen wesentlichen Einfluß auf den Sedimenttransport hat. Das Auffinden von kohärenten Strukturen in turbulenten Grenzschichten [18], [3], hat Untersuchungen angeregt, die, zunächst durch Visualisierung von Partikelbewegungen, Einblick in den sohnahen Transport von Partikeln geben. Dabei hat sich gezeigt, dass Phasen des intermittierend auftretenden turbulenten Burstzyklusses Partikel aus der viskosen Unterschicht aufnehmen und in die turbulente Grenzschicht "emittieren" kann, wo sie, zumindest zeitweise, in Suspension transportiert werden [4], [19][20].

Ferner konnten man in den kohärenten Strukturen die Ursachen für geordnete, sohnnahe Sedimentbewegung erkennen. Dazu zählen mikroskalige Wirbelstrukturen die auf die unmittelbare Wandnähe beschränkt sind und beispielsweise zur linienförmigen Gruppierung von Partikeln

entlang sog. low-speed streaks bei kleinen Partikeln und hydraulisch glatten Randbedingungen führen [4][21].

Großskalige, mit kohärenten Strukturen in Verbindung gebrachte Wirbelstrukturen, die die Größenordnung der Ausdehnung der turbulenten Grenzschicht erreichen können, werden für die Entstehung von Transportkörpern wie z.B. Dünen verantwortlich gemacht, siehe z.B. [6], [22] und [21]. Vereinzelt sind Ansätze bekannt, diese Strukturen, d.h. deren bekannten Zeit- und Längenskalen, zur Klassifizierung der unterschiedlichen Arten von Sedimenttransport [20] oder zur Formulierung vertikaler Massenströme zwischen Sohle und Wasserkörper [23], [24] heranzuziehen. Im Bereich Geschiebetransport existieren hierzu ebenfalls neuere Berechnungsansätze [25]

Die Entwicklung akustischer Strömungs-Dopplermessungen [26] ermöglicht seit ca. 10 Jahren zunehmend auch Messungen an sedimentbeladenen Strömungen bei höheren Konzentrationen. Daraus resultierten zahlreiche Arbeiten über Wechselwirkungen zwischen Partikeln und Turbulenz, namentlich die, schon in früheren Zeiten diskutierte Abhängigkeit des turbulenten Vertikaldiffusionskoeffizienten von der Konzentration. Es konnte gezeigt werden, dass dieser für Suspensionen kleiner ist als der des Impulsaustauschs, nämlich die Wirbelviskosität, aber bei beweglicher Sohle und Vorhandensein von Transportkörpern diese überschreiten kann [27]. Desgleichen existieren Untersuchungen über Fluktuationen der Konzentration bei Suspensionen [28], [29], [30].

Diese Arbeiten sind aber, wie bereits erwähnt, auf die Erforschung dieser grundlegenden Wechselwirkungen zwischen Partikeln und Strömung fixiert und können nicht unmittelbar zur Beantwortung praxisrelevanter Fragestellungen herangezogen werden. Hierfür benötigt man im Allgemeinen die quantitative Formulierung der vertikalen Massenströme, also der Sedimentations- und Erosionsraten. So ist beispielsweise noch nicht hinreichend geklärt welche Gleichgewichtskonzentration sich bei einer Zugabe suspendierter Feststoffe in einem Kanal einstellt, wenn diese nicht im morphologischen Gleichgewicht mit Sohlmaterial von quasi beliebig großer Verfügbarkeit sind. Experimentelle Untersuchungen von Westrich und Juraschek [16] zielen in diese Richtung.

Ferner ist die Frage, wie Korngrößengemische transportiert werden nicht beantwortet. So werden bei praktisch allen Untersuchungen entweder weitgehend monodisperse Materialien verwendet, was bei der großen Variabilität der Partikelmassen in unterschiedlichen Intervallen des Korngrößenspektrums auch bei vermeintlich engen Verteilungen nur bedingt die Angabe einer mittleren Korngröße rechtfertigt, oder es wird zwar die Sieblinie des verwendeten Versuchsmaterials angegeben, nicht aber auf vertikale Selektionsmechanismen während des Versuchsablaufs eingegangen. Die messtechnische Erfassung von Konzentrationen ist aber in der Regel stark von der Zusammensetzung des Materials abhängig, so tragen beispielsweise bei Trübungsmessungen, die häufig zur Konzentrationsbestimmung dienen, die Feianteile überproportional zur Gesamttrübung bei, so dass im Falle einer verstärkt stattfindenden Sedimentation der Grobanteile die Trübung fast vollständig erhalten bleibt, während die Gesamtkonzentration merklich abgefallen ist.

Die Versuchsbedingungen, wie man sie in Laborgerinnen vorfindet stellt ebenso einen Spezialfall des Sedimenttransports dar, da man darauf angewiesen ist, entweder eine permanente Zufuhr von Sedimentmaterial bei endlicher Gerinnelänge, oder ein rezirkulierendes System zu

realisieren. Gleichgewichtszustände, hier sind nicht nur morphologische Gleichgewichtszustände gemeint<sup>2</sup>, die sich in diesen Systemen einstellen unterscheiden sich aber zum Teil erheblich von den Idealzuständen einer räumlich unendlich ausgedehnten, gleichförmigen Strömung, die diese eigentlich repräsentieren sollen. In der Literatur wird dieser Aspekt im Allgemeinen nicht diskutiert. Einzig Kreisgerinne, bei denen keine Pumpen zum Einsatz kommen, sondern die obere Bewandung (Deckel) eines zu einem Ring geschlossenen Gerinnes rotiert, können diesem Ideal relativ nahe kommen, wurden aber aufgrund anderweitiger Überlegungen realisiert [31] und sind technisch, aufgrund auftretender Sekundärströmungen, verursacht durch die unterschiedlichen Radien der vertikalen Berandungen, schwer zu beherrschen.

### 1.3 Vorgehensweise und Zielsetzung der Untersuchung

Ziel dieser Untersuchung ist es daher, unter kontrollierten Laborbedingungen und unter Hinzunahme einer einzelpartikelbezogenen Messmethode die Gleichgewichtszustände beim Suspensatransport unter Berücksichtigung der vertikalen Selektionsmechanismen für eine feste, glatte und rauhe Sohle zu diskutieren. Auf morphologische Gleichgewichtszustände im Sinne der Evolution eines alluvialen Flußbettes soll dabei nicht eingegangen werden.

Es soll insbesondere geklärt werden welche Anteile des zugegebenen Korngrößenspektrums in Suspension und welche zur Ablagerung kommen, bzw. sohnah transportiert werden. Die Variation der Zugabemenge soll dabei zeigen, inwiefern sich dadurch eine Verschiebung der Korngrößenverteilung ergibt, wie sie sowohl bei energetischen Ansätzen, als auch bei den klassischen Schwellwertkonzepten in Form einer ablagerungsfreien Grenzkonzentration zu erwarten ist. Die Bewegung wandnaher Partikel wird, wegen der hohen Trübung, mittels eines selbst entwickelten Partikelsensors beobachtet.

Der Einfluß der Laborbedingungen, hier eine zirkulierende Gerinneströmung, auf die Messergebnisse wird diskutiert und mittels eines einfachen 2-dimensional instationären numerischen Transportmodells abgeschätzt. Die numerischen Modellierung umfaßt dabei auch eine Formulierung der wandnahen, vertikalen Stoffflüsse, die auf den Zeit- und Längenskalen des turbulenten Burstzyklusses aufbauen und mit herkömmlichen, auf flächengemittelte Austauschterme basierenden Ansätzen verglichen wird.

Die Lücke zwischen vorhandenen, aus dimensionsanalytischen Ansätzen herrührenden empirischen bzw. semiempirischen Ansätzen und den grundlagenorientierten, im Falle kohärenter Strukturen und deren Wechselwirkungen mit dem Transport von Feinsedimenten größtenteils deskriptiven Ansätzen, zu schließen wird dabei nicht beansprucht und ist Gegenstand zukünftiger Forschungsaktivitäten.

---

<sup>2</sup> Es sei darauf hingewiesen, dass zwischen langfristig sich einstellenden morphologischen Gleichgewichtszuständen einer alluvialen Sohle und dem Transportgleichgewicht bei fester Sohle, unterschieden werden muß

## 2 Grundlagen der Gerinneströmung und des Sedimenttransports

### 2.1 Turbulente Gerinneströmung

Die turbulente, gleichförmige Gerinneströmung kann näherungsweise mittels des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils (Gl. 2.1) beschrieben werden. Dieses gilt streng genommen nur in der Grenzschicht mit angenommener, isotroper Turbulenz. Abweichungen davon, wie sie z.B. durch "Coles wake function"  $w(y/h)$  in [3] beschrieben sind, sind für die im Rahmen dieser Arbeit diskutierten Belange von untergeordneter Bedeutung und werden nicht weiter erörtert

$$\frac{u(y)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \log\left(\frac{y}{v} u_*\right) + C + w(y/h) \quad (2.1)$$

Mit  $u(y)$  und  $u_*$  wird das vertikale Geschwindigkeitsprofil, sowie die Schubspannungsgeschwindigkeit bezeichnet, welche mit der Sohlschubspannung  $\tau_0$  durch die Beziehung  $\tau_0 = u_*^2/\rho$  verknüpft ist. Die Wassertiefe ist mit  $h$  bezeichnet. Die Kármánsche Konstante  $\kappa$  wird in der Literatur mit  $\kappa=0,4$  angegeben, die Integrationskonstante  $C$  mit  $C = 5,5$ , wobei beide durch zahlreiche experimentelle Untersuchungen ermittelt worden sind [32], [3].

Für den vertikalen Verlauf der turbulenten Impulsdiffusion (Wirbelviskosität)  $\varepsilon_y(y)$  ergibt sich unter Verwendung der Parametrisierung der Reynoldsspannungen nach Boussinesq und des logarithmischen Geschwindigkeitsprofils folgende Gleichung [3] :

$$\varepsilon_y(y) = \beta u_* \frac{y}{h} (h - y) \quad (2.2)$$

Der häufig angegebene Tiefengemittelte Wert  $\langle \varepsilon_y \rangle$  ergibt sich durch Integration über die Wassertiefe  $h$  zu

$$\langle \varepsilon_y \rangle = \frac{1}{6} \kappa u_* h \quad (2.3)$$

Zur Charakterisierung von Experimenten mit suspendierten Partikeln ist es von wesentlicher Bedeutung, das Verhältnis zwischen Partikelgröße und der Mikroskala der Turbulenz nach Kolmogoroff, zu kennen, da dieses entscheidend die möglichen Wechselwirkungen zwischen Teilchen und Strömung bestimmt. Ist dieses kleiner eins, verhalten sich suspendierte Partikel eher wie ein passiver Tracer. Die Rückwirkungen des Suspensatransports auf die Turbulenz sind dabei, für kleinere Konzentrationen zumindest, oft vernachlässigbar. Die Kolmogoroffsche Mikroskala ist definiert als

$$\eta = \left(\frac{v^3}{\varepsilon}\right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.4)$$

, wobei mit  $\varepsilon$  die turbulente Dissipation und mit  $v$  die Viskosität des Fluids bezeichnet ist. Es wird sich im folgenden noch zeigen, dass für die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimente für die Korngröße  $d_s$  der verwendeten Partikel gilt :  $d_s \leq \eta$ .

## Einfluß viskoser Kräfte

Mit zunehmender Annäherung an die Gerinnesohle gewinnen viskose Kräfte an Einfluß. In diesem Bereich sind die Annahmen einer isotropen Turbulenz und die Erkenntnisse der Theorie turbulenter Grenzschichten nicht mehr gültig [32, 21]. Da eine vollständige Theorie der Turbulenz noch nicht gefunden ist, kann in diesem Bereich nur für den Grenzfall einer laminaren Strömung in unmittelbarer Sohlnähe eine quantitative Formulierung angegeben werden. Hier gilt das lineare Wandgesetz, nach welchem die Strömungsgeschwindigkeit mit zunehmendem Abstand von der Sohle linear ansteigt :

$$\frac{u}{u_*} = \frac{y u_*}{\nu} \quad (2.5)$$

Der Gültigkeitsbereich dieser Beziehung wird bei van Driest [33] mit  $y u^*/\nu \leq 26$  angegeben. Auch innerhalb dieses Bereichs kann nicht von einer rein laminaren Strömung ausgegangen werden, vielmehr verhält sich lediglich die zeitgemittelte Fließgeschwindigkeit nach diesem Gesetz [32], Wechselwirkungen mit Turbulenzelementen sind hier durchaus gegeben und manifestieren sich in Form von zeitlich und räumlich geordneten Wirbelstrukturen, welche in der Fachliteratur als kohärente Strukturen bekannt sind [3]. Zwischen  $y u^*/\nu = 26$  und ca. 75 liegt der Übergangsbereich zwischen einer durch viskose Kräfte dominierten Strömung und einer voll turbulenten Strömung, in welcher die viskosen Spannungen gegenüber den turbulenten Scheinspannungen vernachlässigbar klein sind.

### Normierte Schreibweise für Wandparameter (“+“ Notation)

Die in der Fachliteratur verwendete Bezeichnungsweise, nach welcher die mit den Wandparametern  $\nu$  und  $u_*$ , auch innere Variablen (“inner variables”) genannt, normierten Größen mit einem hochstehenden  $^+$  gekennzeichnet sind, wird hier übernommen und soll kurz erläutert werden. Aus Kombination dieser Größen können neue Größen, welche die Dimensionen einer Geschwindigkeit ( $u_*$ ), einer Zeit ( $\nu/u_*^2$ ), einer Frequenz ( $\nu/u_*^2$ )<sup>-1</sup> oder einer Länge ( $\nu/u_*$ ) haben, gebildet werden. Mit diesen Größen normierte Variablen werden mit dem hochgestellten  $^+$  bezeichnet. So stellt z.B.  $y^+=y u_*/\nu$  eine normierte Länge,  $u^+=u/u_*$  eine normierte Geschwindigkeit usw. dar. Das lineare Wandgesetz (Gl.2.5) schreibt sich unter Verwendung dieser Definition z.B. als  $u^+ = y^+$ .

## 2.2 Grundlagen zum Sedimenttransport

### Bewegungsbeginn von Partikeln an der Sohle

Das klassische Verfahren zur Beurteilung der Sedimentbewegung stellt die Anwendung des Shields-Diagrammes dar. Es entspringt dimensionsanalytischen Überlegungen und ist von Shields [2] 1936 entwickelt worden. Die Ursache für Partikelbewegung sind demnach die Kräfte, welche von der Strömung auf die Partikelbeladene Sohle wirkt. Die ursprüngliche Arbeit von Shields bestand darin, den Bewegungsbeginn von Sohlpartikeln unterschiedlicher Größe experimentell zu ermitteln. Als maßgebliche Parameter wurden von Shields die Dichte von Fluid und Partikel,  $\rho_f$  und  $\rho_s$ , die Sohlschubspannung  $\tau_0$ , die Zähigkeit  $\nu$  der Flüssigkeit sowie die Gewichtskraft der Partikel mit dem Durchmesser  $d_s$ , identifiziert. Daraus resultieren formal zwei dimensionslose Größen, welche als Shieldsparameter  $\Theta$  und Partikelreynoldszahl  $Re_p$



bezeichnet werden :

$$\Theta = \frac{u_*^2 \varrho_f}{(\varrho_s - \varrho_f) g d_s} \quad Re_p = \frac{d_s u_*}{\nu} \quad (2.6a,b)$$

Anschaulich betrachtet ist  $\Theta$  proportional dem Verhältnis zwischen Strömungskraft und der Gewichtskraft des Partikels, während  $Re_p$  proportional dem Verhältnis von Partikelgröße und Ausdehnung der viskosen Unterschicht ist. Stellt man diese Parameter in Form eines Diagramms für die Situation beginnender Sedimentbewegung dar, so erhält man das klassische Shieldsdiagramm, wie es in vielen Büchern, z.B. [7], dargestellt ist. Das Shieldsdiagramm wurde von zahlreichen Autoren erweitert und modifiziert. So existieren erweiterte Shieldsdiagramme, beispielsweise mit Geschiebe - Suspensionsübergang [35] oder mit markierten Bereichen für verschiedene Formen von Transportkörperbewegungen [3]

### Transport suspendierter Partikel

Die stationäre, eindimensional- vertikale Advektions-Diffusionsgleichung für die Konzentration  $C(y)$  lautet :

$$v_s \frac{\partial C}{\partial y} = - \frac{\partial}{\partial y} \left[ \varepsilon_y(y) \frac{\partial C}{\partial y} \right] \quad (2.7)$$

In einem abgeschlossenen System ohne äußere Sedimentzufuhr kann die partielle Differentiation nach  $y$  fortgelassen werden, da die Summe der Massenströme an jedem Punkt identisch verschwindet. Die Integration geht auf Rouse [14] zurück und liefert mit der Wirbelviskosität (Gl.2.2) folgendes Ergebnis :

$$C(y) = C_a \left[ \frac{h-y}{y} \frac{a}{h-a} \right]^{Ro} \quad (2.8)$$

$C_a$  bezeichnet die Referenzkonzentration bei  $a=0.05 h$  und  $Ro = \kappa^{-1} v_s/u_*$  wird Rousezahl genannt. Der Wert  $C(y=h/2)/C_a = 0,5$  ergibt sich für eine Rousezahl von ca.  $Ro=1/4$ . Abweichungen des turbulenten Diffusionskoeffizienten für den Partikeltransport von der Wirbelviskosität werden in der Literatur z.B. bei Cellino [29] behandelt und zeigen eine Dämpfung bei Vorhandensein von Teilchen.

### Sinkgeschwindigkeit des Einzelpartikels

Entscheidend für die Partikelsedimentation ist die terminale Sinkgeschwindigkeit  $v_s$  des Einzelpartikels in einem ruhenden Fluid. Diese ist Abhängig vom Widerstandsbeiwert  $c_D$  [14]:

$$v_s = \sqrt{\frac{11}{3} \frac{\rho_s - \rho_f g d_s}{\rho_f c_D}} \quad (2.9)$$

Für  $c_D$  wird im Rahmen dieser Arbeit der Ansatz nach Oseen [35] verwendet, dessen Gültigkeitsbereich für Reynoldszahlen  $Re_s = v_s d_s / \nu \leq 100$  angegeben wird :

$$c_D = \frac{24}{Re} \sqrt{1 + \frac{3}{16} Re_s} \quad (2.10)$$

### Sedimentationsraten

Ausgehend von der Vorstellung, dass ab einer gewissen Sohlschubspannung  $\tau_{cs}$  Schwebstoffpartikel ablagerungsfrei transportiert werden, wird die Sedimentationsrate als Funktion der Abweichung der Sohlschubspannung  $\tau_0$  von dieser kritischen Sohlschubspannung  $\tau_{cs}$  formuliert. Folgender Ansatz geht auf Krone [36] und Partheniades [37] zurück, wobei auch hier mit  $C_a$  die sohlnahe Konzentration bezeichnet wird :

$$S = v_s C_a \left( 1 - \frac{\tau_0}{\tau_{cs}} \right) \quad \text{für } \tau_0 < \tau_{cs} \quad (2.11)$$

$$S = 0 \quad \text{für } \tau_0 \geq \tau_{cs}$$

### Energiekonzept

Zur Aufrechterhaltung des Suspansatransports muß an den Partikeln kontinuierlich mechanische Arbeit gegen die Schwerkraft geleistet werden. Die einzige in Betracht kommende Quelle dieser Leistungszufuhr ist die Wechselwirkung mit der turbulenten kinetische Energie der Strömung. Ein von Westrich und Juraschek [16] entwickelter Ansatz geht davon aus, dass ein bestimmter Anteil der turbulenten kinetischen Energie zur Aufrechterhaltung der Partikelsuspension aufgebracht wird. Dieser Anteil wird mit  $k_1$  bezeichnet. Übersteigt die, für die Partikelsuspension erforderliche mechanische Arbeit diesen Wert, so verringert sich die Konzentration suspendierter Feststoffe auf den Wert  $C_{gr}$ .

$$C_{gr} = k_1 \frac{\tau_0 \langle u \rangle \rho_s}{(\rho_s - \rho_f) g v_s h} \quad (2.12)$$

$C_{gr}$  ist also die maximal mögliche Konzentration von Partikeln mit einer Sinkgeschwindigkeit  $v_s$ , welche noch ablagerungsfrei transportiert werden kann. Mit  $\langle u \rangle$  wird hierbei die mittlere Fließgeschwindigkeit bezeichnet. Umgekehrt folgt aus (2.12) , dass für eine vorgegebene Konzentration  $C$  mindestens eine Sohlschubspannung  $\tau_{0gr}$  für einen ablagerungsfreien Transport erforderlich ist. Die Anwendung dieses Konzeptes auf Korngrößengemische ist schwierig, da hier ein Zuordnung der spektralen Anteile der turbulenten Energie zu den Korngrößen der Partikel erfolgen müßte.

### Erosionsraten

Für die Erosion von Sohlmaterial ist das Überschreiten einer kritischen Strömungskraft erforderlich. Üblicherweise angewendete Ansätze formulieren daher die Erosionsrate in Abhängigkeit des Sohl Schubspannungsüberschusses  $\tau_0 - \tau_{ce}$ . Folgender Ansatz geht auf Kuijper et. al. [38] zurück.

$$E = \varepsilon_m \left( \frac{\tau_0 - \tau_{ce}}{\tau_{ce}} \right)^n \quad \text{für } \tau_0 > \tau_{ce} \quad (2.13)$$

$$E = 0 \quad \text{für } \tau_0 \leq \tau_{ce}$$

Der Erosionsbeiwert  $\varepsilon_m$ , sowie der Exponent  $n$  sind dabei Materialspezifische Größen und müssen experimentell bestimmt werden, was insbesondere für kohäsives Material gilt.

### 2.3 Einfluß kohärenter Strukturen auf den Sedimenttransport

Im wandnahen Bereich turbulenter Strömungen gibt es geordnete Fluidbewegungen, welche aus räumlich und zeitlich korrelierten Wirbelstrukturen bestehen. Die damit einhergehenden hydraulischen Instabilitäten sind für die Turbulenzproduktion von entscheidender Bedeutung und beeinflussen den Partikeltransport im sohlernen Bereich.

Im folgenden solle ein stark vereinfachte Beschreibung dieser Phänomene erfolgen, welche auf Yalin [6] und Gyr [20], [21] zurückgeht und die bisherigen Erkenntnisse bezüglich deren Einfluß auf den Sedimenttransport zusammengefaßt werden. Demnach besteht eine Gerinneströmung aus räumlich alternierenden Gebieten, die sich durch Fluidgeschwindigkeiten auszeichnen, welche größer oder kleiner als der zeitliche Mittelwert sind. In Abb. 2.1 sind diese Bereiche und die zugehörigen Vertikalprofile qualitativ dargestellt.

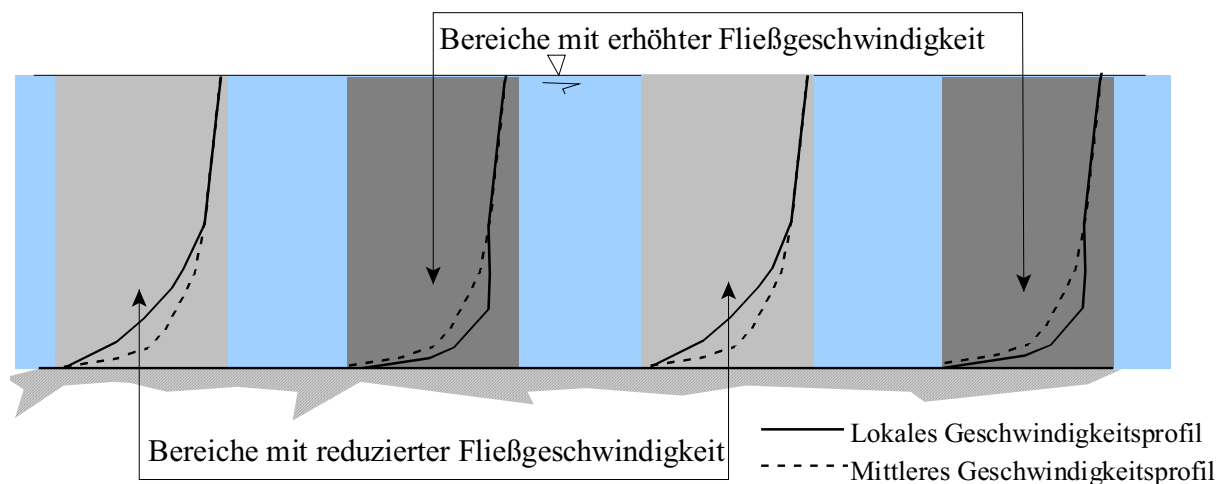


Abb.2.1 : Bereiche unterschiedlicher Geschwindigkeiten (Nach M. S. Yalin [6])

Natürlich kann die in der Abb. 2.1 gezeigte Situation nicht stabil sein, vielmehr kommt es zu einer Überlagerung der Bereiche unterschiedlicher Strömungsgeschwindigkeiten. Dies ist in

Abb. 2.2 dargestellt. Die mit Pfeilspitzen dargestellten Fluidbewegungen beziehen dabei sich auf die Sichtweise eines mitbewegten Beobachters.

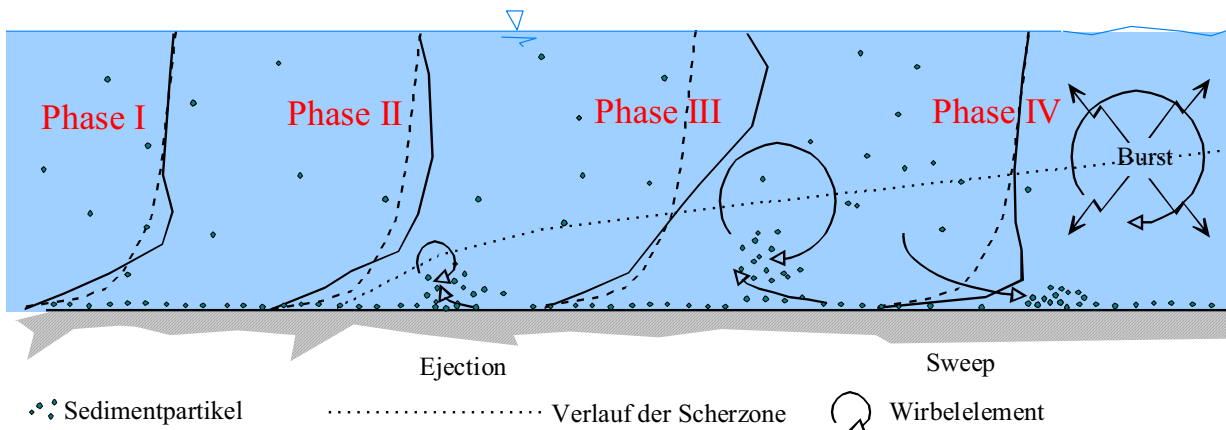


Abb. 2.2 : Phasen des Burstzyklus (schematisch, nicht Maßstäblich, auf 2 Dimensionen reduziert)

Durch das Aufeinandertreffen von hohen und geringeren Geschwindigkeiten kommt es zu einer ausgeprägten Scherströmung mit Ausbildung einer Kelvin- Helmholtz'schen Instabilität und der dadurch bedingten Ausbildung eines Wirbelelements (Phase II). Damit verbunden ist eine weitere Deformation des Geschwindigkeitsprofils und eine sohnnahe, positive vertikale Geschwindigkeitskomponente  $v$  und eine gegenüber der mittleren Geschwindigkeit reduzierte horizontale Komponente  $u$  (dargestellt als Phase II, III). Diese Merkmale kennzeichnen ein in Sohnähe auftretendes Ereignis, welches in der englischsprachigen Fachliteratur als "Ejection" bezeichnet wird und hier im folgenden als aufwärtsgerichtetes Ereignis, abgekürzt AuE, bezeichnet wird. Diese Ereignisse wechselwirken mit den Partikeln an der Sohle und können, je nach Partikelgröße und Intensität der Ereignisse, zu einer Partikelsuspension beitragen. Aus Kontinuitätsgründen folgt als letzte Phase des Burstzyklus ein Ausgleich der Bereiche durch eine sohnnah gerichtete, strahlartige Strömung, welche in sohnähe eine negative Geschwindigkeitskomponente  $v < 0$  und eine erhöhte Vertikalkomponente  $u > \langle u \rangle$  aufweist und aus der Literatur als "Sweep" bekannt ist und unter anderem für den Anschlag der Geschiebebewegung verantwortlich gemacht wird. Hier soll es als abwärts gerichtetes Ereignis, kurz AbE, bezeichnet werden. Es liegt nun wieder ein Geschwindigkeitsprofil vor, bei welchem die Geschwindigkeit höher ist als es dem Zeitmittel entspricht. Somit ist der Zyklus geschlossen. Der dargestellte Wirbel kann eine vertikale Ausdehnung haben, welche maximal der Wassertiefe entspricht bevor er seine Struktur verliert und seine Energie dissipiert.

### Geordnete Strukturen im wandnahen Bereich

Für den Partikeltransport in Wandnähe sind Strukturen im viskositätsbeeinflussten Bereich von Bedeutung. Zahlreiche Beobachtungen linienartiger Gruppierung von Partikeln und der Bildung unterschiedlicher Formen von Transportkörpern sind in der Literatur erwähnt, wobei hier stellvertretend eine ausführliche Arbeit von Gyr [21] erwähnt sein soll. Demnach existieren, zumindest bei glatter Sohle, longitudinale, paarweise gegenseitig rotierende Wirbelstrukturen mit einem Durchmesser von ca.  $30^+$  und einem Abstand von ca.  $100^+$ , welche durch die Umlen-

kung der abwärtsgerichte Strömung der AbE entstehen und einen zunächst Hufeisenförmigen Wirbel bilden, der sich im Laufe der Zeit von der Sohle ablöst.

Nach Gyr ist die Intensität der AuE und AbE verantwortlich für den sohnahen Partikeltransport, sowie für die Bildung von Transportkörpern. Bei geringer Intensität (diese muß in Relation zur Partikelmasse gesehen werden) erfolgt eine leichte Deformation der Sohle in Form eines regelmäßigen Musters, das der Oberfläche einer Orangenhaut gleicht und als "orange peel pattern" bezeichnet wird. Bei Erhöhung der Sohlschubspannung beginnen die Partikel sich zu bewegen und gruppieren sich zwischen den oben genannten Wirbeln zu Linienmustern, welche eine begrenzter Lebensdauer aufweisen, sich aber bei durchlaufen des Burstzyklus stets neu formieren. Eine weitere Erhöhung von  $u_*$  führt dann zur Ausbildung von Riffelkörpern.

Quantitative Aussagen zu charakteristischen Zeit- und Längenskalen der Prozesse sind bei [4], [3], [20] und [21] dokumentiert. Folgend sind einige Beziehungen für die charakteristischen Zeit- und Längenskalen der Prozesse aufgeführt.

Burstperiode nach Nino und Garcia [4] :

$$T_b = 333 \frac{v}{u_*^2} \quad (2.14)$$

Longitudinale Ausdehnung der erosiv wirksamen Scherzone nach [4]

$$x_{lb} = 100 \frac{v}{u_*} \quad (2.15)$$

Lebensdauer der erosiven Phase (AuE) nach [4]

$$t_{lb} = 70 \frac{v}{u_*^2} \quad (2.16)$$

Fortschrittsgeschwindigkeit der AuE in Strömungsrichtung

$$u_b = 10 u_* \quad (2.17)$$

Wellenlänge  $\lambda_x$  der kohärenten Strukturen nach [6], wobei  $\lambda_x^{-1}$  auch als Wellenzahl bezeichnet wird

$$\lambda_x = 3 \div 6 h \quad (2.18)$$

### 3. Partikelmessungen

#### 3.1 Korngrößenanalysen

Zur messtechnischen Erfassung der Korngrößenverteilung, sowie der Partialkonzentrationen suspendierter bzw. abgelagerter oder in unmittelbarer Wandnähe transportierter Partikel, hier Quarmehl im Bereich  $0\div 200\mu\text{m}$ , ist es von großer Bedeutung, die Funktionsweise des verwendeten Partikelmessgerätes zu kennen. Die Interpretation der Messwerte hinsichtlich der Bestimmung von Konzentrationen suspendierter Partikel erfordert Kenntnis über den Zusammenhang zwischen gemessener Partikelgröße und dem tatsächlichen Feststoffvolumen der nicht sphärischen Teilchen, da ansonsten systematische Fehler unvermeidlich sind. Das Gerät Partmaster L<sup>1</sup> basiert auf dem Prinzip der optischen Korngrößenmessung an Einzelpartikeln und ist in [39] und [63] beschrieben. Dabei wird mittels einer Dosierpumpe ein einstellbares Probenvolumen durch eine Messküvette transportiert (s. Abb. 3.1). Die Verengung vor dem eigentlichen Messvolumen bewirkt eine Beschleunigung des Flüssigkeitsstromes und somit eine räumliche Separation der Partikel. Bei hinreichend kleinen Konzentrationen, Herstellerangabe: kleiner 5000 Partikel pro Milliliter, ist somit das Auftreten von Koinzidenzfehlern, bedingt durch Vorhandensein von mehr als einem Partikel im Messvolumen, unwahrscheinlich.

Aufbau des Partikelgrößenmessgeräts (schematisch, nicht maßstäblich)

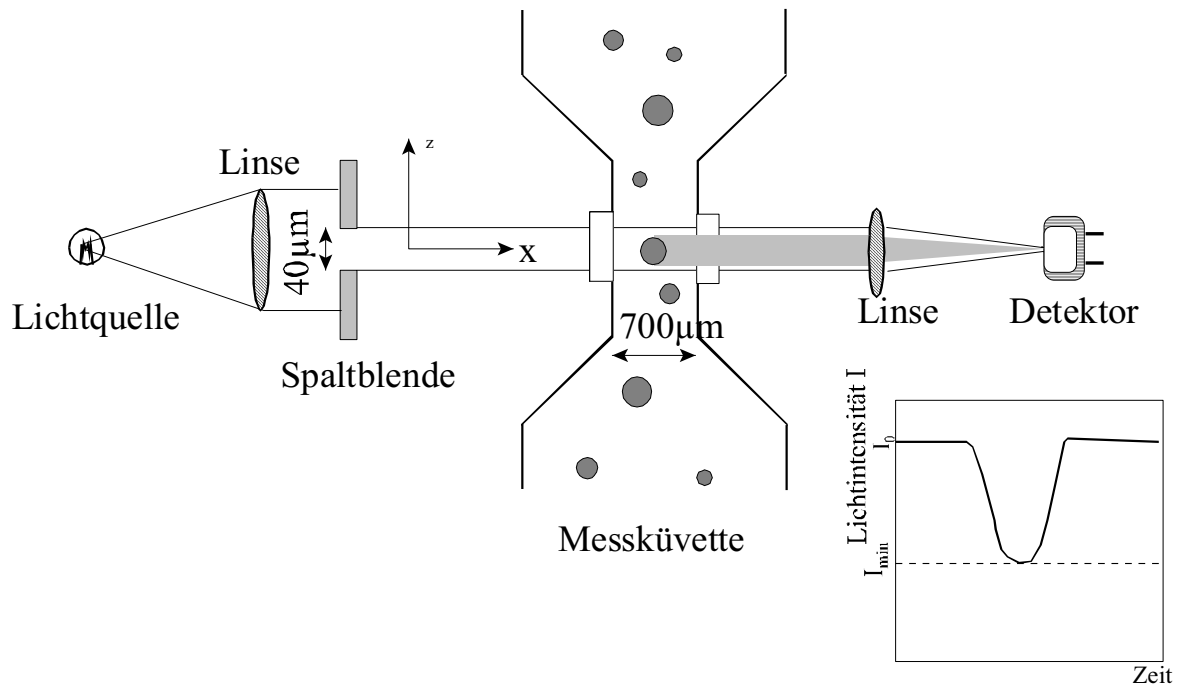


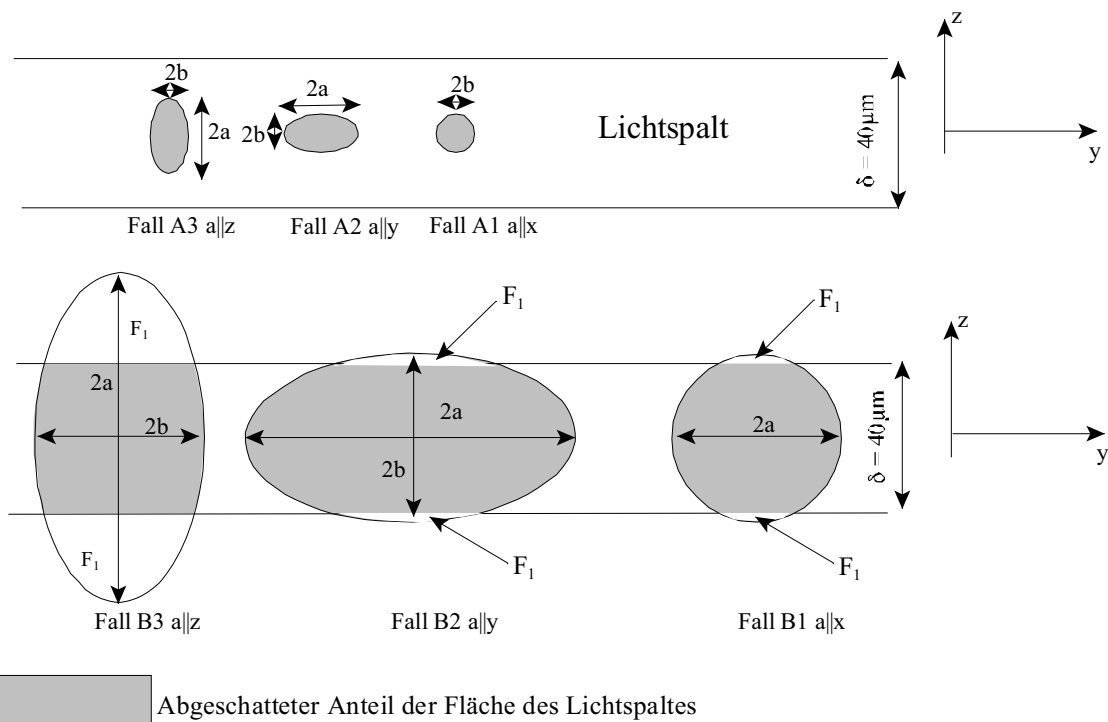
Abbildung 3.1

<sup>1</sup> Partmaster L ist ein kommerziell vertriebenes Partikelmessgerät der Firma Aucoteam

Der Messbereich reicht von  $2\mu\text{m}$  bis  $293\mu\text{m}$ , wobei aber gewährleistet sein muß, dass bei der erforderliche Verdünnung noch einzelne Partikel im grobkörnigen Bereich des Spektrums in der Probe vorhanden sind. Gegebenenfalls ist das Messvolumen entsprechend zu erhöhen.

Die Teilchen durchqueren eine  $40\mu\text{m}$  dicke Lichtebene, wo Sie, je nach Korngröße, eine Abschwächung der am Detektor gemessenen Intensität bewirken. Werkseitig ist das Instrument für sphärische Partikel kalibriert.

### 3.2 Bestimmung des volumetrischen Feststoffanteils einer Probe



Abgeschatteter Anteil der Fläche des Lichtspaltes

$2 F_1$  : nicht beleuchteter Anteil der Gesamtfläche

Abb. 3.2 Fallunterscheidungen für den Partikeldurchgang im Messvolumen : Der Betrachter nimmt dabei die Position des Detektors ein (siehe Achsen des Koordinatensystems)

Für ein nicht kugelförmiges Partikel erhält man als Meßwert den Durchmesser einer Kugel, welche dieselbe optische Abschwächung bewirkt. Das Partikelvolumen kann somit nicht aus dem gemessenen Durchmesser  $d_m^2$  gemäß  $V_{\text{partikel}} = 1/6\pi d_m^3$  bestimmt werden. Für die Bestimmung des volumetrischen Feststoffanteils einer Probe mit nicht sphärischen Partikeln wird zunächst abgeschätzt, welche Korngröße  $d_m$  das Gerät für nicht-sphärische Partikel als Messwert ermittelt. Hierfür werden folgende, vereinfachende Annahmen getroffen:

- ⇒ Die Partikel sind rotationssymmetrische Ellipsoide mit den Halbachsen  $a > b$  und  $c = b$
- ⇒ Die räumliche Orientierung der Partikel ist ausschließlich parallel zu den Koordinatenachsen  $x, y$  und  $z$

<sup>2</sup> Mit  $d_m$  wird im Folgenden immer die vom Gerät ermittelte Korngröße bezeichnet

- ⇒ Streuungs- und Beugungseffekte werden vernachlässigt, so dass nur die durch das Schattenwurfprinzip verursachte Lichtabschwächung (schematisch dargestellt in Abb. 3.2) berücksichtigt wird<sup>3</sup>.

Abb. 3.2 zeigt die angenommenen Orientierungen der Partikel im Messvolumen im Moment maximaler Abschattung. Die Fälle A1 bis A3 und B1 bis B3 zeigen die Situation für  $2a < \delta$  und  $2b > \delta$ , wobei der Betrachter die Position des Detektors einnimmt (siehe Koordinatensysteme in Abb. 3.1 und Abb. 3.2). Für ein Partikel ergeben sich demnach, je nach Orientierung im Messvolumen, bis zu 3 mögliche Werte für die gemessenen Partikelradien  $r_{mx}$ ,  $r_{my}$  und  $r_{mz}$ . Der gemessene Partikeldurchmesser ist dabei derjenige einer Kugel, welche dieselbe Abschattung des Lichtspaltes bewirkt wie das Ellipsoid. Im Folgenden wird als gemessenes Partikelvolumen das mittels  $r_m$  zu  $V_m = 4/3\pi r_m^3$  berechnete Volumen bezeichnet.

Folgende Grenzwerte für das Verhältnis von Ellipsoidvolumen  $V_E$  und gemessenem Partikelvolumen  $V_m$  können sofort angegeben werden :

- Fall B3 mit  $a \gg \delta$  : Abschattung entspricht der einer Kugel mit Radius  $r=b$ , d.h.  
 $V_E / V_m = a / b$
- Fall B2 mit  $a \gg \delta$  : Abschattung entspricht der einer Kugel mit Radius  $r=a$ , d.h.  
 $V_E / V_m = b^2 / a^2$
- Fall A1, B1,  $a$  beliebig: Abschattung entspricht der einer Kugel mit Radius  $r=b$ , d.h.  
 $V_E / V_m = a / b$

Für Fall A2 und A3 ( $a < \delta$ ) gilt :

$$\pi ab = \pi r_{mz,y}^2 \quad ; \quad r_{mz,y} = (ab)^{1/2} \quad \text{und} \quad V_E / V_m = (b/a)^{1/2}$$

Für Fall B3 müssen die Flächenanteile außerhalb des Lichtspaltes, in Abb. 3.2 mit  $F_1$  bezeichnet, unberücksichtigt bleiben. Die abgeschattete Fläche des Lichtspaltes ist somit  $\pi ab - 2F_1$ . Für den flächenäquivalenten Kugelradius  $r_{kf}$  erhält man aus geometrischen Berechnungen :

$$r_{kf} = \sqrt{ab - \frac{2}{\pi} \left( ab \arccos \left( \frac{\delta}{2a} \right) - \frac{\delta}{2} \sqrt{b^2 \left( 1 - \frac{\delta^2}{4a^2} \right)} \right)} \quad (3.1)$$

Ist dieser größer als  $\delta/2$ , so muß der Kugelradius unter Berücksichtigung der sich nicht im Lichtspalt befindlichen Anteile der Kreisfläche iterativ so bestimmt werden, dass die abgeschatteten Flächen für Kreis und Ellipse gleich sind.

Fall B2 ergibt sich aus Fall B3 durch Vertauschen von  $a$  und  $b$ .

<sup>3</sup>

Diese Annahme führt zu Fehlinterpretationen wenn die Lichtwellenlänge in die Größenordnung der Partikelgröße kommt, also im untersten Bereich des der Messung zugänglichen Korngrößenspektrums.



Zur Abschätzung der zu erwartenden Korngrößenabhängigkeit des Kalibrierfaktors  $\Phi = V_E / V_m$  wurden, mit den oben beschriebenen Vereinfachungen und unter Berücksichtigung der beschriebenen Fallunterscheidungen, Berechnungen durchgeführt. Abb. 3.3 zeigt den berechneten Kalibrierfaktor  $\Phi(d_s)$  für die drei angenommenen Raumorientierungen der Partikel als Funktion der dimensionslosen Korngröße  $d_s^* = (ab^2)^{1/3} / \delta$  für verschiedene Verhältnisse  $a/b$ . Dabei ist  $(ab^2)^{1/3}$  der volumenäquivalente Kugelradius. Je größer das Verhältnis  $a/b$  ist, desto mehr weicht der Kalibrierungsfaktor, je nach Ausrichtung der Partikel, von 1 ab.

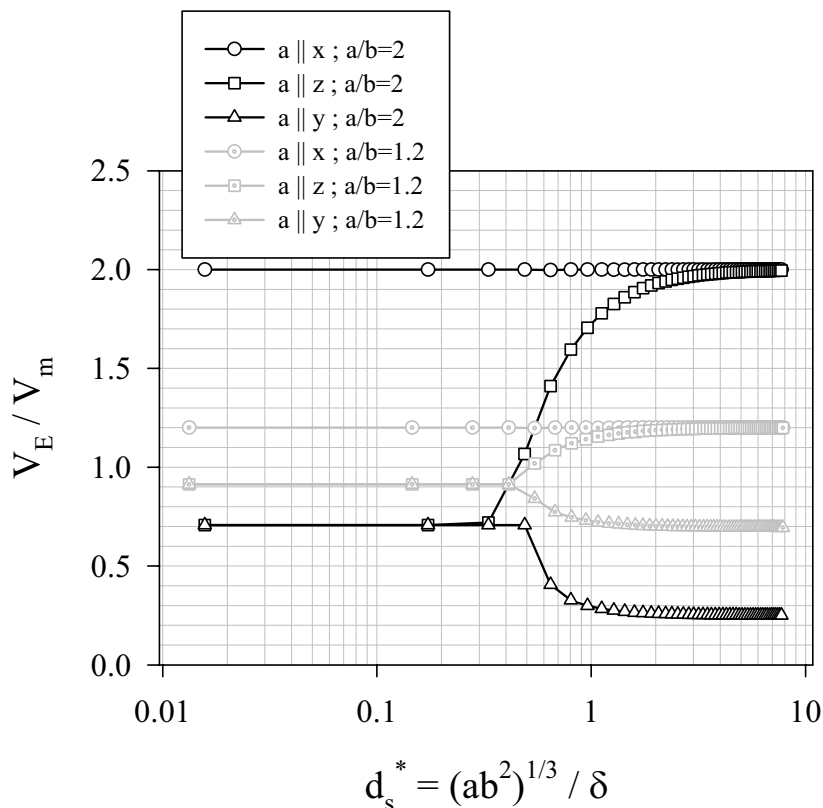


Abb. 3.3 : Kalibrierfaktor für Partikeldurchgänge parallel zu den Koordinatenachsen

Das parabolische Geschwindigkeitsprofil in der Messküvette kann tendentiell zu einer Ausrichtung länglicher Partikel führen, so dass, zumindest für größere Partikel, der Fall A3 bzw. B3 mit größerer Wahrscheinlichkeit vorkommen dürfte. Abb. 3.4 zeigt den Kalibrierfaktor bei gleicher Wahrscheinlichkeit aller Orientierungen, sowie bei einer Verteilung mit einer 2/3 Wahrscheinlichkeit für  $a$  parallel  $z$  (kurz  $a||z$ ) und jeweils 1/6 für  $a||y$  und  $a||x$ . Zusammenfassend kann man also erwarten, dass der Kalibrierfaktor für das zu verwendende Material, hier gemahlener Quarzsand, nicht über den gesamten Korngrößenbereich konstant ist. Vielmehr ist damit zu rechnen, dass für Partikel mit einem Durchmesser in der Größenordnung der Spaltbreite  $\delta$  eine Änderung in Form eines Maximums auftritt. Für die feineren Anteile  $d_s \ll \delta$  ist das oben vorgestellte Modell nicht brauchbar, da hier Beugungs- und Streueffekte vorherrschen, die zu einer, vom reinen Schattenwurfprinzip abweichenden, Lichtschwächung führen. Da das gebrochene Material Oberflächenstrukturen aufweist die auch erheblich kleiner sind als der Partikeldurchmesser können diese Effekte noch verstärkt werden. Der Einfluß der starken Inhomogenität des Quarzmaterials bezüglich der Kornform wird durch die hohe Partikelzahl pro

Messung ( $> 100000$ ) und der damit verbundenen Mittelung, kompensiert. Wichtig ist, dass immer dasselbe Material verwendet wird.

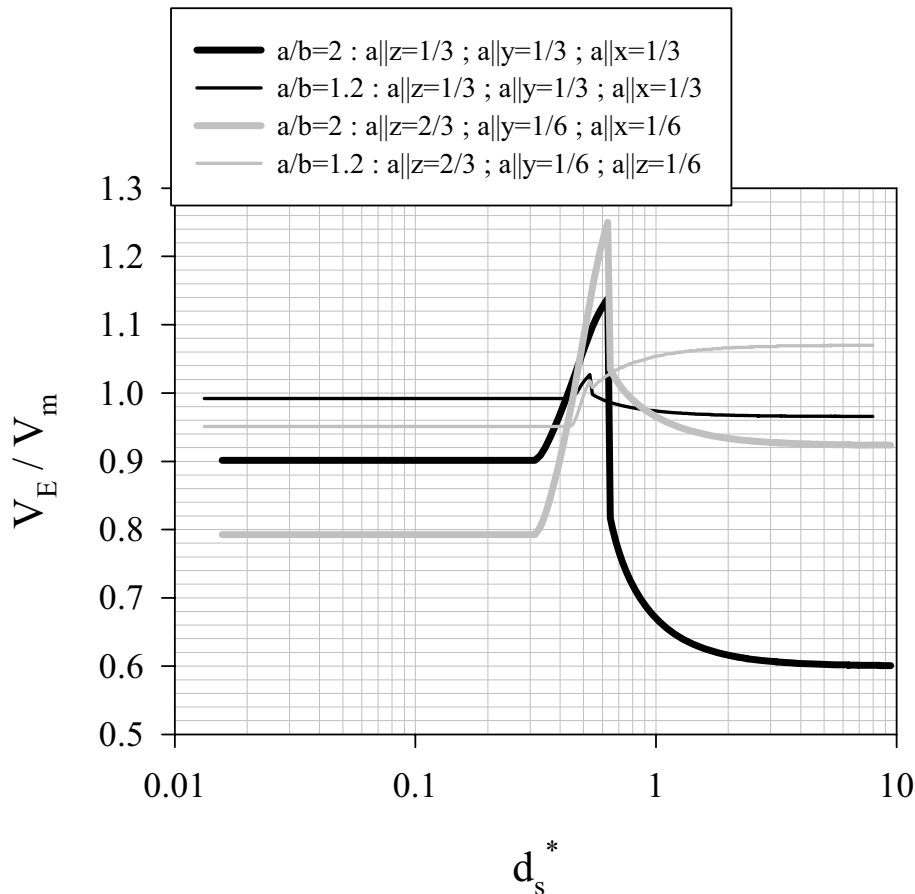


Abb. 3.4 Kalibrierfaktor bei unterschiedlich gewichteter Orientierung der Partikel im Messvolumen

### Kalibrierung für die verwendeten Sande

Für alle Messungen wurden ausschließlich Quarzmehle der Firma Euroquarz<sup>4</sup> verwendet, die mit verschiedenen Korngrößenverteilungen lieferbar sind. Wichtig dabei ist, dass diese Quarzmehle aus der gleichen Ausgangssubstanz durch Windsichtung separiert werden, wie eine Nachfrage beim Hersteller ergab. Dadurch ist gewährleistet, dass die Teilfraktionen der unterschiedlichen Sande aus demselben Material bestehen und somit bezüglich ihrer optischen Eigenschaften vergleichbar sind. Um eine korngrößenabhängige Kalibrierung vorzunehmen wurde das Ausgangsmaterial durch Siebung und Aufschlammung, bei der die nach verschiedenen Zeiten sich noch in Suspension befindlichen von den abgelagerten Partikeln getrennt wurden, in möglichst enge Korngrößenverteilungen aufgespalten. Von diesen wurden Proben mit definierter Konzentration in einem Rührwerk suspendiert und mit dem Partmaster ver-

<sup>4</sup> Fa. Euroquarz GMBH, Dorsten : Die hier verwendeten Sandtypen sind SP6 und SP10

messen.

In Abb. 3.5 ist das Messgerät mit angeschlossenem Propellerrührwerk zu erkennen. Die Probe wird hierbei aus ca. halber Füllhöhe mittels einem Kapillarröhrchen entnommen. Die Leitbleche im Rührglas verhindern eine horizontal rotierende Strömung und das dadurch bedingte Einziehen von Luftblasen über die Wasseroberfläche (Trombenbildung), ferner führen Sie zur Ausbildung von Wirbelelementen mit ausgeprägten Vertikalgeschwindigkeiten, welche die Homogenisierung der Suspension erheblich begünstigen, siehe z.B. [40]. Tabelle 3.1 zeigt eine Übersicht der für die Kalibrierung verwendeten Proben.

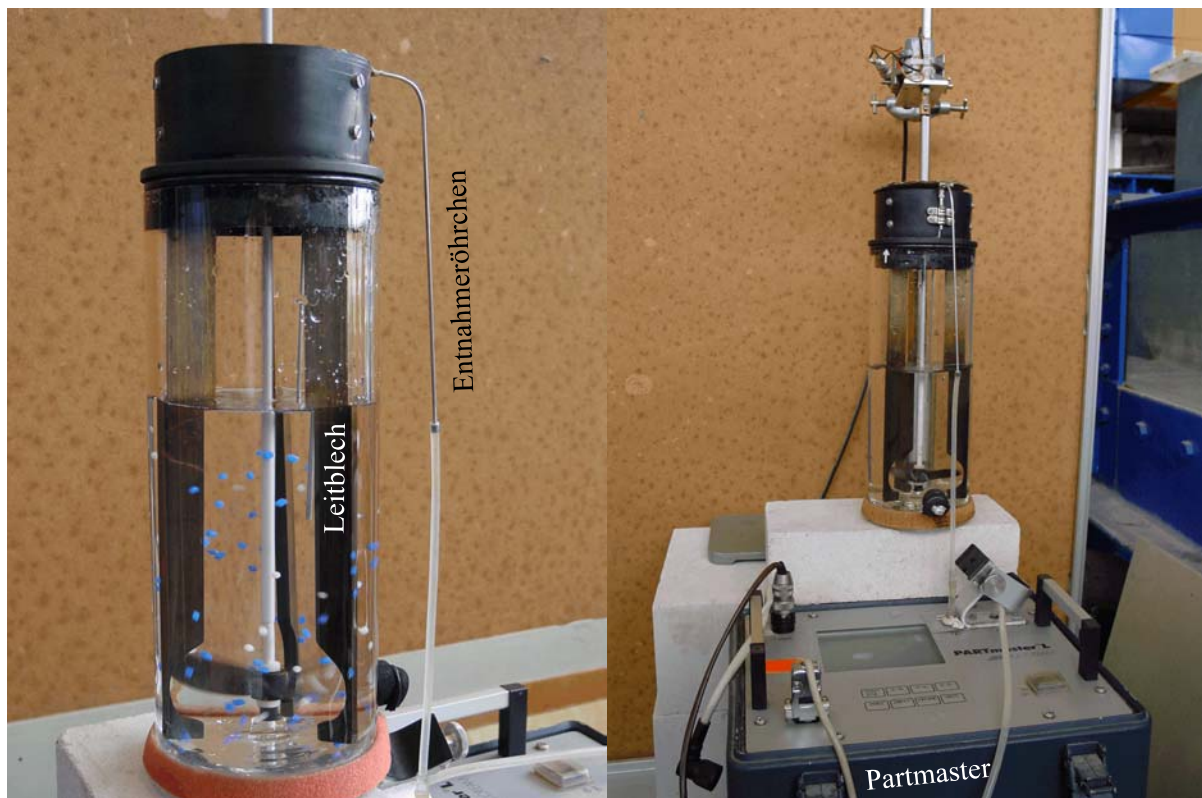


Abb. 3.5 Partmaster mit Propellerrührwerk

Tabelle 3.1 : Übersicht über die verwendeten Kalibrierproben

Probenbezeichnung	Probengewinnung *	Konzentration gravimetrisch	Konzentration ohne Kalibrierung	Konzentration mit Kalibrierung	Fehler der kalibrierten Messung	Partikelanzahl der Messung in Tausend
	Alle aus SP6	mg/l	mg/l	mg/l	%	*1000
schl1	SCH	1.013	2.01	1.09	7.6	600
p8241	TS 28-45 $\mu$ m	15.15	11.24	14.5	-4.3	56
ns100	NS >100 $\mu$	108.9	95.5	105.4	-3.2	120

p8s681	TS 63-80µm	71.8	60.05	75.1	4.6	570
p8sp61	SP6	9.93	8.67	7.67	-22.8	700
p8sp62	SP6	8.15	7.23	6.46	-20.7	600
p8sp63	SP6	6.52	5.75	5.13	-21.3	530
p8k282	TS < 28µm	4.61	7.16	4.94	7.1	670
p8k283	TS < 28µm	3.80	5.77	3.94	3.7	570
p8k284	TS < 28µm	2.39	3.71	2.55	6.7	390
p8k632	TS < 63µm	5.64	5.97	5.58	-1.07	440
p8k633	TS < 63µm	1.65	1.79	1.71	3.6	140
p8g28c	TS > 28µm	45.6	36.0	44.5	-2.4	510
p1012	TS 100-125µm	85.2	71.3	80.2	-5.8	340
p8261	TS 28-63µm	50.9	39.3	54.1	6.3	290
p12161	TS 125-160µm	249.9	225.9	245.0	-1.9	630
p12162	TS 125-160µm	202.6	195.3	212.0	3.6	540
sp101	SP10	3.82	4.83	3.86	1.0	560
wsp61	SP6	9.82	8.65	7.77	-20.8	680

\* SCH : Aufschlammung; TS : Trockensiebung; NS : Nasssiebung; SP10 und SP6 : Unverändertes Material

Die Masse der in der Probe  $i$  suspendierten Partikel  $m_i$  dividiert durch die unter Annahme kugelförmiger Partikel aus den Messwerten der Probe  $i$  berechnete gesamte Partikelmasse ergibt den Kalibrierfaktor  $\psi_i$  der einzelnen Probe.

$$\Psi_i = \frac{m_i}{\sum_j^{N=128} \frac{n_j}{6} \pi d_{mj}^3 \rho_s} \quad (3.2)$$

Hierbei bezeichnet  $N$  die Anzahl der Korngrößenintervalle des Geräts,  $n_j$  die Anzahl der im Intervall  $j$  gemessenen Partikel und  $\rho_s = 2650 \text{ kg/m}^3$  die Dichte von Quarzsand.

In Abb. 3.6 sind, als Punktsymbole dargestellt, die sich aus der Messung ergebenden Kalibrierfaktoren über dem, ebenfalls aus der Messung gewonnen mittleren Korndurchmesser  $d_{50}$  der Probe dargestellt. Die Konzentrationsverteilungen der einzelnen Proben sind mit der Maximalkonzentration gemäß  $C(d_{mj})/C_{\max} * 0.20$  normiert und als ausgezogene Linien gezeichnet. Dabei ist der Nullpunkt der Konzentrationsachse um den der Probe entsprechenden Kalibrierfaktor  $\psi_i$  verschoben. Dies verdeutlicht die Methode der Kalibrierung :

Der Korngrößenabhängige Kalibrierfaktor  $\Phi(d_m)$ , hier als gestrichelte Linie dargestellt, sollte

die Konzentrationsverteilungen der Kalibrierproben idealerweise so schneiden, dass die Bereiche in denen  $\Phi(d_m)$  kleiner als  $\psi_i$  ist von den Bereichen mit  $\Phi(d_m) > \psi_i$  kompensiert wird. Dies ist für jede Probe z.B. durch eine Gerade durch die dargestellten Punktsymbole gegeben. Kommt die Korngröße in den Bereich der Dicke des Lichtspaltes, so zeigt einerseits die theoretische Vorüberlegung in diesem Kapitel, sowie auch die vermessenen Kalibrierproben, dass  $\Phi(d_m)$  ein Maximum besitzen muss. Daher kann  $\Phi(d_m)$  nicht einfach durch Verbinden der Punktsymbole gewonnen werden, da dann im Bereich um  $d_m \sim 40 \mu\text{m}$  die Konzentrationen unterschätzt würden. Der Verlauf der in Abb. 3.6 dargestellten Kalibrierkurve wurde durch Ausprobieren solange optimiert, bis eine möglichst gute Anpassung der mittels  $\Phi(d_m)$  korrigierten Messergebnisse mit den bekannten Konzentrationen der Kalibrierproben erreicht wurde. Als Korngröße wird jetzt die Kugeläquivalente Korngröße  $d_{sk} = d_m \Phi(d_m)^{1/3}$ , im Folgenden nur  $d_s$  genannt, definiert. Die Kalibrierkurve zeigt qualitativ eine gute Übereinstimmung mit Abb. 3.4 und ist somit durch eine, wenn auch stark vereinfachte theoretische Betrachtung, untermauert.

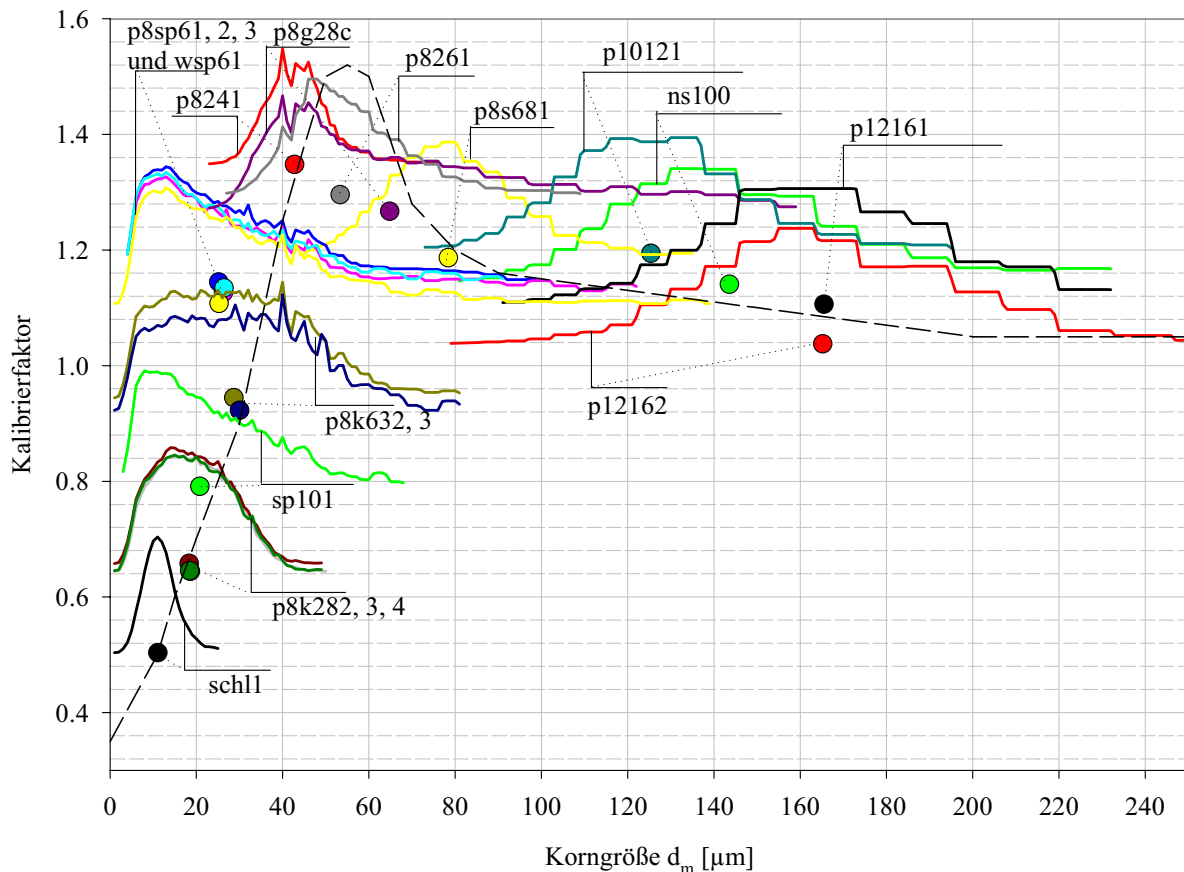


Abb. 6 : Kalibrierkurve für Konzentrationsmessung mit dem Partmaster : Gestrichelte Kurve stellt die Kalibrierfunktion  $\Phi(d_m)$  dar, die durchgezogenen Linien sind die Korngrößenverteilungen der in Tabelle 3.1 aufgeführten Kalibrierproben, welche beschriftet sind. Weitere Erläuterungen siehe Text

Aus Tabelle 3.1 kann man entnehmen, dass die Genauigkeit der Messungen zwischen  $\pm 5\%$  und  $\pm 10\%$ , verglichen mit der gravimetrischen Konzentrationsbestimmung, liegt. Die hohe Abweichung von ca. 20% bei Sand vom Typ SP6 erklärt sich aus der durch die Begrenzung der Gesamtkonzentration auf  $\sim 5000$  Partikel/ml bedingten Verarmung an Partikeln im grobkörnigen Bereich. Abb. 3.7 zeigt die Partikelanzahl als Funktion der vom Instrument bereitgestellten

Korngrößenintervalle. Hier sinkt die Anzahl der Partikel beim SP6 Sand auf nur zwei von insgesamt 680000 Partikeln bei  $90\mu\text{m}$ , bei SP10 ist dies bei  $70\mu\text{m}$  der Fall. Nimmt man die Sieblinie des Herstellers zum Vergleich, so ergibt sich, dass bei SP6 ca. 15% oberhalb  $90\mu\text{m}$ , bei SP10 aber nur ca 2-3% oberhalb  $70\mu\text{m}$  sind, mit anderen Worten ist für SP6 die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen größer  $90\mu\text{m}$  überhaupt ins Messvolumen kommt, aufgrund der erforderlichen Verdünnung fast gleich Null.

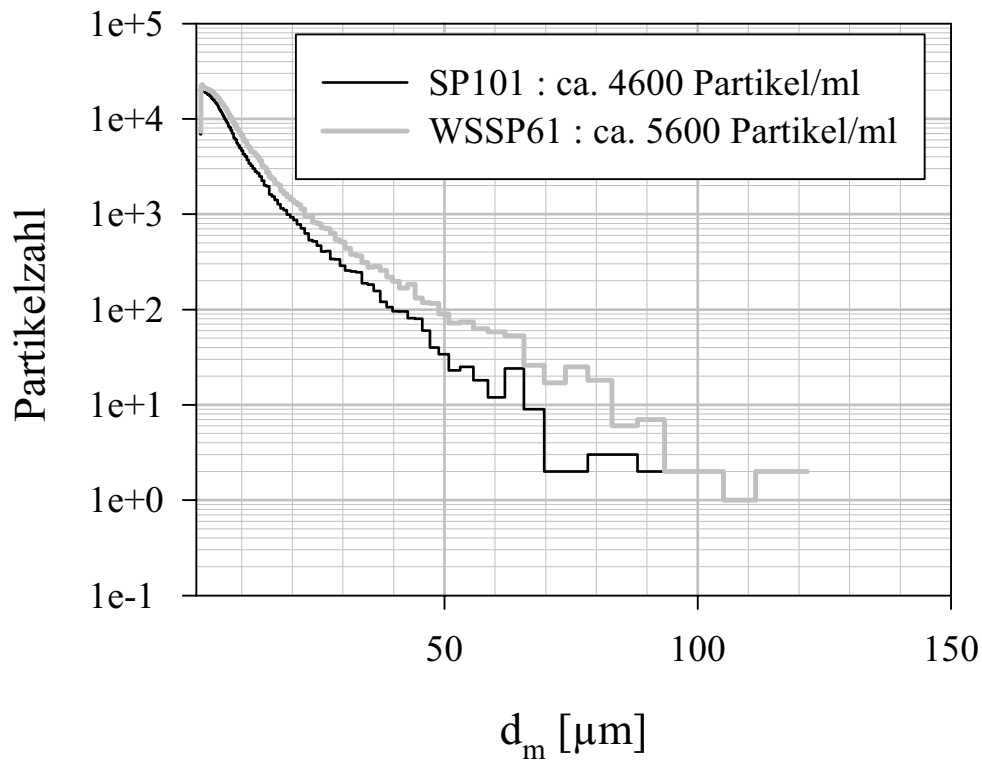


Abb. 3.7 : Partikelanzahl bei SP10 und SP6

#### 4. Partikelsensor

Zur messtechnischen Erfassung des Bewegungszustandes von Partikeln in unmittelbarer Wandnähe der Strömung wurde ein Messgerät entwickelt, welches über einen, ebenfalls selbst entwickelten kapazitiv wirksamen Sensor, Informationen über Partikelbewegung und Belegungszustand der Sohle liefert. Die Funktionsweise des Geräts, sowie die in Form eines Postprozessors durchgeführte signaltechnische Auswertung der damit gewonnenen Meßdaten, werden in diesem Kapitel erläutert.

##### 4.1 Aufbau und Wirkungsweise des Sensors

Das Messprinzip beruht darauf, dass sohlennah transportierte Partikel einen sohlbündig eingebauten Sensor überqueren, auf dem eine Leiterstruktur wie in Abb. 4.1 gezeigt, aufgebracht ist.

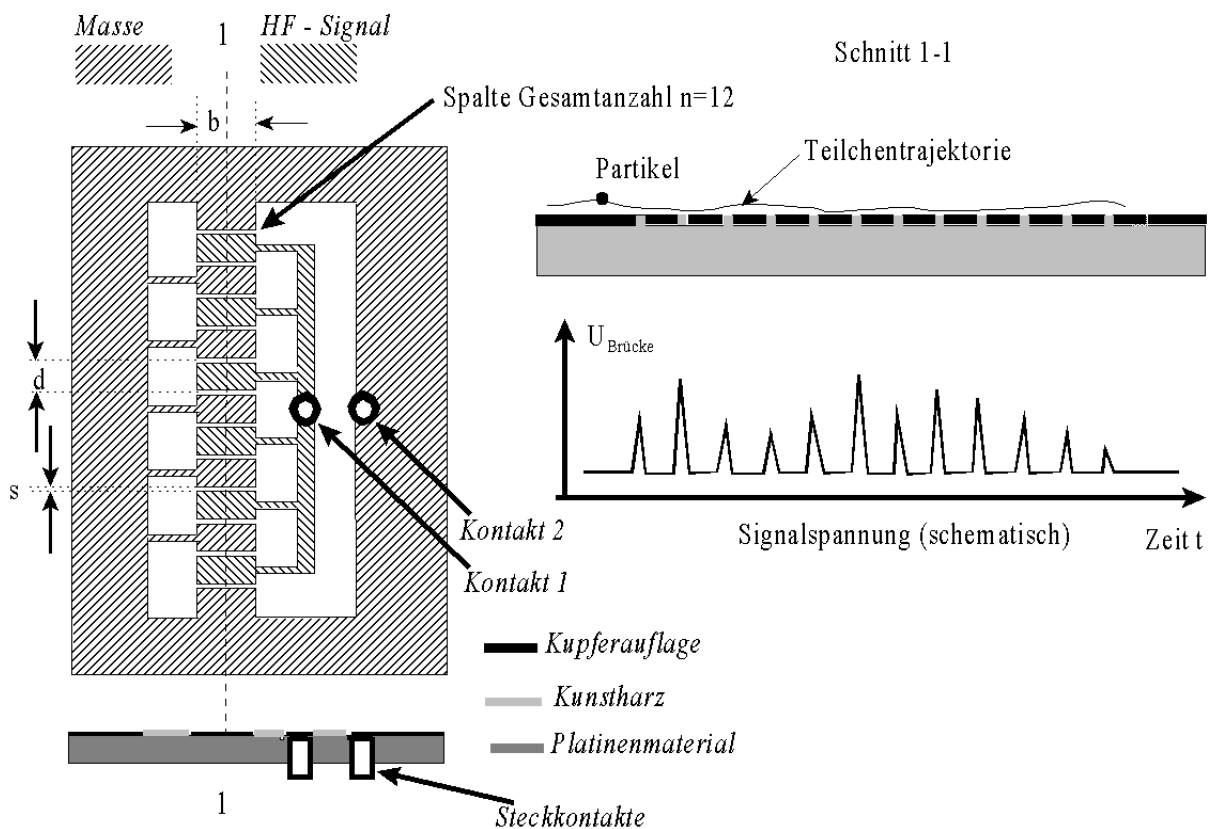


Abbildung 4.1 : Aufbau und Wirkungsweise des Partikelsensors

Verbindet man den Kontakt 1 mit einer hochfrequenten Wechselspannung, den Kontakt 2 mit der Signalmasse, so entsteht ein elektrisches Feld, dessen Intensität unmittelbar an den Spalten am größten ist und nach außen hin rasch abfällt. Die den eigentlichen Sensor umgebende Signalmasse schützt vor dem Einfangen von Störungen (z.B. Rundfunk). Diese Leiteranordnung bildet mit der Flüssigkeit einen komplexwertigen Widerstand (Impedanz) der einen kapazitiven und einen ohmschen Anteil besitzt. Befindet sich ein Partikel nun in der Zone maximaler Intensität, so bewirkt diese Störung des Feldes und die deutlich geringere Kapazität und Leitfähigkeit des Partikels (Dielektrizitätskonstante von Wasser  $\epsilon_r \sim 80$ , von fast allen Feststoffen  $\epsilon_r \sim 2-5$ ) eine Änderung der Gesamtleitfähigkeit und der Gesamtkapazität. Für hohe Frequenzen

wird der ohmsche Anteil (Realteil) am Gesamtbetrag des Widerstands vernachlässigbar klein, so dass hier nur der kapazitive Anteil eine Rolle spielt, d.h. die Impedanz bzw. deren kapazitiver Anteil (Reaktanz) des Sensors weist bei Überqueren eines hinreichend großen Partikels eine der Anzahl der überquerten Spalte und der Geschwindigkeit des Teilchens entsprechende periodische Veränderung auf. Dies führt zu einer Amplitudenmodulation des Trägersignals. Ein ähnlich konstruierter Sensor, welcher aus zwei konzentrisch angeordneten Kontakten besteht, ist bei Macke [61] beschrieben. Dieser ermöglicht nur qualitative Aussagen über den Bewegungszustand, da die zur Bestimmung der Partikelgeschwindigkeit notwendigen Mehrfachübergänge auf der Sensoroberfläche fehlen.

Der Sensor wird über einen Wellenleiter mit einer Messbrücke verbunden, welche als Abgleichorgan einen justierbaren Widerstand, der einem ebenfalls justierbaren Kondensator parallelgeschaltet ist, hat (Abb. 4.2). Die Meßbrücke wird mit einem sinusförmigen Signal bei einer Frequenz von 80 MHz gespeist. Bei optimalem Abgleich kann die Detektion von Brückenspannungen im Bereich von kleiner  $1\mu\text{V}$  erreicht werden. Eine Demodulatorstufe stellt am Ausgang das NF-Signal, schematisch dargestellt in Abb. 4.1, bereit. Eine nähere Beschreibung der Meßschaltung ist in Anhang A zu finden.

#### Sensorabmessungen und Messsignale

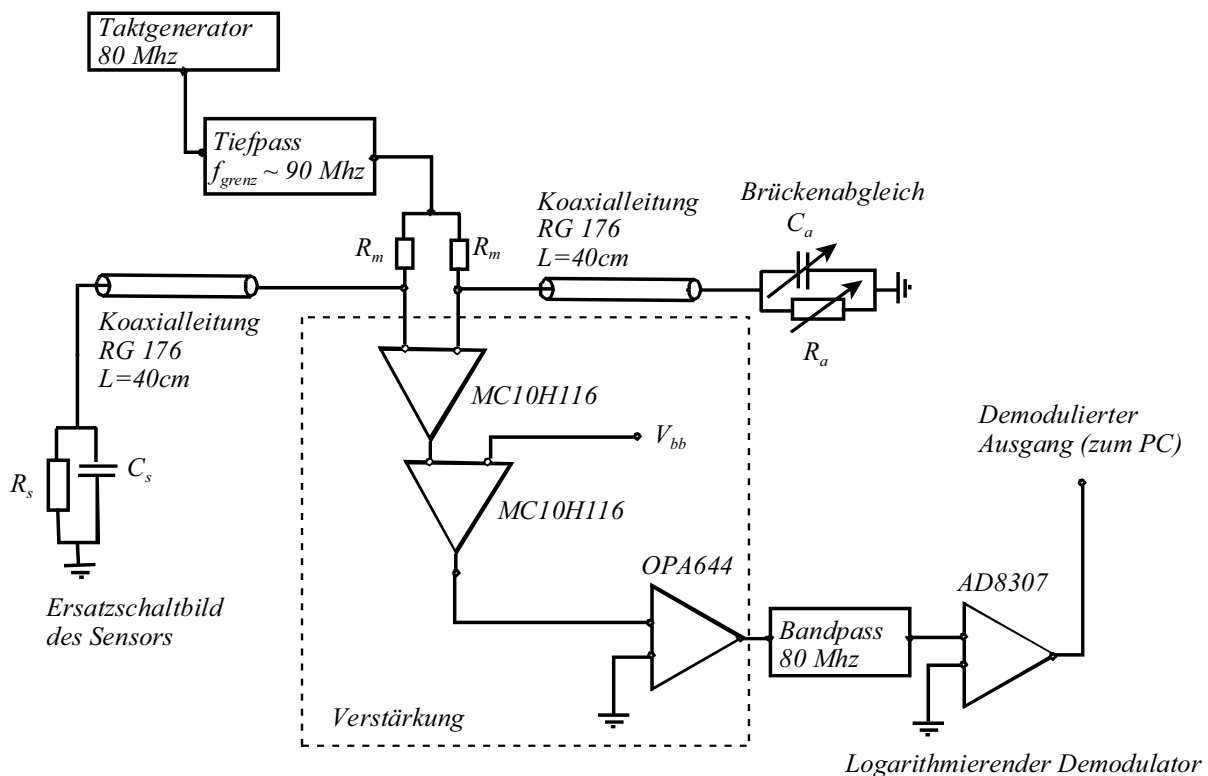


Abbildung 4.2 : Blockschaltbild des Meßaufbaus

Die Abmessungen des Sensors sind, abhängig von der Partikelgröße und der verfügbaren Abtastrate der Messdatenerfassung, zu wählen. Als grobe Abschätzung kann gelten, dass Partikel detektiert werden, wenn ihr Durchmesser etwa der Spaltweite  $s$  des Sensors entspricht oder größer ist. Ein typisches Signal, wie es beim Durchgang eines Partikels entsteht, ist in Abb. 4.3 dargestellt und wurde mit einem Sensor aufgenommen, dessen Kenngrößen  $d=250\mu\text{m}$ ,  $s\sim 40\mu\text{m}$  und  $b=500\mu\text{m}$  sind. Die Partikelgröße ist um  $100\mu\text{m}$ . Zu erkennen sind die den zwölf



Spalten des Sensors entsprechenden Peaks.

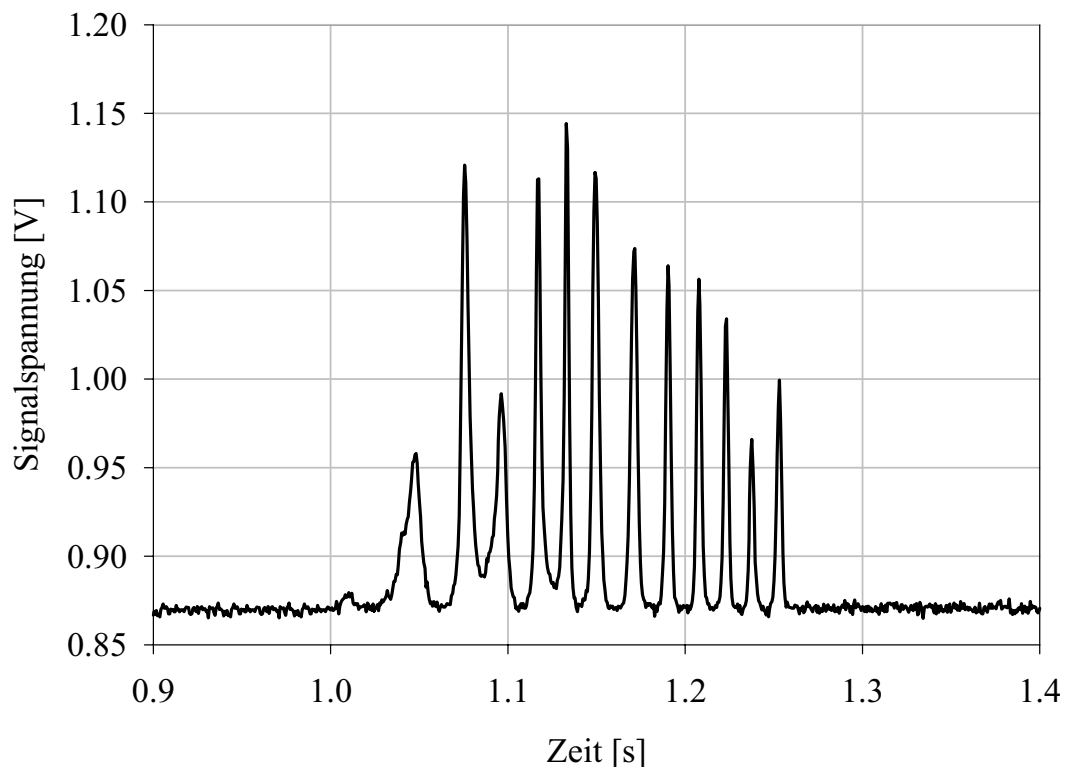


Abbildung 4.3 : Beispielsignal bei Durchgang eines einzelnen Partikels

Die Spannungsmaxima können sowohl in ihrer Höhe, als auch in ihrem zeitlichen Abstand etwas variieren, was eine Folge der turbulenten Fluktuationen der Strömung und eine daraus resultierende Fluktuation der Partikelgeschwindigkeit und des Abstandes des Partikels von den Messspalten ist. Partikel die sich nicht längs des Querschnitts 1 in Abb. 4.1 bewegen, verursachen entsprechend der Abweichung von dieser Richtung weniger Maxima in der Signalspannung. In diesem Fall kann nur die Geschwindigkeitskomponente in Längsrichtung gemessen werden.

### Signalerfassung

Die Messsignale werden über eine Messdatenerfassungskarte zu einem PC übertragen. Um einen kontinuierlichen Datenfluß auch bei höheren Abtastraten zu erreichen, werden die Daten zunächst in den Hauptspeicher geladen und nach Abschluss der Messdauer auf die Festplatte geschrieben. Auf diese Weise lassen sich mit Standardmesskarten Abtastfrequenzen  $f_a$  von ca. 10-20 kHz realisieren. Bei dem oben beschriebenen Sensor mit Spaltabständen von  $d=250\mu\text{m}$  sind, bei  $f_a=10\text{kHz}$ , nach dem Abtasttheorem Geschwindigkeiten bis  $v=d \cdot f_a / 2 = 1,25 \text{ m/s}$  messbar, wobei in Wandnähe so hohe Partikelgeschwindigkeiten bei der hier vorliegenden Untersuchung nicht auftreten.

### Signalform beim Durchgang eines Partikels

Die Signalform in Abbildung 4.3 zeigt keinen sinusförmigen Verlauf, sondern Maxima die auf einer Gleichspannung (dem Messbrückenabgleich) aufmoduliert sind. So ist zu erwarten, dass eine Frequenzanalyse wegen der im Signal enthaltenen Oberwellen keine zufriedenstellenden Ergebnisse liefern wird. Zwar ist der Zusammenhang zwischen Frequenz und Geschwindigkeit  $v=d*f$  einfach, die Oberwellen im Signal verursachen jedoch eine Verzerrung der Geschwindigkeitsverteilung hin zu größeren Werten. Abbildung 4.4 zeigt die Frequenzanalyse des Signals aus Abb. 4.3.

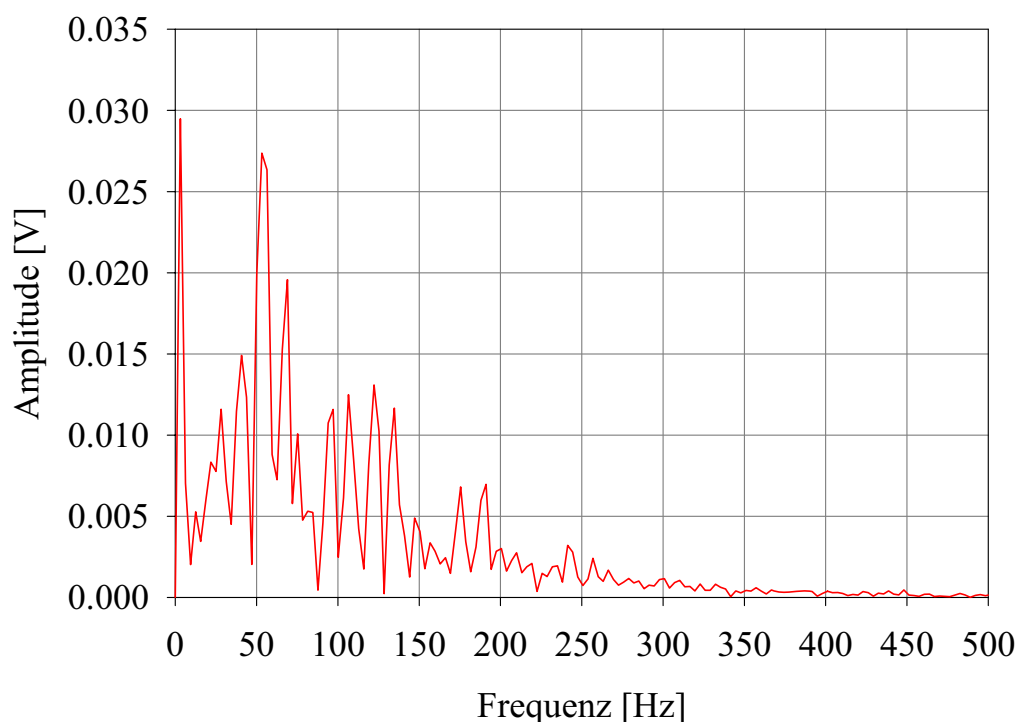


Abbildung 4.4 :Frequenzanalyse des Beispielsignals in Abb. 4.3

Hier ist zu erkennen, dass das Maximum bei ca. 50-60 Hz liegt, was einer Geschwindigkeit von ca. 1,4 cm/s entspricht. Die Nebenmaxima um 100 Hz können nicht als Geschwindigkeit interpretiert werden, da die Peaks im Messsignal keine Zeitabstände von 10ms aufweisen. Eine Verbesserung der Auswertung der Signale wird durch eine Autokorrelation erzielt, die pro Partikeldurchgang nur einen Messwert liefert.

### Signalform bei gleichzeitigem Durchgang mehrerer Partikel

Da ein Vergleich mit anderen messtechnischen Methoden nicht direkt möglich ist, wurde ein Versuch mit geringer Partikelkonzentration durchgeführt, wodurch weitgehend sichergestellt ist, dass sich jeweils nur ein Partikel gleichzeitig auf dem Sensor befindet (Abb. 4.5a zeigt einen Ausschnitt von 2,5 Sekunden einer Messung mit einer Gesamtdauer von  $t_{\text{mess}}=94$  Sekunden). Bei Mehrfachkontakten ergeben sich Schwierigkeiten, da sich die Signalpeaks überlagern. Um die Signalauswertung zu testen und herauszufinden ab welcher Kontakthäufigkeit die

Signalauswertung versagt, wurde das Messsignal bei geringer Konzentration unterschiedlich häufig mit sich selbst überlagert.

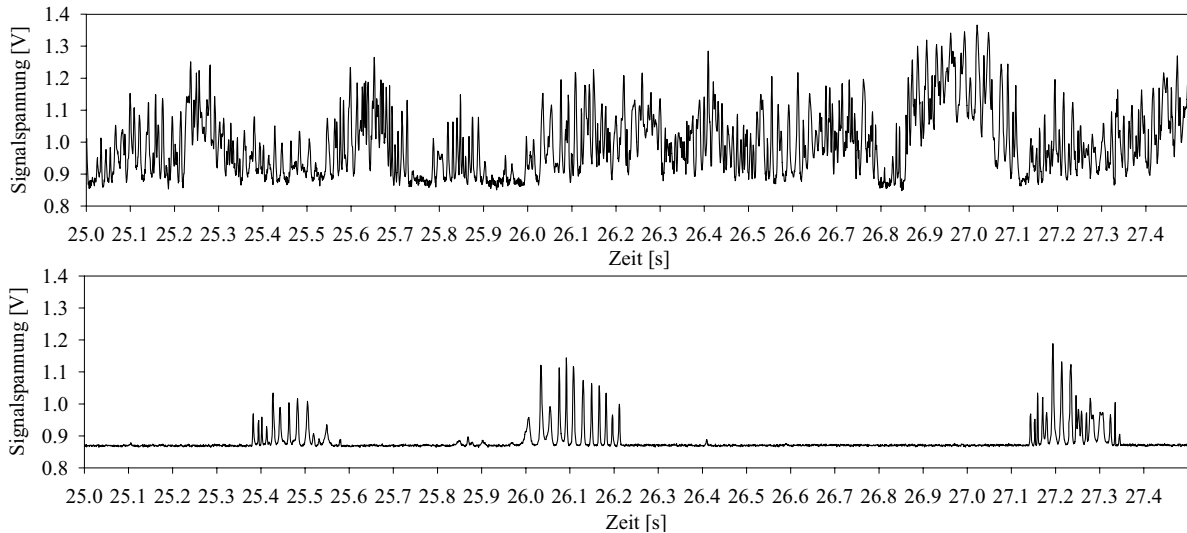


Abbildung 4.5 a (unten) : Einzelne Partikeldurchgänge; b (oben): Simulierte Überlagerung

Ein Zufallsgenerator wählt eine Zeit  $t_z$  zwischen  $t=0$  und der Messdauer  $t=t_{\text{mess}}$  (Hier 94 Sekunden). Das Signal wird nun mit sich selbst dergestalt überlagert, dass zum Zeitpunkt  $t$  das Signal zum Zeitpunkt  $t+t_z$  addiert wird. Überschreitet  $t+t_z$  die Gesamtdauer  $t_{\text{mess}}$ , so werden die Werte  $0 < t < t_z$  verwendet. Dies kann man fortsetzen, in dem man dem überlagerten Signal beliebig oft das Ausgangssignal erneut überlagert. Unter der Annahme, dass zwei Teilchen, die sich gleichzeitig auf einem Spalt befinden, entsprechend die doppelte Messbrückenverstimmung ergeben, lässt sich so der Fall einer Mehrfachbelegung mit identischer Geschwindigkeitsverteilung simulieren. Der logarithmierende Charakter des Verstärkers muß dabei berücksichtigt werden, da bei zunehmender Partikelanzahl die Modulationstiefe pro Partikel abnimmt. Abb. 4.5b zeigt einen Ausschnitt einer 16-fachen Selbstüberlagerung. Zwei Partikel, die sich mit genau dem halben Spaltabstand und derselben Geschwindigkeit über den Sensor bewegen, liefern die doppelte Signalfrequenz. Ist der Abstand der Partikel nicht gleich dem halben Spaltabstand, so kann über die Autokorrelationsfunktion der Effekt einer Mehrfachbelegung des Sensor eliminiert werden, da nur die Periodendauer (s/v) des Einzelpartikels über einen längeren Zeitraum eine Autokorrelation aufweist.

## 4.2 Signalverarbeitung

Die Signalverarbeitung erfolgt nach der Messung an den aufgezeichneten Messdaten. Die Vorgehensweise wird nachfolgend erläutert. Ein Flußdiagramm, welches den Signalverarbeitungsalgorithmus beschreibt, ist in Anhang B dargestellt

### - Digitale Vorfilterung

Dadurch wird erreicht, dass hochfrequentes Rauschen sowie der durch den logarithmischen Verstärker bedingte Gleichspannungsanteil unterdrückt wird. Die Filterung erfolgt durch einen digitalen Bandpass, dessen Durchlassbereich den Messbereich festlegt.

### - Einteilen des Messsignals in Zeitabschnitte

Das Messsignal wird in Zeitintervalle der Länge  $t_f$  unterteilt. Diese Zeitabschnitte werden mit digitalen Bandpässen gefiltert. Dabei werden die Grenzfrequenzen des Bandpasses den zu erwartenden Messsignalen angepasst. Die Filtergrenzen werden derart festgesetzt, dass die Obergrenze  $f_o$  der Peakfrequenz eines Teilchens mit einer Aufenthaltsdauer (das ist die Zeit die ein Partikel mit konstanter Geschwindigkeit braucht, um alle 12 Spalte zu überqueren) von  $i_{\min} * t_f$  entspricht. Die Untergrenze der Filterung  $f_u$  entspricht der Aufenthaltsdauer von  $i_{\max} * t_f$ . Dabei sollt  $i_{\min/\max} < 1$  sein. Dadurch ist sichergestellt, dass nur solche Teilchendurchgänge berücksichtigt werden, die innerhalb des Zeitfensters  $t_f$  auch die zwölf Spalte überqueren können. Beispielsweise ergibt sich für  $t_f = 100$  ms mit  $i_{\max} = 0.5$  und  $i_{\min} = 0.25$  bei einem Sensor mit  $d = 250 \mu\text{m}$  und einer Spaltanzahl von  $n = 12$  für  $f_o$  und  $f_u$

$$f_o = \frac{(n-1)}{t_f i_{\min}} = 440 \text{ Hz} \quad ; \quad f_u = \frac{(n-1)}{t_f i_{\max}} = 220 \text{ Hz}$$

Wählt man die Zeitintervalle so, dass  $t_{f_{j+1}} / t_{f_j} = i_{\max} / i_{\min}$ , so wird der gesamte Frequenzbereich zwischen Untergrenze  $f_u$  des ersten Zeitfensters  $t_{f_1}$  bis zur Obergrenze  $f_o$  des letzten Zeitfenster  $t_{f_j}$  berücksichtigt. Folgende Übersicht zeigt eine mögliches Beispiel der Zeitfenster und Filtergrenzen für die oben beschriebene Sensorgeometrie:

Index j	$t_f$ [s]	$f_o$ [Hz]	$f_u$ [Hz]	$v_{\max}$ [cm/s]	$v_{\min}$ [cm/s]
1	0,05	880	440	22	11
2	0,1	440	220	11	5,5
3	0,2	220	110	5,5	2,75
4	0,4	110	55	2,75	1,375
5	0,8	55	22,5	1,375	0,6875
6	1,6	22,5	11,25	0,6875	0,34375

Tabelle 4.1 : Zeitintervalle und Bandpassgrenzfrequenzen

Da die Bandfilter keine ideal rechteckförmige Übertragungsfunktion haben, kann es sinnvoll sein, die Grenzfrequenzen etwas (10%) überlappen zu lassen.

### - Filterung des Zeitfensters

Die hier zum Einsatz kommenden digitalen Filter sind sogenannte FIR (Finite Impulse Response) Filter [41][62], die sich dadurch auszeichnen, dass sie keine Phasenverschiebung des Signals verursachen. Dies ermöglicht den direkten Vergleich von den Signalpeaks des gefilterten und des ungefilterten Signals. Die Steilheit der Übertragungsfunktion kann über die Anzahl der Filterkoeffizienten  $C$  festgelegt werden, sollte aber nicht zu groß sein, da sonst

Einschwingvorgänge das Signal verfälschen können. Die diskreten gefilterten Spannungswerte  $U_{fj}$  ergeben sich durch folgende Transformation :

$$U_{fj} = \sum_{L=-N_c}^{N_c} U_j + U_{j+L} C_{L+N_c+1}$$

mit

$$C_{I+N_c+L} = \frac{\sin(\pi g_o L) - \sin(\pi g_u L)}{\pi L}$$

$$C_{I+N_c-L} = C_{I+N_c+L} \quad \text{für } L=1, \dots, N_c$$

$$C_{N_c+1} = g_o - g_u$$

$N_c$  : Legt die Anzahl der Filterkoeffizienten zu  $N=2N_c+1$  fest

$g_o, g_u$  : Ober und Untergrenze der Filter als Vielfache der Nyquistfrequenz

(halbe Abtastfrequenz)

### - Oberwellenunterdrückung

Um Messfehler zu vermeiden, die dadurch bedingt sind, dass der Bandpass nur die Oberwellen des Signals herausschneidet oder dass durch Einschwingvorgänge Peaks erzeugt werden, die nicht dem Originalsignal entsprechen, werden die gefilterten  $U_f(t)$  mit den originalen (vorgefilterten) Signalen  $U(t)$  verglichen. Dazu wird zunächst Anzahl und Position der Maxima von beiden Signalen bestimmt, wobei mit  $J_{\max}$  und  $I_{\max}$  die Anzahl der Maxima des gefilterten und ungefilterten Signals bezeichnet werden. Als Maximum werden diejenigen Punkte definiert, die oberhalb einer Schwelle (z.B. 20 mV) liegen und deren benachbarte Punkte kleinere Werte aufweisen. Treten mehrfache Maxima, wie in Abb 4.6 unten zwischen  $t=13,50$  und  $t=13,51$ s zu sehen ist, auf, so wird die Position des Maximums durch den Punkt  $t_m$ , der in der Mitte des Mehrfachpeaks bei  $U=U_{\text{schwelle}}$  liegt, definiert (siehe Abbildung 4.6). Es wird nun überprüft, wie viele Maxima sich bei beiden Signalen an der gleichen Stelle befinden. Ein Maximum bei  $U$  gilt als zeitgleich mit einem Maximum bei  $U_f$  wenn  $k_v = t_m - t_{mf} / m_{bf}$  kleiner einem Grenzwert, z.B. 0.20, ist. Dabei ist  $m_b$ , bzw.  $m_{bf}$  ein Maß für die Breite des Peaks. Die mit  $f$  indizierten Größen beziehen sich auf  $U_f(t)$ . In Abbildung 4.6 sind die Maxima von  $U_f(t)$ , die zeitgleiche Peaks bei  $U(t)$  haben, durch unterstrichene Nummerierung gekennzeichnet. Man erkennt, dass die Maxima 3 - 9 in Folge zeitgleiche Maxima bei  $U(t)$  haben. Die Anzahl der im Zeitabschnitt maximal auftretenden, unmittelbar hintereinander folgenden, zeitgleichen Maxima, wird als  $m_k$  bezeichnet.

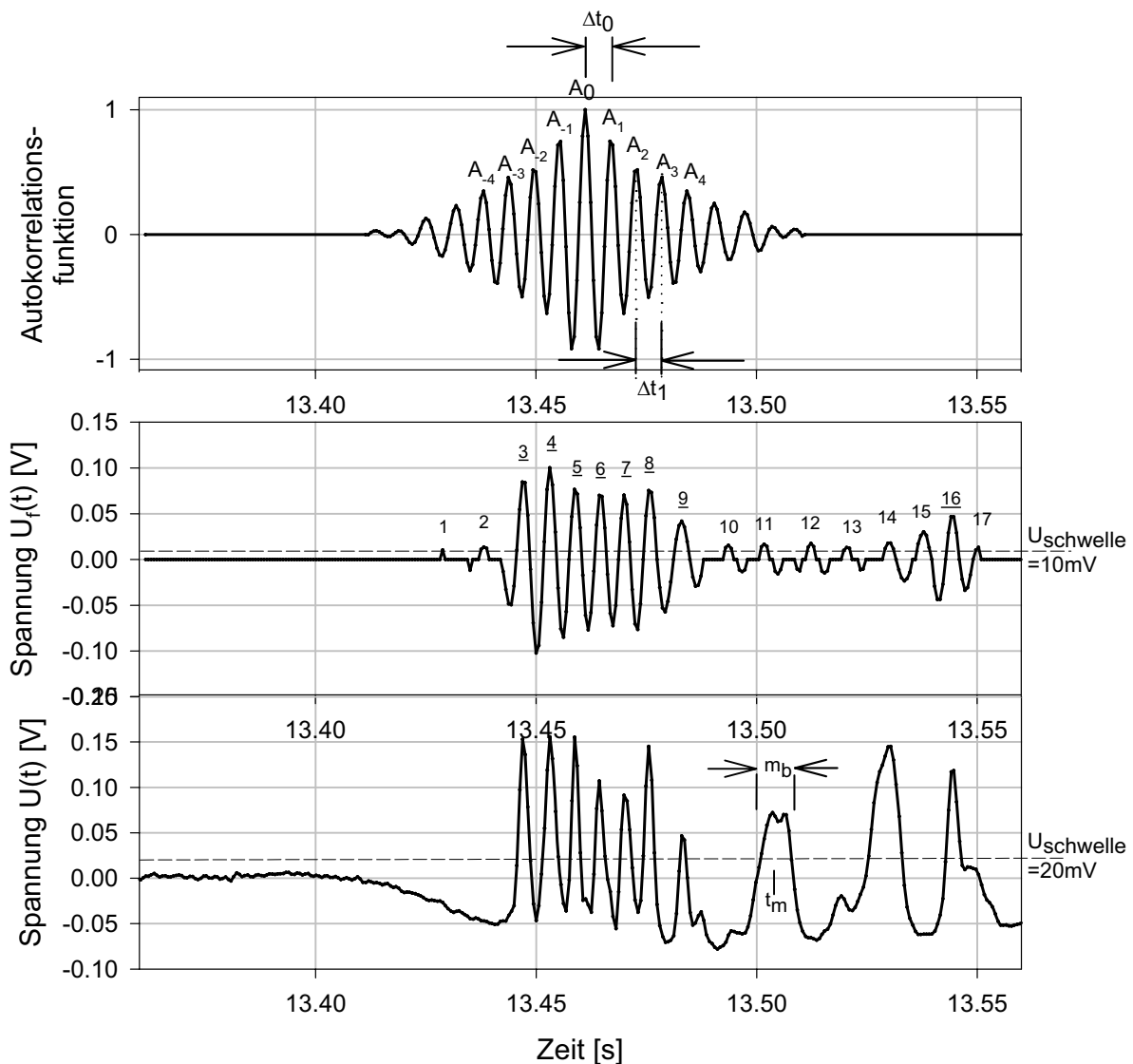


Abbildung 4.6a : Vorgefiltertes Originalsignal (unten) Abb. 4.6b : Gefiltertes Signal  $f_u=220\text{Hz}$ ,  $f_o=440\text{Hz}$  (mitte) Abb. 4.6c : Autokorrelation des gefilterten Signals  $U_f(t)$  (oben)

Die Maxima 10 - 15 sind Überschwinger die aus der digitalen Filterung herrühren und haben keine Entsprechung im originalen Signal. Beim Auftreten von Oberwellen finden sich im Idealfall (doppelte, dreifache usw. Frequenz) keine zwei aufeinanderfolgende Peaks, die eine Entsprechung im Originalsignal haben. Durch Festlegung einer Mindestanzahl  $m_k > m_{kmin}$  von aufeinanderfolgenden, zeitgleichen Maxima wird verhindert, dass Signale, die zu viele Oberwellenanteile haben, ausgewertet werden und so die Messung verfälschen. Ein Algorithmus, in Pseudocode dargestellt, verdeutlicht die Vorgehensweise zur Ermittlung von  $m_k$  und ist in Anhang C aufgeführt:

Die gewonnenen Parameter können nun mit vorher festgelegten Anforderungen an die Signalqualität verglichen werden. Sind diese Anforderungen erfüllt, so wird die Autokorrelationsfunktion des gefilterten Signals  $U_f(t)$  berechnet. Diese Anforderungen enthalten folgende Kriterien :

- Verhältnis  $I_{max}/J_{max}$  : Minimal und Maximalwert  $k_{min}, k_{max}$  (1) (1)

- Koinzidenz : Maximale Abweichung  $k_v = t_m - t_{mf} / m_{bf}$  zur Erfüllung des Gleichzeitigkeitskriteriums (0)
- Minimale Anzahl koinzidierender Peaks  $m_k (J_{max})$

Die Werte in Klammer angenommen, führen dazu, dass nur Signale die eine perfekte Übereinstimmung aufweisen, weiterverarbeitet werden.

### - Autokorrelation

Sind die Anforderungen an die Signalqualität gemäß oben genannter Kriterien erfüllt, so wird die diskrete Autokorrelationsfunktion  $A_i = A(t=i*\Delta t)$

$$A_i = \frac{1}{R_0} \sum_{k=-N/4}^{N/4} U_{fk} U_{fk+i} \Delta t \quad ; \quad -N/4 < i < N/4$$

$$R_0 = \sum_{k=-N/4}^{N/4} U_{fk} U_{fk} \Delta t$$

$N$ : Anzahl der Messwerte im Zeitabschnitt  $t_f = N\Delta t$

berechnet. Der Wertebereich von  $A$  erstreckt sich von  $t_f/2 - t_f/4$  bis  $t_f/2 + t_f/4$ , also der halben Zeitfensterbreite. Aufgrund der Normierung hat das zentrale Maximum  $A_{i=0}$  immer den Wert 1. Die Maxima der Autokorrelationsfunktion werden, wie im Abschnitt Oberwellenunterdrückung beschrieben, ermittelt. Bei einem Partikeldurchgang, der ein periodisches Signal verursacht, ist die Autokorrelationsfunktion ebenfalls periodisch, wobei die Korrelation, bedingt durch die Endlichkeit des Signals, nach außen hin abnimmt. Ein Maß für die Korrelation ist Amplitude und Äquidistanz, sowie die Anzahl der Maxima (Zyklen) der Autokorrelationsfunktion. Für diese drei Größen werden Grenzwerte vorgegeben, die der Mindestanforderung an die Signalqualität entsprechen.

- Äquidistanz : Für die Zeitabschnitte zwischen den Maxima der Autokorrelationsfunktion  $\Delta t_i = T_{i+1} - T_i$  muss gelten  $(\Delta t_i - \Delta t_0) / \Delta t_0 < A_{aqmax}$  (siehe auch Abb. 4.6)
- Anzahl der Zyklen : Als Anzahl der Zyklen wird die Anzahl von Maxima, die aufeinanderfolgend das Äquidistanzkriterium erfüllen, definiert. Bei dem Beispiel in Abb. 4.6c sind das die elf Maxima von  $A_{-5}$  bis  $A_5$ , wenn  $A_{aqmax} = 0.15$  ist. Läge beispielsweise  $\Delta t_2 = T_3 - T_2$  außerhalb der 15% Toleranz, so wäre die Anzahl der Zyklen nur 8, da  $A_4$  und  $A_5$  nicht direkt auf  $A_2$  folgen. Es müssen mindestens  $A_{nmin}$  solcher Maxima vorhanden sein.
- Amplitude : Die mittlere Amplitude der Maxima (ausschließlich  $A_0$ , das ja immer gleich 1 ist), die das Äquidistanzkriterium erfüllen, muss mindestens  $A_{ammin}$  sein.

Für einen Sensor mit 12 Spalten sind sinnvolle Werte z.B. durch

$$A_{aqmax} = 0,15; \quad A_{nmin} = 6; \quad \text{und} \quad A_{ammin} = 0,25 \text{ gegeben.}$$

In Anbetracht der Tatsache, dass in turbulenten Strömungen auch Fluktuationen während der Aufenthaltsdauer des Partikels auf dem Sensor auftreten können, sollte  $A_{aqmax}$  nicht zu klein gewählt werden. Die Geschwindigkeit wird dann zu  $v=d/\langle\Delta t\rangle$  berechnet, wobei  $\langle\Delta t\rangle$  der mittlere Zeitabstand zwischen den Maxima ist, die das Äquidistanzkriterium aufeinanderfolgend erfüllen. Für das Beispiel in Abb. 4.6c ergibt sich :  $\langle\Delta t\rangle=(13,49-13,432)/10 = 0,0058$  s und somit  $v=250\cdot 10^{-6}$  m/ 0.058 s = 0,043m/s.

Der Rechenaufwand für das aus 150000 Messwerten bestehende Testsignal mit einer Gesamtdauer von  $t_{mess}=94$ s beträgt ca. 12 Sekunden auf einem Intel Celeron Prozessor mit 400 MHz Taktfrequenz, stellt also einen vertretbaren Rechenaufwand dar.

### 4.3 Sensitivität der Auswertung

Um beurteilen zu können, wie die oben genannten Parameter sich auf die Signalauswertung auswirken wurde eine Sensitivitätsuntersuchung durchgeführt. Als Grundlage dient das in Abb. 4.5a ausschnittsweise dargestellte Messsignal mit geringer Partikelkonzentration, sowie durch Selbstüberlagerung simulierte Signale mit höherem Belegungsgrad, die theoretisch dieselbe Geschwindigkeitsverteilung haben. Um die wahre Geschwindigkeitsverteilung abschätzen zu können, wurde das noch nicht mit sich selbst überlagerte Signal von Hand ausgewertet, d.h. die Zeitabstände von Peaks mit einer periodischen Struktur wurden am Bildschirm vermessen und daraus die Geschwindigkeit berechnet. Das Ergebnis dieser Handauswertung ist in Abb. 4.7a zu sehen. Ausgehend von einer Grundeinstellung der Parameter, die verglichen mit der Handauswertung plausible Werte liefert (Abb. 4.7b), wurden die einzelnen Parameter variiert und auf Signale mit unterschiedlicher Überlagerungshäufigkeit angewendet. Dies soll in erster Linie dazu dienen, die Wirkungsweise der Parameter zu studieren und nicht primär dazu, ideale Einstellungen zur Minimierung von Messfehlern zu finden.

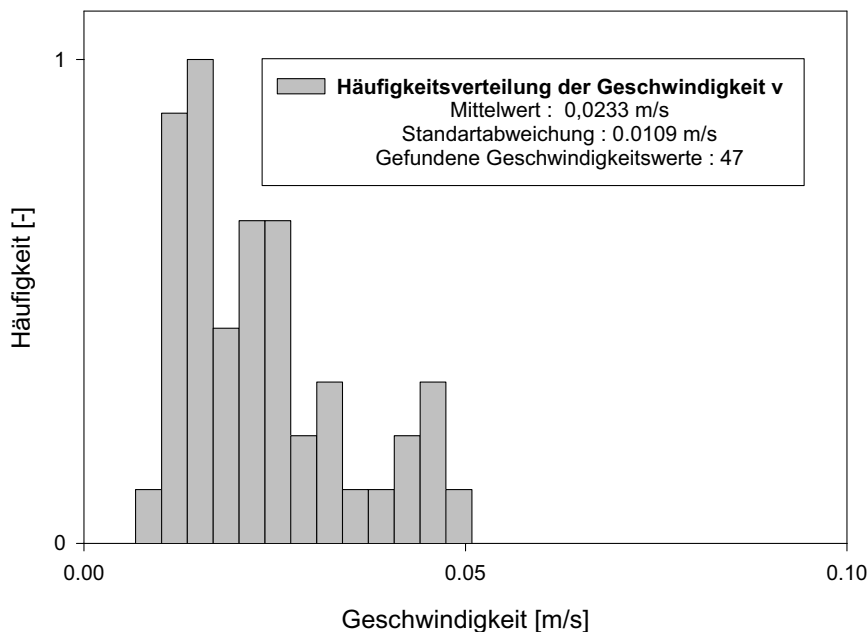


Abbildung 4.7 a : Handauswertung der Messsignale

Die Grundeinstellungen sind wie folgt gewählt:



Min/Max. Verhältnis der erkannten Maxima von $U_f$ und $U$ :	$k_{\min} = 0,4$	$k_{\max} = 1,75$
Gleichzeitigkeit von Peaks bei $U_f$ und $U$ :	$k_v = 0,25$	
Minimale Anzahl in Folge koinzidierender Maxima :	$m_k = 4$	
Äquidistanz der Maxima der AKF :	$A_{\text{aqmax}} = 0,2$	
Mindestanzahl Zyklen der AKF :	$A_{\text{nmin}} = 6$	
Mindestwert für mittlere Amplitude der AKF :	$A_{\text{ammin}} = 0,25$	

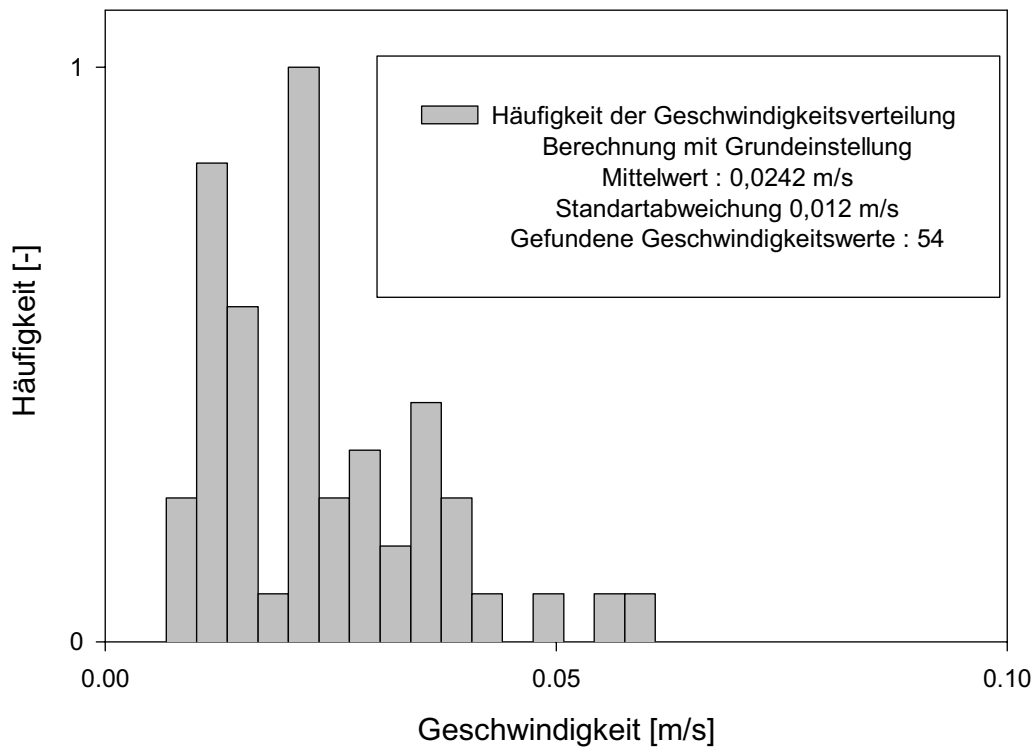


Abbildung 4.7b : Ergebnis der numerischen Auswertung mit der Grundeinstellung

Variation der Parameter  $k_{\min}$ ,  $k_{\max}$ ,  $k_v$ ,  $m_k$  :

-  $k_{\min}$

In Abb. 4.8a und 4.8b sind Geschwindigkeitsmittelwerte  $\langle v \rangle$  und Standardabweichung als Funktion von  $k_{\min}$  für verschiedene Überlagerungshäufigkeiten  $n_{\text{ü}}$  dargestellt. Zu erkennen ist tendentiell eine Zunahme des Mittelwertes mit zunehmendem  $k_{\min}$ , sowie eine geringfügige Abnahme der Standardabweichung. Dies ist dadurch zu begründen, dass im Falle eines gleichzeitigen Vorhandenseins von schnellen und langsamen Partikeln im gleichen Zeitfenster, die Anzahl  $I_{\text{max}}$  der Maxima nach Filterung mit dem für das langsame Signal passenden Bandfilter deutlich kleiner sein kann als die Anzahl  $J_{\text{max}}$  der Peaks im Originalsignal. Daher erscheint es nicht sinnvoll, den Parameter  $k_{\min}$  zu groß zu wählen, da sonst die Signale mit kleinerer Frequenz tendentiell unterbewertet sind. Die Zunahme zwischen 0,1 und 0,3 in Abb. 4.8a ist eventuell darauf zurückzuführen, dass, insbesondere im Fall eines hohen Belegungsgrades, der Gleichspannungsanteil im Messsignal schwankt und niederfrequente Filter periodische Signale liefern, die mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auch korrelierte

Peaks bei  $U_f(t)$  haben. Dies kann dazu führen, dass die niedrigeren Geschwindigkeiten etwas überrepräsentiert sind.

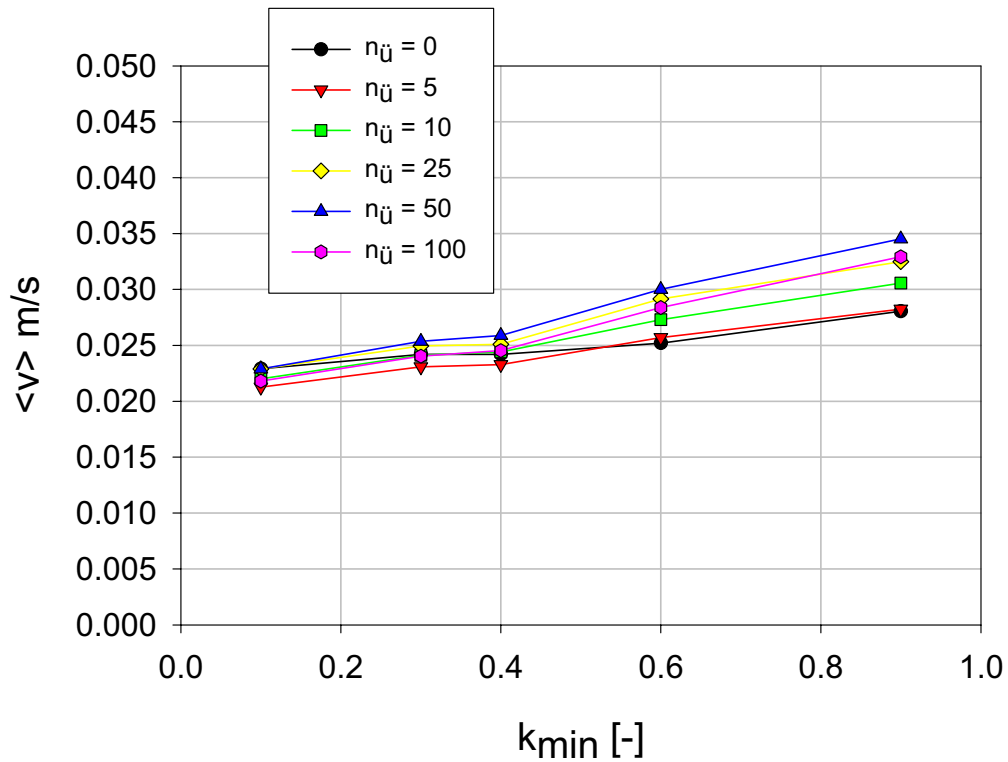


Abb. 4.8a Geschwindigkeitsmittelwert bei Variation von  $k_{\min}$

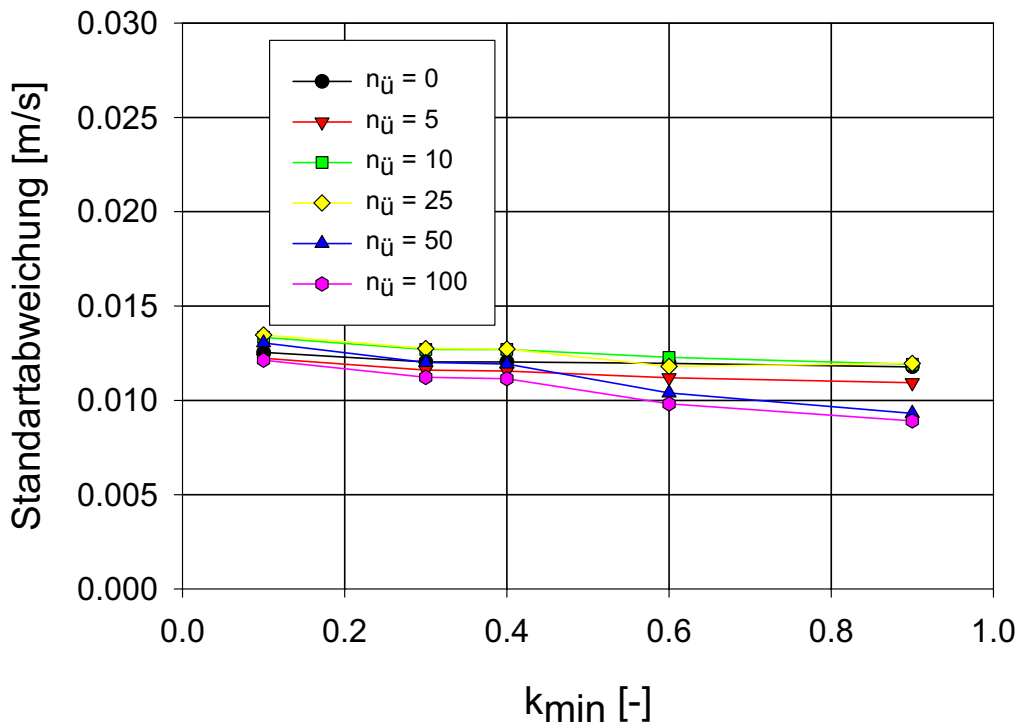


Abb. 4.8.b Standardabweichung bei Variation von  $k_{\min}$

-  $k_{\max}$

Hier wird auf eine detailliertere Betrachtung verzichtet, da es ohnehin nicht sinnvoll ist, Signale auszuwerten die mehr als doppelt so viele Peaks aufweisen als das Originalsignal. Ferner sind Fehler durch Oberwellen oder Überschwinger durch das Koinzidenzkriterium  $m_k$  abgesichert. Man sollte jedoch  $k_{\max} > 1$  wählen, da ein gewisses Überschwinger vor und hinter dem periodischen Signal, bedingt durch die Filterung, unvermeidbar ist.

-  $k_v$

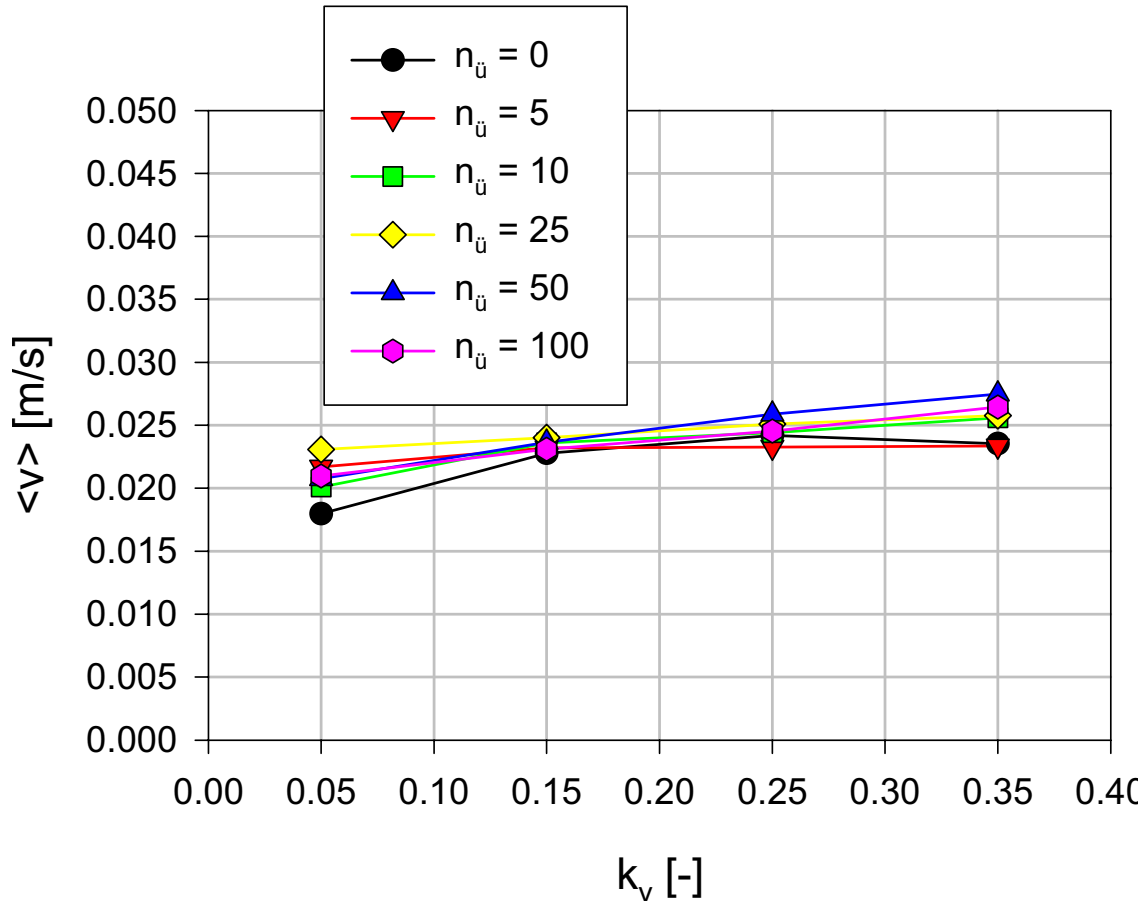


Abbildung 4.9a : Geschwindigkeit bei Variation von  $k_v$

Bei zunehmendem  $k_v$  nimmt sowohl Mittelwert als auch Standardabweichung leicht zu, und zwar tendenziell je mehr, je größer die Überlagerungshäufigkeit ist (s. Abb. 4.9a und 4.9b). Die Werte für  $k_v = .05$  sind nicht repräsentativ, da hier zum Teil nur 10 und weniger Messwerte in 94 Sekunden ermittelt werden konnten (Vergleich : mehr als 300 Werte bei  $k_v = 0,35$ ). Die Festlegung von  $k_v$  ist prinzipiell ein Kompromiss zwischen Messgenauigkeit und der Anzahl der Messwerte die innerhalb eines Messintervalls gefunden werden können. Hier scheint  $k_v = 0,15$  ein sinnvoller Wert zu sein.

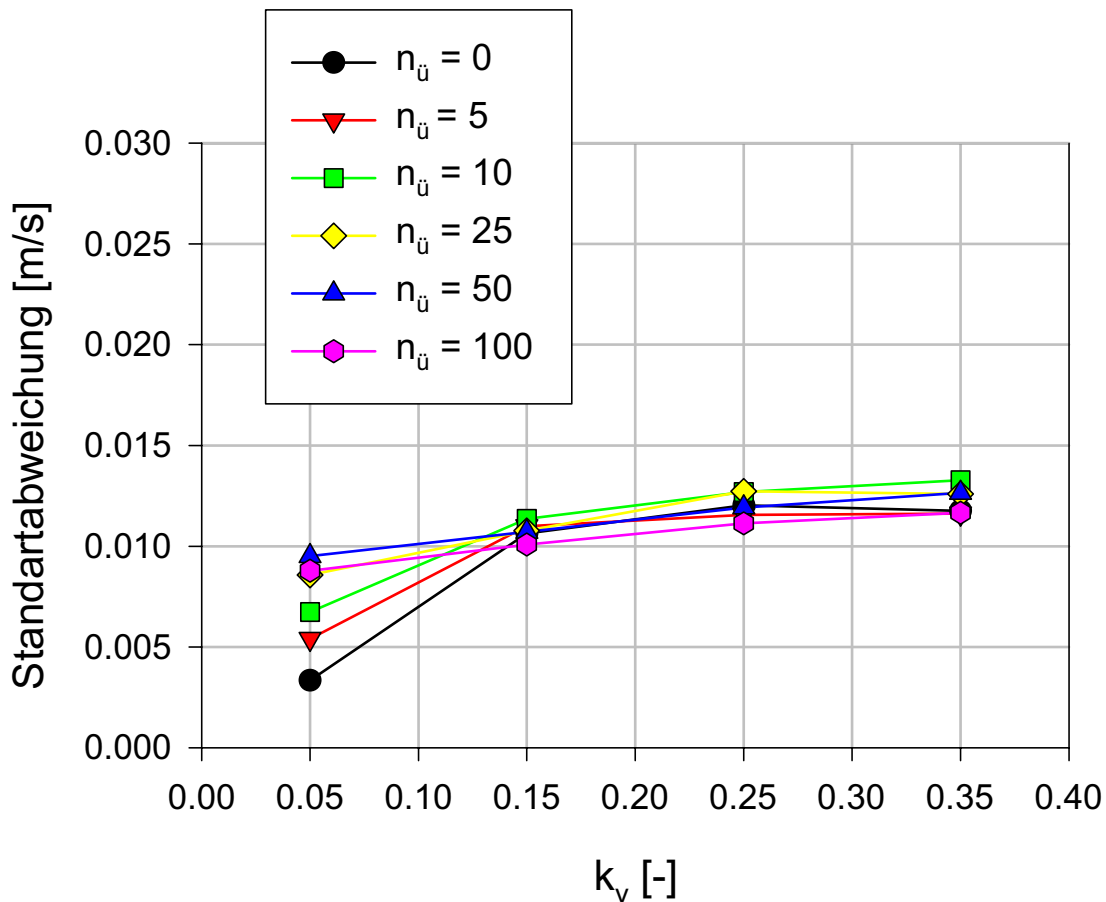
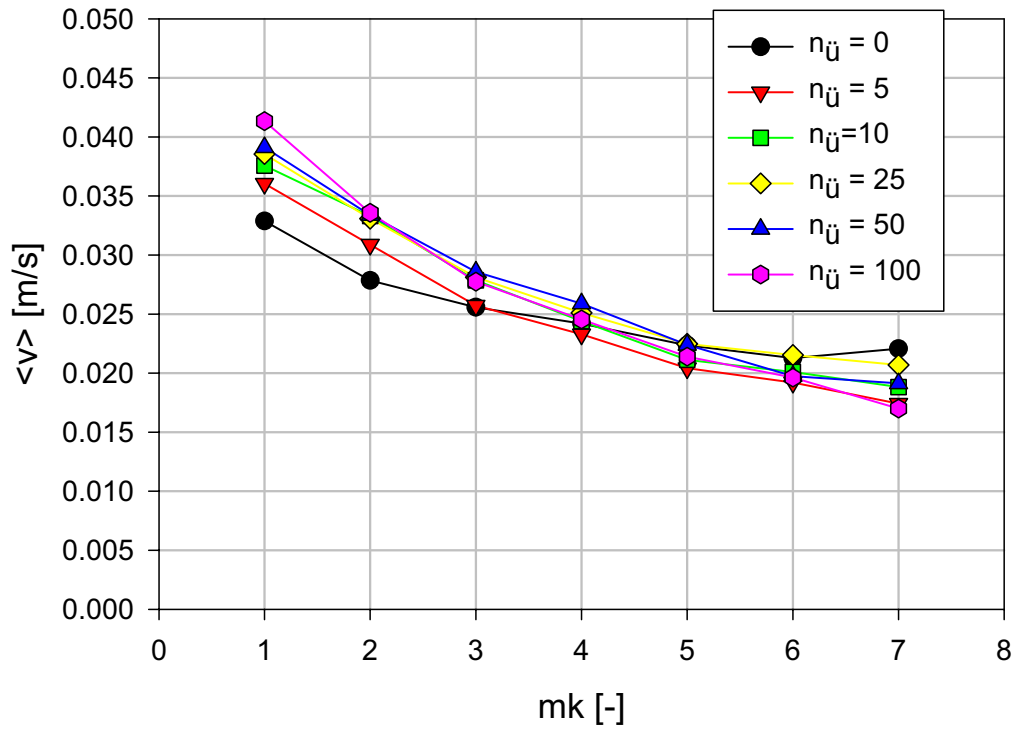
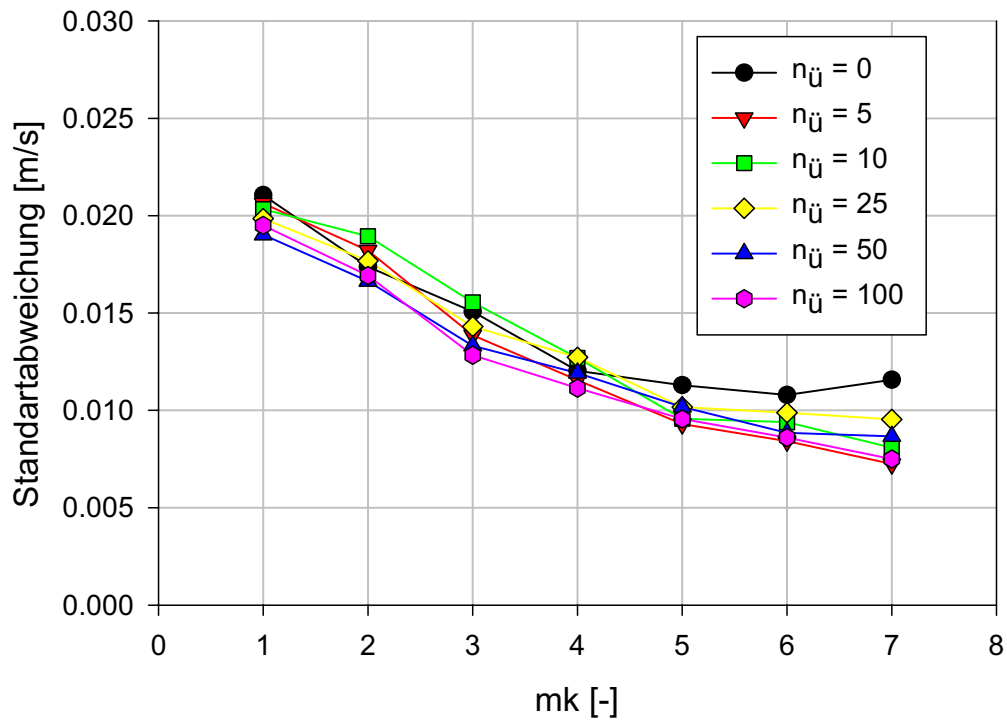


Abbildung 4.9b : Standardabweichung bei Variation von  $k_v$

-  $m_k$

Die Anzahl der aufeinanderfolgenden, koinzidenten Peaks ist das wichtigste Kriterium um die systemimmanente Verschiebung der Geschwindigkeitsverteilung hin zu größeren Werten, bedingt durch anharmonische Anteile im Signal, zu unterdrücken. Abb. 4.10a und 4.10b zeigen die Abhängigkeit von Mittelwert und Standardabweichung von  $m_k$ . Fordert man nur wenige koinzidierende Maxima, so erhält man erwartungsgemäß, durch anharmonische Anteile in der Signalform bedingt, eine starke Verschiebung hin zu größeren Geschwindigkeiten, d.h. zu kleineren Periodendauern. Diese sind im Signal aber definitiv nicht vorhanden. Die Anhebung der maximal erforderlichen Anzahl koinzidierender Maxima dämpft die durch Oberwellen bedingte Verfälschung des Signals. So erkennt man in Abb. 4.10a, dass die Geschwindigkeitsabnahme der Kurven mit zunehmendem  $m_k$  geringer wird. Die durch die unterschiedliche Überlagerungshäufigkeit bedingte Schwankung läßt ebenfalls mit zunehmendem  $m_k$  nach. Ein konvergierendes Verhalten kann festgestellt werden, die Werte bei  $m_k=5,6$  und  $7$  unterscheiden sich nur noch in einem Bereich von ca. 10%. Die Zunahme der Schwankungen und die weitere Abnahme von  $\langle v \rangle$  bei  $m_k=7$  kann vielleicht zum Teil durch die nur noch geringe Anzahl von ermittelten Messwerten ( 20 Werte für  $n_{\ddot{u}}=0$ , 120 für  $n_{\ddot{u}}=25$ ) erklärt werden, generell sind aber noch andere Effekte beteiligt die noch näher untersucht werden müssen. Bei einem Sensor mit 12 Spalten liegt man allerdings bei mit  $m_k=7$  schon im oberen Bereich dessen was noch sinnvoll erscheint.

Abbildung 4.10a : Geschwindigkeit bei Variation von  $m_k$ Abbildung 4.10b : Standardabweichung bei Variation von  $m_k$ 

Die Werte für die Autokorrelationsfunktion  $A_{aqmax}$ ,  $A_{nmin}$ ,  $A_{ammin}$  werden nicht im Detail

diskutiert. Man kann prinzipiell sagen, dass bei einer Absenkung der Anforderungen an die AKF, d.h. für  $A_{aqmax} \uparrow$  (steigend),  $A_{nmin} \downarrow$  (fallend),  $A_{ammin} \downarrow$ , die Breite der Geschwindigkeitsverteilung und die Anzahl der ermittelten Werte tendenziell zunimmt. Eine weitere Erhöhung dieser Anforderungen brachte keine signifikante Veränderung der Ergebnisse, jedoch eine drastische Verminderung der ermittelten Messwerte.

### Schwankungen durch zufallsgesteuerte Selbstüberlagerung

In Abb. 4.11a und 4.11b ist die Verteilung der mittels der oben definierten Grundeinstellung berechneten Mittelwerte und Standardabweichungen, die sich für 20 verschiedene, per Zufallsgenerator erstellte 25-fache Selbstüberlagerungen des Signals ergeben. Die Mittelwerte liegen zwischen 2,4 und 2,6 cm/s, zeigen also keine allzu starken Schwankungen.

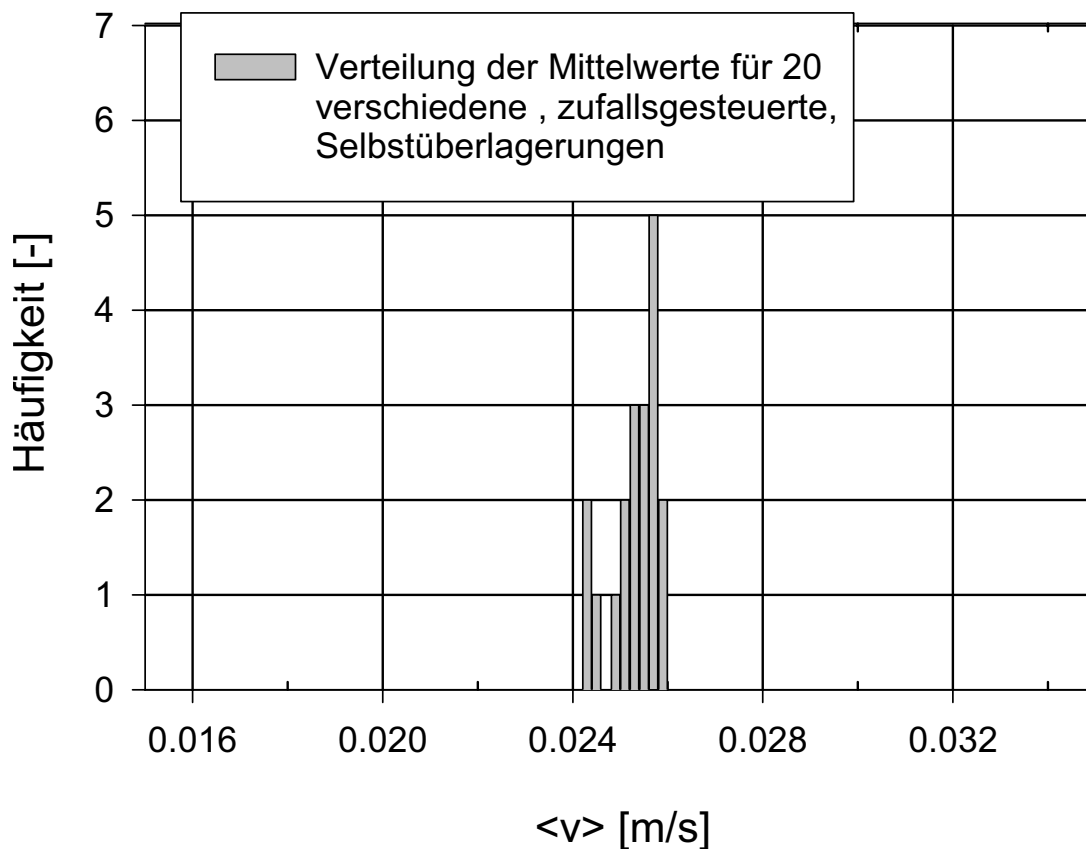


Abbildung 4.11a : Verteilung der mittleren Geschwindigkeiten für 20 verschiedene, per Zufallsgenerator erstellte Überlagerungen eines Messsignals mit überwiegenderem Durchgang von Einzelpartikeln

### Anzahl der Messwerte

Generell kann gesagt werden dass die Anzahl der berechneten Messwerte mit jeder Verschärfung der oben beschriebenen Anforderungsbedingungen abnimmt. Für die Grundeinstellung erhält man für  $n_{\bar{v}}=0$  (Signal ohne Selbstüberlagerung) 54 Werte. Die Anzahl

der Messwerte steigt zunächst mit der Belegungsdichte an, hier bis 300 Werte für  $n_i=50$ , und fällt mit weiter zunehmender Anzahl von Überlagerungen (Partikel) wieder ab. Ab  $n_i=100$  fallen auch die Geschwindigkeitsmittelwerte und die Standardabweichungen ab, was auf die Abnahme der Modulationstiefe und eine zunehmende Verschmierung der Signalmaxima zurückzuführen ist. Das Messsignal sollte die Brückenabgleichspannung, in Abb. 4.5b z.B. knapp 0,9 Volt, zwischen den Partikeldurchgängen noch zeitweise erreichen, d.h. es sollten noch Zeitabschnitte vorhanden sein in denen der Sensor frei ist.

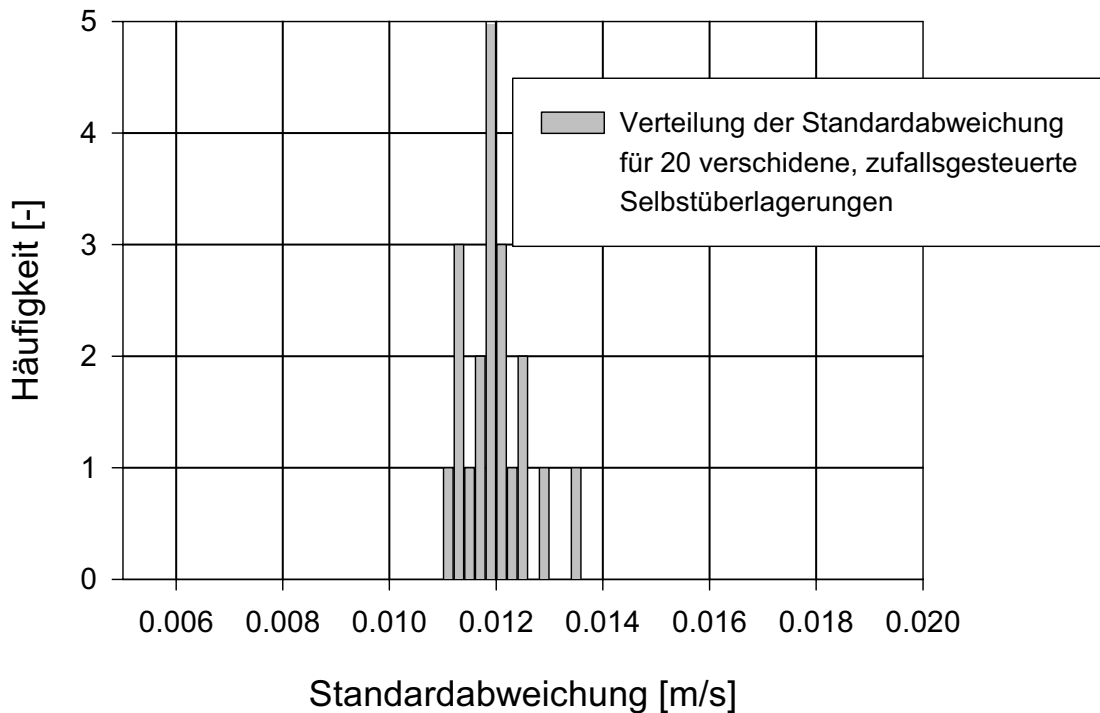


Abb. 4.11b : Verteilung der Standardabweichung für 20 verschiedene, per Zufallsgenerator erstellte Überlagerung eines Messsignals mit überwiegendem Durchgang von einzelnen Partikeln

### Abschließende Bemerkung

Die Messmethode kann zufriedenstellende Ergebnisse liefern, wenn die Oberwellenunterdrückung gewährleistet ist. Eine deutliche Verbesserung der Messung kann durch kleinere Strukturen mit mehr Spalten erreicht werden. Hierbei sollte der Spaltabstand  $d$  ungefähr gleich der Spaltweite  $s$  sein. Dadurch wird der Oberwellenanteil im Signal gering gehalten. Die hier vorgestellte Sensorgeometrie ist diesbezüglich eher ungünstig, zeigt aber eine größere Flexibilität was die Partikelgröße betrifft, denn prinzipiell sollten die Partikel nicht wesentlich größer sein als die Spaltweite  $d$ . Ferner erfordern kleinere Strukturen eine höhere Zeitauflösung der Messdatenerfassung.

## 5 Versuchsstand und Strömungsmessungen

### 5.1 Aufbau und Ausstattung des Versuchsstandes

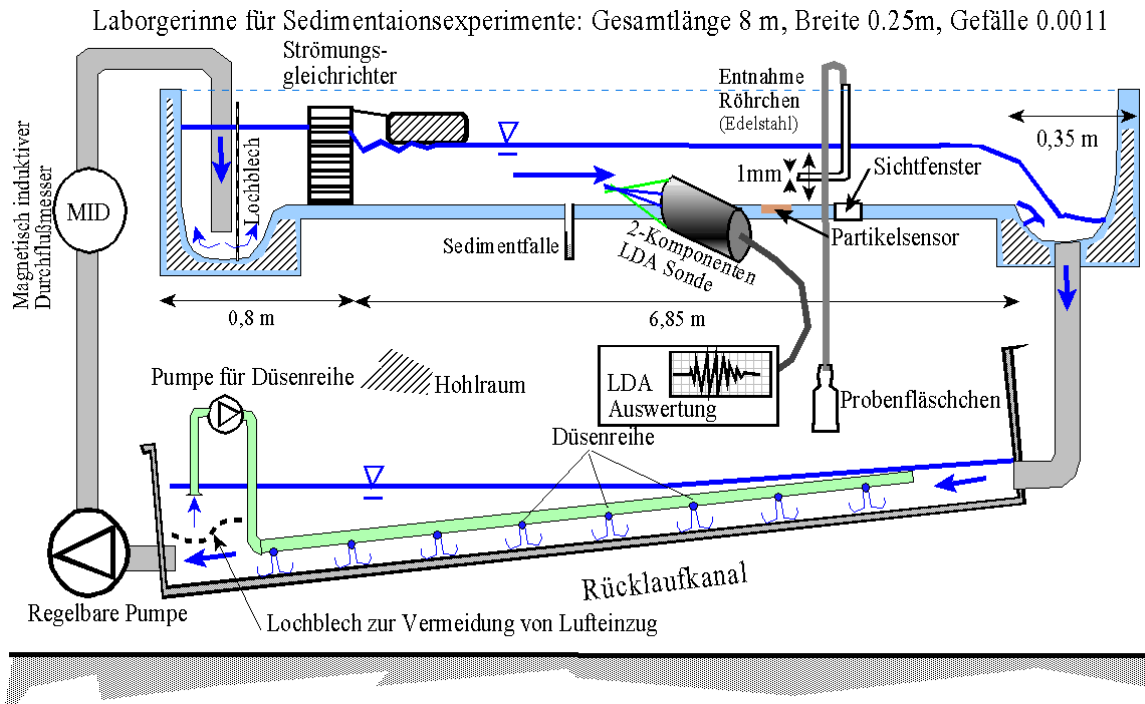


Abb. 5.1 : Schematische Darstellung des Versuchsstandes

Alle Versuche wurden in einem 8 m langen Laborgerinne mit einstellbarer Neigung durchgeführt, wobei die nutzbare Länge 6,85 m beträgt. Siehe dazu Abbildung 5.1. Der Versuchsstand wurde mit einem Strömungsgleichrichter und einem Lochblech am Einlauf, sowie einem Styroporblock zur Verhinderung der Ausbildung von stehenden Wellen und den speziellen Anforderungen von Sedimentationsversuchen entsprechend, ausgestattet. Die Einbauten im Gerinne wurden so optimiert, dass die Strömung einer ausgebildeten Gerinneströmung möglichst nahe kommt (siehe hierzu Kapitel 5.2). Der Ein- und Auslauf, sowie die Rohrleitungen und der gesamte Rücklaufkanal müssen so ausgestattet werden, dass Sedimentablagerungen hier nicht stattfinden können, da ansonsten nicht gewährleistet werden kann, dass die Sedimentation ausschließlich von der Gerinneströmung kontrolliert wird.

Nach entsprechenden Vorversuchen wurde dies durch eine abgerundete Formgebung des Zu- und Ablaufbereichs und einer, durch eine zweite Pumpe gespeisten Düsenreihe im nur 19 cm breiten Rücklaufkanal, gewährleistet. Dieser sollte, zur Vermeidung von Ablagerungen, eine nicht zu große Füllhöhe haben. Ein Lochblech am Pumpeneinlauf verhindert einerseits, dass wegen geringer Füllhöhe Luft in die Strömung eingetragen wird und vermeidet andererseits, dass hier Partikel abgelagert werden. Ein Austausch von Wasser mit vorhandenen Hohlräumen muß unbedingt verhindert werden, da diese als Sedimentfallen wirken. So wurde bei Vorversuchen bemerkt, dass nach einigen Stunden der gesamte zugegebene Sand durch eine defekte Abdichtung in einem Hohlraum des Einlaufbereichs verschwunden war.



Da die ursprünglich eingebaute, schiebergeregelte Pumpe eine zu hohe Wärmeentwicklung verursachte, wurde eine regelbare Pumpe eingebaut, die Abflüsse im Bereich von 3 bis ca. 20 l/s ermöglicht. Für Strömungsmessungen steht eine 2-Komponenten Laser-Doppler Messeinrichtung zur Verfügung. Diese verfügt über eine programmgesteuerte 3-Wege Traversieranlage, welche auf einem schienenengebundenen Wagen montiert ist und die, mittels Glasfasern an Laser und Signalprozessor angeschlossene Messsonde, trägt.

Zur Probengewinnung ist ein Edelstahlröhrchen mit einem Innendurchmesser von einem Millimeter vertikal verstellbar montiert. Die Probennahme erfolgt nach dem Heberprinzip, wobei der angeschlossene Schlauch in der Höhe verstellbar ist und so die Entnahmerate eingestellt werden kann. Um Proben von sohnah transportierten Partikeln zu erhalten befindet sich in der Sohle eine Bohrung, an welche ein Plexiglasröhrchen angeschraubt werden kann (siehe Abb. 5.2). Nachdem der Stopfen kurz entfernt wurde, um die Sedimentfalle zu entlüften, wird dieser wieder Angebracht und die Sedimentfalle nach einer gewissen Zeit abgeschraubt und der Inhalt mittels demineralisiertem Wasser in eine Probenflasche gespült.

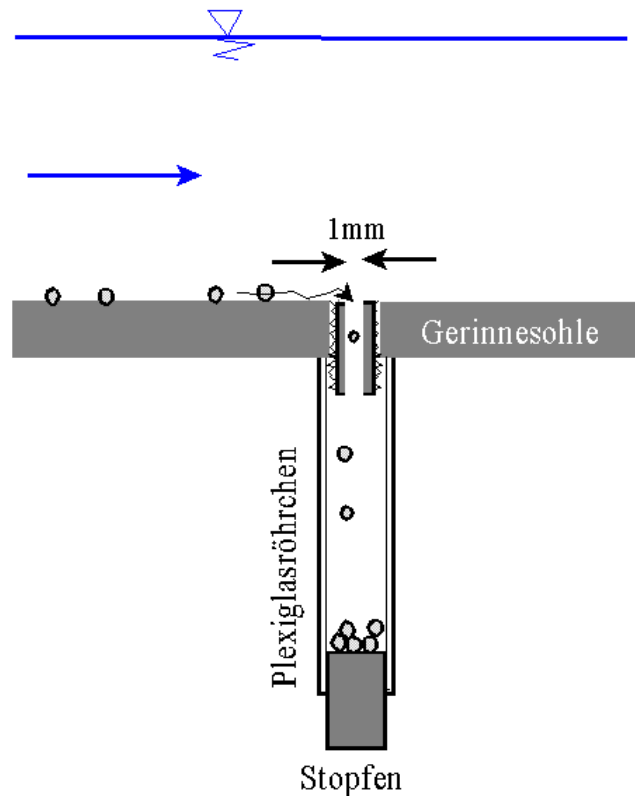


Abb. 5.2 : Sedimentfalle

Zur Beobachtung der Sohle ist ein rundes Sichtfenster sohlbündig eingelassen. Durch dieses kann der Bewegungszustand sohnaher Partikel festgestellt werden. So sind zum Beispiel Transportkörper, welche das Sichtfenster überqueren, sowie die linienförmige Gruppierung von Partikeln entlang sog. "low speed streaks" und deren intermittierendes Auftreten auch bei hohen Trübungen gut zu erkennen.

Ebenfalls sohlbündig angebracht ist ein selbst entwickelter Partikelsensor, der Hinweise über

den Belegungsgrad der Sohle gibt und Messungen der Geschwindigkeit von Partikeln mit Kontakt zur Sohle ermöglicht. Dieser wird in Kapitel 4 ausführlich beschrieben. In Abb. 5.3 ist eine Aufnahme der Rinne mit rauhem Sohlbelag zu sehen.

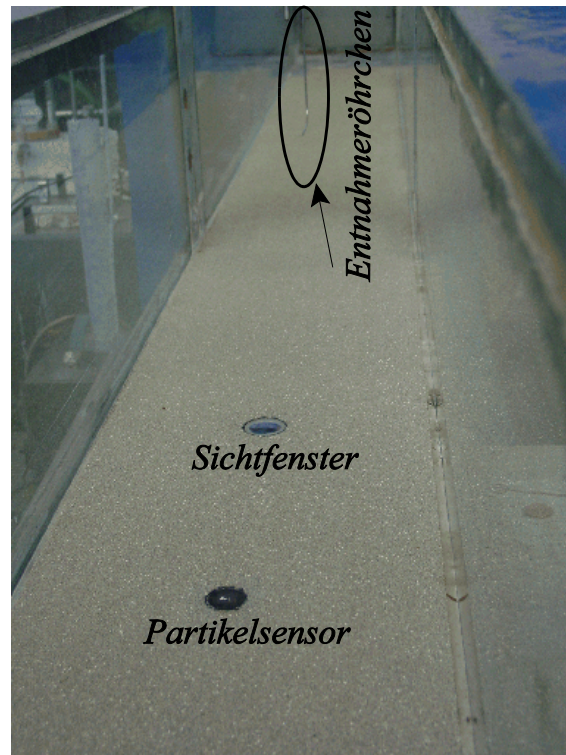


Abb. 5.3 : Ansicht des Versuchsstands

Versuche wurden mit glatter und rauher Sohle durchgeführt. Die Rauigkeit wurde mittels einer durch doppelseitiges Klebeband fixierten Lage dicht gepackter, zuvor gründlich von Staub befreiter Sandkörner mit ca. 1mm Durchmesser realisiert, was in Abb.5.4 dargestellt ist.



Abb. 5.4 : Detailaufnahme der rauhen Sohle

## 5.2 Strömungsmessungen mit Laser-Doppler-Anemometer

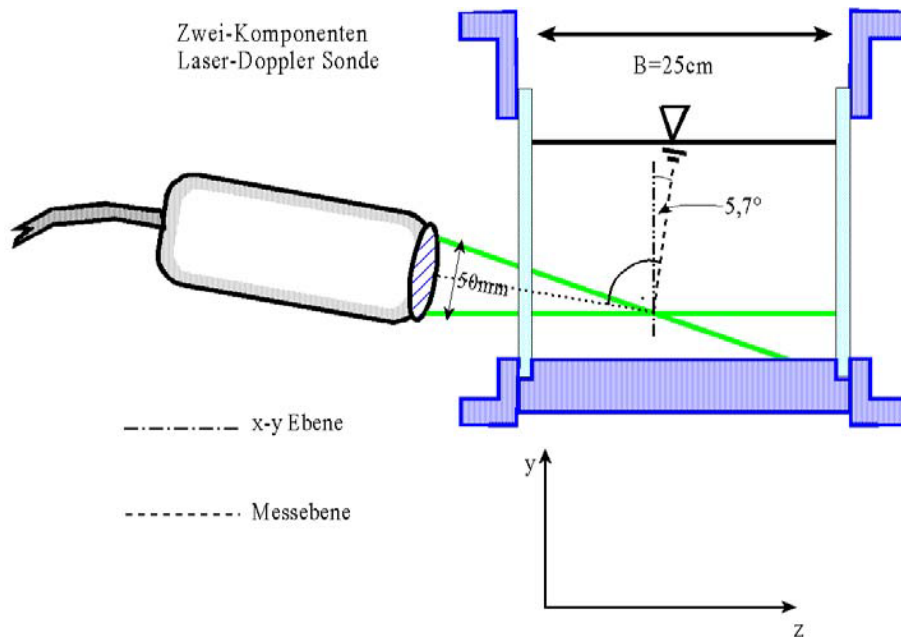


Abb. 5.5 : Anordnung der Messsonde, hier nur zwei der vier Laserstrahlen abgebildet

Um zu beurteilen, inwiefern die Strömung im Laborkanal als ausgebildete, turbulente Gerinne-strömung betrachtet werden kann, wurden vertikale und horizontale Geschwindigkeitsprofile mittels einem berührungsfrei arbeitenden Laser-Doppler Anemometer durchgeführt. Diese Messmethode ist in [43] ausführlich beschrieben und ermöglicht hier die simultane Erfassung von zwei Komponenten des Strömungsvektors, wobei hier die Sonde so positioniert wurde, dass die horizontale Geschwindigkeitskomponenten in Strömungsrichtung und die Vertikalkomponente erfasst wurden. Die turbulenzspezifischen Korrelationen, hier insbesondere die Reynoldsspannung  $\langle u'v' \rangle$ , können so direkt ausgewertet werden. Das hat hinsichtlich der Bestimmung der Sohlschubspannung Vorteile gegenüber anderen, indirekten Verfahren, wie z.B. der Auswertung des vertikalen Geschwindigkeitsprofils der u-Komponente unter Annahme einer logarithmischen Verteilung. Die Sonde befindet sich auf einer programmierbaren Traversieranlage und ermöglicht so die vollautomatische Messung von Profilen. Um auch die sohnahen Fließgeschwindigkeiten messen zu können, wurde die Sonde so geneigt, dass die unteren Teilstrahlen parallel zur Sohle verlaufen. Die Messebene ist dabei, der Brennweite von 250mm und einem Strahlabstand von 50mm entsprechend, um  $5,7^\circ$  gegenüber der xy Ebene geneigt (siehe Abb. 5.5). Die dabei entstehende Abweichung bei der Messung der Vertikal-komponente von der Geschwindigkeit in der x-y Ebene ist mit  $\cos(5,7^\circ)=0,995$  sehr gering und wird darum vernachlässigt. Als Seedingmaterial dienten bei allen Messungen metallbeschichtete Glaskügelchen mit  $12\mu\text{m}$  Durchmesser, welche vom Hersteller der Anlage empfohlen werden.

### Strömungsmessungen bei glatter Sohle

Es wurden an 4 Stellen entlang der Strömungsrichtung (x-Achse) sowohl Vertikal- als auch Horizontalprofile gemessen. In Abb. 5.6 sind die Horizontalprofile der u-Komponente an 4 Stellen, zwischen 1,3 und 4,55 m von der Einlaufwabe entfernt, dargestellt. Dabei wurde im Abstand von 5 bzw. 15mm von der Sohle gemessen.

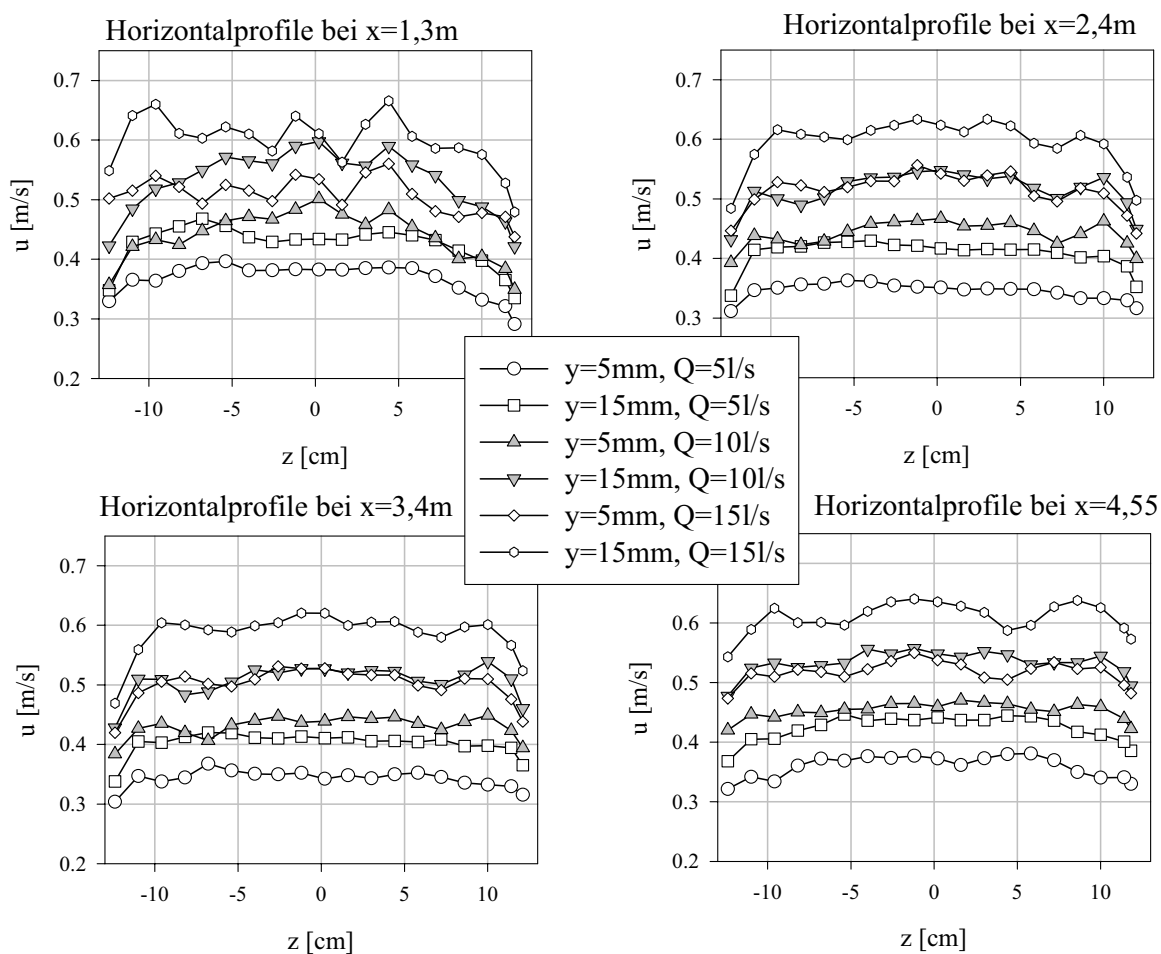


Abb. 5.6 : Horizontalprofile an verschiedenen Stellen im Gerinne. Die Einlaufwabe ist bei x=0.

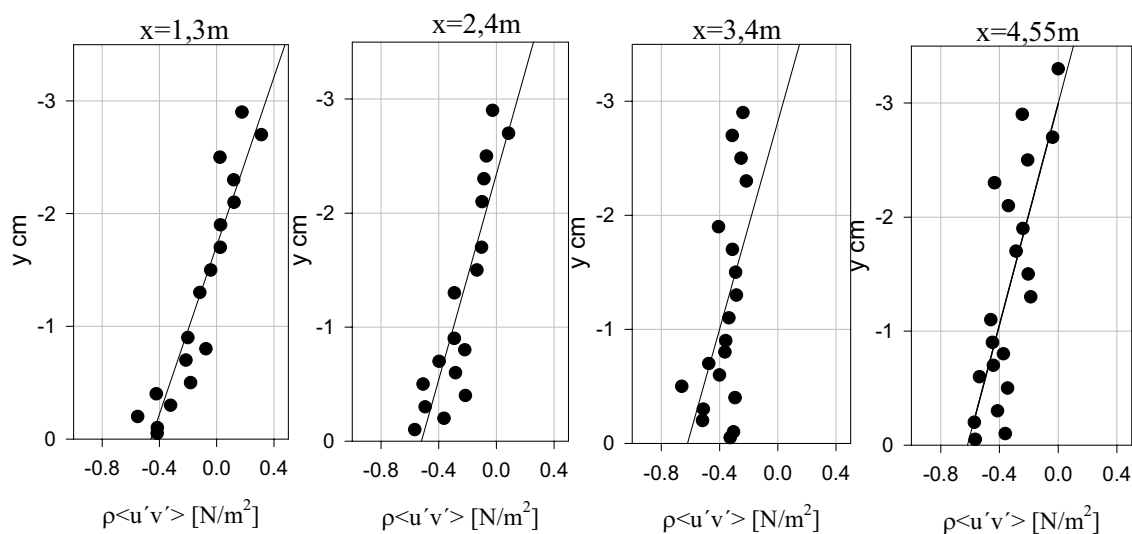
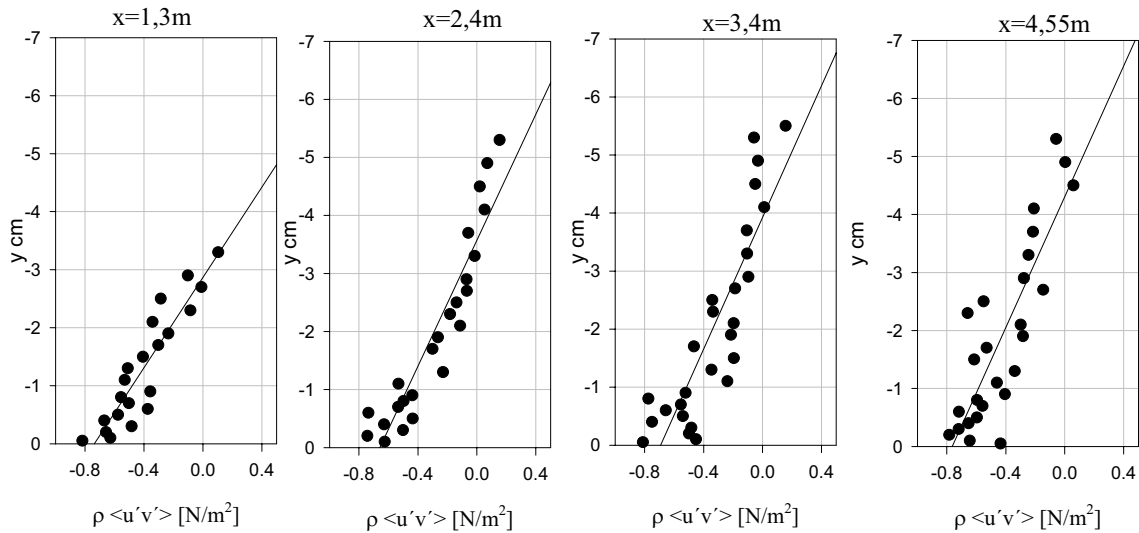
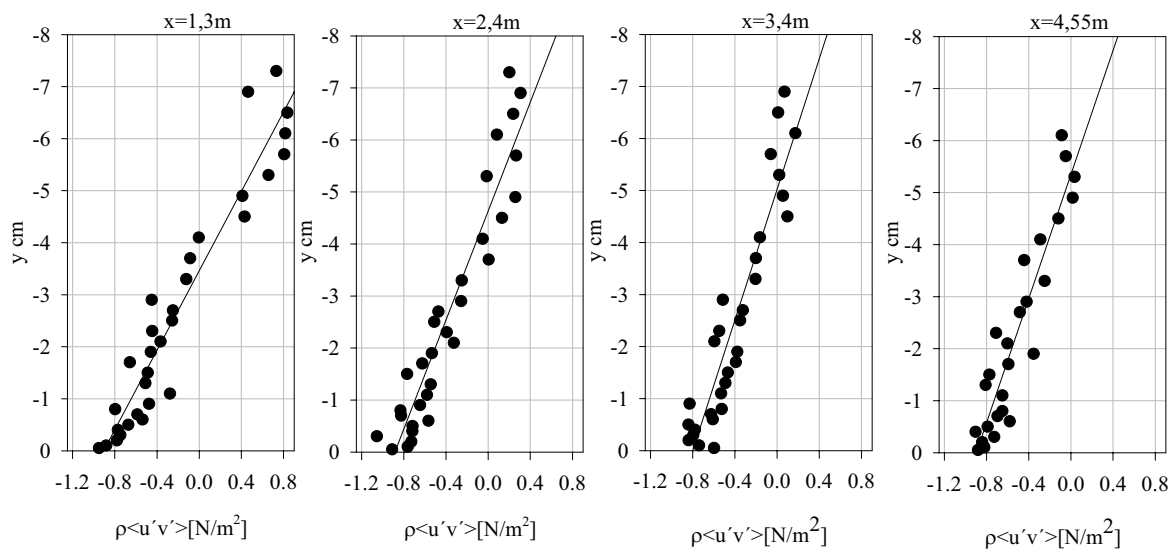


Abb. 5.7a : Reynoldsspannungen für Q=5l/s. Die Sohlschubspannung wurde durch den Schnittpunkt der Regressionsgeraden mit der x-Achse ermittelt

Abb. 5.7b : Reynoldsspannungen für  $Q=10\text{l/s}$ .Abb. 5.7c : Reynoldsspannungen für  $Q=15\text{l/s}$ 

Man kann dabei erkennen, dass der anfangs schwankende Verlauf der Geschwindigkeit sich schon bei  $x=2,4\text{ m}$  deutlich geglättet hat und einem Rechteckprofil recht nahe kommt. Abb. 5.7 a-c zeigt die Vertikalprofile der Reynoldsspannungen  $\rho\langle u'v' \rangle$  für die unterschiedlichen Abflüsse. Die Sohlschubspannungen wurden aus dem Schnittpunkt der Regressionsgeraden mit der  $x$ -Achse ermittelt, wobei der Mittelwert der Einzelmessungen an den verschiedenen  $x$ -Abständen vom Einlauf gebildet wurde. Die Werte für  $x=1,3\text{ m}$  wurden dabei nicht berücksichtigt, da hier der Einfluß des Zulaufbereiches noch deutlich zu erkennen ist. So erklären sich die positiven Werte der Reynoldsspannungen im Falle von  $x=1,3\text{ m}$  nahe der Wasseroberfläche durch die bremsende Wirkung des Styroporblocks am Einlauf und des daraus resultierenden Maximums im Vertikalprofil, welches in Abb. 5.8a-c für  $x=1,3\text{ m}$  erkennbar ist. Bei  $x=2,4\text{ m}$  ist dieser negative Geschwindigkeitsgradient bereits abgebaut und die Reynoldsspannung erreicht an der Wasseroberfläche einen Wert von ungefähr null.

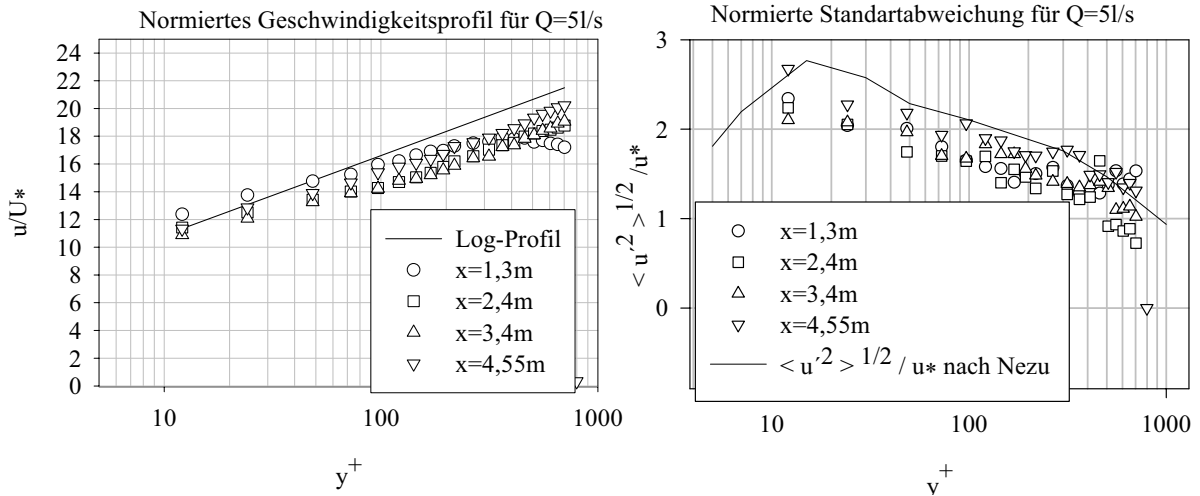


Abb. 5.8a : Normierte Profile von u und dessen Effektivwert bei Q=51/s

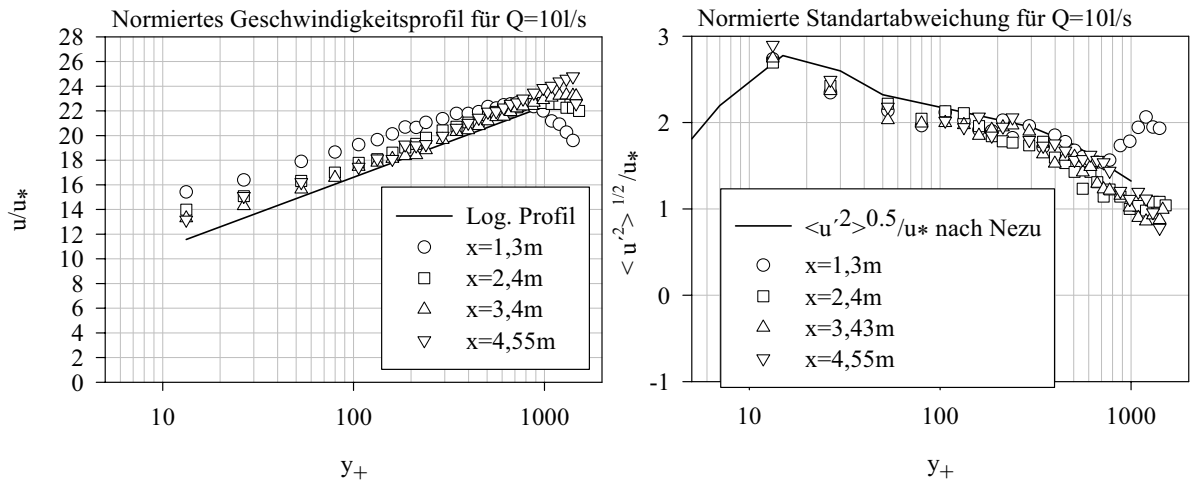


Abb. 5.8b : Normierte Profile von u und dessen Effektivwert bei Q=101/s

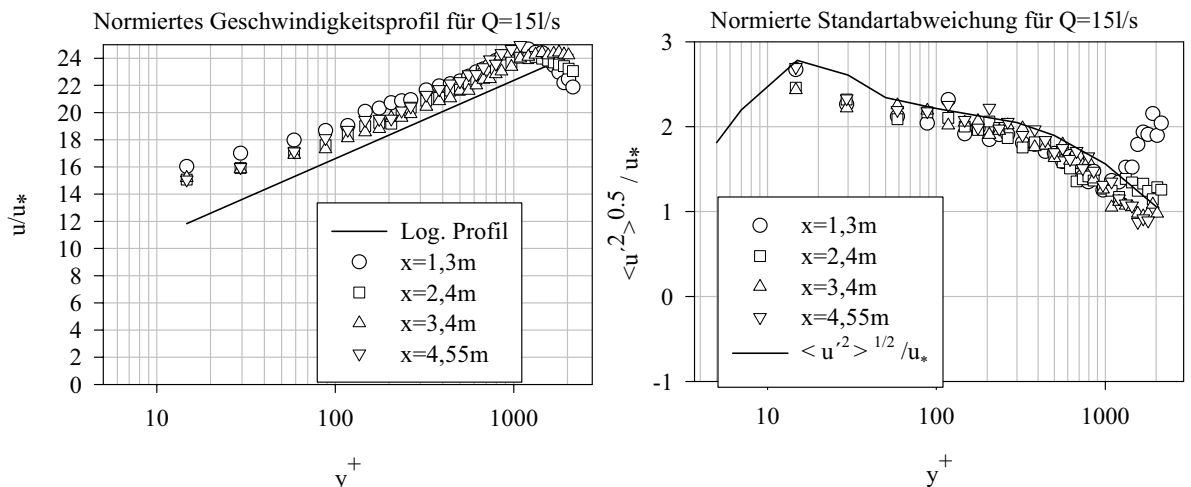


Abb. 5.8c : Normierte Profile von u und dessen Effektivwert bei Q=151/s

In Abb. 5.8 a-c sind die normierten Vertikalprofile der Geschwindigkeit  $u/u_*$  und deren Effektivwerte  $\langle u'^2 \rangle^{1/2}/u_*$  als Funktion des dimensionslosen Wandparameters  $y^+ = yu_*/\nu$  dargestellt. Diese haben für den wandnahen Bereich einer entwickelten turbulenten Grenzschicht einen universell gültigen Verlauf, welcher als durchgezogene Linie mit eingezeichnet ist und mittels dem logarithmischen Geschwindigkeitsprofil und der bei [3] angegebenen, semi-theoretischen Beziehung für den vertikalen Verlauf des Effektivwertes, berechnet wurde :

$$\frac{u}{u_*} = 1/\kappa \ln(y^+) + A ; \quad \text{mit } A=5.1 \text{ und } \kappa=0.4 \quad (5.1)$$

$$\frac{\langle u'^2 \rangle^{1/2}}{u_*} = 2.3 \exp\left(-y^+ \frac{ny}{u_* h}\right) \Gamma(y^+) + 0.3 y^+ (1 - \Gamma(y^+)) \quad (5.2)$$

$$; \quad \text{mit } \Gamma = 1 - \exp\left(-\frac{y^+}{10}\right)$$

Abschließend kann man sagen, dass trotz dem die Rinne mit einer nutzbaren Länge von 6.8 m recht kurz ist, die Strömungsparameter denen einer ausgebildeten Strömung, abgesehen von dem durch den Zulauf beeinflussten Bereich, recht nahe kommen. Zumal, wenn man bedenkt, dass in der Literatur auch unterschiedlich Angaben über die Konstanten A und  $\kappa$  sowie über den vertikalen Verlauf des Effektivwertes der Horizontalkomponente zu finden sind. So ist bei [5] eine Darstellung zu finden, bei welcher der Effektivwert für  $y^+ \sim 100$  bei nur ca. 1.5 liegt.

Die errechneten Werte für die Schubspannungsgeschwindigkeiten für  $Q=5, 10$  und  $15 \text{ l/s}$  sind  $u_* = 0.0242, 0.0266$  und  $0.0294 \text{ m/s}$ . Eine detailliere Zusammenstellung der hydraulischen Parameter für diese Klarwassermessungen findet sich in Kapitel 5.3 in Tabelle 5.1

## Strömungsmessungen bei rauher Sohle

Die Messquerschnitte und -positionen entsprechen denen bei glatter Sohle. In den Abbildungen 5.9 sowie 5.10a-c und 5.11a-c sind, analog zu den Messungen bei glatter Sohle, die Ergebnisse für die mit Sand beklebte Sohle zu sehen. Bei den Vertikalprofilen ist noch zusätzlich der Verlauf für hydraulisch raue Strömungen eingezeichnet. Hierfür wurde die Beziehung  $u^+ = 2.5 \cdot \ln(y/k_s) + 8.5$  aus [3] verwendet. Es wird später gezeigt, dass durch die aufgebraachte Sohlrauheit sich eine Strömung im Übergangsbereich zwischen hydraulisch glatten und ausgeprägt hydraulisch rauhen Verhältnissen einstellt. Für den Nullpunkt der y-Achse wurde 25% des Durchmessers der Rauheitselemente, also  $y_0 = 0.25 \cdot k_s$  angesetzt. In der Literatur werden auch größere Werte bis  $y_0 = k_s$  angegeben, wobei für solche die Lage der Messpunkte in den Abb. 5.11, links, für kleine  $y^+$  in Richtung des hydraulisch glatten Geschwindigkeitsprofils verschoben wäre.

Der normierte Effektivwert von  $u$  unterscheidet sich nach Messungen von Grass [42] im Übergangsbereich zwischen glatten und rauhen Strömungsverhältnissen für  $y^+ > 50$  praktisch nicht von dem bei glatten Sohlverhältnissen. Das Maximum bei  $y^+ \sim 15$  hat demnach den etwas geringeren Wert von 2,4 im Vergleich zu 2,8 bei glatter Sohle. Die eingezeichnete Kurve in Abb. 5.11 rechts, gilt für glatte Berandungen.

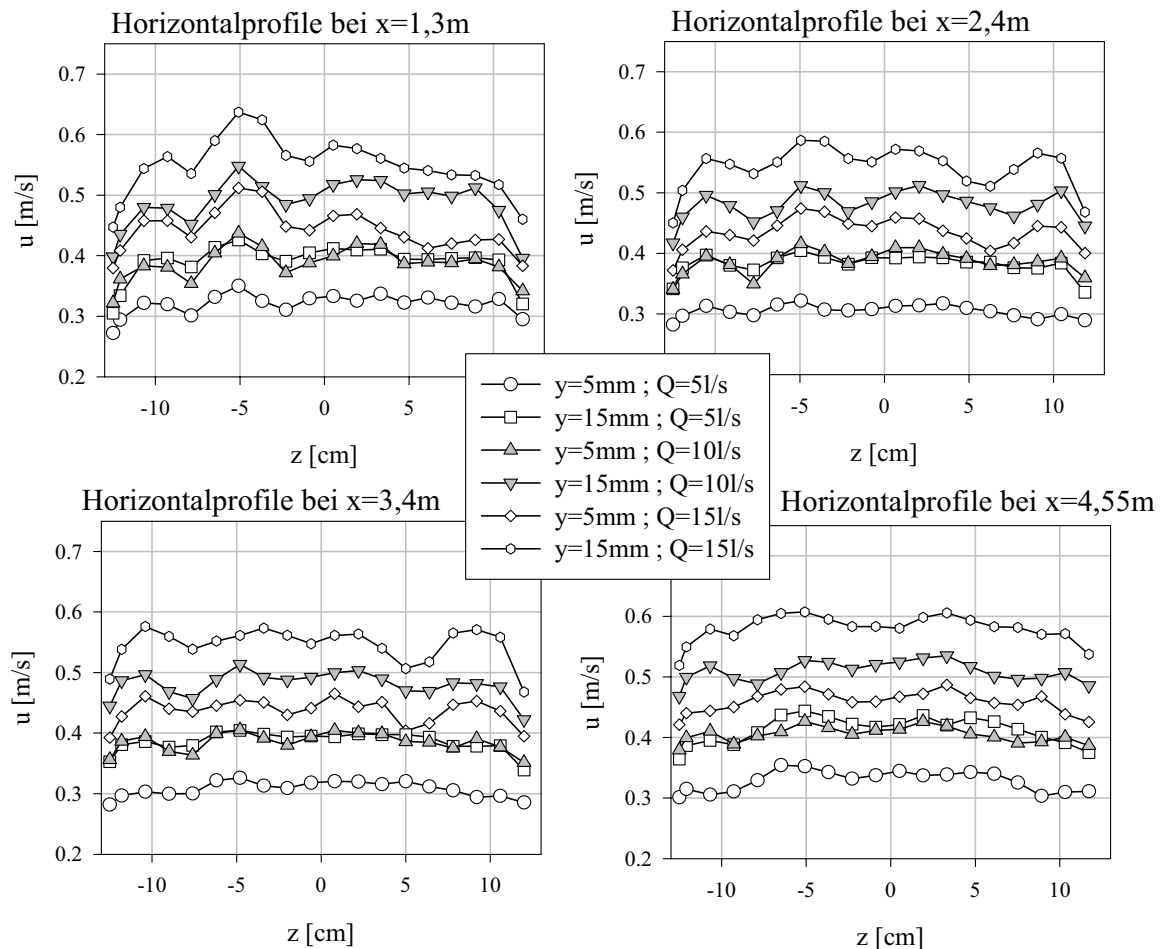
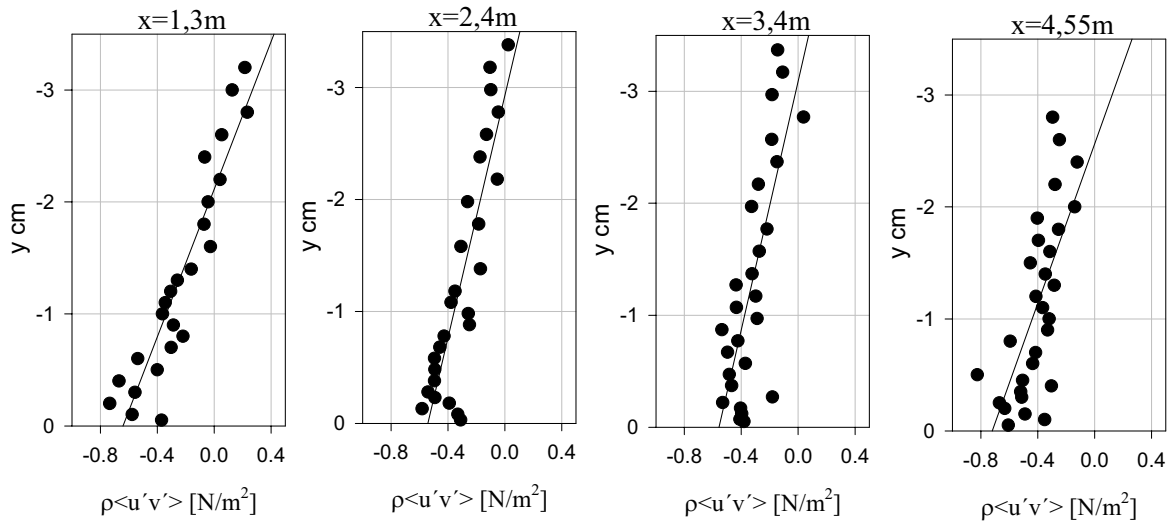
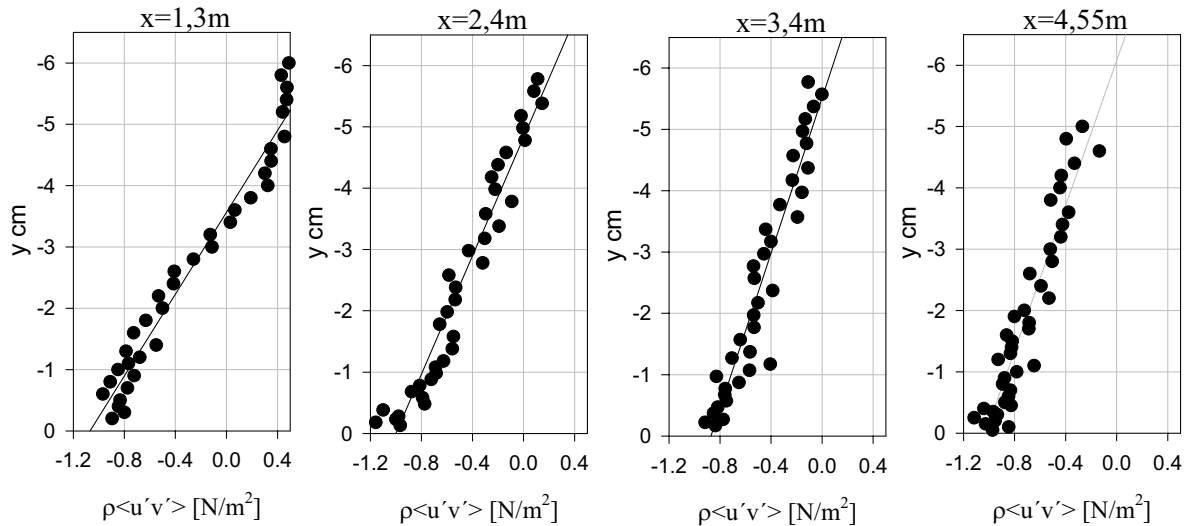
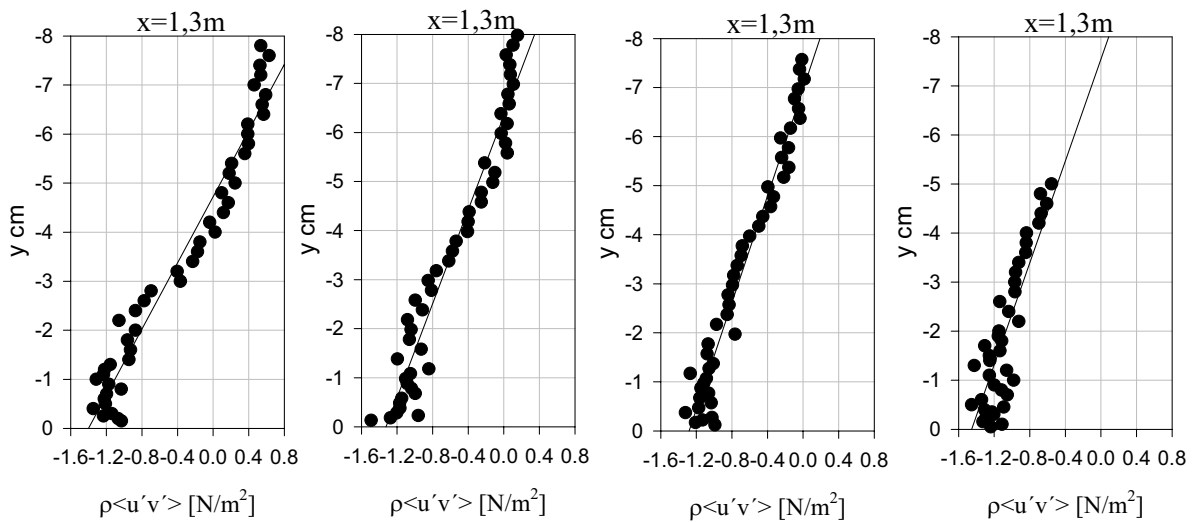


Abb 5.9 : Horizontalprofile bei rauher Sohle



Abb. 5.10 a : Reynoldsspannungen für raue Sohle bei  $Q=5$  l/sAbb. 5.10b : Reynoldsspannungen für raue Sohle bei  $Q=10$  l/sAbb. 5.10c : Reynoldsspannungen für raue Sohle bei  $Q=15$  l/s

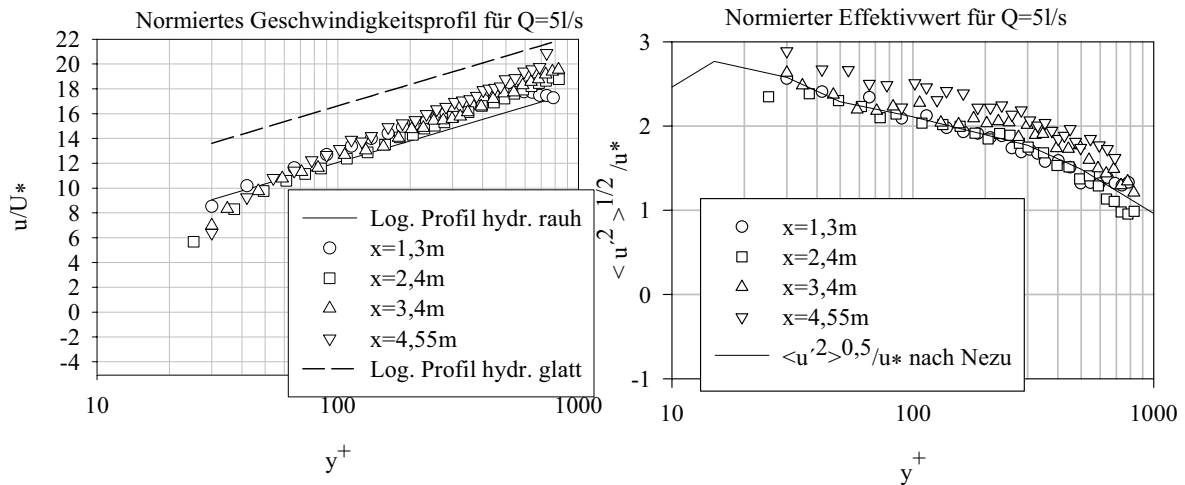


Abb. 5.11a : Normierte Profile von u und dessen Effektivwert bei Q=5l/s

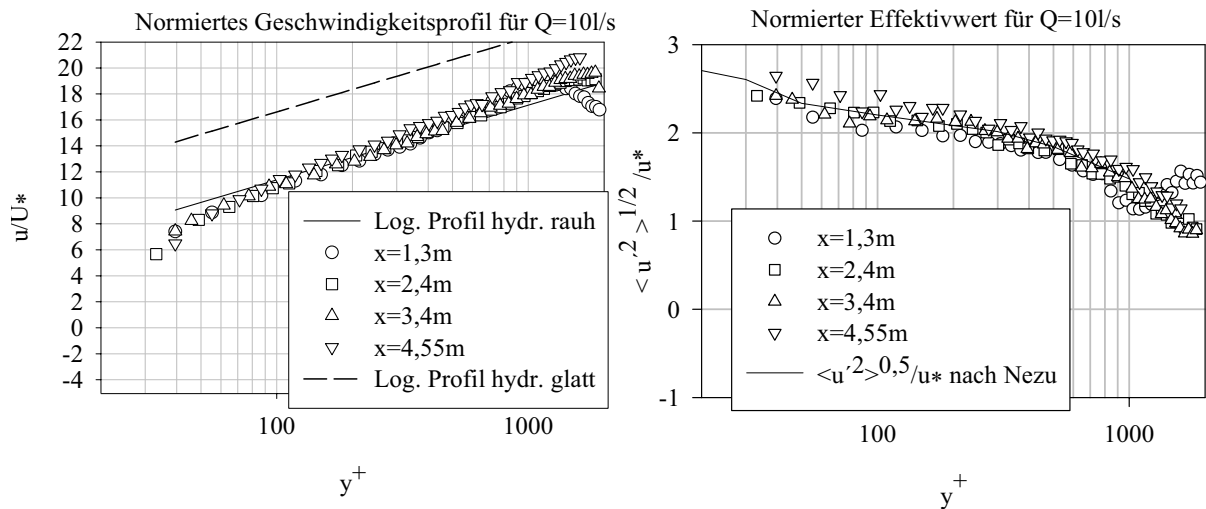


Abb. 5.11b : Normierte Profile von u und dessen Effektivwert bei Q=10l/s

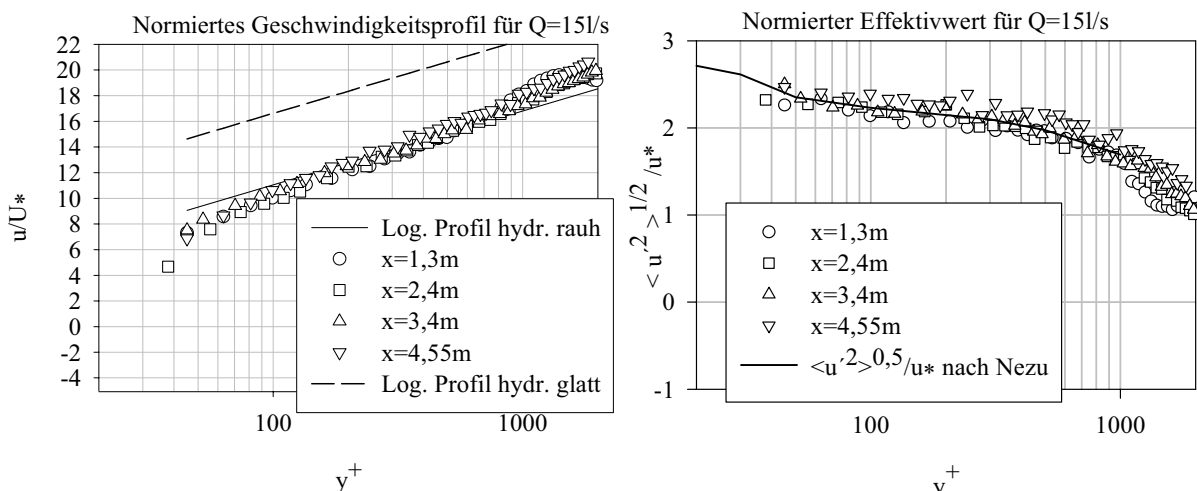


Abb. 5.11c : Normierte Profile von u und dessen Effektivwert bei Q=15l/s

Genauere Angaben zu den hydraulischen Parametern finden sich in Kapitel 5.3, Tabelle 5.2.

### 5.3 Charakterisierung von Strömung und Turbulenz

Nachdem im vorhergehenden Kapitel die Strömung bezüglich der Vergleichbarkeit mit ausgebildeten Gerinneströmungen untersucht wurde, wird hier auf die, zur Beurteilung von Transportprozessen notwendigen hydraulischen Parameter, eingegangen. Diese sind die integralen Parameter wie z.B. mittlere Fließgeschwindigkeit und Sohlschubspannung bzw. Schubspannungsgeschwindigkeit, aber auch Parameter welche charakteristisch für die Turbulenz in der Strömung oder für den wandnahen Bereich sind. Dazu gehört insbesondere die Längenskala der Mikroturbulenz nach Kolmogoroff und deren Relation zur Korngröße von suspendierten Partikeln. Ebenso ist das Verhältnis zwischen der vertikalen Ausdehnung der viskosen Unterschicht und der Partikelgröße für Transportprozesse ausschlaggebend. Hier soll zunächst auf die hydraulischen Parameter und deren Herleitung eingegangen werden. Auf die Einordnung der Partikeleigenschaften in die strömungsmechanischen Randbedingungen bei der Versuchsdurchführung wird ausführlich in Kapitel 6 eingegangen.

Die Mikroskala der Turbulenz ist nach Kolmogoroff durch  $\eta=(\nu^3/\varepsilon)^{1/4}$  gegeben. Dabei ist  $\varepsilon$  die Dissipation der turbulenten kinetischen Energie  $E$  pro Masseneinheit des Fluids. Aus dem von der Gerinnehydraulik her bekannten Ansatz für das Energieliniengefälle

$$I_e = \frac{u_*^2}{g r_{hy}} = \frac{dE}{dx} \frac{1}{\rho g V} \quad (5.3)$$

und der Definition der Dissipation gemäß

$$\varepsilon = \frac{1}{\rho_w V} \frac{dE}{dt} = \frac{1}{\rho_w V} \frac{dE}{dx} \frac{dx}{dt} \quad (5.4)$$

erhält man einen integralen Wert für die Dissipation

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{u_*^2 u}{r_{hy}} \quad (5.5)$$

Mit  $V$  ist das Einheitsvolumen der Flüssigkeit, mit  $u$  die mittlere Fließgeschwindigkeit und mit  $r_{hy}$  der hydraulische Radius bezeichnet. Für die vertikale Verteilung von  $\varepsilon$  ist bei [3] folgende Beziehung angegeben :

$$\varepsilon(y) = \frac{u_*^3}{h} 9.8 \frac{1}{\sqrt{y/h}} e^{-3y/h} \quad (5.6)$$

In Abb. 5.12 a und 5.12 b sind die Vertikalprofile der Dissipation, die daraus resultierende Kolmogoroffsche Mikroskala der Turbulenz, sowie die aus der integralen Beziehung (5.5)

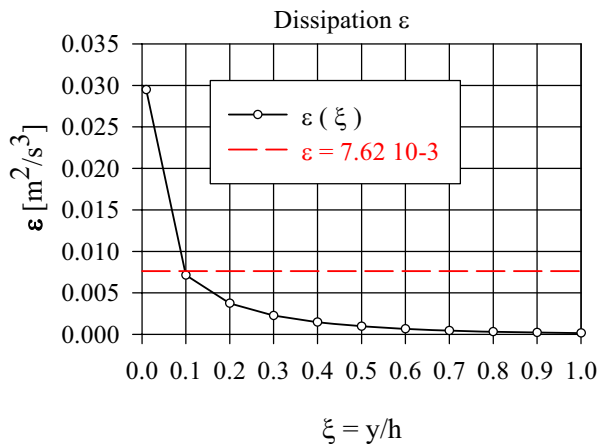


Abb. 5.12 a : Vertikaler Verlauf der Dissipation

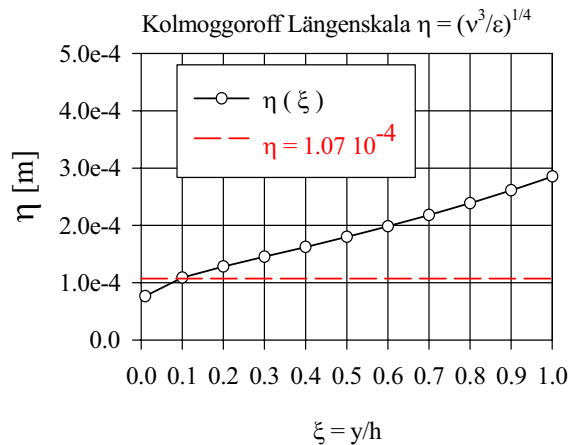


Abb. 5.12 b : Vertikaler Verlauf der turbulenten Mikroskala

abgeleiteten Werte, gezeichnet als gestrichelte Linie, beispielhaft für  $Q=5\text{l/s}$  dargestellt. Die Integralwerte entsprechen dabei den aus Beziehung (5.6) abgeleiteten Werten bei  $y/h \sim 1/10$  und sind, was die Dissipation betrifft, auch weitgehend übereinstimmend mit dem Mittelwert für die in Abb. 5.12 a gezeigte Vertikalverteilung der Dissipation.

In Tabelle 5.1 und 5.2 sind die hydraulischen Parameter für glatte und raue Sohlbelegung aufgeführt.

**Tabelle 5.1: Hydraulische Parameter bei glatter Sohle**

Abfluß	Q	5	10	15	l/s
Breite	b	0.25	0.25	0.25	m
Wassertiefe	h	4.59	6.80	8.79	cm
Fließgeschwindigkeit	$u=Q/A$	.436	.588	.683	m/s
Schubspannungs- geschwindigkeit	$u_*$	0.0242	0.0266	0.0294	m/s
Reynoldszahl	Re	20010	39980	60000	-
Froudezahl	Fr	0.65	0.72	0.74	-
Dissipation	$\epsilon$	0.00762	0.00946	0.0114	$\text{m}^2/\text{s}^3$
Kolmogg. Skala	$\eta=(v^3/\epsilon)^{1/4}$	107	101.4	96.7	$\mu\text{m}$
Viskose Unterschicht	$11.6 v/u_*$	479	437	394	$\mu\text{m}$
Wandparameter (Längenskala)	$y^+=v/u_*$	41.3	37.7	34	$\mu\text{m}$
Wandparameter (Zeitskala)	$t^+=v/u_*^2 \cdot 1.7$	1.4	1.16		ms
Gesamtvolumen des zirkulierenden Wassers	$V_{\text{ges}}$	330	348	421	l
Umlaufdauer	$t_U=V_{\text{ges}}/Q$	66	34.8	28.1	s

**Tabelle 5.2 : Hydraulische Parameter bei rauher Sohle**

Abfluß	Q	5	10	15	l/s
Wassertiefe	h	4.78	7.17	9.07	cm
Fließgeschwindigkeit	$u=Q/A$	.418	.558	.662	m/s
Schubspannungs- geschwindigkeit	$u_*$	0.0244	0.0316	0.0361	m/s
Reynoldszahl	Re	19980	40008	60430	-
Froudezahl	Fr	0.611	0.665	0.702	-
Dissipation	$\varepsilon$	0.00664	0.01224	0.0164	$m^2/s^3$
Kolmogg. Skala	$\eta=(v^3/\varepsilon)^{1/4}$	110.8	95.1	88.4	$\mu m$
Dimensionslose	$k_s^+=k_s u_* /v$	23.5	31.6	36.1	-
Rauhigkeit					
Wandparameter (Längenskala)	$y^+=v/u_*$	42.5	31.6	27.7	$\mu m$
Wandparameter (Zeitskala)	$t^+=v/u_*^2$	1.8	1.0	0.78	ms
Gesamtvolumen des zirkulierenden Wassers	$V_{ges}$	340	428	458	l
Umlaufdauer	$t_U=V_{ges}/Q$	68	42.8	30.5	s

Wie aus den Tabellen ersichtlich ist, sind alle Strömungszustände im unterkritischen Bereich, mit Froudezahlen bis ca. 0,7. Im Falle der mit Sand beklebten Sohle zeigen die dimensionslosen Rauigkeiten, dass es sich um Strömungen handelt, die im Übergangsbereich zwischen hydraulisch glatten und hydraulisch rauhen Verhältnissen, welche ab  $k_s^+ > 70$  gegeben sind, liegen.

Das Gesamtvolumen des im System zirkulierenden Wassers und die sich daraus ergebende Umlaufdauer sind wichtig um die Zugabedauer des Sandmaterials so zu gestalten, dass eine quasistationäre Erhöhung der Konzentration erreicht wird. Ferner werden die sich im System einstellenden Konzentrationen mit der rechnerischen Konzentration, die sich aus zugegebener Sedimentmasse und dem Volumen  $V_{ges}$  ergibt, verglichen. Näheres dazu in Kapitel 7.

## 6. Versuchsbedingungen und Versuchsdurchführung

Hier soll zunächst auf die verwendeten Versuchssande und die Methode der Probenanalyse eingegangen werden, da diese bei allen Versuchen gleich ist.

Anschließend wird unter Berücksichtigung bekannter Literaturangaben abgeschätzt, welche Transportformen unter den gegebenen Strömungsverhältnissen zu erwarten sind.

Die Versuchsdurchführung bei glatter und rauher Sohle wird beschrieben und in Form einer tabellarische Übersicht der Versuchsparameter dargestellt.

### 6.1 Eigenschaften der verwendete Versuchssande

Bei allen Versuchen wurden Sande der Sorten SP10 und SP6 von der Firma Euroquarz verwen-

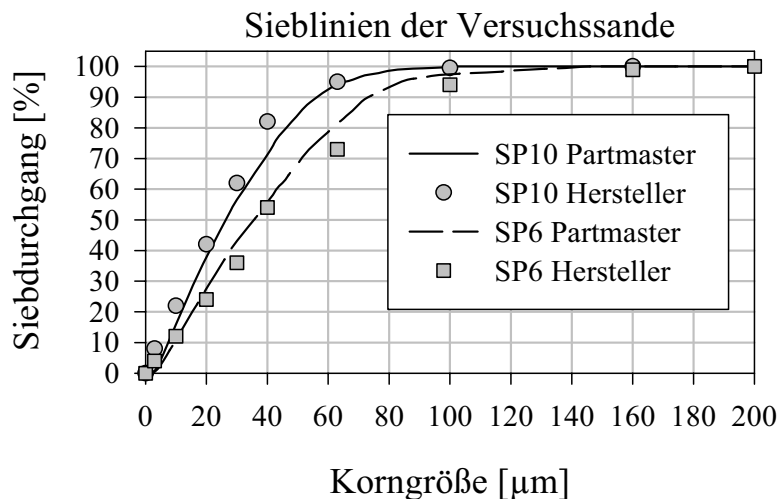


Abb. 6.1 : Sieblinien der Versuchssande

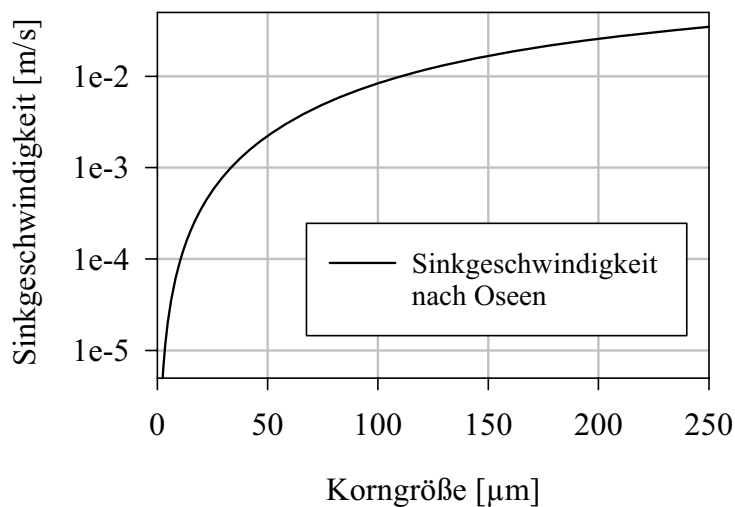


Abb. 6.2 : Sinkgeschwindigkeit nach Oseen für den Korngrößenbereich der Versuchssande

det. Dabei handelt es sich, wie schon im Kapitel über die Kalibrierungen der Konzentrationsmessungen erwähnt, um Quarzmehl mit Korndurchmessern im Bereich von  $d_s = 1$  bis  $150\mu\text{m}$  und einer Dichte von  $\rho_s = 2650\text{ kg/m}^3$ . In Abb. 6.1 sind die Sieblinien aus dem Datenblatt des Herstellers, sowie die aus den kalibrierten Messungen mit dem Partmaster erhaltenen Korngrößenverteilungen, dargestellt.

Die zur Charakterisierung der Absetzeigenschaften wichtige Sinkgeschwindigkeit  $v_s$  des Einzelkorns, berechnet mit der für Reynoldszahlen  $Re_p = v_s d_s / \nu < 100$  gültigen Formel von Oseen [35], ist in Abb. 6.2 gegen die Korngröße aufgetragen. Dabei ist  $Re_p (d_s=250) = 12,4$ .

## 6.2 Probenanalyse

Die Proben werden über das Entnahmeröhrchen, an welchem ein Schlauch angebracht ist der mit diesem zusammen als Saugheber wirkt, direkt in Probenfläschen mit einem Volumen von 100ml eingefüllt. Die Länge des Saughebers wird dabei so gewählt, dass die Geschwindigkeit des ins Entnahmeröhrchen einströmenden Wassers etwa der mittleren Fließgeschwindigkeit im Kanal entspricht.

Das Probenvolumen wird unmittelbar nach der Entnahme ermittelt, so dass spätere Gewichtsverluste durch Verdunstung keinen Einfluß auf das Messergebnis haben. Die so gewonnenen Proben werden, mit nicht ganz geschlossenem Deckel ein bis zwei Tage aufbewahrt, so dass eventuell vorhandene Luftblasen, welche vom Instrument als Partikel erkannt würden, entweichen können.

Da seitens des Messgeräts die Partikelanzahl auf 5000 pro Milliliter beschränkt ist, müssen die Proben, entsprechend ihrer Konzentration, verdünnt werden. Dies geschieht in einem zweiten, dem in Abb. 3.5 sowohl konstruktiv wie auch bezüglich der Rührerdrehzahl exakt entsprechenden Rührwerk, unter Hinzunahme von demineralisiertem Wasser. Die Probe wird dabei schrittweise durch Ablassen eines Volumens von ca. 50 bis 100ml, welches wieder in das gereinigte und mit Wasser gefüllte Rührglas zugegeben wird, soweit verdünnt, dass sie, durch Einfüllen in das mit dem Messgerät verbundene und mit Wasser gefüllte Rührwerk, auf die für die Messung gewünschte Konzentration reduziert wird.

Vor der letzten Verdünnung, also der Zugabe der vorverdünnten Probe in das mit dem Partmaster verbundene und mit Klarwasser gefüllte Rührglas, erfolgen aus diesem ca. vier Messungen welche später als Untergrund abgezogen werden können. Diese sollten, absolute Sauberkeit im Umgang mit den Einzelteilen des Rührwerkes vorausgesetzt, nicht mehr als 25 Partikel pro Milliliter enthalten. Die Partikelanzahl darf während diesen vier Messungen nicht nennenswert ansteigen. Es ist auch darauf zu achten, dass keine Partikel größer als ca.  $50\mu\text{m}$  in diesen Klarwassermessungen enthalten sind, da in diesem Bereich in den zu vermessenden Proben auch nur wenige Exemplare enthalten sein werden (siehe dazu Abb.3.7).

Nach der letzten Verdünnung sollte die Probe eine Konzentration von ca. 5000 Teilchen pro Milliliter aufweisen, da so die in Kapitel 3 beschriebene, durch Verdünnung bedingte Reduzierung der Partikelanzahl im grobkörnigen Bereich, minimiert wird und die Analysen somit immer bei vergleichbaren Konzentrationen erfolgen. Die zu bestimmenden Konzentrationen im Gerinne ergeben sich dabei aus dem eingestellten Verdünnungsverhältnis.

Von dieser Probe werden nun sechs Einzelmessungen gemacht, aus deren Mittelwert dann Korngrößenverteilung und Konzentration der Probe bestimmt werden. Die Messung einer Probe kann, je nach erforderlicher Verdünnung, bis zu einer Stunde an Zeit beanspruchen. Damit wird deutlich, dass die Anzahl der Proben, die pro Experiment analysiert werden können, begrenzt bleibt.

### 6.3 Abschätzen der zu erwartenden Transportprozesse

Die Partikeleigenschaften und die aus den Strömungsmessungen verfügbaren Parameter in Kapitel 5 erlauben, unter Hinzunahme der aus der Literatur bekannten Ansätze, eine Abschätzung der unter diesen Bedingungen zu erwartenden Transportprozesse und deren Wechselwirkung mit der turbulenten Strömung. Die Betrachtung erfolgt nur für glatte Sohlverhältnisse, da die hydraulischen Parameter bei rauher Sohle sehr ähnlich sind und nur qualitative Aussagen getroffen werden sollen. Falls sich für rauhen Sohlbelag andere Schlußfolgerungen ergeben, wird im Text darauf hingewiesen.

Neben der Sinkgeschwindigkeit ist auch das Verhältniss von Korngröße zu den wandspezifischen Parametern, speziell der Ausdehnung der viskosen Unterschicht, sowie der Mikroskala der Turbulenz von Bedeutung.

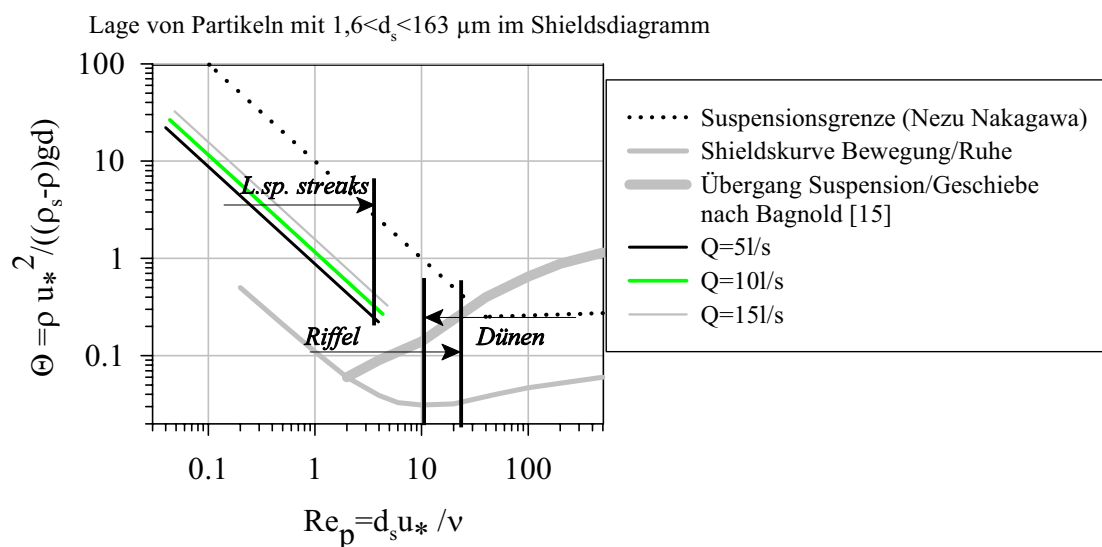


Abb. 6.3 : Lage von Partikeln zwischen  $1,6$  und  $163 \mu\text{m}$  im Shieldsdiagramm

Ersteres wirkt sich, wie bereits aus der Shieldskurve ersichtlich, auf den Bewegungsbeginn von Sohlmaterial aus und hat demzufolge auch einen erheblichen Einfluß auf die Art des Transports und auf den Anteil der in Suspension transportierten Partikel an der Gesamttransportrate. Aus Tabelle 5.1 und 5.2 ist ersichtlich, daß die Partikel mit maximal  $150 \mu\text{m}$  deutlich kleiner sind als die viskose Unterschicht, welche bei glatter Sohle eine Ausdehnung von  $11.6 u_* / \nu = 480 \mu\text{m}$  bei  $Q=5 \text{l/s}$  und noch  $400 \mu\text{m}$  bei  $Q=15 \text{l/s}$  hat. Die Partikel liegen demzufolge im Shieldsdiagramm im Bereich links des Minimums der Shieldskurve und sind oberhalb dieser angesiedelt, also in einem Bereich in welchem von manchen Autoren, z.B. [3], sohlnahe Partikelbewegung in Form



von Riffeln und entlang von low speed streaks erwartet wird. Abb. 6.3 zeigt für die drei Abflüsse die möglichen Bewegungszustände von Partikeln zwischen 1,6 und 163  $\mu\text{m}$  im Shieldsdiagramm.

Die Bereiche in Abb. 6.3, in denen sohlnahe Strukturen markiert sind, entsprechen im Fall von Dünen und Riffeln Angaben von Yalin [6], [22]. Bei den low speed streaks finden sich zwei Zitate, die einerseits den Bereich von  $Re_p < 5$  [3], andererseits eine dimensionslose Zeitkonstante  $t_p^+ < 4$  für die Bedingung der Gruppierung von Partikeln entlang low speed streaks angeben [4]. Dabei ist

$$t_p^+ = \frac{t_p}{\nu} u_*^2 = \frac{\rho_s d_s^2 u_*^2}{18 \nu^2 \rho_w} = 0.1472 Re_p^2 \quad (6.1)$$

Anschaulich gesagt ist  $t_p$  die Zeit, die ein Partikel, welches sich mit der terminalen Sinkgeschwindigkeit nach Stokes bewegt, benötigt, um in einer, keiner äußeren Kräfte ausgesetzten Flüssigkeit, seine Geschwindigkeit auf  $1/e$  dieses Wertes zu reduzieren.  $t_p$  ist also ein Maß für die Trägheit des Teilchens. Aus  $t_p^+ = 4$  folgt, in guter Übereinstimmung mit den Angaben von Nezu, aus Gl. 6.1 die für diese Form sohlnahen Transports kritische Reynoldszahl von  $Re_p = 5,2$ . Es ist also zu erwarten, daß bei den verwendeten Versuchssanden das gesamte Korngrößenspektrum transportiert wird, und zwar sowohl in Suspension als auch sohlnah als Geschiebe. Hinsichtlich der Ausbildung von Sohlformen, hier Riffeln, sind die Versuchsbedingungen als grenzwertig einzustufen.

Die im Zusammenhang mit kohärenten Strukturen bekannten longitudinalen, gegenläufig rotierenden Wirbelstrukturen im Bereich unmittelbarer Wandnähe, welche für das Gruppieren von Teilchen entlang von low speed streaks verantwortlich gemacht werden, sind durch die Sohlrauheit beeinflusst, so dass obige Aussagen wohl hauptsächlich für glatte Sohlverhältnisse zutreffend sind.

Die Relation zwischen Partikelgröße und der Kolmogoroffschen Mikroskala wird mit der Fähigkeit der Partikel, den turbulenten Schwankungen der Strömung zu folgen, in Verbindung gebracht [28][18]. Sind die Partikeln kleiner als die Kolmogoroffsche Mikroskala  $\eta$  der Turbulenz, kann, zumindest für nicht zu hohe Konzentrationen, ein ideales Folgevermögen angenommen werden [18]. In der Literatur sind aber auch davon abweichende Grenzbedingungen zu finden. Nikora und Goring [28] geben zum Beispiel als Bedingung dafür, daß Partikel der horizontalen Strömung ideal folgen können, also  $u_{\text{partikel}} = u$  und  $v_{\text{partikel}} = v$ , und die Vertikalgeschwindigkeit der Partikel  $w_{\text{partikel}}$  mit  $w_{\text{partikel}} = w + v_s$  beschrieben werden kann, die Bedingung  $d_s < 60 \eta$  an. Die hier verwendeten Sande sind also, wie aus den Tabellen 5.1 und 5.2 ersichtlich ist, kleiner oder in der gleichen Größenordnung wie  $\eta$ .

Ein Maß für Vertikalverteilung suspendierter Sedimente im Gleichgewichtszustand ist die Rousezahl [18]  $R_o = 1/\kappa v_s/u_*$ . Gemäß Gleichung (2.8) ist für  $R_o = 1$  die Konzentration in halber Wassertiefe auf 5% des Wertes in der Referenzhöhe  $a=0.05h$  abgefallen. Dieses Material wird somit überwiegend im sohlnahen Bereich, also als Geschiebe, transportiert. Für die hier gemachten Versuche liegt die Rousezahl für  $d_s=125\mu\text{m}$  zwischen 1,3 und 1,0 für  $Q=5$  bzw.

$Q=15l/s$ . Auch diese Betrachtung läßt also erwarten, daß der Korngröße entsprechend sowohl Transport in suspensierter Form, als auch sohl nah als Geschiebe, zu erwarten ist.

Für die verwendeten Versuchssande ist im Rahmen der Versuchsdurchführung bei hydraulisch glatter Sohle folgendes Transportverhalten zu erwarten :

- ⇒ Die Partikel sind kleiner als die Ausdehnung der viskosen Unterschicht und sind vorraussichtlich alle, wenn teilweise auch sohl nah, in Bewegung
- ⇒ Sohl nah bewegte Partikel gruppieren sich, zumindest für hydraulisch glatte Strömung, entlang sogenannter low speed streaks. Das Auftreten von Transportkörpern ist bei den gegebenen Versuchsbedingungen, wenn überhaupt, nur in Form von Riffeln zu erwarten.
- ⇒ Die Partikel sind maximal von der Größenordnung der Mikroskala der Turbulenz nach Kolmogoroff und folgen somit weitgehend den turbulenten Schwankungen in der Strömung. Die Vertikalbewegung ist dabei eine Superposition von Sinkgeschwindigkeit und vertikaler Fluktuation der Strömung.

#### **6.4 Allgemeine Bemerkungen zur Versuchsdurchführung**

Hier sollen zunächst die Schritte aufgeführt werden, die unabhängig davon, ob die Sohle rau oder glatt ist, ausgeführt wurden.

Der vorher gründlich gereinigte Versuchsstand wird zunächst mit Leitungswasser befüllt, dessen Gesamtvolumen mittels einer Wasseruhr bestimmt wurde. Dieses konnte, bedingt durch das Vorhandensein einer sich im Laborbereich befindlichen ca. 500 Liter fassenden Zuleitung mit Zimmertemperatur entnommen werden. Zunächst muß abgewartet werden bis die, durch das unter Druck stehende Leitungswasser entstandenen Gasblasen, sich verflüchtigt haben.

Der umlaufenden Klarwasserströmung entnimmt man vor der Sedimentzugabe eine Wasserprobe, die auf ihren Partikelgehalt untersucht wird. Dabei sollte diese Partikelkonzentration bei einer Verdünnung, die etwa der entspricht die man später für die Messung der Proben anstrebt, nicht höher als ca. 250 Partikel pro Milliliter sein. Ebenso ist darauf zu achten, dass keine grobkörnigen Partikel größer als ca.  $50\mu m$  enthalten sind (siehe Kapitel 3) . Die Partikelzahlen dieser Klarwasserproben werden später, die jeweiligen Verdünnungen berücksichtigend, als Verunreinigung von denen der zu messenden Proben abgezogen.

Die Zugabe der Sedimente erfolgte in suspensierter Form aus einem auf der Rinne stehenden

Eimer, der mit einem regulierbaren Auslass am Boden versehen war und mit einem Rührwerk ausgestattet wurde. Das Wasser zur Herstellung der Suspension wurde, um das Gesamtvolumen des umlaufenden Wassers nicht zu verändern, dem System entnommen und mit einer bestimmten Menge Sand versetzt. Um eine gleichmäßige Erhöhung der Konzentration zu erreichen muß die Zugabe über einen Zeitraum erfolgen, welcher deutlich größer ist als die Umlaufdauer  $t_U$  des Systems. Diese liegt, wie aus Tabelle 5.1 ersichtlich, zwischen 66 und 28 Sekunden.

Die Probenentnahme nach der Sedimentzugabe erfolgt ebenfalls nach einer Zeitdauer, welche deutlich größer ist als die Umlaufdauer  $t_U$ . Die Proben werden jeweils 4,8 Meter hinter dem Wabenprofil, welches als Strömungsgleichrichter eingesetzt ist, in unterschiedlichen Wassertiefen entnommen. Die vertikale Position ist als relative Entnahmehöhe  $\xi = y/h$  angegeben, welche sich aus der vertikalen Position  $y$  des Saugröhrchens (siehe Abb.5.1) bezogen auf die Wassertiefe  $h$  errechnet. Proben liegen für  $\xi = 0,75$ ,  $\xi = 0,5$ ,  $\xi = 0,25$  sowie, unabhängig von Abfluß und Wassertiefe, bei  $y=5\text{mm}$  vor.

Bei rauher Sohle wurde der Nullpunkt durch Aufsetzen des Saugröhrchen, dessen Durchmesser mit 1,5 mm etwa dem der Sandkörner entspricht, auf die rauhe Sohle festgelegt. Es wurden allerdings nicht alle Positionen bei jedem Versuch beprobt, bzw. nicht alle vorhandenen Proben, wegen dem extrem hohen Zeitaufwand, auch analysiert.

Neben den suspendierten Sedimenten wurden auch die sohnah transportierten Partikel über die Sedimentfalle (siehe Abb. 5.2) erfasst. Diese wird zunächst durch Entfernen des Stopfens bei montierter Sedimentfalle mit Wasser gespült bzw. entlüftet und wieder verschlossen. Nach einigen Minuten bildet sich am Boden eine Schicht mit Geschiebmaterial, so dass die Falle abgeschraubt und der Inhalt mit destilliertem Wasser in eine Probeflasche gespült und später analysiert werden kann. Bei rauher Sohle erwies sich die Beprobung mittels Sedimentfallen als nicht anwendbar, da sich die Sedimente in den Zwischenräumen der aufgeklebten Sandkörner ansammeln und so den Weg in die Falle verschießen. Um dennoch Meßdaten von Teilchen mit Wandkontakt zu bekommen, wurde das Saugröhrchen während der Probennahme auf die Sohle aufgesetzt, wobei diese Position im Folgenden mit  $\xi = 0$  bezeichnet wird.

Der Bewegungszustand des Geschiebmaterials kann durch den in Kapitel 4 beschriebenen Partikelsensor erfasst werden. Im Falle einer glatten Sohle ist dies unproblematisch, da dieser sohlbündig angebracht wird und selbst eine glatte Oberfläche besitzt. Bei Vorhandensein eines rauhen Belags stellt der Übergang zwischen Sohle und Partikelsensor immer eine Unebenheit dar, bei der die Gefahr einer Strömungsablösung besteht, welche den Partikeltransport ebenfalls beeinflussen kann. Der Sensor wurde so eingesetzt, dass seine Oberfläche knapp unterhalb des Durchmessers der Rauigkeitselemente lag.

Durch das ebenfalls sohlbündig eingesetzte Sichtglas, welche in Abb. 5.1 und Abb. 5.3 zu sehen ist, wurde der sohnah Partikeltransport in regelmäßigen Abständen von unten her beobachtet und gegebenenfalls das Vorhandensein von Transportkörpern (Riffel) notiert. Diese sind von anderen wandnahen Transportformen durch ihre im Inneren unbeweglichen Partikel gut zu unterscheiden.

### 6.4.1 Versuchsdurchführung bei glatter Sohle

Bei glatter Sohle stellt sich nach einmaliger Zugabe von Sedimentmaterial, bei einer gemessen an der Umlaufzeit  $t_U$  langen Zugabedauer, rasch ein Gleichgewichtszustand ein. Dabei ist die zugegebene Sandmenge, ihrer Korngrößenzusammensetzung entsprechend, vertikalen Selektionsmechanismen unterworfen, welche im Allgemeinen zum Transport der feineren Anteile in Suspension und der Grobanteile als Geschiebe führt. Es können sich prinzipiell auch sehr langsam wandernde Transportkörper oder immobile Ablagerungen bilden. Die Adaption an den Gleichgewichtszustand erfolgt dabei etwa in einer Zeit, welche, grob gesagt, ca. zehn mal der Umlaufdauer  $t_U$  entspricht.

Dies kann man zum Beispiel durch die Auswertung der Signale von Trübungssonden recht gut abschätzen. In Abbildung 6.4 ist ein solches Signal, aufgezeichnet bei  $\xi = 1/2$ , zu sehen. Hier wurde bei  $t \sim 800$  s innerhalb einer recht kurzen Zeit von ca. 80 s Sand zugegeben. In diesem Fall ist die Trübung so hoch, dass die Signalspannung während der Zugabe auf Null heruntergeht<sup>1</sup>. Nach Ende der Zugabe ist, bedingt durch die Tatsache, dass die Zugabedauer etwas mehr als der doppelte Umlaufdauer von 34 s entspricht, ein Konzentrationsmaximum im Umlauf. Dieses ist als oszillierende Signalspannung zu erkennen und wird durch die zunehmende Vermischung abgedämpft, bis ein stationärer Zustand erreicht ist.

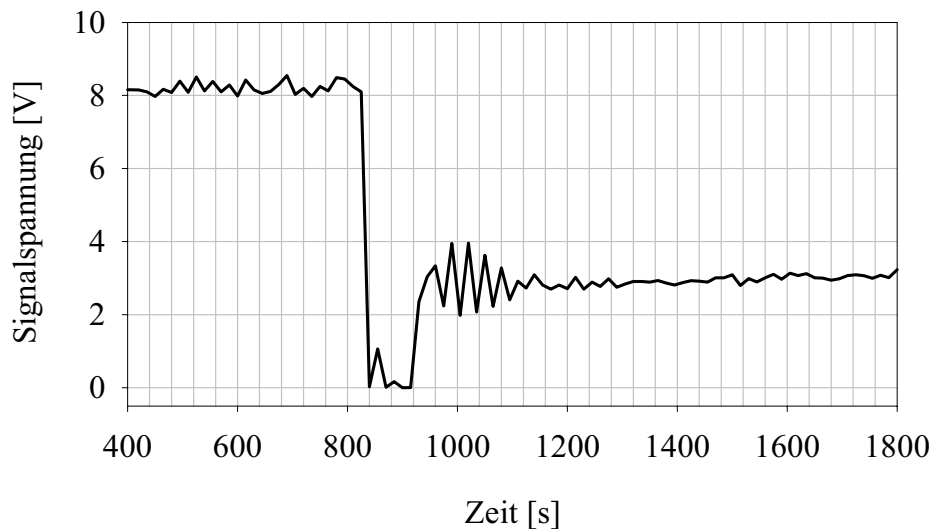


Abb. 6.4 : Signalspannung der Trübungsmessung während einer Sedimentzugabe

Aus Abb. 6.4 ist ersichtlich, dass die Periodendauer der Schwingung knapp 40 Sekunden beträgt und nach etwa 250 Sekunden die ungleichmäßige Verteilung der Konzentration im zirkulierenden System in eine homogene Suspension mit zeitlich konstanter Konzentration übergegangen ist.

<sup>1</sup> Die Tatsache, dass die Spannung später wieder ansteigt, ist auf den Umstand zurückzuführen, dass die Emissionsleistung der Lichtquelle bei  $t \sim 920$  s erhöht wurde.

Nach Erreichen des Gleichgewichtszustandes kann erneut Sedimentmaterial zugegeben werden, so dass die Zugabemenge während eines Versuches stetig erhöht werden kann. In Tabelle 6.1 bis Tabelle 6.3 sind die Versuchsbedingungen bei unterschiedlichen Abflüssen für glatte Sohle aufgeführt. Sie enthalten neben der Zugabemenge  $m_{zu}$  auch Auskunft über die jeweiligen Proben die analysiert wurden. Sind während des Versuchs Transportkörper beobachtet worden, so ist dies ebenfalls vermerkt. In den Tabellen ist mit  $C_{tot}$  die bei  $\xi = 1/2$  gemessene Konzentration und mit  $C_R$  die rechnerische Konzentration, welche sich aus dem Verhältnis der zugegebenen Sedimentmasse  $m_{zu}$  und dem im System zirkulierenden Wasservolumen  $V_{ges}$  ergibt, bezeichnet. Die letzte Spalte  $C_{tot}/C_R$  gibt also, da die Messung sich auf  $\xi = 1/2$  bezieht, näherungsweise den sich in Suspension befindlichen Anteil des zugegebenen Sedimentmaterials wieder.

Zugeg. Masse $m_{zu}$ [kg] gesamt	Sediment fälle	Sensor	Ausgewertete Proben	Bemerkung	$c_{tot}$ g/l	$d_{50m}$ $\mu$ m	$C_{tot}/C_R$
0,000	nein	ja	m	Klarwasser	0,000	-	-
0,008	ja	ja	m	-	0,013	16,600	0,503
0,017	ja	ja	m	-	0,027	15,080	0,536
0,033	nein	ja	o, m, uu	-	0,052	14,700	0,517
0,100	nein	nein	m, u, uu	-	0,157	15,050	0,520
0,500	nein	ja	m	Transportkörper	0,642	13,440	0,422
0,900	ja	ja	m	Transportkörper	1,215	14,200	0,450
1,300	nein	ja	m	Transportkörper	1,730	14,250	0,440
2,300	nein	ja	o, m, u, uu	Transportkörper	3,210	13,900	0,460
3,300	nein	ja	m	Transportkörper	4,830	14,570	0,480
4,300	ja	ja	m, u, uu	Transportkörper	6,361	15,860	0,487
6,300	ja	ja	m, u, uu	Transportkörper	9,732	15,680	0,509
9,300	nein	ja	m, u, uu	Transportkörper	16,310	16,680	0,578

Tabelle 6.1 : Versuchsdaten bei  $Q = 5l/s$

Die Bezeichnungen o, m, u, uu in der Spalte Proben stehen für  $\xi = 0,75$   $\xi = 0,5$   $\xi = 0,25$  und  $\xi = 0,11$

Zugeg. Masse $m_{zu}$ [kg] gesamt	Sediment-falle	Sen-sor	Ausgewertete Proben	Bemerkung	$c_m$ g/l	$d_{50m}$ $\mu$ m	$C_{tot}/C_R$
0,00	-	ja	m	Klarwasser	0,00	-	0,00
1,00	-	nein	m		2,11	19,16	0,73
2,00	+	ja	m		3,23	18,22	0,56
3,00	-	nein	m		5,92	18,63	0,69
4,00	-	ja	m, u, uu		8,27	18,73	0,72
7,00	-	nein	m		14,92	19,31	0,74
9,00	-	nein	m		17,65	19,05	0,68
11,00	+	ja	m, u		23,54	19,40	0,75
13,00	+	ja	m, u,		26,85	18,48	0,72
15,00	-	nein	m		30,52	18,82	0,71
17,00	-	nein	m		36,54	19,25	0,75
19,00	+	ja	m, u		39,15	19,25	0,72

Tabelle 6.2 : Versuchsdaten bei  $Q = 10l/s$ 

Die Bezeichnungen o, m, u, uu in der Spalte Proben stehen für  $\xi = 0,75$   $\xi = 0,5$   
 $\xi = 0,25$  und  $\xi = 0,074$

Zugeg. Masse $m_{zu}$ [kg] gesamt	Sediment-falle	Sen-sor	Ausgewertete Proben	Bemerkung	$c_{tot}$ g/l	$d_{50m}$ $\mu$ m	$C_{tot}/C_R$
0,00	-	ja	m	Klarwasser	0,00	-	0,00
0,10	-	nein	m		0,22	20,23	0,93
0,50		nein	m		1,10	21,62	0,93
1,00	+	nein	m		2,22	22,58	0,94
2,00	-	nein	+		4,33	21,93	0,91
3,00	+	nein	m		6,74	23,05	0,95
4,00	-	ja	m		8,96	22,92	0,94
5,00	+	ja	m		11,42	22,38	0,96
6,00	-	ja	m		13,50	21,97	0,95
7,00	-	ja	m		15,12	21,49	0,91

Tabelle6.3 : Versuchsdaten bei  $Q=15l/s$ 

Die Bezeichnungen o, m, u, uu in der Spalte Proben stehen für  $\xi = 0,75$   $\xi = 0,5$   
 $\xi = 0,25$  und  $\xi = 0,055$

Ohne die Diskussion der Versuchsergebnisse vorwegzunehmen kann man bereits aus den Tabellen 6.1 bis 6.3 entnehmen, dass Transportkörper nur beim niedrigsten Abfluß auftreten und die sich in Suspension befindlichen relativen Anteile  $C_{\text{tot}}/C_R$  der zugegebenen Sedimentmasse, sowie deren mittlere Korngröße, mit zunehmendem Abfluß ansteigen. Bei konstantem Abfluß bleiben sie aber, unabhängig von der rechnerischen Konzentration  $C_R$ , weitgehend erhalten.

#### 6.4.2 Versuchsdurchführung bei rauher Sohle

Vorversuche ergaben, dass die sich bei glatter Sohle rasch einstellende Adaption an einen Gleichgewichtstransport hier nicht beobachtet werden konnte. Es ist vielmehr davon auszugehen, dass der rauhe Sohlbelag die Transportprozesse, verglichen mit glatter Sohle, beeinflusst, d.h. es bei vergleichbaren hydraulischen Bedingungen neben Verschiebungen des Korngrößenpektrums oder der Transportrate bei suspendierten oder sohlnah transportierten Partikeln, auch zeitabhängige Prozesse gibt, deren Zeitskalen erheblich größer sind als die zur Adaption an den Gewichtszustand im Falle einer glatten Sohle notwendige Zeit.

Die Zwischenräume der aufgeklebten Sandkörner wirken wie Sedimentfallen, in denen die vorwiegend groben Partikel mit der Zeit verschwinden und durch die Strömung nicht wieder herausgelöst werden können. Die Annäherung an den Gleichgewichtszustand vollzieht sich hier im Laufe von Stunden, ist also um ca. zwei Größenordnungen langsamer als bei glatten Sohlverhältnissen.

Da die in den Zwischenräumen der Rauheitselemente abgelagerten Partikel der zirkulierenden Strömung entzogen werden und bei glatter Sohle alle Partikel, sei es als Geschiebe oder in Suspension, ständig in Bewegung sind, ist ein direkter Vergleich der beiden Versuchsbedingungen nicht möglich. Auch ist im Falle einer rauhen Sohle von einer, von der Zugabemenge abhängigen zeitliche Änderung der Sohlrauheit durch langsames Auffüllen der Zwischenräume auszugehen, die zu eher glatten Sohlbedingungen führen wird.

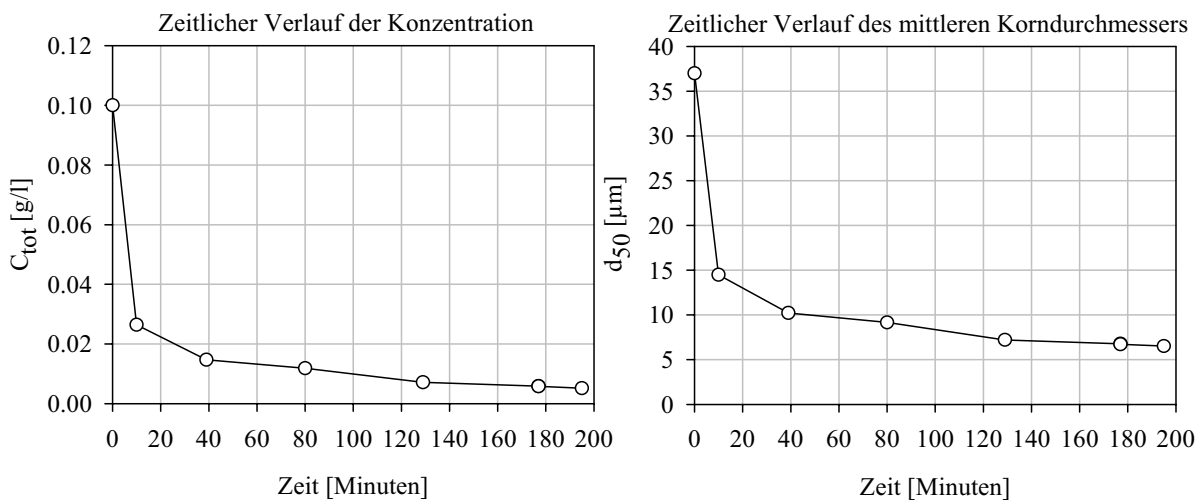


Abb. 6.5a, b : Zeitlicher Verlauf von Konzentration (a) und Korngröße (b) bei rauher Sohle

Aufgrund der, durch die Sohlstruktur bedingten langen Adaptionzeiten, sind die Versuchsbedingungen für die hier vorhandenen Laborbedingungen als instationär zu bezeichnen. Dies hat

Auswirkungen auf die Versuchsdurchführung, bei welcher pro Versuch nur einmal Material zugegeben wird und dabei die zeitliche Veränderung von Konzentration und Korngrößenverteilung bei unterschiedlicher Zugabemenge von Interesse ist. Da die Grobanteile sehr rasch verschwinden, wurden alle Versuche mit dem etwas mehr Grobanteile enthaltenden Sand der Sorte SP6 durchgeführt.

In Abbildung 6.5a ist die Gesamtkonzentration als Funktion der Zeit bei  $\xi = 1/2$  beispielhaft für  $Q = 5\text{l/s}$  dargestellt. Die Werte für  $t=0$  entsprechen dabei der rechnerischen Konzentration  $C_R$  und dem  $d_{50}$  Wert des zugegebenen Sandes. Es wird ersichtlich, dass fast der gesamte Anteil der zugegebenen Sedimente im Laufe der Zeit in den Zwischenräumen der rauhen Sohle verschwinden, so dass nach 3,3 Stunden nur noch 5% des ursprünglichen Materials im Versuchstand zirkulieren, wobei es sich hierbei ausschließlich um die Feinstanteile des ursprünglichen Korngrößenspektrums handelt, wie aus Abb. 6.5b ersichtlich wird.

Um am Ende eines Versuches Aufschluß über den Verbleib der zugegebenen Sedimente zu erhalten, wird ein markierter, ca.  $15 \times 25 \text{ cm}^2$  großer Bereich des rauhen Sohlbelags mittels eines Hebers abgesaugt, wodurch die abgelagerten Sedimente aus den Zwischenräumen entfernt werden. Dabei ist zu beachten, dass das Testfeld vorsichtig gegen die Hauptströmungsrichtung von den Ablagerungen befreit wird, da ansonsten Material durch Aufwirbelung verloren gehen kann.

Das Volumen der abgesaugte Probe wird bestimmt und diese für spätere Untersuchungen aufbewahrt. Die in der Probe sich befindenden Sedimente lagern sich nach einigen Tagen am Grund ab, so dass das überstehende Klarwasser, bis auf einen geringen Rest, abgezogen werden kann. Die so gewonnene, hoch konzentrierte Probe wird durch Eindampfen vom restlichen Wassergehalt befreit. Durch Wägung des trockenen Sediments kann nun, mit Kenntnis der Konzentration suspendierter Partikel während dem Absaugen, die Menge der in den Rauigkeitselementen eingelagerten Sedimente hochgerechnet werden. Dadurch wird eine Bilanzierung der sich im System befindlichen Sedimente ermöglicht, welche insbesondere auch Materialverluste im Rücklaufbereich oder in den nicht einsehbaren Rohrleitungen des Systems aufzeigen kann.

Sind solche Materialverluste nicht in nennenswertem Umfang nachweisbar, so kann dies in gleichem Maße auch auf die Experimente mit glatter Sohle übertragen werden, da außer der Sohlbeschaffenheit sich an den Versuchsbedingungen nichts ändert.

Zur Illustration ist in Abb. 6.6 das Testfeld nach Ende des Versuchs dargestellt. Der von den eingelagerten Sedimenten befreite Bereich ist durch dunklere Färbung deutlich von den durch Sandeinlagerungen hell gefärbten Stellen zu unterscheiden. Wird das Testfeld nicht vollständig abgesaugt, was durch die hohe Trübung der Fall sein kann, so kann der flächenmäßige Anteil leicht nachträglich bestimmt werden.

Die Versuchsbedingungen für die Messungen bei  $Q = 5\text{l/s}$  und  $C_R = 100\text{mg/l}$  sind in Tabelle 6.4 aufgelistet. Die Angaben zu Konzentration und mittlerem Korndurchmesser  $d_{50}$  bei  $t=0$  stellen die rechnerische Konzentration  $C_R$ , sowie den aus der Sieblinie des zugegebenen Sandes folgenden  $d_{50}$  Wert dar. Sie stellen also keine gemessenen Werte dar. Doppelt aufgeführte Werte in der Spalte Zeit resultieren aus zwei unmittelbar hintereinander entnommenen Proben.





Abb. 6.6 : Testfeld nach Ende des Versuchs (Draufsicht)

Die Proben für verschiedene Positionen  $\xi$  wurden hintereinander entnommen, wobei die Fülldauer eines Probenfläschchens ca. eine Minute beansprucht. Die angegebene Zeit versteht sich bei Vorhandensein von mehreren Proben als mittlere Entnahmezeit des Probenensembles.

Abfluß l/s	Zugabemasse g	Sensor ja/nein	Augew. Proben bei $\xi=y/h$	Zeit Minuten	$C_{\text{tot}}$ bei $\xi=0,5$ mg/l	$d_{50}$ bei $\xi=0,5$ $\mu\text{m}$	$C_{\text{tot}}/C_R$ bei $\xi=0,5$
5	34	nein	0,5	0	$C_R=100$	37	1
5	34	ja	0,5	10	26	14,5	.26
5	34	ja	0,5	39	15	10,2	.15
5	34	nein	0,5	80	12	9,2	.12
5	34	nein	0,5	129	7,1	7,2	.071
5	34	ja	0,5	177	5,9	6,8	.059
5	34	nein	0,5	177	5,8	6,7	.058
5	34	nein	0,5	195	5,2	6,5	.052

Tabelle 6.4 : Versuchsdaten bei  $Q = 5\text{l/s}$  ;  $C_R = 0,1\text{g/l}$

Abfluß l/s	Zugabemasse g	Sensor	Augew. Proben $\xi=y/h$	Zeit Minuten	$C_{tot}$ bei $\xi=0,5$ g/l	$d_{50}$ bei $\xi=0,5$ $\mu\text{m}$	$C_{tot}/C_R$ bei $\xi=0,5$
5	340	nein	-	0	1,0	37	1
5	340	ja	0,5; 0,1	6	0,44	23,1	0,44
5	340	ja	0,5	6	0,43	22,7	0,43
5	340	ja	0,5; 0,1	19	0,33	18,2	0,33
5	340	ja	0,5	38	0,29	17,2	0,29
5	340	ja	0,5; 0,1	66	0,26	16,2	0,26
5	340	ja	0,5	91	0,24	16,1	0,24
5	340	ja	0,5	121	0,22	15,8	0,22
5	340	ja	0,5; 0,1	155	0,23	16,1	0,23
5	340	ja	0,5	190	0,21	15,6	0,21
5	340	ja	0,0	198	-	-	-
5	340	ja	0,5; 0,1	221	0,21	16,2	0,21

Tabelle 6.5 : Versuchsdaten bei  $Q = 5\text{l/s}$  ;  $C_R = 1,0\text{ g/l}$ 

Die übrigen Tabellen 6.6 bis 6.10 zu den Versuchen mit rauher Sohle sind im Anhang D dargestellt. Aus diesen Tabellen geht bereits hervor, dass die Konzentration zeitlich abnimmt. Dabei ist die nach einer bestimmten Zeit noch bei  $\xi=0,5$  in Suspension verbleibende Menge an Feststoffen proportional zum Abfluß und zur Zugabemenge. Transportkörper waren in keinem Fall zu beobachten, was sicher auch durch die insgesamt geringen Zugabemengen bedingt ist. Eine detaillierte Diskussion der Messergebnisse findet sich in Kapitel 7.

## 7. Versuchsergebnisse

In diesem Kapitel werden die Versuchsergebnisse vorgestellt und diskutiert. Aufgrund der in Kapitel 5 und 6 beschriebenen, unterschiedlichen Versuchsbedingungen bei glatter und rauher Sohle, geschieht dies in zwei getrennten Abschnitten.

Es erfolgt zunächst die Darstellung und Interpretation der aufbereiteten Meßdaten. Der Einfluß der Versuchsbedingungen, hier eine zirkulierende Gerinneströmung, auf die Messergebnisse und die Übertragbarkeit auf ausgedehnte Gerinneabschnitte wird in Kapitel 9 mit Hilfe numerischer Modellierungen erörtert.

### 7.1 Definition der verwendeten Größen

Die zur Auswertung der Versuche verwendeten Größen sollen zunächst definiert werden. Für Konzentrationen dient als Bezugsgröße die rechnerische Gesamtkonzentration  $C_R$ , die sich aus der Masse des zugegebenen Materials  $m_{zu}$  und dem im System zirkulierenden Wasservolumen  $V_{ges}$  zu

$$C_R = \frac{m_{zu}}{V_{ges}} \quad (7.1)$$

ergibt.

Die gemessene Gesamtkonzentration suspendierter Feststoffe wird mit  $C_{tot}$  bezeichnet und ist wie folgt definiert:

$$C_{tot} = \sum_{j=1}^{128} C_{pj} \quad (7.2)$$

Dabei bezeichnet  $C_{pj}$  die im Korngrößenintervall  $j$  enthaltenen Partialkonzentrationen.

Analog zu  $C_R$  wird die, für ein bestimmtes Korngrößenintervall  $j$  aus der Sieblinie des zugegebenen Sandes sich ergebende, rechnerische Partialkonzentration, mit  $C_{pRj}$  bezeichnet. Sie ergibt sich zu

$$C_{pRj} = \frac{1}{100} [SL(d_+) - SL(d_-)] \frac{m_{zu}}{V_{ges}} \quad (7.3)$$

Dabei ist  $SL(d_{+/-})$  der prozentuale Anteil in der Sieblinie des Versuchssandes bei Ober- und Untergrenze  $d_{+/-}$  des Intervalls  $j$ . In der Regel werden die gemessenen Konzentrationen mit den rechnerischen Werten normiert, so dass der sich in Suspension befindliche Anteil des zugegebenen Sandes dargestellt wird.

Die vertikale Position der Probennahme sowie die Einteilung der Korngrößenintervalle wird bei der jeweiligen Darstellung angegeben.

## 7.2 Versuchsergebnisse bei glatter Sohle

### 7.2.1 Gesamtkonzentrationen

Zunächst soll die, alle Partikelfractionen enthaltende Gesamtkonzentration, betrachtet werden. Wird diese in halber Wassertiefe gemessen und mit der rechnerischen Konzentration, siehe Gl. (7.1), normiert, so ist sie, die Verteilung der Konzentration außer Acht gelassen, ein Maß für den in Suspension transportierten Anteil des zugegebenen Materials.

Aus Abbildung 7.1 ist ersichtlich, dass die relative Schwebstoffkonzentration  $C_{\text{tot}}/C_{\text{R}}$  deutlich vom Abfluß und somit von der jeweiligen Sohlschubspannung abhängt. Dabei ist, außer bei  $Q=51/\text{s}$ , der Schwebstoffanteil des Gesamttransports von der Zugabemenge nahezu unabhängig. Ein ähnliches Verhalten zeigt sich in Abbildung 7.2 bei der mittleren Korngröße  $d_{50}$ , die ebenfalls, bis auf  $Q=51/\text{s}$ , nahezu konstant ist. Die rechnerische Konzentration erreicht dabei, im Falle von  $Q=101/\text{s}$ , Werte von über  $50 \text{ g/l}$ . Zum Vergleich wurden im Neckar zwischen Besigheim und Lauffen bei extremen Hochwasserereignissen (HQ<sub>100</sub>, Mai 1978) ca.  $2 \text{ g/l}$  gemessen [44].

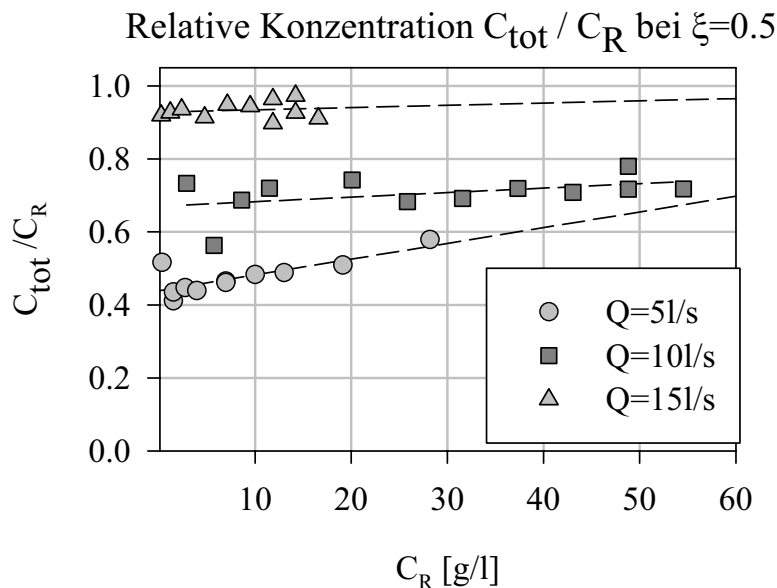


Abbildung 7.1 : Relative Konzentration  $C_{\text{tot}}/C_{\text{R}}$  bei  $\xi=1/2$

Die Zunahme der relativen Konzentration  $C_{\text{tot}}/C_{\text{R}}$  und der mittleren Korngröße  $d_{50}$  bei  $Q=51/\text{s}$  ist darauf zurückzuführen, dass sich Ablagerungen in Form von mobilen, zunächst sichelartig geformten Transportkörpern, bilden, welche sich bei genügend hoher Verfügbarkeit von sohlnahem Material zu Riffeln entwickeln. Diese Transportkörper konnten nur bei  $Q=51/\text{s}$ , sowohl durch die Sichtscheibe in der Gerinnesohle, als auch über die Signale des Partikelsensors, beobachtet werden.

Sie erhöhen, bedingt durch Strömungsablösungen, die vertikale Diffusion im sohlnahen Bereich [27], so dass das grobkörnige Material, aus denen die Transportkörper bestehen, in äußere Bereiche der Strömung gelangt und sowohl die Konzentration, als auch der mittlere Korndurchmesser mit zunehmender Verfügbarkeit von sohlnahem Material erhöht wird. Versuche von

Westrich und Juraschek [16] bestätigen ebenfalls eine Erhöhung der Transportkapazität bei Vorhandensein von Formrauheiten an der Sohle.

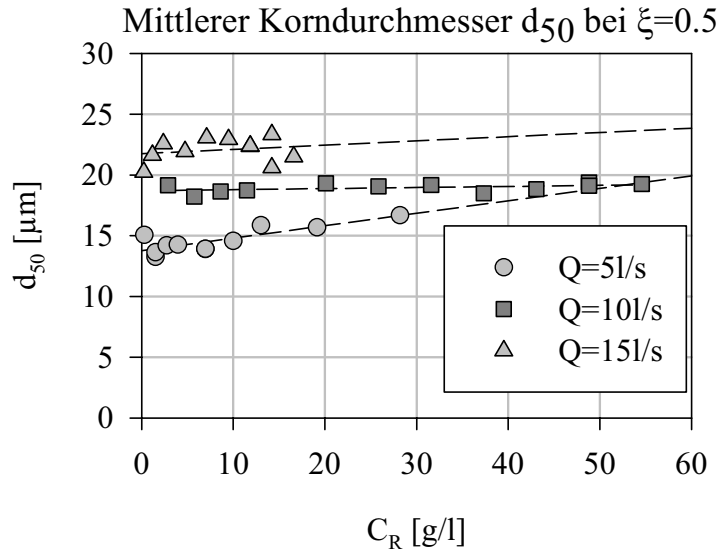


Abbildung 7.2 : Mittlere Korngröße  $d_{50}$  bei  $\xi=1/2$



Abbildung 7.3 : Riffelstruktur bei  $Q=5\text{l/s}$  (Draufsicht)

In Abbildung 7.3 ist die Struktur der Sohle nach Beendigen des Experiments mit  $Q=5\text{l/s}$  zu sehen. Die Bereiche zwischen den Transportkörpern, welche hier ebenfalls weiß, also mit Sand bedeckt sind, entstanden durch Absinken suspendierter Partikel nach Abstellen des Versuchs. Während dem Versuch waren diese Bereiche mit einer beweglichen Sedimentschicht bedeckt

und stellen somit keine immobile Ablagerung dar.

Die Transportrate suspendierter Partikel schwankt also zwischen ca 40% beim kleinsten Abfluß und nahezu 100% der gesamten Transportrate bei  $Q=15\text{l/s}$ . Die mittlere Korngröße liegt zwischen  $15\mu\text{m}$  und ca  $23\mu\text{m}$ , wobei letzteres etwa dem  $d_{50}$ -Wert des zugegebenen Sandes (SP10) entspricht. Die Aussage, wonach bei  $Q=15\text{l/s}$  nahezu das gesamte Material in Schwebelage gehalten wird, kann somit sowohl durch die Konzentrationsmessungen als auch durch die mittlere Korngröße bestätigt werden.

### 7.2.2 Korngrößenverteilung

Die Korngrößenverteilungen in halber Abflußtiefe  $\xi=1/2$  und die des Inhalts der Sedimentfallen zeigen deutlich die vertikale Selektion für die verschiedenen Abflüsse. In Abbildung 7.4 sind die Sieblinien aller bei  $\xi=1/2$  ausgewerteten Proben, für die drei Abflüsse in jeweils unterschiedlichen Graustufen, als Kurvenschar in das Diagramm eingezeichnet. Beim kleinsten Abfluß sind relativ große Streuungen zu erkennen. Diese sind durch den Anstieg der  $d_{50}$ -Werte, wie in Abbildung 7.2 sichtbar, zu erklären und resultieren also aus einer systematischen Veränderung. Bei  $Q=10$  und  $15\text{l/s}$  sind die Streuungen hingegen eine Folge von Messwertschwankungen.

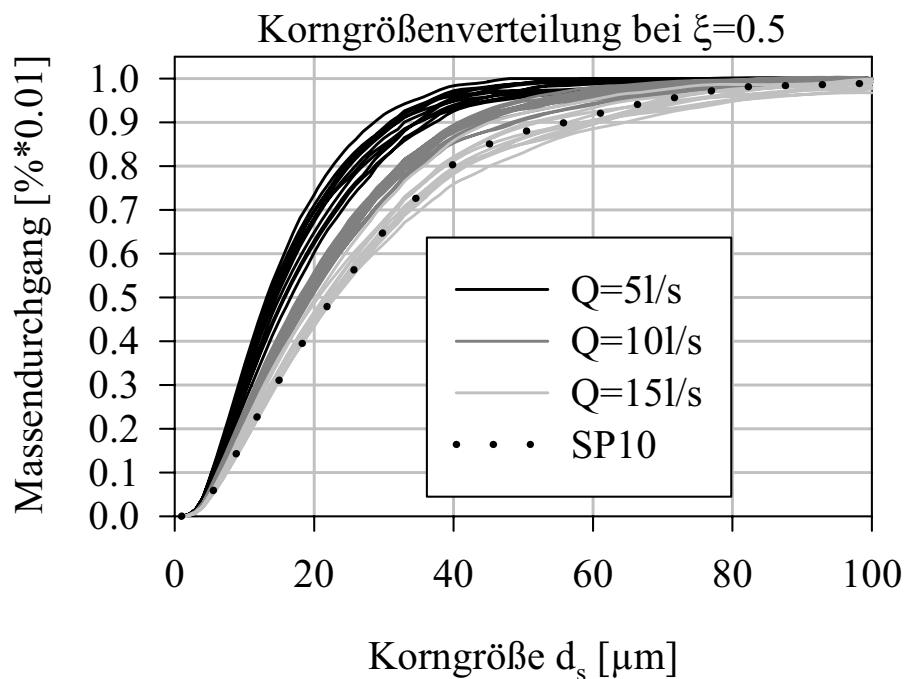


Abb. 7.4 : Sieblinien bei  $\xi=1/2$

Die Sieblinie des Versuchssandes<sup>1</sup>, hier als gepunktete Linie eingezeichnet, ist fast deckungsgleich mit der beim höchsten Abfluß gemessenen.

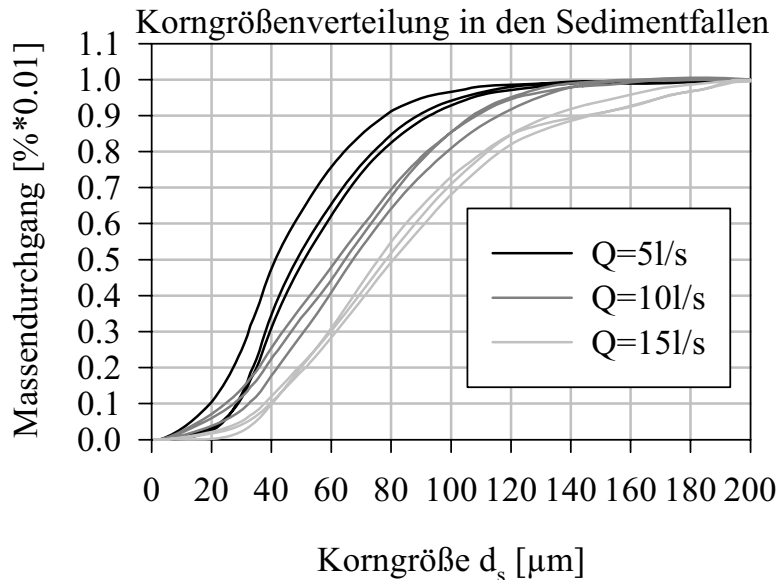


Abb. 7.5 : Sieblinien des Inhalts der Sedimentfallen

Ähnlich sieht es für die Beprobung der sohnahen Sedimente aus. Die Analyse des Inhalts der Sedimentfallen, dargestellt in Abbildung 7.5, zeigt ebenfalls größere Schwankungen bei einem Abfluß von  $Q=5\text{l/s}$ . Auch wenn nur drei Kurven vorliegen, so sind diese Streuungen möglicherweise damit zu erklären, dass Transportkörper in unmittelbarer Nähe der Eingangsöffnung der Falle die vertikale Gleichgewichtsverteilung, wie oben beschrieben, lokal stören und so eine Veränderung der Zusammensetzung der eingefangenen Sedimentpartikel bewirken können. Die hohe Trübung ermöglicht keine Beobachtung der Sohle während der Probennahme, so dass dies nur als plausible Erklärung gewertet werden kann. Messwertstreuungen bei der vertikalen Konzentrationsverteilung, die auch nur bei Vorhandensein von Transportkörpern auftreten und weiter unten noch besprochen werden, scheinen diese Annahme zu stützen.

Aus den Abbildungen 7.4 und 7.5 ist ersichtlich, dass sich die Sieblinien der wandnah transportierten Partikel und der in Suspension bei  $\xi=1/2$  transportierten, überlappen. Den Umstand, dass gleichgroße Partikel sowohl am Boden entlang kriechend, als auch in Suspension transportiert werden, läßt sich nur durch einen vertikalen Austausch zwischen diesen Bereichen erklären. Dies gilt zumindest, wenn ein Gleichgewichtszustand vorliegt. Die zirkulierende Strömung in der hier vorliegenden Untersuchung kann allerdings zu Gleichgewichtszuständen

<sup>1</sup> Die Tatsache, dass die Sieblinie für SP10 in Abb.6.1 sich geringfügig von der hier gezeigten unterscheidet, liegt daran, dass verschiedene Chargen von SP10 verwendet werden, welche, übereinstimmend mit den Angaben des Herstellers, geringfügige Abweichungen zeigen können. Es werden jeweils die Sieblinien dargestellt, welche denen des verwendeten Versuchssandes entsprechen. Auf Bezeichnung unterschiedlicher Chargen wird verzichtet.

führen, welche sich von denen in sehr langen Gerinnen unterscheiden, da das Geschiebematerial, in einer von seiner Transportrate abhängigen Menge und durch die Pumpe homogenisiert, am Zulauf wieder zugeführt wird.

Vorläufig kann also folgende Bewertung der Messergebnisse vorgenommen werden :

- Grobe Partikel, die am Messquerschnitt nicht mehr in Suspension zu finden sind, werden auch bei einem sehr langen Gerinne nur bodennah transportiert.
- Die Feinstanteile sind nahezu homogen über die Tiefe verteilt. Solche, die nicht in die Sedimentfallen gelangen, werden nahezu vollständig in Suspension transportiert.
- Der Gleichgewichtszustand, der sich für die dazwischenliegenden Fraktionen einstellt, ist möglicherweise durch die Länge des Gerinnes beeinflusst. Dies gilt insbesondere für die nach einigen Umläufen sich am Gerinneende ergebende Gleichgewichtskonzentration, da aufgrund der begrenzten Länge die Aufenthaltsdauer der Partikel geringer sein kann als die Zeitdauer, die zum Erreichen des Transportgleichgewichts in einem sehr langen Gerinne erforderlich wäre.

Das Problem des Gleichgewichtszustandes bei umlaufender Gerinneströmung wird in Kapitel 8 und 9, unter Anwendung numerischer Berechnungen, noch ausführlich behandelt.

Eine Abschätzung, welche Korngrößen sohnahen, vertikalen Austauschprozessen unterworfen sind, diese werden im folgenden als Austauschfraktion bezeichnet, kann beispielsweise über die  $d_{95}$ -Werte der suspendierten Partikel und die  $d_5$ -Werte der Sieblinien der Sande aus den Sedimentfallen erfolgen. Die Wahl des maßgeblichen Prozentwertes der Verteilung ist nicht zwingend, aber plausibel. Aus Abbildung 7.4 und Abbildung 7.5 kann man folgende Werte, die zur Bestimmung der Austauschfraktion herangezogen werden können, entnehmen :

Abfluß l/s	$d_{95}$ Suspension (Mittelwert aller Messungen) $\mu\text{m}$	$d_5$ Sedimentfallen $\mu\text{m}$	Korngrößenintervall der Austauschfraktion $\mu\text{m}$
5	41	16*	ca. 16-41
10	55.9	19	ca. 19-56
15	77.2	32	ca. 32-77

\* Im Fall von  $Q=5\text{l/s}$  ist die Bestimmung aufgrund der Streuung der Messwerte unsicherer.

Tabelle 7.1 : Austauschfraktionen

Beim höchsten Abfluß entspricht die Transportkapazität in etwa der zugegebenen Menge an Sand. Es ist zwar noch Geschiebebewegung nachweisbar, es kann aber nicht ausgeschlossen werden, dass auch grobkörnigere Anteile, welche im Versuchssand nicht enthalten sind, in Suspension transportiert werden könnten.



### 7.2.3 Abschätzung der Burstfrequenzen aus den Sensorsignalen

Die Auswertung der Signale des sohlbündig angebrachten Partikelsensors kann im Falle geringer Partikelkonzentrationen die Geschwindigkeit von Partikeln mit Sohlkontakt liefern. Ist die Konzentration, wie bei diesen Experimenten meist der Fall, so groß, dass sich permanent eine bewegliche Sedimentschicht auf der Sohle befindet, dann ist die Signalspannung ein Maß für die Dicke des Belags. Als Funktion der Zeit dargestellt wird dieses Signal also durch die Schwankungen der Belagsdicke moduliert. Wächst die Höhe des Belags über einen kritischen Wert, so ist die Brückenspannung so hoch, dass die Eingangsstärkerstufe übersteuert und das Ausgangssignal auf einen konstanten Wert, welcher unter der maximalen Signalamplitude von ca. 2,1 Volt liegt, zurückgeht. In Abb. 7.6 ist schematisch die Abhängigkeit von Signalspannung

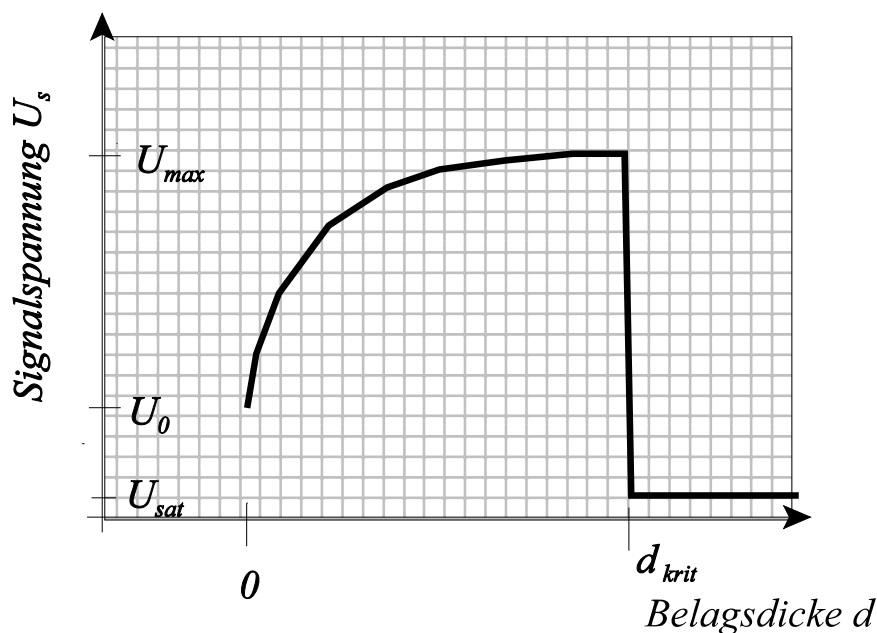


Abbildung 7.6 : Signalspannung des Sensors als Funktion der Belagsdicke. Die Lage von  $U_0$  kann, je nach Abgleich der Brückenspannung, auch unter  $U_{sat}$  sein

und Belagsdicke dargestellt. Die kritische Belagshöhe  $d_{krit}$  ist dabei maximal etwa eine Größenordnung über der Spaltweite von ca.  $35\mu\text{m}$ , also eher kleiner als Ausdehnung der viskosen Unterschicht.

Aufgrund der in Abb. 7.6 dargestellten Kennlinie können also zwei Belegungszustände der Sensoroberfläche eindeutig identifiziert werden. Ist die Oberfläche kurzzeitig frei von Partikeln, so wirkt sich dies als negativer Peak der Signalspannung mit einem Minimalwert von  $U_0$  aus. Ist die Sensoroberfläche durch einen Transportkörper belegt, so sinkt die Signalspannung auf den durch Sättigung der Vorverstärker bedingten Wert  $U_{sat}$  ab. Dieser Wert bleibt solange konstant, solange sich ein Transportkörper mit einer Höhe größer als  $d_{krit}$  auf der Oberfläche befindet. Ein Signal, welches also unter  $U_{max}$  liegt und längere Zeit konstant bleibt, ist ein sicheres Zeichen für eine starke Verstimmung der Meßbrücke und kann bei diesen Experimenten nur auf Transportkörperbewegung zurückgeführt werden. Hierzu sei noch angemerkt, dass bei einem für Klarwasser abgeglichenen Sensor das Signal ebenfalls unter  $U_{max}$  liegt, aber aufgrund des Rauschens längst nicht die zeitliche Konstanz hat wie dies bei einer übersteuerten Messbrücke

der Fall ist.

Die hier als Transportkörper in Frage kommenden Riffeln haben vertikale Ausdehnungen die ca. 1/30 ihrer Länge beträgt [21]. Diese liegt in der Größenordnung der Wassertiefe und somit sind die Transportkörper höher als die kritische Belagsdicke.

In Abbildung 7.7 ist ein Signal dargestellt, wie es typisch ist für höhere Konzentrationen. In dem hier gezeigten Ausschnitt sind keine Transportkörper auf dem Sensor vorhanden. Der überwiegend mit einer beweglichen Sedimentschicht belegte Sensor wird in unregelmäßigen Abständen kurzfristig freigelegt, was an den negativen Signalpeaks, welche stets bis auf den, einer in klarem Wasser abgeglichenen Meßbrücke entsprechenden Wert von hier ca.  $U_0 = 1,62$  Volt, zurückgehen. Das charakteristische, intermittierende Auftreten einer durch AuE (vgl. "ejections") bedingten, spontanen vertikalen Beschleunigung von sohnahen Partikeln und die dadurch bedingte kurzzeitige Freilegung der Messfläche des Sensors, ist gut zu erkennen.

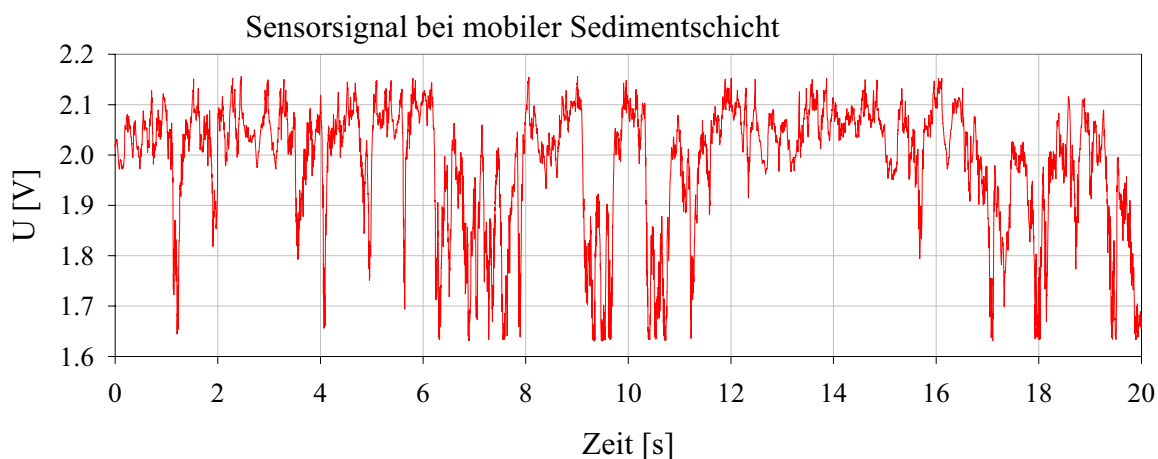


Abbildung 7.7 : Sensorsignal bei  $Q=5l/s$ ;  $C_R=2,7g/l$

Signale mit durchwandernden Transportkörper sind in Abbildung 7.8a bis 7.8d zu erkennen. Auch hier ist deutlich zu sehen, dass die durch Erosion verursachten negativen Peaks alle denselben Minimalwert von ca. 1,62 Volt haben. In allen vier Abbildungen sind auch durch Transportkörper verursachte Signale zu erkennen. In Abbildung 7.8a und 7.8b beispielsweise erreicht ein solcher jeweils bei  $t \sim 115$  bzw.  $t \sim 16$  Sekunden die Sensoroberfläche. Die Spannungen sind dabei, wenn auch nur um ca. 100mV, unterhalb von denen, die durch eine freie Sensoroberfläche verursacht werden und zeigen keinerlei Schwankungen. Die unterschiedliche Dauer der Riffeldurchgänge kann dadurch begründet werden, dass in manchen Fällen nur die Randbereiche eines Transportkörpers erfasst werden und diese auch unterschiedlich sein können.

Interessant ist, dass vor Eintreffen der Transportkörper eine gewisse Zeit lang fast gar keine Partikelerosion stattfindet. Dies ist Plausibel dadurch zu begründen, dass auf der von der Strömung abgewandten Seite der Riffelkörper sich Ablösungen bilden, wodurch die kohärenten Strukturen, die die intermittierende Partikelerosion verursachen, gestört werden. Diese erosionsfreie Zeitdauer von ca. 15 bis 40 Sekunden fehlt nur in Abb. 7.8b bei  $t \sim 90$  Sekunden. Hier hat sich aber, aufgrund der kurzen Zeitdauer des Durchgangs, möglicherweise nur der Randbereich eines Transportkörpers über die aktive Sensoroberfläche geschoben, so dass hier die Ablösungserscheinungen geringer ausfallen.

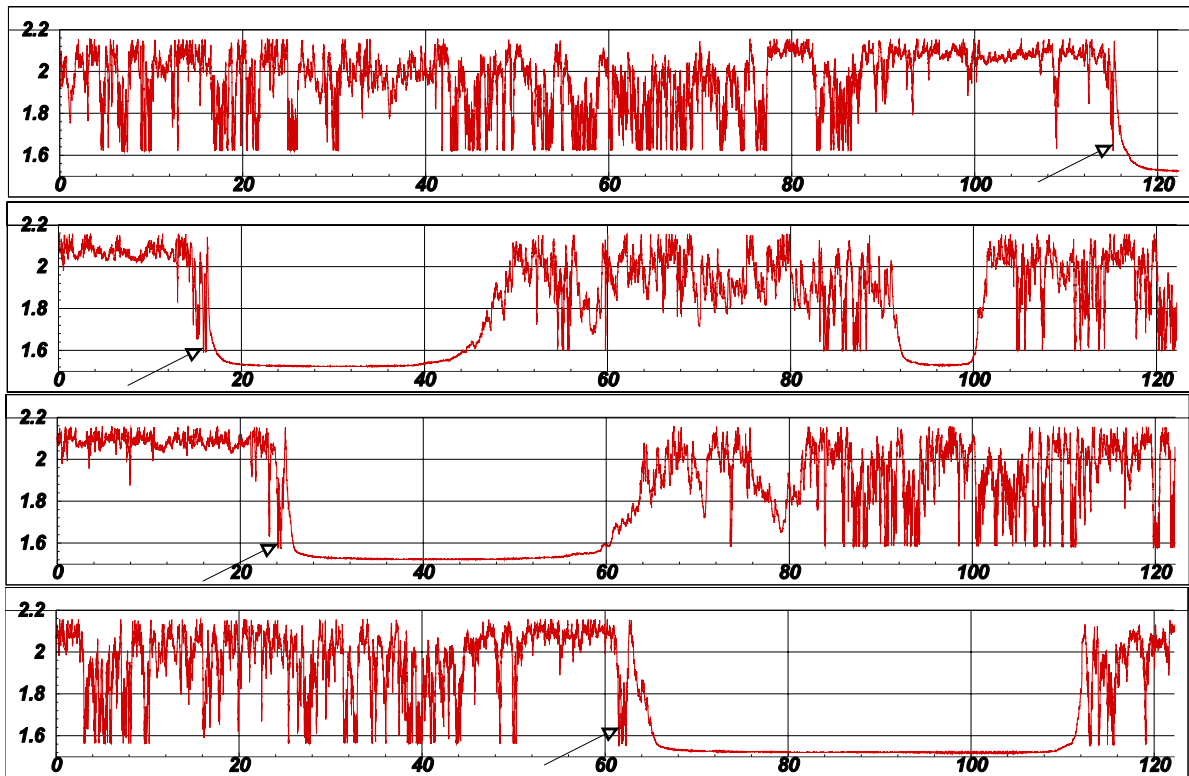


Abb. 7.8a bis 7.8d : Sensorsignale bei  $Q=51/s$ ; a.)  $C_R=6,98$ ; b.)  $C_R=10,02$ ; c.)  $C_R=13,06$  und d.)  $C_R=19,13$  g/l, von oben nach unten. Die Einheiten von x-Achse und y-Achse sind jeweils Zeit [s] und Signalspannung [V]. Transportkörper zeichnen sich durch konstante Spannungswerte von ca. 1.52 V aus

Bemerkenswert ist auch, dass unmittelbar bevor der Transportkörper sich auf den Sensor legt, auch hier ist nur der Fall in Abb. 8b bei  $t \sim 90$  Sekunden ausgenommen, ein kurzes Freilegen der Oberfläche beobachtet wird, was in den Diagrammen mit einem Pfeil markiert ist. Diese kann durch den unmittelbar lee-seitigen Ablösungswirbel und die damit verbundene sohlnahe Druckminderung verursacht werden. Zur Verdeutlichung ist in Abb. 9 eine von [21] übernommene, auf zwei Dimensionen reduzierte Darstellung der Überströmung eines Transportkörpers dargestellt, die in ähnlicher Form auch bei Cellino und Graf [27] zu finden ist.

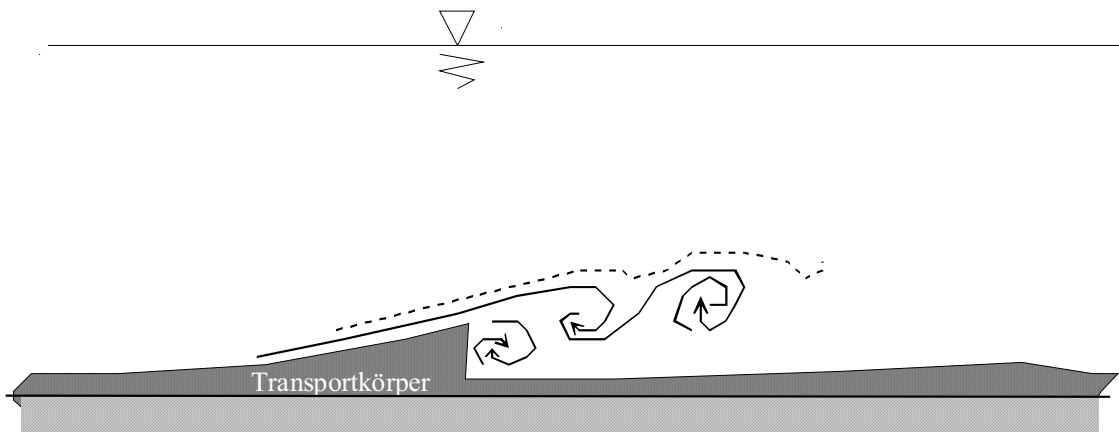


Abb. 7.9 : Strömungsablösung an einem Transportkörper nach Gyr

Zur Bestimmung der Burstfrequenzen, der Anzahl der kurzzeitigen Freilegung der Sensoroberfläche pro Zeiteinheit, muß ein Verfahren gefunden werden, mit welchem diese unter definierten Bedingungen anhand der Messdaten identifiziert werden können. Die einfachste Methode ist es, eine Schwelle festzulegen und ein solches Ereignis durch Unterschreiten dieser Schwelle zu definieren. Es würde dann solange anhalten, bis die Schwelle wieder überschritten wird.

Da das zu erkennende Ereignis durch das kurzzeitige Aufreißen eines ansonsten permanent vorhanden, beweglichen Sohlbelags gekennzeichnet ist, müssen aus dem ursprünglichen Signal die hochfrequenten Anteile, wie sie von Einzelpartikeln verursacht werden, durch Filterung entfernt werden. Würde das nicht geschehen und ein einzelnes Partikel hätte, bei einem ansonsten von der mobilen Schicht kurzzeitig befreiten Sensor, Kontakt mit der Sensoroberfläche, so würde dieses die für einen Durchgang des Einzelpartikels charakteristischen 12 Signalpeaks verursachen. Ein Auswertungsalgorithmus würde fälschlicherweise mehrere Ereignisse detektieren, obwohl nur eines vorhanden war.

Die Transportgeschwindigkeit von Partikeln mit Sohlkontakt entspricht bei glatter Sohle in etwa der Geschwindigkeit, die nach dem linearen Wandgesetz  $y^+ = u^+$  bei halbem Partikeldurchmesser vorherrscht [4]. Bei einem Partikeldurchmesser von  $50\mu\text{m}$ , was dem  $d_{50}$ -Wert der Partikel in den Sedimentfallen beim niedrigsten Abfluß entspricht, und einem Spaltabstand des Sensors von  $250\mu\text{m}$  ergibt sich z.B. für  $Q=5\text{l/s}$  eine Messfrequenz von 58,4 Hertz. Die Burstfrequenzen liegen bei diesem Abfluß, je nach Quellenangabe sind die Werte etwas unterschiedlich, in der Größenordnung von einem Hertz. Die Lebensdauer der erosionsverursachenden Scherzonen wird mit ca.  $70 v/u_*^2$  [4] angegeben, was bei  $5\text{l/s}$  ca. 100ms entspricht. Um einerseits die hochfrequenten Anteile der Einzelpartikel zu eliminieren und andererseits das durch Ejections hervorgerufenen Signal nicht zu beeinträchtigen, sollte eine Tiefpassfilterung mit einer Grenzfrequenz zwischen 10 und 50 Hertz erfolgen.

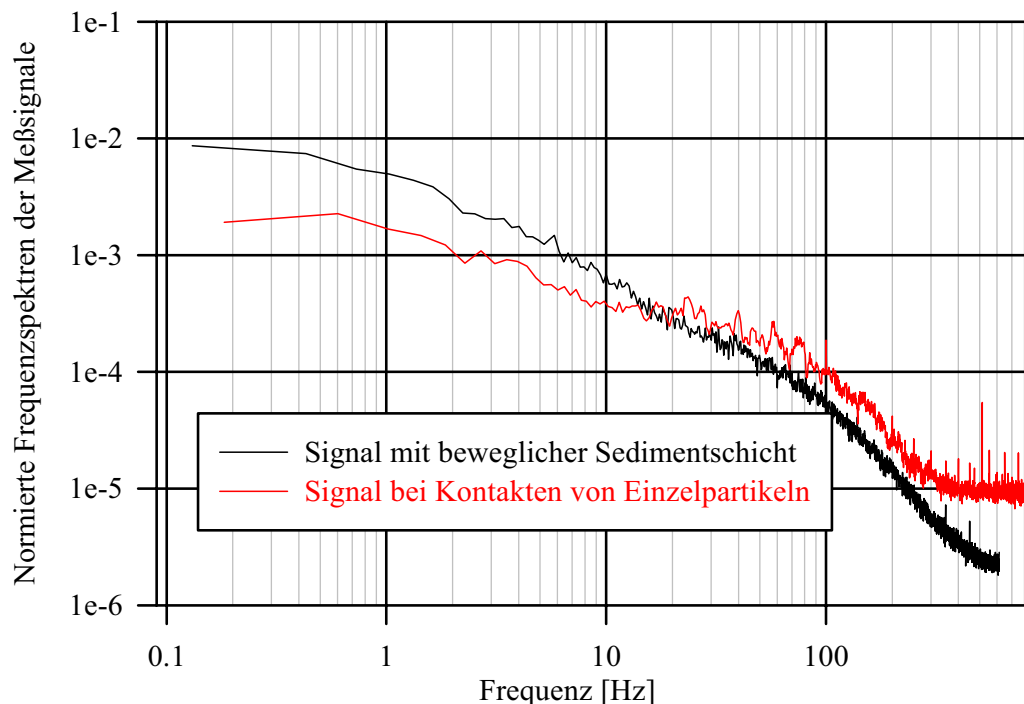


Abbildung 7.10 : Normierte Frequenzspektren für eine bewegliche Sedimentschicht und für Einzelpartikel

Dies wird auch bestätigt durch die in Abbildung 7.10 dargestellten normierten Frequenzspektren von Signalen, die einerseits bei einer permanent vorhandenen, beweglichen Sedimentschicht und andererseits bei geringen Konzentrationen mit nur gelegentlichen Kontakten, von im wesentlichen einzelnen Partikeln, ausgewertet worden sind. Dabei ist erkennbar, dass im niederfrequenten Bereich die Amplitude im Falle einer beweglichen Sedimentschicht höher sind. Bei der zweiten Kurve sieht man zwischen ca. 20 und 200 Hertz eine von den Signalen der einzelnen Partikel verursachte Wölbung im Spektrum, welche bei der ersten Kurve nur ansatzweise zu sehen ist. Der Bereich zwischen 20 Hertz und 200 Hertz entspricht dabei einer Partikelgeschwindigkeit von ca. 0,5 bis 5 cm/s. Die Grenzfrequenz der Tiefpassfilterung wird für die weiteren Auswertungen auf 20 Hz festgelegt

Aufgrund der logarithmierenden Eigenschaften des Amplitudendemodulators, siehe Kapitel 3, wird das Signal zunächst mittels dessen Übertragungsfunktion delogarithmiert. Auch wenn kein linearer Zusammenhang zwischen der Dicke des Belags und der Signalspannung besteht, so wird die Relation zwischen diesen Größen dadurch deutlich entzerrt.

Abbildung 7.11 a und b zeigt das delogarithmierte Signal vor und nach der Tiefpassfilterung. Die gestrichelten Linien stellen die Spannungen  $U_{\max}$  und  $U_0$  gemäß Abbildung 7.6 dar, die durchgezogene Linie repräsentiert den Schwellwert, dessen Unterschreitung zur Erkennung von Erosionsereignissen herangezogen wird. Dabei wird auch die Notwendigkeit der Tiefpassfilterung nochmals offensichtlich. So würde ohne Filterung die Schwelle bei  $t \sim 19,35$  Sekunden, bedingt durch Signale von Einzelpartikeln, gleich sechsmal unterschritten.

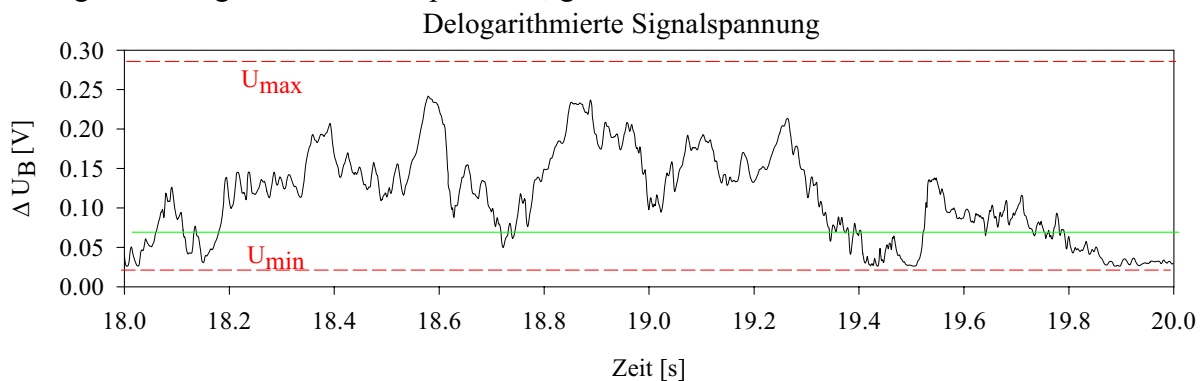


Abbildung 7.11a : Delogarithmierte Signalspannung

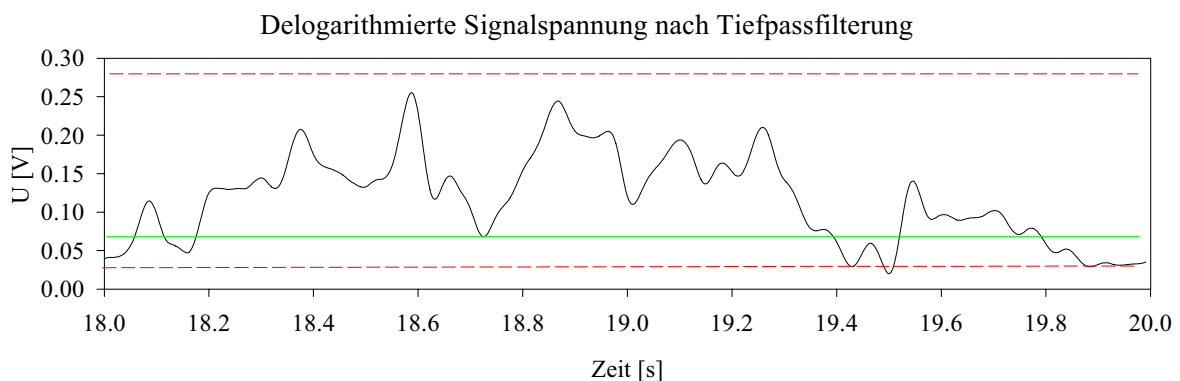


Abbildung 7.11b : Delogarithmierte und tiefpassgefilterte Signalspannung

Die Schwelle wurde für die folgenden Auswertungen zu  $U_{sch} = U_0 + 0,15 (U_{max} - U_0)$ , also bei einer Spannung die 15% des dynamischen Bereichs der Messung entspricht, festgesetzt. Als AuE wurden die Anteile des Messsignals interpretiert, in denen die Signalspannung unterhalb dieser Schwelle liegt. Die Anzahl der Ereignisse wird nach Unterschreitung der Schwelle durch nachfolgendes Überschreiten derselben um eins erhöht. Die Zeit dazwischen kann als Lebensdauer  $t_a$  der erosionsverursachenden Strukturen interpretiert werden.

Der Festlegung des Schwellwertes liegt eine willkürlich getroffene, aber sinnvoll erscheinende Annahme zugrunde. Dies ist akzeptabel, da es hier vordergründig um eine Abschätzung von Größenordnungen und deren Vergleich mit bekannten Literaturdaten, die sich praktisch immer auf Klarwasserströmungen beziehen, geht.

Die Erkennung von solchen Ereignissen ist hier auf solche beschränkt, welche mit einer quasi vollständigen Freilegung der Sohle einhergehen. Bei mit sehr viel Material beaufschlagten Strömungen kann es dazu führen, dass nur Ereignisse mit besonders hoher Intensität das gesamte sohlnahe Material aufnehmen. Bei geringerer Intensität kann dann ein Restbelag auf der Sensoroberfläche verbleiben, so dass solche Ereignisse mit der hier angewendeten Methoden nicht detektiert werden. Im Grenzfall extrem hoher Konzentrationen stellt sich dann eine voll ausgeprägte, alluviale Sohle ein, bei der nur die oberste Schicht eines darunter liegenden, immobilen Sedimentkörpers, beweglich ist. Dieser Fall wurde bei den hier vorliegenden Experimenten nicht berücksichtigt.

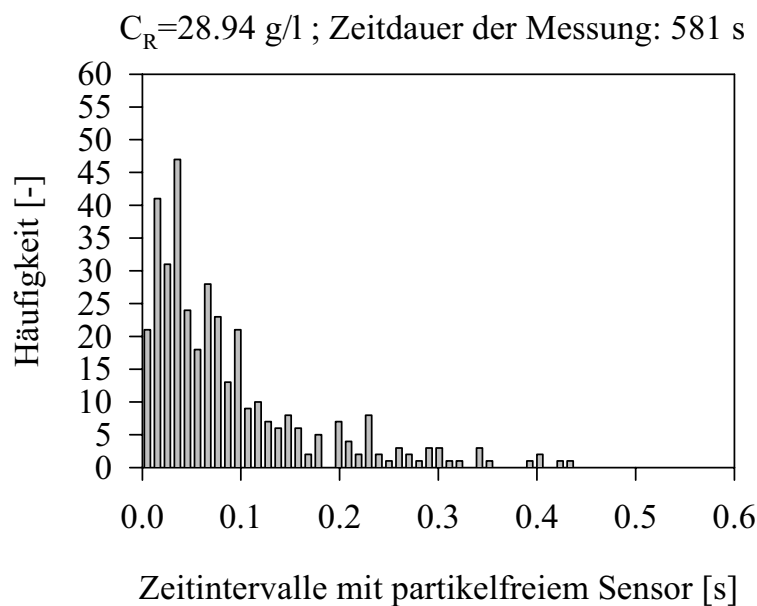


Abbildung 7.12 : Häufigkeit der Zeitintervalle mit freier Sohle

In Abbildung 7.12 ist, beispielhaft für eine Messung bei  $Q = 51/s$ , die Zeitdauer, in welcher die Sensoroberfläche partikelfrei war, in Form eines Histogramms dargestellt. Die hierfür verwendeten Daten stammen aus einer Aufzeichnung des Sensorsignals, bei dem über einen Zeitraum von 581 Sekunden 379 Ereignisse identifiziert werden konnten. Die rechnerische Konzentration betrug dabei  $C_R = 28,9 \text{ g/l}$ .

Für die Bestimmung der Burstfrequenzen muß angegeben werden, ob die Zeiten während eines

Transportkörperdurchgangs bei der Berechnung berücksichtigt werden, da diese bei höheren Konzentrationen mehr als die Hälfte der Messzeit betragen können. Dies wird In Abbildung 7.13 für Messungen bei  $Q=5\text{l/s}$  deutlich.

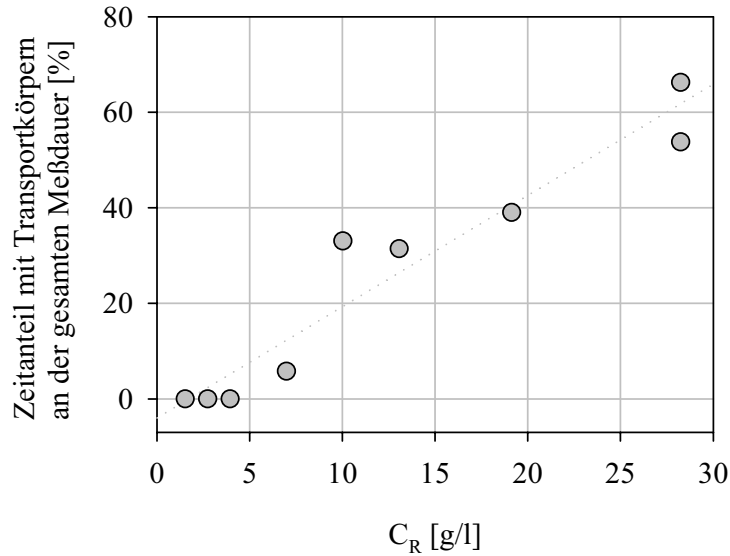


Abbildung 7.13: Prozentualer Anteil mit vorhandenen Transportkörpern an der gesamten Messdauer bei  $Q = 5\text{l/s}$

In Abbildung 7.14 sind die, mit den Wandparametern dimensionslos gemachten Burstfrequenzen  $f_b^+ = f_b \cdot u_*^2 / \nu$  dargestellt. Dabei bezeichnet  $f_{ba}^+$  die aus der Anzahl der detektierten Ereignisse und der gesamten Messdauer berechnete Burstfrequenz. Für  $f_{bb}^+$  wurden die Zeitintervalle, in denen Transportkörper vorhanden waren, von der Messdauer abgezogen. Bei  $Q=10\text{l/s}$  sind keine Transportkörper beobachtet worden, so dass für die Burstfrequenzen der Index a/b entfallen kann.

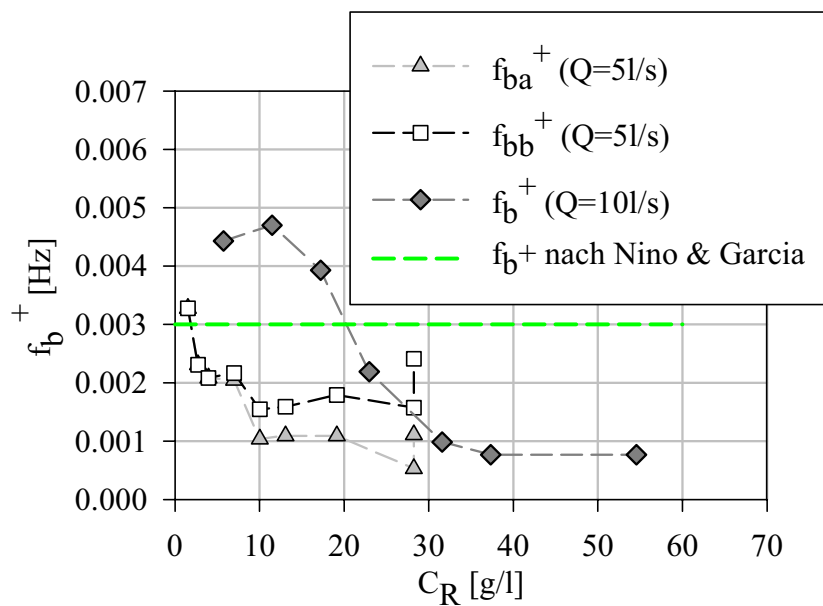


Abbildung 7.14 : Dimensionslose Burstfrequenz

Die mittlere Dauer  $t_{ej}$  des partikelfreien Zustands des Sensors zeigt Abbildung 7.15. Diese ist mit  $t_{ej}^+ = t_{ej} u_*^2 / \nu$  ebenfalls in einer, mit den Wandparametern dimensionslos gemachten Form dargestellt.

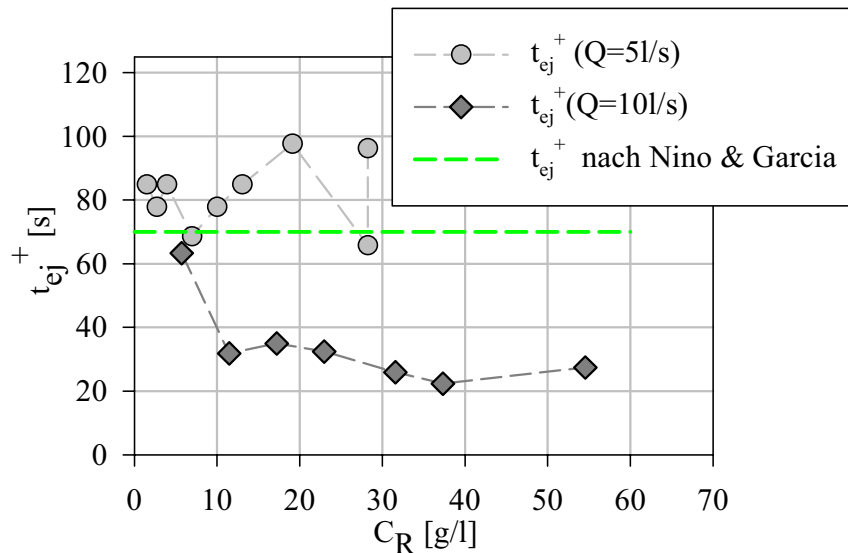


Abbildung 7.15 : Mittlere Dauer des partikelfreien Zustands

Die in Abbildung 7.14 und 7.15 bei  $C_R=28,9$  g/l übereinander liegenden Symbole stammen aus zwei Messungen mit unterschiedlicher Messdauer.

In der Literatur sind verschiedene Angaben über Burstfrequenzen bei Klarwasserbedingungen zu finden. Der in Abb. 7.14 eingezeichnete Wert von  $f_b^+=0,003$  stammt von Nino und Garcia und sind teilweise übereinstimmend mit Angaben anderer Autoren. So wird von Cao [23] eine, auf Messungen von [49], [50] basierende, dimensionslose Burstfrequenz von  $f_b^+=0,01$  angegeben, während bei Blackwelder und Haritonidis [45] und Willmarth und Sharma [46] mit  $f_b^+=0,004$  ein Wert angegeben wird, der dem in Abbildung 7.14 recht nahe kommt. Inwiefern die Burstfrequenz von äußeren Parametern, also der Wassertiefe  $h$  und der Fließgeschwindigkeit  $U$  abhängt, wird kontrovers diskutiert. Ein bei Nezu angegebene, auf diesen Variablen basierendes Skalierungsgesetz lautet  $f_b = f_b^+ U/h$ , mit  $f_b^+ = 0,44$ . Von Gyr wurde bereits 1983 [20] ein Wert von  $f_b \sim 0,2$  angegeben und ein auf innere und äußere Variablen basierender Ansatz vorgeschlagen.

Die Lebensdauer der erosionsverursachenden Scherzonen, hier  $t_{ej}$  genannt, wird bei Nino und Garcia mit  $t_{ej} = 70 \nu / u_*^2$  angegeben und ist nur von den inneren Variablen abhängig. Bei Gyr findet sich ein Ansatz, welcher mit  $t_{ej} = 0,052 h / u_*$  angegeben ist und die Wassertiefe  $h$  enthält. Nachfolgende Tabelle enthält einen Vergleich der Messungen mit den Literaturangaben, wobei die Werte für kleine Konzentrationen als Messwerte aufgeführt sind.



Q	$u^*$	$f_b$ eigene Messung	$f_b$ Nino [4]	$f_b$ Cao [23]	$f_b$ Willmarth[46]	$f_b$ # Nezu [3]	$f_b$ # Gyr [20]
l/s	m/s	l/s	l/s	l/s	l/s	l/s	l/s
5	0,0242	1,87	1,76	5,86	2,34	4,18	1,90
10	0,0266	3,04	2,12	7,08	2,83	3,80	1,72
Q	$u^*$	$t_{ej}$ Messung	$t_{ej}$ Nino [4]	$t_{ej}$ # Gyr [20]			
l/s	m/s	s	s	s			
5	0,0242	0,137	0,12	0,099			
10	0,0266	0,0876	0,099	0,133			

Tabelle 7.2 : Vergleich der gemessenen Burstfrequenzen und der Dauer von Ejection-Ereignissen mit Literaturdaten

# Diese Formeln enthalten die äußeren Variablen U und/oder h

Wie aus Tabelle 7.2 hervorgeht, passen die gemessenen Werte für kleinere Konzentrationen recht gut zu den aus den inneren Variablen hergeleiteten Skalierungsgesetzen, vor allem zu denen bei Nino & Garcia und Willmarth beschriebenen. Die Größenordnung ist allerdings bei allen Angaben in etwa gleich. Wie aus Abbildung 7.14 und 7.15 hervorgeht, sinkt die Burstfrequenz mit zunehmender Partikelbeladung ab, was einerseits mit der, für das Messprinzip typischen Eigenschaft, nur die Ereignisse zu erkennen, die bis sich zur festen Sohle auswirken, zusammenhängt. Eine Veränderung der sohnahen Ausbildung kohärenter Strukturen kann nicht ausgeschlossen, aber aus den Messungen auch nicht direkt gefolgert werden.

Hinweise dazu, dass die Anwesenheit von Partikeln die sohnahen, longitudinalen, Wirbelstrukturen im viskositätsbestimmten Bereich beeinflussen sind bei [4][21] und [47] zu finden. Für Partikel, deren Durchmesser größer oder etwa gleich der Ausdehnung der viskosen Unterschicht ist, wird hier ein destabilisierender Einfluß auf diese Strukturen, deren Ausdehnung etwa fünf mal der Höhe der viskosen Unterschicht entspricht, beschrieben, welcher sich in einer erhöhten Anzahl der von diesen Instabilitäten hervorgerufenen AuE bemerkbar macht. Für Partikel, welche deutlich kleiner sind als die viskose Unterschicht wird hingegen eine stabilisierende und kanalisierende Wirkung auf diese Strukturen beschrieben, die zu niedrigeren Burstfrequenzen führt. Die Messungen von Nino und Garcia, sowie die Beschreibung von [21] zeigen, dass bei Anwesenheit von Partikeln die als "low speed streaks" bezeichneten Bereiche zwischen den gegenläufig rotierenden Wirbelelementen eine höhere Lebensdauer und geringere laterale Fluktuationen aufweisen, die Teilchen also stabilisierend wirken.

Dies dürfte auch die im Rahmen dieser Untersuchung beobachtete Entwicklung von hufeisenförmigen Strukturen mit einer vertikalen Ausdehnung von einigen Partikeldurchmessern begünstigen, die bei geringer Verfügbarkeit von sohnahem Material entstehen und sich bei Erhöhung der Konzentration zu Riffelkörpern entwickeln. Die hier zitierte Arbeit von Gyr und Kinzelba-

ch[21] beschreibt, abweichend von den Versuchsbedingungen dieser Experimente, Strömungen über Sohlen, welche aus feinen Sandkörnern bestehen und bei zunehmender Schubspannung verschiedene Formen organisierter sohlnaher Deformation und Sedimentbewegungen, bis hin zur Dünenwanderung, aufweisen.

Es sei noch angemerkt, dass bei  $Q=15\text{l/s}$  die Auswertung der Sensorsignale hinsichtlich der Burstfrequenzen nicht gemacht werden konnten, da hier die Sohle, im Gegensatz zu den kleineren Abflüssen, nicht von einer permanent vorhandenen, mobilen Sedimentschicht mit den oben beschriebenen charakteristischen kurzzeitigen Freilegungen bedeckt war. Vielmehr sind hier Zeitintervalle mit freiem Sensor und Signale von Einzelpartikeln vorherrschend, da hier nahezu das gesamte zugegebene Material in Suspension transportiert wird (siehe dazu Abbildung 7.1) und die Verfügbarkeit von sohlnah transportierten Sedimentpartikeln stark reduziert ist.

#### 7.2.4 Partikelgeschwindigkeiten in unmittelbarer Wandnähe

Die Geschwindigkeit von Partikeln, die sich direkt auf der Sohle bewegen, kann mit dem Partikelsensor gemessen werden. Die Transportrate sohlnahen Materials beeinflusst die Zufuhrate am Zulauf der zirkulierenden Gerinneströmung und somit das sich im System einstellende Gleichgewicht. Um die Bewegungsgeschwindigkeit solcher Partikel abschätzen zu können, wurden Versuche durchgeführt, bei denen Sedimentpartikel mit definierter Größe zu einer vorher nahezu partikelfreien Strömung zugegeben wurden. Die sich im Rücklaufkanal der Versuchsanlage befindliche Düsenreihe wurde dabei nicht angeschaltet, und der Wasserstand darin möglichst hoch eingestellt. Die am Zulauf zugegebenen Partikel sind so in der Lage, sich nach einigen Umläufen dort abzulagern, so dass die Zugabe so dosiert werden kann, dass im wesentlichen nur Signale von einzelnen Partikel aufgezeichnet werden. Ebenso ermöglicht diese Vorgehensweise die Einstellung unterschiedlicher Partikelfrachten während eines Experiments. Das dafür verwendete Sandmaterial wurde durch Siebung auf einen Korngrößenbereich von 80-100  $\mu\text{m}$  eingestellt.

Zur Bewegung solcher Partikel findet sich in der Literatur nur bei [4] ein Hinweis, nachdem sich diese Partikel durchschnittlich mit ca. der Geschwindigkeit bewegen, die in einem dem Partikelradius entsprechenden Abstand zur glatten Wand, gemäß dem linearen Wandgesetz  $y^+=u^+$ , vorherrschen. Bei Bewegungen entlang von "low speed streaks" wird ein davon abweichender Faktor von  $\sim 0,7$ , im Falle von "high speed streaks" von 1,5 angegeben. Diese Messungen gehen aus der Auswertung bildgebender Verfahren hervor und beziehen sich auf Partikel die etwa gleich groß sind wie die hier verwendeten.

Die Einstellungen der für die Auswertung der Sensorsignale relevanten Parameter entsprechen denen, die im Kapitel 4 empfohlen werden, sind aber, was ihre Auswirkung auf die Messergebnisse angeht, größtenteils eher unkritisch zu bewerten, da sie bei geringer Partikeldichte, mit weitgehend sauber voneinander getrennten Signalpeaks, geringere Auswirkungen haben. Die Anzahl der, im Sinne der in Kapitel 4 beschriebenen Kriterien positiv bewerteten Signale, ist bei diesen Messungen deutlich kleiner als ein Messwert pro Zeitfenster. In Abbildung 7.16a-c sind die Geschwindigkeitsverteilungen für die drei Abflüsse als Histogramm dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die Verteilung mit zunehmendem Abfluß sich zu größeren Geschwindigkeiten hin verschiebt.

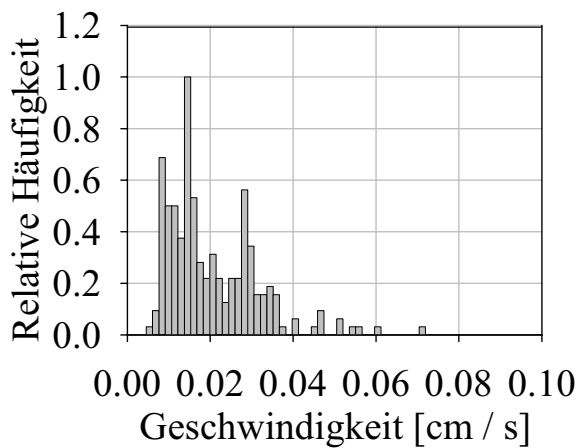


Abb. 7.16a: Geschwindigkeitsverteilung bei  $Q=51/s$

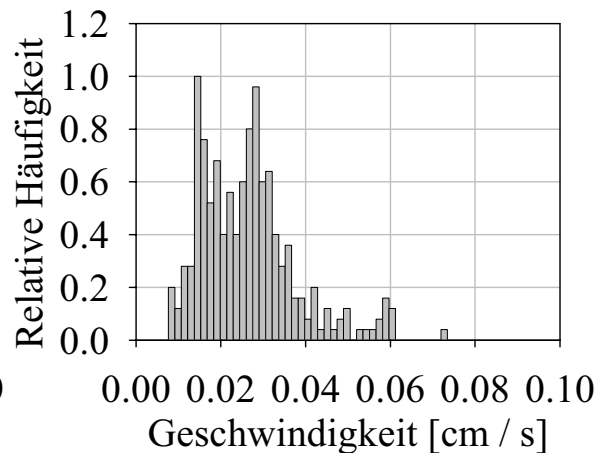


Abb. 7.16b: Geschwindigkeitsverteilung bei  $Q=101/s$

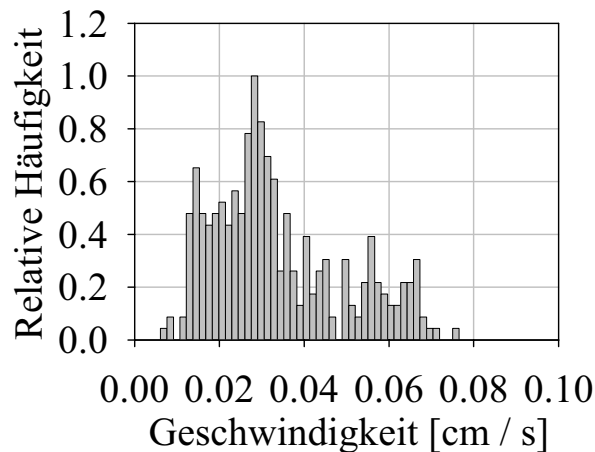


Abb. 7.16c: Geschwindigkeitsverteilung bei  $Q=151/s$

Die mittlere Geschwindigkeit der Partikel ist in Abbildung 7.17 dargestellt. Die verschiedenen Symbole bei gleichem Abfluß stehen für die durchgeführten Einzelmessungen, bei denen auch die Zugaberate der Sandpartikel unterschiedlich war.

Die Anzahl der Messwerte, welche während der dreiminütigen Messdauer jeweils erhalten wurden, sind in der Legende des Diagramms eingetragen und gelten auch für die in Abbildung 7.18 dargestellten Standardabweichungen der Messung. Die gestrichelte Linie repräsentiert die nach dem linearen Wandgesetz  $u^+ = y^+$  für  $y=d_s/2$  erhaltenen Werte und liegt, dies gilt für alle Abflüsse, oberhalb der gemessenen Werte, die ca. 80 % davon betragen. Aus den Geschwindigkeitsverteilungen in Abb. 7.16 a-c kann entnommen werden, dass maximale Partikelgeschwindigkeiten von knapp dem doppelten Wert der aus dem Wandgesetz abgeschätzten, erreicht

werden. Die langsamsten Partikel erreichen nach diesen Verteilungen ca. 25% dieser Geschwindigkeit. Damit liegen die Messungen nahe an den von Nino und Garcia ermittelten Werten, welche, je nach dem ob sich Partikel entlang von low oder high speed streaks gruppieren, in einem Bereich zwischen 0,7 und 1,5 mal dem aus dem Wandgesetz berechneten Werten liegen.

Es sei darauf hingewiesen, dass die hier angewandte Messmethode auch noch nicht entdeckte,

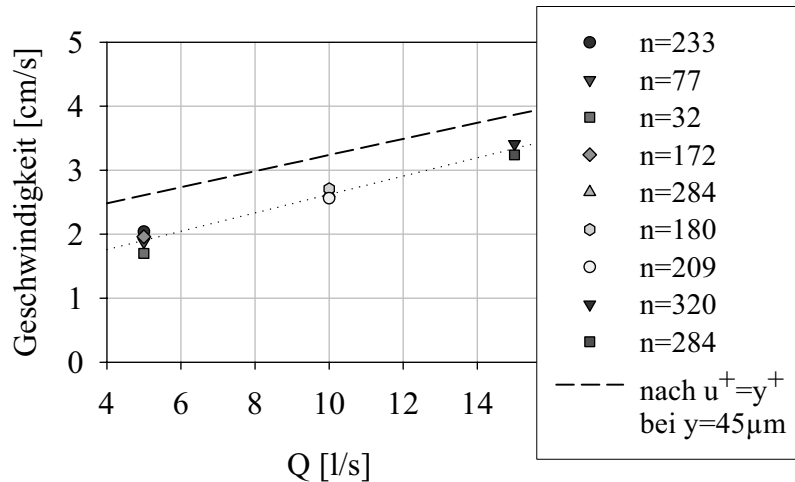


Abbildung 7.17: Mittelwerte der Geschwindigkeit wandnah bewegter Partikel mit einem Durchmesser zwischen 80 und 100  $\mu\text{m}$

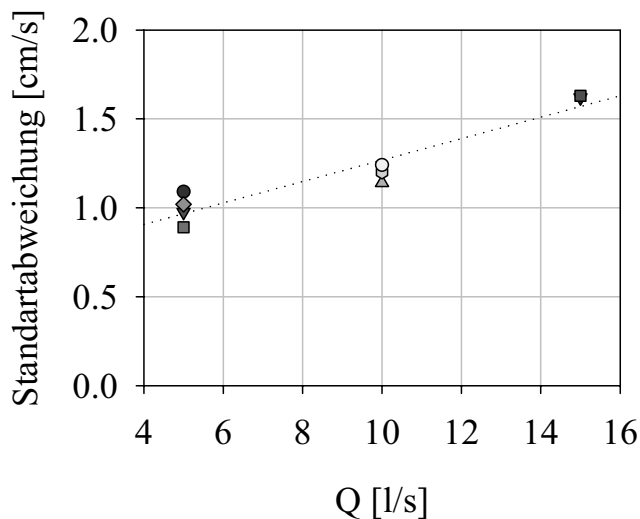


Abbildung 7.18: Standardabweichung der Geschwindigkeit wandnah bewegter Partikel mit einem Durchmesser zwischen 80 und 100  $\mu\text{m}$

systematische Messfehler aufweisen könnte, da sie kein etabliertes Meßverfahren darstellt, sondern es sich vielmehr um einen in Eigenentwicklung entstandenen Prototyp handelt, der eigens dieser Untersuchung wegen konstruiert worden ist.

Da es sich nicht um ideale, kugelförmige Partikel handelt, sind auch formbedingte Einflussfaktoren nicht ausgeschlossen. Bei Nino & Garcia werden die verwendeten Partikel als "glass beads", was soviel bedeutet wie Glasperlen oder Glaskügelchen, also künstliches Material,

bezeichnet und unterscheiden sich, was die Form betrifft, sicherlich von dem gebrochenen Sandmaterial dieser Untersuchung.

### 7.2.5 Partialkonzentrationen und vertikale Verteilung suspendierter Partikel

Die aus den Partmastermessungen verfügbaren Daten ermöglichen, neben der Bewertung von Gesamtkonzentration und mittlerer Korngröße, auch Aussagen über die den einzelnen Korngrößenintervallen zugehörigen Partialkonzentrationen. Diese ermöglichen eine Aussage über die Korngrößen-spezifische Selektion der suspendierten Partikel im Versuchsstand. Bei Vorhandensein von Messungen in verschiedenen Wassertiefen liefern die Partialkonzentrationen Informationen über die Korngrößen-abhängige, vertikale Verteilung suspendierter Partikel.

Zur übersichtlicheren Darstellung werden die, vom Messgerät bereitgestellten 128 Korngrößenintervalle, zu 9 Intervallen zusammengefasst. Diese, im folgenden als Intervall 1-9 bezeichneten Korngrößenbereiche, sind in Tabelle 7.3 aufgeführt und werden, sofern nicht ausdrücklich erwähnt, den Darstellungen der Partialkonzentrationen zugrundegelegt. Durch die nicht äquidistante Aufteilung der Intervalle werden die Messwertstreuungen im grobkörnigen Bereich, bedingt durch die hier stark abnehmende Partikelanzahl, reduziert. Die Normierung der Daten auf die Zugabemenge und das zirkulierende Wasservolumen ist in Gleichung 7.1 bis 7.3 erläutert.

Intervall	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$d_s$ [ $\mu\text{m}$ ]	0-5	5-15	15-30	30-50	50-80	80-120	120-170	170-230	230-300

Tabelle 7.3 : Zusammengefasste Korngrößenintervalle

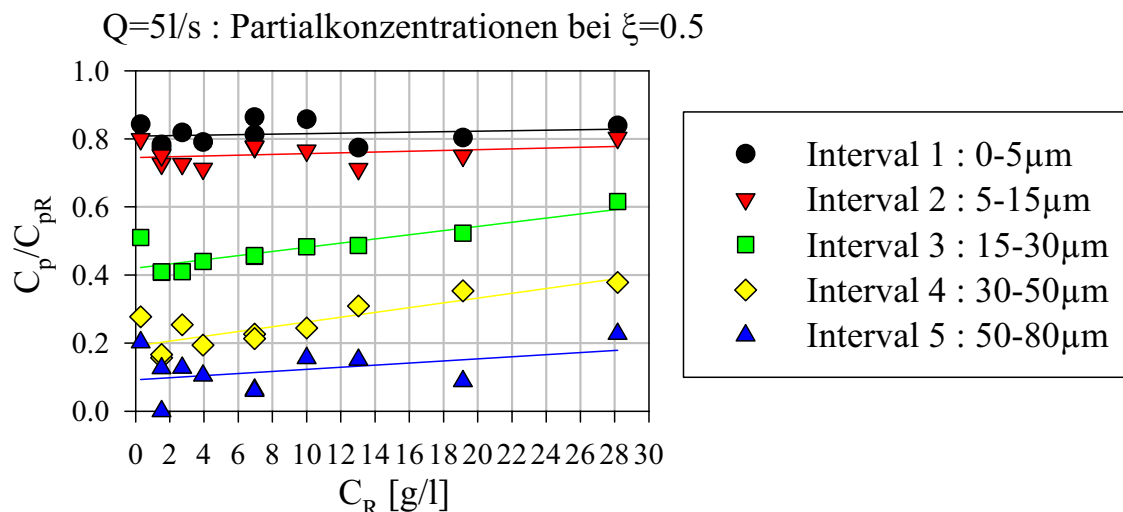


Abbildung 7.19a : Partialkonzentrationen in halber Wassertiefe bei Q=51/s  
Durchgezogene Linien aus linearer Regression

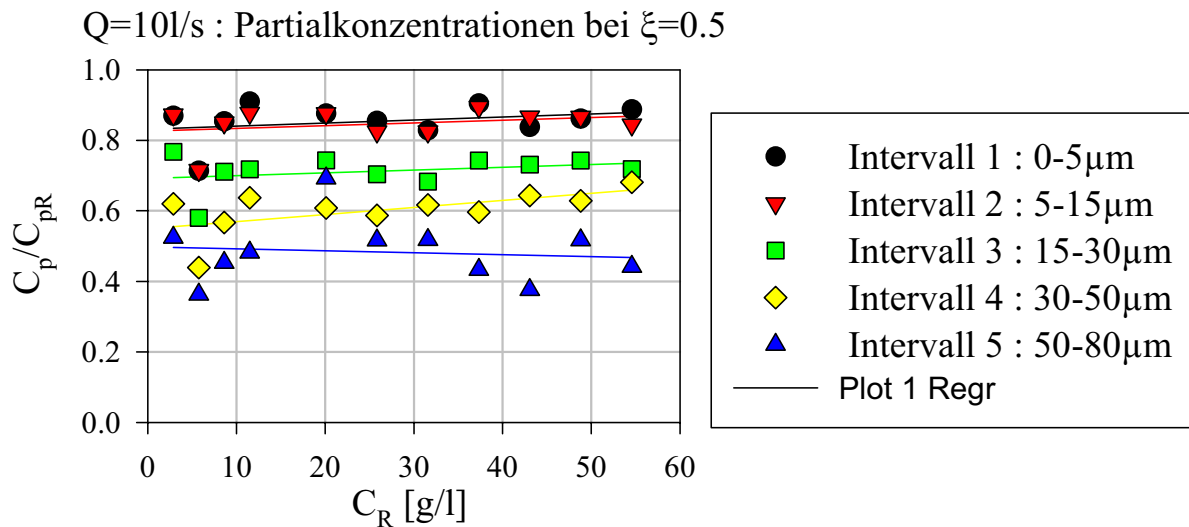


Abbildung 7.19b : Partialkonzentrationen in halber Wassertiefe bei Q=10l/s  
Durchgezogene Linien aus linearer Regression

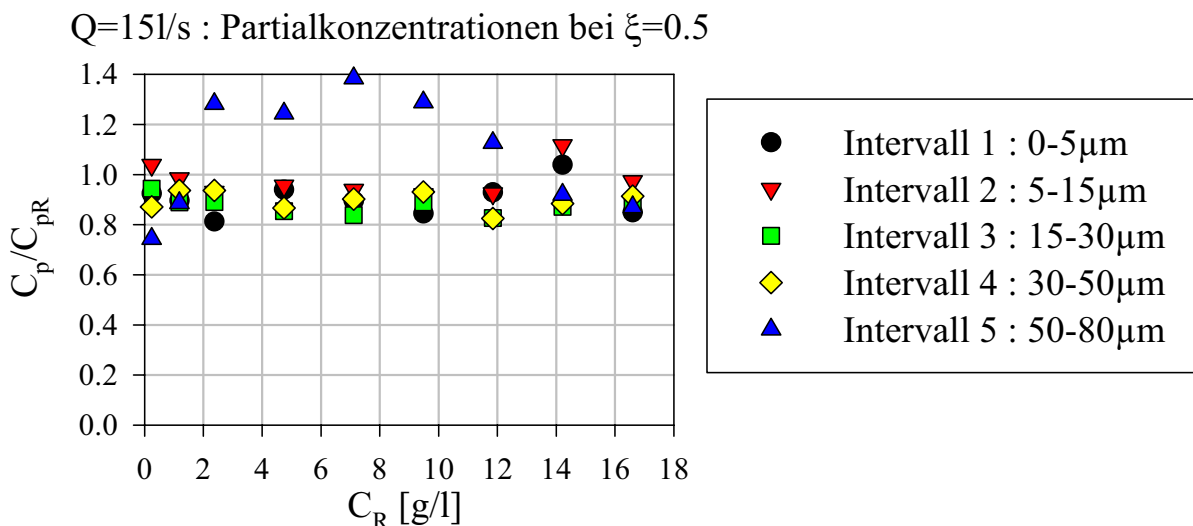


Abbildung 7.19c : Partialkonzentrationen in halber Wassertiefe bei Q=15l/s

In Abbildung 7.19 a bis c sind die, in halber Abflusstiefe gemessenen Partialkonzentrationen in Abhängigkeit der rechnerischen Konzentration  $C_R$  dargestellt. Auf den, dem Korngrößenintervall zugehörigen Index  $j$  aus Gleichung 7.3, wird verzichtet und die rechnerische Partialkonzentration mit  $C_{pR}$  bezeichnet. Die Darstellung beschränkt sich auf die Intervalle 1 bis 5, da für größere Kornfraktionen nur noch einzelne Partikel in den Proben vorhanden sind und die Meßdaten in diesem Bereich extreme Streuungen aufweisen, die eine Interpretation nicht sinnvoll erscheinen läßt.

Die hier dargestellten relativen Partialkonzentrationen zeigen Korngrößen-spezifisch ein deutlich selektives Transportverhalten. Dieses äußert sich dadurch, dass mit zunehmender Korngröße der

Anteil des zugegebenen Sandes, welcher in Suspension transportiert wird, abnimmt, und zwar um so stärker, je kleiner die Sohlschubspannung  $u_*$  ist. Bei einem Abfluß von  $Q=5\text{l/s}$  ist, wie aus Abbildung 19a-c ersichtlich ist, die Selektion am stärksten ausgeprägt. Eine Zunahme der normierten Partialkonzentrationen, die sich, wie im vorigen Abschnitt dargestellt auch auf die Gesamtkonzentrationen  $C_{\text{tot}}$  auswirkt, ist nur bei diesem Abfluß und nur bei Partikeln die größer sind als ca.  $15\mu\text{m}$ , eindeutig festzustellen. Dabei steigt, bedingt durch die Steigerung der zugegebenen Sandmenge, der in Suspension transportierte Anteil im Intervall 3 um ca. 50% und für die Grobanteile bis  $80\mu\text{m}$  sogar um ca. 100% an. Dies ist in völliger Übereinstimmung mit der im vorigen Abschnitt diskutierten Erhöhung der Transportkapazität durch Intensivierung vertikal diffusiver Mischprozesse durch Transportkörper. Diese bilden sich aus sohlnahem Material, welches, wie den Siebkurven in Abbildung 7.5 zu entnehmen ist, eine mittlere Korngröße von  $d_{50} \sim 45\mu\text{m}$  hat, also den Fraktionen in Kornspektrum entspricht, deren relative Konzentration ebenfalls ansteigt.

Der Suspensatransport bei höheren Schubspannungen ist weniger selektiv, was die Korngrößenverteilung betrifft, ist aber bei  $Q=10\text{l/s}$  noch deutlich ausgeprägt. Ein zugabebedingter Anstieg der relativen Konzentration ist aber, aufgrund fehlender Transportkörperbewegung, so gut wie nicht vorhanden. Wenn hier von Transportkörpern die Rede ist, so sind damit nur solche angesprochen, welche in der Mittenachse des Kanals nachweisbar sind. Aufgrund von Randeffekten können solche allerdings in unmittelbarer Nähe der vertikalen Berandung auch dann auftreten, wenn die Sohle ansonsten frei davon ist. Dies wurde bei  $Q=10\text{l/s}$  auch beobachtet und erklärt möglicherweise den geringfügigen Anstieg der Regressionsgeraden für Intervall 3 und 4 in Abbildung 7.19b.

Der Einfluß von Sekundärströmungen in offenen Gerinnen, welche detailliert bei Nezu [4] beschrieben sind und die dadurch mögliche Akkumulation sohlnah transportierter Partikel entlang längs der Strömung ausgerichteten Mustern, deren geometrische Anordnung vom Verhältnis von Kanalbreite zu Abflusstiefe abhängt, soll hier jedoch nicht näher diskutiert werden, obwohl eine Rückwirkung dieser Strukturen auf den Sedimenttransport möglich erscheint.

Bei  $Q=15\text{l/s}$  beträgt die relative Konzentration  $C_{\text{pr}}$  für alle Fraktionen, ebenfalls unabhängig von der Zugabemenge, ca. 95%, so dass mit den hier vorherrschenden hydraulischen Bedingungen die Voraussetzungen für einen überwiegend in Suspension erfolgenden Transport gegeben sind. Die Meßwerte für Intervall 5 liegen hier teilweise etwas über eins. Dies kann einerseits damit zusammenhängen, dass nur ca. 10% des zugegebenen Sandes in diesem Korngrößenbereich liegt, so dass eine geringe Unsicherheit bei der Bestimmung der Sieblinie des Versuchssandes, bzw. dessen nicht ganz konstante Zusammensetzung, welche ja gemäß Gl. 7.3 in die Berechnung der relativen Konzentrationen eingeht und kann andererseits durch die generell zunehmenden Meßwertstreuungen im grobkörnigen Bereich verursacht werden.

Die relativen Anteile suspendierter Feinstanteile, repräsentiert durch Intervall 1 und 2, sind offenbar ebenfalls durch die Strömung beeinflusst. So schwankt deren Anteil von ca. 80% bei  $Q=5\text{l/s}$  und nahezu 100% bei  $Q=15\text{l/s}$ . Einen Hinweis dafür könnten, im Rahmen von Vorversuchen mit sehr feinem Material durchgeführte Experimente liefern, bei denen dünne, quadratische geformte Edelstahlplatten mit einer Oberfläche von  $25\text{cm}^2$  von oben vertikal hängend in der Strömung plaziert wurden. Die Platten wurden zuvor eine definierte Zeit im Ultraschallbad gereinigt und zu verschiedenen Zeiten, bis zu einigen Stunden nach Zugabe des Versuchssandes,

entnommen. Die Platten wurden nun, in derselben Weise wie vor Einbau in den Versuchsstand, in destilliertem, nahezu partikelfreiem Wasser von eventuellen Ablagerungen befreit. Dieses Wasser wurde danach mit dem Partmaster untersucht und es zeigte sich, dass die darin gemessene Konzentration proportional zur Dauer des Verbleibens der Platten in der Strömung war. Eine mikroskopische Untersuchung solcher Platten ergab, dass die sich darauf befindlichen Partikel dieselbe gebrochene, scharfkantige Struktur aufwiesen wie die zugegebenen Sandpartikel, von diesen also durch optische Begutachtung nicht zu unterscheiden waren.

Da hier nur spekuliert werden kann, dass sich durch biochemische Aktivitäten ein absorbierender Belag auf den Platten gebildet hat, der ohne den Einfluß der Schwerkraft eine Adhäsion dieser Partikel ermöglicht, die Möglichkeit einer Charakterisierung solcher Biofilme aber nicht gegeben war, wurde dieses Phänomen nicht, d.h. nicht in Form einer quantitativen Untersuchung, weiter verfolgt. Einen Hinweis in diese Richtung ergaben aber Trübungsmessungen, die einmal mit und einmal ohne Zugabe eines, normalerweise zur Desinfektion von Schwimmbecken verwendeten Chlorpräparats, bei ansonsten gleichen Bedingungen und unter Verwendung feiner Partikel durchgeführt wurden. Ohne Desinfektion blieb die, überwiegend durch Feinstpartikel verursachte Trübung über einige Stunden konstant, während sie ohne Chlorzugabe langsam abnahm.

### 7.2.6 Vertikale Konzentrationsverteilung

Wie aus den Tabellen 6.1 bis 6.3 ersichtlich, sind in unterschiedlicher Häufigkeit und nicht bei  $Q=15\text{l/s}$ , auch Proben ausgewertet worden, die nicht aus halber Wassertiefe entnommen wurden. Diese ermöglichen eine Aussage über den vertikalen Verlauf der Konzentrationen für die einzelnen Korngrößenintervalle. Dieser wird mit dem aus der Literatur bekannten Ansatz von Rouse [14] verglichen, welcher die Verteilung suspendierter Feststoffe unter Annahme eines lokalen Gleichgewichts von vertikaler turbulenter Diffusion und schwerkraftbedingter Absetzrate, unter Annahme der terminalen Sinkgeschwindigkeit  $v_s$ , in Form einer analytischen Lösung der bestimmenden Differentialgleichung (Gl. 2.8) bereitstellt.

Im Falle eines Transportzustands, der keine interpartikuläre Wechselwirkung, sowohl zwischen Partikeln gleicher als auch unterschiedlicher Größe zeigt und kein Einfluß auf die transportrelevanten Turbulenzstrukturen hat, sollten die Verteilprofile bei einer Strömung, die einer, den Rouseschen Annahmen zugrundeliegenden idealen Gerinneströmung entspricht, im wesentlichen den Rouseprofilen gleichen, was in experimentellen Untersuchungen z.B. von Vanoni [48] bestätigt wird. Was die Turbulenz betrifft, so muß man unterscheiden, ob eine Turbulenzmodifikation durch Einzelpartikel verursacht wird, was hier aufgrund der Tatsache, dass die Teilchen kleiner als die turbulente Mikroskala sind, nicht der Fall sein wird, oder ob Konzentrations- oder Dichteeffekte eine Rolle spielen und die Transportprozesse beeinflussen. Ebenso führen Transportkörper zu vertikalen Diffusionsprozessen, die abweichend von denen sind, die aus dem Boussinesqansatz und dem logarithmischen Geschwindigkeitsprofil für glatte Sohle, was ja die Grundannahmen für die Rouseformel sind, folgen.

In den nachfolgenden Abbildungen 7.20a-e sind die verfügbaren Verteilprofile für die verschiedenen Korngrößenintervalle dargestellt. Die Normierung der Meßwerte erfolgt hier, nicht wie in der originalen Rouseformel auf  $\xi=0,05$ , sondern auf den Meßwert in halber Abflusstiefe, so dass die so modifizierten Verteilprofile die Form



$$C(\xi) = C(\xi=1/2) (\xi^{-1}-1)^{\frac{v_s}{\kappa u_* \beta}} ; \beta=1 \quad (7.4)$$

annehmen. Die Sinkgeschwindigkeit für die berechneten Kurven, welche als durchgezogene Linien in den Diagrammen eingezeichnet sind, beziehen sich jeweils auf die Mitte der Korngrößenintervalle und sind nach der Formel von Oseen (Gl. 2.9, 2.10) berechnet. Im Intervall 1 und 2 sind praktisch keine Abweichungen von einer homogen verteilten Suspension zu erkennen. Auch wenn die Meßwertstreuungen mit zunehmender Korngröße deutlich zunehmen, ist eine Korngrößenabhängigkeit des vertikalen Konzentrationsgradienten offensichtlich. Die durch  $C_R$  repräsentierte Zugabemenge ist in Abbildung 7.20 durch verschiedene Symboltypen markiert. Aus diesen lassen sich jedoch, bedingt durch die Meßwertstreuungen, keine Rückschlüsse auf eine Konzentrationsabhängigkeit der Vertikalverteilungen ziehen. Vielmehr kann man davon ausgehen, dass die Konzentrationsprofile denen des Gleichgewichtszustandes recht nahe kommen. Wären nämlich die Transportprozesse stark durch die begrenzte Länge der Rinne beeinflusst, so müßte sich dies in, von den Rouseschen Verteilungen abweichenden Vertikalprofilen, äußern.

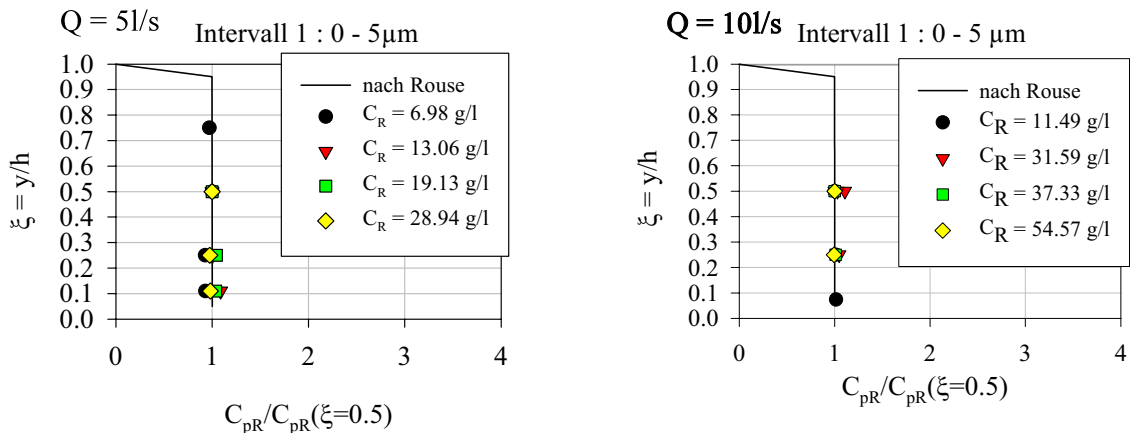


Abbildung 7.20a : Vertikaler Konzentrationsverlauf für Intervall 1

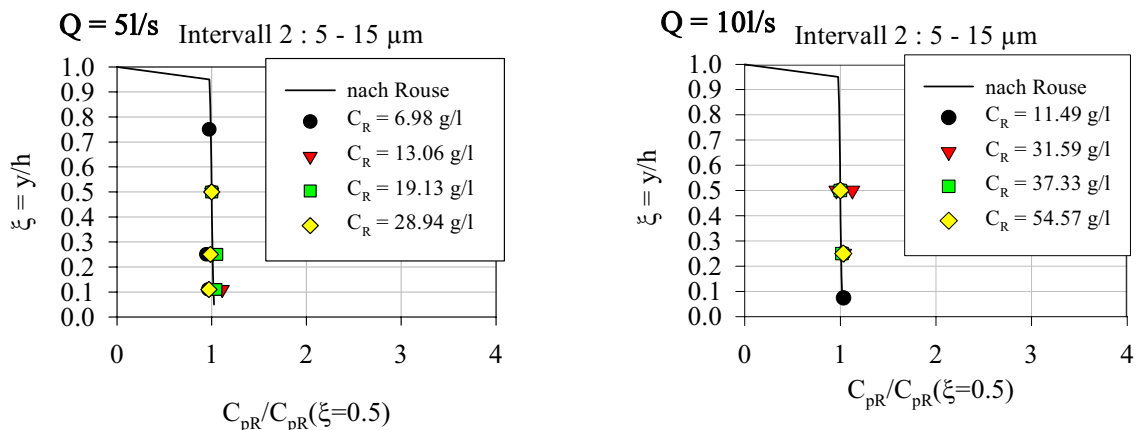


Abbildung 7.20b : Vertikaler Konzentrationsverlauf für Intervall 2

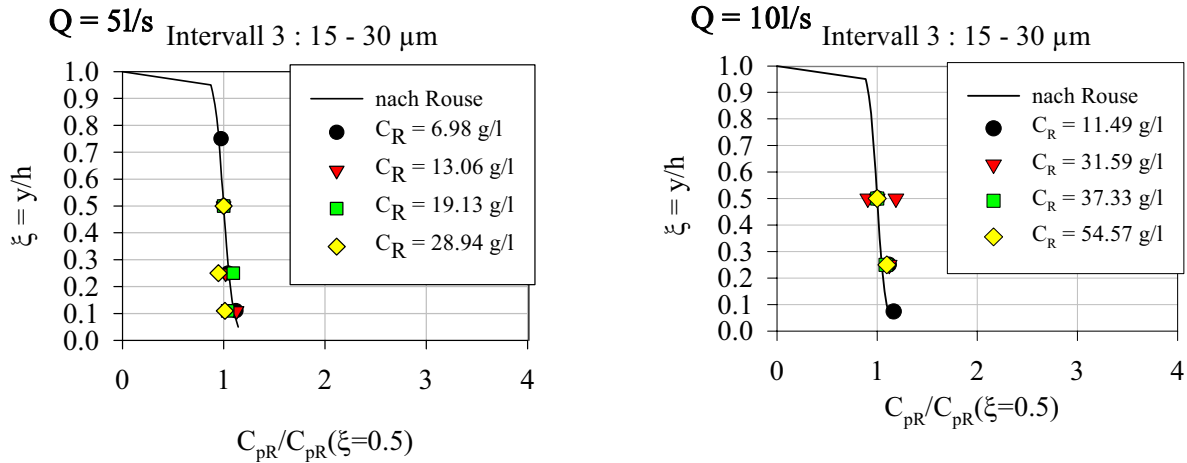


Abbildung 7.20c : Vertikaler Konzentrationsverlauf für Intervall 3

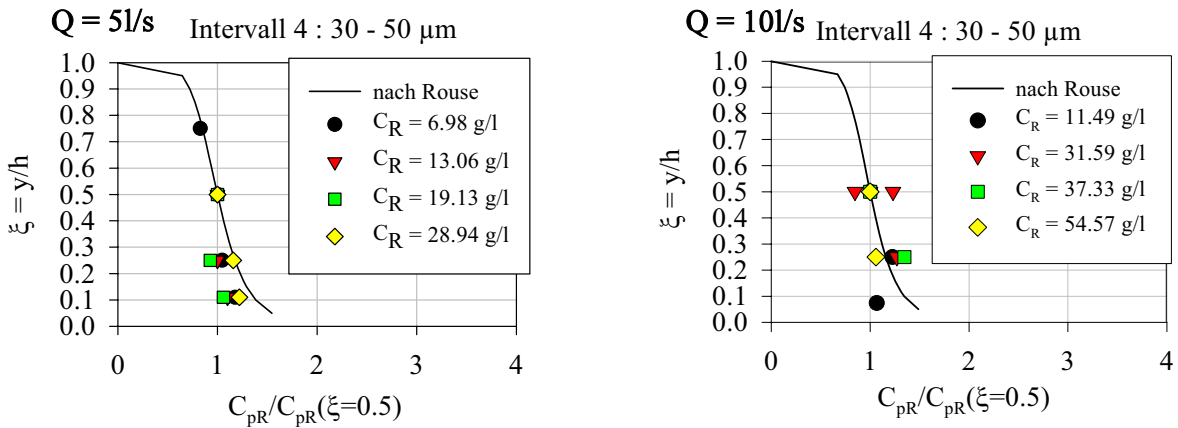


Abbildung 7.20d : Vertikaler Konzentrationsverlauf für Intervall 4

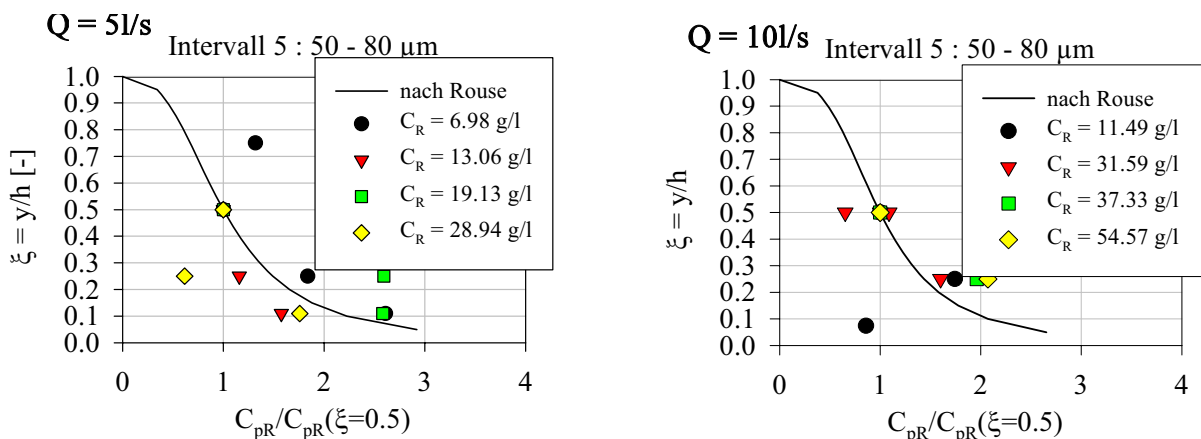


Abbildung 7.20e : Vertikaler Konzentrationsverlauf für Intervall 5

Fasst man alle, zu den verschiedenen Zugabemengen gehörenden Messungen in einem Diagramm zusammen, so ergibt sich die in Abbildung 21 gezeigte Darstellung. Einzig die Messpunkte für Intervall 4 in Abbildung 21 links, also bei  $Q=5l/s$ , deuten auf etwas geringere Konzentrationen im sohnnahen Bereich hin, was durch Adaptionszeiten, welche länger sind als die mittlere Aufenthaltsdauer der Partikel im Gerinne, verursacht werden kann.

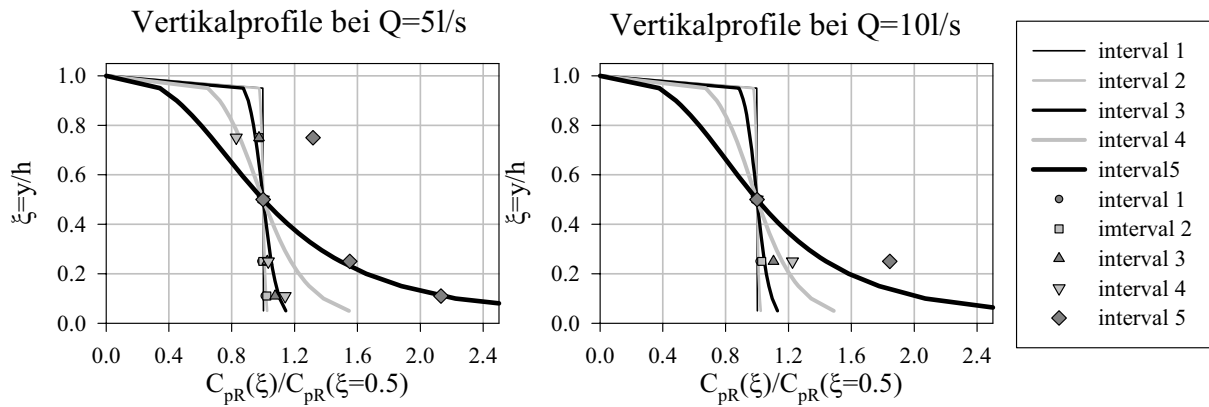


Abbildung 7.21 : Vertikalprofile aus den Mittelwerten aller Messungen

Für  $Q=151/s$  sind Messdaten nur für  $\xi=1/2$  vorhanden, weswegen hier keine Vertikalprofile dargestellt werden können.

## 7.3 Versuchsergebnisse bei rauher Sohle

### 7.3.1 Gesamtkonzentrationen

Die bereits in Kapitel 6 angesprochene, zeitabhängige Entwicklung der Konzentration, ist in Abbildung 7.22 für die verschiedenen Abflüsse dargestellt. Die Symbole gleicher Art, also beispielsweise alle Kreise oder Dreiecke, gehören hier zu gleichen Abflüssen, aber unterschiedlichen Zugabemengen und sind dementsprechend durch unterschiedliche Füllung der Symbole gekennzeichnet.

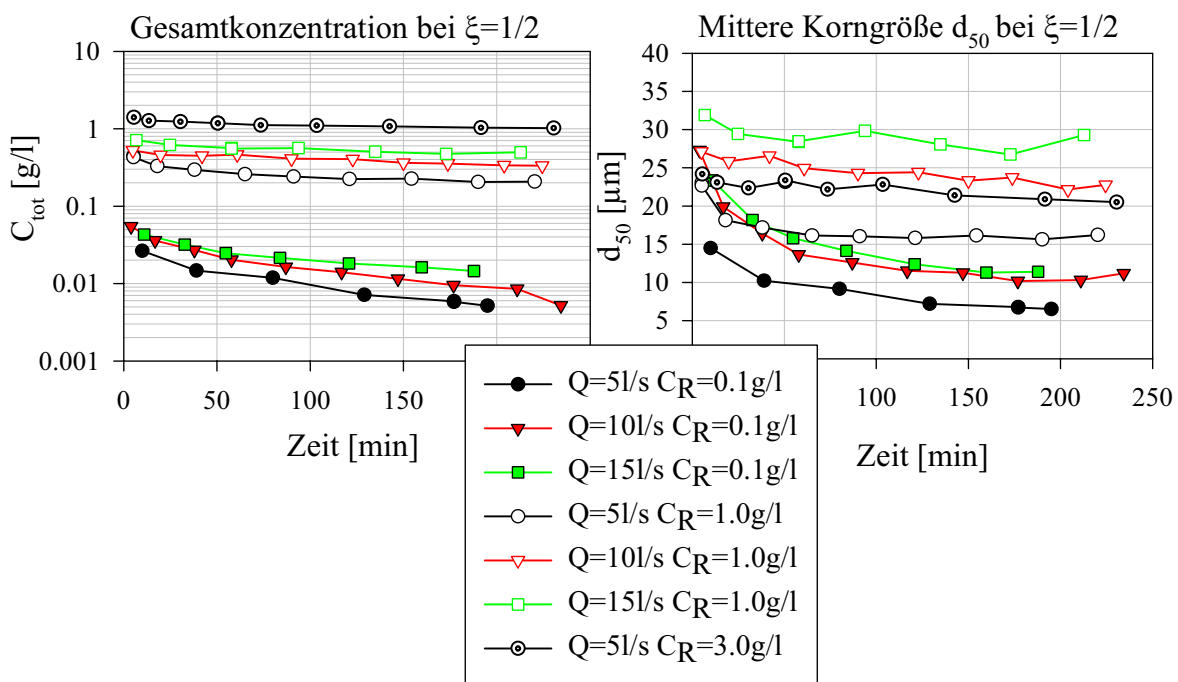


Abbildung 7.22 a, b : Gesamtkonzentration und mittlerer Korndurchmesser bei  $\xi=1/2$  als Funktion der Zeit

Bei kleinen Zugabemengen sinkt die gemessene Gesamtkonzentration  $C_{\text{tot}}$ , abhängig von Abfluß und Sohl Schubspannung, rasch auf Werte von nur noch ca. 5-10 % der rechnerischen Konzentration  $C_R$  ab. In diesem Fall sind nur noch die Feinstanteile unter  $10\mu\text{m}$  in Suspension, die größeren Anteile sind nach drei bis vier Stunden in den Zwischenräumen der Rauheitselemente eingelagert und können auch durch die sohl nahen, durch turbulente Burstprozesse hervorgerufene Fluktuationen, nicht wieder remobilisiert werden. Bei höheren Zugabemengen ist zu erwarten, dass die Grobanteile, diese bewegen sich vorzugsweise nahe der Sohle, die Zwischenräume der Sohlrauheit langsam auffüllen und sich dann, wie bei glatter Sohle, in Form von Geschiebe über die, in ihrer Rauheit dann reduzierten Sohle, bewegen.

Die immobile Einlagerung von Partikeln in die Sohlzwischenräume ist dabei umso wahrscheinlicher, je größer deren Tendenz ist, sich schwerkraftbedingt von der mittleren Strömungsrichtung, bzw. den Stromlinien in unmittelbarer Nähe der Rauheitselemente, abzulösen und in die Zwischenräume einzudringen. Feinpartikel dürften, aufgrund ihres höheren Folgevermögens, davon weniger betroffen sein.

Dies müßte, sollte diese Annahme korrekt sein, dazu führen, dass bei höheren Zugabemengen ein intensiverer Vertikalgradient, der wie bei der glatten Sohle gezeigt, durch Austauschprozesse zwischen Geschiebe und Suspension aufrecht erhalten wird, nachweisbar wäre.

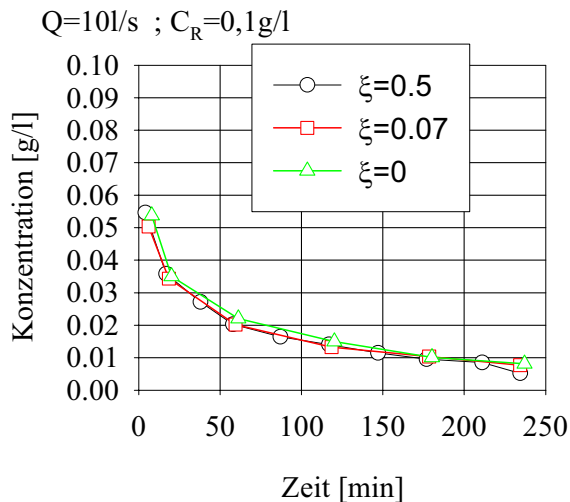


Abb. 7.23a  
Tiefenabhäng. Konzentrationsverlauf bei  $C_R=0,1$

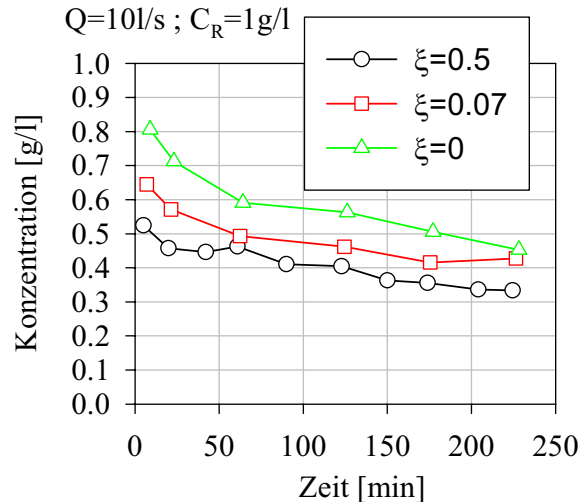


Abb. 7.23b  
Tiefenabhäng. Konzentrationsverlauf bei  $C_R=1,0$

Dies ist, beispielhaft für  $Q=10\text{l/s}$ , in Abbildung 7.23a und 7.23b dargestellt, wo bei  $C_R=0,1\text{ g/l}$  ein vertikale Gradient der Gesamtkonzentration  $C_{\text{tot}}$  so gut wie nicht vorhanden ist, da die hier sich in Suspension befindlichen Partikel sehr klein sind und sich somit homogen über die Tiefe verteilen. Da die Probe für  $\xi=0$  mit auf der Sohle aufsitzendem Entnahmeröhrchen gewonnen wurden, bleibt nur die Interpretation, wonach die Grobanteile verschwunden sind, plausibel. Bei  $C_R=1$  ist entweder der Einlagerungsprozess in die Porenräume der Sohle noch nicht abgeschlossen, oder aber deren Speicherkapazität ist bereits erschöpft, so dass (noch) ein vertikaler Austausch mit einer mobilen Deckschicht zu einem deutlich ausgeprägten Vertikalgradienten führen kann.

Der Verbleib des zugegebenen Materials kann auch über die in Kapitel 6 beschriebene Bilanzierung des  $10 * 25\text{ cm}^2$  großen Testfeldes abgeschätzt werden. Dabei ist die Trockenmasse des durch Absaugen gewonnenen Materials, abzüglich dem aus dem Volumen der abgezogenen Probe und der Konzentration suspendierter Feststoffe während der Entnahme sich ergebenden Sedimentmasse, ein Maß für die eingelagerte Feststoffmenge pro Flächeneinheit. Dies gilt zumindest bei Annahme einer Gleichmäßig über die Sohle verteilten Einlagerung. Diese Bilanzen ermöglichen auch eine Abschätzung, ob durch anderweitige, unerwünschte Ablagerungen eine Verfälschung der Meßwerte möglich ist (siehe Kap. 5). In nachfolgender Abbildung 7.24 ist das Ergebniss dieser Bilanzierungen, durchgeführt für alle ausgewerteten Messungen, in Form von gestapelten Säulendiagrammen dargestellt. So zeigen sich bei der Bilanzierung, verglichen mit der Masse zugegebener Sedimente, teils höhere, teils niedrigere Gesamtsummen. Diese sind auf inhomogene Ablagerungsverteilungen und sonstige Messungenauigkeiten zurückzuführen, zeigen aber insgesamt keine Tendenz zu systematischen Fehlern. Mit "sonstige Ablagerungsverluste" sind hier die im Einlaufbereich, insbesondere in dem sich dort befindlichen Waben-

profil, nach der Messung gefundenen Ablagerungen bezeichnet, welche allerdings, wenn überhaupt vorhanden, sehr gering sind.

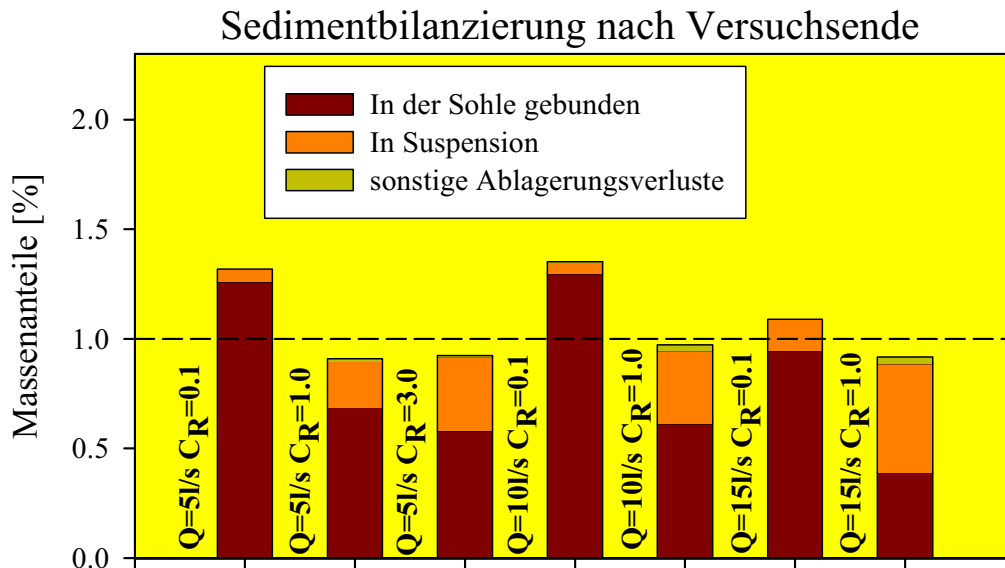


Abbildung 7.24 : Sedimentbilanzierung, bezogen auf die Masse des zugegebenen Materials

Das Verhältnis von suspendierten und eingelagerten Sedimenten ist dabei zum einen von Abfluß bzw. Sohlschubspannung und andererseits vom Maß der Beaufschlagung mit Sedimentmaterial abhängig, wobei ein Anstieg von beidem zu höheren Konzentrationen suspendierter Schwebstoffe führt. Ob bei den einzelnen Versuchen jeweils ein Gleichgewichtszustand erreicht ist, läßt sich mit Hilfe von Abbildung 7.22a,b abschätzen. Davon kann bei den höheren Zugabemengen mit  $CR=1$ , bzw.  $3\text{g/l}$  ausgegangen werden, wobei im Falle von  $CR=0,1$  die verbleibende Konzentration extrem gering und die Korngröße suspendierter Partikel in einem Bereich liegt, in dem mit zusätzlichen, kohäsiv wirkenden Einflüssen, siehe Kapitel 7.2.5, gerechnet werden muß, so dass eine Aussage über Gleichgewichtszustände die Betrachtung von Prozessen notwendig macht, auf die im Rahmen dieser Untersuchung nicht eingegangen werden soll.

Die Frage, inwiefern Geschiebematerial beim Absaugen des Testfeldes vorhanden war und in der Bilanzierung als “in der Sohle gebunden” auftaucht, läßt sich, zumindest qualitativ, über die Auswertung der Sensorsignale beantworten. Ist hier keine Partikelbewegung<sup>2</sup> mehr detektiert, so kann die Differenz zwischen der sich aus der Konzentration suspendierter Partikel und dem Ergebnis der Auswertung der abgesaugten Flüssigkeit ergibt, zweifelsfrei sohlgebundenen Ablagerungen zugeschrieben werden. Bei geringfügiger Zugabe von  $C_R=0,1\text{g/l}$  sind in der Tat bei allen Abflüssen, wenn überhaupt nur sehr vereinzelt Signale von Partikeln nachweisbar, welche auch nicht unbedingt von dem zugegebenen Sand verursacht sein müssen, sondern auch

<sup>2</sup> Es sei nochmals darauf hingewiesen, dass nur solche Partikel von dem Sensor detektiert werden, welche nicht wesentlich kleiner als die Spaltweite von ca  $35\mu\text{m}$  sind.

durch Verunreinigungen hervorgerufen werden können. So konnten bei  $Q=15\text{l/s}$  und einer Messdauer von 93 Sekunden bei Versuchsende nur aus 4 Partikeldurchgängen ein Geschwindigkeitswert ermittelt werden, während noch 15 Minuten nach Versuchsbeginn in diesem Zeitraum ca 100 Messwerte gefunden werden konnten, die den in Kapitel 4 beschriebenen Anforderungen entsprechen und somit als Meßwert zur Verfügung stehen. Für die kleineren Abflüsse konnte kurz vor Versuchsende gar kein Meßwert gefunden werden und die Signale zeigen ein um den Nullabgleich rauschendes Signal mit einer Amplitude von einigen mV. Bei höheren Konzentrationen läßt sich aus den Sensorsignalen auf einen mehr oder weniger intensiven Geschlebetransport schließen.

Die gemessenen Geschwindigkeiten der Partikel liegen bei allen Versuchen etwas unterhalb von denen bei glatter Sohle und gleichem Abfluß bestimmten und haben auch eine geringere Standardabweichung. Die Interpretation dieses Sachverhalts muß allerdings mit Vorsicht erfolgen, da die Sensoroberfläche glatt ist und der Übergang zwischen ihr und der rauhen Sohle keinen kontinuierlichen Übergang darstellt, was zu Strömungsablösungen oder zumindest zu beschleunigter oder verzögerter Fließgeschwindigkeit in diesem Bereich führen kann.

### 7.3.2 Partialkonzentrationen

In Abbildung 7.25 sind die Partialkonzentrationen  $C_p$  in normierter Form aufgetragen. Die Darstellung enthält die Messkurven für alle drei vertikalen Lagen der Entnahmepunkte und für alle drei Abflüsse in jeweils einem Diagramm. Die einzelnen Diagramme sind je einem der in Kapitel 7.2.5 definierten Korngrößenintervalle zugehörig.

Die Partialkonzentrationen zeigen insgesamt ein deutlich kongößenabhängiges Verhalten. Eine Konzentrationsabnahme ist um so stärker zu erkennen, je größer die Partikel sind, die oben beschriebene zeitliche Abnahme der Gesamtkonzentration  $C_{\text{tot}}$  wird also hauptsächlich durch die größeren Anteile im Korngrößenspektrum verursacht. Aus dem Verhältnis von Zugabemenge und Speicherkapazität ergibt sich die Gleichgewichtstransportrate, welche also von den Versuchsbedingungen abgängig und mit einer mehr oder weniger starken Einlagerung von Feinmaterial in die Sohle verbunden ist.

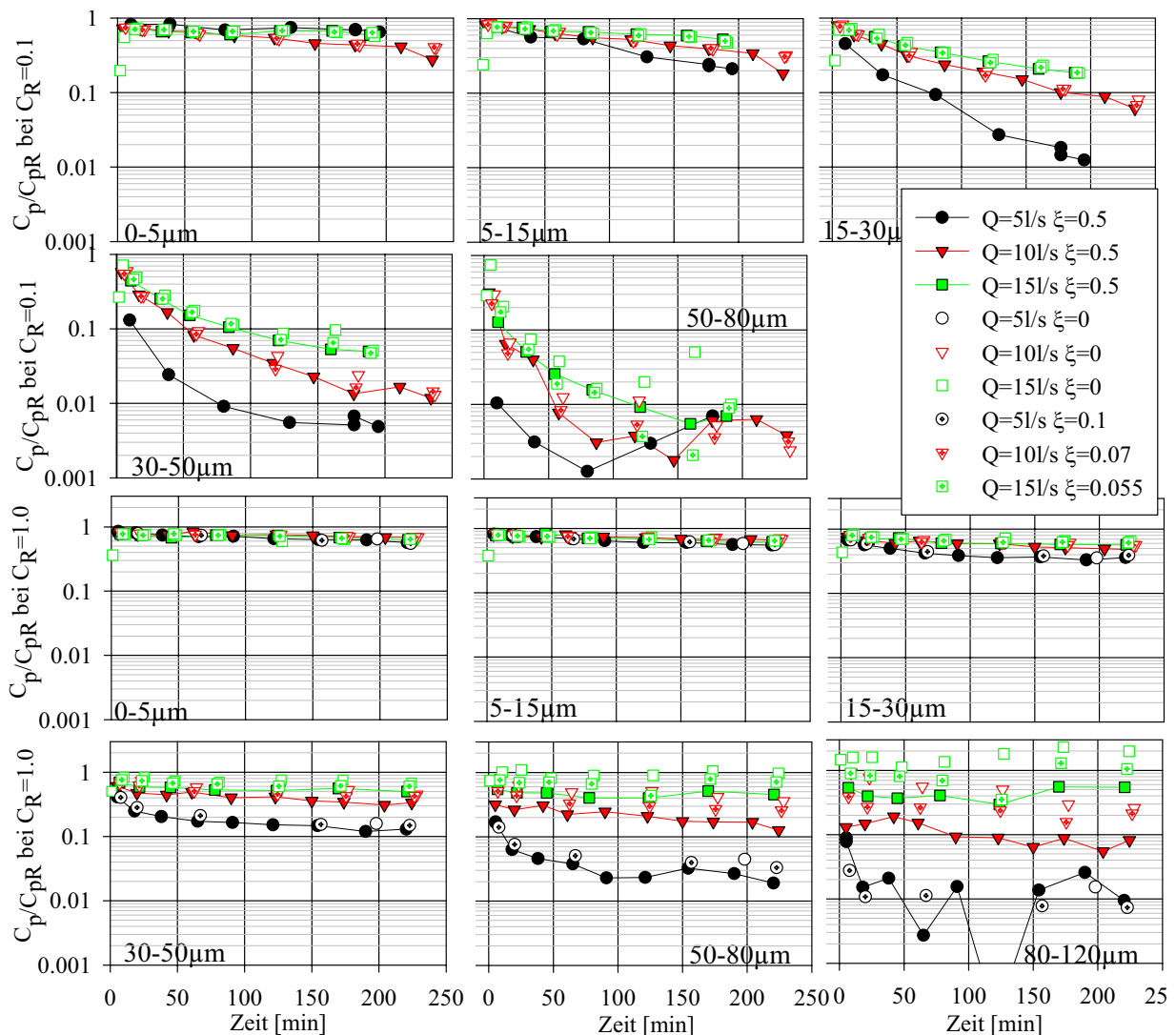


Abbildung 7.25 : Partialkonzentrationen

### 7.3.3 Vertikalprofile

Die Vertikalverteilung der Konzentrationen für die einzelnen Intervalle sind in Abbildung 6 in komprimierter Form dargestellt. Für jede Messung wurde hierbei der Mittelwert aus allen, bei  $y=5\text{mm}$  verfügbaren Messpunkten gebildet, und das Verhältnis zur gemessenen Konzentration in halber Wassertiefe berechnet. Dieses Verhältnis wurde mit dem aus den Rouseprofilen gebildeten Konzentrationsverhältnis für diese beiden Wassertiefen normiert. Abbildung 6 zeigt also einen Vergleich zwischen dem Vertikalgradienten der Messwerte, repräsentiert durch zwei Messpunkte und dem für glatte Sohlverhältnisse theoretisch erwarteten. Auch wenn die Werte bei  $C_R=0,1$  bei  $Q=51/s$  fehlen, ist folgende Sachlage auffällig: Der Konzentrationsgradient wird mit zunehmender Korngröße kleiner als der nach Rouse für glatte Sohle berechnete. Dabei ist signifikant, dass dies verstärkt bei geringer Gesamtzugabe auftritt.



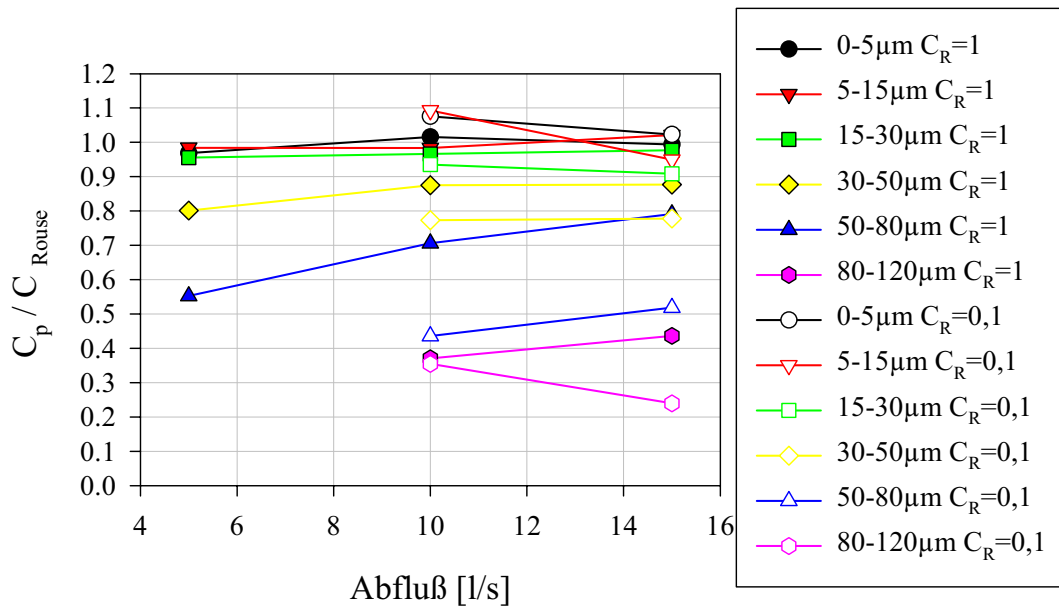


Abbildung 7.26 : Relativer Konzentrationsgradient : Das gemessene Verhältnis der Konzentrationen bei  $y=5\text{mm}$  und  $\xi=1/2$  sind mit dem aus der Rouseformel berechneten Konzentrationsverhältnis für diese zwei vertikalen Positionen normiert.

Eine Untersuchung zur Einlagerung von Partikeln in die Sohlmatrix (Kolmation) wurde von Schälchli [51] durchgeführt. Dabei wurden insbesondere mehrschichtige Sohlformen, bestehend aus Sand und Kiessmaterial, betrachtet. Demnach ist die Sedimenteinklagerung bei Erhöhung der strömungsbedingten Kräfte reversibel (Dekolmation). Für die hier vorliegende Untersuchung sind jedoch hauptsächlich die qualitativ unterschiedlichen Transportmechanismen von Bedeutung, welche eine, über die Annahme einer statischen Randbedingung hinausgehende Betrachtung bezüglich Sohlrauigkeiten, deren Beständigkeit und Einfluß auf den Sedimenttransport anregen soll. Dies gilt auch besonders hinsichtlich der Übertragbarkeit der Ergebnisse von Laborexperimente mit rauhem Sohlbelag.

## 8. Auswertung und Interpretation der Messergebnisse

In diesem Abschnitt wird die Austauschfraktion charakterisiert und im Shieldsdiagramm dargestellt. Es folgen Betrachtungen über das sich aus der Annahme transportkritischer Sohlschubspannungen ergebende Transportverhalten suspendierter Feststoffe sowie Vorüberlegungen zur Formulierung burstbasierter Erosionsprozesse. Die Abweichungen des sich im Laborsystem einstellenden Gleichgewichtszustandes, verglichen mit dem in einem sehr langen Gerinne, wird mittels einer Analyse der charakteristischen Zeitskalen bei zirkulierenden Laborgerinnen mit Sedimentrückführung abgeschätzt.

### 8.1 Austauschfraktionen für glatte Sohlverhältnisse

Zur Abschätzung der sedimentations- und erosionskritischen Sohlschubspannungen  $\tau_{cs}$  und  $\tau_{ce}$  können die Sieblinien der Schwebepartikel in Suspension (z.B. bei  $y/h=0,5$ ) und die Kornverteilungen der aus den Sedimentfallen entnommenen Partikel herangezogen werden, was bereits in Kapitel 7 dargelegt wurde. Die gängige Vorstellung, dass der vertikale Massenaustausch zwischen Sohle und Wasserkörper durch die zeitgemittelte Sohlschubspannung gesteuert wird, läßt bei Vorhandensein einer Austauschfraktion nur die Annahme von unterschiedlichen Schwellwerten für Sedimentation<sup>1</sup> und Erosion zu. Dabei muß  $\tau_{cs} > \tau_0 > \tau_{ce}$  sein. Diese Schwellwerte legen, zusammen mit dem Erosionsbeiwert  $\varepsilon_m$ , die Schwebstoffkonzentration für den Gleichgewichtszustand in einem sehr langen Gerinne fest. Ober- und Untergrenze des Überlappbereichs der Kornverteilungsfunktionen von sohlnah transportiertem Material und suspendierten Schwebstoffen ist somit geeignet, diese kritischen

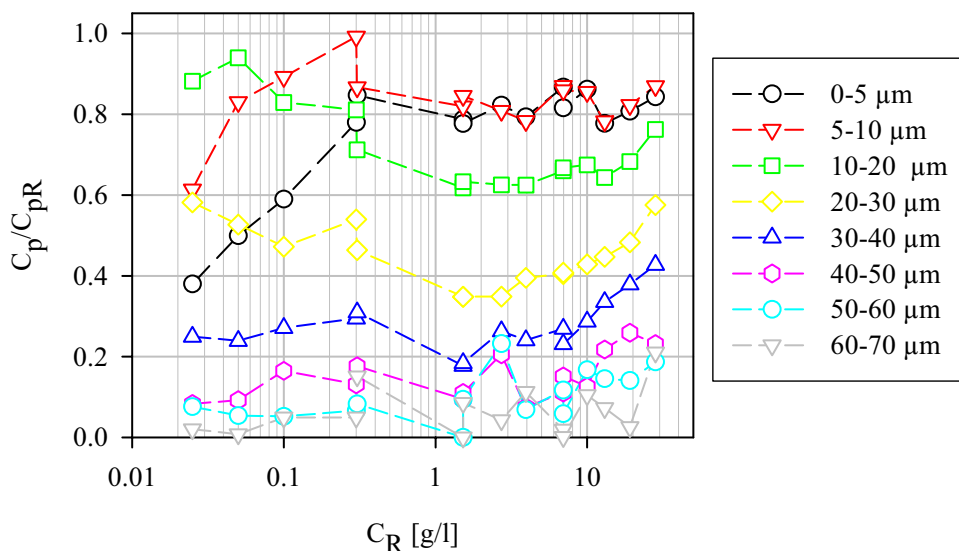


Abb. 8.1a Partialkonzentrationen für  $Q=51/s$  in log. Darstellung mit verfeinerten Korngrößenintervallen

<sup>1</sup> Es sei darauf hingewiesen, dass Sedimentation hier als ein Massenstrom zwischen dem turbulenzdominierten Wasserkörper und der durch viskose Kräfte beherrschten Unterschicht definiert wird.

Parameter zu bestimmen, da hier die Sohlschubspannung  $\tau_0$  mit der kritischen Schubspannung für Erosion bzw. Sedimentation näherungsweise übereinstimmt. Dies ist möglich, solange die Grobanteile des zugegebenen Materials nicht vollständig in Suspension transportiert werden. Zusätzlich zu den Sieblinien der suspendierten und sohnah transportierten Partikel, können die Partialkonzentrationen suspendierter Sedimente zur Bestimmung der transportkritischen Parameter herangezogen werden. Effekte, welche durch die zirkulierende Gerinneströmung verursacht werden, sollen dabei zunächst nicht berücksichtigt werden. In Abbildung 8.1a und 8.1.b sind die Messdaten, welche bereits in Abbildung 7.19.a,b dargestellt sind, nochmals mit schmaleren Korngrößenintervallen für  $Q=5$  und  $10$  l/s abgebildet. Für  $Q=5$  l/s wird die Korngröße in einem logarithmischen Maßstab dargestellt, da hier auch Messdaten für sehr geringe Konzentrationen eingetragen sind, welche bei der linearen Skalierung in Abb. 7.19a nicht erkennbar sind.

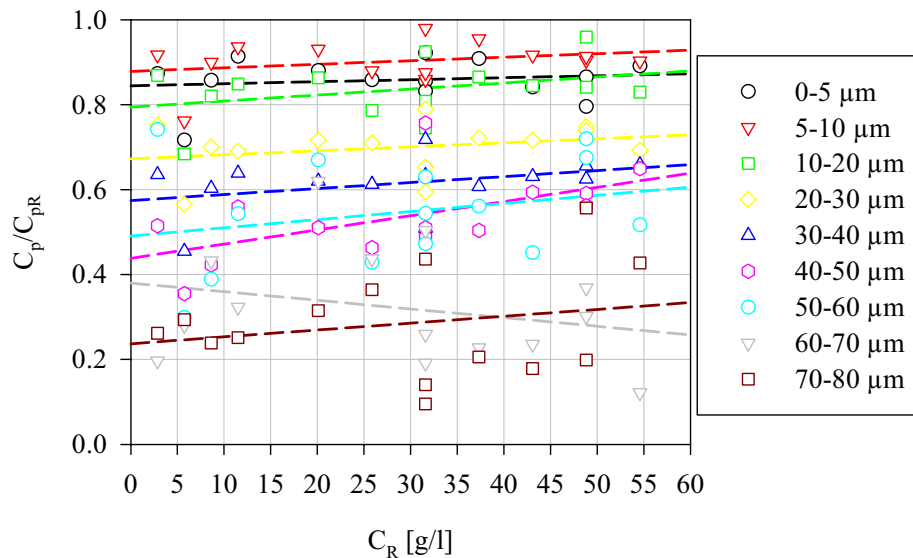


Abb. 8.1b Partialkonzentrationen für  $Q=10$  l/s mit verfeinerten Korngrößenintervallen

Auf die Darstellung der Diagramme für  $Q=15$  l/s wird verzichtet, da diese aufgrund der Messwertschwankungen im Bereich größerer Partikel für die hier durchgeführten Auswertungen nur bedingt herangezogen werden können.

Zur Bestimmung von  $\tau_{ce}$  wurde  $d_s=d_{95}$ , wie in Kapitel 7 dargestellt, aus den gemittelten Werten der Sieblinien suspendierter Feststoffe gewonnen, für  $\tau_{cs}$  ist  $d_s=d_5$  der sohnah transportierten Partikel als maßgeblich eingestuft worden. Ferner können, bei nicht zu großen Meßwertschwankungen, zusätzlich zu den in Kapitel 7 herangezogenen Werten, die Korngrößen aus den Diagrammen der Partialkonzentrationen, welche noch nahezu vollständig in Suspension transportiert wird, bzw. welche fast nicht mehr in suspendierter Form vorliegt, ebenfalls als diejenigen identifiziert werden, für die  $\tau_0 \sim \tau_{cs}$  bzw.  $\tau_0 \sim \tau_{ce}$  ist. Als sedimentationskritische Korngröße  $d_{scs}$  wurde diejenige bestimmt, bei welcher die relative Partialkonzentration 20 %

unterhalb derjenigen der Feinstanteile liegt. Mit  $d_{s_{ce}}$  wird die Korngröße bezeichnet, für welche noch 20 % der zugegebenen Partikel in suspensierter Form vorliegen.

Q[l/s]	$d_{95Suspension}$ [μm]	$d_{5Sohle}$ [μm]	$d_{s_{cs}}^*$ [μm]	$d_{s_{ce}}^*$ [μm]
5	41	16	10	40
10	55,9	19	20	70
15	77,8	32	~ 40	---

Tabelle 8.1 --- nicht ausgewertet \* Aus Partialkonzentrationen ~ unsicher

So ergibt sich beispielsweise für  $Q=5l/s$  (die Konzentrationswerte für  $C_R < 0,3g/l$  stammen aus einer separaten Messung und werden aus Gründen, die später noch diskutiert werden, hier nicht berücksichtigt) aus Abb. 8.1a eine Absenkung der relativen Konzentration um 20% für das Intervall 10-20μm, eine relative Konzentration suspensierter Feststoffe von 20% bei 30-40μm. Da mit dieser Abschätzung die jeweils kritischen Korngrößen ermittelt werden sollen, wird für  $d_{s_{cs}}$  die untere und für  $d_{s_{ce}}$  die obere Intervallgrenze angesetzt. Man erhält also :  $d_{s_{cs}}=10\mu m$  und  $d_{s_{ce}}=40\mu m$  für  $Q=5l/s$ . Der Anstieg der Konzentrationen ab  $C_R \sim 4g/l$  ist durch Transportkörper verursacht und wird hier nicht berücksichtigt (siehe hierzu auch Kapitel 7).

Analog wird bei den beiden anderen Abflüssen vorgegangen, wobei aufgrund der Meßwertschwankungen  $d_{s_{ce}}$  für  $Q=15l/s$  mit dieser Methode nicht ermittelt werden kann.

Durch Mittelwertbildung der kritischen Korngrößen aus Tabelle 8.1 kann nun eine etwas höhere Genauigkeit bei der Bestimmung der Austauschfraktion erreicht werden. Berechnet man die kornspezifischen Reynolds- und Froudezahlen ( auch Shieldsparameter  $\Theta$  genannt) für die

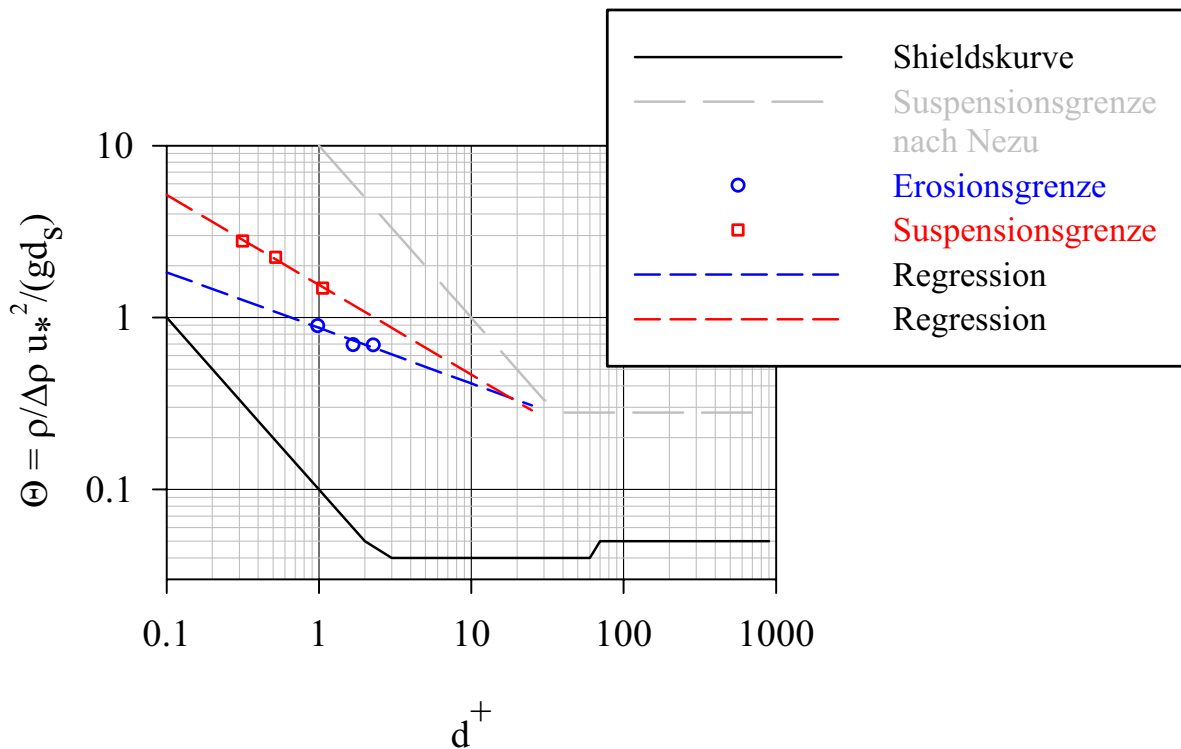


Abbildung 8.2 : Shieldsdiagramm mit Austauschfraktion

kritischen Korngrößen und zeichnet die Werte ins Shieldsdiagramm ein, so ergibt sich daraus die Darstellung in Abbildung 8.2. Die Regressionslinien schließen somit einen Bereich ein, in dem sowohl mit Geschiebe- als auch mit Suspensatransport zu rechnen ist, der also der Austauschfraktion entspricht.

Da bei  $Q=15l/s$  die Sieblinie der suspendierten Partikel fast identisch ist mit der des zugegebenen Materials, besteht die Möglichkeit, dass größere, nicht im zugegebenen Material enthaltene Partikel, noch in Suspension transportiert werden könnten. Hier wären dann die Werte für  $d_{sce}$  in Wirklichkeit etwas größer, so dass der entsprechende Punkt in Abb. 8.2 weiter rechts unterhalb des hier dargestellten zu liegen käme.

Oberhalb dieses Bereiches findet praktisch nur Suspensatransport statt, wobei unterhalb fast ausschließlich sohnaher Transport mit Ausbildung unterschiedlicher Transportkörperformen auftritt, wie in verschiedenen Arbeiten beschrieben wird [22], [3], [4]. Interessant ist die Tatsache, dass sich dieses Band im Shieldsdiagramm zu größeren Reynoldszahlen hin verschmälert, was hieße, dass das simultane Auftreten von Sedimentation und Erosion jenseits  $Re_p \sim 10$  nicht mehr auftritt. Bemerkenswert daran ist, dass dies etwa die Größenordnung der durch viskose Kräfte dominierten Unterschicht einerseits, und der vertikalen Lage des Maximums der RMS Werte der turbulenten Fluktuationen ( $y^+ \sim 12$ ) der u-Komponente [5], [3], sowie des Maximums der Reynoldsspannungen wähen eines AuE ( $y^+ \sim 20$ ) [4], entspricht. Es erscheint durchaus plausibel, dass größere Partikel nicht mehr in Suspension gelangen können, sondern nur an der Sohle als Geschiebe transportiert werden, da die sohnahen, kohärenten Strukturen und ihre durch hydraulische Instabilitäten bedingten Wirbelstrukturen gestört sind und nicht mehr, in einem zur Resuspension erforderlichen Maße, mit schwerer werdenden Partikeln wechselwirken können.

Die Regressionskurven sind durch folgenden Ausdruck gegeben und ermöglichen so die Bestimmung der transportkritischen Parameter  $\tau_{cs}$  und  $\tau_{ce}$ , basierend auf den gemessenen Daten.

$$\begin{aligned}\Theta_{cs} &= 10^{a_s + b_s \log(d^+)} \\ \Theta_{ce} &= 10^{a_e + b_e \log(d^+)} \\ &\text{mit} \\ a_s &= 0,18921 \quad b_s = -0,52280 \\ a_e &= -0,06089 \quad b_e = -0,32342 \\ \text{und } d^+ &= Re_* = \frac{d_s u_*}{\nu}\end{aligned}\tag{8.1}$$

## 8.2 Auswirkungen transportkritischer Parameter auf die Beschreibung des Sedimenttransports

Wendet man die oben genannten transportkritischen Parameter in Verbindung mit dem in Gl. (2.11) und (2.13) dargestellten Schwellwertkonzept an, welches auf eine zeit- und flächengemittelte Bilanzierung der sohnahen, vertikalen Stoffflüsse beruht, so ergeben sich einige grundlegende, qualitative Aussagen bezüglich des Transportverhaltens, welche hier kurz

dargelegt werden sollen. Die Betrachtungen sind im wesentlichen fixiert auf die Transportsituation in einem sehr langen Gerinne mit fester Sohle und einer oberstromigen Zugabekonzentration  $C_0$ .

Der ablagerungsfreie Transportzustand ist für eine bestimmte Korngröße  $d_s$  durch die Forderung  $S-E \leq 0$  gegeben, also einer Kompensation sedimentativer Stoffflüsse durch Erosionsprozesse. Bei einer vorgegebenen Sohlschubspannung  $\tau_0$  findet unterhalb des transportkritischen Korndurchmessers  $d_{scs}$ , das ist der, für welchen  $\tau_0 = \tau_{cs}$  ist, keine Ablagerung statt. Oberhalb von  $d_{sce}$  (hier gilt  $\tau_0 = \tau_{ce}$ ) gibt es keine Erosion. Für  $d_{scs} < d_s < d_{sce}$  stellt sich ein, durch  $S=E$  gegebener Gleichgewichtszustand, ein. Da die Sedimentationsrate konzentrationsabhängig, die Erosionsrate jedoch als konstant anzunehmen ist, ist im Bereich der Austauschfraktion ein ablagerungsfreier Transport abhängig von der Zugabekonzentration  $C_0$ . Dies wird schematisch in Abb. 8.3 für unterschiedliche Zugabekonzentrationen  $C_{01} \dots C_{03}$  dargestellt. Anhand der Darstellung kann man erkennen, dass die maximal mögliche Korngröße für ablagerungsfreien Transport mit zunehmender Zugabekonzentration abnimmt, oder, mit anderen Worten ausgedrückt, gilt für Partikel die kleiner als  $d_{sce}$  sind, dass diese, bei hinreichend geringer Zugabekonzentration  $C_0$ , immer vollständig in Suspension, also ablagerungsfrei, transportiert werden. Darauf wird später noch näher eingegangen.

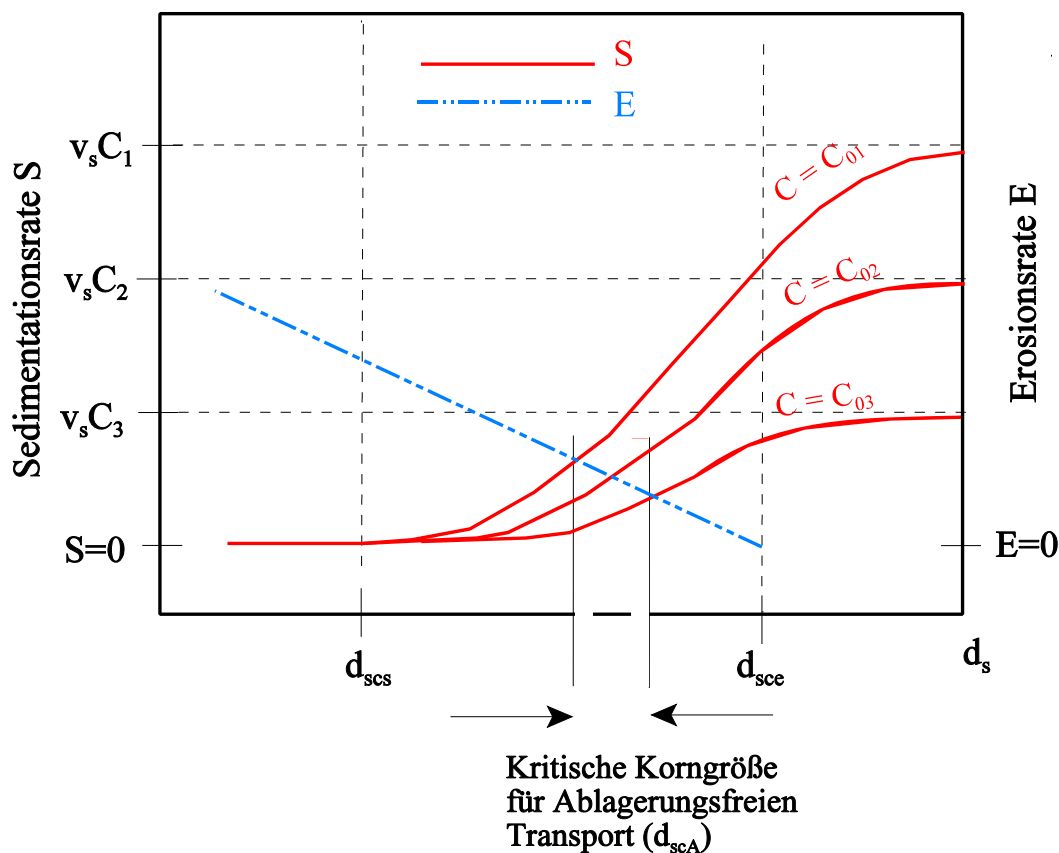


Abb. 8.3 Ablagerungsfreies Transportgleichgewicht

### 8.3 Überlegungen zur Formulierung der Erosion auf Basis turbulenter Burstprozesse

Der oben beschriebene Schwellwertansatz basiert, aufgrund der Annahme eines kritischen Korndurchmessers für die Sedimentation  $d_{scs}$ , auf der Annahme einer sohnnahen Barriere, welche von suspendierten Partikeln unterhalb dieses Durchmessers nicht überwunden werden kann.

Diese Annahme stellt eine modellmäßige Vereinfachung der komplexen Verhältnisse im sohnnahen Bereich dar, welcher mit zunehmender Annäherung an die feste Berandung von viskosen Kräften beeinflusst ist. Nach der Theorie der kohärenten Strukturen finden sich in diesem Bereich sowohl abwärtsgerichtete (AbE), als auch aufwärtsgerichtete (AuE) Fluidbewegungen mit mehr oder weniger zeitlich wie räumlich regelmäßigen Strukturen. Wie bereits in Kapitel 2 dargelegt, werden diese Prozesse in den aktuellen wissenschaftlichen Betrachtungen für die sohnnahen Austauschprozesse verantwortlich gemacht und stehen teilweise in Widerspruch zu den im Schwellwertkonzept getroffenen Annahmen. So gibt es für die oben genannte Barriere zwischen zwei aufeinanderfolgende AuE keine physikalisch plausible Begründung für die Annahme ihrer Existenz. Vielmehr ist die aus dieser Theorie resultierende Modellvorstellung für sohnnahe Austauschprozesse geprägt von wechselseitigen Ablagerungs- und Erosionsprozessen, welche durch die räumlich und zeitlich charakteristischen Skalen der kohärenten Strukturen "getaktet" sind. Erste Überlegungen bezüglich des Einflusses dieser Strukturen auf den Sedimenttransport und der Versuch einer Charakterisierung der Transportformen (Suspension, Geschiebe und springende Partikelbewegung, interagierend mit der turbulenten Grenzschicht, welche zur, zumindest zeitweiligen, Partikelsuspension führen kann) bei gegebenen Strömungsparametern geht auf eine Arbeit von A. Gyr von 1983 zurück [20]. Dabei wird auf die charakteristischen Zeit- und Längenskalen der sohnnahen Wirbelstrukturen eingegangen und ein Ansatz entwickelt, der die Wahrscheinlichkeit beschreibt, mit welcher durch AuE erodierte Partikel wieder absedimentieren, bevor sie mit dem nächsten Ereignis dieser Art wechselwirken können. Dies geschieht mittels einer partikelbezogenen Betrachtungsweise, auf die hier mit einer vereinfachten, auf kontinuumsmechanischen Ansätzen beruhende Betrachtung, eingegangen werden soll. Die zentrale Frage in Gyrs Arbeit ist, in welcher Weise die Partikel mit den erosionsfördernden Prozessen wechselwirken können, d.h. wie weit diese Teilchen während eines solchen Ereignisses in die turbulente Strömung eindringen und wie groß die Emissionshöhe, hier als  $\delta y$  bezeichnet, ist. Diese Frage ist eng korreliert mit dem (individuellen) Folgevermögen der Teilchen mit den betrachteten Strukturen. So hat der Wert von  $\delta y$  einen doppelt gewichtigen Einfluß auf die Transportform der erodierten Partikel: Zum einen steigt mit zunehmendem  $\delta y$  die Zeit für ein erneutes Absetzen der Teilchen, zum anderen ist mit zunehmender Entfernung zur Sohle die, einen Transport in suspendierter Form begünstigende turbulente Vermischung, effektiver. In Verbindung mit den Zeit und Längenskalen turbulenter Burstprozesse wurden folgende Überlegungen angestellt. Diese basieren auf den charakteristischen Zeitskalen des turbulenten Burstprozesses, der vertikalen Diffusion und der Absetzdauer für Partikel mit vorgegebener Emissionshöhe  $\delta y$ .

## Zeitskalenanalyse für Burst-basierte Erosion

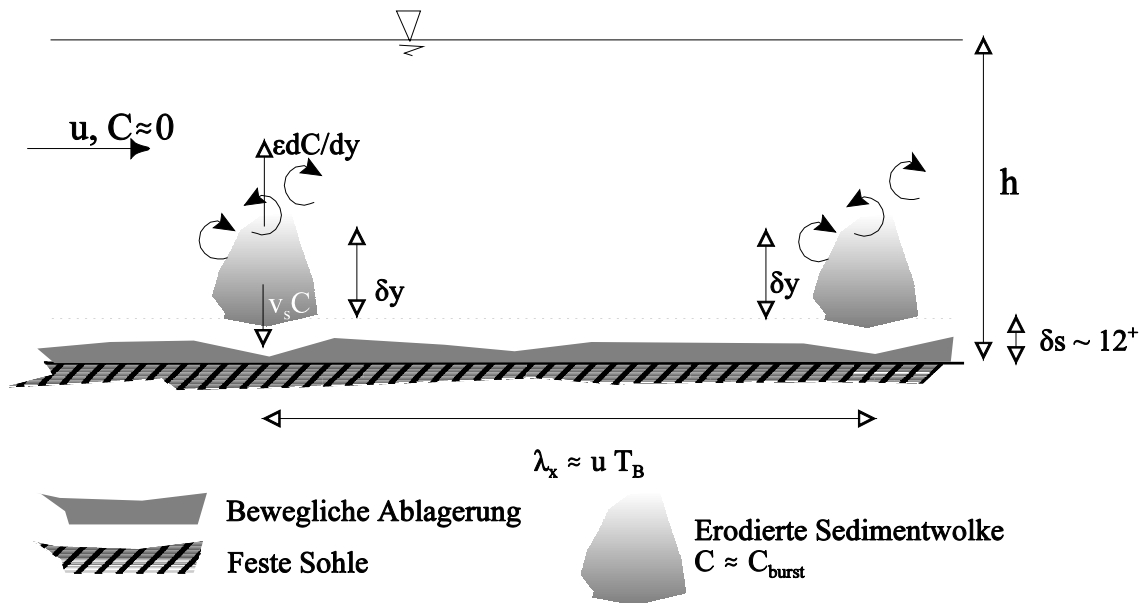


Abb. 8.4 : Definition der für die Zeitskalenanalyse verwendeten Bezeichnungen

In Abbildung 8.4 sind die, für den Partikeltransport in Suspension wesentlichen Prozesse, schematisch dargestellt. Als Maß für das Verbleiben erodierter Partikel in Suspension kann das Verhältnis von Abbau der Partikelkonzentration in der Wolke, einerseits verursacht durch Ablagerung, andererseits durch diffusiven, vertikalen Abtransport mit der Strömung, nach der Zeit  $T_b$  betrachtet werden.  $T_b$  bezeichnet die Periodendauer des Burstzyklusses. Der erstgenannte Prozess wirkt einer dauerhaften Partikelsuspension entgegen, während der Zweite diese begünstigt. Näherungsweise kann  $dC \approx C_{burst}$  und  $dy \approx \delta y$  gesetzt werden, womit sich die bestimmende Differentialgleichung für die Massenströme zu  $dC_{burst}/dt \approx -v_s/\delta y C_{burst}$  vereinfacht. Der zeitliche Verlauf des Konzentrationsabbaus in der Wolke kann dann mit

$$C_{sed}(t) \approx C_{burst} \exp\left(-\frac{v_s}{\delta y} t\right) \quad (8.2)$$

abgeschätzt werden. In gleicher Weise folgt für die diffusive Auflösung der Wolke :  $dC_{burst}/dt \approx -\langle \varepsilon \rangle / h^2 C_{burst}$ .  $\langle \varepsilon \rangle$  bezeichnet hierbei die tiefengemittelte Wirbelviskosität.

$$C_{diff}(t) \approx C_{burst} \exp\left(-\frac{2\langle \varepsilon \rangle}{h^2} t\right) \quad (8.3)$$

Die transportrelevanten Zeitskalen sind somit :

Absetzdauer freigesetzter Sedimente  $T_s$  :

$$T_s = \delta y / v_s \quad \delta y : \text{Emissionshöhe (ca 50-200 } v/u_* \text{)}$$



Diffusive Zeitskala  $T_d$

$$T_d = h^2 / (2 \langle \varepsilon \rangle) \text{ mit } \langle \varepsilon \rangle = 1/6 \kappa u_* h$$

Als Maß für die nach Beendigung des Burstzyklusses sich noch in Suspension befindliche Sedimentmasse kann das Verhältnis  $C_{sed}(t) / C_{diff}(t)$  zum Zeitpunkt  $T_b$  gelten, nach welchem ein erneutes Wechselwirken mit den erosionsfördernden Prozessen einer weiteren Ablagerung der Teilchen entgegenwirkt. Für dieses folgt aus Gl 8.2 und 8.3 :

$$\frac{C_{sed}(T_b)}{C_{diff}(T_b)} = \exp \left[ \left( \frac{1}{T_d} - \frac{1}{T_s} \right) T_b \right] \quad (8.4)$$

Für die Burstperiode  $T_b$  stehen verschiedene Berechnungsansätze zur Verfügung, wie z.B.  $T_b = 333 v/u_*^2$  (Gl. 2.14), als Ansatz mit inneren Variablen. Mit den Bezeichnungen  $\delta y^+ = \delta y u_* / v$ ,  $h^+ = hu_* / v$  und  $Ro = \kappa^{-1} v_s / u_*$  (Rousezahl) kann Gl. (8.4) in der Form

$$\frac{C_{sed}}{C_{diff}} \Big|_{t=T_b} = \exp \left[ 333 \kappa \left( \frac{1}{3 h^+} - \frac{Ro}{\delta y^+} \right) \right] \quad (8.5)$$

geschrieben werden, wobei das Ergebniss bei Verwendung von (2.14) von  $h^+$  abhängt. Eine Formulierung mit den äußeren Variablen, gemäß  $T_b \propto h/u$  würde zu einer Abhängigkeit von der Fließgeschwindigkeit führen, wobei in Gl. 8.5  $h^+ = u/u_*$ ,  $Ro = 1/(\kappa v_s/u)$  und  $\delta y^+ = \delta y/h$  gesetzt und die Proportionalitätskonstante des entsprechenden Skalierungsgesetzes anstatt des Faktors

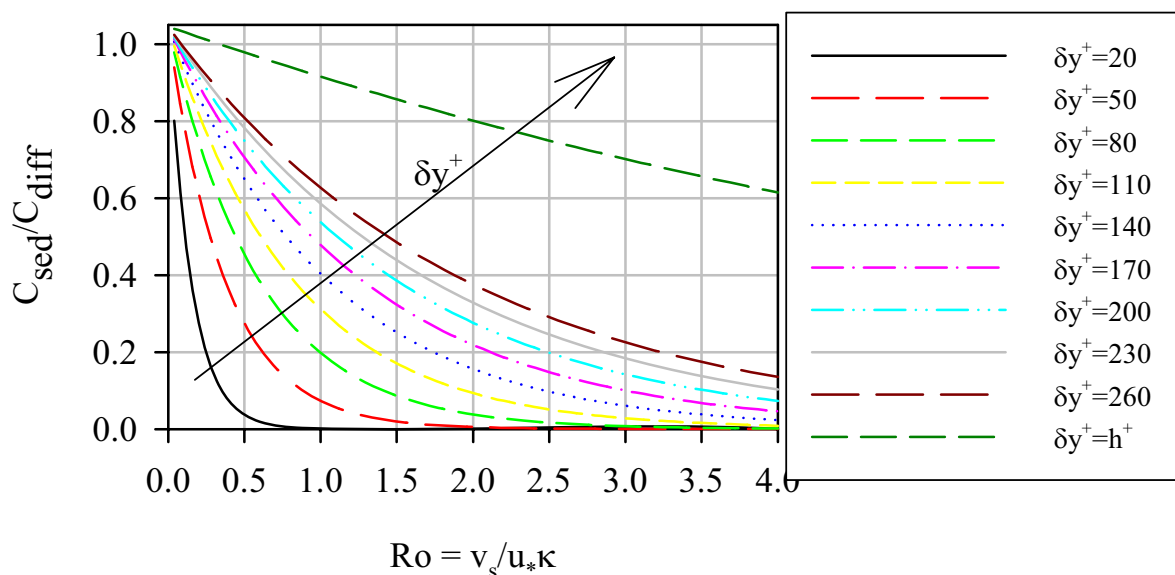


Abb. 8.5 : Konzentrationsverhältnis  $C_{sed}/C_{diff}$  bei konstanter Wassertiefe und unterschiedlichen  $\delta y^+$

333 eingesetzt werden muß. Im folgenden soll nur die Formulierung mit inneren Variablen berücksichtigt werden.

Abbildung 8.5 zeigt das Konzentrationsverhältnis als Funktion der Rousezahl, wobei der Parameter der Kurvenschar die dimensionlose Emissionshöhe  $\delta y^+$  ist. Für  $h^+$  wurde ein Wert von  $h^+ = 1000$  eingesetzt, welcher in etwa charakteristisch für die durchgeführten Experimente ist. Der Wert von  $\delta y^+$  ist abhängig von der Intensität des Ereignisses, sowie von dem individuellen Folgevermögen der Partikel. Dieses ist bei schwereren Teilchen natürlich begrenzt, so dass  $\delta y^+$  von der Korngröße abhängig sein wird. Aus der Abschätzung nach Gyr [20], ausgehend von der Lebensdauer der aufwärtsgerichteten Ereignisse und dem Winkel der Scherzone, ergibt sich für  $\delta y^+$ , bezogen auf die vorliegenden Versuchsbedingungen, einen Wert von ca  $200^+$ . Dieser Wert ist jedoch als Maximalwert zu verstehen, da er sich auf die Fluidbewegung bezieht. Insbesondere ist zu erwarten, dass schwerere Partikel Emissionshöhen erfahren, welche wesentlich kleiner sind. Messungen, die mit bildverarbeitenden Verfahren an einzelnen Partikeln durchgeführt wurden und auf Nino und Garcia [4] zurückgehen, zeigen, bei mit den vorliegenden Versuchen vergleichbaren Schubspannungen und Partikelgrößen, vertikale Auslenkungen erodierter Partikel bis ca.  $\delta y^+ = 100$ .

Die diskutierten Parameter und ihre Wirkungsweise wird noch detailliert im Kapitel 9, in welchem numerische Simulationen beschrieben werden, erörtert. Dies gilt ebenso für die weiter oben angestellten Betrachtungen zur Schwellwerthypothese.

#### **8.4 Transportdynamik in Laborgerinnen mit Sedimentrückführung**

Da es sich, wie in Kapitel 5 beschrieben, um Experimente in einem zirkulierenden System handelt, sind die Messergebnisse durch diese versuchsspezifischen Gegebenheiten beeinflusst. Obgleich fast alle in der Literatur aufgeführten Laborversuche in solchen Gerinnen durchgeführt werden, wird über die Auswirkungen dieser Systeme auf die Versuchsergebnisse praktisch nicht diskutiert. Es findet sich lediglich ein Hinweis bei Parker [52], wo morphologische Gleichgewichtszustände in zirkulierenden und permanent mit Sedimenten gespeisten Laborsystemen numerisch simuliert werden. Das dabei sich einstellende Sohlgefälle ist demnach in beiden Systemen gleich, wobei die dahin führende, zeitliche Entwicklung, unterschiedlich verläuft. Hierbei handelt es sich um Experimente mit einer quasi beliebigen Verfügbarkeit von Sohlmaterial, welche bei der vorliegenden Untersuchung nicht gegeben ist.

Folgende Sachverhalte zur Beurteilung der Versuchsdaten sollten bei der Interpretation der Versuche berücksichtigt werden :

- a.) Die an die Adaption an die vertikale Gleichgewichtsverteilung benötigte Zeit, da die oberstromige Sedimentzuführung, bedingt durch die Mischprozesse im Rücklaufkanal und insbesondere in der Pumpe, stets homogen über die Tiefe verteilt stattfindet. Die Vertikalverteilung der am Kanalende sich nach einigen Umläufen einstellende Gleichgewichtskonzentration ist nicht notwendigerweise gleich derjenigen in einem sehr langen Gerinne. Dies gilt besonders für Partikel mit kleiner Sinkgeschwindigkeit bzw. kleiner Rousezahl. Hier sind dann jedoch die Vertikalgradienten klein, so dass dieser Effekt nicht sehr ausgeprägt sein dürfte.

b.) Der sohnah als Geschiebe bewegte Anteil wird in suspendierter Form wieder am Einlauf zugegeben. Der Transport dieser Partikel erfolgt zwar wesentlich langsamer als in Suspension, jedoch ist die Speicherwirkung der Sohle nicht vollkommen, wie im Falle immobilisierter Ablagerungen, sondern hängt vielmehr direkt von der dort vorherrschenden Transportgeschwindigkeit ab. Nur wenn die Ablagerungen unbeweglich sind, stellt sich nach einigen Umläufen im System eine Gleichgewichtskonzentration ein, welche bis auf dem in Punkt a.) erläuterten Sachverhalt, derjenigen in einem sehr langen Gerinne entspricht.

c.) Das Rücklaufvolumen, hier bestehend aus Rücklaufkanal, Pumpe, Zuleitungen usw., hat ebenfalls einen Einfluß auf den sich einstellenden Gleichgewichtszustand, da bei gleicher rechnerischer Gesamtkonzentration  $C_R$  und unterschiedlichen Rücklaufvolumina, zur Verwirklichung gleicher Konzentrationen suspendierter Partikel am Kanalende auch verschieden große Mengen des zugegebenen Materials im sohnahen Bereich gespeichert werden müßten. (Der gesamte Rücklaufbereich soll ja ablagerungsfrei ausgelegt sein). Dem wirkt aber der in b.) dargestellte Sachverhalt entgegen, d.h. ein größeres Rücklaufvolumen führt bei gleichen hydraulischen Bedingungen in der Rinne und gleichem  $C_R$  zu einer höheren Gleichgewichtskonzentration im System.

Um den Einfluß der oben genannten Punkte auf die Meßdaten abschätzen zu können, werden zunächst die Kenngrößen des umlaufenden Systems definiert und mittels einer Plausibilitätsbetrachtung qualitativ die zu erwartenden Abweichungen der mit solchen Versuchsaufbauten erhaltenen Ergebnisse zu denen, die sich in einem sehr langen Gerinne mit gleichen hydraulischen Parametern einstellen würden, beschrieben. Wenn im folgenden von Gleichgewichtszuständen gesprochen wird, so wird dabei unterschieden, ob es sich um einen Gleichgewichtszustand im Laborsystem mit Sedimentrückführung, oder in einer (unendlich) langen Rinne handelt. Auf Punkt a.) und c.) wird zunächst nicht eingegangen, da bei ersterem die zu erwartenden Auswirkungen am geringsten ausfallen dürften, bei zweiterem wird auf die numerischen Analysen in Kapitel 9 verwiesen.

Es lassen sich zunächst die Grenzfälle angeben, unter denen sich die Messergebnisse in einem endlich langen Gerinne mit Sedimentrückführung nicht von denen in einem unendlich ausgedehnten unterscheiden. Ausgehend von der oben beschriebenen Schwellwerthypothese kann für unterkritische Transportzustände, d.h. bei  $\tau_0 > \tau_{cs}$ , unabhängig von der Gerinnelänge, von einem vollständigen Transport in Suspension ausgegangen werden, so dass die Rückfuhr von Geschiebematerial ausbleibt. Für schwere Partikel mit  $\tau_0 \ll \tau_{ce}$ , welche am Ende der Fließstrecke sich bereits fast ausschließlich sohnah bewegen, wird hier die Konzentration sehr gering sein, obwohl die oberstromige Zufuhr fast ausschließlich aus Geschiebematerial bestehen kann. Liegt die Sohl Schubspannung zwischen  $\tau_{cs}$  und  $\tau_{ce}$ , was für die Austauschfraktionen, bei denen Sedimentation und Erosion simultan ablaufen, nur durch die Forderung  $\tau_{cs} < \tau_0 < \tau_{ce}$  erfüllt werden kann, so sind zwei Parameter für die Beurteilung der Gleichgewichtskonzentration entscheidend: Die Fließstrecke, welche zum Erreichen des Transportgleichgewichts notwendig ist und die Geschiebetransportrate, also die Geschwindigkeit sohnah bewegter Partikel. Diese stellen im zirkulierenden System einen Speicher dar, dessen Kapazität von der Verweildauer im sohnahen Kompartiment abhängt.

Angenommen, die abgelagerten Partikel bewegen sich nicht, so stellt sich nach einigen Umläufen ein Gleichgewichtszustand ein, bei dem die Ablagerungsrate von der Erosionsrate kompensiert wird. Dieser unterscheidet sich von dem in einem sehr langen Gerinne nur dadurch, dass die vertikale Konzentrationsverteilung sich innerhalb der zur Verfügung stehenden Fließstrecke noch nicht an den Gleichgewichtszustand adaptiert hat und sich ein Gleichgewicht sohnaher Vertikalströme bei einem etwas geringeren Gradienten ausbilden. Dieser Effekt dürfte jedoch nur bei sehr kurzen Gerinnen eine merkliche Rolle spielen.

Zur Beurteilung der Abweichung der Gleichgewichtskonzentrationen  $C_L$  im zirkulierenden System am Gerinneende und im quasi unendlich langen System  $C_\infty$  werden zunächst die charakteristische Zeitskalen der relevanten Prozesse betrachtet. Diese sind gegeben durch :

- Die Aufenthaltsdauer des Geschiebematerial im System  $T_A = L/v_p$ , wobei  $L$  die Gerinnelänge bezeichnet und  $v_p$  die Geschwindigkeit sohnah bewegter Partikel.
- Die mittlere Verweilzeit im System, die aus der mittleren Fließgeschwindigkeit  $\langle u \rangle$  und der Gerinnelänge  $L$  zu  $T_u = L/\langle u \rangle$  folgt.
- Die für die Sedimentation suspendierter Partikel erforderliche charakteristische Zeit  $T_{sed}$ , welche sich näherungsweise aus der eindimensionalen Sedimentationsgleichung  $dC/dt \approx h^{-1} v_s C [1 - \tau_0/\tau_{cs}]$  zu :

$$T_{sed} = \frac{h}{v_s \left( 1 - \frac{\tau_0}{\tau_{cs}} \right)} \quad (8.6)$$

abschätzen läßt.

Die relative Differenz zwischen der Gleichgewichtskonzentration  $C_L$  am Gerinneende und der Gleichgewichtskonzentration  $C_\infty$ , welche sich aus  $S=E$  ergibt, also in einem unendlich langen Gerinne sich einstellen würde und durch

$$\frac{C_L - C_\infty}{C_R}$$

beschrieben ist, wird durch diese Zeitskalen beeinflusst. Mit  $C_\infty$  wird, wie weiter oben bereits erwähnt, die Gleichgewichtskonzentration nach einer Fließstrecke die groß gegen  $u T_{sed}$  ist, bezeichnet. Dabei spielt es keine Rolle wie hoch die Zugabekonzentration  $C_0$  ist. Diese kann sowohl größer, als auch kleiner sein als die Gleichgewichtskonzentration die sich aus der Forderung  $S=E$  ergibt. Im zweiten Fall, siehe Absatz 8.1.2, findet keine Ablagerung statt, zumindest wenn das Schwellwertprinzip zugrundegelegt wird. Mit  $C_{\infty\max}$  wird die maximal mögliche Konzentration betrachtet, welche noch ablagerungsfrei transportiert werden kann.

Das Verhältnis  $(C_L - C_\infty)/C_R$  kann nun in erster Näherung als proportional einer Funktion dieser Zeitskalen betrachtet werden, was durch nachfolgende Gleichung ausgedrückt wird :

$$\frac{C_L - C_\infty}{C_R} \propto f\left(\frac{T_{sed}}{T_A}; \frac{T_{sed}}{T_u}\right) \quad (8.7)$$

Folgende Zusammenhänge zwischen dem relativen Konzentrationsunterschieden  $(C_L - C_\infty)/C_R$  und den betrachteten Zeitskalen folgen aus Plausibilitätsüberlegungen:

- a.) für  $T_{sed}/T_A \rightarrow 0$  gilt :  $(C_L - C_\infty)/C_R \rightarrow 0$   
(Grenzfall immobile Ablagerung)
- b.) für  $T_{sed}/T_A \rightarrow \infty$  gilt :  $(C_L - C_\infty)/C_R \rightarrow 1 - C_\infty/C_R$   
(Grenzfall sehr kleine Partikel)
- c.) für  $T_{sed}/T_u \rightarrow 0$  gilt :  $(C_L - C_\infty)/C_R \rightarrow 0$   
(Grenzfall sehr lange Rinne,  $C_\infty$  wird bereits nach einem Umlauf erreicht)
- d.) für  $T_{sed}/T_u \rightarrow \infty$  gilt :  $(C_L - C_\infty)/C_R \rightarrow 1 - C_\infty/C_R$   
(Grenzfall sehr kurze Rinne)
- e.) Für  $d_s < d_{scs}$  gilt :  $(C_L - C_\infty)/C_R = 0$   
(Ablagerungsfreie Partikel unterhalb der Sedimentationsschwelle)

Die aufgeführten Grenzfälle können teilweise auch durch andere Parameterkombinationen erreicht werden, so z.B. a.) und c.) durch sehr große Partikel. Es gilt ferner immer  $T_A \gg T_u$ , trotzdem kann auf die Einführung des Terms  $T_{sed}/T_A$  nicht verzichtet werden, da selbst für den Grenzfall d.) bei fehlendem Geschiebetransport die relative Abweichung gegen Null geht, wenn nur genügen Umlaufzyklen des Systems abgewartet werden.

Aus diesen Forderungen kann ein heuristischer Ansatz für die in Gleichung 8.7 dargestellte Funktion  $f$  gefunden werden. Punkt c,d und e läßt sich in einfacher Weise durch Gleichung 8.8 erfüllen :

$$f\left(\frac{T_{sed}}{T_u}\right) = \left[1 - \frac{C_\infty}{C_R}\right] \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{T_{sed}}{T_u}}\right] g\left(\frac{T_{sed}}{T_A}\right) \quad (8.8)$$

Der erste Term auf der rechten Seite der Gleichung berücksichtigt den oben erwähnten Fall einer Zugabekonzentration  $C_R$ , welche kleiner als  $C_{\infty max}$  ist. In diesem Fall ist  $C_\infty = C_R$  und  $f=0$  (ablagerungsfreier Fall). Da  $T_{sed}/T_A$  einen qualitativ ähnlichen Verlauf annimmt, sind alle Forderungen formal mit Gleichung 8.9 erfüllt. Die einzelnen dimensionslosen Größen können dabei von eins abweichende Exponenten  $\alpha_1$  bis  $\alpha_3$  haben.

$$\frac{C_L - C_\infty}{C_R} \propto \left[ 1 - \frac{1}{1 + \frac{T_{sed}}{T_A}} \right]^{\alpha_1} \left[ 1 - \frac{C_\infty}{C_R} \right]^{\alpha_2} \left[ 1 - \frac{1}{1 + \frac{T_{sed}}{T_u}} \right]^{\alpha_3} \quad (8.9)$$

In Abbildung 8.6a-c ist dargestellt, welchen Einfluß die verschiedenen Parameter bei rücklaufbetriebenen Laborsystemen haben. Den Darstellungen liegen die hydraulischen Parameter der Versuche mit  $Q=5l/s$  zugrunde (siehe Tabelle 5.1). Die in Gl. 8.9 dargestellten Exponenten wurden, ebenso wie der Proportionalitätsfaktor, gleich eins gesetzt, was zunächst eine qualitative Betrachtung erlaubt.

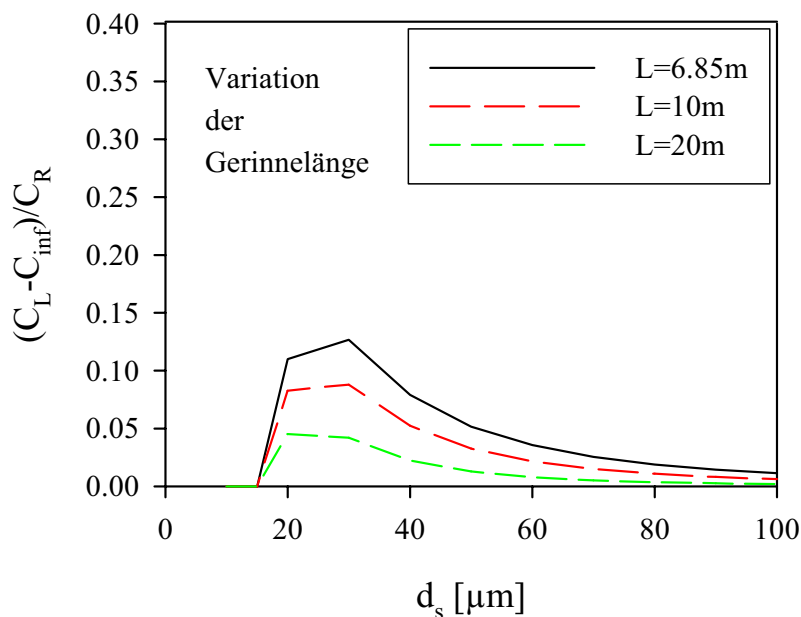


Abb.8.6a Einfluß der Gerinnelänge ( Hier : $C_{inf}=C_\infty$ )...

Bei dem hier vorliegenden Beispiel wurden die kritischen Parameter  $\tau_{cs}$  und  $\tau_{ce}$  mittels der in Abb. 8.2 dargestellten Suspensions- und Erosionsgrenzen bestimmt, welche zu den erosions- bzw. sedimentationskritischen Korngrößen von 12 bzw. 40 $\mu m$  führen.

Dabei zeigt sich, dass erwartungsgemäß die Länge des Laborsystems (Abb. 8.6a), sowie die Partikelgeschwindigkeit (Abb. 8.6b) eine entscheidende Rolle bei den betrachteten Abweichungen spielt. Dies gilt auch für Partikel die jenseits des erosionskritischen Korndurchmessers sind. Bei Variation der Zugabekonzentration (Abb. 8.6c) zeigen sich nur unterhalb von  $d_{sce}=40\mu m$  Unterschiede in der relativen Abweichung, da oberhalb dieses Wertes die Sedimentationsrate hier nicht mehr durch Erosionsprozesse kompensiert werden kann, die oberstromige Zugabe also einzig durch die Geschieberückführung gespeist wird. Der Grenzfall sehr kleiner Konzentrationen führt, wie in Abschnitt 8.2 beschrieben, zu einem vollständig Transport der Partikel in Suspension, sofern die Teilchen kleiner als  $d_{sce}$  sind. Als Datenbasis für die dargestellten Variationen dienten Folgende Werte :

$C_R$	L	$v_p^\#$	$\epsilon_m$
1g/l	6.85m	$0.8d_s/u_*^2/2\nu$	$0.7e-4$

# Korngrößenabhängig

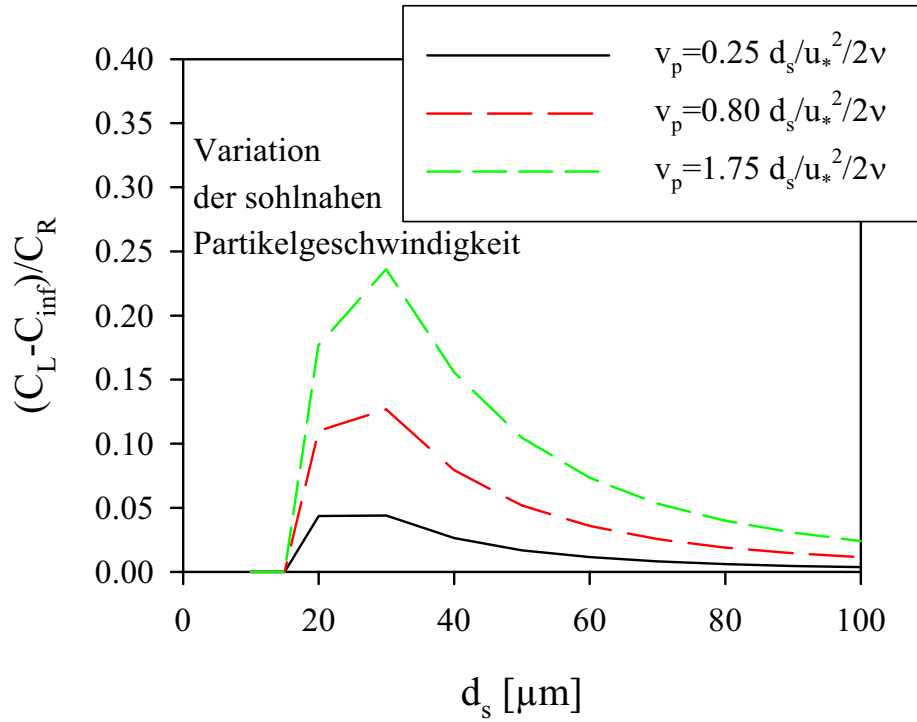
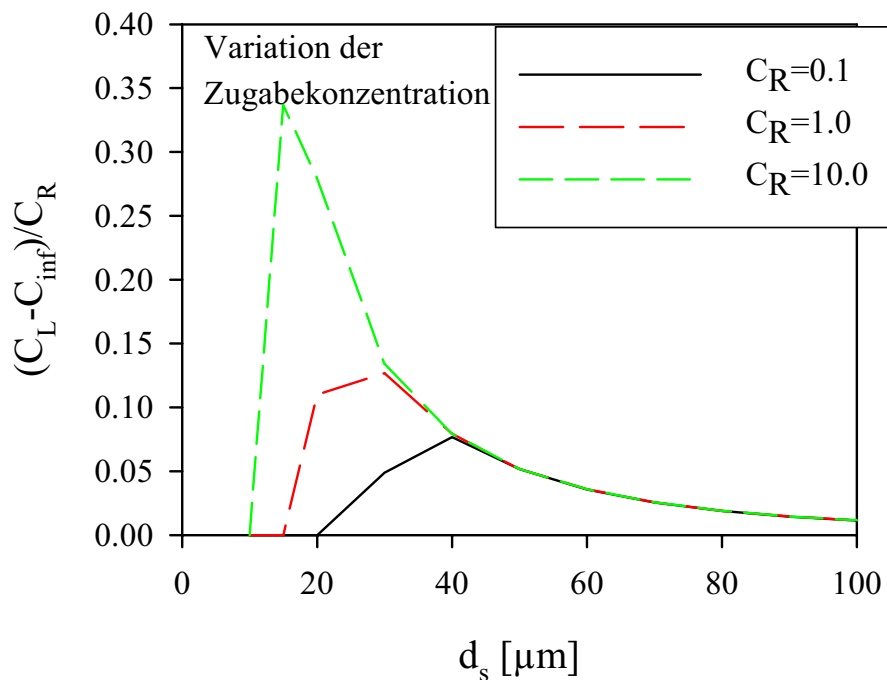
Abb. 8.6b ....,der sohnahen Partikelgeschwindigkeit ( Hier : $C_{inf}=C_\infty$ )....

Abb.8.6c ... sowie der Zugabekonzentration auf den Gleichgewichtszustand

Die in der Legende von Abb. 8.6a-c aufgeführten Parameter stellen die Abweichungen zu der oben dargestellten Datenbasis dar. Auf die hier nicht weiter berücksichtigten Exponenten  $\alpha_{1..3}$ , sowie der Proportionalitätsfaktor in Gl.(8.9) wird bei den numerischen Simulationen in Kapitel 9 noch näher eingegangen. Prinzipiell kann Gl. (8.9) auch auf die Betrachtung mit burstbasierter Erosion angewendet werden, hier ist dann die Frage nach der charakteristischen Absatzdauer  $T_{\text{sed,burst}}$  und der Gleichgewichtskonzentration  $C_{\infty}$  zu klären. Weitere Ausführungen dazu begründen auf numerischen Analysen und werden in Kapitel 9 erläutert.



## 9 Numerische Analysen

Zur Einordnung der Messergebnisse, in die aus bekannten Berechnungsverfahren gewonnenen Aussagen zum Sedimenttransport, wurde ein 2-dimensionales, numerisches Modell entwickelt und im wesentlichen auf die, durch die Laborbedingungen gegebenen räumlichen und zeitlichen Problemskalen, angewendet. Dieses numerische Modell ist mit einfachen Mitteln verwirklicht worden und erhebt nicht den Anspruch dem Stand der Technik numerischer Simulationsmodelle zu entsprechen, sondern versteht sich in erster Line als Werkzeug zur unterstützenden Analyse der Laborexperimente und ist in seinen Anwendungsmöglichkeiten, aufgrund der einfachen Diskretisierungsmethode, im wesentlichen auf die im Labor vorherrschenden Problemdimensionen beschränkt. Dabei wird die Strömung als eine ideale, gleichförmige Gerinneströmung unter Normalabflußbedingungen betrachtet, welche durch logarithmische Geschwindigkeitsprofile beschrieben werden kann, eine Modellierung der Strömung ist deshalb nicht erforderlich. Die Diffusion suspendierter Partikel wird durch den Wirbelviskositätsansatz (Gl. 2.2) beschrieben. Ziel der Modellierung ist es, die Stoffflüsse an der Trennfläche zur viskosen Unterschicht mit unterschiedlichen Ansätzen zu beschreiben und mit den Messungen zu vergleichen.

Dabei kommt zum einen ein Ansatz, der den vertikalen Stofftransport in Form einer Bilanzierung flächengemittelter Stoffflüsse mit erosions- und sedimentationskritischen Schwellwerten beschreibt und zum anderen ein idealisierter, auf den Zeit- und Längeskalen turbulenter Burstprozesse basierender Ansatz, zum Einsatz.

Die speziellen Laborbedingungen, bestehend aus einer zirkulierenden Strömung und der Einfluß der Rückführung sohnah transportierten Materials auf den sich im Gerinne einstellenden Gleichgewichtszustand, werden berücksichtigt.

### 9.1 2-d instationäres numerisches Transportmodell

Das numerische Modell beruht auf folgenden Modellgleichungen, welche den instationären, zweidimensional-vertikalen Transport von Partikeln beschreiben, die sich unter dem Einfluß der Schwerkraft in einer turbulenten Gerinneströmung bewegen [52].

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} \left[ v_s C + \varepsilon(y) \frac{\partial C}{\partial y} \right] - u \frac{\partial C}{\partial x} \quad (9.1)$$

mit den Randbedingungen

$$v_s C + \varepsilon(y) \frac{\partial C}{\partial y} = 0 \quad (9.2)$$

an der Wasseroberfläche und

$$v_s C + \varepsilon(y) \frac{\partial C}{\partial y} = \dot{E} - \dot{S} \quad (9.3)$$

an der Trennfläche zum viskosen, sohnlahen Bereich, in welchem eine eigenständige, geschiebeartige Sedimentbewegung mit der Transportgeschwindigkeit  $v_p$  modellmäßig erfasst wird. Dies wird weiter unten noch näher beschrieben.

Die oberstromige Sedimentzugabe wird durch Angabe der Konzentration  $C_0$  am 1. Querschnitt festgelegt und ist wahlweise für einen Kreislaufbetrieb oder eine permanente Zugabe ausgelegt. Im ersten Falle ist die oberstromige Randbedingung zu jedem Zeitpunkt durch folgende Gleichung gegeben :

$$\frac{\iint (u C_{end}) dy dz + G_{bend} b}{\iint u dy dz} = C_0 \quad (9.4)$$

Mit  $G_{bend}$  und  $C_{end}$  werden die Geschiebetransportrate in kg/sm und die Konzentration suspendierter Schwebstoffe in kg/m<sup>3</sup> am unterstromigen Auslaufquerschnitt bezeichnet, so dass diese Randbedingung einer mit der Konzentration  $C_0$  homogen verteilten Zugabe der am unterstromigen Rand ausströmenden, gesamten Sedimentmasse, entspricht. Diese Form der Randbedingung ist neben  $C_0 = \text{konst}$  im Rechenmodell verfügbar.

Das Volumen des Rücklaufsystems, hier also die Rücklaufrinne mit den Rohrleitungen und der Pumpe, wird ebenfalls modellmäßig berücksichtigt. Dieses wird modellseitig durch einem Mischreaktor verwirklicht, welcher zwischen Aus- und Einlaufquerschnitt geschaltet wird. Die Annahme der vollständigen Vermischung erscheint, aufgrund der vorhandenen Düsenreihe, welche entgegen der Strömungsrichtung im Rücklaufkanal betrieben wird (siehe Abb.5.1), als gerechtfertigte Näherung. Die oberstromige Randbedingung in Gl. 9.4 wird bei Vorhandensein eines Rücklaufvolumens durch die Mischreaktorkonzentration  $C_{mr}$  ersetzt. Diese ergibt sich mit der Konzentration  $C_0$  aus Gl. 9.4, durch welche der Mischreaktor gespeist wird und dem Volumen des Rücklaufsystems  $V_{rü}$  gemäß folgender Gleichung :

$$V_{Rü} \frac{dC_{mr}}{dt} = Q C_0 - Q C_{mr} \quad (9.5)$$

## Diskretisierung

Die vertikale und horizontale Diskretisierung ist in Abbildung 9.1 dargestellt.

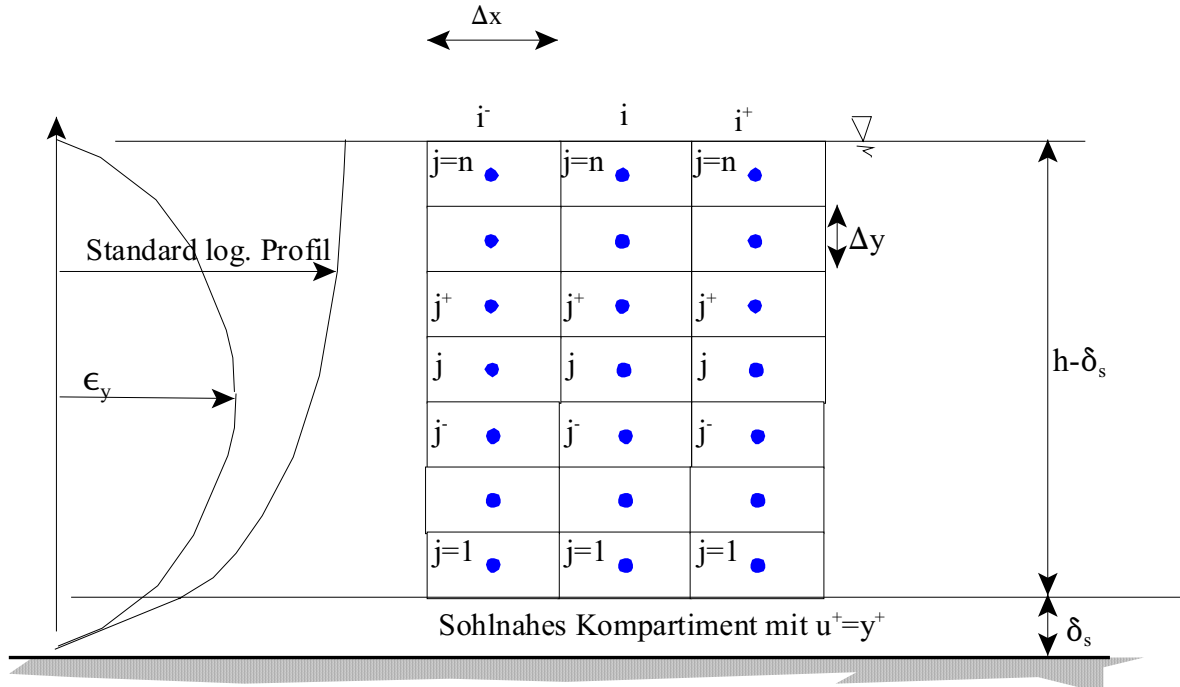


Abbildung 9.1: Numerische Diskretisierung

Gl. 9.1 wird in der Weise gelöst, dass die vertikale und horizontale Berechnung separat durchgeführt wird, d.h. es wird für jeden Zeitschritt zunächst der vertikale Transport und der Austausch mit dem sohnnahen Kompartiment berechnet und nachfolgend, unter Vernachlässigung der Längsdispersion, der vertikale Transport. Für den vertikalen Transport

$$C_j^{t+} = \frac{v_s \Delta t}{\Delta y} [C_{j^+}^t - C_j^t] + \frac{\Delta t}{\Delta y} \left[ \frac{(\epsilon_{yj^+} + \epsilon_{yj^-})}{2} \frac{(C_{j^+}^t - C_j^t)}{\Delta y} - \frac{(\epsilon_{yj^+} + \epsilon_{j^-})}{2} \frac{(C_{yj^+}^t - C_j^t)}{\Delta y} \right] + C_j^t \quad (9.6)$$

wird der Wasserkörper in  $n$  Zellen eingeteilt, für die eine diskrete, explizite Formulierung gemäß Gl. 9.6 angewendet wird. Dabei sind die Stoffflüsse an den Trennflächen der numerischen Zellen als zentrale Differenzen formuliert. Mit  $t^\pm$  bzw.  $j^\pm$  sind die entsprechenden Größen für  $t \pm \Delta t$  bzw. die numerische Zellen mit dem Index  $j \pm 1$  bezeichnet. Die Forderung nach Massenerhaltung beim Stofftransfer in benachbarte Zellen führt nach elementarer Rechnung zu der in Gleichung 9.7 formulierten Forderung für den Zeitschritt  $\Delta t$ , welche in der Literatur auch als Courant-Neumann Kriterium bekannt ist [53], [54]

$$\Delta t \leq \frac{1}{\frac{v_s}{\Delta y} + \frac{2\epsilon_y}{\Delta y^2}} \quad (9.7)$$

Dies führt zwar zu einer massenerhaltenden Lösung, kann aber numerisch bedingte Oszillationen erzeugen. Wählt man stattdessen

$$\Delta t \leq \frac{0.5}{\frac{v_s}{\Delta y} + \frac{2\varepsilon_y}{\Delta y^2}} \quad (9.8)$$

, so treten auch keine Oszillationen mehr auf. Für  $\varepsilon_y$  wählt man den maximal auftretenden Wert bei  $y=h/2$ .

Der horizontale Transport wird für jede Zelle gemäß

$$\frac{\partial C(x,y,t)}{\partial t} = -u(y) \frac{\partial C(x,y,t)}{\partial x} \quad (9.9)$$

ebenfalls mit einem expliziten Differenzenansatz berechnet. Das Courantkriterium  $\Delta t = \Delta x / u_\infty$  wird dabei für die oberste Zelle mit der größten konvektiven Geschwindigkeit exakt eingehalten und legt die räumliche Diskretisierung fest. Optional kann der Zeitschritt für den horizontalen Transport ein ganzzahliges Vielfaches des vertikalen Zeitschritts betragen, was wegen dem oben genannten Courantkriterium zu weniger Stützstellen in Fließrichtung und somit zu einem reduzierten Rechenaufwand führt.

### Sohnnaher Transport

Die Geschiebebewegung wird durch Gleichung (9.10) beschrieben, wobei  $m_{si}$  die sich zum Zeitpunkt  $t$  im sohnnahen Kompartiment am Knoten  $i$  befindliche, bewegliche Sedimentmasse bezeichnet. Die Größe  $\Phi$  stellt dabei den festen Anteil eines Massentransfers zwischen

$$\begin{aligned} m_{si}^{t+\Delta t} &= m_{si}^t + \Phi m_{si-1}^t \\ m_{si-1}^{t+\Delta t} &= (1-\Phi) m_{si-1}^t \end{aligned} \quad (9.10)$$

benachbarten Zellen in Fließrichtung dar und kann an die sohnnahe Transportgeschwindigkeit  $v_p$  angepasst werden. Bei Wahl von  $\Phi$  gemäß  $\Phi = v_p / u_\infty$ , also dem Verhältnis der Transportgeschwindigkeit der Partikel im sohnnahen Kompartiment und der Fließgeschwindigkeit an der Wasseroberfläche, wird der diesem Geschwindigkeitsverhältnis entsprechende Anteil der sich auf der Sohle befindlichen Sedimentmasse während eines Zeitschrittes in die benachbarte Zelle verfrachtet und bewegt sich somit näherungsweise mit der Geschwindigkeit  $v_p$  in Fließrichtung voran. Sind die Partikeltransportgeschwindigkeiten wesentlich kleiner als  $u_\infty$ , was im realen Fall immer gegeben ist, so ergibt sich aufgrund der an der Fließgeschwindigkeit orientierten, horizontalen Diskretisierung, eine mehr oder weniger ausgeprägte, numerisch bedingte Längsdispersion, welche zum Zerfließen räumlich begrenzter

Ablagerungen führt. Da die korrekte, modellmäßige Abbildung der Bewegung lokal begrenzter Ablagerungen für die vorliegende Untersuchung nicht entscheidend ist, kann diese numerisch bedingte Unschärfe hingenommen werden.

## 9.2 Testrechnungen zu einigen elementaren Fällen

### Vertikale Dispersion

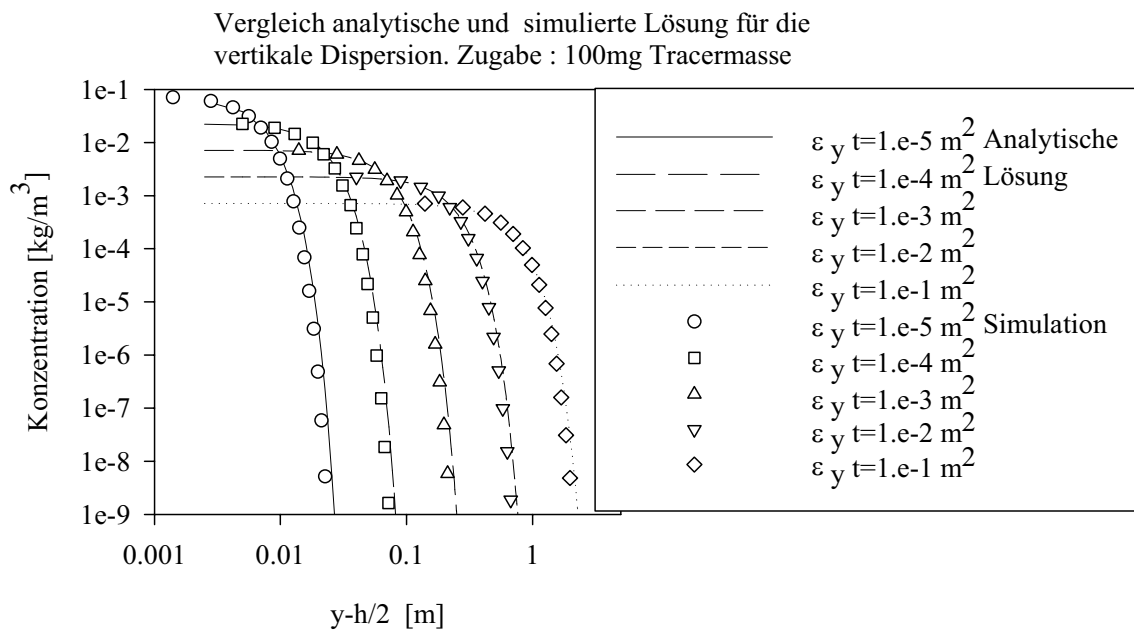


Abb. 9.2 : Vertikalen Diffusion, Simulation und analytische Lösung

In Abb. 9.2 sind die, mit dem numerischen Modell berechneten Konzentrationen bei vertikal konstanter Geschwindigkeit und vernachlässigter Längsdispersion für den Fall einer stoßartigen Tracerzugabe in halber Wassertiefe so dargestellt, dass nur eine Hälfte der gaußförmig verteilten Konzentration zu sehen ist. Die Kurven entsprechen dann der Konzentrationsverteilung im Abstand  $x = ut$  vom Zugabeort. Die durchgezogenen Linien stammen aus der eindimensionalen analytischen Lösung [55]. Für deren Verlauf ist, neben der zugegebenen Masse, nur das Produkt aus dem vertikalen Diffusionskoeffizienten und der verstrichenen Zeit  $t$ , welches in der Legende des Diagramms angegeben ist, maßgeblich.

### Vertikale Konzentrationsverteilung

Die Vertikalverteilung der Konzentration ist in Abb. 9.3 zusammen mit den nach Rouse berechneten Profilen dargestellt. Die den Simulationsrechnungen zugrunde liegenden Fließstrecken sind hinreichend groß, so dass die Ausbildung eines Gleichgewichtszustandes gewährleistet ist. Hier zeigt sich, bei hohen Rousezahlen, ein gewisser Einfluß der Diskretisierung bei der Abbildung der hohen, sohnahen Konzentrationsgradienten.

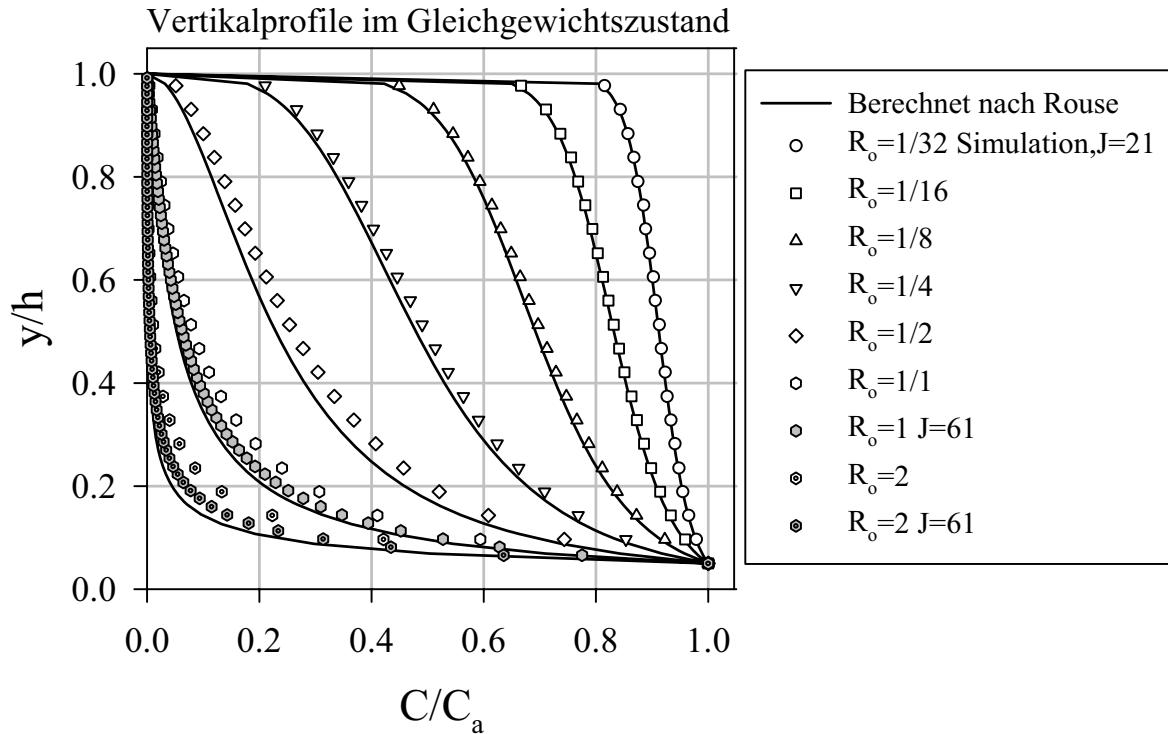


Abb. 9.3 : Simulierte und nach Rouse berechnete Vertikalprofile.  $J$ :Anzahl der vertikalen Knoten

### Sohnaher Transport

Der Geschiebetransport wird anhand des Beispiels der Bewegung einer, zum Zeitpunkt  $t=0$  lokal auf eine numerische Zelle beschränkten Sedimentablagerung mit der Masse  $m_0$ , verdeutlicht. Ein Austausch mit der darüberliegenden Strömung findet hierbei nicht statt, die Summe der Abgelagerten, aber beweglichen Sedimentmasse, bleibt daher konstant. In Abbildung 9.4 ist die Verteilung der mobilen Ablagerung zu verschiedenen Zeiten dargestellt. Hier ist die abgelagerte Sedimentmasse der einzelnen Zellen mit der, bei  $t=0$  sich nur an einer Stützstelle befindlichen Masse  $m_0$ , normiert und in einem, mit der Partikelgeschwindigkeit  $v_p$  mitbewegten Koordinatensystem, dargestellt.

Die Verteilung der Abgelagerten Sedimente zerfließt, wie bereits oben erwähnt, aufgrund numerischer Dispersion. Das Maximum bleibt jedoch im mitbewegten Koordinatensystem immer bei null, so dass die Transportgeschwindigkeit  $v_p$  vom Modell richtig wiedergegeben wird.

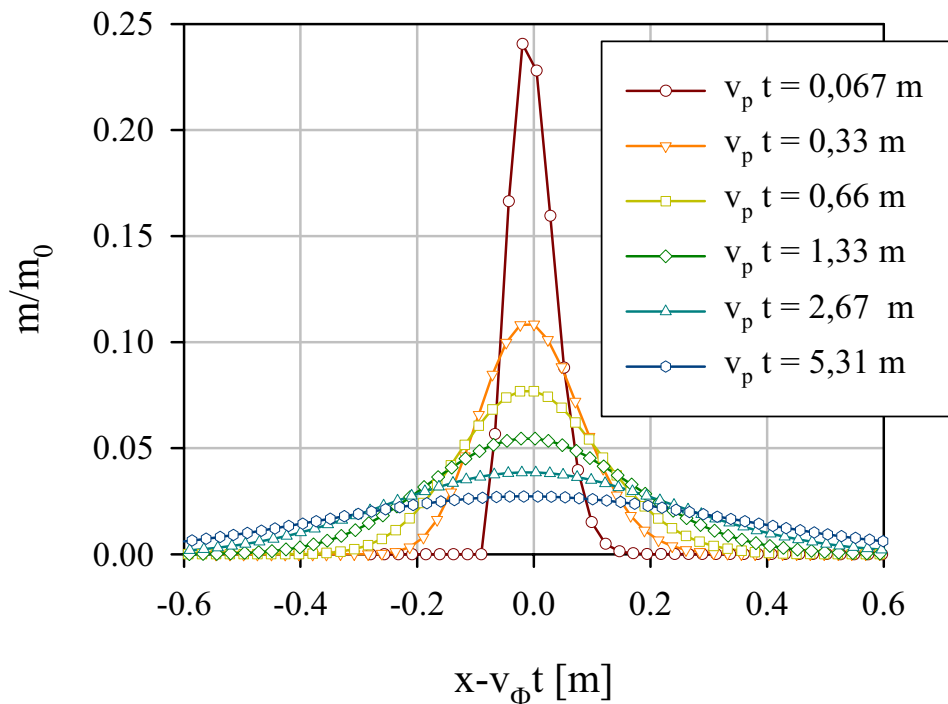


Abbildung 9.4 : Simulation des Geschiebetransports

### 9.3 Simulationsrechnungen

Die Simulation der Versuche erfolgt mit zwei verschiedenen Ansätzen zur Beschreibung der vertikalen Austauschraten an der Trennfläche von turbulenter Strömung und dem sohnahen Kompartiment. Es wird ein gängiger Ansatz, der auf erosions- und sedimentationskritischen Schwellwerten basiert und von flächengemittelten Austauschraten ausgeht, betrachtet. Ferner wird ein Austauschkonzept vorgestellt, welches lokale Erosionsereignisse berücksichtigt, die dem turbulenten Burstprozess in ihrem zeitlichen und räumlichen Erscheinen entsprechen.

#### 9.3.1 Flächengemittelter Ansatz mit Schwellwerten

Es werden folgende, vereinfachende Annahmen getroffen

- Die Teilfraktionen verhalten sich unabhängig voneinander, d.h. interpartikuläre Wechselwirkungen finden nicht statt. Eine Rückkoppelung mit der Strömung findet ebenfalls nicht statt.
- Die Massenströme an der Trennfläche können für jede Teilfraktion durch Gl. (2.11) und (2.13) beschrieben werden, wobei die sedimentations- bzw. erosionskritischen Schubspannungen für jede Fraktion den aus Gl. (8.1) folgenden Werten entsprechen. Der Erosionsbeiwert  $\varepsilon_m$  ist konstant und die erodierte Sedimentmenge ist durch die Verfügbarkeit sohnahen Materials begrenzt.
- Die sedimentierten Partikel wandern mit der Geschwindigkeit  $v_p$ , welche bis auf einen Faktor  $\Phi$  identisch ist mit der Fließgeschwindigkeit, die in der viskosen Unterschicht im Wandabstand eines Partikelradius vorherrscht. Der Faktor  $\Phi$  wird dabei mit  $\Phi \sim 0.7 \div 2$

angegeben [4], was auch im Bereich eigener Messungen liegt, so dass die sohnnahe Partikelgeschwindigkeit mit  $v_p = \Phi u_*^2 d_s/2 \nu$  berechnet werden kann.

- d) Nach Erreichen des unterstromigen Randes fließen die suspendierten, als auch die sohnnahe transportierten Sedimente, als homogene Suspension wieder im oberstromigen Rand zu, oder durchlaufen das Rücklaufvolumen  $V_{Rü}$ , welches als idealer Mischreaktor implementiert ist. Diese Option ist abschaltbar, so dass auch eine konstante Zufuhr am oberen Rand, oder eine mit erodierbarem Sedimentmaterial belegte Sohle simuliert werden kann. Eine Vorbelegung des im System sich befindlichen Wasservolumens mit einer homogenen Konzentration ist ebenfalls möglich.

### Beispielrechnungen mit Schwellwertansatz

Zur Verdeutlichung der Transportdynamik im vorhandenen Laborsystem dient die grafische Darstellung der Rechenergebnisse in Abb. 9.5a-d, deren Eingabeparameter den Versuchsbedingungen mit  $Q=5\text{l/s}$  entsprechen. Die Berechnung startet ausgehend von einer homogenen Konzentrationsverteilung im Gerinne, wobei das Rücklaufvolumen nicht berücksichtigt wird, also eine Randbedingung gemäß Gl. (9.4) vorliegt.

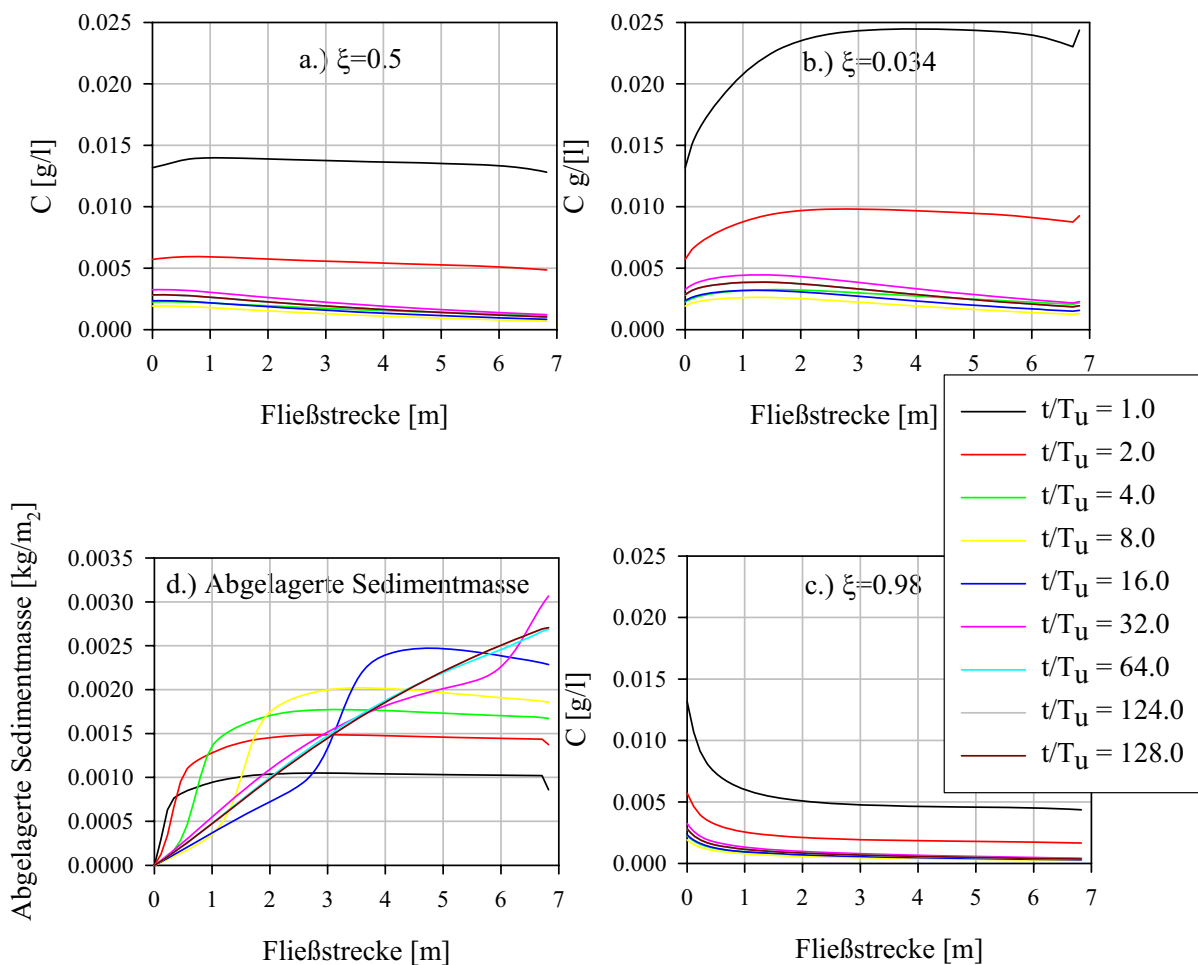


Abb. 9.5 a-d : Simulation der Transportdynamik



In Abbildung 9.5 ist der horizontale Verlauf der Konzentration für jeweils die unterste (9.5b), die oberste (9.5c), sowie die numerische Zelle in halber Wassertiefe  $\xi=0.5$  (9.5b) dargestellt. Als Zeitmaßstab wird die, mit der Umlaufdauer normierte Zeit  $t/T_u$ , angegeben. Diagramm 9.5d zeigt die Belegung des sohnnahen Kompartiments in  $\text{kg}/\text{m}^2$ . Der Berechnung liegen 21 vertikale und 302 horizontale Stützstellen zugrunde.

Die Sedimentations- und Erosionsraten wurden gemäß Gl (2.11) und (2.13) aus dem kritischen Shieldsparameter bestimmt. Die der Rechnung zugrundeliegenden Partikel mit  $d_s = 65 \mu\text{m}$  sind demnach größer als der kritische Korndurchmesser  $d_{s_{ce}}$ , so dass diese nicht erodiert werden. Die sich im Gerinne einstellende Gleichgewichtskonzentration wird hier einzig durch die Sedimentrückführung aufgrund des Kreislaufbetriebs aufrechterhalten. Die relativen Zeitskalen haben die Werte  $T_{sed}/T_u=1.66$  und  $T_{sed}/T_A=0.05$ . Die anfangs mehr oder weniger homogen über die Fließstrecke verteilten Ablagerungen verschieben sich durch die sohnnahe Partikelbewegung nach hinten, so dass nach ca  $T_A/T_u=33$  Umläufen ein, in Fließrichtung nahezu linearer Anstieg der im sohnnahen Kompartiment eingelagerten Sedimentmenge, zu erkennen ist (Abb.9.5d). Bedingt durch die Tatsache, dass das Ablagerungsprofil vor Erreichen des Gleichgewichtszustandes ein Maximum aufweist, welches in Fließrichtung wandert und einen Sedimentspeicher darstellt, welcher bei Erreichen des Gerinneendes wieder als Suspension dem Zulauf zugeführt wird, weist der zeitliche Verlauf der Konzentration suspendierter Partikel ein Minimum auf.

### 9.3.2 Konzentrationsunterschiede im Vergleich mit langen Gerinnen.

Die bereits in Abschnitt 8.3 diskutierten Resultate aus der Zeitskalenanalyse sollen hier mit numerischen Modellrechnungen verglichen werden. Zu diesem Zweck werden die, für die rückführungsbedingten Einflüsse auf die Meßwerte verantwortlichen Parameter variiert und ein Vergleich zwischen den relativen Abweichungen, welche aus der Zeitskalenbetrachtung gemäß Gl.(8.9) resultieren und denen der Simulationsergebnisse angestellt. Die Variation der Eingabeparameter basiert auf dem in Tabelle 9.1 dargestellten Datensatz, wobei die hydraulischen Daten denen der Versuche für glatte Sohle (s. Tabelle 5.1) entsprechen. Die transportkritischen Parameter  $\tau_{ce}$  und  $\tau_{cs}$  werden unter Verwendung von Gl.(8.1) bestimmt.

Gerinnelänge L [m]	Abfluß Q [l/s]	Geschwindigkeit sohnnah bewegter Partikel $v_{p\#}^1$ [-]	Erosionsbeiwert $\epsilon_m$ [ $\text{kg}/\text{m}^2\text{s}$ ]	Rechnerische Konzentration $C_R$ [g/l]		
6.85	5, 10, 15	1	0.7e-4	1		

Tabelle 9.1 : Eingabedaten zu den Simulationsrechnungen

<sup>1</sup>  $v_{p\#} = v_p (d_s/2 u_*^2/\nu)^{-1}$  : Mit der Geschwindigkeit, welche im Abstand des Partikelradius von der Wand vorherrscht, normierte Partikelgeschwindigkeit.

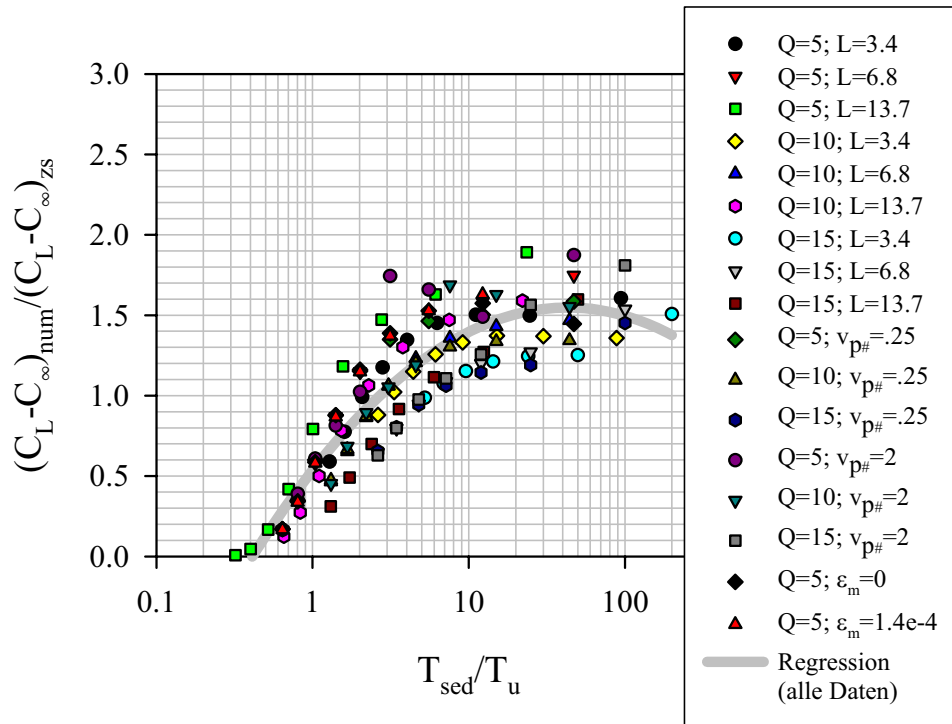


Abb. 9.6 : Relativen Konzentrationsabweichung in kurzen Gerinnen. Vergleich numerischer Berechnungen mit der Zeitskalenanalyse.

In Abb. 9.6 ist das Verhältnis der relativen Konzentrationsabweichungen aus der Zeitskalenanalyse  $(C_L - C_\infty)_{\text{zs}} / C_R$  und den aus den numerischen Ergebnissen gewonnenen Daten  $(C_L - C_\infty)_{\text{num}} / C_R$  als Funktion des Verhältnisses der charakteristischen Absetzdauer  $T_{\text{sed}}$  und der mittleren Aufenthaltszeit  $T_u$  dargestellt. Im Falle der numerischen Simulationen wurde für  $C_L$  der Wert in halber Wassertiefe am Gerinneende verwendet, wobei die Gleichgewichtskonzentration  $C_\infty$ , welche durch Gleichsetzen von Sedimentations- und Erosionsrate bestimmt wird und sich im numerischen Modell an der Trennfläche zwischen sohnahem Kompartiment und Strömung einstellt, mittels der Rousegleichung ebenfalls auf die halbe Wassertiefe umgerechnet wurde. Die Exponenten  $\alpha_{1,3}$ , sowie der Proportionalitätsfaktor in Gl. 8.9 wurden hier gleich eins gesetzt.

In der Legende von Abb. 9.6 sind die jeweiligen Abflüsse und die Abweichungen von den Basisdaten in Tabelle 9.1 vermerkt. Hier nicht aufgeführte Parameter entsprechen denen aus der Tabelle. Trotz einer gewissen Streuung der Punkte in Abb. 9.6 kann mittels quadratischer Regression, dargestellt durch die graue Linie, eine Funktion  $p(T_{\text{sed}}/T_u)$  angegeben werden, mit welcher Gl.(8.9) multipliziert wird. Die vorgeschlagenen Exponenten  $\alpha_{1,3}$  und der Proportionalitätsfaktor in(8.9) können dann entfallen. Die relativen Konzentrationsabweichungen werden dann durch folgende Gleichung beschrieben.

$$\frac{C_L - C_\infty}{C_R} = \left[ b_0 + b_1 \log\left(\frac{T_{sed}}{T_u}\right) + b_2 \log^2\left(\frac{T_{sed}}{T_u}\right) \right] \left[ 1 - \frac{1}{1 + \frac{T_{sed}}{T_A}} \right] \left[ 1 - \frac{C_\infty}{C_R} \right] \left[ 1 - \frac{1}{1 + \frac{T_{sed}}{T_u}} \right] \quad (9.11)$$

$$\stackrel{!}{=} p\left(\frac{T_{sed}}{T_u}\right) \alpha\left(\frac{T_{sed}}{T_A}\right) \left[ 1 - \frac{C_\infty}{C_R} \right] \beta\left(\frac{T_{sed}}{T_u}\right)$$

$$b_0 = 0.5266 \quad b_1 = 1.1885 \quad b_2 = -0.3465$$

Es sei darauf hingewiesen, dass für die in Abbildung 9.6 dargestellten Daten die Annahme einer Gleichgewichtskonzentration  $C_\infty$  erfolgen muß. Der hierfür notwendige Parameter  $\varepsilon_m = 0,7e-4$  wurde dabei willkürlich angenommen. Wie aus dieser Abbildung ersichtlich ist, bewirkt eine Variation des Erosionsbeiwertes keine höhere Abweichung von der durch Regression ermittelten Funktion als andere Parameter, so dass im Bereich der hier vorgenommenen Parametervariation der in Gleichung 9.11 dargestellte Beziehung eine universelle Bedeutung beigemessen werden kann. Da in Gl. 9.11 die Funktionen  $p$ ,  $\alpha$  und  $\beta$  durch Vorgabe der hydraulischen Bedingungen, der Korngröße und der zugeführten Sedimentmasse bekannt sind, folgt für  $C_\infty$  aus Gl.9.11:

$$C_\infty = \frac{C_L - p\alpha\beta C_R}{1 - p\alpha\beta} \quad (9.12)$$

Wenn, wie bei den Messungen beobachtet, die relative Konzentration  $C_L/C_R$  nicht von der Zugabemenge abhängig ist, also  $C_L/C_R = \zeta = \text{konst}$ , so kann dies gemäß oben angestellter Betrachtungen zwei Ursachen haben :

1. )  $C_\infty \ll C_R$ , so dass Gleichung 9.12 zu  $C_L/C_R = p\alpha\beta = \text{const}$  reduziert wird, oder
2. )  $C_\infty$  ist nicht konstant, woraus sich aus  $C_L = \zeta C_R$

$$C_\infty = \frac{C_R(\zeta - p\alpha\beta)}{1 - p\alpha\beta} \quad (9.13)$$

ergibt.

Der erste Fall beschreibt eine Situation, bei welcher die Zugabemenge so hoch ist, dass die Erosionsrate vernachlässigbar klein gegen die Sedimentationsrate ist. Die im Gerinne zirkulierende Sedimentmenge wird dann ausschließlich durch den rückfließenden Geschiebestrom aufrechterhalten.

Der zweite Fall beschreibt einen Umstand, der mit dem Schwellwertansatz nicht begründet werden kann, da hier einer vorgegebenen Korngröße keine eindeutige Gleichgewichtskonzentration  $C_\infty$  zugeordnet werden kann. Sedimenttransport, welcher unter Berücksichtigung turbulenter Burstprozesse beschrieben wird, kann aufgrund der räumlich und zeitlich nicht homogenen Austauschprozesse mit der Sohle, zumindest theoretisch betrachtet,

solche Transportformen hervorbringen. Dieser Gedanke wird bei der Betrachtung solcher Prozesse weiter unten noch ausführlich behandelt.

In Gl. (9.13) kann  $C_\infty$  theoretisch negativ werden. Da  $\alpha$ ,  $\beta$  und  $\zeta$  nur Werte zwischen 0 und 1 annehmen können, trifft dies hauptsächlich für kleine  $\zeta$  zu, in diesem Fall ist dann  $T_{\text{sed}}/T_u$  ebenfalls klein und die Funktionen  $p$ ,  $\alpha$  und  $\beta$  gehen gegen Null.

### 9.3.3 Einfluß des Rücklaufvolumens

Das Vorhandensein eines Rücklaufsystems mit dem Volumen  $V_{\text{rü}}$  beeinflusst die gemessenen Konzentrationswerte dadurch, dass bei gleichem Abfluß und Wassertiefe ein höheres Gesamtvolumen  $V_{\text{ges}}$  im System zirkuliert. Bei gleicher rechnerischer Konzentration  $C_R = m_{\text{zu}}/V_{\text{ges}}$  ist bei größerem Rücklaufvolumen mehr Material im System vorhanden. Da das gesamte Rücklaufsystem Ablagerungsfrei ausgelegt ist, muß zur Verwirklichung einer konstant bleibenden Gleichgewichtskonzentration  $C_L$  am Gerinneende mit zunehmendem  $V_{\text{rü}}$  eine größere Materialmenge im sohnahen Kompartiment gespeichert werden. Da diese Ablagerungen als Geschiebematerial transportiert werden, erhöht sich der dadurch bedingte oberstromige Materialzufluß um diesen Anteil. Eine Vergrößerung des Rücklaufvolumens wirkt also der Ausbildung des, im Falle einer direkten Rückführung mit  $V_{\text{rü}}=0$  eintretenden Gleichgewichtszustandes entgegen und führt zu höheren Gleichgewichtskonzentrationen. Die Auswirkungen von  $V_{\text{rü}}$  werden für die Bedingungen, die bei den Laborversuchen vorherrschten, mittels des numerischen Modells simuliert. Das Rücklaufvolumen ist dabei, siehe Gl.(9.5), als ideales Mischbecken im Modell implementiert.

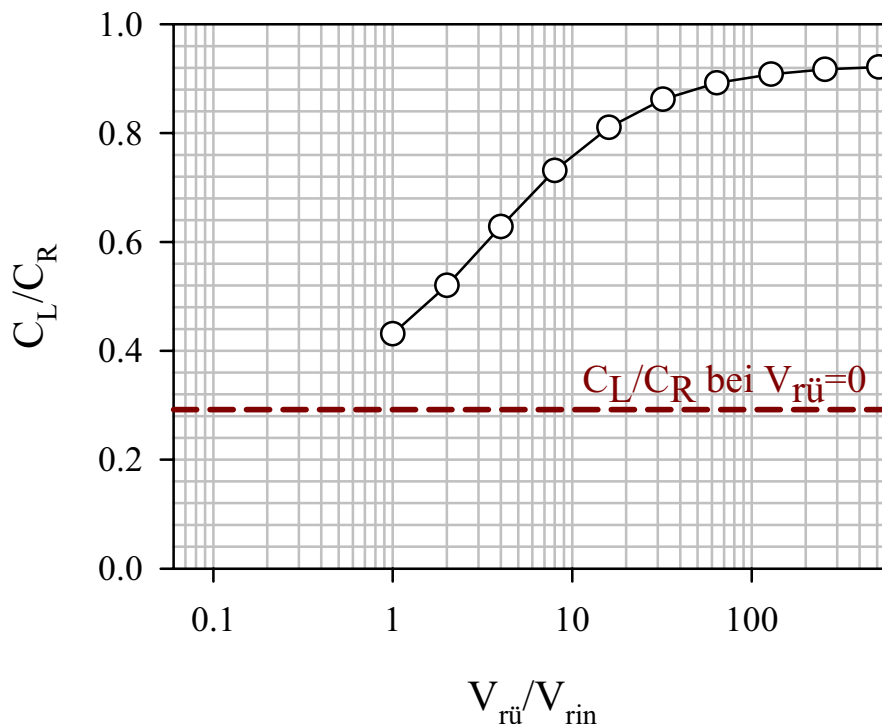


Abb. 9.7: Einfluß des Rücklaufvolumens auf die Gleichgewichtskonzentration.

Die Abbildung 9.7 verdeutlicht den Einfluß des Rücklaufsystems auf die Konzentrationswerte am Gerinneende. Das Rücklaufvolumen  $V_{ri}$  ist mit dem Flüssigkeitsvolumen  $V_{rin} = b L h$  des Gerinnes normiert. Wird dieses klein gegen  $V_{ri}$ , so nähert sich die Konzentration  $C_L$  der rechnerischen Zugabekonzentration an. In diesem Falle kann mit einer so ausgelegten Anlage keine Aussage über Gleichgewichtszustände in einem langen Gerinne getroffen werden.

Der hier dargestellten Berechnung liegen die hydraulischen Daten der Versuche mit  $Q=5l/s$  zugrunde, wobei eine homogene Konzentration in Gerinne und Rücklaufvolumen von  $C_0=1g/l$  als Anfangsbedingung und eine Korngröße von  $d_s=30\mu m$  den Berechnungen zugrunde gelegt wurde. Der Erosionsbeiwert beträgt  $\epsilon_m=0.7e-4$ , womit sich im Falle von  $V_{ri}=0$ , siehe Abb. 9.7, eine Gleichgewichtskonzentration von  $C_L=0.29g/l$  ergibt. Der Einfluß des Rücklaufvolumens auf die Messergebnisse kann somit als beträchtlich eingestuft werden und darf bei der Interpretation keineswegs vernachlässigt werden. In der Praxis ist bei solch großvolumigen Ausführungen allerdings die Forderung nach einem ablagerungsfreien Transport meist nicht gegeben, so dass hier noch andere Messwertverfälschungen durch selektiven Transport im Rücklaufsystem auftreten dürften. Bei den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuchen lag das Verhältnis bei ca.  $V_{ri}/V_{rin} \sim 2 \div 3$ , so dass sich auch hier bereits ein merklicher Einfluß dieses Effektes bemerkbar machen wird.

Dieser, sich aus dem Vorhandensein des Rücklaufvolumens ergebende Effekt, ist bei der Zeitskalenanalyse im Rahmen dieser Arbeit nicht berücksichtigt worden, so dass Gl. 9.11 nur für den Fall eines vernachlässigbar kleinen Rücklaufvolumens gilt. Bei den numerischen Berechnungen kann er jedoch berücksichtigt werden.

### 9.3.4 Simulation der Versuche mit dem Schwellwertansatz

Die Simulation der Versuche erfolgt, sofern nicht anders erwähnt, unter folgenden Voraussetzungen :

- Die hydraulischen Parameter Wassertiefe und Schubspannungsgeschwindigkeit entsprechen denen in Tabelle 5.1 eingetragenen Werten.
- Die Sieblinie des verwendeten Sandes SP10 wird in  $10\mu m$ -Intervalle unterteilt. Die rechnerische Konzentration  $C_R$  bezieht sich auf die zugegebene Gesamtmenge des Versuchssandes SP10. Die den Berechnungen für die einzelnen Teilfraktionen zugrundegelegte Zugabekonzentration entspricht deren prozentuellem Anteil in der Sieblinie des Versuchssandes. Es erfolgt also, wie oben erwähnt, eine Berechnung unter Annahme eines wechselwirkungsfreien Transports der Teilfraktionen.
- Die transportkritischen Schubspannungen werden aus den Versuchsdaten mit Hilfe von GL. 8.1 bestimmt.

Gerinne volumen $V_{rin}$ [l]	$V_{rü}/V_{rin}$ [-]	Erosions- beiwert $\epsilon_m$ [kg/m <sup>2</sup> s]	Rechn. Konz. $C_R$ [g/l]	Partikelge- schwindig- keit $v_{p\#}$ [-]	Simulations dauer $t_{sim}/t_u$ [-]	Viskose Unter- schicht $\delta_s^+$ [-]	Stützstellen vertikal horizontal
$Q_5$ 79	3.16	0	1	0.8	128	12	jeweils
$Q_{10}$ 116.5	1.98	0	1	0.8	128	12	21
$Q_{15}$ 150.5	1.80	0	1	0.8	128	12	302

Tabelle 9.2 Anmerkung :  $v_{p\#} = v_p (d_s/2 u_*^2/\nu)^{-1}$ 

Zunächst soll, unter Vernachlässigung der Erosion, abgeschätzt werden, wie hoch die, einzig durch Sedimentrückführung und der Größe des Rücklaufvolumens bedingte Sedimentkonzentration verglichen mit den gemessenen Werten ist. Die Eingabeparameter für die Simulation entsprechen den in Tabelle 9.2 aufgeführten Werten.

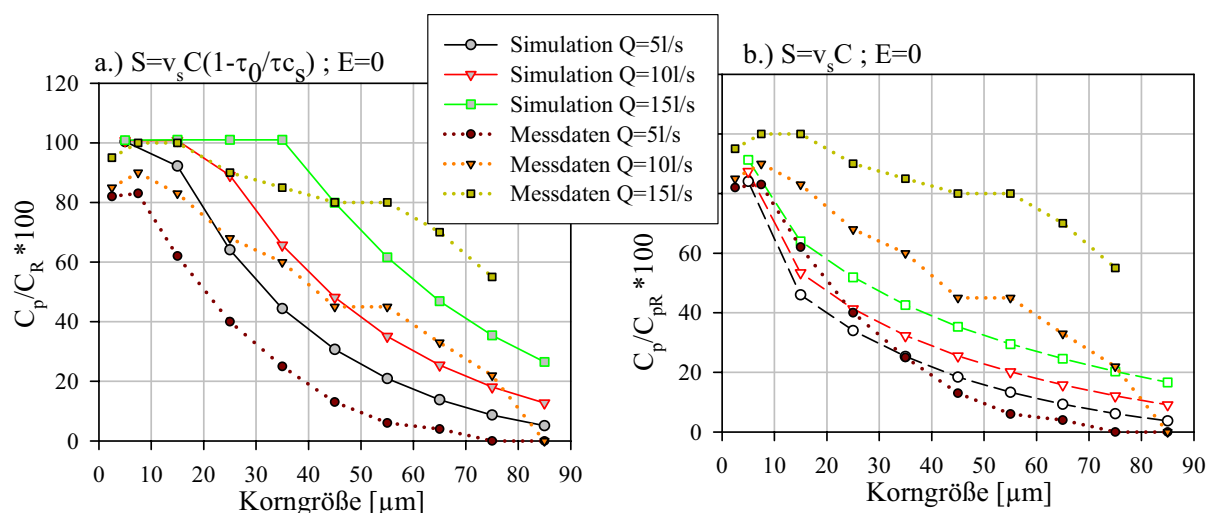


Abb. 9.8a,b : Simulierte und gemessene Partialkonzentrationen bei fehlender Erosion.

a.)  $S = v_s C (1 - \tau_0/\tau_{cs})$     b.)  $S = v_s C$

In Abbildung 9.8a und b sind die Simulationsergebnisse bei fehlender Erosion und für zwei verschiedenen Ansätzen für die Sedimentationsraten  $S$  den Meßdaten gegenübergestellt. Die dargestellten Meßdaten weisen, insbesondere im Falle zunehmender Korngrößen, teils beträchtliche Schwankungen auf. Für die obige Darstellung wurde überschlägig der Mittelwert bei kleinen Konzentrationen bestimmt. Die Meßwerte für  $Q=5l/s$ , bei rechnerischen Konzentrationen unterhalb  $0.3g/l$ , werden zunächst nicht berücksichtigt, worauf jedoch weiter unten noch eingegangen werden soll. Die den Simulationsrechnungen zugrundegelegte Anfangskonzentrationen  $C_0$  ist im Falle fehlender Erosion für die mit der rechnerischen Konzentrationen normierte Darstellung nicht relevant, da in der bestimmenden Differentialgleichung (Gl. 9.1 und 9.3) alle enthaltenen Terme in der mit  $C_R$  normiert Form, also als Funktion von  $C/C_R$ , geschrieben werden können. Die Konzentration  $C$  taucht einzig in der Erosionsrate in Gl. (9.3) nicht explizit auf.

Zunächst fällt auf, dass bei der Berechnung mit  $S = v_s C (1 - \tau_0/\tau_{cs})$ , Abb. 9.8.a, die berechneten Konzentrationen teils deutlich über den gemessenen liegen. Dies legt nahe, dass der Schwellwert

für den Ablagerungsfreien Transport zu hoch gewählt ist, zumal, da aus physikalischen Überlegungen keine unmittelbare Notwendigkeit zur Einführung eines sedimentationskritischen Schwellwerts besteht. Der Suspensatransport ist auch einzig durch Vorhandensein von Erosionsprozessen begründbar und bedarf eigentlich keiner Sedimentationsbarriere, welche eine sedimentationskritische Sohlschubspannung für hinreichend kleine Partikel darstellt. Die Festlegung der sedimentationskritischen Schwellwerte nach Gl. (8.1) erfolgte direkt aus den Meßwerten, welche dem Einfluß eines zirkulierenden Laborsystems unterliegen, in welchem ja etwas erhöhte Gleichgewichtskonzentrationen vorherrschen.

Im Rahmen dieser Arbeit soll nicht vorwiegend eine Kalibrierung des numerischen Modells dahingehend erfolgen, dass ein möglichst perfekte Übereinstimmung der berechneten Partialkonzentrationen mit den gemessenen erreicht wird. Eine solche Kalibrierung, selbst bei guter Übereinstimmung zwischen Mess- und Rechenwerten, hätte aufgrund der, verglichen mit den komplexen physikalischen Prozessen die zum Sedimenttransport beitragen und den einfachen Modellansätzen, eine begrenzte Allgemeingültigkeit. Vielmehr sollen die prinzipiellen Auswirkungen der Modellansätze beleuchtet und die daraus resultierenden Ergebnisse nach ihrer Plausibilität hinsichtlich eigenen Messungen und Literaturdaten, bei welchen der Einfluß der oben beschriebenen Artefakte, welche durch die Laborbedingungen entstehen, aufgrund mangelnder Dokumentation der Versuchsbedingungen oft nicht einschätzbar sind, bewertet werden.

Die Auswirkungen des Schwellwertansatzes sollen zunächst anhand von Simulationsrechnungen im Grenzfall kleiner Konzentrationen diskutiert werden. Generell kann eine Konzentration als klein betrachtet werden, wenn unter gegebenen hydraulischen und sedimentspezifischen Eigenschaften, die Sedimentationsrate klein gegen die Erosionsrate ist. Der Erosionsbeiwert ist zunächst noch nicht bekannt. Das oben beschriebene Beispiel mit fehlender Erosion stellt in diesem Kontext somit den Grenzfall für hohe Konzentrationen dar.

Für die in Abb. 9.9a-c dargestellten Berechnungen wird die Sedimentationsrate mit  $S=v_s C$  verwendet. Der Erosionsbeiwert variiert zwischen  $\epsilon_m = 0$  und  $\epsilon_m = 3.6 \cdot 10^{-5}$ , die rechnerische Konzentration ist auf  $C_R=30\text{mg/l}$  festgelegt und die übrigen Eingabedaten entsprechen denen in Tabelle 9.2 angegebenen Werten.

Zunächst ist der in Kapitel 8 diskutierte, von der Konzentration  $C_R$  abhängige Ablagerungsfreie Transport zu beobachten. Nach dem Schwellwertansatz ergibt sich somit ein Aufspalten der Korngrößenabhängigen Konzentrationskurve, bei der unterhalb des erosionskritischen Partikeldurchmessers  $d_{s,c}$  bei hinreichend kleiner Konzentration ein vollständig suspendierter Sedimenttransport vorliegt. Der einzige Hinweis, der aufgrund der Meßdaten einen solchen Schluß zuläßt, sind die Messungen bei  $Q=5\text{l/s}$  im Bereich von Zugabekonzentrationen  $0.03\text{g/l} < C_R < 0.3\text{g/l}$  (siehe Abb. 8.1a). Hier ist für das Korngrößenintervall  $10 \div 20$  und  $20 \div 30\mu\text{m}$  tatsächlich eine zugabeabhängige Abnahme der Konzentration suspendierter Feststoffe erkennbar. Die Messwerte für  $C_R=0.03\text{g/l}$  sind als gefüllte Symbole in Abb 9.9a dargestellt. Den Simulationen nach zu urteilen, werden diese Werte bei einem Erosionsbeiwert von  $\epsilon_m = 4 \cdot 10^{-6}$   $\text{kg/m}^2\text{s}$  näherungsweise erreicht. Für  $d_s=25\mu\text{m}$  ergibt sich aus der Forderung  $S=E$  eine Gleichgewichtskonzentration von ca.  $3\text{mg/l}$ , was einem sehr kleinen Wert, verglichen mit Literaturangaben, entspricht. Nachfolgend sind Gleichgewichtskonzentrationen aufgeführt, welche aus bekannten Berechnungsansätzen für die Versuchsbedingungen bei  $Q=5\text{l/s}$  resultieren:

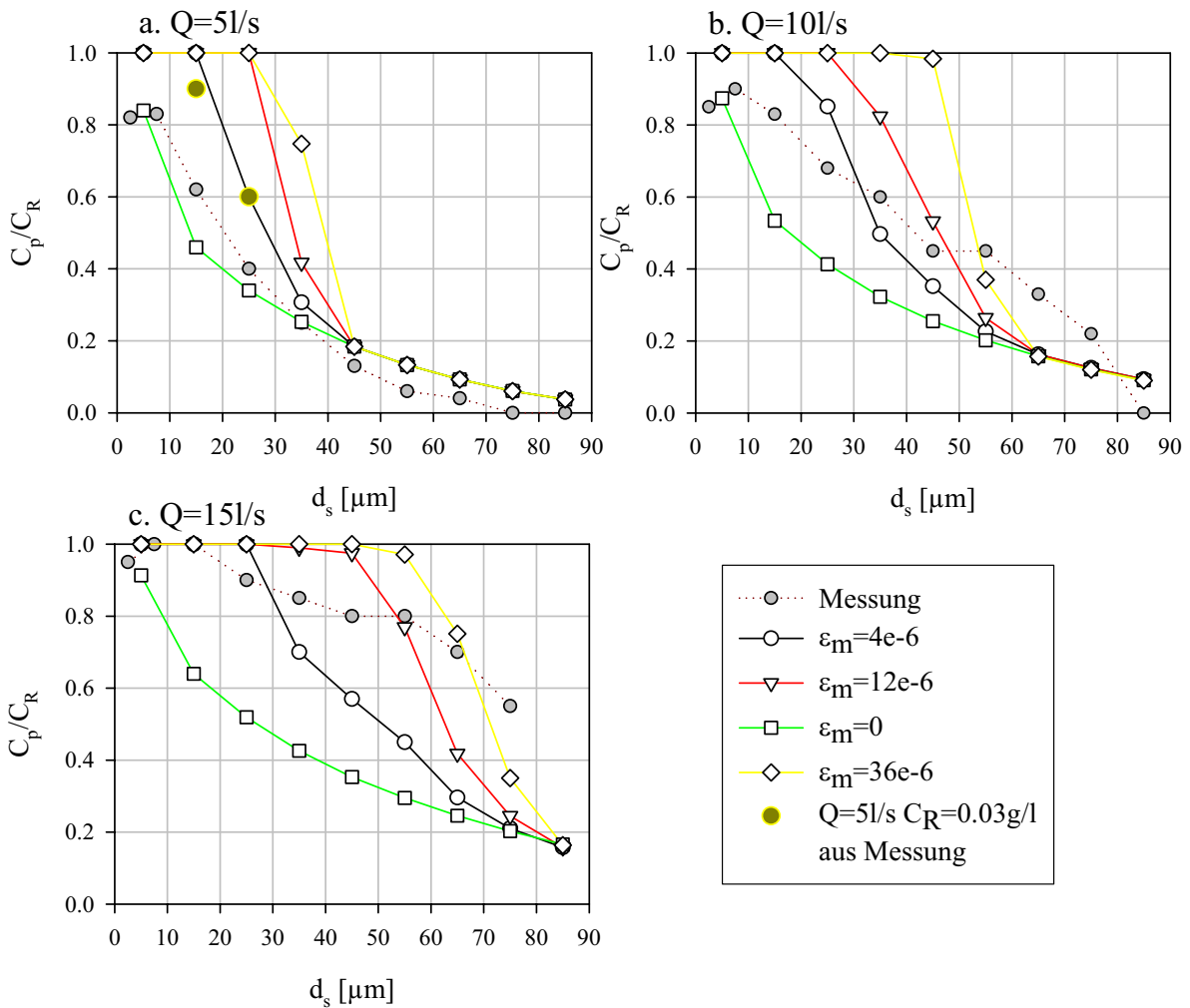


Abbildung 9.9a-c : Simulierte Partialkonzentrationen bei verschiedenen Erosionsbeiwerten

a. Energieansatz nach Westrich Juraschek [16] für glatte Sohle, welcher von einem festen Anteil der Leistungsdichte der turbulenten Dissipation zur Aufrechterhaltung der Partikelsuspension ausgeht und diejenige Konzentration suspendierter Sedimente liefert, welche unter gegebenen hydraulischen Bedingungen ablagerungsfrei transportiert werden kann.

$a_1$  :  $d_s=15\mu\text{m}$

$a_2$  :  $d_s=25\mu\text{m}$

$a_3$  : Die mittlere Sinkgeschwindigkeit  $\langle v_s \rangle$  wird so berechnet, dass die mechanische Leistung zur Aufrechterhaltung der Suspension der des zugegebenen Materials entspricht :  $\langle v_s \rangle C = \sum_i (C_{pi} v_{si})$  mit  $\sum_i C_{pi} / C=1$ . Der Wert  $C_{pi}/C$  entspricht dem Anteil der  $i$ -ten Fraktion in der Sieblinie des Versuchssandes. Die mittlere Sinkgeschwindigkeit wird also den physikalischen Annahmen des Berechnungsansatzes entsprechend ermittelt und weicht um ca.  $+10 \mu\text{m}$  vom  $d_{50}$  Wert ab.



b. Ein auf Cao [23] zurückgehender Ansatz, bei welchem die flächengemittelte Erosionsrate in Abhängigkeit der turbulenten Burstperiode und der Raumdichte erosiver Prozesse formuliert und der mittels verschiedener Labordaten kalibriert wurde.

c. Die aus der Geschiebetransportrate abgeleitete Konzentration suspendierter Feststoffe nach Einstein [12] ,[13]. Hierbei wird die Korngrößenverteilung des Sandes durch die Aufteilung in zwei Intervalle mit  $16 \div 62$  und  $62 \div 125$   $\mu\text{m}$  berücksichtigt

d. Transportkapazität nach van Rijn [56] für  $d_s=25\mu\text{m}$ , was dem  $d_{50}$ -Wert des Versuchssandes entspricht

$d_1$  : Transportkritische Sohlschubspannung wie aus den Messungen (Gl. 8.1) folgend

$d_2$  : Transportkritische Sohlschubspannung für Bewegungsbeginn nach dem Shieldsdiagramm

Westrich Juraschek		Cao		Einstein	Van Rijn	
$a_1$	10.3 g/l	$b_1$	6.0 g/l	6.80 g/l	$d_1$	0.66 g/l
$a_2$	3.70 g/l	$b_2$	7.2 g/l		$d_2$	47.1 g/l
$a_3$	2.10 g/l					

Tabelle 9.3 : Berechnete Konzentrationswerte nach diversen Autoren

Aus Tabelle 9.3 wird ersichtlich, dass die Annahme von Gleichgewichtskonzentrationen von einigen mg/l etwa um ca. drei Zehnerpotenzen von denen, aus bekannten Ansätzen berechneten, abweicht. Die aus dem oben genannten Erosionsbeiwert von  $\epsilon_m = 4e-6$   $\text{kg/m}^2\text{s}$  folgende Erosionsrate ist als differentielle Erosionsrate  $\Delta E/\Delta ds$  zu verstehen, da den Simulationsrechnungen eine intervallmäßige Unterteilung der Sieblinie zugrunde liegt. Betrachtet man die Korngröße von  $d_{50}=25\mu\text{m}$  als repräsentativ für das zugegebene Material und berücksichtigt, dass das den Berechnungen zugrunde liegende Korngrößenintervall von  $20-30\mu\text{m}$  ca. 20% des zugegebenen Materials darstellt, so muß die Erosionsrate mit einem Faktor 5 multipliziert werden. Die oben genannten Widersprüche zu den, mit gängigen Berechnungsformeln ermittelten Gleichgewichtskonzentrationen, sind dadurch jedoch nicht ausgeräumt.

Wenn man bedenkt, dass die Ansätze nach Cao, Einstein und van Rijn eine Sohle mit beliebiger Verfügbarkeit von Sedimentmaterial voraussetzen und in diesem Fall Transportkörper zu einer erhöhten Transportkapazität für suspendierte Feststoffe führen, dieser Effekt zufolge den Ergebnissen von Westrich/Juraschek eine Erhöhung der ablagerungsfreien Grenzkonzentration um einen Faktor 100 bewirken kann, so sind, hinsichtlich der Beurteilung der Gleichgewichtskonzentration, sicherlich weitergehende Untersuchungen notwendig. Dies gilt insbesondere durch die von Laborbedingungen in zirkulierenden Gerinneströmungen hervorgerufenen Beeinflussungen der Meßwerte, welche in den einschlägigen Literaturangaben bislang nicht berücksichtigt werden.

Es kann daher weder bestätigt, noch eindeutig widerlegt werden, dass im Falle einer glatten Sohle die Gleichgewichtskonzentration tatsächlich so gering ist. Die große Abweichung zu den Literaturdaten und den Erfahrungswerten der ingenieurwissenschaftlichen Praxis läßt jedoch den Schluß zu, dass die Meßwerte im Bereich sehr kleiner Konzentrationen eher kritisch zu bewerten sind, oder das Schwellwertkonzept, mit dem damit verbundenen ablagerungsfreien Transportzustand für kleine Konzentrationen, die Transportmechanismen nicht vollständig beschreiben kann.

#### 9.4 Formulierung der Erosion durch turbulente Burstprozesse

Alternativ zu dem, auf der flächengemittelten Bilanzierung sohnaher, vertikaler Austauschprozesse basierenden Ansatz, kann ein Erosionsansatz formuliert werden, welcher sich an den charakteristischen räumlichen und zeitlichen Skalen turbulenter Burstprozesse orientiert. Dabei wird davon ausgegangen, dass die in Kapitel 2 als aufwärts gerichtete Ereignisse bezeichneten und mit AuE abgekürzten Prozesse, lokal zur Partikelerosion beitragen.

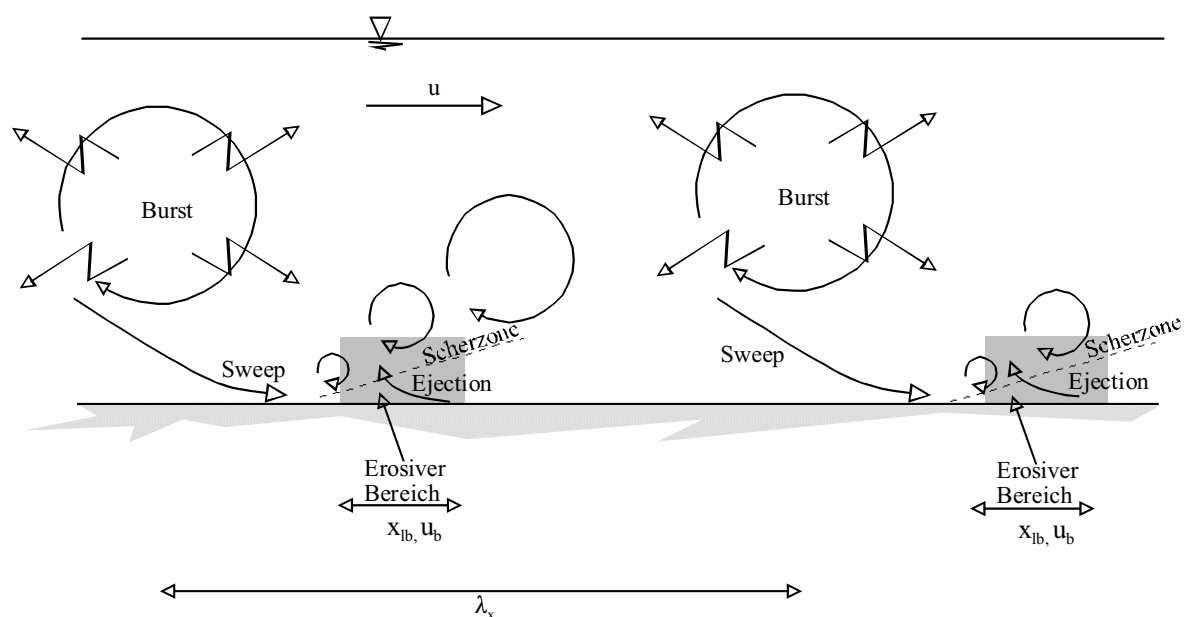


Abb. 9.10 : Schematische Darstellung turbulenter Burstprozesse (nicht Maßstäblich)

Dem turbulenten Burstzyklus wird dabei eine räumliche, longitudinale Ausdehnung zugeordnet, die sich aus der Burstperiode  $T_b$  und der konvektiven Horizontalgeschwindigkeit ergibt. Innerhalb einer Burstperiode finden diese Erosionsprozesse während der Lebensdauer der Wirbelstrukturen statt, welche eine positive, von der Sohle abgewandte Vertikalgeschwindigkeit verursachen. In Abbildung 9.10 ist der Burstprozess schematisch in einer 2-d vertikalen Darstellung gezeigt. Die durch Symbole dargestellten Phasen des Burstzyklusses bewegen sich dabei mit der Strömung und haben eine jeweils charakteristische Lebensdauer.

Durch die charakteristische longitudinale Ausdehnung  $x_{ib}$  der AuE ergibt sich somit ein Bereich lokaler Erosion, welcher sich über eine Ausdehnung von  $X_E = x_{ib} + u_b t_{ib}$  erstreckt. Mit  $u_b$  und  $t_{ib}$  werden die konvektive Geschwindigkeit, sowie die Lebensdauer dieser Struktur bezeichnet. Wenn man näherungsweise die Strukturen als räumlich ideal kohärent annimmt, so finden diese erosiven Prozesse in Abständen von  $\lambda_x$  gleichzeitig und während eines Zeitraumes von  $t_{ib}/T_b$ , relativ zur Burstperiode  $T_b$ , statt. Die Restdauer des Zyklusses  $T_b - t_{ib}$  ist dabei Erosionsfrei für die gesamte Fließstrecke. Die Sedimentation wird mit  $S = v_s C$  beschrieben, was gleichbedeutend mit dem Fehlen einer sohnahen Sedimentationsbarriere ist. Der Einfluß von sog. "Sweeps", hier abwärts gerichtete Ereignisse AbE genannt, wird hier nicht gesondert berücksichtigt, da in der Literatur keine Anhaltspunkte über die Auswirkung dieser Ereignisse auf die Nettosedimentation von Schwebstoffen bekannt sind. In der hier implementierten Form wird die Partikelsedimentation in den von Erosion betroffenen Zellen allerdings nicht abgestellt, so dass zum erosiven Massenstrom dann der sedimentative, entgegengesetzte Massenstrom gemäß  $S = v_s C$ , hinzuaddiert wird.

Die räumlich Verteilung der AuE im Laufe einer Simulationsrechnung ist ein Parameter, welcher nicht eindeutig festzulegen ist. Beläßt man die erosiven Ereignisse über die ganze Simulationsdauer am selben Ort, so sind immer die gleichen Stellen von Erosion betroffen. Erodierbares Material würde dann nur durch die sohnah Partikelbewegung nachgeliefert, was eine deutlich geminderte Gesamterosion zur Folge hätte. Die lokale Burstfrequenz zwischen diesen Bereichen wäre stets null, was den Messungen widerspricht. Es besteht daher die Möglichkeit, am Ende einer Burstperiode  $T_b$  den Ort dieser erosiven Ereignisse per Zufallsgenerator neu zu ermitteln, so dass alle Punkte eine gleich hohe Wahrscheinlichkeit für die Bursterosion haben. Beide Ansätze stellen Grenzfälle dar, da von einer gewissen räumlichen und zeitlichen Kohärenz dieser Prozesse, besonders bei Vorhandensein von Partikeln, man denke nur an der Ausbildung von Transportkörpern mit ihren regelmäßigen Strukturen, ausgegangen werden muß. Andererseits mißt man an fester Position stets beide Ereignis in zeitlicher Folge. Dies berührt letztlich die Frage nach der Kohärenzlänge dieser Strukturen. Diese soll hier jedoch nicht erörtert werden, da vielmehr prinzipielle Mechanismen des Sedimenttransports untersucht werden sollen.

### **Implementierung im numerischen Modell**

Die hier betrachteten Prozesse folgen Zeit- und Längenskalen, welche nicht übereinstimmend sind mit der zeitlichen und räumlichen Diskretisierungen im numerischen Modell. Anlehnend an die oben dargestellte Modellvorstellung von einer durch AuE hervorgerufenen Partikelerosion, wird im numerischen Modell eine erosive Zone mit der Ausdehnung  $x_{ib}$  und einer konvektiven Geschwindigkeit  $u_b$ , über die numerischen Zellen des sohnahen Kompartiments bewegt (s. Abb.9.11).

Die Erosionsrate wird dabei in gleicher Weise berechnet wie im Falle der Flächengemittelten Betrachtung, ist aber nur über die Länge  $x_{ib}$  und für den Zeitraum der Lebensdauer  $t_{ib}$  der erosiven Strukturen wirksam. Bei den numerischen Berechnungen muß berücksichtigt werden, dass während des Verschiebens der erosiven Zone diese unter Umständen nur teilweise die numerischen Zellen überlappt und die Erosion nur auf dem tatsächlich überlappenden Bereich

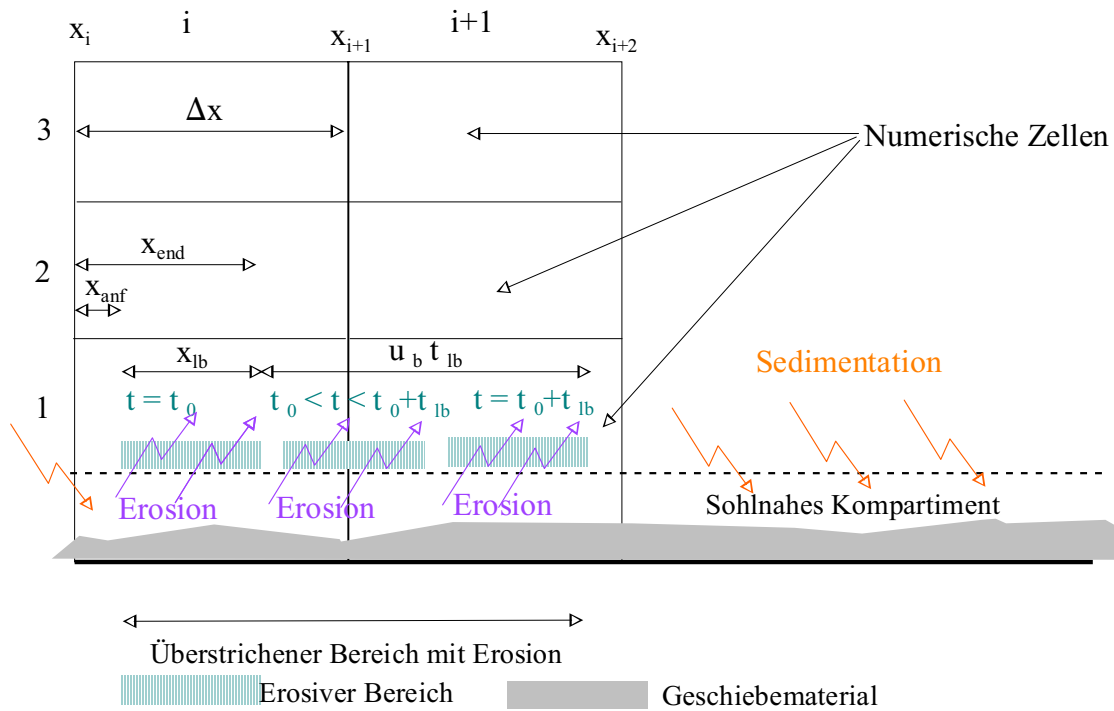


Abb. 9.11 : Burstbasierte Erosion im numerischen Modell

stattfinden kann. Es kann dabei maximal die dem Überlappbereich entsprechende, im sohnnahe Kompartiment vorhandene Sedimentmasse erodiert werden. Da das Verhältnis von Lebensdauer  $t_{lb}$  und numerischer Zeitschrittlänge  $\Delta t$  ist nicht notwendigerweise ganzzahlig, muß dies bei der Ermittlung der erodierten Masse berücksichtigt werden. Dies führt, programmtechnisch, zu einer Vielzahl von Fallunterscheidungen, welche beispielhaft für die in Abb. 9.11 dargestellte Situation aufgezeigt werden sollen. Hierbei soll das Verhältnis von numerischer Zeitschrittdauer zur Lebensdauer der erosiv wirkenden Strukturen durch  $t_{lb}/\Delta t = \Omega$  gegeben sein. Die Zeitschrittweite  $\Delta t$ , gegeben durch Gl. 9.8, ist für die meisten Fälle kleiner als  $t_{lb}$ , d.h.  $\Omega > 1$ . Von einer beliebigen Verfügbarkeit erodierbaren Materials sei in diesem Beispiel ausgegangen. Die durch Erosion in Zelle i,1 verlagerte Sedimentmasse pro Zeiteinheit ist konstant, solange der erosive Bereich die Strecke  $\Delta x - x_{end}$  noch nicht durchlaufen hat, d.h. bis  $t_e = t_0 + (\Delta x - x_{end})/u_b$ . Ab dieser Zeit nimmt die erodierte Masse linear mit der Zeit ab, bis sie bei  $t_a = (\Delta x - x_{anf})/u_b$  auf null abgesunken ist. Für die Zelle i+1,1 nimmt sie dann in entsprechender Weise zu. Die erodierte Masse  $m_i$  berechnet sich durch zeitliche Integration des Produktes von Erosionsrate und des Flächenanteils, welcher der Projektionsfläche  $A(t)$  der erosiven Zone auf die numerische Zelle i entspricht und im allgemeinen zeitabhängig ist (Gl. 9.14). Der zeitliche Verlauf dieser Projektionsfläche, wie er sich für die in Abb. 9.11 dargestellte Situation für die Zelle i,1 ergibt, ist in Abb. 9.12 dargestellt

$$m_i = \int_{t_0}^{\Delta t} EA(t)dt \tag{9.14}$$

Die Integration muß dann, den Bereichen ansteigender, abfallender und konstanter Projektionsflächen entsprechend, abschnittsweise durchgeführt werden.

Dabei sind in diesem Beispiel, gemäß Abb. 9.11, folgende Bedingungen gegeben :

- Die erosive Zone ist kleiner als der numerische Stützstellenabstand :  $x_{ib} < \Delta x$
- Die erosive Zone ist bei Beginn ihrer Lebensdauer vollständig in der numerischen Zelle  $i$  enthalten :  $x_i < x_{anf}$  ;  $x_{i+1} > x_{end}$

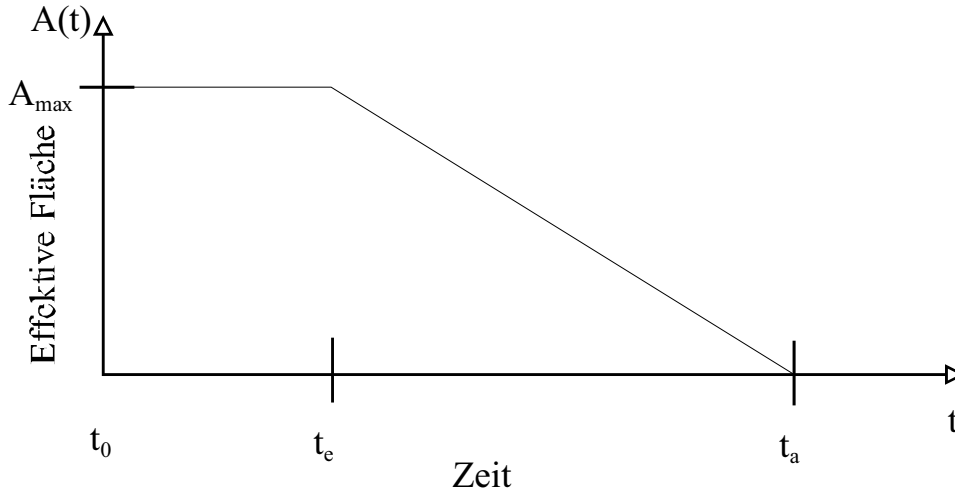


Abb. 9.12 : Definitionsskizze zur Erosionsrate

Für die weitere Berechnung ist nun entscheidend, wie weit der mit der Geschwindigkeit  $u_b$  voranschreitende Bereich innerhalb eines Zeitschrittes gelangt. Dazu sind weitere Betrachtungen notwendig, wobei aufgrund des hier gewählten, einfach gehaltenen Beispiels, zwei Fallunterscheidungen ausreichen. Es wird im folgenden  $t_0=0$  gesetzt:

a.  $\Delta t < t_e$  Die Integration in Gl.9.14 reduziert sich dann auf  $m_i = E A_{\max} \Delta t$

b.  $t_e < \Delta t < t_a$

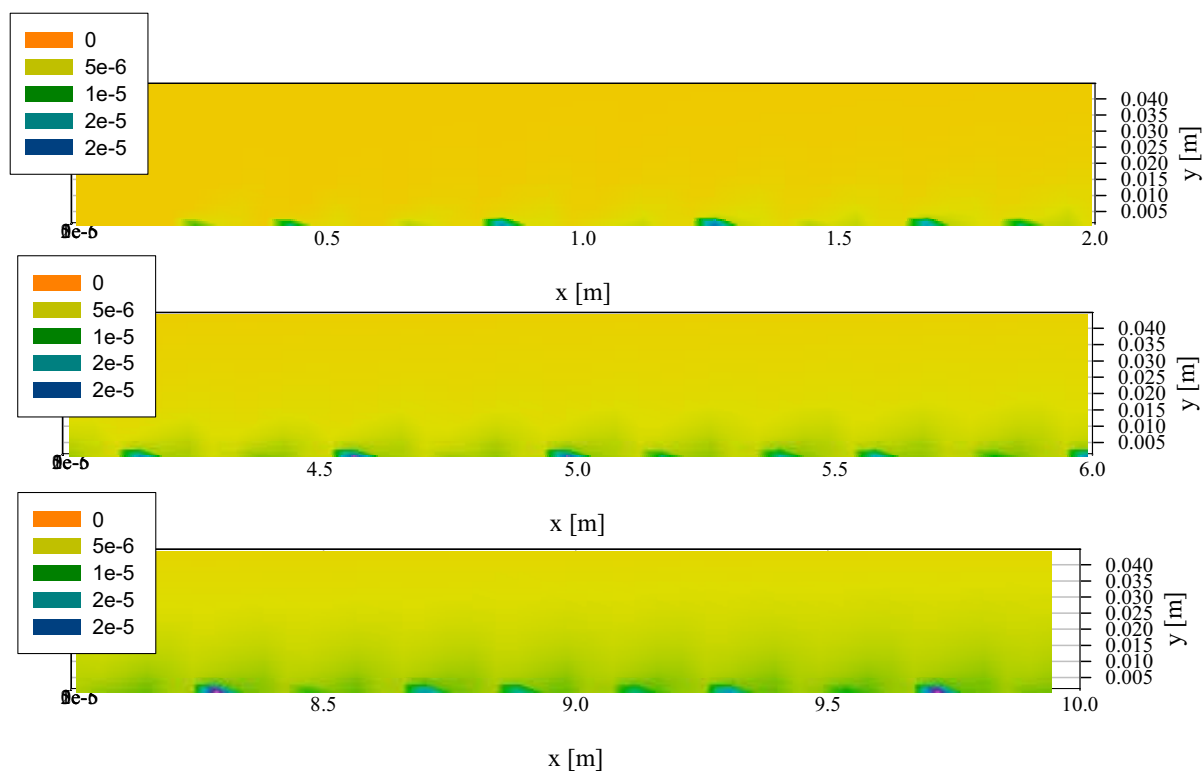
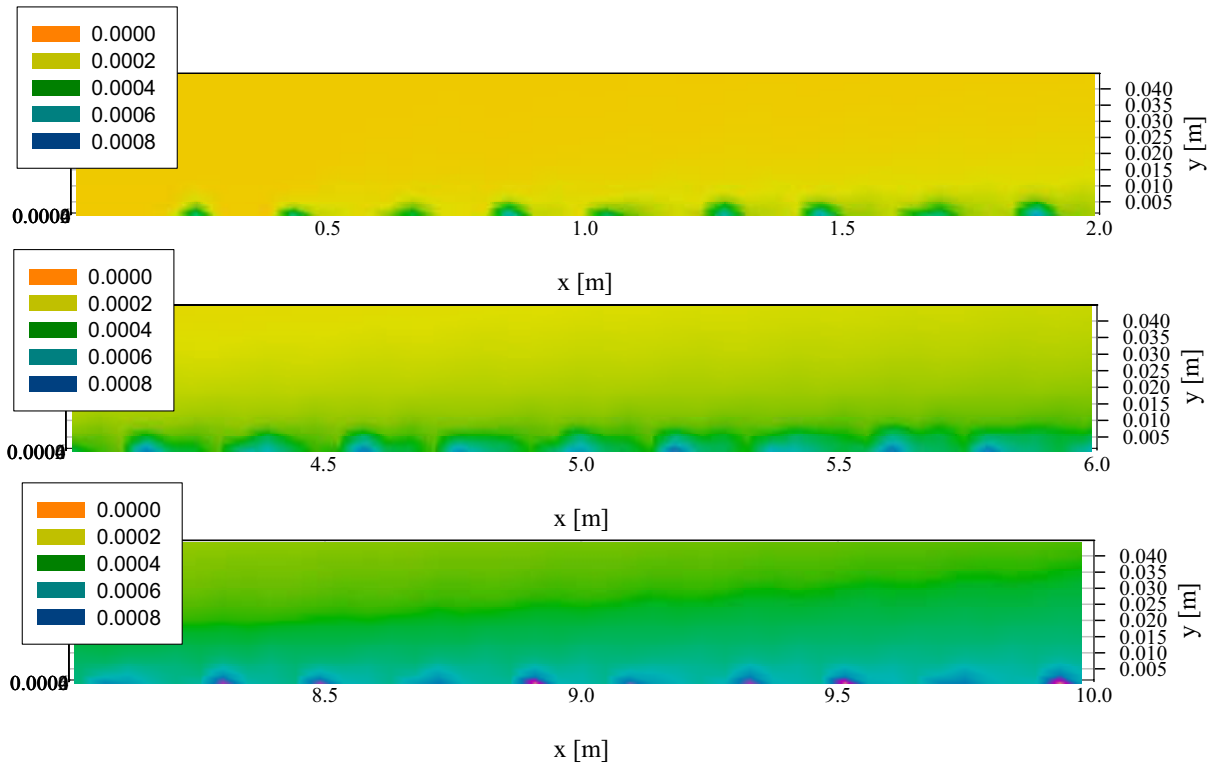
Die Steigung der Funktion  $A(t)$  ist für  $t > t_e$  durch  $m_- = A_{\max}/(t_e - t_a)$  gegeben, wobei  $(t_e - t_a) = x_{ib}/u_b$  gilt. Damit ergibt sich :  $A(t) = A_{\max} + m_- (t - t_e)$  für  $t_e < t < t_a$ . Die Integration von Gl. 9.14 kann dann wie folgt geschrieben werden :

$$m_i = \int_0^{t_e} E A_{\max} dt + \int_{t_e}^{\Delta t} E A_{\max} + m_- t dt = E A_{\max} t_e + E A_{\max} (\Delta t - t_e) + \frac{m_-}{2} (\Delta t^2 - t_e^2) \quad (9.15)$$

c.  $\Delta t > t_a$  : Wie in Gl. (9.15) jedoch ist bei der Integration  $\Delta t$  durch  $t_a$  zu ersetzen.

Da die Verteilung der Erosionsbereiche per Zufallsgenerator erfolgt, sind in der Berechnung eine Vielzahl weiterer möglicher räumlicher Ausgangspositionen und zeitlicher Entwicklungen zu betrachten, welche auf eine Vielzahl von Fallunterscheidungen führt, die ähnlich den oben dargestellten zu behandeln sind und auf die hier nicht im Detail eingegangen werden soll.

## 9.4.1 Beispielrechnungen mit Bursterosion

Abb. 9.13a : Konzentrationsverteilung bei Bursterosion mit  $Ro = 0.15$ .Abb. 9.13b : Konzentrationsverteilung bei Bursterosion,  $Ro = 0.00093$ .

Die Einheiten der Legenden von Abb. 13.a und b sind [g/l]

Die Wirkungsweise der Bursterosion soll anhand einiger Beispielrechnungen dargestellt werden, die den Transport unterschiedlich schwerer Partikel simulieren. Dabei wird eine mit Sedimenten vorbelegten Sohle und die durch die Strömung, welche am Gerinneanfang durch klares Wasser gespeist wird, erfolgende Sedimenterosion betrachtet. In Abb. 9.13a sind die Ergebnisse einer Testrechnung mit einer Gerinnelänge von 10m dargestellt. Dabei sind jeweils die 2m langen Abschnitte am Gerinneende und Anfang, sowie der mittlere Teil zwischen 4 und 6m abgebildet. Bei Abb. 9.13.a werden Partikel mit 40 $\mu$ m Durchmesser bei einer Rousezahl  $Ro = .15$  simuliert, wobei sich zeigt, dass die vertikale Vermischung nicht ausreichend ist für eine effektive Partikelsuspension und die erodierten Teilchen weitgehend in sohnähe verbleiben. Die simulierte Bursterosion ist an den longitudinal periodisch auftretenden Konzentrationsmaxima in Sohnähe zu erkennen. Im Falle von 10 $\mu$ m Partikeln (Abb. 9.13b), bei einer Rousezahl von  $Ro=0.0009$ , findet eine allmähliche vertikale Vermischung in der turbulenten Strömung statt.

Modellrechnungen, bei welchen die, bei der Zeitskalenanalyse zur burstbasierten Erosion identifizierten relevanten Parameter Sohlschubspannung  $u_*$ , Sinkgeschwindigkeit  $v_s$ , sowie Wassertiefe  $h$  und Emissionshöhe  $\delta y$  in weiten Bereichen variiert wurden, sind in Abbildung

Grundeinstellung :  $u^*=0.242\text{m/s}$  ;  $h=0.046\text{m}$  ;  $\delta y=80^+$  ;  $d_s=60\mu\text{m}$

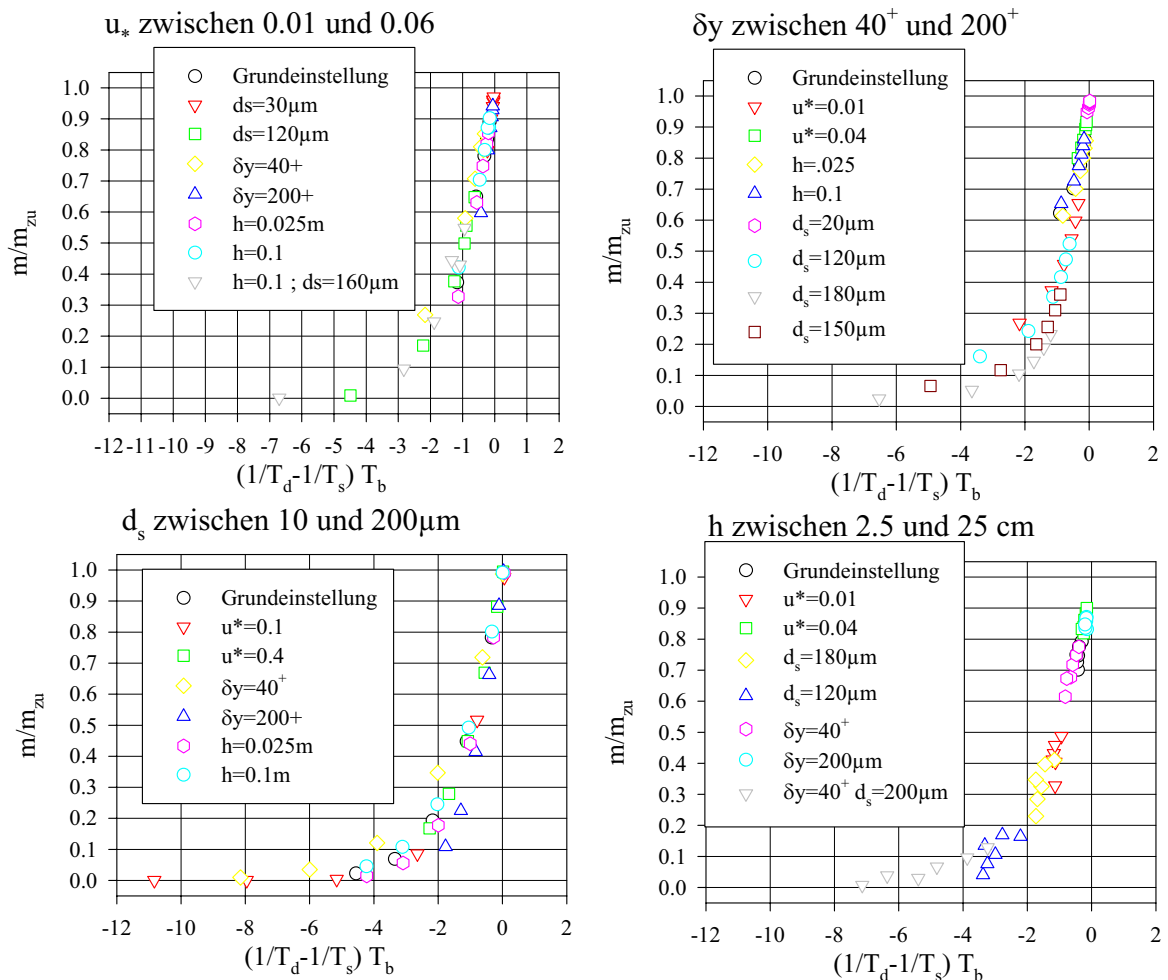


Abbildung 9.14a-d : Nach  $t=T_b$  in Suspension verbleibende Sedimentmasse

9.14 dargestellt. Die den Berechnungen zugrundeliegenden Randbedingungen sind durch eine Glatte, nicht mit Sedimentmaterial belegte Sohle, gegeben. Zu Beginn jedes Rechenlaufs sind jeweils an der ersten Stützstelle bei  $x=0$  eine der Emissionshöhe  $\delta y$  entsprechende Anzahl der untersten, vertikalen numerischen Zellen mit einer Konzentration  $C_0$  belegt, wobei die Gesamtmasse an suspendierten Partikeln bei Simulationsbeginn zum Zeitpunkt  $t=0$  mit  $m_{zu}=C_0 \Delta x \Delta y b$  bezeichnet wird. Alle anderen Zellen sind bei  $t=0$  mit der Konzentration  $C=0$  vorbelegt. Die Simulationsdauer entspricht dabei genau der Burstperiode  $T_b$ , welche nach Gl.(2.14) berechnet wird. Somit ist diese Anfangsbedingung gleichbedeutend mit der Situation unmittelbar nach einer Partikelerosion durch ein einzelnes AuE am Gerinneanfang. Der nach der Berechnungsdauer noch in Suspension verbliebene Anteil der ursprünglich vorhandenen Sedimentmasse ist ein Maß für die Tendenz der Partikel, unter den gegebenen hydraulischen Bedingungen als Suspension transportiert zu werden.

Den Berechnungen liegt eine Basis von Eingabeparametern zugrunde, wobei bei jedem Rechenlauf einer der oben genannten Parameter variiert wird. Diese Datenbasis ist durch

$$u_* = 0.0242 \text{ m/s} \quad h = 0.046 \text{ m} \quad \delta y = 80^+ \quad d_s = 60 \mu\text{m} \text{ bzw. } v_s = 3.2 \text{ mm/s}$$

gegeben. In Abb. 9.14 a bis d sind die jeweils variierten Parameter und deren Variationsbereich in den Diagrammüberschriften angegeben und durch gleiche Symbole in den Diagrammen dargestellt. Die Unterschiedlichen Symbole in den Diagrammen beziehen sich auf die in der Legende erläuterten Abweichungen von den oben aufgeführten Basisdaten. Um einen Vergleich mit der in Abschnitt ~ diskutierten Zeitskalenanalyse zu ermöglichen, sind die Rechenergebnisse in Form des Verhältnisses von ursprünglich vorhandener Masse zu der nach  $t=T_b$  noch in Suspension verbliebener Sedimentmasse als Funktion der dimensionslosen Zeitskala  $(1/T_d - 1/T_s)T_b$ , dargestellt. Den Überlegungen aus Abschnitt 8.3 folgend, müßte der nach  $t=T_b$  noch in Suspension verbleibende Rest der erodierten Sedimentmasse bei  $(1/T_d - 1/T_s)T_b = -1$  näherungsweise auf  $1/e = 0.37$  des ursprünglichen Wertes abgefallen sein. Dies trifft nach Abb. 9.14 auch für die numerischen Berechnungen recht gut zu.

#### 9.4.2 Verhalten bei kleinen Konzentrationen

Vergleicht man die Partialkonzentrationen, welche aus Berechnungen mit dem Schwellwertansatz resultieren, mit denen aus dem Burst-basierten Ansatz, so erkennt man, dass das Phänomen des korngößenabhängigen, ablagerungsfreien Transports für kleine Konzentrationen nicht auftritt. Dies wird in Abbildung 9.15 deutlich, wo die Ergebnisse einer Simulation bei kleiner Zugabekonzentration dargestellt ist. Dabei ist die Erosionsrate für die simulierten AuE so hoch gewählt, dass stets das gesamte sohlnahe Material, welches sich im Wirkungsbereich eines solchen Ereignisses befindet, in die erste numerische Zelle erodiert wird. Die Zeit- und Längenskalen der Burstprozesse wurden gemäß Gl. (2.14) bis (2.18) berechnet.

Der etwas unregelmäßige Verlauf der Kurven in Abb 9.15 ist durch die Konzentrationsschwankungen, welche durch die erosiven Ereignisse verursacht werden, begründet. Hier sind die Konzentrationen dargestellt, welche sich am Gerinneende in der numerischen Zelle in halber Wassertiefe nach Erreichen des Gleichgewichtszustandes einstellen. An den hier gezeigten, über  $v_s/u_*$  aufgetragenen relativen Partialkonzentrationen ändert sich solange nichts, bis der Sohlbelag nicht mehr vollständig erodiert werden kann. Mit anderen Worten findet eine Änderung der relativen Konzentrationen nicht im Grenzfall kleiner



Zugabemengen statt, sondern erst, wenn die sohnah verfügbare Sedimentmasse die Erosionskapazität der erosiven Ereignisse überschreitet. Dann würden die relativen Konzentrationen  $C_L/C_R$  geringer als in Abb. 9.15 dargestellt, ausfallen. Dadurch wird ein zum Schwellwertansatz qualitativ abweichendes Transportverhalten beschrieben.

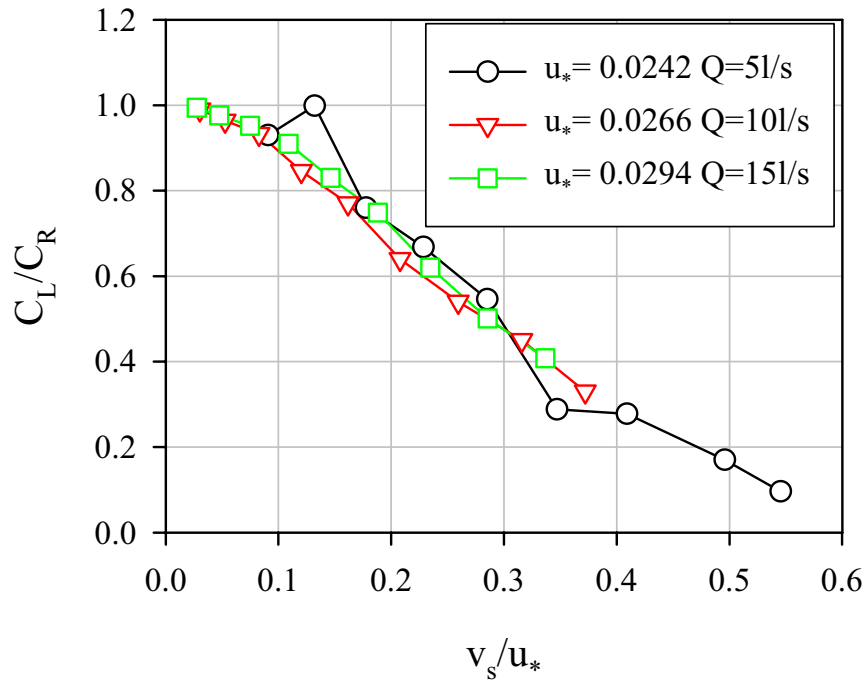


Abb. 9.15 Relative Gleichgewichtskonzentrationen am Gerinneende bei Bursterosion

Den Berechnungen liegen Korngrößen zwischen  $d_s = 30$  und  $130\mu\text{m}$  zugrunde, welche also teilweise deutlich über den bei den Experimenten beobachteten suspendierten Partikeln liegen. Im Falle von  $Q=51/s$  werden im Experiment beispielsweise Korngrößen ab ca.  $60\mu\text{m}$ , was einem Wert von  $v_s/u_*=0.15$  entspricht, nicht mehr in Suspension transportiert, während bei obiger Simulation noch ca. 80% in suspendierter Form transportiert werden. Als verantwortlich für die Abweichungen zwischen Messwerten und Simulation können folgende Sachverhalte genannt werden :

- Im Modell wird angenommen, dass die Partikel vollständig in die unterste numerische Zelle erodiert werden, deren Zentrum sich, je nach Wassertiefe in den vorliegenden Berechnungen ca  $40\div 70^+$  über der festen Sohle befindet. Damit liegt die Emissionshöhe  $\delta y$  fest und ist abhängig von der Diskretisierung und unabhängig von der Korngröße.
- Das Modell verwendet für die turbulente, vertikale Diffusion den Wirbelviskositätsansatz gemäß Gl. 2.2 , wobei die Gültigkeit dieses Ansatzes im Bereich nicht vernachlässigbarer Viskositätseinflüsse, wie man sie in unmittelbarer Sohnähe vorfindet, nicht gegeben ist.
- Die numerische Modellierung erfolgt unter Annahme räumlich kohärenter Burstprozesse, wobei die einzelnen Ereignisse (AuE) nach Ablauf einer Burstperiode  $T_b$  zufallsgesteuert, mit einem konstanten Abstand  $\lambda_x$  , über die Fließstrecke verteilt werden. In Wirklichkeit ist aber davon auszugehen, dass, insbesondere bei Anwesenheit von

sohlnahen Partikeln [4], [21], eine gewisse Stabilisierung der kohärenten Strukturen (z.B. bei Transportkörperbildung) gegen diese Annahme spricht, was letztlich zu einer verminderten Erosion in Folge Verringerung der sohlnahen Partikelverfügbarkeit führt. Für eine detaillierte Betrachtung müßte die endliche Kohärenzlänge dieser Strukturen, welche letztlich für das periodische Auftreten der einzelnen Phasen des Burstzyklusses an einem festen, sohlnahen Messpunkt verantwortlich ist, in die Betrachtungen mit einbezogen werden.

- Die Betrachtungen sind zweidimensional-vertikal, kohärente Strukturen jedoch sind komplexe, dreidimensionale Gebilde.

Um trotz der oben genannten Vereinfachungen zu einer Aussage bezüglich der zu erwartenden Gleichgewichtskonzentrationen in langen Gerinnen zu kommen, werden folgende Hypothesen aufgestellt und auf die Strömungsbedingungen, welche bei den Versuchen vorherrschten, angewendet :

- Jedes erosive Ereignis AuE wechselwirkt mit den im sohlnahen Bereich sich befindlichen Sedimenten dergestalt, dass eine gewisse Übergangswahrscheinlichkeit existiert, mit welcher die Partikel in einen Bereich der Strömung gelangen, in dem sie einer, zur Herstellung eines Transportzustandes in Suspension ausreichenden vertikalen Diffusion, ausgesetzt sind. Diese Übergangswahrscheinlichkeit wird  $\Gamma_{\bar{u}}$  genannt. Bei der hier behandelten Modellbildung ist diese gleichzusetzen mit der Wahrscheinlichkeit für die Partikel, in die erste numerische Zelle zu gelangen. Die Ergebnisse der folgenden Betrachtungen werden also noch von der gewählten Diskretisierung abhängig sein.

- Jedes AuE kann mit einer nach oben begrenzten Masse an Sedimentmaterial im sohlnahen Kompartiment wechselwirken, soll heißen, eine begrenzte Eindringtiefe in die sohlnahen Sedimente haben, welche letztlich von deren Lagerungsdichte abhängt. Dies hat zu Folge, dass bis zu dieser Grenze ein bestimmter, durch  $\Gamma_{\bar{u}}$  festgelegter Anteil des sohlnahen Materials in die erste Zelle der turbulenten Strömung erodiert wird. Formal ist dies durch simple Multiplikation der Erodieren Masse in Gl. 9.15 mit  $\Gamma_{\bar{u}}$  zu verwirklichen.

Dieser Faktor  $\Gamma_{\bar{u}}$  kann somit an die gemessenen Werte für die Partialkonzentrationen angepasst werden, wobei er korngößenabhängig sein könnte. Mit den so kalibrierten Übergangswahrscheinlichkeiten kann dann in einer weiteren Simulationsrechnung eine stationäre Lösung für ein langes Gerinne ermittelt werden, so dass die, durch die Versuchsanordnung bedingten Artefakte, eliminiert werden können. Aufgrund der Tatsache, dass, bis auf die in Kapitel 8 diskutierten Versuche mit extrem geringen Konzentrationen, bzw. den Versuchen mit nachgewiesener Transportkörperbildung, keine zugabebedingte Änderung der relativen Konzentrationen beobachtet werden konnte, ist die Bestimmung der maximal in die Wechselwirkung einbezogene Sedimentmenge aus den vorliegenden Experimenten nicht möglich. Sie liegt jedoch in einem Bereich, welcher größer ist als die sohlnah gebundene Sedimentmasse bei einer Zugabekonzentration in der Größenordnung von ca.  $C_R=10\text{g/l}$ , für die im Experiment vorherrschenden Bedingungen.

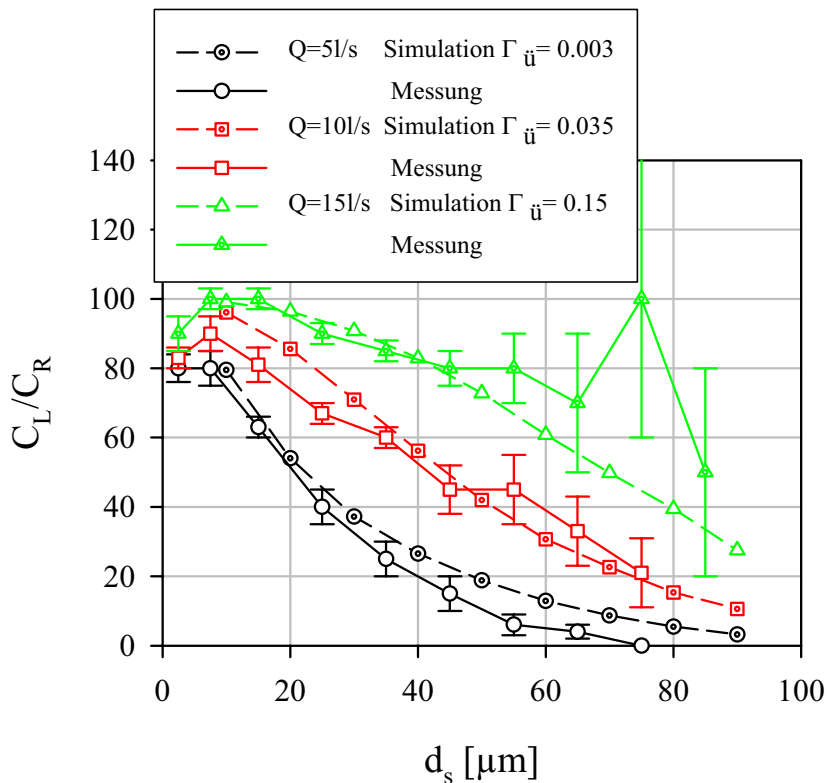


Abb. 9.16 : Relative Partialkonzentrationen - gemessen und berechnet

Abbildung 9.16 zeigt die Gegenüberstellung der gemessenen mit den berechneten Konzentrationen. Die Werte für  $\Gamma_{\ddot{u}}$  wurden dabei durch Variation so angepasst, dass mit den Messungen vergleichbare Ergebnisse erzielt werden konnten.

Dabei fällt auf, dass bei konstantem  $u_*$  eine Anpassung der Übergangswahrscheinlichkeit  $\Gamma_{\ddot{u}}$  an die Korngröße nicht erforderlich zu sein scheint, da die Übereinstimmung mit den Messwerten auch bei konstantem  $\Gamma_{\ddot{u}}$ , hinreichend gut ist. Die Fehlerbalken für die Messwerte entstammen den Streuungen der Messwerte in Abb. 8.1a und b, welche bedingt durch das Meßverfahren, siehe Kapitel 4, mit zunehmender Korngröße tendentiell anwachsen. Es sei nochmals darauf hingewiesen, dass den in der Legende von Abbildung 9.16 eingetragenen Zahlenwerte für die Übergangswahrscheinlichkeiten nur in Verbindung mit der hier vorgenommenen Diskretisierung und den oben genannten, vereinfachenden Annahmen bezüglich der räumlichen und zeitlichen Verteilung der erosiven Ereignisse, eine quantitative Aussagekraft zukommt.

### 9.4.3 Betrachtungen bei langen Gerinnen

Als hinreichendes Kriterium für ein langes Gerinne sollte die Forderung, dass die mittlere Aufenthaltsdauer  $T_u = L/\langle u \rangle$  im Gerinne ca. vier mal der charakteristischen Zeitskala für die Sedimentation  $T_{\text{sed}}$  entspricht, genügen. Bei fehlender Erosion wäre nach dieser Entfernung von

der oberstromigen Zugabe die Konzentration auf 2% des ursprünglichen Wertes abgesunken. Die für folgende Berechnungen verwendete Gerinnelänge berechnet sich also zu  $L = 4 T_{\text{sed}} \langle u \rangle$ , mit  $T_{\text{sed}} = h/v_s$ , und ist somit Korngrößenabhängig. Zur Veranschaulichung ist in Abb. 9.17 a,b der longitudinale Verlauf der Konzentration ( $d_s=80\mu\text{m}$ ) in halber Wassertiefe, sowie die im sohnahen Kompartiment abgelagerte, bewegliche Sedimentmasse pro Quadratmeter für die, den Laborbedingungen bei  $Q=10\text{l/s}$  entsprechende Situation, dargestellt. Die Zugabekonzentration am oberen Rand beträgt  $C_0=30\text{mg/l}$  und ist während der gesamten Simulationsdauer konstant. Die Kurvenschar besteht aus Momentaufnahmen zu verschiedenen Zeiten, welche mit der mittleren Aufenthaltsdauer  $T_u=L/\langle u \rangle$  normiert sind. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich an der Sohle im Laufe der Zeit ein Sedimentspeicher formiert, welcher erst nach ca.  $t = 20 T_u$  im Gleichgewicht mit den erosiven Prozessen steht. Die Welligkeit der Kurven in Abb. 9.17 ist nicht identisch mit der räumlichen Struktur der Burstprozesse, da in der Darstellung nur ca. jeder hundertste Knoten des numerischen Netzes dargestellt ist.

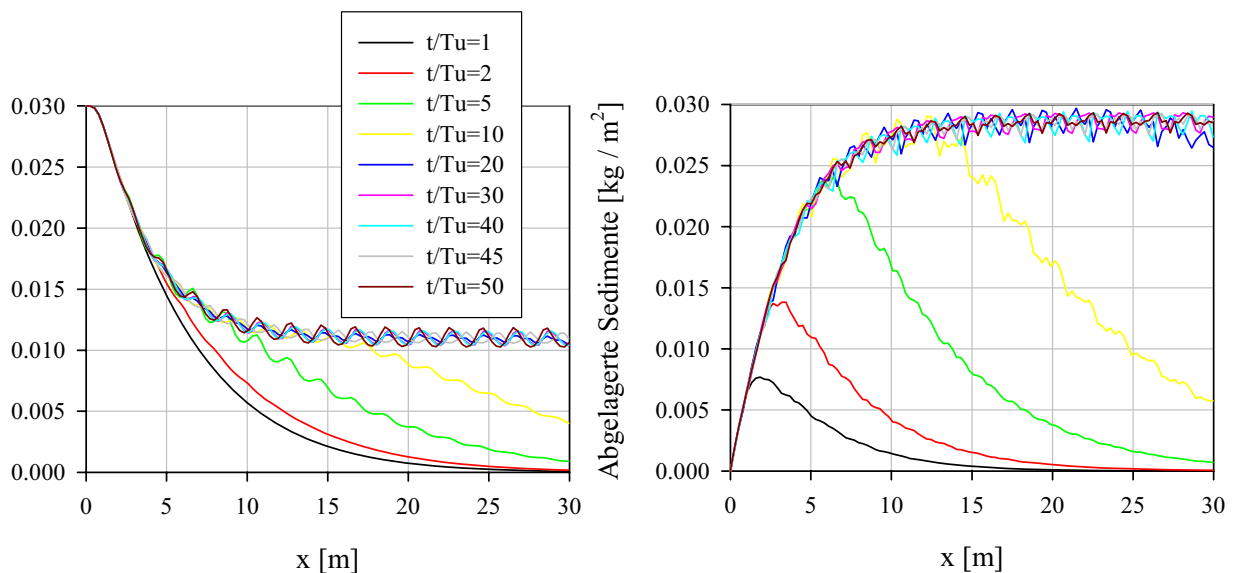


Abb. 9.17 a: Longitudinaler Konzentrationsverlauf 9.17b: Ablagerte Sedimentmasse pro  $\text{m}^2$

Die Erosionsraten sind auch hier so hoch gewählt, dass stets der gesamte Sohlbelag mit den erosiven Prozessen wechselwirkt, also keine durch zu hohe Verfügbarkeit an sohnahem Sedimentmaterial begrenzte Erosion stattfindet. Die relativen Konzentrationen  $C_L/C_0$  verringern sich bei Erhöhung der Zugabekonzentration  $C_0$  erst dann, wenn nicht mehr die gesamten, sich auf der festen Sohle befindlichen Sedimente, zur Erosion kommen.

Die relative Konzentration suspendierter Sedimente  $C_L/C_0$  ist höher als  $C_L/C_R$  in einem Laborgerinne mit  $C_R=C_0$ , das Verhältnis der Masse suspendierter Sedimente zur Gesamtmasse der Sedimente in der Rinne ist jedoch geringer, was aus Tabelle 9.4 hervorgeht. Dieses Verhältnis ist auch maßgeblich, wenn man die Konzentrationswerte bezüglich den Ausführungen über Laborgerinne mit Sedimentrückführung in Kapitel 8 interpretiert, da beim langen Gerinne die sich darin befindliche Gesamtmasse, bedingt durch den Speichereffekt des sohnahen Kompartiments, größer ist als  $C_0 \cdot V_{\text{rin}}$ , wenn  $V_{\text{rin}}$  das Wasservolumen im Gerinne ist.

	$d_s=20\mu\text{m}$	$d_s=40\mu\text{m}$	$d_s=60\mu\text{m}$	$d_s=80\mu\text{m}$
$C_L/C_0$	0.996	0.93	0.7	0.35
$m_{\text{sus}}/m_{\text{ges}}$	0.59 (0.75)	0.25 (0.50)	0.095 (0.45)	0.041 (~0.12)

$C_L$  : Konzentration am Gerinneende;  $C_0$  : Zugabekonz.;  $m_{\text{sus}}/m_{\text{ges}}$  : Verhältnis suspendierter zu gesamter Sedimentmasse im Gerinne. Die Angaben in Klammern entsprechen den Meßwerten für  $C_L/C_R$

Tabelle 9.4 : Verteilung der Sedimentmassen im langen Gerinne bei  $Q=10\text{l/s}$

Durch den burstbasierten Ansatz ergeben sich also, im Falle einer festen Sohle, einige qualitative Unterschiede zu den mit dem Schwellwertansatz zu erwartenden Ergebnissen :

- Die sich einstellende Gleichgewichtskonzentration hängt, zumindest für kleine Zugabemengen, von der Zugabekonzentration selbst ab. Klein sind dabei solche Zugabemengen, bei welchen die Erosion über die gesamte Tiefe der an der Sohle sich befindlichen Sedimente wirkt. In diesem Fall ist das Verhältnis von Zufuhrkonzentration  $C_0$  und Gleichgewichtskonzentration  $C_L$ , für  $L \rightarrow \infty$ , konstant.

- Beim Schwellwertansatz findet ein Sedimenttausch zwischen Sohle und Strömung nur in Form eines Ausgleichs der vertikalen Massenströme statt. Bei einer Zugabekonzentration, die über der, nach dem Schwellwertkonzept durch  $S=E$  sich ergebenden Gleichgewichtskonzentration liegen, findet kein Austausch zwischen einmal abgelagerten Sedimenten und der Strömung statt. Die Gleichgewichtskonzentration stellt sich nach einer hinreichend langen Fließstrecke  $L$  ein. Ein Austausch zwischen dem Sedimentspeicher, welcher durch die abgesetzten Sedimente gegeben ist, und der Strömung, findet also nur in einer Richtung statt. Die Adaptionszeit ist somit für ein hinreichend langes Gerinne bei  $t = T_u$  erreicht. Beim burstbasierten Ansatz, wie er hier angewendet wurde, ergibt sich ein Gleichgewichtszustand durch Austausch mit dem erst aufzubauenden Sedimentvorrat an der Sohle. Die Adaptionszeit liegt ca. eine Größenordnung über  $T_u$ .

Die punktuell wirksame Erosionsrate, verursacht durch die AuE, ist lokal wesentlich höher als die über die gesamte Fläche gemittelte. Die Relation der Erosionsrate  $E_{\text{FB}}$ , die lokal an den AuE wirksam ist, zu der über die Zeit und die Fläche der gesamten Rinne gemittelten Erosionsrate  $\langle E_b \rangle$  kann durch folgende Betrachtung abgeschätzt werden :

Die über das gesamte Gerinne der Länge  $L$  und der Breite  $b$  gemittelte Erosionsrate lautet mit der Burstperiode  $T_b$  und der Lebensdauer der erosiven Struktur  $t_b$

$$\langle E_b \rangle = \frac{M_b t_b}{\Delta t T_b L b} \quad (9.16)$$

Der Ausdruck  $M_b/\Delta t$  ist die während einer erosionsaktiven Phase des Burstzyklusses erodierte

Masse pro Zeiteinheit. Der Aktive Bereich hat die longitudinale Ausdehnung  $x_{lb}$ . Die Anzahl dieser Bereiche im Gerinne ist durch das Produkt von Gerinnelänge und Wellenzahl ( $1/\lambda_x$ ) des Burstzyklus  $L/\lambda_x$  gegeben. Somit ergibt sich :

$$\frac{M_b}{\Delta t} = E_{FB} x_{lb} b \frac{L}{\lambda_x} \quad (9.17)$$

woraus mit  $T_b=333^+$ ,  $x_{lb}=100^+$ ,  $t_{lb}=70^+$  (Nino & Garcia) und  $\lambda_x=4.5$  h, beispielhaft für die bei den Versuchen mit  $Q=5l/s$  vorherrschenden Verhältnisse, folgt :

$$E_{FB} = \frac{T_b \lambda_x}{x_{lb} t_{lb}} \langle E_b \rangle = 237 \langle E_b \rangle \quad (9.18)$$

Die punktuell wirksame, sehr intensive Erosion ermöglicht die Ausbildung eines recht großen Sedimentspeichers, bevor der oben genannte Begrenzungseffekt wirksam wird . Limitiert wird die Erosion durch die Übergangswahrscheinlichkeit  $\Gamma_{\ddot{u}}$ , welche den erosiven Massenstrom reduziert.

## 10 Schlußfolgerung und Ausblick

### Experimentelle Untersuchungen

Ein wesentlicher Aspekt dieser Arbeit ergibt sich durch die verfeinerte Messmethode der Partikelanalyse, welche gleichzeitig die Messung von Konzentration und Korngrößenverteilung ermöglicht. Für die Erzielung aussagekräftiger Resultate ist ein sauberer Laboraufbau, welcher keinerlei unkontrollierte Absetzvorgänge erlaubt, erforderlich. Die auf optischen Effekten basierende Korngrößenanalyse bedarf dabei einer sorgfältigen Kalibrierung für das verwendete Versuchsmaterial, wobei gewährleistet sein muß, dass das Ausgangsmaterial für die Versuche in seiner Zusammensetzung nicht variiert. Da, wie in Kapitel 8 und 9 erörtert, die Versuchsbedingungen in zirkulierenden Gerinneströmungen, sowie in Gerinnen mit permanenter Sedimentzufuhr, erheblichen Einfluß auf die Versuchsergebnisse haben, ist es dringend erforderlich, neben einer möglichst guten Erfassung und Dokumentation der hydraulischen Parameter, die Versuchsbedingungen bei Laborexperimenten exakt anzugeben. Dies gilt insbesondere auch für das dem System zugehörige Rücklaufvolumen.

Die Arten des Sedimenttransports, sowie die im Versuch sich einstellenden Bedingungen für die Sohle, sind von entscheidender Bedeutung. Es muß unbedingt bekannt sein, ob beispielsweise das an der Sohle abgesetzte Material in Bewegung ist, also eine mobile Ablagerung in Form von Geschiebetransport darstellt, oder ob die Partikel in Ruhe sind. Die Auswirkung von Transportkörpern auf den Suspensatransport ist beträchtlich, so dass diese ebenfalls, zumindest durch visuelle Beobachtung, dokumentiert werden sollten.

Bei Vorhandensein einer rauhen Sohle, welche nicht aus dem Versuchsmaterial besteht, sollte diese beobachtet werden, da wie in Kapitel 7 dargelegt, es zu einer Absorption des zugegebenen Sandmaterials kommt, welche die Rauheitsstruktur verändert und im Vergleich zur glatten Sohle die Geschiebebewegung reduziert bzw. ganz verhindert und zu instationären Versuchsbedingungen führt. Instationarität soll hier bedeuten, dass die Adaption an den Gleichgewichtszustand erheblich länger dauert als die Mischprozesse, welche im Falle einer glatten Sohle abgeschlossen sein müssen, um einen Gleichgewichtszustand zu erreichen.

Nur wenn die oben genannten Voraussetzungen erfüllt sind, besteht die Vergleichbarkeit der Ergebnisse unterschiedlicher Laborexperimente. In jüngerer Zeit gibt es Bemühungen, Standards zur Durchführung und Auswertung von Laborversuchen zu definieren [57]. Die Ergebnisse der Arbeit lassen den Schluß zu, dass dies eine Bereicherung bezüglich der Nutzbarkeit von solchen Versuchen für wissenschaftliche Zwecke darstellen würde.

Die Auswertung der Versuchsergebnisse ist fixiert auf die Experimente mit glatter Sohle, da die ursprünglich geplante Gegenüberstellung dieser Ergebnisse, mit denen bei Verwendung eines rauhen Sohlbelags erzielten, aufgrund der völlig verschiedenen Transportmechanismen nicht möglich ist. Im ersten Fall handelt es sich um eine selektive Sedimentation mit Geschiebebewegung an der Sohle und einem Austausch zwischen suspendierten und abgelagerten, aber beweglichen Sedimenten, im anderen Fall wirken die Rauheitselemente an der Sohle als Partikelsenke, was zu einem langsamen Zusetzen derselben führt und somit mit einer Veränderung der Rauheit im Laufe der Zeit einhergeht. Die Resultate bei glatten Versuchsbedingungen geben hier einen tiefen Einblick in die Transportmechanismen, welche

durch eine selektive Sedimentation gegeben sind und eignen sich sehr gut für das Studium elementarer Transportvorgänge. Diese zu verstehen ist die Grundlage bei der Beurteilung weiterführender Prozesse, die sich beispielsweise durch Vorhandensein von Sohlrauheiten ergeben.

Um zu einer quantitativen Auswertung der Versuche zu kommen, ist die Annahme einer Modellvorstellung bezüglich der sohnahen Stoffflüsse, Sedimentation und Erosion, notwendig. Idealerweise verfährt man dabei so, dass die der physikalischen Modellvorstellung entspringende mathematische Formulierung auf Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen hin untersucht wird. Vorhandene, zunächst unbekannte Parameter können dann mit Hilfe der Messwerte festgelegt werden. Im hier vorliegenden Fall steht die gängige Annahme von transportkritischen Schwellwerten nicht in Übereinstimmung mit den bei den Experimenten gewonnenen Meßdaten. Der mit dem Schwellwertansatz einhergehende, ablagerungsfreie Transport bei Partikeln die kleiner als die der Versuchsbedingungen entsprechenden erosionskritischen Teilchen sind, konnte experimentell nicht verifiziert werden. Hinweise dafür gibt es allenfalls bei einem Experiment mit sehr geringer Zugabemenge (Abb.8.1a). Wendet man, basierend auf diese Messdaten, das Schwellwertkonzept an, so ergeben sich Gleichgewichtskonzentrationen, welche zwei bis drei Größenordnungen unter den Literaturangaben befinden und im Widerspruch zur ingenieurwissenschaftlichen Praxis in diesem Bereich stehen. Da nicht mit allerletzter Sicherheit ausgeschlossen werden kann, dass die Gleichgewichtskonzentrationen wirklich so gering sind - die durch die Versuchsbedingungen gegebenen Artefakte sind, wenn auch nicht diskutiert, bei anderen Autoren auch vorhanden - sollten weitere Messungen bei diesen kleinen Konzentrationen letzte Sicherheit bringen.

### **Numerische Untersuchungen**

Die Anwendung einer, auf turbulente Burstprozesse basierenden Sedimenterosion, liefert, in ein numerisches Modell implementiert, Ergebnisse die qualitativ den Messergebnissen entsprechen (siehe Abb. 9.15). Eine quantitative Übereinstimmung (Abb. 9.16) ergibt sich, wenn mit den erosiven Prozessen eine Übergangswahrscheinlichkeit von sohnahen Partikeln in den Bereich der turbulenten Strömung einhergeht, in welchem eine zur Suspension erforderliche turbulente Diffusion wirksam ist. Im Gegensatz zum Schwellwertansatz ist hier das Verhältnis zwischen der Zugabekonzentration und der sich am Ende eines langen Gerinnes einstellenden Gleichgewichtskonzentration konstant, wenn die erosiven Prozesse mit der gesamten, am Ort ihres Auftretens sich befindlichen Sedimentmenge, wechselwirken können. Man könnte dieses auch als Wechselwirkungs- oder Eindringtiefe mit bzw. in den Sedimentkörper bezeichnen.

Die Relevanz der hier beschriebenen Transportmechanismen auf reale Systeme, insbesondere die in Abb. 9.17b dargestellte Ausbildung eines Sedimentspeichers, dessen Aufbau für die hier betrachtete Situation eine Zeitdauer benötigt, welche ca. eine Zehnerpotenz über der mittleren Aufenthaltsdauer im System liegt, sollte in zukünftigen Arbeiten durch Anwendung numerischer Simulationen, sprich Parameterstudien, näher untersucht werden. Um die grundsätzlichen Auswirkungen dieser Prozesse zu studieren, könnten zunächst eindimensionale Betrachtungen ausreichend sein. Die Erosionsraten müßten dabei an die, durch die Burstprozesse und deren zeitliches und räumliches Auftreten gebundene Erosion, angepasst werden. Die Vorgehensweise bei Diskretisierungen, die wesentlich größer sind als die Zeit- und



Längenskalen der Burstprozesse, könnte wie folgend beschrieben sein :

- a.) Die Sedimentationsrate wird für jede numerische Zelle mit  $S=v_s C$  berechnet.
- b.) Die Flächenanteile der erosiven Bereiche an der Grundfläche der numerischen Zelle wird mittels der charakteristischen Ausdehnung dieser Bereiche und der Wellenzahl des Burstzyklus bestimmt. Mittels der Lebensdauer dieser Ereignisse und der Burstfrequenz, kann der für die Erosion zeitlich wirksame Anteil am numerischen Zeitschritt bestimmt werden. Das Sohlmaterial wird, gemäß den oben beschriebenen Flächen- und Zeitanteilen und der Übergangswahrscheinlichkeit  $\Gamma_u$ , an die numerische Zelle übergeben. Wichtig dabei ist, dass nur die Sedimentmasse an der Erosion beteiligt ist, welche sich im Bereich der erosiven Ereignisse befindet, also keinesfalls die ganze, in der numerischen Zelle abgelagerte Sedimentmenge. Der durch die Sedimentationsrate sich ergebende Massenanteil wird davon abgezogen. Gleichungen, welche die Berechnung der beteiligten Größen ermöglicht, sind in Kapitel 2 zusammengefasst. Die punktuelle Erosionsrate der erosiven Ereignisse ist durch Gl. 9.18 gegeben.
- c.) Die abgelagerten Sedimente können, je nach partikelspezifischen und hydraulischen Bedingungen, als Geschiebe transportiert werden. Dieser sohlnahe Massenstrom kann durch Gl. 9.10 beschrieben werden. Es sollte also der Transport im sohlnahen Bereich in Form eines eindimensionalen Kompartiments in das numerische Modell implementiert werden.

Als Referenz kann dann die Berechnung mit dem Schwellwertansatz betrachtet werden, bei welchem die flächengemittelten Erosionsraten denen des Burstansatzes entsprechen. Wendet man diese Berechnungsverfahren für verschiedene Fälle, welche Bezug zu praxisorientierten Fragestellungen haben, an, so kann, zumindest qualitativ, der Einfluß der unterschiedlichen Beschreibung der Transportmechanismen auf den Sedimenthaushalt eines Gewässers beurteilt werden.

## 11 Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit dem korngrößenabhängigen Transport von Feinpartikeln in turbulenten Gerinneströmungen. Diese Untersuchung basiert auf den Daten von Experimenten, welche in einem Laborkanal durchgeführt wurden. Dabei wurden glatte und raue Sohlverhältnisse verwirklicht. Der Schwerpunkt liegt auf dem sich einstellenden Transportgleichgewicht bei nicht beliebig hoher Verfügbarkeit von Sohlmaterial. Der Einfluss des Laborsystems auf die erzielten Gleichgewichtszustände wird berücksichtigt. Zur Beschreibung der sohnnahe Austauschprozesse werden schwellwertbezogene Ansätze und solche, die auf den zeitlich und räumlichen Skalen turbulenter Burstprozesse beruhen, betrachtet. Beide Ansätze werden mittels numerischer Modellrechnungen verglichen und anhand der Versuchsergebnisse bewertet.

Die in dieser Arbeit angewandte Kalibrierung der auf Lichtabsorption am Einzelpartikel basierenden Korngrößenanalyse, stellt eine sehr präzise Messmethode dar, durch welche der korngrößenselektiven Transport in einem Laborgerinne sehr genau erfasst werden kann. Die Messungen wurden mit Feinsedimenten (bis  $100\mu\text{m}$ ), welche überwiegend klein gegen die Kolmogoroffsche Mikroskala sind, durchgeführt. Der Versuchsstand besteht aus einem Laborgerinne mit zirkulierender Strömung. Die hydraulischen Parameter sind mittels Laser-Doppler-Anemometrie bestimmt worden und stimmen sehr gut mit Literaturdaten überein.

Neben Strömungs- und Konzentrationsmessungen, die an entnommenen Proben durchgeführt wurden, sind sohnnahe Sedimentbewegungen sowohl visuell, als auch durch einen, in Eigenentwicklung realisierten Partikelsensor, erfasst worden. Der durch turbulente Burstprozesse hervorgerufene sohnnahe Sedimenttausch, wurde mit diesem Sensor messtechnisch erfasst und liegt, was sein zeitlich intermittierendes Auftreten betrifft, nahe an den in der Literatur angegebenen Werten. Aus Literaturdaten entnommene Informationen über den Zusammenhang zwischen Strömungsparametern und der Ausbildung von Transportkörpern führten zu dem Ergebnis, dass nur beim kleinsten der hier realisierten Abflüsse eine Ausbildung von Riffelkörpern zu erwarten ist, ansonsten eine sohnnahe Sedimentbewegung, in Form von sich zu Linienstrukturen akkumulierenden Partikeln, stattfindet. Dies wird durch die Versuche auch bestätigt. Bei Auftreten von Transportkörpern steigt, durch erhöhte vertikale Diffusion, die Transportkapazität im Kanal an.

Im Falle einer dicht mit einer einfachen Lage von Sandkörnern beklebten Sohle, welche einen Durchmesser von ca.  $1\text{mm}$  haben, ergeben sich, im Vergleich zur glatten Sohle, qualitative Veränderungen im Transportverhalten der Sedimente im Gerinne. Die Adaption an einen Gleichgewichtszustand nimmt erheblich mehr Zeit in Anspruch als bei glatten Sohlverhältnissen, was an der allmählichen Einlagerung der überwiegend gröberen Partikel des zugegebenen Materials in die Sedimentzwischenräume begründet ist und zu einer zeitlichen Abnahme der Sohlrauheit führt. Die einmal hier eingelagerten Partikel können nicht resuspendiert werden, so dass sie dem Strömungskreislauf entzogen sind, während im Falle glatter Sohlverhältnisse die sohnnahe Partikel geschiebeartig bewegt werden und nach dem Durchlaufen des Gerinnes am oberstromigen Rand wieder in suspendierter Form zugegeben werden. Ein direkter Vergleich der Messdaten für raue und glatte Sohle ist somit nicht möglich.

Die gemessenen Partialkonzentrationen suspendierter Partikel, sowie die Sieblinien der in den Sedimentfallen gefangenen, sohnnahe bewegten Partikel, erlauben eine Abschätzung der bei

glatter Sohle als transportkritisch zu bewertenden Korngrößen. Der überlappende Bereich in den Sieblinien sohlnah bewegter und als Suspension transportierter Teilchen markiert ein Korngrößenintervall, für welches ein Austausch zwischen Sohle und Strömung vorhanden ist. Die Intervallgrenzen, die sich für verschiedene Sohlschubspannungen ergeben, markieren im Shieldsdiagramm den Korngrößenbereich mit Austausch zwischen Geschiebe und Suspension.

Zur Interpretation der Versuchsergebnisse wurde zunächst die Formulierung der sohlnahen, vertikalen Massenströme auf Basis von Schwellwerten für Sedimentation und Erosion, herangezogen. Diese führt bei hinreichend kleinen Konzentrationen zu einem ablagerungsfreien Transport suspendierter Partikel, sofern diese kleiner als der erosionskritische Durchmesser sind. Dieses Transportverhalten konnte durch die Messdaten jedoch nicht bestätigt werden, außer durch einen Hinweis im Bereich von Konzentrationen die zwei bis drei Größenordnungen unter den Literaturwerten für den Gleichgewichtstransport sind. Diese Unstimmigkeit führte zu einer genaueren Analyse der Auswirkungen der Laborbedingungen auf die Messergebnisse.

Die Versuchsbedingungen in solchen Laborgerinnen unterscheiden sich von denen in natürlichen Systemen, welche in Strömungsrichtung wesentlich ausgedehnter sind, dadurch, dass hier entweder Gerinne mit begrenzter Länge oder solche mit zirkulierender Strömung verwendet werden. Diese Anordnungen führen bei Feinsedimenten zu einem Transportverhalten, welches bezüglich der Beurteilung von Gleichgewichtszuständen in langen Gerinnen nur eine eingeschränkte Übertragbarkeit zulässt. Zur Abschätzung der Abweichungen der am Gerinneende gemessenen Konzentrationen, von denen in einem sehr langen Gerinne, wurde ein heuristischer Ansatz entwickelt, welcher auf den charakteristischen Zeitskalen der Transportprozesse in einem zirkulierenden Laborsystem beruht. Den Schwellwertansatz zugrunde gelegt, ergibt sich qualitativ eine Erhöhung der gemessenen Konzentrationswerte am Gerinneende, bezogen auf die Gleichgewichtskonzentration, welche sich durch gegenseitiges Aufheben von Sedimentation und Erosion ergibt.

Ein instationäres, 2-dimensional-vertikales numerisches Modell wurde erstellt, um die Transportmechanismen in einem solchen Laborsystem besser untersuchen zu können und um zu quantitativen Aussagen zu gelangen. In diesem Modell wird die Geschiebebewegung, sowie die rücklaufende Strömung berücksichtigt. Die Erosionsraten werden wahlweise durch den Schwellwertansatz oder eine, an die Mechanismen des turbulenten Burstprozess angelehnte Formulierung, beschrieben. Die burstbasierte Variante liefert hierbei Ergebnisse, welche qualitativ mit den experimentellen Befunden übereinstimmt. Die Einführung einer, mit den erosiv wirksamen Phasen des Burstprozesses einhergehenden Übergangswahrscheinlichkeit für Partikel im viskositätsdominierten wandnahem Bereich, in die turbulente Strömung, konnte eine quantitative Übereinstimmung mit den Messdaten liefern. Diese Übergangswahrscheinlichkeit ist abhängig von der Sohlschubspannung, nicht hingegen von der Korngröße.

Mit dem so kalibrierten Modell wurde nun Berechnungen für sehr lange Gerinne durchgeführt, wobei die hydraulischen Parameter denen der Versuche entsprechen. Dabei zeigt sich, dass durch die lokalen, zeitlich periodisch auftretenden Erosionsprozesse und den damit verbundenen erosionsfreien Phasen der Aufbau eines sohlnahen Sedimentspeichers ermöglicht wird, welcher mit der Partikelsuspension erst nach einem Zeitraum, der deutlich größer als die mittlere Aufenthaltsdauer im System ist, im Gleichgewicht steht.

## Abstract

### **Fractional depositon of suspended particles interacting with the near-wall turbulent flow structures**

The present work is focussed on the grain size-dependent transport of fine particles in turbulent open channel flow. This investigation is based on the data of experimental investigations, which were conducted in a laboratory channel with both smooth and rough bed. The main focus is the transport equilibrium in case of a limited availability of bed material, regarding the influence of the laboratory system on the experimental results. For the description of the near-bed vertical mass fluxes, either a threshold based approach and a formulation, based on the spatial and temporal scales of the turbulent burst cycle was applied. Both approaches were compared by means of numerical calculations and are evaluated on the basis of the experimental results.

The calibration for the particle size analysis, which was applied in the present work, provides a very precise measuring method to characterize the fractional transport in laboratory flumes. The experimental investigation with fine sand particles (max.100 $\mu\text{m}$ ), which are smaller than Kolmogoroffs microscale, were conducted under hydraulically smooth and rough conditions. The experimental set up consists of a laboratory flume with closed recirculating flow system. The hydraulic parameters were determined by means of a laser doppler anemometry and show good agreement with literature data of turbulent open channel flow.

In addition to concentration measurements suspended sampling, both visual observation of the near-bed movement of sediment particles and measurements with a self-developed particle sensor were realized. The particle erosion due to turbulent bursts, could be identified by evaluation of the sensor signals and the temporally intermittent occurrence of these events are close to the values indicated in the literature. The study of literature data about the development of bed forms under a specified hydraulic load, leads to the result, that only for the lowest shear stress, realized at the present investigation, a formation of ripples is expected. Otherwise a near-bed movement of sediment particles, accumulating at low speed streaks, is expected. These qualitative forms of near bed sediment transport were observed in the experimental investigation and they agree with the above mentioned predictions. In case of the presence of ripples, the transport capacity increases due to the strong vertical diffusion caused by these structures.

In case of a rough channel bed, realized by a single layer of closely packed sand particles with a diameter of about 1mm, the sediment transport in the flume behaves qualitatively different from the hydraulically smooth conditions. The transient process towards the equilibrium transport, takes substantially more time than in case of smooth bed conditions, because of the gradual deposition of coarser particles into the gaps between the roughness elements. So a temporal reduction of the bed roughness leads to a change of the near wall conditions. Once trapped by the roughness elements, these particles can not move in the circulating system any more, whereas the deposited sediments over a smooth bed were transported as bed load, and after passing the length of the flume, they are added again as suspended particles into the recirculating system. These different processes do not allow to compare the results for smooth and rough beds.

The measured partial concentrations of suspended particles, as well as the particle size distribution in the sediment traps, allow an estimation of the critical particle size for

sedimentation and erosion. The overlapping range in the grading curves of the sediments transported at the bed and in suspension, marks a grain size interval, which indicates an exchange between bed load and suspended transport. The minimum and maximum particle size of these intervals at different shear stresses, mark a grain size range in Shields diagram, for which exchange processes between bed load and suspension is to be expected.

A first interpretation of the experimental results is based on the formulation of the near bed vertical mass fluxes as a function of critical shear stresses for sedimentation and erosion. This approach leads for sufficiently small concentrations to a deposition-free transport of suspended particles, if the particle size is below the critical diameter for erosion. This transport behavior could not be validated by the measured data, except at very small concentrations, which are two or three orders of magnitude below the equilibrium concentrations, calculated with several formulas in the literature. This discrepancy led to a more exact analysis of the effects of the laboratory conditions, here realized by a circulating flow, on the experimental results.

Generally, the conditions in laboratory flumes differ from those in natural systems, which are substantially more expanded in streamwise direction, because normally either channels with limited length or with a circulating flow are used. These laboratory conditions will lead to an equilibrium state, especially with respect to the equilibrium concentration, realized at the end of the channel, which shows only a limited comparability to the steady state concentration of suspended sediments in a very long channel. To find a first estimation of the deviations of equilibrium concentrations in both systems, a heuristic approach was developed, which is based on the characteristic time scales of the transportation processes in a circulating system with bed-load transport. Based on the threshold hypothesis for sedimentation and erosion, the result of this qualitative consideration is, that the measured concentration at the end of the laboratory channel is higher than the equilibrium concentration, which results from equality of sedimentation and erosion rates, i.e the concentration in a very long channel.

An unsteady, two-dimensional-vertical numeric model was developed, in order to enable a more detailed investigation of the transportation mechanisms in such laboratory systems which allows also quantitative statements. In this model the bed-load motion, as well as the circulating flow are considered. The erosion rates are described alternatively by the threshold value or by a formulation, based on the mechanisms of the turbulent burst process. Only the burst-based formulation leads to results, which agree qualitatively with the data, obtained from the experimental investigation. A quantitative agreement between measured and simulated data can be obtained by introducing a probability for the erosion of particles located in the viscous sub layer, during the erosive eject events of the turbulent burst cycle. The probability turned out to be a function of the bed shear stress, but seems to be independent from particle size.

Now, with the numerical model calibrated in the above mentioned way, calculations for a very long channel were performed, whereby the hydraulic parameters correspond to those of the experimental investigation. The results of the simulation show, that the local, temporally and spatially distributed erosion processes and the settling of suspended particles between their occurrence, enables the accumulation of a large amount of sediments, transported as bed-load. The transport equilibrium, characterized by a balanced net mass flux between bed- and suspended load, is reached after some time, which is considerably larger than the average retention period in the system.

**Literaturhinweise**

- [1] Du Boys, M. P. (1879). "Le Rhone et les Rivieres a Lit affouillable", *Annales de Ponts et Chaussées*, sec. 5, vol. 18, pp. 141-195
- [2] Shields, A. (1936). "Anwendung der Ähnlichkeitsmechanik und der Turbulenzforschung auf die Geschiebebewegung", *Mitteilungen 26, Preussische Versuchsanstalt für Wasser-Erd- und Schiffbau*
- [3] Nezu, I. Nakagawa, H. (1993). "Turbulence in Open-Channel Flows", *IAHR Monograph. A. A. Balkema Rotterdam*
- [4] Nino, Y Garcia, M.H. (1996). "Experiments on particle-turbulence interactions in the near-wall region of an open channel flow: implications for sedimen transport", *J. Fluid Mech*, vol. 326, pp.285-319
- [5] Fischer, M. (2000). "Turbulente wandgebundene Strömungen bei kleinen Reynoldszahlen", *Ibidem-Verlag*
- [6] Yalin, M. S. (1977). "Mechanics of sediment transport", *Pergamon Press*
- [7] Yang, C. T. (1996). "Sediment Transport, Theory and Practice", *McGraw-Hill*
- [8] van Rijn, L. C. (1984). "Sediment transport. Part I Bed load transport", *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, 110(10),pp. 1431-1456
- [9] Zanke, U. (1982) "Grundlagen der Sedimentbewegung", *Springer Verlag Berlin*
- [10] Sumer, B.M. (1986). "Recent developments on the mechanics of sediment suspension", *Transport of Suspended Solids in Open Channels, Balkema, Rotterdam*,pp. 3-22
- [11] Meyer-Peter, E. Müller, R. (1948). "Formula for Bed-Load Transport", *Proceedings of International Association for Hydraulic Research, 2nd Meeting, Stockholm.*
- [12] Einstein, H. A. (1942). "The Bed-Load Function for Sediment Transportation in Open Channel Flows", *U.S. Department of Agriculture, Soil Conservation Service, Technical Bulletin no. 1026*
- [13] Einstein, H. A. Chien, N. (1954). "Second Approximation to the Solution of Suspended-Load Theory", *University of California, Institute of Engineering Research, no. 3*
- [14] Rouse, H. (1937). "Modern Conceptions of the Mechanics of Turbulence", *Transactions of the ASCE*, vol 102
- [15] Bagnold, R. A. (1966). "An Approach to the Sediment Transport Problem from General Physics", *U.S. Geological Survey Professional Paper 422-J*

- [16] Westrich, B. Juraschek, M. (1986). "Transport- und Sedimentationsverhalten von Suspensa in ungestauten und gestauten Fließgewässern", Wiss. Bericht Nr. 86/7, Inst. für Wasserbau, Universität Stuttgart
- [17] Celik, Rodi (1984). "A deposition-entrainment model for suspended sediment transport", Sonderforschungsbereich 210, Universität Karlsruhe
- [18] Hinze, J. O. (1975). "Turbulence" McGraw-Hill Classic Textbook Reissue
- [19] Grass, A. J. (1974). "Transport of fine sand on a flat bed : turbulence and suspension mechanics", *Euromech* 48, pp. 33-34. Tech. Univ. Denmark
- [20] Gyr, A. (1983). "Towards a better definition of the three types of sediment transport", *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 21, No. 1, pp. 1-15
- [21] Gyr, A. Kinzelbach W. (2003), "Bed Forms in Turbulent Channel Flow", *Applied Mechanics Reviews*, ASME, 57(1), p.7793
- [22] Yalin, M. S. Ferreira da Silva, A. M. (2001), "Fluvial Processes", IAHR Monograph
- [23] Cao, Z. (1997), "Turbulent Bursting-Based Sediment Entrainment Function", *Journal of Hydraulic Engineering*, March 1997, pp. 233-236
- [24] Cao, Z. (1999), "Equilibrium Near-Bed Concentration of Suspended Sediment", *Journal of Hydraulic Engineering*, December 1999, pp. 1270-1278
- [25] Ferreira, R.M.L. Leal, J.G.A.B. & Cardoso, A.H. (2003), "Transport of graded sediment in turbulent open-channel flows. A phenomenological approach", *Proceeding XXX IAHR Congress*, Augt. 24-29, Theme C, Vol. II, pp. 261-268, Thessaloniki, Greece
- [26] Shen, W. and Lemmin, U. (1996). "Ultrasonic measurements of suspended sediments. A concentration profiling system with attenuation compensation" *Meas. Sci. Tech.*, vol. 7, p. 1191-1194.
- [27] Cellino, M. Graf, W.H. (2000). "Experiments on suspension flow in open channels with bed forms", *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 38, 2000, No. 4
- [28] Nikora, V.I. Goring, D.G. (2002). "Fluctuations of Suspended Sediment Concentration and Turbulent Sediment Fluxes in an Open-Channel Flow", *Journal of Hydraulic Engineering*, February 2002, pp. 214-224
- [29] Cellino, M. Graf, W.H. (2000). "Suspension flows in open channels; experimental study", *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 40, 2002, No. 4, pp. 435-447
- [30] Cao, Z. Egashira, S. (1999). "Turbulence modulation by suspended sediment in open channel flow", *Proceedings of 28th Congress of International Association for Hydraulic Research*, Papers on CD-Rom

- [31] Wai, O. W. (2003). "A Lid-Driven Elongated Annular Flume (LEAF) for the Determination of Sediment Transport Properties", Sedimentation and Sediment Transport, Proceedings of the Symposium held in Monte Verita, Switzerland, from September 2nd to September 6th, 2002, pp. 241-244, Kluwer Academic Publishers
- [32] Landau, L.D. Lifschitz, E.M. (1991). "Lehrbuch der theoretischen Physik VI Hydrodynamik", 5. Auflage, Akademie Verlag Berlin
- [33] van Driest, E. R. (1956). "On turbulent flow near a wall", J. Aeron. Sci., 23, pp. 1007-1011
- [34] Bagnold, R. A. (1966). "An Approach to the Sediment Transport Problem from General Physics", U.S. Geological Survey Professional Paper 422-J
- [35] Oseen, C. (1927). "Hydrodynamik", Akademische Verlagsgesellschaft Leipzig
- [36] Krone, R. B. (1962). "Flume studies of the transport of sediment in estuarine shoaling processes", Technical Report, Hydraulic Engineering Laboratory and Sanitary Engineering Research Laboratory, Univ. Of California, Berkeley
- [37] Partheniades, E., (1965). "Erosion and deposition of cohesive soils", Americ. Soc. Civ. Eng., J. Hydraulics Division , HY1, pp. 105-139
- [38] Kuijper, C. Cornelisse, J. M. Winterwerp, J. C. (1989). "Research on erosive properties of cohesive sediments", J. Geophysical Research, 94(C10):14, pp. 341-350
- [39] Ingenieurgesellschaft für Automatisierungs- und Computertechnik (1993). "Handbuch Partmaster L", Bedienungsanleitung für Partkellmessgerät Partmaster L
- [40] Heinl, E. (2002). "Modellversuch an einer Rührapparatur zum Suspendieren von Feststoffen in Flüssigkeiten", Praktikumsanleitung Verfahrenstechnisches Labor, Universität Braunschweig
- [41] Bauer, J. (1989). "Analog- und Digitalmesstechnik", Vorlesungsmanuskript des Physikalischen Instituts der Univ. Stuttgart
- [42] Grass, A. J. (1971). "Structural features of turbulent flow over smooth and rough boundaries", J. Fluid Mech., 50, pp. 233-255
- [43] Durst, F. Melling, A. Whitelaw, J. H. (1987). "Theorie und Praxis der Laser-Doppler-Anemometrie", G. Braun-Verlag Karlsruhe
- [44] Kern, U. (1997). "Transport von Schweb- und Schadstoffen in staugeregelten Fließgewässern am Beispiel des Neckars", Mitteilungen Heft 93, Inst. f. Wasserbau Univ. Stuttgart, Diss



- [45] Blackwelder, R. F. Haritonidis, J. H. (1983). "Scaling of the bursting frequency in turbulent boundary layers", *J. Fluid Mech.* 132, pp. 87-103
- [46] Wilmarth, W. W. Sharma, L. K. (1984). "Study of turbulent structure with hot wires smaller than the viscous length", *J. Fluid Mech.*, 142, pp. 121-149
- [47] Rashidi, M. Hetsroni, G. (1990) Banerjee, S. "Particle-turbulence interaction in a boundary layer", *Intl J. Multiphase Flow* 16, pp. 935-949
- [48] Vanoni, V. A. (1946). "Transportation of Suspended Sediment by Water", *Transactions of the ASCE*, Vol. 111, pp. 67-133
- [49] Bogard, D. G. Tiederman, W. G. (1986). "Burst detection with single-point velocity measurements", *J. Fluid Mech.*, 162, pp. 389-413
- [50] Luchik, T. S. Tiederman, W. G. (1987). "Time-scale and structure of ejections and bursts in turbulent channel flows", *J. Fluid Mech.*, 174, pp. 529-552
- [51] Schälchli, U. (1993). "Die Kolmation von Fließgewässersohlen: Prozesse und Berechnungsgrundlagen", *Diss. ETH Nr. 10293, Eidg. Techn. Hochschule Zürich*
- [52] Westrich, B. (1988). "Fluvialer Feststofftransport - Auswirkungen auf die Morphologie und Bedeutung für die Gewässergüte", *Schriftenreihe GWF Wasser, Abwasser, Band 22, Oldenbourg Verlag, München*
- [53] Kinzelbach, W. (1992). "Numerische Methoden zur Modellierung des Transports von Schadstoffen im Grundwasser", *R. Oldenbourg Verlag, München*
- [54] Bear, J. (1979). "Hydraulics of Groundwater", *McGraw-Hill, New York.*
- [55] Markofsky, M. (1980). "Strömungsmechanische Aspekte der Wasserqualität", *Schriftenreihe GWF Wasser, Abwasser, Heft 18, Oldenbourg Verlag, München*
- [56] van Rijn, L. C. (1984). "Sediment transport part II : suspended load transport", *ASCE J. of Hydr. Eng.*, 111(11), pp. 1613-1641
- [57] Muste, M. (2002). "Sources of bias errors in flume experiments on suspended-sediment transport", *J. of Hydr. Research*, Vol. 40, No. 6, pp. 695-708
- [58] Xu, Y. (1997). "Numerical Modelling of Suspended Sediment Transport in Rivers", *Mitteilungen, Heft 98, Inst. f. Wasserbau Univ. Stuttgart, Diss*
- [59] Nakagawa, H. (1988). "Stochastic Approach to Sediment Transport Problem", *J. of Hydroscience and Hydr. Eng.* Vol. 6, No. 2/1988

- [60] Dreher, T. Kern, U. Westrich, B. (1995). “ Numerical modelling of long-term transport of suspended solids and cadmium in a lock regulated section of the Neckar river”, Hydra 2000, London, Vol. 4, pp. 199-204
- [61] Macke, E. (1982). “Über den Feststofftransport bei niedrigen Konzentrationen in teilgefüllten Rohrleitungen”, Mitt. d. Leichtweiss- Instituts für Wasserbau, TU Braunschweig, Heft 76
- [62] Horowitz, P. Hill, W. (1996). “ Die hohe Schule der Elektronik 1”, Elektor Verlag Aachen
- [63] DVWK Schriften (1999). “Methoden zur Erkundung, Untersuchung und Bewertung von Sedimentablagerungen und Schwebstoffen in Gewässern”, Band 128, Kommissionsvertrieb Wirtschafts- und Verlagsgesellschaft Gas und Wasser, Bonn

## Anhang A

### Beschreibung und Hinweise zur Meßschaltung des Partikelsensors

Die Messbrücke wird von einem Rechteck-Taktgenerator gespeist, wobei die Oberwellen mittels eines Tiefpasses entfernt werden, als Speisespannung also ein sinusförmiges Signal mit einer Frequenz von 80 MHz zur Verfügung steht. Um den Brückenabgleich möglichst präzise zu ermöglichen, sind die Abgleichorgane mit einem Wellenleiter gleicher Länge mit der Messbrückenplatine verbunden (siehe Abb. 4.2).

Die Brückenspannung wird zunächst zwei mal mittels einem Linereceiver MC10H116 der ECL-Logik Familie von Motorola verstärkt. Dieses Bauteil, eigentlich ein Logik IC, wird verwendet, da er zwischen den ECL Pegeln (Differenz ca 1,3 V) als einfach zu handhabender Differenzverstärker (Verstärkungsfaktor ca. 5) verwendet werden kann, und so für die ohnehin sehr kleinen Brückenspannungen bestens geeignet ist. Ebenfalls sind die Anforderungen an die Linearität nicht sehr hoch, da lediglich Pulse ausgewertet werden. Im weiteren Signalweg erfolgt eine nochmalige Verstärkung um einen Faktor 10, eine Filterung des Signals mittels eines Bandpasses, sowie die Demodulation mit einem Rceiver-Signal-Stärke-Indikator AD8307 von Analog Devices, dessen Ausgang eine dem Logarithmus der Eingangs-HF Amplitude proportionale Gleichspannung liefert. Dieser Verstärker hat einen dynamischen Bereich von 92 dB und ist somit hervorragend geeignet um auch sehr schwache Signale zu erkennen. Bei dem aufgebauten Prototyp beträgt der gesamte Verstärkungsfaktor ca. 250, so daß nach der Demodulierung noch Brückenverstimmungen unter  $1\mu\text{V}$  deutlich über dem Rauschpegel liegende Signale liefern. Beim Brückenabgleich ist zu beachten, dass geringste Temperaturänderungen die Meßbrücke verstimmen, so dass vor jeder Messung der Brückenabgleich kontrolliert werden sollte.

Dieser sollte stets so ausgeführt werden, dass der Abgleichkondensator eine etwas größere Kapazität hat als der Sensor, da bei einem Partikeldurchgang die Sensorkapazität abnimmt und so die Brückenverstimmung nur in eine Richtung stattfinden kann. Ist die Kapazität des Sensors bei Klarwasser größer als die des Abgleichkondensators, kann es passieren, dass es bei der Annäherung eines Partikels an einen Spalt zu einem Nulldurchgang mit anschließender Auslenkung der Meßbrücke in die andere Richtung kommt, was zwei Signalpeaks, einen negativen und einen positiven, zur Folge hätte. Dadurch ergibt sich eine Verfälschung der Meßwerte.

Bauteile und Erklärungen zu Abb. 4.2:

- Taktgenerator 80 Mhz Rechteck
- Tiefpassfilter zur Unterdrückung der Oberwellen des Rechtecksignals
- $R_m$  : Brückenwiderstand
- $R_s$  : Einstellbarer Widerstand zum Brückenabgleich
- $C_s$  : Einstellbarer Kondensator zum Brückenabgleich (ggf. Kapazitätsdioden zur automatischen Temperaturkompensation)
- $R_m$  : Widerstand des Sensors
- $C_m$  : Kapazität des Sensors

Koaxialleitungen RG 176  $\varnothing$  2mm : zum Sensor bzw zum Abgleich (im Gehäuse aufgewickelt)

MC10H116 : Triple Linereceiver von Motorola

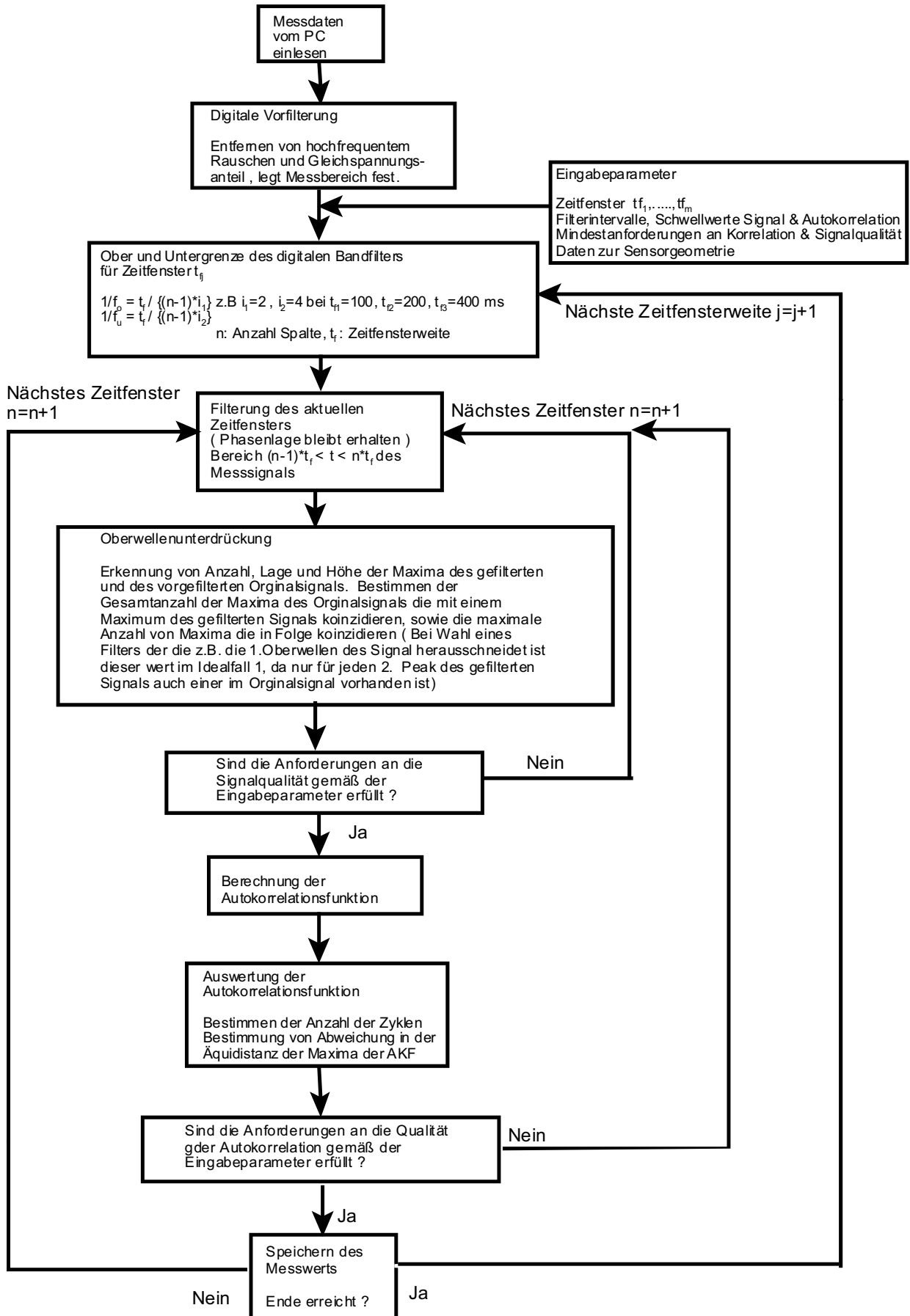
OPA644 : Low distortion current feedback operational amplifier von Burr Brown

Bandpassfilter 80 Mhz

AD8307 : Low cost DC-500 Mhz, 92dB logarithmic amplifier von Analog Devices

$V_{bb}$  : Mittenspannung zwischen high und low ECL - Level

## Anhang B : Flußdiagramm für den Algorithmus der Signalverarbeitung.



## Anhang C

### Algorithmus zur Ermittlung der Anzahl koinzidierender Maxima gefilterter und ungefilterter Signale

```

Imax=17      (Für Signal wie in Abb. 4.6 dargestellt)
Jmax=10      (Für Signal wie in Abb. 4.6 dargestellt)
mk = 0
Jk=0
j1=1
for I to Imax
for J=J1 to Jmax
if ( Maximum  $U_j(t)$  zeitgleich mit Maximum  $U_{fi}(t)$  ) then
    If (Jk = 0) then
        Jg=1
        Jk=1
        Ja=Jg-I
        mk=1
    Else
        Jg=Jg+1
        Jn=Jn - I
        If (Jn = Ja) then
            Jk=Jk+1
            If (Jk > mk) then
                mk=Jk
            Endif
        Else
            Jk=1
        Endif
        Ja=Jn
    Endif
    J1=J1+1
Endif
Next J
Next I

```

Erklärung der Zeichen :

- mk : Maximale Anzahl der aufeinanderfolgenden, zeitgleichen (koinzidierenden) Maxima im Zeitabschnitt  $t_f$
- Jk : Zähler für die Anzahl der aufeinanderfolgenden Maxima ( $Jk \leq Mk$ )
- Jg : Zähler für Gesamtanzahl der koinzidierenden Maxima
- Ja, Jn : Hilfsvariable
- J1 : Beginn der Schleifenvariablen J
- Imax : Anzahl der Maxima von  $U_f(t)$
- Jmax : Anzahl der Maxima von  $U(t)$

Für das Beispiel in Abb. 4.6 sind nach Ablauf des Programms die Variablen wie folgt besetzt:

mk	:	7;	Ja,Jn	:	-6,-6;	Jmax	:	10
Jk	:	1;	J1	:	10			
Jg	:	8;	Imax	:	17			

## Anhang D

## Versuchsbedingungen bei experimenten mit rauher Sohle

Erläuterungen hierzu sind in Kapitel 6 gegeben

Abfluß l/s	Zugabemasse g	Sensor	Augew. Proben $\xi=y/h$	Zeit Minuten	$C_{tot}$ bei $\xi=0,5$ g/l	$d_{50}$ bei $\xi=0,5$ $\mu\text{m}$	$C_{tot}/C_R$ bei $\xi=0,5$
5	1020	nein	-	0	3,0	37	1
5	1020	nein	0,5; 0,1	6	1,40	24,2	0,47
5	1020	ja	0,5	13,5	1,27	23,1	0,42
5	1020	ja	0,5; 0,1; 0,0	31	1,23	22,4	0,41
5	1020	ja	0,5	51	1,18	23,2	0,39
5	1020	ja	0,5	51	1,18	23,4	0,39
5	1020	ja	0,5; 0,1; 0,0	74	1,12	22,2	0,37
5	1020	ja	0,5	104	1,10	22,8	0,37
5	1020	ja	0,5; 0,1	143	1,07	21,4	0,36
5	1020	ja	0,5	191	1,04	20,9	0,35
5	1020	nein	0,5; 0,1; 0,0	231	1,02	20,5	0,34

Tabelle D.1 : Versuchsdaten bei  $Q = 51/\text{s}$  ;  $C_R = 3,0 \text{ g/l}$

Abfluß l/s	Zugabemasse g	Sensor	Augew. Proben $\xi=y/h$	Zeit Minuten	$C_{tot}$ bei $\xi=0,5$ mg/l	$d_{50}$ bei $\xi=0,5$ $\mu\text{m}$	$C_{tot}/C_R$ bei $\xi=0,5$
10	42,8	nein	-	0	100	37	1
10	42,8	ja	0,5; 0,07; 0,0	5	54,6	27,3	0,546
10	42,8	ja	0,5; 0,07; 0,0	18	35,8	19,9	0,358
10	42,8	ja	0,5	38	27,1	16,4	0,271
10	42,8	ja	0,5; 0,07; 0,0	59	20,2	13,7	0,202
10	42,8	ja	0,5	87	16,4	12,6	0,164



Abfluß l/s	Zugabemasse g	Sensor	Augew. Proben $\xi=y/h$	Zeit Minuten	$C_{tot}$ bei $\xi=0,5$ mg/l	$d_{50}$ bei $\xi=0,5$ $\mu\text{m}$	$C_{tot}/C_R$ bei $\xi=0,5$
10	42,8	nein	0,5; 0,07; 0,0	118	14,0	11,5	0,14
10	42,8	nein	0,5	147	11,5	11,3	0,115
10	42,8	ja	0,5; 0,07; 0,0	178	9,5	10,2	0,095
10	42,8	ja	0,5	211	8,5	10,3	0,085
10	42,8	ja	0,5; 0,07; 0,0	236	5,2	11,2	0,052

Tabelle D.2 : Versuchsdaten bei  $Q = 10\text{l/s}$  ;  $C_R = 0,1\text{ g/l}$ 

Abfluß l/s	Zugabemasse g	Sensor	Augew. Proben $\xi=y/h$	Zeit Minuten	$C_{tot}$ bei $\xi=0,5$ g/l	$d_{50}$ bei $\xi=0,5$ $\mu\text{m}$	$C_{tot}/C_R$ bei $\xi=0,5$
10	428	nein	-	0	$C_R=1$	37	1
10	428	ja	0,5; 0,07; 0,0	7	0,52	27,1	0,52
10	428	ja	0,5; 0,07; 0,0	22	0,46	25,8	0,46
10	428	ja	0,5	42	0,45	26,6	0,45
10	428	ja	0,5; 0,07; 0,0	63	0,46	25,0	0,46
10	428	ja	0,5	90	0,41	24,3	0,41
10	428	ja	0,5; 0,07; 0,0	125	0,40	24,4	0,40
10	428	ja	0,5	150	0,36	23,3	0,36
10	428	ja	0,5; 0,07; 0,0	176	0,34	23,7	0,34
10	428	nein	0,5	204	0,33	22,1	0,33
10	428	ja	0,5; 0,07; 0,0	227	0,33	22,7	0,33

Tabelle D.3 : Versuchsdaten bei  $Q = 10\text{l/s}$  ;  $C_R = 1,0\text{ g/l}$ 

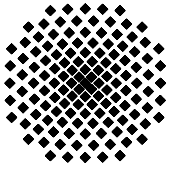
Abfluß l/s	Zugabemasse g	Sensor	Augew. Proben $\xi=y/h$	Zeit Minuten	$C_{tot}$ bei $\xi=0,5$ mg/l	$d_{50}$ bei $\xi=0,5$ $\mu\text{m}$	$C_{tot}/C_R$ bei $\xi=0,5$
15	45,8	nein	-	0	100	37	1

Abfluß l/s	Zugabemasse g	Sensor	Augew. Proben $\xi=y/h$	Zeit Minuten	$C_{tot}$ bei $\xi=0,5$ mg/l	$d_{50}$ bei $\xi=0,5$ $\mu\text{m}$	$C_{tot}/C_R$ bei $\xi=0,5$
15	45,8	ja	0,0	5	-	-	-
15	45,8	ja	0,5; 0,055; 0,0	13	42,9	23,4	0,429
15	45,8	ja	0,5; 0,055; 0,0	34,5	31,9	18,1	0,319
15	45,8	ja	0,5; 0,055; 0,0	56,5	24,7	15,8	0,247
15	45,8	ja	0,5; 0,055; 0,0	85,5	21,5	14,1	0,215
15	45,8	ja	0,5; 0,055; 0,0	122,5	18,2	12,4	0,182
15	45,8	ja	0,5; 0,055; 0,0	161,5	16,5	11,3	0,165
15	45,8	nein	0,5; 0,055; 0,0	189,5	14,5	11,4	0,145

Tabelle D.4 : Versuchsdaten bei  $Q = 15\text{l/s}$  ;  $C_R = 0,1\text{ g/l}$ 

Abfluß l/s	Zugabemasse g	Sensor	Augew. Proben $\xi=y/h$	Zeit Minuten	$C_{tot}$ bei $\xi=0,5$ g/l	$d_{50}$ bei $\xi=0,5$ $\mu\text{m}$	$C_{tot}/C_R$ bei $\xi=0,5$
15	458	nein	-	0	$C_R=1$	37	1
15	458	ja	0,0; 0,055; 0,0	8,5	0,71	31,9	0,71
15	458	ja	0,5; 0,055; 0,0	26,5	0,62	29,5	0,62
15	458	ja	0,5; 0,055; 0,0	59,5	0,56	28,4	0,56
15	458	ja	0,5	59,5	0,55	28,5	0,55
15	458	ja	0,5; 0,055; 0,0	95,5	0,56	29,9	0,56
15	458	nein	0,5; 0,055; 0,0	136,5	0,51	28,1	0,51
15	458	ja	0,5; 0,055; 0,0	174,5	0,47	26,8	0,47
15	458	nein	0,5; 0,055; 0,0	214,5	0,49	29,3	0,49

Tabelle D.5 : Versuchsdaten bei  $Q = 15\text{l/s}$  ;  $C_R = 1,0\text{ g/l}$



## Institut für Wasserbau Universität Stuttgart

Pfaffenwaldring 61  
70569 Stuttgart (Vaihingen)  
Telefon (0711) 685 - 64717/64749/64752/64679  
Telefax (0711) 685 - 67020 o. 64746 o. 64681  
E-Mail: [iws@iws.uni-stuttgart.de](mailto:iws@iws.uni-stuttgart.de)  
<http://www.iws.uni-stuttgart.de>

### Direktoren

Prof. Dr. rer. nat. Dr.-Ing. András Bárdossy  
Prof. Dr.-Ing. Rainer Helmig  
Prof. Dr.-Ing. Silke Wieprecht

### Vorstand (Stand 1.2.2008)

Prof. Dr. rer. nat. Dr.-Ing. A. Bárdossy  
Prof. Dr.-Ing. R. Helmig  
Prof. Dr.-Ing. S. Wieprecht  
Prof. Dr.-Ing. habil. B. Westrich  
Jürgen Braun, PhD  
Dr.-Ing. H. Class  
Dr.-Ing. S. Hartmann  
Dr.-Ing. H.-P. Koschitzky  
PD Dr.-Ing. W. Marx  
Dr. rer. nat. J. Seidel

### Emeriti

Prof. Dr.-Ing. habil. Dr.-Ing. E.h. Jürgen Giesecke  
Prof. Dr.h.c. Dr.-Ing. E.h. Helmut Kobus, PhD

### Lehrstuhl für Wasserbau und Wassermengenwirtschaft

Leiter: Prof. Dr.-Ing. Silke Wieprecht  
Stellv.: PD Dr.-Ing. Walter Marx, AOR

### Lehrstuhl für Hydromechanik und Hydrosystemmodellierung

Leiter: Prof. Dr.-Ing. Rainer Helmig  
Stellv.: Dr.-Ing. Holger Class, AOR

### Lehrstuhl für Hydrologie und Geohydrologie

Leiter: Prof. Dr. rer. nat. Dr.-Ing. András Bárdossy  
Stellv.: Dr. rer. nat. Jochen Seidel

### VEGAS, Versuchseinrichtung zur Grundwasser- und Altlastensanierung

Leitung: Jürgen Braun, PhD  
Dr.-Ing. Hans-Peter Koschitzky, AD

### Versuchsanstalt für Wasserbau

Leiter: apl. Prof. Dr.-Ing. habil. Bernhard Westrich

## Verzeichnis der Mitteilungshefte

- 1 Röhnisch, Arthur: *Die Bemühungen um eine Wasserbauliche Versuchsanstalt an der Technischen Hochschule Stuttgart,* und  
Fattah Abouleid, Abdel: *Beitrag zur Berechnung einer in lockeren Sand gerammten, zweifach verankerten Spundwand,* 1963
- 2 Marotz, Günter: *Beitrag zur Frage der Standfestigkeit von dichten Asphaltbelägen im Großwasserbau,* 1964
- 3 Gurr, Siegfried: *Beitrag zur Berechnung zusammengesetzter ebener Flächen-tragwerke unter besonderer Berücksichtigung ebener Stauwände, mit Hilfe von Randwert- und Lastwertmatrizen,* 1965
- 4 Plica, Peter: *Ein Beitrag zur Anwendung von Schalenkonstruktionen im Stahlwasserbau,* und Petrikat, Kurt: *Möglichkeiten und Grenzen des wasserbaulichen Versuchswesens,* 1966

- 5 Plate, Erich: *Beitrag zur Bestimmung der Windgeschwindigkeitsverteilung in der durch eine Wand gestörten bodennahen Luftschicht, und*  
Röhnisch, Arthur; Marotz, Günter: *Neue Baustoffe und Bauausführungen für den Schutz der Böschungen und der Sohle von Kanälen, Flüssen und Häfen; Gesteungskosten und jeweilige Vorteile, sowie Unny, T.E.: Schwingungsuntersuchungen am Kegelstrahlschieber, 1967*
- 6 Seiler, Erich: *Die Ermittlung des Anlagenwertes der bundeseigenen Binnenschiffahrtsstraßen und Talsperren und des Anteils der Binnenschifffahrt an diesem Wert, 1967*
- 7 *Sonderheft anlässlich des 65. Geburtstages von Prof. Arthur Röhnisch mit Beiträgen von* Benk, Dieter; Breitling, J.; Gurr, Siegfried; Haberhauer, Robert; Honekamp, Hermann; Kuz, Klaus Dieter; Marotz, Günter; Mayer-Vorfelder, Hans-Jörg; Miller, Rudolf; Plate, Erich J.; Radomski, Helge; Schwarz, Helmut; Vollmer, Ernst; Wildenhahn, Eberhard; 1967
- 8 Jumikis, Alfred: *Beitrag zur experimentellen Untersuchung des Wassernachschubs in einem gefrierenden Boden und die Beurteilung der Ergebnisse, 1968*
- 9 Marotz, Günter: *Technische Grundlagen einer Wasserspeicherung im natürlichen Untergrund, 1968*
- 10 Radomski, Helge: *Untersuchungen über den Einfluß der Querschnittsform wellenförmiger Spundwände auf die statischen und rammtechnischen Eigenschaften, 1968*
- 11 Schwarz, Helmut: *Die Grenztragfähigkeit des Baugrundes bei Einwirkung vertikal gezogener Ankerplatten als zweidimensionales Bruchproblem, 1969*
- 12 Erbel, Klaus: *Ein Beitrag zur Untersuchung der Metamorphose von Mittelgebirgsschneedecken unter besonderer Berücksichtigung eines Verfahrens zur Bestimmung der thermischen Schneequalität, 1969*
- 13 Westhaus, Karl-Heinz: *Der Strukturwandel in der Binnenschifffahrt und sein Einfluß auf den Ausbau der Binnenschiffskanäle, 1969*
- 14 Mayer-Vorfelder, Hans-Jörg: *Ein Beitrag zur Berechnung des Erdwiderstandes unter Ansatz der logarithmischen Spirale als Gleitflächenfunktion, 1970*
- 15 Schulz, Manfred: *Berechnung des räumlichen Erddruckes auf die Wandung kreiszylindrischer Körper, 1970*
- 16 Mobasseri, Manoutschehr: *Die Rippenstützmauer. Konstruktion und Grenzen ihrer Standsicherheit, 1970*
- 17 Benk, Dieter: *Ein Beitrag zum Betrieb und zur Bemessung von Hochwasserrückhaltebecken, 1970*

- 18 Gál, Attila: *Bestimmung der mitschwingenden Wassermasse bei überströmten Fischbauchklappen mit kreiszylindrischem Staublech*, 1971, vergriffen
- 19 Kuz, Klaus Dieter: *Ein Beitrag zur Frage des Einsetzens von Kavitationserscheinungen in einer Düsenströmung bei Berücksichtigung der im Wasser gelösten Gase*, 1971, vergriffen
- 20 Schaak, Hartmut: *Verteilleitungen von Wasserkraftanlagen*, 1971
- 21 *Sonderheft zur Eröffnung der neuen Versuchsanstalt des Instituts für Wasserbau der Universität Stuttgart mit Beiträgen von* Brombach, Hansjörg; Dirksen, Wolfram; Gál, Attila; Gerlach, Reinhard; Giesecke, Jürgen; Holthoff, Franz-Josef; Kuz, Klaus Dieter; Marotz, Günter; Minor, Hans-Erwin; Petrikat, Kurt; Röhnisch, Arthur; Rueff, Helge; Schwarz, Helmut; Vollmer, Ernst; Wildenhahn, Eberhard; 1972
- 22 Wang, Chung-su: *Ein Beitrag zur Berechnung der Schwingungen an Kegelstrahlschiebern*, 1972
- 23 Mayer-Vorfelder, Hans-Jörg: *Erdwiderstandsbeiwerte nach dem Ohde-Variationsverfahren*, 1972
- 24 Minor, Hans-Erwin: *Beitrag zur Bestimmung der Schwingungsanfachungsfunktionen überströmter Stauklappen*, 1972, vergriffen
- 25 Brombach, Hansjörg: *Untersuchung strömungsmechanischer Elemente (Fluidik) und die Möglichkeit der Anwendung von Wirbelkammerelementen im Wasserbau*, 1972, vergriffen
- 26 Wildenhahn, Eberhard: *Beitrag zur Berechnung von Horizontalfilterbrunnen*, 1972
- 27 Steinlein, Helmut: *Die Eliminierung der Schwebstoffe aus Flußwasser zum Zweck der unterirdischen Wasserspeicherung, gezeigt am Beispiel der Iller*, 1972
- 28 Holthoff, Franz Josef: *Die Überwindung großer Hubhöhen in der Binnenschifffahrt durch Schwimmerhebwerke*, 1973
- 29 Röder, Karl: *Einwirkungen aus Baugrundbewegungen auf trog- und kastenförmige Konstruktionen des Wasser- und Tunnelbaues*, 1973
- 30 Kretschmer, Heinz: *Die Bemessung von Bogenstaumauern in Abhängigkeit von der Talform*, 1973
- 31 Honekamp, Hermann: *Beitrag zur Berechnung der Montage von Unterwasserpipelines*, 1973
- 32 Giesecke, Jürgen: *Die Wirbelkammertriode als neuartiges Steuerorgan im Wasserbau*, und Brombach, Hansjörg: *Entwicklung, Bauformen, Wirkungsweise und Steuereigenschaften von Wirbelkammerverstärkern*, 1974

- 33 Rueff, Helge: *Untersuchung der schwingungserregenden Kräfte an zwei hintereinander angeordneten Tiefschützen unter besonderer Berücksichtigung von Kavitation*, 1974
- 34 Röhnisch, Arthur: *Einpreßversuche mit Zementmörtel für Spannbeton - Vergleich der Ergebnisse von Modellversuchen mit Ausführungen in Hüllwellrohren*, 1975
- 35 *Sonderheft anlässlich des 65. Geburtstages von Prof. Dr.-Ing. Kurt Petrikat mit Beiträgen von:* Brombach, Hansjörg; Erbel, Klaus; Flinspach, Dieter; Fischer jr., Richard; Gàl, Attila; Gerlach, Reinhard; Giesecke, Jürgen; Haberhauer, Robert; Hafner Edzard; Hausenblas, Bernhard; Horlacher, Hans-Burkhard; Hutarew, Andreas; Knoll, Manfred; Krummet, Ralph; Marotz, Günter; Merkle, Theodor; Miller, Christoph; Minor, Hans-Erwin; Neumayer, Hans; Rao, Syamala; Rath, Paul; Rueff, Helge; Ruppert, Jürgen; Schwarz, Wolfgang; Topal-Gökceli, Mehmet; Vollmer, Ernst; Wang, Chung-su; Weber, Hans-Georg; 1975
- 36 Berger, Jochum: *Beitrag zur Berechnung des Spannungszustandes in rotations-symmetrisch belasteten Kugelschalen veränderlicher Wandstärke unter Gas- und Flüssigkeitsdruck durch Integration schwach singulärer Differentialgleichungen*, 1975
- 37 Dirksen, Wolfram: *Berechnung instationärer Abflußvorgänge in gestauten Gerinnen mittels Differenzenverfahren und die Anwendung auf Hochwasserrückhaltebecken*, 1976
- 38 Horlacher, Hans-Burkhard: *Berechnung instationärer Temperatur- und Wärmespannungsfelder in langen mehrschichtigen Hohlzylindern*, 1976
- 39 Hafner, Edzard: *Untersuchung der hydrodynamischen Kräfte auf Baukörper im Tiefwasserbereich des Meeres*, 1977, ISBN 3-921694-39-6
- 40 Ruppert, Jürgen: *Über den Axialwirbelkammerverstärker für den Einsatz im Wasserbau*, 1977, ISBN 3-921694-40-X
- 41 Hutarew, Andreas: *Beitrag zur Beeinflußbarkeit des Sauerstoffgehalts in Fließgewässern an Abstürzen und Wehren*, 1977, ISBN 3-921694-41-8, vergriffen
- 42 Miller, Christoph: *Ein Beitrag zur Bestimmung der schwingungserregenden Kräfte an unterströmten Wehren*, 1977, ISBN 3-921694-42-6
- 43 Schwarz, Wolfgang: *Druckstoßberechnung unter Berücksichtigung der Radial- und Längsverschiebungen der Rohrwandung*, 1978, ISBN 3-921694-43-4
- 44 Kinzelbach, Wolfgang: *Numerische Untersuchungen über den optimalen Einsatz variabler Kühlsysteme einer Kraftwerkskette am Beispiel Oberrhein*, 1978, ISBN 3-921694-44-2
- 45 Barczewski, Baldur: *Neue Meßmethoden für Wasser-Luftgemische und deren Anwendung auf zweiphasige Auftriebsstrahlen*, 1979, ISBN 3-921694-45-0

- 46 Neumayer, Hans: *Untersuchung der Strömungsvorgänge in radialen Wirbelkammerverstärkern*, 1979, ISBN 3-921694-46-9
- 47 Elalfy, Youssef-Elhassan: *Untersuchung der Strömungsvorgänge in Wirbelkammerdioden und -drosseln*, 1979, ISBN 3-921694-47-7
- 48 Brombach, Hansjörg: *Automatisierung der Bewirtschaftung von Wasserspeichern*, 1981, ISBN 3-921694-48-5
- 49 Geldner, Peter: *Deterministische und stochastische Methoden zur Bestimmung der Selbstdichtung von Gewässern*, 1981, ISBN 3-921694-49-3, vergriffen
- 50 Mehlhorn, Hans: *Temperaturveränderungen im Grundwasser durch Brauchwasserseinleitungen*, 1982, ISBN 3-921694-50-7, vergriffen
- 51 Hafner, Edzard: *Rohrleitungen und Behälter im Meer*, 1983, ISBN 3-921694-51-5
- 52 Rinnert, Bernd: *Hydrodynamische Dispersion in porösen Medien: Einfluß von Dichteunterschieden auf die Vertikalvermischung in horizontaler Strömung*, 1983, ISBN 3-921694-52-3, vergriffen
- 53 Lindner, Wulf: *Steuerung von Grundwasserentnahmen unter Einhaltung ökologischer Kriterien*, 1983, ISBN 3-921694-53-1, vergriffen
- 54 Herr, Michael; Herzer, Jörg; Kinzelbach, Wolfgang; Kobus, Helmut; Rinnert, Bernd: *Methoden zur rechnerischen Erfassung und hydraulischen Sanierung von Grundwasserkontaminationen*, 1983, ISBN 3-921694-54-X
- 55 Schmitt, Paul: *Wege zur Automatisierung der Niederschlagsermittlung*, 1984, ISBN 3-921694-55-8, vergriffen
- 56 Müller, Peter: *Transport und selektive Sedimentation von Schwebstoffen bei gestautem Abfluß*, 1985, ISBN 3-921694-56-6
- 57 El-Qawasmeh, Fuad: *Möglichkeiten und Grenzen der Tropfbewässerung unter besonderer Berücksichtigung der Verstopfungsanfälligkeit der Tropfelemente*, 1985, ISBN 3-921694-57-4, vergriffen
- 58 Kirchenbaur, Klaus: *Mikroprozessorgesteuerte Erfassung instationärer Druckfelder am Beispiel seegangsbelasteter Baukörper*, 1985, ISBN 3-921694-58-2
- 59 Kobus, Helmut (Hrsg.): *Modellierung des großräumigen Wärme- und Schadstofftransports im Grundwasser*, Tätigkeitsbericht 1984/85 (DFG-Forscherguppe an den Universitäten Hohenheim, Karlsruhe und Stuttgart), 1985, ISBN 3-921694-59-0, vergriffen
- 60 Spitz, Karlheinz: *Dispersion in porösen Medien: Einfluß von Inhomogenitäten und Dichteunterschieden*, 1985, ISBN 3-921694-60-4, vergriffen
- 61 Kobus, Helmut: *An Introduction to Air-Water Flows in Hydraulics*, 1985, ISBN 3-921694-61-2

- 62 Kaleris, Vassilios: *Erfassung des Austausches von Oberflächen- und Grundwasser in horizontalebene Grundwassermodellen*, 1986, ISBN 3-921694-62-0
- 63 Herr, Michael: *Grundlagen der hydraulischen Sanierung verunreinigter Porengrundwasserleiter*, 1987, ISBN 3-921694-63-9
- 64 Marx, Walter: *Berechnung von Temperatur und Spannung in Massenbeton infolge Hydratation*, 1987, ISBN 3-921694-64-7
- 65 Koschitzky, Hans-Peter: *Dimensionierungskonzept für Sohlbelüfter in Schußrinnen zur Vermeidung von Kavitationsschäden*, 1987, ISBN 3-921694-65-5
- 66 Kobus, Helmut (Hrsg.): *Modellierung des großräumigen Wärme- und Schadstofftransports im Grundwasser*, Tätigkeitsbericht 1986/87 (DFG-Forschergruppe an den Universitäten Hohenheim, Karlsruhe und Stuttgart) 1987, ISBN 3-921694-66-3
- 67 Söll, Thomas: *Berechnungsverfahren zur Abschätzung anthropogener Temperaturanomalien im Grundwasser*, 1988, ISBN 3-921694-67-1
- 68 Dittrich, Andreas; Westrich, Bernd: *Bodenseeufererosion, Bestandsaufnahme und Bewertung*, 1988, ISBN 3-921694-68-X, vergriffen
- 69 Huwe, Bernd; van der Ploeg, Rienk R.: *Modelle zur Simulation des Stickstoffhaushaltes von Standorten mit unterschiedlicher landwirtschaftlicher Nutzung*, 1988, ISBN 3-921694-69-8, vergriffen
- 70 Stephan, Karl: *Integration elliptischer Funktionen*, 1988, ISBN 3-921694-70-1
- 71 Kobus, Helmut; Zilliox, Lothaire (Hrsg.): *Nitratbelastung des Grundwassers, Auswirkungen der Landwirtschaft auf die Grundwasser- und Rohwasserbeschaffenheit und Maßnahmen zum Schutz des Grundwassers*. Vorträge des deutsch-französischen Kolloquiums am 6. Oktober 1988, Universitäten Stuttgart und Louis Pasteur Strasbourg (Vorträge in deutsch oder französisch, Kurzfassungen zweisprachig), 1988, ISBN 3-921694-71-X
- 72 Soyeaux, Renald: *Unterströmung von Stauanlagen auf klüftigem Untergrund unter Berücksichtigung laminarer und turbulenter Fließzustände*, 1991, ISBN 3-921694-72-8
- 73 Kohane, Roberto: *Berechnungsmethoden für Hochwasserabfluß in Fließgewässern mit überströmten Vorländern*, 1991, ISBN 3-921694-73-6
- 74 Hassinger, Reinhard: *Beitrag zur Hydraulik und Bemessung von Blocksteinrampen in flexibler Bauweise*, 1991, ISBN 3-921694-74-4, vergriffen
- 75 Schäfer, Gerhard: *Einfluß von Schichtenstrukturen und lokalen Einlagerungen auf die Längsdispersion in Porengrundwasserleitern*, 1991, ISBN 3-921694-75-2
- 76 Giesecke, Jürgen: *Vorträge, Wasserwirtschaft in stark besiedelten Regionen; Umweltforschung mit Schwerpunkt Wasserwirtschaft*, 1991, ISBN 3-921694-76-0



- 77 Huwe, Bernd: *Deterministische und stochastische Ansätze zur Modellierung des Stickstoffhaushalts landwirtschaftlich genutzter Flächen auf unterschiedlichem Skalenniveau*, 1992, ISBN 3-921694-77-9, vergriffen
- 78 Rommel, Michael: *Verwendung von Kluftdaten zur realitätsnahen Generierung von Kluftnetzen mit anschließender laminar-turbulenter Strömungsberechnung*, 1993, ISBN 3-92 1694-78-7
- 79 Marschall, Paul: *Die Ermittlung lokaler Stofffrachten im Grundwasser mit Hilfe von Einbohrloch-Meßverfahren*, 1993, ISBN 3-921694-79-5, vergriffen
- 80 Ptak, Thomas: *Stofftransport in heterogenen Porenaquiferen: Felduntersuchungen und stochastische Modellierung*, 1993, ISBN 3-921694-80-9, vergriffen
- 81 Haakh, Frieder: *Transientes Strömungsverhalten in Wirbelkammern*, 1993, ISBN 3-921694-81-7
- 82 Kobus, Helmut; Cirpka, Olaf; Barczewski, Baldur; Koschitzky, Hans-Peter: *Versuchseinrichtung zur Grundwasser und Altlastensanierung VEGAS, Konzeption und Programmrahmen*, 1993, ISBN 3-921694-82-5
- 83 Zang, Weidong: *Optimaler Echtzeit-Betrieb eines Speichers mit aktueller Abflußregenerierung*, 1994, ISBN 3-921694-83-3, vergriffen
- 84 Franke, Hans-Jörg: *Stochastische Modellierung eines flächenhaften Stoffeintrages und Transports in Grundwasser am Beispiel der Pflanzenschutzmittelproblematik*, 1995, ISBN 3-921694-84-1
- 85 Lang, Ulrich: *Simulation regionaler Strömungs- und Transportvorgänge in Karst-aquiferen mit Hilfe des Doppelkontinuum-Ansatzes: Methodenentwicklung und Parameteridentifikation*, 1995, ISBN 3-921694-85-X, vergriffen
- 86 Helmig, Rainer: *Einführung in die Numerischen Methoden der Hydromechanik*, 1996, ISBN 3-921694-86-8, vergriffen
- 87 Cirpka, Olaf: *CONTRACT: A Numerical Tool for Contaminant Transport and Chemical Transformations - Theory and Program Documentation -*, 1996, ISBN 3-921694-87-6
- 88 Haberlandt, Uwe: *Stochastische Synthese und Regionalisierung des Niederschlages für Schmutzfrachtberechnungen*, 1996, ISBN 3-921694-88-4
- 89 Croisé, Jean: *Extraktion von flüchtigen Chemikalien aus natürlichen Lockergesteinen mittels erzwungener Luftströmung*, 1996, ISBN 3-921694-89-2, vergriffen
- 90 Jorde, Klaus: *Ökologisch begründete, dynamische Mindestwasserregelungen bei Ausleitungskraftwerken*, 1997, ISBN 3-921694-90-6, vergriffen
- 91 Helmig, Rainer: *Gekoppelte Strömungs- und Transportprozesse im Untergrund - Ein Beitrag zur Hydrosystemmodellierung-*, 1998, ISBN 3-921694-91-4

- 92 Emmert, Martin: *Numerische Modellierung nichtisothermer Gas-Wasser Systeme in porösen Medien*, 1997, ISBN 3-921694-92-2
- 93 Kern, Ulrich: *Transport von Schweb- und Schadstoffen in staugeregelten Fließgewässern am Beispiel des Neckars*, 1997, ISBN 3-921694-93-0, vergriffen
- 94 Förster, Georg: *Druckstoßdämpfung durch große Luftblasen in Hochpunkten von Rohrleitungen* 1997, ISBN 3-921694-94-9
- 95 Cirpka, Olaf: *Numerische Methoden zur Simulation des reaktiven Mehrkomponententransports im Grundwasser*, 1997, ISBN 3-921694-95-7, vergriffen
- 96 Färber, Arne: *Wärmetransport in der ungesättigten Bodenzone: Entwicklung einer thermischen In-situ-Sanierungstechnologie*, 1997, ISBN 3-921694-96-5
- 97 Betz, Christoph: *Wasserdampfdestillation von Schadstoffen im porösen Medium: Entwicklung einer thermischen In-situ-Sanierungstechnologie*, 1998, ISBN 3-921694-97-3
- 98 Xu, Yichun: *Numerical Modeling of Suspended Sediment Transport in Rivers*, 1998, ISBN 3-921694-98-1, vergriffen
- 99 Wüst, Wolfgang: *Geochemische Untersuchungen zur Sanierung CKW-kontaminierter Aquifere mit Fe(0)-Reaktionswänden*, 2000, ISBN 3-933761-02-2
- 100 Sheta, Hussam: *Simulation von Mehrphasenvorgängen in porösen Medien unter Einbeziehung von Hysterese-Effekten*, 2000, ISBN 3-933761-03-4
- 101 Ayros, Edwin: *Regionalisierung extremer Abflüsse auf der Grundlage statistischer Verfahren*, 2000, ISBN 3-933761-04-2, vergriffen
- 102 Huber, Ralf: *Compositional Multiphase Flow and Transport in Heterogeneous Porous Media*, 2000, ISBN 3-933761-05-0
- 103 Braun, Christopherus: *Ein Upscaling-Verfahren für Mehrphasenströmungen in porösen Medien*, 2000, ISBN 3-933761-06-9
- 104 Hofmann, Bernd: *Entwicklung eines rechnergestützten Managementsystems zur Beurteilung von Grundwasserschadensfällen*, 2000, ISBN 3-933761-07-7
- 105 Class, Holger: *Theorie und numerische Modellierung nichtisothermer Mehrphasenprozesse in NAPL-kontaminierten porösen Medien*, 2001, ISBN 3-933761-08-5
- 106 Schmidt, Reinhard: *Wasserdampf- und Heißluftinjektion zur thermischen Sanierung kontaminierter Standorte*, 2001, ISBN 3-933761-09-3
- 107 Josef, Reinhold: *Schadstoffextraktion mit hydraulischen Sanierungsverfahren unter Anwendung von grenzflächenaktiven Stoffen*, 2001, ISBN 3-933761-10-7

- 108 Schneider, Matthias: *Habitat- und Abflussmodellierung für Fließgewässer mit unscharfen Berechnungsansätzen*, 2001, ISBN 3-933761-11-5
- 109 Rathgeb, Andreas: *Hydrodynamische Bemessungsgrundlagen für Lockerdeckwerke an überströmbaren Erddämmen*, 2001, ISBN 3-933761-12-3
- 110 Lang, Stefan: *Parallele numerische Simulation instationärer Probleme mit adaptiven Methoden auf unstrukturierten Gittern*, 2001, ISBN 3-933761-13-1
- 111 Appt, Jochen; Stumpp Simone: *Die Bodensee-Messkampagne 2001, IWS/CWR Lake Constance Measurement Program 2001*, 2002, ISBN 3-933761-14-X
- 112 Heimerl, Stephan: *Systematische Beurteilung von Wasserkraftprojekten*, 2002, ISBN 3-933761-15-8
- 113 Iqbal, Amin: *On the Management and Salinity Control of Drip Irrigation*, 2002, ISBN 3-933761-16-6
- 114 Silberhorn-Hemminger, Annette: *Modellierung von Kluffaquifersystemen: Geostatistische Analyse und deterministisch-stochastische Kluffgenerierung*, 2002, ISBN 3-933761-17-4
- 115 Winkler, Angela: *Prozesse des Wärme- und Stofftransports bei der In-situ-Sanierung mit festen Wärmequellen*, 2003, ISBN 3-933761-18-2
- 116 Marx, Walter: *Wasserkraft, Bewässerung, Umwelt - Planungs- und Bewertungsschwerpunkte der Wasserbewirtschaftung*, 2003, ISBN 3-933761-19-0
- 117 Hinkelmann, Reinhard: *Efficient Numerical Methods and Information-Processing Techniques in Environment Water*, 2003, ISBN 3-933761-20-4
- 118 Samaniego-Eguiguren, Luis Eduardo: *Hydrological Consequences of Land Use / Land Cover and Climatic Changes in Mesoscale Catchments*, 2003, ISBN 3-933761-21-2
- 119 Neunhäuserer, Lina: *Diskretisierungsansätze zur Modellierung von Strömungs- und Transportprozessen in geklüftet-porösen Medien*, 2003, ISBN 3-933761-22-0
- 120 Paul, Maren: *Simulation of Two-Phase Flow in Heterogeneous Porous Media with Adaptive Methods*, 2003, ISBN 3-933761-23-9
- 121 Ehret, Uwe: *Rainfall and Flood Nowcasting in Small Catchments using Weather Radar*, 2003, ISBN 3-933761-24-7
- 122 Haag, Ingo: *Der Sauerstoffhaushalt staugeregelter Flüsse am Beispiel des Neckars - Analysen, Experimente, Simulationen -*, 2003, ISBN 3-933761-25-5
- 123 Appt, Jochen: *Analysis of Basin-Scale Internal Waves in Upper Lake Constance*, 2003, ISBN 3-933761-26-3

- 124 Hrsg.: Schrenk, Volker; Batereau, Katrin; Barczewski, Baldur; Weber, Karolin und Koschitzky, Hans-Peter: *Symposium Ressource Fläche und VEGAS - Statuskolloquium 2003, 30. September und 1. Oktober 2003*, 2003, ISBN 3-933761-27-1
- 125 Omar Khalil Ouda: *Optimisation of Agricultural Water Use: A Decision Support System for the Gaza Strip*, 2003, ISBN 3-933761-28-0
- 126 Batereau, Katrin: *Sensorbasierte Bodenluftmessung zur Vor-Ort-Erkundung von Schadensherden im Untergrund*, 2004, ISBN 3-933761-29-8
- 127 Witt, Oliver: *Erosionsstabilität von Gewässersedimenten mit Auswirkung auf den Stofftransport bei Hochwasser am Beispiel ausgewählter Stauhaltungen des Oberrheins*, 2004, ISBN 3-933761-30-1
- 128 Jakobs, Hartmut: *Simulation nicht-isothermer Gas-Wasser-Prozesse in komplexen Kluft-Matrix-Systemen*, 2004, ISBN 3-933761-31-X
- 129 Li, Chen-Chien: *Deterministisch-stochastisches Berechnungskonzept zur Beurteilung der Auswirkungen erosiver Hochwasserereignisse in Flusstauhaltungen*, 2004, ISBN 3-933761-32-8
- 130 Reichenberger, Volker; Helmig, Rainer; Jakobs, Hartmut; Bastian, Peter; Niessner, Jennifer: *Complex Gas-Water Processes in Discrete Fracture-Matrix Systems: Upscaling, Mass-Conservative Discretization and Efficient Multilevel Solution*, 2004, ISBN 3-933761-33-6
- 131 Hrsg.: Barczewski, Baldur; Koschitzky, Hans-Peter; Weber, Karolin; Wege, Ralf: *VEGAS - Statuskolloquium 2004*, Tagungsband zur Veranstaltung am 05. Oktober 2004 an der Universität Stuttgart, Campus Stuttgart-Vaihingen, 2004, ISBN 3-933761-34-4
- 132 Asie, Kemal Jabir: *Finite Volume Models for Multiphase Multicomponent Flow through Porous Media*. 2005, ISBN 3-933761-35-2
- 133 Jacoub, George: *Development of a 2-D Numerical Module for Particulate Contaminant Transport in Flood Retention Reservoirs and Impounded Rivers*, 2004, ISBN 3-933761-36-0
- 134 Nowak, Wolfgang: *Geostatistical Methods for the Identification of Flow and Transport Parameters in the Subsurface*, 2005, ISBN 3-933761-37-9
- 135 Süß, Mia: *Analysis of the influence of structures and boundaries on flow and transport processes in fractured porous media*, 2005, ISBN 3-933761-38-7
- 136 Jose, Surabhin Chackiath: *Experimental Investigations on Longitudinal Dispersive Mixing in Heterogeneous Aquifers*, 2005, ISBN: 3-933761-39-5
- 137 Filiz, Fulya: *Linking Large-Scale Meteorological Conditions to Floods in Mesoscale Catchments*, 2005, ISBN 3-933761-40-9

- 138 Qin, Minghao: *Wirklichkeitsnahe und recheneffiziente Ermittlung von Temperatur und Spannungen bei großen RCC-Staumauern*, 2005, ISBN 3-933761-41-7
- 139 Kobayashi, Kenichiro: *Optimization Methods for Multiphase Systems in the Sub-surface - Application to Methane Migration in Coal Mining Areas*, 2005, ISBN 3-933761-42-5
- 140 Rahman, Md. Arifur: *Experimental Investigations on Transverse Dispersive Mixing in Heterogeneous Porous Media*, 2005, ISBN 3-933761-43-3
- 141 Schrenk, Volker: *Ökobilanzen zur Bewertung von Altlastensanierungsmaßnahmen*, 2005, ISBN 3-933761-44-1
- 142 Hundecha, Hirpa Yeshewatersfa: *Regionalization of Parameters of a Conceptual Rainfall-Runoff Model*, 2005, ISBN: 3-933761-45-X
- 143 Wege, Ralf: *Untersuchungs- und Überwachungsmethoden für die Beurteilung natürlicher Selbstreinigungsprozesse im Grundwasser*, 2005, ISBN 3-933761-46-8
- 144 Breiting, Thomas: *Techniken und Methoden der Hydroinformatik - Modellierung von komplexen Hydrosystemen im Untergrund*, 2006, 3-933761-47-6
- 145 Hrsg.: Braun, Jürgen; Koschitzky, Hans-Peter; Müller, Martin: *Ressource Untergrund: 10 Jahre VEGAS: Forschung und Technologieentwicklung zum Schutz von Grundwasser und Boden*, Tagungsband zur Veranstaltung am 28. und 29. September 2005 an der Universität Stuttgart, Campus Stuttgart-Vaihingen, 2005, ISBN 3-933761-48-4
- 146 Rojanschi, Vlad: *Abflusskonzentration in mesoskaligen Einzugsgebieten unter Berücksichtigung des Sickerraumes*, 2006, ISBN 3-933761-49-2
- 147 Winkler, Nina Simone: *Optimierung der Steuerung von Hochwasserrückhaltebecken-systemen*, 2006, ISBN 3-933761-50-6
- 148 Wolf, Jens: *Räumlich differenzierte Modellierung der Grundwasserströmung alluvialer Aquifere für mesoskalige Einzugsgebiete*, 2006, ISBN: 3-933761-51-4
- 149 Kohler, Beate: *Externe Effekte der Laufwasserkraftnutzung*, 2006, ISBN 3-933761-52-2
- 150 Hrsg.: Braun, Jürgen; Koschitzky, Hans-Peter; Stuhmann, Matthias: *VEGAS-Statuskolloquium 2006*, Tagungsband zur Veranstaltung am 28. September 2006 an der Universität Stuttgart, Campus Stuttgart-Vaihingen, 2006, ISBN 3-933761-53-0
- 151 Niessner, Jennifer: *Multi-Scale Modeling of Multi-Phase - Multi-Component Processes in Heterogeneous Porous Media*, 2006, ISBN 3-933761-54-9
- 152 Fischer, Markus: *Beanspruchung eingeeerdeter Rohrleitungen infolge Austrocknung bindiger Böden*, 2006, ISBN 3-933761-55-7

- 153 Schneck, Alexander: *Optimierung der Grundwasserbewirtschaftung unter Berücksichtigung der Belange der Wasserversorgung, der Landwirtschaft und des Naturschutzes*, 2006, ISBN 3-933761-56-5
- 154 Das, Tapash: *The Impact of Spatial Variability of Precipitation on the Predictive Uncertainty of Hydrological Models*, 2006, ISBN 3-933761-57-3
- 155 Bielinski, Andreas: *Numerical Simulation of CO<sub>2</sub> sequestration in geological formations*, 2007, ISBN 3-933761-58-1
- 156 Mödinger, Jens: *Entwicklung eines Bewertungs- und Entscheidungsunterstützungssystems für eine nachhaltige regionale Grundwasserbewirtschaftung*, 2006, ISBN 3-933761-60-3
- 157 Manthey, Sabine: *Two-phase flow processes with dynamic effects in porous media - parameter estimation and simulation*, 2007, ISBN 3-933761-61-1
- 158 Pozos Estrada, Oscar: *Investigation on the Effects of Entrained Air in Pipelines*, 2007, ISBN 3-933761-62-X
- 159 Ochs, Steffen Oliver: *Steam injection into saturated porous media – process analysis including experimental and numerical investigations*, 2007, ISBN 3-933761-63-8
- 160 Marx, Andreas: *Einsatz gekoppelter Modelle und Wetterradar zur Abschätzung von Niederschlagsintensitäten und zur Abflussvorhersage*, 2007, ISBN 3-933761-64-6
- 161 Hartmann, Gabriele Maria: *Investigation of Evapotranspiration Concepts in Hydrological Modelling for Climate Change Impact Assessment*, 2007, ISBN 3-933761-65-4
- 162 Kebede Gurmessa, Tesfaye: *Numerical Investigation on Flow and Transport Characteristics to Improve Long-Term Simulation of Reservoir Sedimentation*, 2007, ISBN 3-933761-66-2
- 163 Trifković, Aleksandar: *Multi-objective and Risk-based Modelling Methodology for Planning, Design and Operation of Water Supply Systems*, 2007, ISBN 3-933761-67-0
- 164 Götzinger, Jens: *Distributed Conceptual Hydrological Modelling - Simulation of Climate, Land Use Change Impact and Uncertainty Analysis*, 2007, ISBN 3-933761-68-9
- 165 Hrsg.: Braun, Jürgen; Koschitzky, Hans-Peter; Stuhmann, Matthias: *VEGAS – Kolloquium 2007*, Tagungsband zur Veranstaltung am 26. September 2007 an der Universität Stuttgart, Campus Stuttgart-Vaihingen, 2007, ISBN 3-933761-69-7
- 166 Freeman, Beau: *Modernization Criteria Assessment for Water Resources Planning; Klamath Irrigation Project, U.S.*, 2008, ISBN 3-933761-70-0

- 167 Dreher, Thomas: *Selektive Sedimentation von Feinstschwebstoffen in Wechselwirkung mit wandnahen turbulenten Strömungsbedingungen*, 2008, ISBN 3-933761-71-9

Die Mitteilungshefte ab dem Jahr 2005 stehen als pdf-Datei über die Homepage des Instituts: [www.iws.uni-stuttgart.de](http://www.iws.uni-stuttgart.de) zur Verfügung.