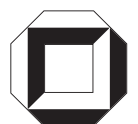


Dissertationsreihe am Institut für Hydromechanik  
der Universität Karlsruhe (TH)  
Heft 2007/2

Untersuchungen  
zur Feinsedimentdynamik  
unter Turbulenzeinfluss

Gregor Kühn





Gregor Kühn

**Untersuchungen zur Feinsedimentdynamik unter  
Turbulenzeinfluss**

Dissertationsreihe am Institut für Hydromechanik  
der Universität Karlsruhe (TH)

Heft 2007/2

# Untersuchungen zur Feinsedimentdynamik unter Turbulenzeinfluss

von  
Gregor Kühn



---

universitätsverlag karlsruhe

Dissertation, genehmigt von der  
Fakultät für Bauingenieur-, Geo- und Umweltwissenschaften  
der Universität Fridericiana zu Karlsruhe (TH), 2007  
Referenten: Prof. Gerhard H. Jirka, Ph.D.  
Prof. Dr.-Ing. Bernhard Westrich

## **Impressum**

Universitätsverlag Karlsruhe  
c/o Universitätsbibliothek  
Straße am Forum 2  
D-76131 Karlsruhe  
www.uvka.de



Dieses Werk ist unter folgender Creative Commons-Lizenz  
lizenziert: <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.0/de/>

Universitätsverlag Karlsruhe 2008  
Print on Demand

ISSN: 1439-4111  
ISBN: 978-3-86644-205-4







# Untersuchungen zur Feinsedimentdynamik unter Turbulenzeinfluss

Doktorarbeit

Zur Erlangung des akademischen Grades eines  
DOKTOR-INGENIEURS

an der Fakultät für Bauingenieurwesen  
der Universität Fridericiana zu Karlsruhe (TH)

eingereichte

DISSERTATION

von

Gregor Kühn

aus Karlsruhe

Tag der mündlichen Prüfung: 14. November 2007

Hauptreferent: Prof. Gerhard H. Jirka, Ph.D.

Korreferent: Prof. Dr.-Ing. Bernhard Westrich

Karlsruhe (2007)



# Experimental Study on Fine Sediment Behavior under the Influence of Turbulence

## Abstract

Water quality in natural rivers is strongly related to the appearance of fine sediment particles in the water body. Fine sediment particles offer large surface areas and a high adsorption potential leading to electrostatic agglomeration of contaminants at the particle surface. Furthermore, chemical reactions that occur at the particle surface modify the contaminants. To study contaminant transport in rivers the behavior of fine particles under natural conditions has to be investigated. Important processes are aggregation and segregation, leading to particle or floc sizes of different orders of magnitude. The guiding principle for this study is the strong relation between the process of aggregation and segregation to the turbulence conditions in the open channel water column.

The basic idea of the experimental setup is to simulate the turbulence profile of open-channel flow using oscillating grids of different frequency. Thus, the particle behavior over time can be studied locally under pure and well-controlled turbulence without advection taking place. In open-channel flow, particles are advected with the mean flow and therefore, not traceable with stationary measurement equipment. Based on the studies of Brunk et al. (1996) a differential turbulence column with five pairs of oscillating grids was constructed to reproduce a turbulence profile given by Nezu & Nakagawa (1993).

To verify the produced turbulence conditions, velocity measurements have been performed using 2-D Laser-Doppler-Velocimetry (LDV) and Particle-Image-Velocimetry (PIV). These measurements show that the turbulence profile described by turbulent kinetic energy, taken from the mean velocity fluctuations of a natural river, can be approximated with the given experimental setup.

To investigate changes in the particle size distribution of the dissolved sediment particles under given turbulence conditions, an optical measurement technique was used based on an In-Line Microscope (Aello 7000) for in-situ measurements. Simultaneously the mass concentration in the water body was recorded by a calibrated turbidity measuring unit. The measurements using kaoline and quartz as model sediments show that the turbulence intensity is the limiting factor for observing aggregation. If the turbulence intensities are higher than those of a natural turbulence profile which is characterised by a bottom shear velocity  $u_*$  of 0.25 cm/s, segregation is dominant, so that no aggregation can be observed. In low turbulence conditions the amount of particles and the properties of the fine sediment control the aggregation. A comparison with natural sediment taken from the river Elbe showed that the more homogeneous model sediments are less active in forming aggregates. Furthermore, the biological component in the natural sediment itself is complex and is responsible for the amplification of the aggregation process. It increases the probability of building an aggregate when two particles have contact.

The results can be used to verify numerical models and to improve the algorithm. The advantage over investigations in nature are the accuracy and availability of the results. The work also provides a basis to understand the connection of the influencing factors on the aggregation and segregation processes. Furthermore, the setup for further experiments to investigate the complexity of fine sediments in the open-channel flows is recommended.

# Kurzfassung

Fragestellungen zur Wasserqualität und der Unterhaltung von Gewässern sind oft gekoppelt an das Verhalten von Feinsedimenten. Feinsedimente werden in natürlichen Gewässern leicht verfrachtet und umgelagert. Zudem bieten sie eine große spezifische Oberfläche, welche die Adsorption von Schadstoffen fördert. Im Zuge der Umlagerung der Feinsedimente werden gleichzeitig die adsorbierten Stoffe mit transportiert. Weiterhin wirken in der Feinsedimentdynamik Aggregation und Segregation auf die Sedimentpartikel ein, so dass es zu Veränderungen im Partikelensemble kommen kann. Die physikalischen Kräfte werden dabei von der Turbulenz der Strömung induziert, so dass diese eine wichtige Rolle im Prozessablauf einnimmt.

Zur Untersuchung der Feinsedimentdynamik wurde der natürliche Prozessablauf in einer differentiellen Turbulenzsäule simuliert. Die differentielle Turbulenzsäule ermöglicht die Simulation naturähnlicher Turbulenzprofile ohne natürliche advective Strömung unter Laborbedingungen. Als Weiterentwicklung basiert sie auf den Ergebnissen von Brunk et al. (1996). Fünf Paare von oszillierenden Gittern erzeugen in vertikaler Anordnung in einem Tank das nahezu advektionsfreie, naturähnliche Turbulenzprofil, welches von Nezu & Nakagawa (1993) beschrieben wird.

Unter Verwendung der Laser-Doppler-Velocimetrie und Particle-Image-Velocimetrie wurde das erzeugte Turbulenzprofil gemessen und optimiert. Die Ergebnisse dieser Messungen zeigen, dass das Turbulenzprofil einer offenen Gerinneströmung, welches mit der Sohlschubspannungsgeschwindigkeit skaliert, in der differentiellen Turbulenzsäule nachgebildet werden kann.

Um die Feinsedimentdynamik unter Turbulenzeinfluss zu studieren, wurde neben Kaolin und Quarz als Modellsediment auch ein natürliches Sediment aus der Elbe untersucht. Dabei wurde mit einem In-Line Mikroskop (Aello 7000) die Partikelgrößenverteilung während der Experimente gemessen sowie kontinuierlich die Massenkonzentration über eine kalibrierte Trübungsmessung ermittelt. Anhand dieser Messungen konnte der prinzipielle Prozessablauf in der Feinsedimentdynamik und somit die Zusammenhänge der einzelnen Prozesse erklärt werden. Dabei zeigte sich, dass die Aggregation nur dann dominierend in Erscheinung tritt, wenn die Turbulenzintensität nicht zu hoch und gleichzeitig die Anzahl an verfügbaren Partikeln entsprechend groß ist. Weiterhin spielt die Eigenschaft des Sediments hinsichtlich des Aggregationsverhaltens eine wichtige Rolle für die Größe der Umsatzraten der jeweiligen Prozesse, wobei hierbei besonders die organischen Bestandteile des Feinsediments eine große Wirkung zeigen.

Mit einem mathematischen Bilanzierungsmodell konnten die Messergebnisse aus den Experimenten nachvollzogen und somit die Erklärung des Prozessablaufs gestützt werden.



# Vorwort

Das interdisziplinäre BMBF-Verbundprojekt „Sedymo“ beschäftigte sich mit der „Feinsedimentdynamik und Schadstoffmobilität in Fließgewässern“. Als Teilprojekt des Verbundes sind die Versuchseinrichtung und die Untersuchungen für diese Arbeit am Institut für Hydromechanik der Universität Karlsruhe entstanden.

Mein Dank gilt besonders Herrn Prof. G. H. Jirka für seine kompetente fachliche und wissenschaftliche Unterstützung sowie den notwendigen Freiraum, diese Arbeit erfolgreich durchzuführen. Ebenso danke ich Herrn Prof. B. Westrich für die Zusammenarbeit im Verbundprojekt sowie die Übernahme des Korreferats.

Ohne die kollegiale Unterstützung am Institut für Hydromechanik wäre diese Arbeit nicht mit soviel Freude und in dieser Qualität entstanden. Dies gilt besonders für alle Kolleginnen und Kollegen der Abteilung „Environmental Fluid Mechanics“, wobei ich stellvertretenderweise und besonders Herrn Dr. V. Weitbrecht für seine Ratschläge und die gemeinsamen Diskussionen danke. Frau Dr. C. Lang gilt mein Dank hinsichtlich der Beantragung des Projekts sowie dessen verwaltungstechnischer Abwicklung.

Da der Aufbau einer neuen Versuchseinrichtung viel handwerkliche Arbeit bedeutet, möchte ich allen danken, die Hand angelegt haben, und hierbei besonders J. Ulrich und M. Ziegler für den mechanischen Aufbau erwähnt wissen. Bei den Untersuchungen unterstützen mich tatkräftig studentische Hilfskräfte, allen voran J. Sinn, T. Neumann, F. Schumacher, N. Hewer, E. Kaltenbach und A. Niepelt, bei denen ich mich allesamt mit dieser Arbeit ebenfalls bedanke. Herrn W. Treiber danke ich für den Austausch in messtechnischen und elektrotechnischen Fragen.

Meiner Frau Sheila und meinen Eltern danke ich besonders herzlich für den Rückhalt und den Zuspruch, um diese Arbeit erfolgreich abschließen zu können.

Finanziell wurde das Projekt zu dieser Arbeit im Rahmen des SEDYMO-Verbundprojekts vom Bundesministerium für Bildung und Forschung gefördert (Förder-Nr: 02WF0317).

November, 2007

G. Kühn





# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einführung</b> .....	1
1.1 Problemstellung und Zielsetzung .....	3
1.2 Vorgehensweise .....	4
<b>2. Stand der Forschung</b> .....	7
2.1 Natur- und Laboruntersuchungen zur Feinsedimentdynamik .....	8
2.2 Turbulenzverhältnisse in Fließgewässern .....	10
2.3 Durch oszillierende Gitter erzeugte Turbulenz .....	12
2.4 Flockungsverhalten feiner Sedimente .....	16
2.5 Zusammenfassende Bewertung .....	20
<b>3. Beschreibung der Versuche</b> .....	23
3.1 Experimenteller Aufbau .....	23
3.2 Messtechnik .....	26
3.2.1 Geschwindigkeitsmesstechnik .....	26
3.2.2 Partikelgrößenmesstechnik .....	28
3.2.3 Bestimmung der Massenkonzentration .....	32
3.3 Sedimente .....	35
3.4 Messprogramm .....	37
<b>4. Optimierung der Turbulenzverhältnisse</b> .....	41
4.1 Untersuchung der Turbulenz von oszillierenden Gittern .....	42
4.1.1 Voruntersuchung am oszillierenden Einzelgitter .....	42
4.1.2 Voruntersuchung mit einem Gitterpaar .....	45
4.2 Entwicklung der Turbulenz in der differentiellen Turbulenzsäule .....	47
4.3 Sekundärströmung in der differentiellen Turbulenzsäule .....	62
<b>5. Flockendynamik unter Turbulenzeinfluss</b> .....	65
5.1 Messergebnisse des Referenzexperiments .....	65
5.2 Entwicklung des Konzentrationsprofils .....	70
5.3 Entwicklung der Partikelgröße des Modellsedimentes .....	76
5.4 Einfluss von organischen Bestandteilen im Sediment .....	90
5.5 Vergleich zwischen Natursediment und Modellsediment .....	92

<b>6. Modellbildung zur Flockendynamik</b> .....	101
6.1 Vergleich der Ergebnisse aus experimenteller Untersuchung und numerische Modellierung .....	101
6.2 Bilanzierung der Feinsedimentdynamik in der differentiellen Turbulenzsäule	104
6.2.1 Modellgrundlage .....	104
6.2.2 Anwendung des Modells zur Bilanzierung der Feinsedimentdynamik in der differentiellen Turbulenzsäule .....	108
<b>7. Bewertung der Ergebnisse und Ausblick</b> .....	115
7.1 Bewertung der Ergebnisse und Übertragbarkeit auf natürliche Verhältnisse.	115
7.2 Ausblick .....	119
<b>8. Zusammenfassung</b> .....	121

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Typische Sedimentgrößenspektren für Sedimente in unterschiedlichen Bereichen der Oberflächengewässer (nach Pelzer et al., 2005) . . . . .	2
2.1	Der ETDC-Zyklus in der Wassersäule, welcher Erosion, Transport, Deposition und Konsolidation der Feinsedimente zeigt. . . . .	7
2.2	Profile der Fluktuationsgeschwindigkeiten $u'$ , $v'$ und $w'$ normiert durch die Sohl-schubspannungsgeschwindigkeit $u_*$ in turbulenten Gerinneströmungen (Daten nach Nezu & Nakagawa, 1993) . . . . .	11
2.3	Horizontale Verteilung der horizontalen turbulenten Geschwindigkeitschwankungen $u'$ und vertikalen turbulenten Geschwindigkeitschwankungen $w'$ zwischen einem Gitterpaar im Vergleich zu Hopfinger & Toly (1976) (Daten aus Srdic et al., 1996) . . . . .	14
2.4	Vertikale Verteilung der turbulenten kinetischen Energie $k$ in der differentiellen Turbulenzsäule (Daten aus Brunk et al., 1996) . . . . .	15
2.5	(a) schematische Darstellung der elektrischen Doppelschicht an der Partikeloberfläche, (b) Verlauf des $\zeta$ -Potentials in Abhängigkeit des Abstandes zur Partikeloberfläche, (c) Wechselwirkungsenergie für zwei aufeinander treffende Partikel mit der Resultierenden $\Delta V$ aus der Abstoßung $V_R$ und Anziehung $V_A$ (nach Maggi, 2005) . . . . .	16
3.1	Skizze der differentiellen Turbulenzsäule . . . . .	23
3.2	Foto der differentiellen Turbulenzsäule . . . . .	24
3.3	Koordinatensystem in der differentiellen Turbulenzsäule . . . . .	25
3.4	Schaltplan der Drehzahlsensoren basierend auf dem Hallsensor Philips KMI 16 . . . . .	25
3.5	Differentielle Turbulenzsäule mit Laser-Lichtschnitt und PIV-Kamera . . . . .	28
3.6	Aello 7000 In-Line Mikroskop . . . . .	29
3.7	Schematische Skizze des Messvolumen des Aello In-Line Mikroskops . . . . .	30
3.8	Originalbild und ausgewertetes Bild des In-Line Mikroskops von Kaolin . . . . .	30
3.9	Prinzipskizze der Trübungsmessung . . . . .	33
3.10	Kalibrierkurve der Trübungsmessung für Kaolin mit einer Ausgleichskurve der Form $y = a_1x^3 + a_2x^2 + a_3x + a_4$ . . . . .	34
3.11	Volumetrische Sieblinie der drei verwendeten Sedimente gemessen mit dem In-Line Mikroskop . . . . .	37
4.1	Schematische Darstellung für die Übertragung einer offenen Gerinneströmung in einem stationären Versuchsaufbau zur Nachbildung des Turbulenzprofils am Beispiel eines Übergangs eines Flusses in ein Staubecken oder Ästuar . . . . .	41

4.2	Verteilung der turbulenten kinetischen Energie $k$ des einzelnen Gitters bei einer Gitterfrequenz $f$ von 4 Hz und einem Hub $S$ von 5 cm; (a) in einem Wasserkörper mit weit entfernten Berandungen und (b) in einem eng begrenzten Wasserkörper	43
4.3	Turbulente Geschwindigkeitsschwankungen $u'$ eines einzelnen Gitters gemittelt über die ganze Gitterhöhe im Vergleich zu Gleichung (2.6) nach Hopfinger & Toly (1976) bei einem Hub von $S = 5$ cm	44
4.4	Mittlere turbulente kinetische Energie $k$ für das einzelne Gitter Nr. 5 im Vergleich mit Brunk et al. (1996)	45
4.5	Mittlere turbulente Geschwindigkeitsschwankungen $u'$ und $w'$ des bodennahen Gitterpaares im Vergleich zu Gleichung (2.6) nach Hopfinger & Toly (1976) bei einem Hub von $S = 3$ cm	46
4.6	Turbulente kinetische Energie $k$ für fünf übereinander angeordnete Einzelgitter in Tankmitte ( $x = 25$ cm), normiert mit der mittleren turbulente kinetische Energie $\bar{k}$ im Vergleich mit Nezu & Nakagawa (1993)	48
4.7	Turbulente kinetische Energie $k$ in Tankmitte ( $x = 25$ cm), normiert mit der aus Gleichung (2.3) ermittelten Sohlschubspannungsgeschwindigkeit $u_*$ im Vergleich mit Nezu & Nakagawa (1993) bei gleichem Hub bei allen Gittern	49
4.8	Turbulente kinetische Energie $k$ in Tankmitte ( $x = 25$ cm) normiert mit der mittleren turbulenten kinetischen Energie $\bar{k}$ bei konstantem Hub und konstanter mittlerer Frequenz aller Gitter zur Erzeugung einer homogenen Turbulenzverteilung	51
4.9	Zeitliche Autokorrelation zur Bestimmung der integralen Zeit $t_I$ bei $x = 250$ mm mit einer Frequenz des bodennahen Gitters von $f_0 = 4$ Hz und einem Hub von $S = 5$ cm	52
4.10	Energiedichte-Spektren bei $x = 250$ mm mit einer Frequenz des bodennahen Gitters von $f_0 = 4$ Hz und einem Hub von $S = 5$ cm	53
4.11	Turbulente kinetische Energie $k$ in der Tankmitte ( $x = 25$ cm) normiert mit der aus Gleichung (2.3) ermittelten Sohlschubspannungsgeschwindigkeit $u_*$ im Vergleich mit Ergebnissen von Nezu & Nakagawa (1993)	54
4.12	Mittleres Strömungsfeld und turbulente kinetische Energie bei $f_0 = 4$ Hz ermittelt mit Particle-Image-Velocimetrie	56
4.13	Horizontale Verteilung der turbulenten kinetischen Energie bei $z = 125, 480$ und $850$ mm	57
4.14	Horizontale Homogenität der turbulenten kinetischen Energie	58
4.15	Räumliche Autokorrelation in $z$ -Richtung zur Bestimmung der integrale Länge $\ell_{Iz}$ bei $x = 250$ mm	59
4.16	Integrale Länge $\ell_{Iz}$ in Abhängigkeit von der Entfernung zum Gitter	60
4.17	Turbulente kinetische Energie $k$ in der Tankmitte normiert mit der aus Gleichung (2.3) ermittelten Sohlschubspannungsgeschwindigkeit $u_*$ im Vergleich mit Nezu & Nakagawa (1993)	61
4.18	Mittleres Strömungsfeld bei einem einzelnen Gitters bei einer Gitterfrequenz $f$ von 4 Hz und einem Hub $S$ von 5 cm	62
4.19	Vergleich der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen zur mittleren Geschwindigkeit	64

5.1	Entwicklung der Massenverteilung und der Korngrößenverteilung beim Referenzexperiment bei einer Frequenz des bodennahen Gitters $f_0 = 1$ Hz und der Zugabe von 500 mg/l Kaolin als Modellsediment . . . . .	67
5.2	Entwicklung der Massenkonzentration bei unterschiedlichen Turbulenzbedingungen und einer Ausgangskonzentration von $c_0 = 500$ mg/l . . . . .	71
5.3	Entwicklung der Gesamtmasse $M$ an Feinsediment in der Suspension bezogen auf die Gesamtmasse $M_0$ bei Versuchsbeginn bei unterschiedlichen Turbulenzbedingungen und einer Ausgangskonzentration von $c_0 = 500$ mg/l . . . . .	72
5.4	Entwicklung der Gesamtmasse $M$ an Feinsediment in der Suspension bezogen auf die Gesamtmasse $M_0$ bei Versuchsbeginn bei unterschiedlichen Ausgangskonzentrationen an Kaolin . . . . .	73
5.5	Zeitliche Entwicklung des Konzentrationsprofils bei einer Frequenz des bodennahen Gitters $f_0 = 1$ Hz und der Zugabe von 500 mg/l Kaolin als Modellsediment	74
5.6	Entwicklung der Gesamtmasse $M$ an Feinsediment in der Suspension bezogen auf die Gesamtmasse $M_0$ bei Versuchsbeginn bei unterschiedlichen Modellsedimenten . . . . .	75
5.7	Entwicklung der Sieblinien von Kaolin des Referenzexperiments mit $f_0 = 1$ Hz und einer Ausgangskonzentration von $c_0 = 500$ mg/l . . . . .	77
5.8	Bildausschnitte des Aello In-Line Mikroskops von Kaolin-Partikeln mit $f_0 = 1$ Hz und einer Ausgangskonzentration von $c_0 = 500$ mg/l bei $z/h = 0.68$ im Experiment 8 . . . . .	78
5.9	Entwicklung des Sauterdurchmessers und Massenkonzentration von Kaolin bei einer Frequenz des bodennahen Gitters $f_0 = 1$ Hz und unterschiedlicher Ausgangskonzentration in der Tiefe $z/h = 0.68$ . . . . .	79
5.10	Vertikalprofil des Sauterdurchmessers von Kaolin bei einer Frequenz des bodennahen Gitters $f_0 = 1$ Hz und unterschiedlicher Ausgangskonzentration . . . . .	82
5.11 (a)	Entwicklung des Sauterdurchmesser des Partikelensembles von Kaolin mit $f_0 = 2$ Hz und unterschiedlicher Ausgangskonzentration bei $z/h = 0.68$ , (b) die zugehörige Entwicklung der Massenkonzentration und (c) die Verstärkung der Kamera des in-line Mikroskops bei den Versuchen. . . . .	84
5.12	Entwicklung des Sauterdurchmessers und der Massenkonzentration von Kaolin mit $f_0 \geq 3$ Hz und unterschiedlicher Ausgangskonzentration bei $z/h = 0.68$ . . . . .	86
5.13	Entwicklung des Sauterdurchmessers und der Massenkonzentration von Kaolin mit unterschiedlicher Turbulenzintensität und einer Ausgangskonzentration von $c_0 = 500$ mg/l bei $z/h = 0.68$ . . . . .	87
5.14	Entwicklung des Sauterdurchmessers und der Massenkonzentration von Quarzmehl mit unterschiedlicher Turbulenzintensität und unterschiedlicher Ausgangskonzentration bei $z/h = 0.68$ . . . . .	88
5.15	Entwicklung des Sauterdurchmessers und Massenkonzentration unter Zugabe von Agarose als Gelbildner bei $z/h = 0.68$ . . . . .	91
5.16	Entwicklung des Sauterdurchmessers und der Massenkonzentration von Sediment aus einem Bühnenfeld in der Elbe bei Magdeburg/Fahlberg-List mit einer Ausgangskonzentration von $c_0 = 61.2$ mg/l . . . . .	94

5.17	Vergleich des Sauterdurchmessers von Natursediment aus der Elbe mit dem Modellsediment aus Kaolin in der Höhe $z/h = 0.68$ .....	96
5.18	Vertikalprofil des Sauterdurchmessers von Natursediment aus der Elbe mit dem Modellsediment aus Kaolin in Tankmitte bei einer Frequenz des bodennahen Gitters $f_0 = 1$ Hz .....	98
6.1	Entwicklung der Sieblinien von Kaolin bei einer Frequenz des bodennahen Gitters $f_0 = 1$ Hz und einer Ausgangskonzentration von $c_0 = 500$ mg/l ermittelt im Experiment in der differentiellen Turbulenzsäule verglichen mit dem numerischen Modell von Ditschke & Markofsky (2006) .....	103
6.2	Prinzipielle Zusammenhänge in dem Modell zur Bilanzierung der Vorgänge in der differentiellen Turbulenzsäule .....	105
6.3	Vertikale Verteilung des Geschwindigkeitsgradienten $G$ und des Entscheidungsfaktors $P_{FL}$ bei der Anwendung des Bilanz-Modells .....	109
6.4	Zeitliche Entwicklung der Gesamtmasse im kompletten Wasserkörper .....	110
6.5	Vergleich der Konzentrationsprofile .....	111
6.6	Vergleich der Sieblinien aus der Modellberechnung und den Experimenten nach $t = 230$ min bei $z/h = 0.68$ .....	112
6.7	Entwicklung des Sauterdurchmessers aus der Modellberechnung und den korrespondierenden Experimenten bei $z/h = 0.68$ .....	113
7.1	Übersicht über die durchgeführten Untersuchungen und die beobachtete Aggregation in Abhängigkeit von der Partikelanzahl und den Turbulenzbedingungen.	117

# Tabellenverzeichnis

3.1	Faktoren für Kalibrierung des Trübungssensors ( $y = a_1x^3 + a_2x^2 + a_3x + a_4$ , gültig für Konzentrationen von 0 bis 1500 mg/l) . . . . .	34
3.2	Übersicht über die verschiedenen Zustände bei den Geschwindigkeitsmessungen mittels LDV und PIV . . . . .	38
3.3	Übersicht über die Gitter-Reynoldszahl $Re_G$ bei den gewählten Betriebszuständen sowie die dazugehörige maximale Geschwindigkeit der Gitter $u_{Gmax}$ . . . . .	39
3.4	Übersicht über die verschiedenen, nummerierten Untersuchungen der Flockendynamik ( <i>kursiv</i> : Partikelgrößenmessung ohne begleitende Konzentrationsmessung) . . . . .	39
4.1	Frequenzen $f$ der einzelnen Gitterpaare in Abhängigkeit der Frequenz des bodennahen Gitterpaares $f_0$ . . . . .	47
4.2	Turbulente Reynoldszahl $Re_{turb}$ für die einzelnen Gitterpaare in Tankmitte ( $x = 250$ mm) bei einer Frequenz des bodennahen Gitters $f_0 = 4$ Hz . . . . .	59





# 1. Einführung

Für eine nachhaltige, ausgewogene und gerechte Wassernutzung muss täglich eine große Menge an Wasser der Menschheit zur Verfügung stehen. Allerdings spielt hierbei nicht nur die Quantität, sondern auch die Qualität des benötigten Wassers eine entscheidende Rolle. Die Qualität des Wasser wird dabei von zahlreichen Einflussfaktoren bestimmt.

Die EU-Wasserrahmenrichtlinie, welche durch die 7. Novelle des Wasserhaushaltsgesetzes in deutsches Recht umgesetzt wurde, zielt auf die qualitative und quantitative Sicherung der Wasservorkommen:

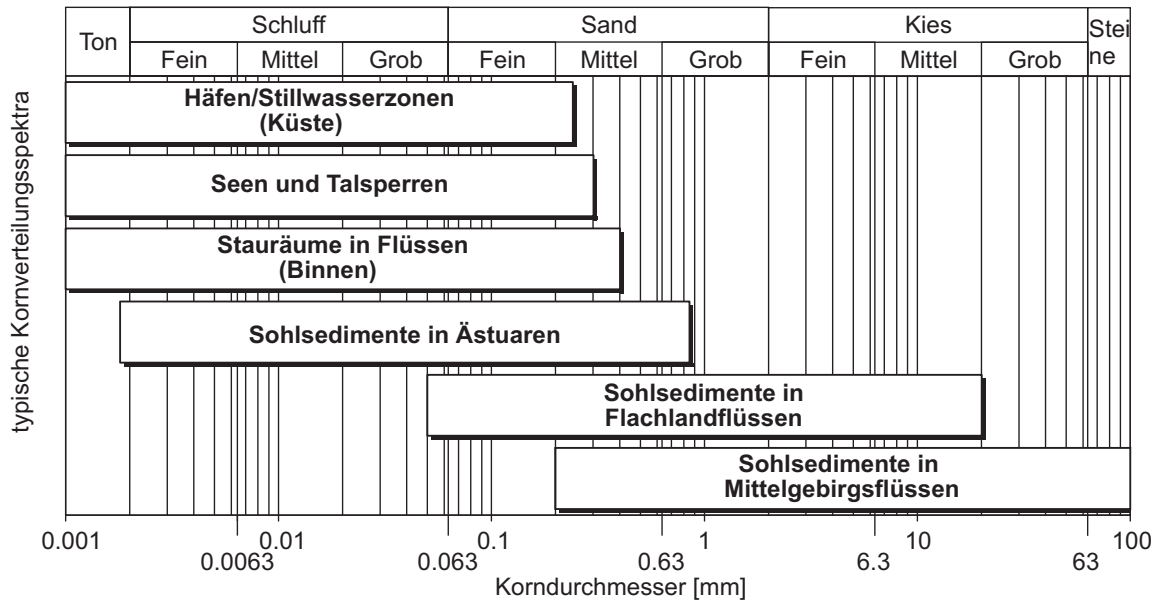
„...womit beigetragen werden soll  
- zu einer ausreichenden Versorgung mit Oberflächen- und Grundwasser guter Qualität, wie es für eine nachhaltige, ausgewogene und gerechte Wassernutzung erforderlich ist;...“ (EU-WRRL, Art. 1)

In der Richtlinie wird versucht, durch Erfassung der Einflussparameter die Wasserqualität sicherzustellen, indem Qualitätsnormen für die Konzentrationen der prioritären Stoffe in Oberflächenwasser, Sedimenten oder Biota festgelegt werden (EU-WRRL, Art. 17, 7). In die definierten Umweltziele wird der kompletten Oberflächenwasserkörper einbezogen.

Zu den wichtigsten Einflussfaktoren für die Qualität von Oberflächenwasser gehören die vorhandenen Sedimente. Innerhalb dieser nehmen die Feinsedimente eine besondere Rolle in Bezug auf die Wasserqualität ein. Die Feinsedimente bestehen aus dem Ton- und Feinschluffanteil der Sedimente und bieten aufgrund ihrer großen spezifischen Oberfläche ein hohes Potential für die Bindung anderer Stoffe. Weiterhin werden die Feinsedimente aufgrund ihres geringen Gewichtes leicht erodiert, suspendiert und als Schwebstoff verfrachtet. Dabei verhält sich der Transport unterschiedlich zum Transport von gelösten Stoffen (Atteia et al., 2001). Bei den an die Feinsedimente gebundenen Stoffen kann es sich um Schadstoffe wie Schwermetalle handeln, die zusammen mit den Feinsedimenten gelagert, remobilisiert, transportiert und wieder in Umlauf gebracht werden können. Die Feinsedimente dienen somit als perfektes Transportmittel für die an die Oberfläche gebundenen Stoffe und stellen bezüglich der Wasserqualität eine diffuse Quelle für die gebundenen Stoffe dar. Im Fall von Hochwasser lagern sich die Feinsedimente samt den gebundenen Stoffen in den Überflutungsflächen ab und führen dort zu einem Schadstoffeintrag in den Boden, wobei diese Bereiche oft landwirtschaftlich genutzt werden.

Feinsedimente spielen auch bei der Unterhaltung von Wasserstraßen eine entscheidende Rolle. Das Material ist leicht erodierbar und lagert sich in allen Bereichen mit niedrigen Strömungsgeschwindigkeiten wieder ab. Es findet sich somit in allen Stillwasserzonen wie Bühnenfeldern und Hafenbecken wieder. Jährlich fallen bei Unterhaltungsbaggerung ca.

46 Mio m<sup>3</sup> Sediment in Deutschland an, welche kostspielig bewegt werden müssen (Bundesministerium für Verkehr, Bau- und Wohnungswesen, 2004). Sollten diese Sedimente zusätzlich mit Schadstoffen kontaminiert sein, steht eine aufwendige und kostenintensive Entsorgung an. Abbildung 1.1 zeigt die typischen, vorkommenden Korngrößen in unterschiedlichen Bereichen der Oberflächengewässer auf.



**Abbildung 1.1.** Typische Sedimentgrößenspektren für Sedimente in unterschiedlichen Bereichen der Oberflächengewässer (nach Pelzer et al., 2005)

Die Eigenschaften der Feinsedimente können sich während des Sedimenttransports verändern. Je nach den umgebenden Milieubedingungen ändern die Partikel ihre Größe durch Bildung oder Zerfall von größeren Aggregaten. Dadurch ändern sich auch die Bedingungen für den Sedimenttransport und für die Bindung anderer Stoffe an der Feinsedimentoberfläche. Es handelt sich somit um ein dynamisches System, welches von den im Lauf eines Flusses wechselnden Umgebungsbedingungen abhängig ist.

Die Aggregatbildung der Feinsedimente wird von physikalischen, chemischen und biologischen Faktoren beeinflusst. Bei den physikalischen Faktoren dominieren die angreifenden Kräfte, welche von der Strömung im Fließgewässern hervorgerufen werden. Die Strömung lässt sich in eine mittlere Strömung mit überlagerten Geschwindigkeitsschwankungen in Form von Turbulenz zerlegen. Durch die Turbulenz erzeugte Geschwindigkeitsgradienten sorgen für Kräfte, welche auf das Korngerüst der Feinsedimente und deren Aggregate wirken.

Soll nun der Transport, die Umlagerung oder die Veränderung von partikelgebundenen Schadstoffen in einem Fließgewässer untersucht werden, so sind zunächst die Prozesse der Feinsedimentdynamik zu verstehen. Um dies zu erreichen, müssen die maßgebenden Einflussfaktoren und Gesetzmäßigkeiten, die in der Feinsedimentdynamik wirken, bestimmt und quantifiziert werden.

## 1.1 Problemstellung und Zielsetzung

Die Feinsedimentdynamik setzt sich aus einer Reihe von Einzelprozessen zusammen, die zum einen in Interaktion mit der Gewässersohle, zum anderen in der Wassersäule stattfinden. Um die Feinsedimentdynamik zu beschreiben, muss der Einfluss aller zusammenspielenden Prozesse Berücksichtigung finden. Für die Entwicklung von numerischen Modellen ist es somit notwendig, ein Prozessverständnis für die einzelnen Prozesse und deren Zusammenspiel bis hin zur gesamten Feinsedimentdynamik zu erlangen.

Die Prozesse, welche in Interaktion mit der Gewässersohle auftreten, bestimmen primär die Menge an Feinsediment, welche sich in Suspension in der Wassersäule befindet. Sie sind daher für die Umlagerung von Feinsedimenten maßgebend und ein wichtiger Faktor für die Unterhaltung von Gewässern.

Gleichzeitig findet während des Transports in der Wassersäule eine Veränderung der suspendierten Feinsedimente statt. Diese Veränderung ist bedingt durch Aggregations- und Segregationsvorgänge, welche das Größenspektrum der suspendierten Sedimente verschieben. Dies hat Auswirkung auf die Eigenschaften der Feinsedimente. Aufgrund der Interaktion der Feinsedimente mit der Gewässersohle sowie mit den an die Partikel gebundenen Stoffe verändern sich die Ausgangsbedingungen.

Bisherige Untersuchungen der Feinsedimentdynamik in Fließgewässern beruhen auf lokalen Naturuntersuchungen sowie Laborexperimenten. Naturuntersuchungen sind sehr aufwendig und kostspielig, geben nur einen begrenzten Einblick in die momentane Situation und sind nicht reproduzierbar. Aus den gewonnen Daten lassen sich nur schwer grundlegende Erkenntnisse ableiten, da immer die lokalen Verhältnisse zu berücksichtigen sind. Grundlegendere Laboruntersuchungen der Feinsedimente zielen bedingt durch Fragestellungen aus der Gewässerunterhaltung oft auf die Prozesse, welche in Interaktion mit der Gewässersohle stehen.

Würden die Aggregations- und Segregationsvorgänge in Laborexperimenten untersucht, so wurden meist die hydrodynamischen Verhältnisse in der Wassersäule nicht naturgemäß nachgebildet. Da jedoch die Turbulenz der Strömung die treibenden mechanischen Kräfte induziert, ist den natürlichen hydrodynamischen Verhältnissen entsprechend Rechnung zu tragen. Weiterhin ist die Zeitskala der Prozessvorgänge durch entsprechende Untersuchungsdauer zu berücksichtigen. In dieser Zeit sind die hydrodynamischen Verhältnisse zu kontrollieren und gegebenenfalls analog zu den Verhältnissen in der Natur zu ändern. Damit soll gewährleistet werden, dass eine naturähnliche Nachbildung unter Laborbedingungen erfolgt. Unter Berücksichtigung dieser Voraussetzungen lässt sich anhand von Laborexperimenten aus den Resultaten ein grundlegendes Verständnis der Einzelprozesse sowie der Prozesszusammenhänge ableiten. Erst daraus lässt sich ein Modell für die Feinsedimentdynamik entwickeln.

Ziel dieser Arbeit ist es, einen geeigneten experimentellen Aufbau zu entwickeln, in welchem sich die Prozesse der Feinsedimentdynamik in der Wassersäule unter Berücksichtigung der natürlichen hydrodynamischen Verhältnisse in Laborexperimenten untersuchen lassen. Dabei soll vorrangig die Bildung von Aggregaten sowie deren Stabilität durch turbulenzbedingte Aggregations- und Segregationsprozesse beobachtet werden. Aggregate sind Agglomerate aus einzelnen Sedimentpartikeln sowie organischen Bestandteilen der

Feinsedimente. Sie bilden eine zusammenhängende, meist lockere Struktur, welche eine gewisse mechanische Festigkeit aufweist.

Maßgebend für den Aggregations- und Segregationsprozess sind neben den Eigenschaften des Sediments selbst die Kräfte, welche von der Turbulenz erzeugt werden, sowie die Konzentration an suspendiertem Material, welche in der Natur durch die Interaktion mit der Gewässersohle bestimmt wird. Die Veränderung des Partikelgrößenspektrums in der Wassersäule soll basierend auf diesen Einflussgrößen beobachtet werden. Hierdurch lassen sich Aussagen über das Verhältnis der Aggregationsrate zur Segregationsrate unter bekannten und kontrollierten Bedingungen treffen.

Neben einer grundlegenden Erklärung für die Veränderungen des Partikelgrößenspektrums in der Wassersäule soll durch ein umfangreiches Versuchsprogramm eine Datenbasis erstellt werden, welche unter kontrollierten Bedingungen entstanden und reproduzierbar ist. Für numerische Modelle ist eine solcher Datensatz für die Kalibrierung und Validierung unverzichtbar.

## 1.2 Vorgehensweise

Nach der Betrachtung des Zyklus' der Flockendynamik in einem natürlichen Fluss werden in Kapitel 2 bereits durchgeführte Untersuchungen und deren Ergebnisse analysiert. Dabei wird besonders auf das Flockungsverhalten von Feinsedimenten, das Turbulenzprofil in einem natürlichen Gerinne und die Generierung von advektionsfreier Turbulenz durch oszillierende Gitter eingegangen.

Auf der Grundlage bisheriger Ergebnisse wurde dann für die Untersuchungen der Feinsedimentdynamik unter Laborbedingungen eine neuartige Versuchseinrichtung, eine sogenannte differentielle Turbulenzsäule, konstruiert, mit welcher sich die Prozesse der Flockendynamik in der Wassersäule unter Laborbedingungen simulieren lassen. Hierfür wurden in einem rechteckigen Tank fünf vertikal angeordnete, oszillierende Gitterpaare verwendet, um ein naturähnliches Turbulenzprofil einer Gerinneströmung ohne den Einfluss einer mittleren Grundströmung zu erzeugen (Kapitel 3).

Der nächste Schritt diente zum einen der Optimierung des Strömungsfelds und des simulierten Turbulenzprofils sowie zum anderen dem Nachweis des naturähnlichen Turbulenzprofils, welches die Grundlage für alle weiteren Versuche darstellt. Hierfür wurde das Strömungsfeld in der differentiellen Turbulenzsäule verifiziert. Dabei kamen die Laser-Doppler-Velocimetrie (LDV) für zeitlich hoch aufgelöste Messungen und die Particle-Image-Velocimetrie (PIV) für räumlich hoch aufgelöste Messungen zum Einsatz (Kapitel 4).

Für die darauf folgenden Messungen des Massenkonzentrationsprofils im Tank wurde ein kalibrierter Trübungssensor eingesetzt. Kombiniert wurde dies mit der Vermessung der Partikelgröße mittels eines Aello In-Line Mikroskops. Mit dem Mikroskop war es möglich, in-situ das Partikelensemble während des laufenden Experiments zu vermessen.

Dies wurde zur Untersuchung der Feinsedimentdynamik von Modellsedimenten eingesetzt. Um die komplexe Zusammensetzung natürlicher Sedimente zu vereinfachen, wurden als Modellsedimente Kaolin und Quarz gewählt. In diesen Untersuchungen wurde das

Aggregationsverhalten der Feinsedimente bei unterschiedlichen Ausgangskonzentrationen sowie unterschiedlichen Turbulenzintensitäten untersucht (Kapitel 5).

Um die organischen Inhaltsstoffe der Feinsedimente im Aggregations- und Segregationsprozess zu berücksichtigen, wurden weitere Versuche unter der Zugabe von Agarose als Ersatzstoff für extrazelluläre, polymere Substanzen (EPS) durchgeführt. Den Abschluss der Untersuchungen bildeten Versuche mit natürlichem Sediment der Elbe bei Magdeburg (Flusskilometer 321). Auch in diesen Versuchen stand das Aggregationsverhalten im Vordergrund, welches sich aus einem Zusammenspiel von Aggregation und Segregation ergibt (Kapitel 5).

Durch die mathematische Beschreibung der an der Feinsedimentdynamik beteiligten Prozesse lässt sich ein numerisches Modell für die Feinsedimentdynamik aufstellen. In Kapitel 6 wird basierend auf Modellansätzen zur Feinsedimentdynamik ein Modell zur Bilanzierung der Feinsedimente in der differentiellen Turbulenzsäule formuliert. Die Ergebnisse aus dem numerischen Modell werden mit den Messergebnissen verglichen und im Hinblick auf den Prozessablauf in der Feinsedimentdynamik bewertet.

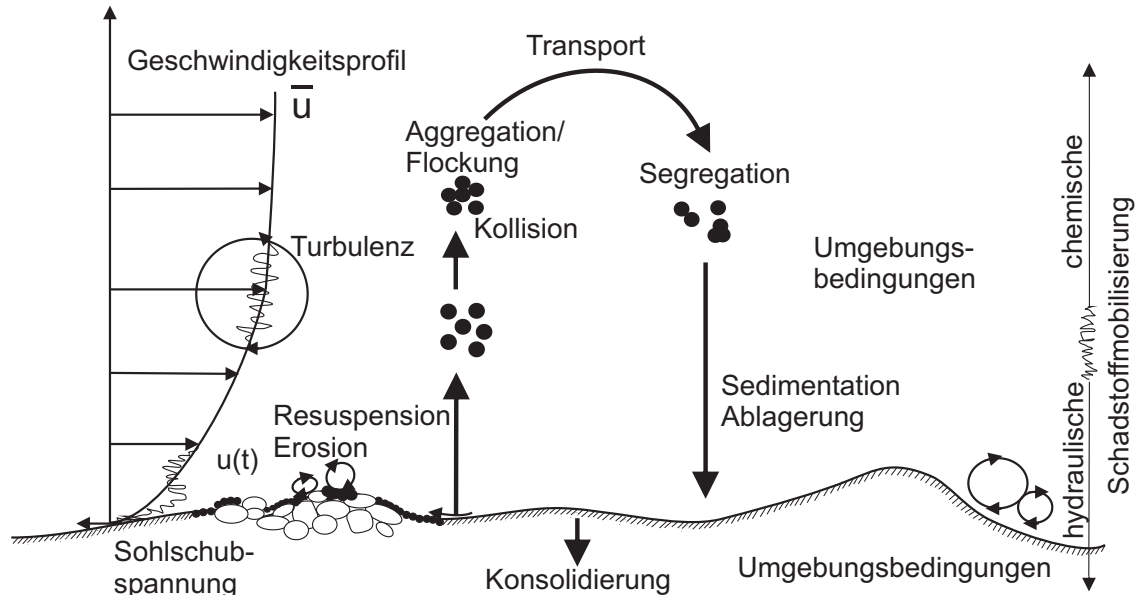
Eine Bewertung und Verwertung der gewonnenen Ergebnisse wird in Kapitel 7 vorgenommen. Dabei lassen sich die Untersuchungen kategorisieren und somit unabhängige Parameter für das Auftreten von Aggregation in der Feinsedimentdynamik bestimmen. Dies führt zu einer allgemeinen Prozessbeschreibung der Feinsedimentdynamik aufgrund der Turbulenz.

Abschließend erfolgt eine Zusammenfassung in Kapitel 8.



## 2. Stand der Forschung

Die Feinsedimentdynamik in der Natur wird durch den ETDC-Zyklus (Erosion-Transport-Deposition-Consolidation) veranschaulicht (McAnally & Mehta, 2000). In diesem Zyklus werden die Feinsedimente zunächst durch den Strömungsangriff erodiert. Während die Strömung sie transportiert, können sich Aggregate bilden, welche als Flocken bezeichnet werden. Diese wiederum können zerbrechen, bevor die Partikel wieder sedimentieren und konsolidieren. Diese Vorgänge geschehen in einem Gleichgewichtsverhältnis, welches von den vorherrschenden Randbedingungen bestimmt wird. Diese Randbedingungen ändern sich aufgrund des Transports kontinuierlich, und es kommt somit auch zu einer Veränderung des Gleichgewichts. Die Strömung induziert die mechanisch treibende Kraft des Systems und wird durch eine Geschwindigkeitsverteilung charakterisiert. Überlagert wird die mittlere Geschwindigkeitsverteilung durch die Turbulenz, welche für kleinskalige Geschwindigkeitsgradienten und daraus resultierend für an die Partikel angreifende Scherkräfte sorgt.



**Abbildung 2.1.** Der ETDC-Zyklus in der Wassersäule, welcher Erosion, Transport, Deposition und Konsolidation der Feinsedimente zeigt.

Die Feinsedimente liegen während ihres Transports in fester Form als Schwebstoff vor. Definitionsgemäß spricht man hierbei von Partikeln ab einer Größe von  $0.45 \mu\text{m}$ , basierend auf der klassischen Trenngrenze gelöst/partikulär (Hofmann et al., 2003). Feinsedimente

sind im Größenbereich des Tons und Feinschluffs anzusiedeln. In der Regel handelt es sich hierbei um kohäsive Sedimente mit hohem Tonanteil (Witt, 2004; Schweim, 2005).

Wie in Abbildung 2.1 zu erkennen ist, bilden eine Reihe von Prozessen die Vorgänge in der Wassersäule. Diese finden in Abhängigkeit von den vorgefundenen Umgebungsbedingungen statt, so dass verschiedene Einflussfaktoren eine Rolle spielen. Diese sind u. a. (Hofmann et al., 2003; Atteia et al., 2001; Schweim, 2005; Witt, 2004):

– **Wassereigenschaften**

Biologische und chemische Wasserinhaltsstoffe können den Prozess der Flockung und Segregation verändern und für eine Stabilisierung von Flocken sorgen. Weiterhin beeinflusst die Leitfähigkeit, welche maßgebend durch den Salzgehalt bestimmt wird, die Ladungsverhältnisse im Wasser und trägt somit zur Flockenbildung bei. Ebenso zeichnen sich der pH-Wert und die Temperatur als Faktoren aus, welche die Feinsedimentdynamik beeinflussen.

– **Sedimenteigenschaften**

Bei den Sedimenteigenschaften sind für die Prozesse der Flockendynamik die mineralische Zusammensetzung, die Korngrößenverteilung, die Massenkonzentration sowie die organischen Inhaltsstoffe maßgebend. Für die Erosionstabilität spielt noch der Grad der Konsolidierung eine wichtige Rolle.

– **Angreifende Kräfte**

Die angreifenden Kräfte sind von der Strömung geprägt. Von daher ist die mittlere Strömungsgeschwindigkeit, die Turbulenz und die Gravitation entscheidend. Schwankende hydrologische und hydraulische Verhältnisse sorgen für Veränderungen bei den angreifenden Kräften.

Zahlreiche Untersuchungen beschäftigen sich bereits mit der Feinsedimentdynamik, da diese für die Unterhaltung von Wasserstraßen und Stauhaltungen sowie für den Schadstofftransport große Bedeutung hat (McCave, 1984; Atteia et al., 2001; Hofmann et al., 2003). Die Untersuchungen zur Feinsedimentdynamik lassen sich in Naturuntersuchungen und Laboruntersuchungen sowie numerische Modelle unterteilen. Die meisten dieser Untersuchungen beschäftigen sich mit jeweils einem Prozess aus dem ETDC-Zyklus.

Nachdem im weiteren auf einzelne Untersuchungen und experimentelle Ansätze näher eingegangen wird, folgt die Betrachtung von drei grundlegenden Details für die Untersuchungen der vorliegenden Arbeit. Als erstes wird das Turbulenzprofil einer natürlichen Gerinneströmung beschrieben, welches im Laborexperiment simuliert werden soll. Als nächstes wird der Mechanismus der Turbulenzerzeugung für das Laborexperiment mit Hilfe von oszillierenden Gitterpaaren beschrieben. Als drittes wird der zu untersuchende Prozess der Flockung von Feinsedimentpartikeln näher beleuchtet. Abschließend findet eine zusammenfassende Bewertung statt.

## 2.1 Natur- und Laboruntersuchungen zur Feinsedimentdynamik

Die Naturuntersuchungen im Bereich der Feinsedimente lassen sich weitgehend in die Beobachtung der Prozesse, welche in Interaktion mit der Gewässersohle stehen, und in die Beobachtung der Prozesse in der Wassersäule unterteilen. Für die Untersuchungen der



Interaktion zwischen Feinsedimentdynamik und Gewässersohle wurden klassischerweise Proben zur Analyse im Labor genommen. Da durch die Probenahme die Proben gestört werden und sich während des Transports und der Lagerung verändern können, wurde dazu übergegangen, in-situ Verfahren zu entwickeln (Westrich et al., 2003; Nihei & Yamasaki, 2005; Aberle et al., 2006). Diese Verfahren sind so konzipiert, dass auf die Gewässersohle und die darüber liegende Wassersäule eine Apparatur eingebracht wird, welche die Möglichkeit beinhaltet, einen kontrollierten Strömungsangriff auf die Sohle zu erzeugen. Gleichzeitig enthalten sie die notwendige messtechnische Ausstattung, um besonders die Erosion während des Strömungsangriffs zu bestimmen. Die „NIWA in-situ flume“ von Aberle et al. (2006) kann jedoch beispielsweise nur in seichten Gewässern eingesetzt werden. Der „in-situ erosion test“ von Westrich et al. (2003) bietet aufgrund des kompakteren Aufbaus Vorteile. Der Einsatz dieses Gerätes ist im tieferen Wasser mit Tauchern möglich. Beide Systeme haben jedoch das Problem, dass sie nur eine lokale Momentaufnahme wiedergeben. Durch den Einbau der jeweiligen Apparatur wird das lokale Strömungsfeld und somit werden die Randbedingungen für die Flockendynamik verändert. Für die Untersuchungen selbst wird ein künstlich erzeugtes Strömungsfeld verwendet, welches unabhängig von den natürlichen Verhältnissen ist.

Für die Untersuchung der Prozesse in der Wassersäule in Feldmessungen werden vorwiegend Schwebstoffsammler und Schwebstofffallen verwendet. Mit dem Schwebstoffsammler lassen sich Feinsedimentproben aus einer bestimmten Höhe der Wassersäule gewinnen. Schwebstofffallen werden auf der Sohle aufgestellt und fangen alle sedimentierenden Feinsedimentaggregate. Beide Verfahren verändern das lokale Strömungsfeld und können zu erhöhter, lokaler Turbulenz führen. Dadurch induzierte, zusätzliche Kräfte können die Feinsedimente und ihre Aggregate verändern. Wie bei jeder Probenahme ist auch bei diesen Verfahren die Störung der Proben durch den Aufenthalt unter veränderten Milieubedingungen sowie der Transport und die Lagerung als kritisch anzusehen. Letztendlich stellt sich die Frage, wie repräsentativ die Ergebnisse der Naturuntersuchungen als einzelne, lokale Momentaufnahmen für einen ganzen Flussabschnitt sind.

Für die Untersuchungen unter Laborbedingungen wurden verschiedenartige Laborexperimente entwickelt. Dabei gilt es, die zumeist langen Zeitskalen in der Flockendynamik in den Laborexperimenten umzusetzen. So setzten sowohl Spork et al. (1995), als auch Widdows et al. (1998) ein Kreisgerinne für ihre Untersuchungen ein. Hierbei steht die Interaktion mit der Gerinnesohle im Vordergrund, wobei starke, spiralförmige Sekundärströmungen für ein untypisches Strömungsfeld sorgen. Witt (2004) konzentriert sich mit dem SETEG-Kanal auf die Erosionstabilität und Belastbarkeit der Sedimente. In diesem Kanal können Sedimentkerne aus Probenahmen in der Natur erodiert werden und aufgrund der definierten Strömung kann die Erosionsschubspannung bestimmt werden. Das erodierte Material in der Wassersäule wird jedoch nicht weiter betrachtet. Ein weiterer Ansatz zur Untersuchung der Erosion und Sedimentation besteht in dem „Mikrokosmos“ nach Gust & Müller (1997). Durch eine rotierende Scheibe mit einer Zentralabsaugung wird das eingebrachte Sediment mit einer konstanten, kontrollierbaren Bodenschubspannung beansprucht. Mit der Erweiterung des „Mikrokosmos“ zum „Wassersäulen-Simulator“ (Förstner, 2006) wurde versucht, sowohl die Bodenschubspannung für den Erosionsprozess als auch die Turbulenzverhältnisse in der Wassersäule für die Aggregations- und Se-

gregationsvorgänge zu simulieren. Allerdings führt die Verwendung von Propellern zur Strömungserzeugung neben Bereichen hoher Turbulenzintensität zu einer starken Rotation des ganzen Fluidkörpers im Tank. Weiterhin entspricht das Turbulenzfeld im Tank nicht naturähnlichen Verhältnissen. Zur Untersuchung der Aggregationsvorgänge wurden häufig auch Batchversuche in kleinen Rührertanks durchgeführt (z. B. Spicer et al., 1998; Hopkins & Ducoste, 2003). Dabei stellte die Turbulenz der Rührer keinen kalibrierten Versuchsparameter dar, sondern diente lediglich zum sorgfältigen Vermischen der Suspension.

Maggi (2005) untersuchte die Flockungsvorgänge in der Wassersäule mittels einer Turbulenzsäule. Beim Absinken von suspendierten Feinsedimentpartikeln durch eine Wassersäule passierten diese ein homogenes Turbulenzfeld. Währenddessen wurde die Flockung der Einzelpartikel während des Absinkens studiert. In der Säule herrschte ein homogenes Turbulenzfeld, welches nicht einem naturähnlichen Turbulenzprofil entspricht. Das Augenmerk bei diesen Untersuchungen lag auf der Struktur der sich bildenden Flocken. Bei Brunk et al. (1996) hingegen wurde für die Untersuchung der Flockungsvorgänge in der Wassersäule eine differentielle Turbulenzsäule eingesetzt, welche das Turbulenzprofil einer natürlichen Gerinneströmung simuliert. Zur Erzeugung des Turbulenzprofils wurden horizontal oszillierende Einzelgitter verwendet. Dadurch war die Turbulenzintensität horizontal nicht homogen, sondern nahm exponential mit der Entfernung zu den Gittern ab.

Die Größenverteilung sowie die Massenkonzentration stellen zwei entscheidende Messgrößen für das Aggregationsverhalten von Feinsedimenten dar. Oft wurden diese bei Laboruntersuchungen durch die Analyse von genommenen Proben bestimmt (z. B. Brunk et al., 1996). In der Zwischenzeit geht man durch die Anwendung vorzugsweise optischer Verfahren über auf die Probenahme zu verzichten und Bestimmung der Messwerte in-situ vorzunehmen (z. B. Maggi, 2005). Besonders die Partikelgröße lässt sich durch mikroskopische Anwendungen, durch scannende Laserverfahren oder durch Laserbeugung direkt in der Wassersäule bestimmen.

Die bisherigen Laboruntersuchungen zum Aggregations- und Segregationsverhalten von Feinsedimenten zeigen verschiedene Ansätze, um die Prozesse unter kontrollierten Bedingungen über die gesamte Zeitskala der Prozessdauer zu analysieren. Allerdings zeigt sich, dass die mechanischen Scherkräfte auf die Sedimente aufgrund der vorherrschenden Strömungs- und Turbulenzbedingungen nur ungenügend simuliert wurden. Um dies zu vermeiden, sollte ein entsprechender Versuchsaufbau ein naturähnliches Turbulenzprofil simulieren, um eine naturähnliche Wirkung der aus der Turbulenz resultierenden Scherkräfte zu erzielen.

## 2.2 Turbulenzverhältnisse in Fließgewässern

Die Strömung in einem natürlichen Fließgewässer induziert die mechanischen, treibenden Kräfte für den Aggregations- und Segregationsprozess in der Wassersäule. Die natürlichen Strömungsverhältnisse bilden die Grundlage, auf welcher der Versuchsaufbau konzipiert wurde. In einem Fließgewässer existiert an jedem Ort eine lokale und momentane Geschwindigkeit, welche sich gemäß der Reynold's Dekomposition in einen mittleren Anteil

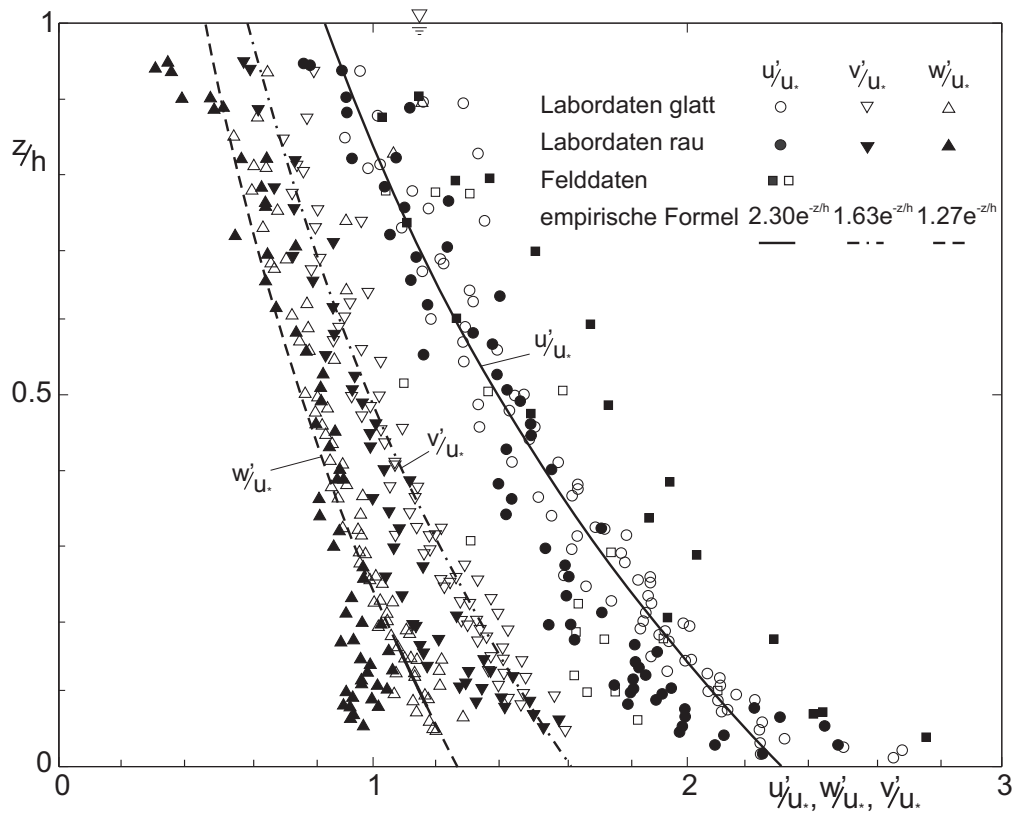
$\bar{u}$  und eine turbulente Geschwindigkeitsfluktuation  $\hat{u}$  zerlegen lässt (Pope, 2000).

$$U = \bar{u} + \hat{u} \tag{2.1}$$

Die turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen werden im weiteren durch deren rms-Werte  $u'$  charakterisiert.

$$u' = \sqrt{\overline{\hat{u}^2}} \tag{2.2}$$

In Fließgewässern wird die mittlere Strömung gemäß einer offenen Gerinneströmung durch ein logarithmisches Geschwindigkeitsprofil charakterisiert (Nezu & Nakagawa, 1993). Dieses logarithmische Geschwindigkeitsprofil wird von dem Profil der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen überlagert, welches in Abbildung 2.2 dargestellt ist.



**Abbildung 2.2.** Profile der Fluktuationsgeschwindigkeiten  $u'$ ,  $v'$  und  $w'$  normiert durch die Sohl Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  in turbulenten Gerinneströmungen (Daten nach Nezu & Nakagawa, 1993)

Mit einem halb-empirischen Ansatz entwickelten Nezu & Nakagawa (1993) mit Hilfe einer Vielzahl an Naturmessungen folgende Beziehung für die turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen im Verhältnis zur Sohl Schubspannungsgeschwindigkeit.

$$\begin{aligned} u'/u_* &= 2.30 \cdot \exp(-z/h) \\ v'/u_* &= 1.63 \cdot \exp(-z/h) \\ w'/u_* &= 1.27 \cdot \exp(-z/h) \end{aligned} \tag{2.3}$$

Dabei sind  $u'$ ,  $v'$ ,  $w'$  die rms-Werte der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen in longitudinaler, transversaler und vertikaler Richtung,  $u_*$  die Sohlschubspannungsgeschwindigkeit und  $z/h$  die relative Wassertiefe. Da in einer Gerinneströmung das Geschwindigkeitsprofil und die Turbulenz primär durch die Sohlreibung induziert werden, sind die Geschwindigkeitsfluktuationen in Sohlhöhe am stärksten und nehmen in vertikaler Richtung  $z$  ab. Das beschriebene Turbulenzprofil gibt die typischen Verhältnisse für eine offene Gerinneströmung wieder, wobei dies in der Natur durch lokale Änderungen in der Gerinnegeometrie und den Fließverhältnissen verändert sein kann.

Die Größe der Geschwindigkeitsfluktuationen wird durch die relative Turbulenzintensität  $I$  charakterisiert (Bezzola, 2002).

$$I_x = \sqrt{\overline{u'^2}}/\bar{u}, \quad I_y = \sqrt{\overline{v'^2}}/\bar{v}, \quad I_z = \sqrt{\overline{w'^2}}/\bar{w}, \quad (2.4)$$

Allerdings wird die Turbulenz in einer Gerinneströmung nicht ausschließlich von der Turbulenzintensität beschrieben. So ist die Verteilung der Reynoldsspannungen  $\overline{u'v'}$  ebenso charakterisierend wie die Zusammensetzung des Wirbelspektrums. Dieses Spektrum reicht von großen, makroskaligen Wirbeln bis hin zu den kleinen mikroskaligen Wirbeln der Kolmogorov-Größe. Die Größe der makroskaligen Wirbel ist durch die geometrischen Abmessungen des Wasserkörpers beschränkt. Die Größe der mikroskaligen Wirbel wird durch die Viskosität limitiert (Nezu & Nakagawa, 1993).

Ein Maß für die Intensität der Turbulenz ist die turbulente kinetische Energie  $k$  nach Pope (2000)

$$k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (2.5)$$

Gleichung (2.5) stellt ein absolutes Maß für die Intensität der Turbulenz unabhängig von der räumlichen Ausrichtung dar. Gleichung (2.4) stellt dagegen ein relatives Maß unter Berücksichtigung der Raumrichtung dar.

## 2.3 Durch oszillierende Gitter erzeugte Turbulenz

In zahlreichen Untersuchungen wurden bisher oszillierende Gitter zur Erzeugung von fast homogener Turbulenz ohne mittlere Strömung erfolgreich eingesetzt. Die Entstehung der Geschwindigkeitsfluktuationen basiert auf einem Zusammenspiel von Strahlen und Nachlauf. Unter anderen legten Cromwell (1960) und Turner (1968) die Grundsteine für diese Art der Turbulenzerzeugung. Thompson & Turner (1975) untersuchten grundlegend die Charakteristik der Turbulenz, die durch oszillierende Gitter mit scharfkantigen und runden Stäben entsteht. Sie machten drei zusammenspielende Prozesse für das entstehende Strömungsfeld verantwortlich. Nahe jeden Gitterstabs entstehen quasi stationäre Strahlen. Die Ausprägung dieser Strahlen hängt von der Gitterstabgeometrie, der Amplitude sowie zusätzlich von der Viskosität des Fluids ab. Die Strahlen beeinflussen sich gegenseitig und lösen sich auf, wobei Turbulenz entsteht, welche mit den Strahlen transportiert wird. Mit zunehmender Entfernung zum Gitter nimmt die Turbulenz ab.

Weiterhin stellten Thompson & Turner (1975) fest, dass die Strahlen bis zwei Maschenweiten entfernt vom Gitter das Strömungsfeld dominieren. Danach verbinden sie

sich zu einem Strömungsfeld, welches durch die Geometrie des Tanks sowie kleine Unterschiede in der Stärke der Anregung in verschiedenen Bereichen des Gitters geprägt ist. Daraus schlossen sie, dass die Charakteristik der Turbulenz von der Gittergeometrie und der Amplitude der Oszillation dominiert wird.

Hopfinger & Toly (1976) wiesen mit ihren Untersuchungen nach, dass es möglich ist, fast isotrope Turbulenz ohne mittlere Strömung mit einem oszillierenden Gitter zu erzeugen, wenn die Geometrie des Gitters richtig gewählt wird. Sie stellten dabei fest, dass der Verbauungsgrad kleiner 40% sein muss. Als ideal erweist sich ein Verbauungsgrad von 36%, wie zahlreiche Untersuchungen zeigen (z.B. Thompson & Turner, 1975; Hopfinger & Toly, 1976; Brumley & Jirka, 1987; Herlina, 2005). Ein höherer Verbauungsgrad führt nach Hopfinger & Toly (1976) zu derart hohen Strömungsgeschwindigkeiten in den Löchern des Gitters, dass die Strahlen das Strömungsfeld komplett dominieren. Bei einem Verbauungsgrad kleiner 40% stellt sich ein ideales Gleichgewicht zwischen den Strahlen und der Struktur des Nachlaufs ein. Die entstehende Turbulenz lässt sich nach Hopfinger & Toly (1976) wie folgt beschreiben:

$$u' = C_{HT} \cdot f \cdot S^{3/2} \cdot M^{1/2} \cdot x'^{-n} \quad (2.6)$$

wobei  $C_{HT} \approx 0.25$  und  $n = 1$ .

Dabei stellt  $u'$  den rms-Wert der Geschwindigkeitsfluktuationen in Richtung der Oszillation,  $f$  die Gitterfrequenz,  $S$  den Hub,  $M$  die Gittermaschenweite und  $x'$  die Entfernung vom Gittermittelpunkt dar. Hopfinger & Toly (1976) gaben basierend auf ihren zahlreichen Messdaten für  $C_{HT}$  einen Wert von 0.25 an. Der Exponent  $n$  wird bei Hopfinger & Toly (1976) mit 1 angegeben, wodurch eine dimensionsreine Beziehung entsteht. Zwischenzeitlich wurden jedoch verschiedene Variationen des Exponenten  $n$  zwischen 0.77 und 1.5, basierend auf den jeweiligen Versuchsergebnissen und Versuchsanordnungen, ermittelt (Nokes, 1988; Yan et al., 2007). Die Geschwindigkeitsfluktuationen lateral zur Oszillationsrichtung werden aufgrund von Anisotropie nach De Silva & Fernando (1994) mit  $v' = w' = 0.8 \cdot u'$  angegeben. Die Ausbreitung der Turbulenz von der Quelle wird von Hopfinger & Toly (1976) mit  $l = \beta x$  beschrieben, wobei  $\beta \approx 0.1$  ist.

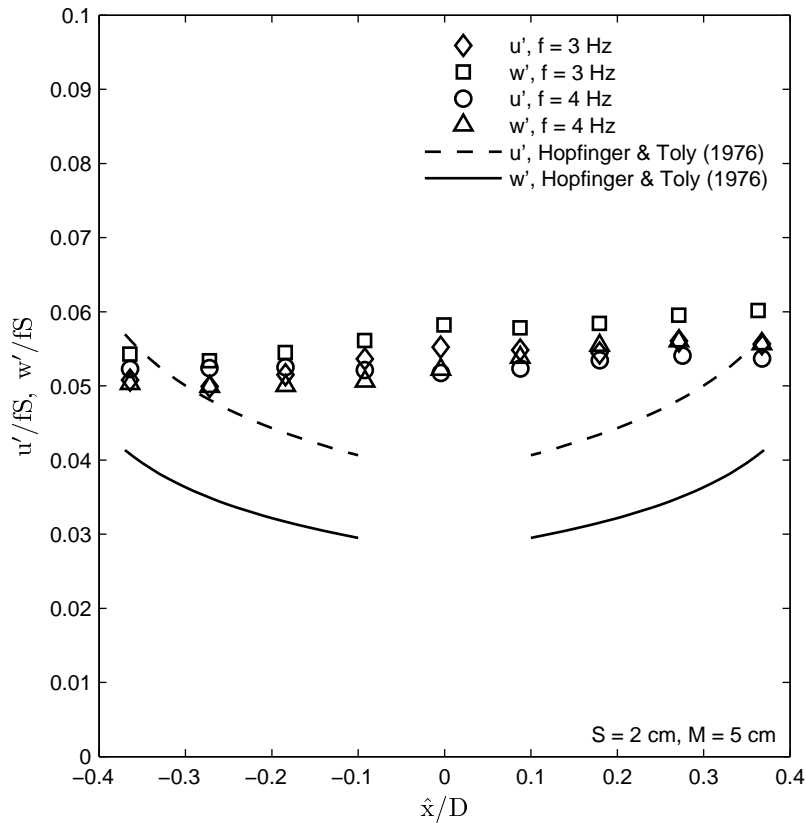
Gleichung (2.6) ist jedoch nur für einen unbegrenzten Wasserkörper gültig. Brumley & Jirka (1987) wiesen nach, dass nahe der Begrenzung des Wasserkörpers durch die Wasseroberfläche die Turbulenz nicht mehr den Ergebnissen von Hopfinger & Toly (1976) folgt. Sie gaben hierfür eine Distanz von 10% der Entfernung der Berandung vom Gittermittelpunkt an.

Villiermaux et al. (1995) zeigten bei Untersuchungen von Gitterpaaren, dass dadurch die Turbulenz in der Kernregion zwischen den Gittern weitgehend homogen wurde und diese Region nicht durch die Abnahme der Turbulenz linear mit der Entfernung zum Gittermittelpunkt gekennzeichnet ist. Außerdem bemerkten sie eine leichte Verstärkung der Turbulenz in der Kernregion. Diese wurde angegeben als

$$u'_{eff} = 2^{1/3} \cdot u' \quad (2.7)$$

wobei  $u'$  die turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen eines Gitters nach Gleichung (2.6) ist. Weitere Untersuchungen zu Gitterpaaren wurden u. a. von Srdic et al. (1996),

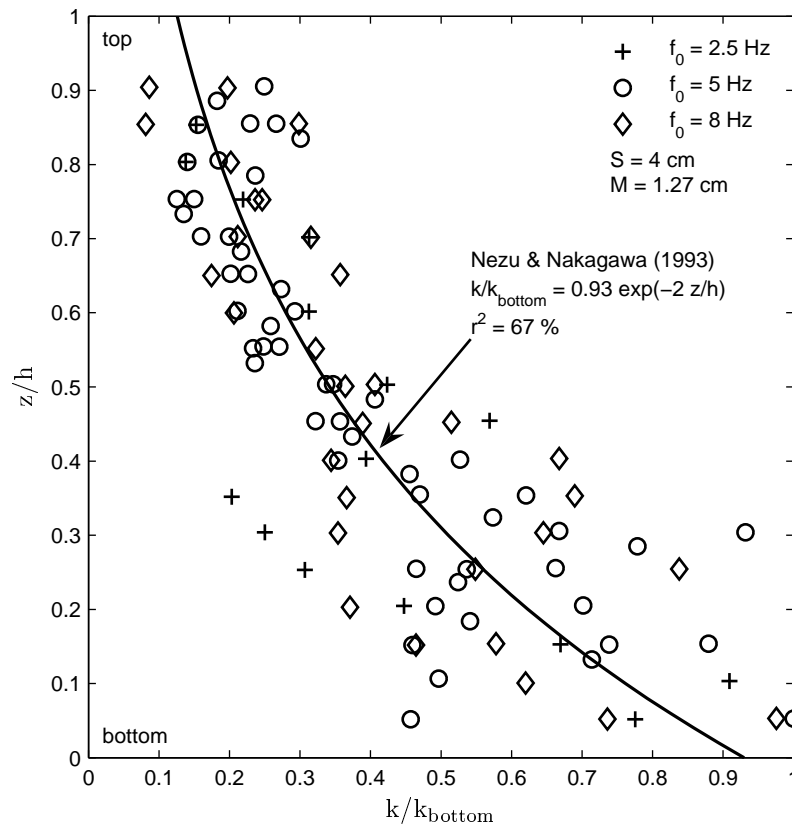
Shy et al. (1997) und Schulz et al. (2006) durchgeführt, welche ebenfalls diese Effekte feststellten. Abbildung 2.3 verdeutlicht die Effekte eines Gitterpaares anhand von Daten aus Srdic et al. (1996).



**Abbildung 2.3.** Horizontale Verteilung der horizontalen turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen  $u'$  und vertikalen turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen  $w'$  zwischen einem Gitterpaar im Vergleich zu Hopfinger & Toly (1976) (Daten aus Srdic et al., 1996)

In Abbildung 2.3 sind die horizontalen und vertikalen Geschwindigkeitsfluktuationen der Turbulenz auf der Achse zwischen den zwei Gittern des Gitterpaares dargestellt. Die Lage auf der Achse ist bezogen auf den Mittelpunkt  $\hat{x} = 0$  zwischen den Gittern und mit dem Abstand  $D$  der Gitter zum Mittelpunkt normalisiert. Die rms-Geschwindigkeiten wurden mit der Frequenz  $f$  und dem Hub  $S$  normalisiert. Weiterhin sind die Ergebnisse nach Gleichung (2.6) für ein Einzelgitter eingezeichnet. Im Vergleich zu dem Verlauf resultierend von einem einzelnen oszillierenden Gitter ist zu erkennen, dass durch die Verwendung eines Gitterpaares die Kernregion deutlich homogener wird. Die Region weist eine konstante Turbulenzverteilung auf, welche unabhängig von der Entfernung zum Gitter ist. Auch die Anisotropie der Turbulenz geht zurück, da die vertikale Komponente der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen eine unerwartet größere Verstärkung erfährt als die horizontale (Srdic et al., 1996).

Eine erweiterte Anwendung der Gitterturbulenz eines einzelnen oszillierenden Gitters stellt die vertikale Anordnung von mehreren Einzelgittern zu einer differentiellen Turbulenzsäule dar (Brunk et al., 1996). Bei Brunk et al. (1996) wurden fünf vertikal übereinander angeordnete, oszillierende Einzelgitter dazu verwendet Turbulenzprofile zu erzeugen. Wie Abbildung 2.4 zeigt, lassen sich somit Turbulenzprofile einer offenen Gerinneströmung, welche durch Gleichung (2.3) beschrieben sind, unter Laborbedingungen simulieren. Die Frequenz der Gitteroszillation wurde variiert, um die zur Wasseroberfläche abnehmenden Turbulenzintensität zu simulieren. Durch die lineare Abhängigkeit der Turbulenzintensität von der Frequenz der Gitter nach Gleichung (2.6) ist die Frequenz hierfür eine besonders geeignete Regelgröße. Basierend auf Nezu & Nakagawa (1993) und Hopfinger & Toly (1976) betrug die Frequenz der Gitter von unten nach oben 100%, 82%, 67%, 55% und 45%.



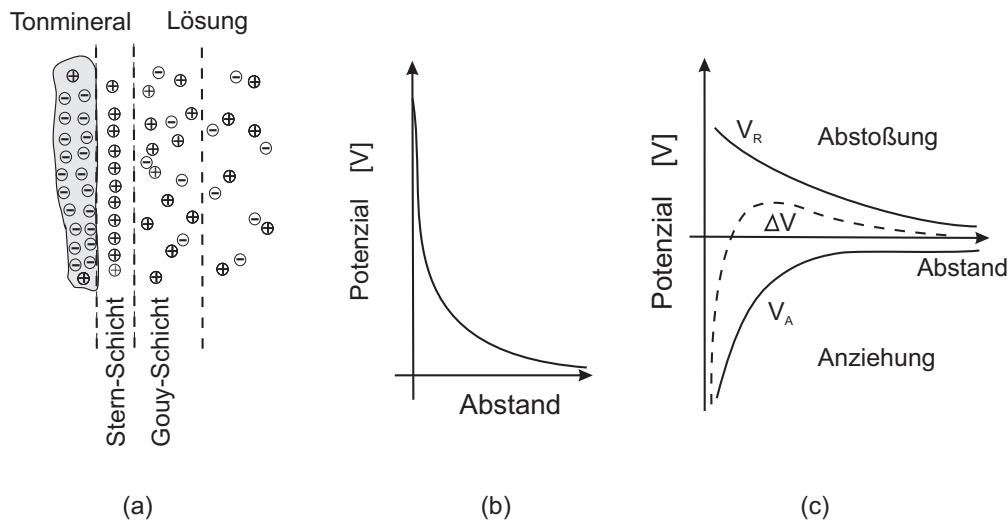
**Abbildung 2.4.** Vertikale Verteilung der turbulenten kinetischen Energie  $k$  in der differentiellen Turbulenzsäule (Daten aus Brunk et al., 1996)

Das erzeugte Turbulenzprofil in der differentiellen Turbulenzsäule stimmt in Abbildung 2.4 weitgehend mit der Beschreibung des Profils von Nezu & Nakagawa (1993) überein. Es zeigt sich, dass das Turbulenzprofil für unterschiedliche Turbulenzintensitäten, welche durch die Gitterfrequenz kontrolliert werden, simuliert werden kann.

## 2.4 Flockungsverhalten feiner Sedimente

Unter Feinsedimenten versteht man die kleinsten, partikulären Wasserinhaltsstoffe. Diese Partikel werden in natürlichen Fließgewässern meist als Schwebstoff transportiert. Die Größenordnung der Einzelpartikel liegen im Bereich von  $0.45\mu\text{m}$  bis etwa  $5\mu\text{m}$  (Maggi, 2005) und sind in Abbildung 1.1 dem Bereich des Tons und Feinschluffs zuzuordnen. Die Oberfläche der anorganischen Partikel ist meist elektrisch geladen und von einer elektrischen Doppelschicht umgeben, welche durch das  $\zeta$ -Potential charakterisiert wird (Abbildung 2.5). Das  $\zeta$ -Potential ist das elektrische Potential an der Abscherschicht eines bewegten Partikels in Suspension.

Benannt nach den Entdeckern Derjaguin und Landau in Russland sowie Verwey und Overbeek in den Niederlanden ist die klassische DVLO-Theorie ein wichtiges Werkzeug zum Verständnis der Aggregatstabilität. Die meisten Partikel weisen geladene Oberflächen auf, so dass zu den van-der Waals Kräften und der Bornschen Abstoßung noch die elektrostatischen Kräfte hinzukommen. Die isomorphe, aber nicht ladungsneutrale Substitution von  $\text{Si}^{4+}$  durch andere, wenigerwertige Kationen wie  $\text{Al}^{3+}$  sowie die pH-abhängige Ionisierung von ionisierbaren Gruppen an der Oberfläche führt z. B. bei den Tonteilchen zu negativ geladenen Oberflächen. Es kommt daher in wässrigen Medien zur Wechselwirkung mit den dort vorhandenen Ladungen (Hofmann et al., 2003).



**Abbildung 2.5.** (a) schematische Darstellung der elektrischen Doppelschicht an der Partikeloberfläche, (b) Verlauf des  $\zeta$ -Potentials in Abhängigkeit des Abstandes zur Partikeloberfläche, (c) Wechselwirkungsenergie für zwei aufeinander treffende Partikel mit der Resultierenden  $\Delta V$  aus der Abstoßung  $V_R$  und Anziehung  $V_A$  (nach Maggi, 2005)

Wird der Teilchenabstand so weit verringert, dass die anziehenden Wechselwirkungen dominant über die Abstoßungskräfte werden, tritt eine Koagulation der Teilchen ein. Dies wird in Abbildung 2.5 (c) durch die Bilanz der abstoßenden und anziehenden Kräfte deutlich, in dem das resultierende Potential  $\Delta V$  eine anziehende Wirkung besitzt. Die Dicke der elektrochemischen Doppelschicht (Abbildung 2.5 (a)) kann durch Veränderung der Io-



nenstärke und Veränderung des Oberflächenpotentials durch spezifische Ionenadsorption verändert werden.

Maßgebend für die Bildung von Aggregaten ist das Zusammenstoßen von zwei Einzelpartikeln, welche die Energiebarriere der Abstoßung überwinden. Je mehr Einzelpartikel im Fluid vorhanden sind und je mehr Bewegung herrscht, umso größer wird die Wahrscheinlichkeit, dass sich zwei Partikel treffen. Für die Bewegung im Fluid ist die Turbulenz und das Absetzen maßgeblich verantwortlich (van Leussen, 1997). Dabei spielen turbulente Wirbel von etwa derselben Größe wie die Partikel eine dominierende Rolle (Casson & Lawler, 1990). Allerdings ruft die Turbulenz auch turbulente Scherspannungen hervor, welche die Aggregatgröße sowie die Sinkgeschwindigkeit limitieren (van Leussen, 1997). Die Wirbel in Kolmogorov-Größe stellen jedoch nach van Leussen (1997) und Ditschke & Markofsky (2006) keine Limitierung der Aggregatgröße bei den untersuchten Feinsedimenten dar.

Meist wird bei den gebildeten Aggregaten zwischen Makro- und Mikrofloken unterschieden. Die Makrofloken können bis zu mehreren Millimetern groß werden, sind lose verbunden und sehr zerbrechlich. Die Mikrofloken hingegen sind stärker verbunden aufgrund der Anziehung nach der DLVO-Theorie und zusätzlichem klebrigem organischem Material wie Mucopolysaccharide, welche von Organismen, Bakterien, Algen und Pflanzen produziert werden (van Leussen, 1997). Die Mikrofloken, mit einer Größe kleiner als  $100 \mu\text{m}$ , bilden zusammen mit den Einzelpartikeln die Bausteine für die Makrofloken.

Die Bildung von Floken aus Feinsediment-Partikeln sowie die Stabilität der Floken ist sehr vom Ursprungsmaterial abhängig (Mehta et al., 1989). Dabei kann die Zusammensetzung des natürlichen Feinsediments im Flusslauf aufgrund veränderter Standortbedingungen stark variieren. Bereits die mineralischen Bestandteile der Feinsedimente bilden ein sehr komplexes System, welches durch die biologische Besiedelung der Sedimente sowie die Adsorption von chemischen Stoffen an Komplexität weiter erhöht wird. Dies erschwert die Charakterisierung der kohäsiven Sedimente hinsichtlich der Flokenbildung (Mehta et al., 1989), zumal die Zusammensetzung der organischen und anorganischen Inhaltsstoffe von anderen Standortfaktoren abhängig sind.

In den Feinsedimenten ist von einem sehr hohen Anteil an organischem Material auszugehen (DVWK, 1997). Das ist bedeutend, da organische Inhalte im Sediment zusätzlich zu einer Veränderung des Sediments und der Aggregatbildung führen können (Paterson, 1997). Die organischen Anteile werden dabei vorwiegend von Algen, Pilzen und Bakterien gebildet, welche sich zusammen mit ihren Ausscheidungsprodukten in einem Biofilm um die einzelnen mineralischen Partikeln ansiedeln. Über die Zusammensetzung der organischen Bestandteile entscheiden beispielsweise Besiedlung, Beleuchtung, Sauerstoffgehalt und Nährstoffangebot.

Besonders das Aggregationsverhalten der Feinsedimente ist stark durch die organischen Bestandteile beeinflusst. Diese wirksamen Bestandteile befinden sich zumeist in Biofilmen, welche die anorganischen Partikel einschließen. Der Biofilm enthält außer Mikroorganismen hauptsächlich Wasser. Von den Mikroorganismen ausgeschiedene extrazelluläre, polymere Stoffe (EPS) bilden in Verbindung mit dem Wasser Hydrogele, so dass eine schleimartige Matrix entsteht, in der Nährstoffe und andere Substanzen gelöst sind (Flemming & Wingender, 2001). Diese Biopolymere geben durch die Bildung von Hy-

drogelen dem Biofilm eine stabile Form. Dabei handelt es sich um ein weites Spektrum von Polysacchariden, Proteinen, Lipiden und Nukleinsäuren. Eine technische Anwendung solcher Biofilme findet man beispielsweise in der Abwasserreinigung.

Die Biofilme entwickeln sich nach Flemming & Wingender (2001) in verschiedenen Stadien, wobei die flüssige Phase, das Substrat und die Mikroorganismen die Eigenschaften des Biofilms bestimmen. Das Medium (flüssige Phase) beeinflusst durch Temperatur, pH-Wert, gelöste organische und anorganische Stoffe, Oberflächenspannung, Viskosität, hydrodynamische Parameter (Scherkräfte, Turbulenz und Druck). Das Substratum (feste Phase) nimmt aufgrund seiner chemischen Zusammensetzung, Hydrophobizität, Oberflächenspannung, Oberflächenladung, „biologischen Affinität“, das heißt Besiedelbarkeit, Rauigkeit und Porosität, einen Einfluss. Die Mikroorganismen (zunächst partikuläre, dann gelförmige Phase) entwickeln sich in Abhängigkeit von Spezies, Zellzahl, Ernährungszustand, Hydrophobizität und Ladung der Zelloberfläche, EPS und Wachstumsphase (Flemming & Wingender, 2001).

Aufgrund ihrer Klebrigkeit stellen extrazelluläre, polymere Substanzen (EPS) in den Biofilmen bei der Bildung von Aggregaten einen wesentlichen Faktor dar (Wingender et al., 2001; de Brouwer et al., 2000). Die EPS geben den Aggregaten mehr Stabilität und erhöhen damit den Widerstand gegen die destruktiv wirkenden Scherkräfte der Turbulenz. Sie verschieben ein Gleichgewicht zwischen Aggregation und Segregation somit zugunsten der Aggregation. Die DLVO-Theorie berücksichtigt dies jedoch nicht, sondern wie schon gezeigt nur die physico-chemischen Eigenschaften der Partikel.

Eine Reihe von Untersuchungen beschäftigte sich bereits mit den Flockungsvorgängen in der Wassersäule aufgrund von Turbulenz und der mathematischen Formulierung dieser Vorgänge (Brunk et al., 1996, 1998; Casson & Lawler, 1990; Hopkins & Ducoste, 2003; Bennett & Best, 1995; Cleasby, 1984; Michallet & Mory, 2004; Maggi, 2005; Winterwerp, 1999; van Leussen, 1997). Jedoch wurde meist von homogener Turbulenz ausgegangen und nicht auf das Turbulenzprofil einer Gerinneströmung, wie in Kapitel 2.2 erläutert, eingegangen. Muste & Patel (1997) berücksichtigte hingegen die Interaktion zwischen Turbulenz und Sediment. Bei hohen Konzentrationen an Feinsediment verändert der Feststoffanteil das Turbulenzprofil der Strömung. Allerdings tritt dieser Effekt nach Gratiot et al. (2005) erst bei einer Konzentration von über 10 g/l signifikant auf.

Wie bereits erwähnt ist das Absetzen für die Bewegung im Wasserkörper und somit auch für den Aggregationsvorgang mit verantwortlich. Allerdings ändert sich mit der Flockung auch die Sinkgeschwindigkeit, da die Flocken ihre Dichte im Vergleich zu den Einzelpartikeln ändern. Flocken bestehen zu einem Großteil aus Wasser. Weiterhin weisen Flocken unterschiedliche Formen auf, die stark von der Kugelform abweichen können. Somit ist eine Berechnung der Sinkgeschwindigkeit mit dem Ansatz nach Stokes nur eine grobe Abschätzung, welcher für Kugel und kleine Reynoldszahlen gültig ist.

$$w_s = \frac{g}{18 \nu} \cdot \frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_w} \cdot d^2 \quad (2.8)$$

Die Sinkgeschwindigkeit  $w_s$  wird hierbei bestimmt von der Gravitation, gegeben durch die Erdbeschleunigung  $g$  und den Dichteunterschied der Dichte des Sediments  $\rho_s$  und der Dichte des Wassers  $\rho_w$ , und den viskosen Einflüssen, gegeben durch die kinematische

Viskosität  $\nu$  und den Partikeldurchmesser  $d$ . Da jedoch die Partikeldichte, der Formwiderstand und die Oberflächenrauheit eines Aggregates stark von dessen Größe abhängig ist (Van Leussen, 1994), wurden zahlreiche Untersuchungen zur Bestimmung der Sinkgeschwindigkeit von Feinsediment-Aggregaten durchgeführt (u.a. Van Leussen, 1994; Winterwerp, 1999; Maggi, 2005). Daraus resultiert bei Winterwerp (1999) folgende Beschreibung der Sinkgeschwindigkeit der Aggregate

$$w_s = \frac{\alpha}{18\beta} \cdot \frac{(\rho_s - \rho_w)g}{\mu} \cdot d_p^{3-n_f} \cdot \frac{d^{n_f-1}}{1 + 0.15 Re^{0.687}} \quad (2.9)$$

Dabei ist  $\rho_s$  die Dichte des Sediments und  $\rho_w$  die Dichte des Wassers,  $\mu$  die dynamische Viskosität,  $g$  die Erdbeschleunigung,  $d_p$  der Durchmesser der Primärpartikel,  $d$  der Partikeldurchmesser,  $n_f$  die fraktale Dimension,  $Re$  die Partikel-Reynolds-Zahl und  $\alpha$ ,  $\beta$  empirische Konstanten.

Die Sinkgeschwindigkeit ist eine maßgebende Größe für die numerische Simulation des Feinsedimenttransports. Sie bestimmt die Aufenthaltszeit des Feinsediments im Wasserkörper und somit den Ort der Sedimentation sowie die Zeitskala des EDTC-Zyklus.

Eine Modellierung der Flockendynamik findet zumeist fraktioniert in Sedimentklassen nach Partikelgröße statt. Die Grundlagen gehen auf die mathematische Theorie der Kaogulationskinetik zurück, welche von Smoluchowski (1917) entwickelt wurde. Unter der Annahme, dass die Bildung eines Aggregats aus der Kollision von genau zwei Partikeln entsteht, lässt sich das Wachstum einer Flockenklasse  $k$  wie folgt beschreiben:

$$\left[ \frac{\delta c_k}{\delta t} \right]_{Aggregation} = \frac{1}{2} \sum_{i+j=k} \beta_{ij} A_{ij} c_i c_j - c_k \sum_{i=1}^{\infty} \beta_{ik} A_{ik} c_i \quad (2.10)$$

Die zeitliche Zunahme der Konzentration  $c$  in der Sedimentklasse  $k$  wird durch Aggregation aus zwei kleineren Sedimentklassen  $i$  und  $j$  beschrieben, wobei  $\beta$  eine Funktion für die Wahrscheinlichkeit, dass zwei Partikel kollidieren, ist, und  $A$  die Wahrscheinlichkeit, dass aus dieser Kollision ein größeres Aggregat entsteht. Die Abnahme der Konzentration wird durch die Aggregation von Partikeln der Klasse  $k$  in eine größere Klasse beschrieben. Gleichung (2.10) umgeformt, ergibt die zeitliche Veränderung der Konzentration aufgrund des Aggregationsprozesses.

$$c_t = \frac{c_0}{1 + \left(\frac{\beta A}{2}\right) \frac{6 c_0}{\pi d^3 \rho_s} t} \quad (2.11)$$

Hierin lassen sich für unterschiedliche Kollisionsmechanismen die entsprechenden Kollisionswahrscheinlichkeiten  $\beta$  integrieren. Für die Kollisionswahrscheinlichkeit aufgrund der Bewegung infolge von turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen gilt folgendes (Ditschke & Markofsky, 2006):

$$\beta_{Turb} = \frac{G}{6} (d_i + d_j)^3 \quad (2.12)$$

Der Geschwindigkeitsgradient  $G$  nach Camp & Stein (1943) repräsentiert dabei die Turbulenz. Bei dieser theoretischen Formulierung werden jedoch die Intensität der Aggregation überschätzt, was zu einer Überschätzung der Aggregationsrate führt. Dies liegt

an der Vernachlässigung von Nahfeldeffekten zwischen zwei Partikeln. Untersuchungen haben gezeigt, dass die Bahnlinien von kleinen, dichteren Partikeln um größere, weniger dichte Partikel abgelenkt werden (Stolzenbach & Elimelech, 1994). Die Wahrscheinlichkeit, dass diese zwei Partikel kollidieren, ist somit deutlich geringer als durch das in obigen Gleichungen beschriebene „rectilinear model“.

Durch die Einführung des „curvilinear model“ mit dem Korrekturfaktor  $e_{cur}$  von Han & Lawler (1992) wurde der Ablenkung von kleineren Partikeln Rechnung getragen.

$$\beta_{cur} = e_{cur}\beta_{rec} \quad (2.13)$$

Der Korrekturfaktor  $e_{cur}$  wurde wie folgt bestimmt:

$$e_{cur} = \exp(-3.4 + 0.62 \log(\gamma) + \psi(3.5 - 1.2 \log(\gamma))) \quad (2.14)$$

$$\begin{aligned} \text{mit} \quad \psi &= d_j/d_i \\ \gamma &= 8 H_A/(3\pi w_s d_i^2) \end{aligned}$$

Die Hamaker-Konstante  $H_A$  nimmt für Partikel im Wasser typischerweise einen Wert von  $3.9 \cdot 10^{-20}$  an. Nach Untersuchungen von Li & Logan (1997) überschätzt das „rectilinear model“ zwar die Aggregationsgeschwindigkeit durch die Vernachlässigung der Nahfeldeffekte. Das „curvilinear model“ unterschätzt jedoch die Aggregationsgeschwindigkeit, da die Durchströmung der fraktalen Aggregatsstrukturen nicht berücksichtigt wird. Wie die Untersuchungen zeigen, liegt die auftretende Kollisionswahrscheinlichkeit zwischen den Ergebnissen der beiden Modellvorstellungen.

## 2.5 Zusammenfassende Bewertung

Wie in den vorangegangenen Abschnitten gezeigt wurde, stellt die Feinsedimentdynamik ein hoch komplexes System dar, auf welches zahlreiche Parameter Einfluss nehmen. In diesem System wirken physikalische, chemische und biologische Prozesse zusammen. Bereits die Klassifizierung der Feinsedimente hinsichtlich der Aggregatbildung erweist sich schon als äußerst schwierig (Van Leussen, 1994).

In den bisherigen Arbeiten wurden jeweils ein gewisser Teil oder ein einzelner Prozess in der Feinsedimentdynamik untersucht. Der Versuch, den ganzen Prozessablauf nachzubilden, ist nur im Naturmaßstab oder mit sehr starken Vereinfachungen möglich. Um die Modellansätze für die Feinsedimentdynamik präziser werden zu lassen, sind weitere Grundlagenuntersuchungen und Parameterstudien notwendig. Bisherige Ansätze zeigen Defizite bei der Bestimmung der Kollisionswahrscheinlichkeit von Partikeln sowie der Aggregationswahrscheinlichkeit aus einer Kollision.

Die Turbulenz der Strömung ist bei den Aggregations- und Segregationsvorgängen der Feinsedimente einer der grundlegenden Parameter für die physico-chemischen Prozesse (Van Leussen, 1994). Die Turbulenz sorgt für eine relative Bewegung der einzelnen Partikel zueinander sowie für Scherkräfte, welche an den Aggregaten angreifen. Aus diesem Grund befassten sich bereits einige Untersuchungen mit dem Einfluss der Turbulenz auf

die Flockengröße und die Sinkgeschwindigkeit (z.B. Casson & Lawler, 1990; Van Leusen, 1994; Maggi, 2005). Das Turbulenzprofil einer Gerinneströmung (Kapitel 2.2) wurde jedoch in den Untersuchungen zumeist nicht berücksichtigt.

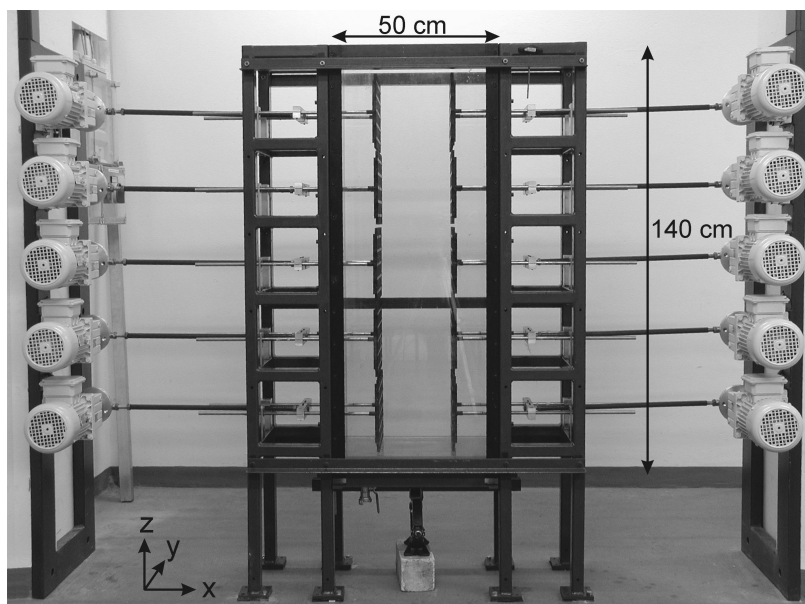
Brunk et al. (1996) wiesen in ihren Untersuchungen nach, dass mit Hilfe einer differentiellen Turbulenzsäule das Turbulenzprofil einer Gerinneströmung ohne advektiven Transport unter Laborbedingungen simuliert werden kann und dass sich in diesem experimentellen Aufbau das Aggregationsverhalten von Feinsedimenten studieren lässt. Durch die Verwendung von Einzelgittern zur Turbulenzerzeugung konnte jedoch keine horizontal homogene Turbulenzverteilung erzeugt werden. Diesbezügliche Verbesserungen versprechen die Ergebnisse von Srdic et al. (1996). Durch die Anordnung eines oszillierenden Gitterpaares zur Turbulenzerzeugung konnte eine annähernd homogene, isotrope Kernregion nachgewiesen werden.

Um die verbesserten Turbulenzbedingungen aus den Experimenten von Srdic et al. (1996) für die Untersuchung der Feinsedimentdynamik nutzen zu können, wurde in den experimentellen Aufbau von Brunk et al. (1996) die Anordnung von Gitterpaaren nach Srdic et al. (1996) integriert. Hieraus resultiert der Aufbau einer modifizierten, optimierten, differentiellen Turbulenzsäule (siehe Kapitel 3.1).





Im Hinblick auf die genannten Randbedingungen wurde die differentielle Turbulenzsäule nach Brunk et al. (1996) weiterentwickelt. Dieser Versuchsaufbau besteht aus einem Tank, in dem horizontal oszillierende Gitter vertikal übereinander angeordnet werden (Abbildung 3.1). Der Tank hat eine Höhe von 140 cm und eine Grundfläche von  $50 \times 35 \text{ cm}^2$ . Für die optische Zugänglichkeit besteht der Tank bis auf die Frontscheibe, welche aus Glas ist, aus Plexiglas. Der Boden des Tanks ist absenkbar, so dass ein doppelter Boden oder Sedimentproben eingebaut werden können. Durch den doppelten Boden kann der Abstand des festen Bodens zum untersten Gitterpaar variiert werden (Abbildung 3.2).



**Abbildung 3.2.** Foto der differentiellen Turbulenzsäule

Für die Turbulenzerzeugung sind im Gegensatz zu Brunk et al. (1996) Gitterpaare installiert, welche nach Srdic et al. (1996) eine homogenere Turbulenzverteilung erzeugen als Einzelgitter (Kapitel 2.3). Die Position der Gitter ist in Abbildung 3.3 ersichtlich. Die Gitter besitzen eine Fläche von  $34 \times 24 \text{ cm}^2$ . Die Maschenweite beträgt 45 mm und die Stegbreite 9 mm. Somit ergibt sich aus der Geometrie ein Verbauungsgrad von 36%, welcher nach Brumley & Jirka (1987) ideal für die Erzeugung akvektionsfreier Turbulenz ist. Die Dicke der Gitter beträgt 10 mm. Die Gitter bestehen aus schwarz eloxiertem Aluminium AlMg3. Jedes Gitter wird über zwei Edelstahlstangen mit einem Durchmesser von 12 mm gehalten und angetrieben.

Die Führungs- und Antriebsstangen sind aus dem Tank geführt. Als Lager und Dichtung dient eine justierbare Stopfbuchsenpackung aus PTFE mit zusätzlichem PTFE-Gleitring an der Plexiglasscheibe. Das hintere Lager bildet jeweils ein Linear-Kugellager. Zwischen den Lagern werden die zwei Führungs- und Antriebsstangen jedes Gitters gekoppelt. Mittig an dieser Kopplung greift die Triebstange an. Diese Triebstange ist mit einer Exzentrerscheibe verbunden. Über verschiedene Bohrungen in der Exzentrerscheiben lässt sich der Hub der Gitter zwischen 1 und 10 cm variieren. Angetrieben werden die Exzentrerscheiben von Drehstromgeriebemotoren (Lenze GST05-2 M VBR 080C42). Die



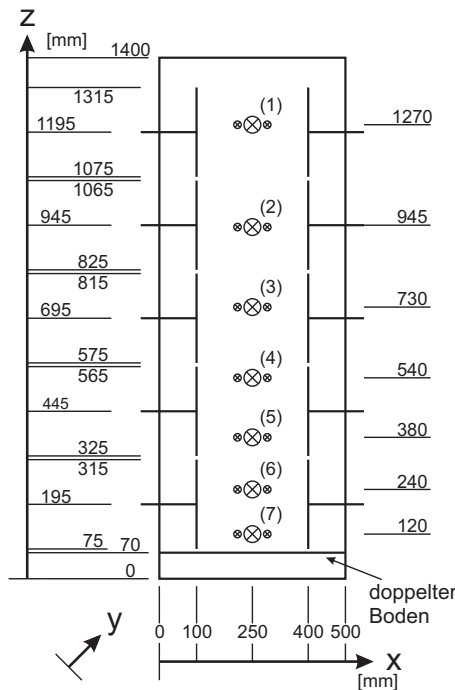


Abbildung 3.3. Koordinatensystem in der differentiellen Turbulenzsäule

Motorenregelung erfolgt über Frequenzumrichter (Lenze 8200 Vector), welche über Analogwertvorgabe vom Computer aus angesteuert werden. Die Motoren laufen mit 0 bis 632 U/min, so dass die Frequenz der Oszillation der Gitter zwischen 0 und 10 Hz geregelt werden kann.

Für die Erfassung der Drehfrequenz der Motoren sind in die Exzentrerscheiben im Umfang 12 Metallstifte eingelassen. Über selbstgebaute Hallsensoren wird die Frequenz der vorbei drehenden Metallstifte ermittelt. Das Schaltbild der Sensoren ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Die Signale der Sensoren werden per Computer über eine Zählerkarte ausgewertet und daraus wird die Frequenz berechnet. Die Frequenz der Motoren kann mit diesem Aufbau genauer als 0.1 Hz gemessen werden.

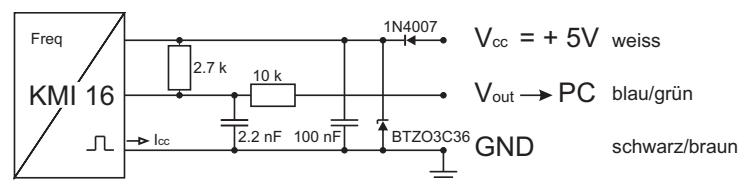


Abbildung 3.4. Schaltplan der Drehzahlsensoren basierend auf dem Hallsensor Philips KMI 16

In der Rückwand des Tanks sind sieben Prozesszugänge (Abbildung 3.3, ⊗(1) – ⊗(7)) für das In-line Mikroskop (Kapitel 3.2.2) sowie seitlich davon jeweils zwei Bohrungen für Probenahmen, wie für die Erfassung der Trübung (Kapitel 3.2.3), installiert. Die Position der Messstellen lässt sich aus Abbildung 3.3 ablesen. Die Prozesszugänge sind so konzipiert, dass die Position des In-line Mikroskops während des Betriebs der Turbulenzsäule mit gefüllten Tank verändert werden kann.

Aufgrund der linearen Abhängigkeit der turbulenten Fluktuationen zur Frequenz der Gitter nach Gleichung (2.6) und der Möglichkeit der einfachen Steuerung der Frequenz wurde die Frequenz der Gitter als Regelgröße des Systems gewählt. Bei der Regelung der Motoren wurde darauf geachtet, dass die Gitter des jeweiligen Paares nicht synchron laufen, um etwaige Resonanzeigenschaften, wie z. B. stehende Wellen oder stationäre Strömungsverhältnisse, möglichst zu unterbinden. Hierfür wird ein kleiner Zufallsanteil der eingestellten Frequenz hinzugefügt. Dieser Anteil verändert sich laufend. Die Größe des Zufallsanteils sowie die Zeit zwischen der Änderung lässt sich individuell festlegen.

## 3.2 Messtechnik

Für die anstehenden Messaufgaben waren unterschiedliche Messmethoden erforderlich. Zum einen sollte das Geschwindigkeitsfeld erfasst werden. Hierbei stand die Information über die turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen im Vordergrund. Diese sollten räumlich sowie zeitlich hoch aufgelöst erfasst werden. Weiteres Interesse bestand an der mittleren Strömung, welche durch Sekundärströmungen hervorgerufen wird. Zum anderen sollte die installierte Messtechnik das vorhandene Partikelensemble charakterisieren und Veränderungen in Ort und Zeit aufzeigen. Hierzu wurde die in-situ Vermessung der Partikelgröße durch Mikroskopie gewählt. Gleichzeitig wurde die Massenkonzentration durch eine kalibrierte Trübungsmessung bestimmt, da dies ein wichtiger Parameter für den Aggregations- und Segregationsprozess ist. Die zeitgleiche Messung der Partikelgröße mit der Massenkonzentration soll eine Bilanzierung der Feinsedimente in der differentiellen Turbulenzsäule ermöglichen.

### 3.2.1 Geschwindigkeitsmesstechnik

Zur Bestimmung des Geschwindigkeitsfeldes in der differentiellen Turbulenzsäule wurden unterschiedliche Verfahren eingesetzt. Dabei wurden die Vorzüge des jeweiligen Verfahrens ausgenutzt. Im Weiteren wird jedoch nur kurz auf die berührungslosen, optischen Verfahren eingegangen.

**Laser-Doppler-Velocimetrie.** Die Laser-Doppler-Velocimetrie (LDV) ist ein berührungsloses, optisches Verfahren zur Geschwindigkeitsmessung, welches an einem Punkt mit hoher dynamischer Auflösung die Geschwindigkeiten von Partikeln im Fluid ermittelt. Für das Verfahren werden zwei Laserstrahlen gekreuzt. Dabei entsteht ein Interferenzstreifenmuster im Messvolumen, welches aus dem Schnittkörper der beiden Strahlen gebildet wird. Passiert ein Partikel das Messvolumen senkrecht zu Lichtebeine, wird das Licht dopplerverschoben gestreut. Durch eine Frequenzanalyse des detektierten Streulichts lässt sich die Geschwindigkeit berechnen. Entscheidend für die Genauigkeit des Verfahrens ist das Teilchenfolgevermögen der suspendierten Partikel sowie die Güte des detektierten Streulichts. Um mehrdimensionale Geschwindigkeitsinformationen zu erhalten, müssen mehrere Strahlenpaare eingesetzt werden. Die Unterscheidung des Streulichts der einzelnen Komponenten erfolgt dann meist durch die Verwendung unterschiedlicher Wellenlänge. Ruck (1987) zeigt detailliert die Funktionsweise sowie den Aufbau von LDV-Systemen.

Für die Messungen an der differentiellen Turbulenzsäule wurde ein 2-D Sondensystem mit Rückwärtsstreuung (TSI) mit einem 5W Argon-Ion-Laser (INNOVA 70/5E) eingesetzt. Das Messvolumen des eingesetzten Systems beträgt etwa 0.7 mm x 0.8 mm. Die Genauigkeit des Systems wurde von von Carmer et al. (2000) in der Größenordnung von 1% bestimmt. Die Brennweite der Sonde beträgt 110.3 mm, wobei die Brennweite aufgrund von Brechung an der Dichtegrenze Luft-Glas und Glas-Wasser korrigiert werden muss. Damit erhält man eine maximale Brennweite von 148.75 mm. Die maximale Eindringtiefe in den Wasserkörper ist bei der gegebenen Geometrie 127.7 mm.

Die Sonde wurde horizontal an eine automatische 1-D Traversiereinrichtung montiert. Somit war es möglich, automatisch Vertikalprofile mit den Geschwindigkeitskomponenten in x- und z-Richtung zu erfassen. Die Frontscheibe aus Glas bot einen optimalen optischen Zugang in die differentielle Turbulenzsäule. Als Tracer-Partikel wurden weiße Latex-Partikel zugegeben.

Bei der Messung der Vertikalprofile lag die Aufnahmezeit des LDV-Systems abhängig von der Anzahl an detektierten Tracer-Partikeln bei mindestens 150 Hz. Die Aufnahmedauer pro Messpunkt betrug 2 min. Vereinzelt wurden für die Spektralanalyse der Turbulenz (Kapitel 4.2) Messungen mit 10 min Messdauer pro Messpunkt durchgeführt. Ein Vertikalprofil bestand aus bis zu 80 einzelnen Messpunkten, was einem Abstand von 1.6 cm entspricht.

**Particle-Image-Velocimetry.** Die Particle-Image-Velocimetry (PIV) ist ebenfalls ein partikelbasiertes, berührungsloses und optisches Messverfahren für die Bestimmung von Fluidgeschwindigkeiten. Allerdings handelt es sich hierbei um ein Ganzflächen-Messverfahren, welches die instantanen Geschwindigkeitsinformationen einer ganzen Fläche auf einmal ermittelt. Im Gegensatz zur Laser-Doppler-Velocimetry ist die dynamische Auflösung und die Aufnahmezeit bei PIV eingeschränkt.

Für 2-D PIV wird die Messebene durch einen Laserlichtschnitt beleuchtet. Eine CCD-Kamera nimmt zwei Bilder nacheinander von der Messebene auf. Anschließend werden diese Bilder im Computer weiter verarbeitet. Nach einem Preprocessing, welches zur Steigerung der Bildqualität dient, wird jedes Bild in Interrogation Areas zerlegt. Anhand der Partikel in jeder Interrogation Area wird eine Kreuzkorrelation des Partikelensembles des ersten Bildes mit dem Partikelensemble des zweiten Bildes durchgeführt. Somit erhält man eine Verschiebung für jede Interrogation Area und durch die bekannte zeitliche Beziehung der beiden Bilder zu einander eine Geschwindigkeitsinformation. Im abschließenden Postprocessing werden die ermittelten Geschwindigkeitsvektoren auf ihre Plausibilität geprüft und eventuell korrigiert. Durch die mehrfache Auswertung der Bilder unter Berücksichtigung der zuvor gewonnenen Geschwindigkeitsinformationen, dem so genannten Multi-Pass, lassen sich die dynamische Auflösung und Genauigkeit des Verfahrens steigern.

Die Genauigkeit des System ist durch die Partikelgröße, die Partikelanzahl sowie die auftretenden Verschiebungen zwischen zwei Bildern beeinflusst (Raffel et al., 1998). Der systematische Fehler des verwendeten System wird bei Kühn (2000) und Weitbrecht et al. (2002) mit unter 0.5 Pixel in der Verschiebung angegeben.

Die Beleuchtung wurde bei dem System, wie es auch schon von Herlina (2005) verwendet wurde, mit einem gepulsten Nd:YAG-Laser (Continuum Minilite II PIV) mit



**Abbildung 3.5.** Differentielle Turbulenzsäule mit Laser-Lichtschnitt und PIV-Kamera

einer Pulsenergie von maximal 25 mJ realisiert. Durch einen Umlenkspiegel und eine Tophead-Linse wurde der Lichtschnitt in der Mitte der differentiellen Turbulenzsäule aufgespannt. Eine dünne Glasscheibe, die lokal auf die Wasseroberfläche aufgesetzt wurde, diente als Durchgangshilfe, so dass die Bewegung der Wasseroberfläche nicht die Lage des Lichtschnitts beeinflusste. Die Bilder wurden mit einer gekühlten CCD-Kamera (LaVision Flowmaster 3) mit einer Auflösung von 1280 x 1024 Pixel und einer Farbtiefe von 12 bit gespeichert. Mit der Kamera wurde eine Bildfläche von etwa 8.7 x 6.9 cm erfasst. Die Kamera war auf einer automatischen Traversiereinrichtung montiert, so dass eine vertikale Verschiebung automatisch erfolgen konnte (Abbildung 3.5). Die zeitliche Ablaufsteuerung der Messung übernahm eine im Computer integrierte PTU (programmable timing unit). Die Aufnahmezeit des Systems lag bei 4 Hz. Zur Steuerung der Aufnahme und Auswertung wurde das kommerzielle Programmpaket DaVis (LaVision) herangezogen. An jedem Messpunkt wurden 900 Doppelbilder für die spätere Auswertung aufgenommen. Nach der Auswertung lagen Vektorfelder der momentanen Geschwindigkeit mit einer räumlichen Auflösung von 2.2 mm vor.

### 3.2.2 Partikelgrößenmesstechnik

Die Bestimmung der Partikelgröße ist entscheidend für den Nachweis der Aggregatbildung, da bei diesem Prozess eine Verschiebung der Partikelgrößenverteilung stattfindet. Meist wird dies durch eine Verteilung mit einem zweiten Maxima ersichtlich (Casson & Lawler, 1990). Zur Bestimmung der Partikelgröße hat sich allerdings bisher kein standardisiertes Verfahren durchgesetzt. Prinzipiell ist der aufzulösende Größenbereich für die Verfahren entscheidend, da die aufzulösenden Größen sich über mehrere Skalen erstrecken können. Weiterhin muss zwischen Methoden unterschieden werden, die in-situ die Partikelgröße bestimmen oder die auf einer Probenahme beruhen. Der Vorteil der in-situ Verfahren ist,

dass auf die Probenahme verzichtet werden kann. Dadurch kann eine Veränderung der Partikelgröße wie die Zerstörung von Aggregaten bei der Probenahme, dem Transport der Probe und der Zwischenzeit bis zur Auswertung der Probe ausgeschlossen werden. Verfahren, welche ein definiertes Probevolumen analysieren, haben dagegen den Vorteil, dass alle Partikel dieser Probe analysiert werden und damit verbunden auch eine Massenkonzentration bestimmt werden kann. Bei in-situ Verfahren hingegen muss sichergestellt sein, dass im Messbereich genügend Partikel vorhanden sind und diese auch rechtzeitig ausgetauscht werden. Über die gesamte Messdauer gesehen, muss ein ausreichender Umfang der Stichprobe zum Erstellen einer fundierten Statistik gewährleistet sein.

Da im gegebenen Fall aufgrund der erzeugten Turbulenz eine kontinuierliche Durchmischung gewährleistet ist und die Problematik der Probenahme vermieden werden sollte, wurde ein in-situ Verfahren bevorzugt. Die Bestimmung der Partikelgröße erfolgt in diesem Fall optisch. Typische Verfahren sind hierbei scannende Laserverfahren oder mikroskopische Beobachtungen.

Für die anstehenden Untersuchungen wurde ein In-Line Mikroskop (Aello 7000) ausgewählt (Abbildung 3.6), welches speziell für die Anwendung in der differentiellen Turbulenzsäule modifiziert wurde. Das System besteht aus einem Edelstahl-Rohr mit einem Durchmesser von 38 mm. Im vorderen Drittel des Rohres befindet sich ein 8 mm breiter Schlitz, in dem sich das eigentliche Messvolumen befindet (Abbildung 3.7). Im vorderen Teil des Rohres ist die Beleuchtungseinheit untergebracht. Diese dient durch eine Scheibe als Hintergrundbeleuchtung für die Aufnahmen im Messvolumen. Über die dazugehörige Software lässt sich die Beleuchtung im Blitzbetrieb mit Einzel-, Doppel- oder Trippelblitzen unterschiedlicher Dauer oder als kontinuierliche Lichtquelle betreiben. Auf der anderen Seite des Schlitzes befindet sich eine weitere Scheibe. Hinter dieser verbirgt sich ein Mikroskopobjektiv sowie eine CCD-Kamera mit einer Auflösung von 1024 x 768 Pixel. Mit diesem optischen Aufbau wird eine Fläche von 0.97 x 0.73 mm mit einer Tiefenschärfe von ca. 0.1 mm abgebildet. Der optische Längemaßstab beträgt  $0.95 \mu\text{m}/\text{Pixel}$ . Die Daten der Kamera werden via Firewire direkt an den Computer übertragen. Die Aufnahme rate des Systems ist auf maximal 7.5 Hz beschränkt. Im Gehäuse am Ende des Edelstahl-Rohres befindet sich noch ein Teil der Kameraelektronik, die elektrischen Anschlüsse sowie die Steuerelektronik.

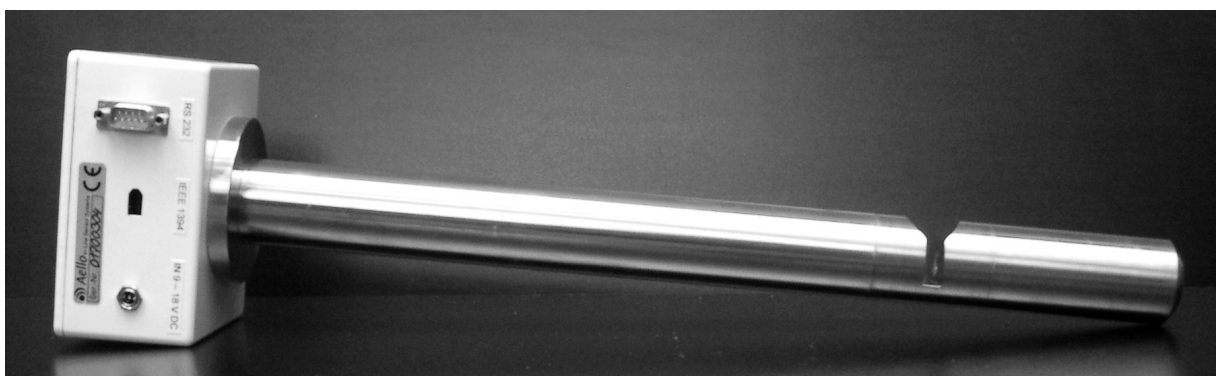
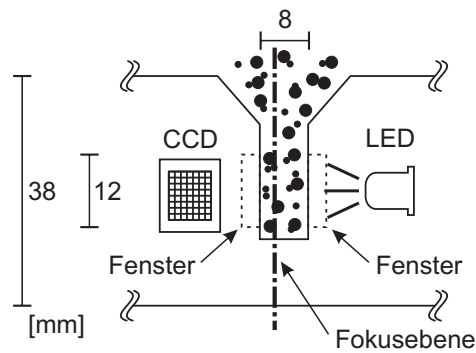
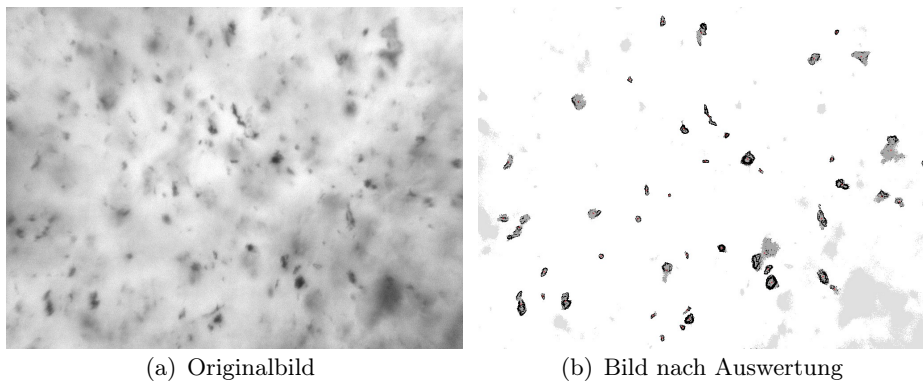


Abbildung 3.6. Aello 7000 In-Line Mikroskop



**Abbildung 3.7.** Schematische Skizze des Messvolumens des Aello In-Line Mikroskops

Im Computer werden die aufgenommenen Bilder direkt mit der systemeigenen Software (Image Processing Tools) analysiert. Diese Software detektiert die Partikel, welche aus einer gleichmäßigen Fläche und einem scharfen Rand bestehen. Dazu wird zweimalig ein Gradientenfilter angewendet. Im ersten Durchgang werden gleichmäßige, zusammenhängende Flächen detektiert. Diese sind in Abbildung 3.8 (b) als graue Flächen dargestellt. Im zweiten Durchgang werden scharfe Kanten ermittelt. Nur zusammenhängende Flächen mit scharfen Kanten werden als Partikel gewertet und weiter analysiert, indem die einnehmende Fläche bestimmt wird. Somit soll gewährleistet werden, dass nur Partikel in der Focusebene in die Statistik einfließen. Diese detektierten Partikel sind in Abbildung 3.8 (b) durch eine graue Fläche mit schwarzem Rand und rotem Punkt gekennzeichnet. Da es sich um eine zweidimensionale Abbildung eines dreidimensionalen Körpers handelt, wird angenommen, dass die dritte Dimension dieselbe Ausprägung wie die anderen beiden besitzt.



(a) Originalbild

(b) Bild nach Auswertung

**Abbildung 3.8.** Originalbild und ausgewertetes Bild des In-Line Mikroskops von Kaolin

Anschließend lassen sich aus den einzelnen Partikeldurchmessern der mittlere Durchmesser  $d_{50}$ , die Quantile  $d_{16}$  und  $d_{84}$  sowie der Sauter-Durchmesser  $d_{SA}$  gemäß Gleichung (3.3) und ein Längen-zu-Breiten-Verhältnis der Partikel bestimmen. Weiterhin ergibt sich aus einem ganzen Partikelensemble eine Größenverteilung, die anzahl- oder volumenbezogen sein kann. Hierfür ist die Partikelhäufigkeit  $N(x)$  allerdings für die verschiedenen

Partikelgrößen aufgrund des beschränkten Bildfeldes und der Bedingung, dass nur vollständig im Bild liegende Partikel analysiert werden, wie folgt zu korrigieren.

$$N_{\text{korrr}}(x) = \frac{N(x)}{p(x)} \quad \text{mit:} \quad p(x) = \frac{(w-x) \cdot (h-x)}{w} \cdot x \quad (3.1)$$

wobei  $p$  Wahrscheinlichkeit, dass das Partikel im Bild liegt  
 $w$  Breite des Bildes  
 $h$  Höhe des Bildes  
 $x$  Partikelgröße

Um eine Partikelgrößenverteilung zu charakterisieren, muss neben dem mittleren Durchmesser  $d_{50}$  auch noch eine Verteilungsbreite angegeben werden. Häufig wird als Verteilungsbreite die Standardabweichung einer vergleichbaren logarithmischen Normalverteilung  $\sigma$  angegeben.

$$\sigma = \frac{1}{2} \cdot \ln\left(\frac{d_{84}}{d_{16}}\right) = \ln\left(\frac{d_{84}}{d_{50}}\right) = \ln\left(\frac{d_{50}}{d_{16}}\right) \quad (3.2)$$

Weiterhin bietet der Sauter-Durchmesser  $d_{SA}$  einen integral beschreibenden Durchmesser eines verteilten Partikelsystems. Der Sauter-Durchmesser stellt den Durchmesser eines monodispersen Partikelsystems dar, der die gleiche volumenspezifische Oberfläche aufweist, wie das verteilte System. Er ist umgekehrt proportional zur spezifischen Oberfläche und definiert als

$$d_{SA} = \frac{6}{S_V \cdot \Psi} = \frac{\sum d_i^3}{\sum d_i^2} \quad (3.3)$$

mit  $S_V$  volumenspezifische Oberfläche  
 $\Psi = \frac{\text{Oberfläche der volumengleichen Kugel}}{\text{tatsächliche Oberfläche}}$  (Sphärizität)  
 $d$  Durchmesser sphärischer Partikel

Die Genauigkeit des Systems ist schwer zu bestimmen, da die Partikeldetektion von den optischen Eigenschaften des Partikels abhängig ist. Prinzipiell können keine Partikel, die kleiner als ein Pixel sind, detektiert werden. Da selbst Flächen der Größe eines Pixels durch die Filtration der Bilder verloren gehen, werden praktisch nur Partikel mit einem Durchmesser von mindestens 3 Pixel erkannt. Je größer die Partikel anwachsen, desto geringer wird die Wahrscheinlichkeit gemäß Gleichung (3.1) ein Partikel vollständig zu detektieren. Praktisch ist somit die maximale Größe auf etwa 2/3 des Bildfeldes beschränkt. Dies ergibt einen praktisch anwendbaren Messbereich für Partikel mit einem Durchmesser von 3 bis 450  $\mu\text{m}$ . Die Bildqualität der Kamera lässt sich an die optische Eigenschaften des Partikelensembles anpassen, damit das Bild optimal ausgeleuchtet ist und genügend Kontrast besitzt. Da sich durch den Aggregations- und Segregationsprozess der Feinsedimente auch deren optische Eigenschaften verschieben und mit zunehmender Dauer der Versuche Verschmutzungen der Durchgangsfenster die Bildqualität verschlechtern, müssen im Laufe eines Versuchs die Kameraeigenschaften nachjustiert werden. Die Auswertesoftware kann hierauf sensibel reagieren und gewisse Partikelgrößenbereiche besser oder weniger gut detektieren. Insofern kann es durch die Neujustage der Kameraeigenschaften zu einer leichten Verschiebung in der ermittelten Partikelgrößenverteilung kommen.

Ist die Konzentration an Partikeln in der Suspension zu gering, so wird eine lange Aufnahmedauer benötigt, um die erforderliche Anzahl an Partikeln zu detektieren. In dieser Zeit kann jedoch eine Veränderung in der Größenverteilung passieren. Wird die Konzentration an suspendierten Partikeln zu hoch, so verschlechtert sich die Bildqualität aufgrund des Schattenwurfs von Partikeln in der optischen Achse außerhalb des Focusbereichs.

Der Durchmesser der detektierten Partikel wird anhand der aufgenommenen zweidimensionalen Projektionsfläche jedes Partikels bestimmt. Für die Volumenberechnung werden kugelförmige Partikel angenommen, um die dritte Dimension abzuschätzen. Hierdurch können vor allem bei länglichen Partikeln zusätzliche Fehler entstehen.

Die Ergebnisse des In-Line Mikroskop wurden anhand von Testsuspensionen mit Ergebnissen aus dem Partmaster L (Aucoteam) (Dreher, 2005) verglichen. Der ausführliche Test (Förstner, 2006) zeigt, dass wegen prinzipieller Unterschiede in der Messmethode der Vergleich schwierig ist, zumal sich die Größenmessbereiche unterscheiden. Die gewählte Testsuspension bestand vorwiegend aus Partikeln kleiner  $5 \mu\text{m}$ , was besser dem Messbereich des Partmaster L entspricht. Weiterhin analysiert der Partmaster L Proben mit einem definierten Volumen. Die Proben müssen dabei gerührt werden, was zusätzlich zu einer Veränderung der Größenverteilung führt. Dagegen basiert die Statistik bei dem Partmaster L auf einem Vielfachen an Partikeldurchmessern. Weiterhin ist eine direkte Bestimmung der Massenkonzentration möglich.

Vergleicht man die Ergebnisse unter Berücksichtigung der erwähnten Unterschiede, so zeigen sie beide das gleiche Bild des Partikelensembles in ihrem jeweiligen Messbereich (Förstner, 2006). Allerdings zeigt der Test auch, dass der Vergleich von Partikelgrößenpektren, welche mit unterschiedlichen, nicht standardisierten Verfahren gewonnen wurden, nur schwer möglich ist. Folglich stellt jedoch das In-Line Mikroskop ein praktisch anzuwendendes Messgerät für die in-situ Bestimmung von Partikelgrößen mit hinreichender Genauigkeit dar.

### 3.2.3 Bestimmung der Massenkonzentration

Eine weitere, wichtige Messgröße ist die Bestimmung der Massenkonzentrationsverteilung in der Turbulenzsäule. Hierbei soll kontinuierlich das Konzentrationsprofil und dessen Entwicklung während der Versuche bestimmt werden.

Für diese Messaufgabe wurde ein System mit sieben Probenahmestellen am Tank installiert. Abbildung 3.9 zeigt den prinzipiellen Aufbau des Systems. Es besteht aus den sieben Probenahmestellen sowie zwei externen Entnahmestellen für Referenzsuspensionen und zur Spülung des Systems. Die Positionen der Probenahmestellen sind mit den Positionen der Prozesszugänge für das Inlite-Mikroskop identisch. Lediglich ein kleiner horizontaler Versatz um 2 cm ist vorhanden, so dass beide Messverfahren gleichzeitig eingesetzt werden können. Die Probennehmer bestehen aus Messing-Röhrchen mit einem Innendurchmesser von 1 mm. An diese Röhrchen sind Schläuche angeschlossen, welche mit den Drehschieberpumpen (Gardner Denver Thomas GmbH FLG 12/01-LC) verbunden sind. Für jede Probenahmestelle steht eine eigene Pumpe zur Verfügung. Nach der Pumpe strömt das Wasser durch ein Rückschlagventil (IMI Norgen T50P0006) über die Sammelleitung zum Trübungssensor. Der Trübungssensor (Honeywell APMS-10GRCF-KIT) ist für den Messbereich von 0 bis 4000 NTU ausgelegt. Dabei wird für den Bereich



niedriger Trübung die Intensität des Streulichts im infraroten Bereich gemessen, während für stärkere Trübung die Intensität des Durchlichts gemessen wird. Zusätzlich ist der Sensor mit einer Temperaturmessung und einer Leitfähigkeitsmessung ausgestattet. Nach der Messung wird die entnommene Suspension in der Ecke des Tanks wieder zugegeben.

Das Messsystem besitzt zudem noch zwei weitere Kanäle. Die Probenahme des externen Kanals dient als Referenz, durch den zweiten externen Kanal wird das System zwischen den einzelnen Messungen gespült. Das extern zugeführte Wasser wird abgeschieden, so dass die Wassermenge in der Turbulenzsäule konstant bleibt.

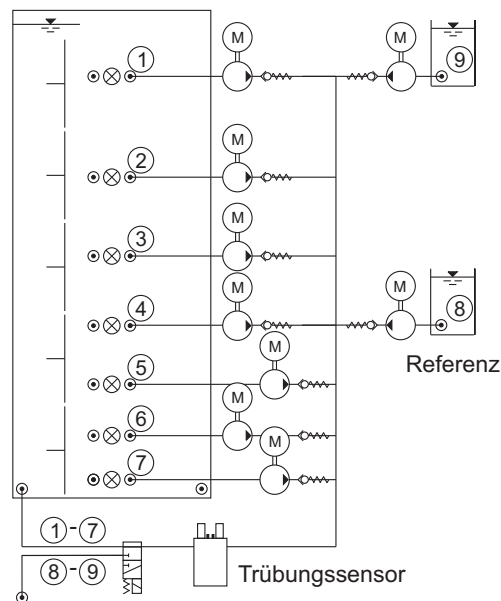


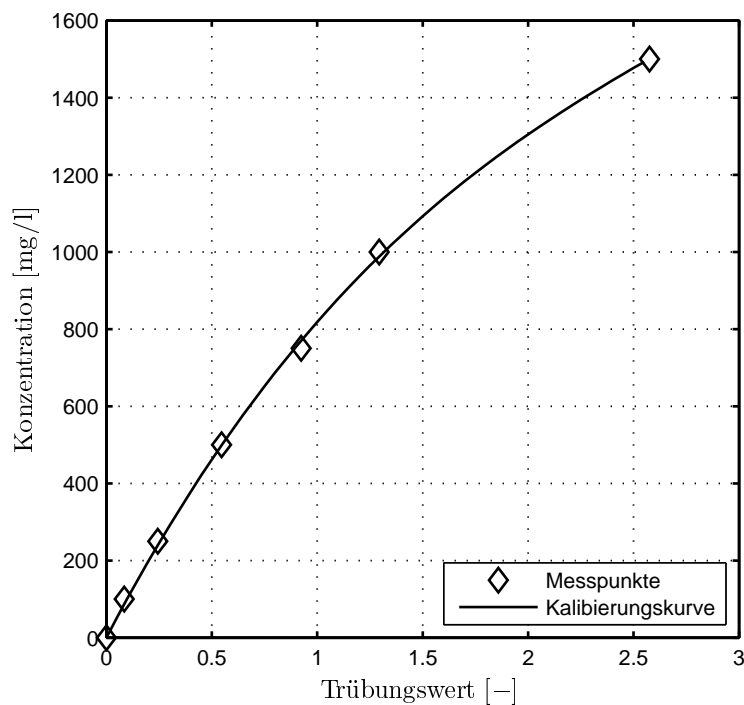
Abbildung 3.9. Prinzipskizze der Trübungsmessung

Während eines Messzyklus wird nacheinander die Trübung an allen Probenahmestellen sowie der Referenz bestimmt. Ein Messwert besteht dabei aus einem Mittelwert von 5 Einzelwerten. Zwischen den einzelnen Proben wird das System jeweils gespült. Vor der ersten Messung an einer neuen Probenahmestelle findet ein Vorlauf statt. Der Durchlauf durch einen Messzyklus dauert knapp 120 s. Die gemessenen Werte für die Intensität des Streulichts und des Durchlichts werden im Sensor digitalisiert und via RS232 an einen PC übertragen. Dort erfolgt die Mittelwertbildung und Ermittlung des Trübungswertes als Relation zwischen Streulichtstärke und Durchlichtstärke.

Die Vorteile des Systems liegen in der Verwendung eines einzelnen Trübungssensors, wodurch Fehler durch bauartbedingte Schwankungen mehrerer Sensoren eliminiert werden. Durch die Messung einer Referenz-Trübung während jedes Messzyklus lassen sich die Drift und Veränderungen am Trübungssensor erkennen und ausgleichen. In den Messungen hat sich klares, gefiltertes Leitungswasser als geeignete Referenzflüssigkeit erwiesen, mit deren Hilfe die Hintergrund-Trübung abgezogen werden konnte. Da die Trübung auch abhängig von der Form und Größe der Partikel ist, erweist sich der Aufbau ebenfalls als vorteilhaft. Durch die schnellen Geschwindigkeiten in den Probennehmern mit kleinem

Durchmessern und in den Pumpen, werden eventuell gebildete Aggregate zerstört, so dass bei der Bestimmung der Trübung immer eine Suspension mit Einzelpartikeln vorliegt.

Da die Trübung einer Suspension von Form, Größe, Konzentration und optischen Eigenschaften des suspendierten Materials abhängig ist, muss zur Konzentrationsermittlung aufgrund von Trübung für jedes Material eine eigene Kalibrierung erfolgen. Hierzu wurde die Trübung von gut gerührten Suspensionen mit bekannter Massenkonzentration und von klarem Leitungswasser als Hintergrundtrübung bestimmt. Abbildung 3.10 zeigt die Messwerte der Trübung sowie die angepasste Kalibrierkurve als Polynom 3. Grades für Kaolin (Kapitel 3.3).



**Abbildung 3.10.** Kalibrierkurve der Trübungsmessung für Kaolin mit einer Ausgleichskurve der Form  $y = a_1x^3 + a_2x^2 + a_3x + a_4$

In Tabelle 3.1 sind die ermittelten Kalibrierungsfaktoren für die untersuchten Sedimente dargestellt, die eine Gültigkeit im Konzentrationsbereich von 0 bis 1500 mg/l besitzen.

Sedimentmaterial	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$
Kaolin	28.477	-251.34	1041.1	0
Quarz	6530.5	-1752	3902.6	0
Natursediment	57273.7	-13127.4	1491.1	0

**Tabelle 3.1.** Faktoren für Kalibrierung des Trübungssensors ( $y = a_1x^3 + a_2x^2 + a_3x + a_4$ , gültig für Konzentrationen von 0 bis 1500 mg/l)

Trotz optimalen Aufbaus der Trübungsmessung und Bestimmung der Massenkonzentration lassen sich Fehler in der Messung nicht vermeiden. Da es sich bei der Messung von Streulicht und Durchlicht einer trüben Flüssigkeit um nicht-lineare Prozesse handelt, ist es schwer einen absoluten Fehler anzugeben. Entscheidend für die Güte der Messung ist maßgeblich die Kalibrierung. Mit dem gewählten System ließen sich in Tests Konzentrationsunterschiede von weniger als 10 mg/l nachweisen.

### 3.3 Sedimente

In der Natur kommen Sedimente unterschiedlichster Zusammensetzung und Größenordnung vor, wie schon Abbildung 1.1 zeigt. Die Zusammensetzung der Sedimente kann sich in einem Flusslauf bereits auf wenigen Kilometern verändern. Das Sediment beinhaltet hierbei nicht nur mineralische Anteile unterschiedlicher Körnung, sondern ebenso organische Bestandteile wie Algen und Bakterien samt deren Abbau- und Ausscheidungsprodukten.

Die Untersuchungen fokussieren sich auf Feinsedimente im Bereich von ca. 1  $\mu\text{m}$  bis 5  $\mu\text{m}$  Durchmesser des Einzelkorns. Die mineralischen Bestandteile setzen sich dabei weitgehend aus Tonmineralien und Quarz zusammen.

Um reproduzierbare Ergebnisse gewinnen zu können, wurden Modellsedimente gewählt, welche das komplexe System von natürlichem Sedimenten vereinfachen. Weiterhin soll somit der Einfluss der biologischen Bestandteile im Sediment auf Vorgänge in die Feinsedimentdynamik möglichst eliminiert werden. Zwar haben die biologischen Bestandteile einen großen Einfluss auf die Vorgänge in der Feinsedimentdynamik, diese lassen sich aber nur schwer beschreiben und quantifizieren, da biologische Bestandteile in sich ein hoch komplexes System darstellen.

Da der mineralische Anteil von Sedimenten zu großem Teil aus Tonmineralen und Quarz besteht, wurde ein Ton sowie Quarzmehl als Modellsediment gewählt. Für die Übertragbarkeit wurden zusätzlich Untersuchungen mit Natursediment durchgeführt. Diese drei Modellsedimente sind im folgenden in ihren chemischen, physikalischen und biologischen Eigenschaften charakterisiert.

#### 1. Kaolin H III gf

Kaolin ( $\text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2\text{SiO}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ ), auch als Porzellanerde bezeichnet, ist der wichtigste Primärton und besitzt als Aluminiumsilikathydrat ein eindeutig bestimmbares Kristallgitter von tellerartiger, hexagonaler Struktur. Kaolin ist ein feiner, eisenfreier, weißer Ton, der noch unzersetzte Feldspatteilchen enthält sowie Kaolinit. Kaolinit ist ein sehr häufig vorkommendes Mineral aus der Mineralklasse der Schichtsilikate. Es ist ein typischer Vertreter der Tonminerale. Kaolinit entwickelt meist blättrige, schuppige, erdige oder massige Aggregate, selten aber auch pseudohexagonale Kristalle von überwiegend weißer Farbe.

Das gewählte Kaolin H III gf (Dorfner GmbH) besitzt laut Herstellerdatenblatt einen mittleren Durchmesser  $d_{50}$  von ca. 3  $\mu\text{m}$ , wobei 40 Gew.-% kleiner als 2  $\mu\text{m}$  sind. Die Sinkgeschwindigkeit des Einzelpartikels nach Stokes beträgt etwa 2.9 cm/h. Mineralogisch setzt es sich aus Kaolinit (> 85 Gew.-%), Feldspat (< 9 Gew.-%) und Quarz (< 5 Gew.-%) zusammen. Der Glühverlust des Kaolin beträgt ca. 12.5 Gew.-%, wobei dieser

fast ausschließlich durch das Verdampfen des fest im Ton gebundenen Kristallwassers hervorgerufen wird und weniger von den organischen Bestandteilen.

## 2. Quarz

Quarz ist nach Feldspäten das zweithäufigste Mineral der Erdkruste. Es ist die auf der Erdoberfläche stabile Modifikation des Siliciumdioxids und hat die chemische Verhältnisformel  $\text{SiO}_2$ . Reiner Quarz ist vollkommen transparent und farblos, jedoch meist durch mikroskopische Einschlüsse von Flüssigkeiten und Gasen milchig trüb. Zumeist wird die Kristallform dominiert vom sechsseitigem Prisma.

Gewählt wurde das Quarzmehl Millisil W10 (Quarzwerke GmbH) mit einem mittleren Durchmesser  $d_{50}$  von ca.  $20 \mu\text{m}$  und einem oberen Durchmesser  $d_{95}$  von ca.  $70 \mu\text{m}$ . Die Sinkgeschwindigkeit nach Stokes beträgt etwa  $129 \text{ cm/h}$ . Laut Herstellerdatenblatt ist die spezifische Oberfläche mit  $0.8 \text{ m}^2/\text{g}$  und der Glühverlust mit  $0.25 \text{ Gew.-%}$  angegeben.

Aufgrund des größeren Durchmessers und der höheren Sinkgeschwindigkeit der Einzelpartikel ist mit einer geringeren Aggregatbildung als bei dem gewählten Kaolin zu rechnen.

## 3. Natürliches Sediment der Elbe

In der Natur kann die Zusammensetzung der mineralischen und biologischen Bestandteile der Feinsedimente stark variieren. Deshalb ist es schwer, allgemeingültige Aussagen anhand eines lokal gewonnenen Modellsediments zu treffen. Allerdings soll trotzdem der Vergleich der Ergebnisse mit artifiziellen Modellsedimenten mit Natursediment nicht fehlen. Aus diesem Grund wurden zusätzlich Untersuchungen mit natürlichem Sediment durchgeführt.

Das zur Verfügung stehende Sediment wurde in einem Bühnenfeld in der Elbe bei Magdeburg/ Fahlberg–List (Flusskilometer 321) entnommen. Das Material ist ein Mischung aus einem Kern von ca.  $50 \text{ cm}$  Länge. Der TOC-Gehalt betrug ca.  $6\%$ . Die Korngröße setzt sich wie folgt zusammen: Sand ca.  $10\%$ ; Schluff ca.  $55\%$ ; Ton ca.  $35\%$ . Da es sich bei diesem Sediment um eine mineralische Mixtur inklusive natürlicher organischer Bestandteile handelt, wird dieses Modellsediment ein verändertes Verhalten bei der Aggregatbildung zeigen als die anderen beiden, einfacher strukturierten Modellsedimente. Es ist davon auszugehen, dass die Aggregation ausgeprägter stattfindet.

Vergleichend zeigt Abbildung 3.11 die volumetrische Sieblinie für die drei vorgestellten Sedimente. Die Sieblinie wurde mit dem In-Line Mikroskop nach dem vollständigen Durchmischen der Sedimente im Wasser bestimmt. Es ist auf die Abweichungen der Messwerte mit den Herstellerangaben hinzuweisen. Zum einen wurden die Partikel zur Darstellung der Sieblinien in suspensierter Form vermessen. Hierdurch bilden sich die Primärpartikel, welche nur schwer in die Einzelpartikel zerlegt werden können (Maggi, 2005). Zum anderen wurden unterschiedliche Messverfahren zur Partikelgrößenbestimmung verwendet. Weiterhin entstammen die beprobten Sedimente der Herstellerangaben anderen Chargen und weisen von daher eine natürliche Varianz auf.

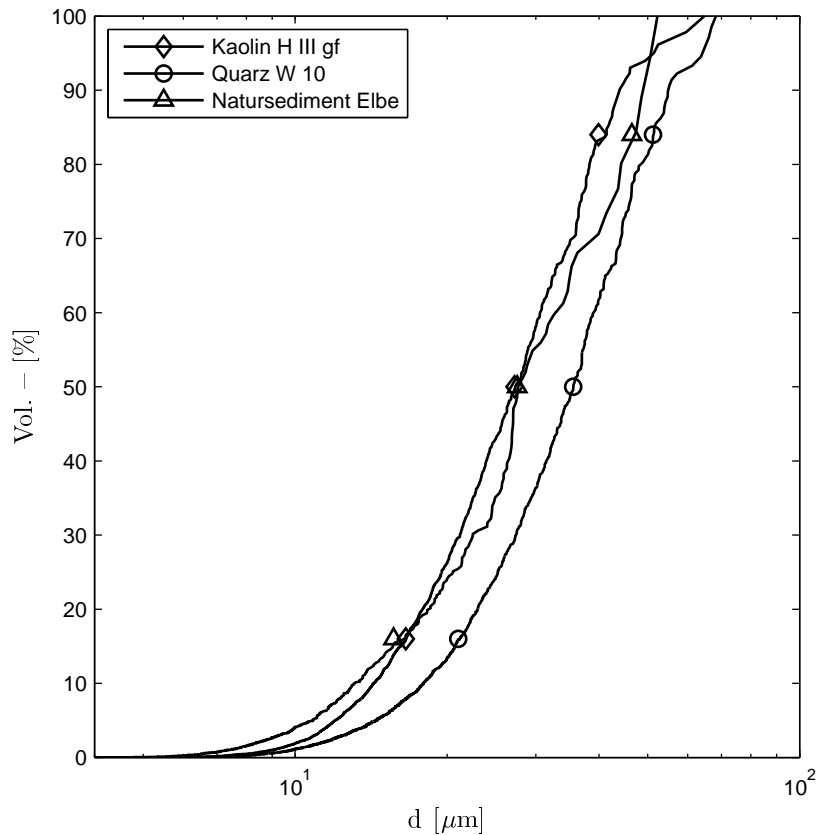


Abbildung 3.11. Volumetrische Sieblinie der drei verwendeten Sedimente gemessen mit dem In-Line Mikroskop

### 3.4 Messprogramm

Im neu konstruierten Versuchsstand wurden im Rahmen dieser Arbeit zahlreiche Untersuchungen durchgeführt. Der erste Teil der Untersuchungen diente dazu, die Strömungsverhältnisse in der differentiellen Turbulenzsäule zu bestimmen und zu optimieren. Hierzu wurden optische Geschwindigkeitsmessverfahren eingesetzt. Im zweiten Teil der Untersuchungen standen Beobachtungen der Vorgänge der Feinsedimentdynamik unter Turbulenzeinfluss im Vordergrund. Hierbei wurde das Modellsediment, die Ausgangskonzentration sowie das turbulente Strömungsfeld variiert.

Tabelle 3.2 gibt einen Überblick über die verschiedenen Zustände bei den Untersuchungen des Strömungsfelds in der differentiellen Turbulenzsäule. Dabei wurde zunächst die Hydrodynamik von verschiedenen Einzelgittern und einzelnen Gitterpaaren bei verschiedenen Gitterfrequenzen mittel LDV (Kapitel 3.2.1) untersucht. Weitere Untersuchungen der Hydrodynamik wurden beim Betrieb der vertikal verteilten Gitter auf einer Seite und verschiedenen Frequenzen durchgeführt, um ein Turbulenzprofil im Tank zu erzeugen. Hierfür bezeichnet die Frequenz des untersten Gitters den Zustand. Die Frequenz der Gitter betrug von unten nach oben 100%, 82%, 67%, 55% und 45% nach Brunk et al. (1996) basierend auf Nezu & Nakagawa (1993) und Hopfinger & Toly (1976). Bei den Versuchen

mit allen Gittern wurde zum einen ein Zustand untersucht, bei dem alle Gitter mit der gleichen Frequenz betrieben wurde, um ein homogenes Turbulenzfeld zu erzeugen. Zum anderen wurde, wie schon zuvor, ein Zustand untersucht, bei dem die Gitterfrequenzen nach oben hin abnahmen gemäß Brunk et al. (1996), um wieder ein Turbulenzprofil zu erzeugen, welches ähnlich dem einer natürlichen Gerinneströmung nach Nezu & Nakagawa (1993) ist. Für diesen Betriebszustand wurden auch PIV-Messungen durchgeführt. Da schon Abbildung 1.1 zeigt, dass die Feinsedimente in Bereichen mit langsamer Strömungsgeschwindigkeit sedimentieren, wird in diesen Bereichen auch der Aggregations- und Segregationsprozess zu beobachten sein. Mit der geringen mittleren Strömungsgeschwindigkeit korreliert eine niedrige Turbulenzintensität, welche in dem Versuchsaufbau durch einen kleinen Hub und geringe Frequenz erzeugt wird. Auf der anderen Seite soll auch das Verhältnis von Aggregation zu Segregation in einer freien Fließstrecke simuliert werden können. Hierfür sind dann deutlich höhere Frequenzen und ein höherer Hub erforderlich. Da die Beschreibung der Gitterturbulenz bei Hopfinger & Toly (1976) nur bis zu einer Frequenz von 5 Hz Gültigkeit besitzt, wurde diese Frequenz als maximale Frequenz in den Untersuchungen gewählt. Die minimale Frequenz von 1 Hz bei den Versuchen ergibt sich aus der Spezifikation der Antriebsmotoren. Die Motoren können zwar mit geringeren Antriebsfrequenzen betrieben werden, jedoch ist dann nicht mehr die Gleichmäßigkeit der Bewegung gewährleistet.

Frequenz $f_0 =$	1 Hz	2 Hz	2.5 Hz	3 Hz	4 Hz	5 Hz	6 Hz	8 Hz
<b>LDV</b>								
einzelne Gitter								
Gitter 3					x		x	
Gitter 4					x			
Gitter 5		x		x	x		x	x
Gitter 10					x			
Gitter 3 + 8					x			
Gitter 4 + 9					x			
Gitter 5 + 10		x		x	x		x	x
einzelne Gitterreihe profil			x			x		x
alle Gitterpaare homogen profil	x	x		x	x			
	x	x		x	x	x		
<b>PIV</b>								
alle Gitterpaare profil	x	x			x		x	

**Tabelle 3.2.** Übersicht über die verschiedenen Zustände bei den Geschwindigkeitsmessungen mittels LDV und PIV

Aus Tabelle 3.2 ist nur die Gitterfrequenz bei den jeweiligen Untersuchungen berücksichtigt. Weiterhin wurden bei den einzelnen Untersuchungen noch teilweise der Hub der Gitter variiert. Es wurde jeweils auch an verschiedenen Positionen gemessen. Bei den Untersuchungen mit einzelnen Gittern wurde zusätzlich noch die Überdeckung mit Wasser verändert.

Für jedes Gitter lässt sich eine Reynoldszahl über die Frequenz  $f$ , den Hub  $S$  und die Maschenweite  $M$  sowie die kinematische Viskosität  $\nu$  bestimmen.

$$Re_G = \frac{2 \cdot f \cdot S \cdot M}{\nu} \quad (3.4)$$

Tabelle 3.3 gibt einen Überblick über die Gitter-Reynoldszahlen bei den gewählten Betriebsparametern. Weiterhin ist in dieser Tabelle die maximale Geschwindigkeit der Gitter  $u_{G\max}$  verzeichnet. Diese Geschwindigkeit tritt auf, wenn die Exzentrerscheibe sich in der obersten oder untersten Lage befindet. Die Bewegung an sich wird durch eine harmonische Schwingung beschrieben.

Hub $S =$		Frequenz $f_0 =$							
		1 Hz	2 Hz	2.5 Hz	3 Hz	4 Hz	5 Hz	6 Hz	8 Hz
3 cm	$Re_G$				8100	10800			
	$u_{G\max}$ [m/s]				0.57	0.75			
4 cm	$Re_G$	3600	7200	9000	10800	14400	18000		
	$u_{G\max}$ [m/s]	0.25	0.50	0.63	0.75	1.01	1.26		
5 cm	$Re_G$	4500	9000	13500		18000	22500	27000	36000
	$u_{G\max}$ [m/s]	0.31	0.63	0.94		1.26	1.57	1.88	2.51

**Tabelle 3.3.** Übersicht über die Gitter-Reynoldszahl  $Re_G$  bei den gewählten Betriebszuständen sowie die dazugehörige maximale Geschwindigkeit der Gitter  $u_{G\max}$

Nach der hinreichenden Analyse des Strömungsfelds und der Ermittlung der optimalen Betriebsparameter konnten die Untersuchungen zur Flockendynamik durchgeführt werden. Eine Übersicht über die einzelnen Untersuchungen gibt Tabelle 3.4. Dabei werden wieder die turbulenten Bedingungen über die Frequenz des bodennahen Gitters charakterisiert, da bei allen Versuchen ein Turbulenzprofil nach Nezu & Nakagawa (1993) eingestellt wurde. Außerdem wurde der Hub nicht weiter verändert, sondern konstant bei 4 cm für die bodennahen Gitter und 3 cm für alle anderen Gitter belassen (siehe hierzu Kapitel 4).

Turbulenzbedingung $\hat{=} u_* =$	$f_0 =$					
	0 Hz 0 cm/s	1 Hz 0.2 cm/s	2 Hz 0.4 cm/s	3 Hz 0.6 cm/s	4 Hz 0.9 cm/s	6 Hz 1.4 cm/s
Kaolin H III gf						
$c_0 = 100$ mg/l			26	28	<i>1</i>	
$c_0 = 250$ mg/l			25	24, 27		
$c_0 = 500$ mg/l	<i>3, 20</i>	<i>4, 8, 18</i>	<i>9, 17</i>	<i>2, 5</i>	15, 16	14
$c_0 = 1000$ mg/l			23	19		
Kaolin H III gf + Zugabe von Agraose						
$c_0 = 250$ mg/l + $c_{AG} = 2000$ $\mu$ g/gFS				30		
$c_0 = 500$ mg/l + $c_{AG} = 1000$ $\mu$ g/gFS				21		
Quarz						
$c_0 = 250$ mg/l				34		
$c_0 = 500$ mg/l				29		
natürliches Sediment aus der Elbe						
$c_0 = 61.2$ mg/l			31	32	33	

**Tabelle 3.4.** Übersicht über die verschiedenen, nummerierten Untersuchungen der Flockendynamik (*kursiv*: Partikelgrößenmessung ohne begleitende Konzentrationsmessung)

In Tabelle 3.4 ist bei den Turbulenzbedingungen neben der Frequenz des bodennahen Gitterpaars  $f_0$  auch eine Sohlschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  angegeben. Mit dieser

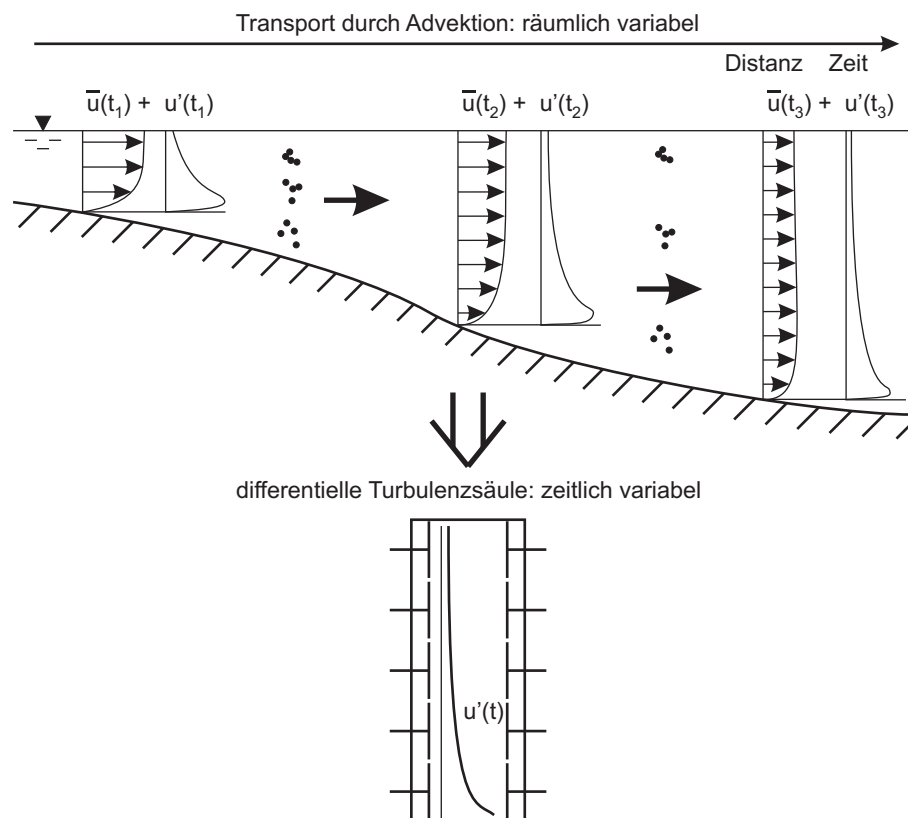
Sohlschubspannungsgeschwindigkeit korrespondiert das simulierte Turbulenzprofil, wie in Kapitel 4.2 und durch Gleichung (2.3) gezeigt wird. Sie ist somit repräsentativ für die natürlichen Verhältnisse in einem Fließgewässer. Weiterhin weisen die kursiven Zahlen in der Tabelle auf die Nummer der Experimente hin, bei denen lediglich die Partikelgröße in-situ vermessen wurde. Bei den anderen Experimenten wurde jeweils zeitgleich und kontinuierlich die Massenkonzentrationsverteilung bestimmt.

Wie Tabelle 3.4 zeigt, wurde neben dem Sedimentmaterial auch die Ausgangskonzentration verändert. Die Leitfähigkeit des Wasser, der PH-Wert und die Temperatur des Wassers wurden weitgehend konstant gehalten, um deren Einfluss auf den Flockungsprozess, wie in Kapitel 2.4 beschrieben, konstant zu halten.



## 4. Optimierung der Turbulenzverhältnisse

Die grundlegende Idee für die Untersuchungen der Feinsedimentdynamik unter Turbulenzeinfluss ist die Entwicklung eines Laborexperiments, in dem das Turbulenzprofil einer natürlichen Gerinneströmung simuliert werden kann, wie Abbildung 4.1 veranschaulicht. Der Vorteil dieses Laborexperiments liegt im Fehlen des advektiven Transports, da so eine lange Beobachtungsdauer, stationäre Messtechnik und während der Versuche veränderbare Turbulenzintensitäten angewendet werden können.



**Abbildung 4.1.** Schematische Darstellung für die Übertragung einer offenen Gerinneströmung in einem stationären Versuchsaufbau zur Nachbildung des Turbulenzprofils am Beispiel eines Übergangs eines Flusses in ein Staubecken oder Ästuar

Gleichzeitig werden jedoch die Turbulenzbedingungen einer natürlichen Strömung nachgebildet. Diese können während des Experiments kontrolliert und verändert werden, um so die Veränderungen in einem Flusslauf zu simulieren, wie sie beispielsweise beim Übergang eines Flusses in ein Staubecken oder Ästuar auftreten. Die in der Natur zu-

rückgelegte Distanz durch den advektiven Transport ist im Laborversuch äquivalent zur Dauer des Experiments.

Der in Kapitel 3.1 beschriebene Versuchsaufbau verwendet oszillierende Gitterpaare zur Turbulenzerzeugung und stützt sich bei der Dimensionierung auf die Resultate bisheriger Untersuchungen, wie sie in Kapitel 2.3 beschrieben sind.

In diesem Kapitel soll nun auf die Turbulenzverhältnisse im Versuchsaufbau eingegangen werden. Zum einen stehen dabei die turbulenten Schwankungen und deren Intensitätsverteilung im Vordergrund (Kapitel 4.2), denn letztendlich soll hier basierend auf Geschwindigkeitsmessungen mittels Laser-Doppler-Velocimetrie und Particle-Image-Velocimetrie der Nachweis über die Simulation des turbulenten Geschwindigkeitsprofils einer natürlichen Gerinneströmung erbracht werden. Zum anderen sind die zeitlich gemittelten Geschwindigkeiten zu betrachten, welche in dem Versuchsaufbau in Form von Sekundärströmungen auftreten (Kapitel 4.3). Diese führen zu einem ungewollten advektiven Transport. Wie jedoch bereits bekannt ist, lassen sich diese nur minimieren, werden aber aufgrund der Art der Turbulenzerzeugung und Geometrie immer auftreten.

## 4.1 Untersuchung der Turbulenz von oszillierenden Gittern

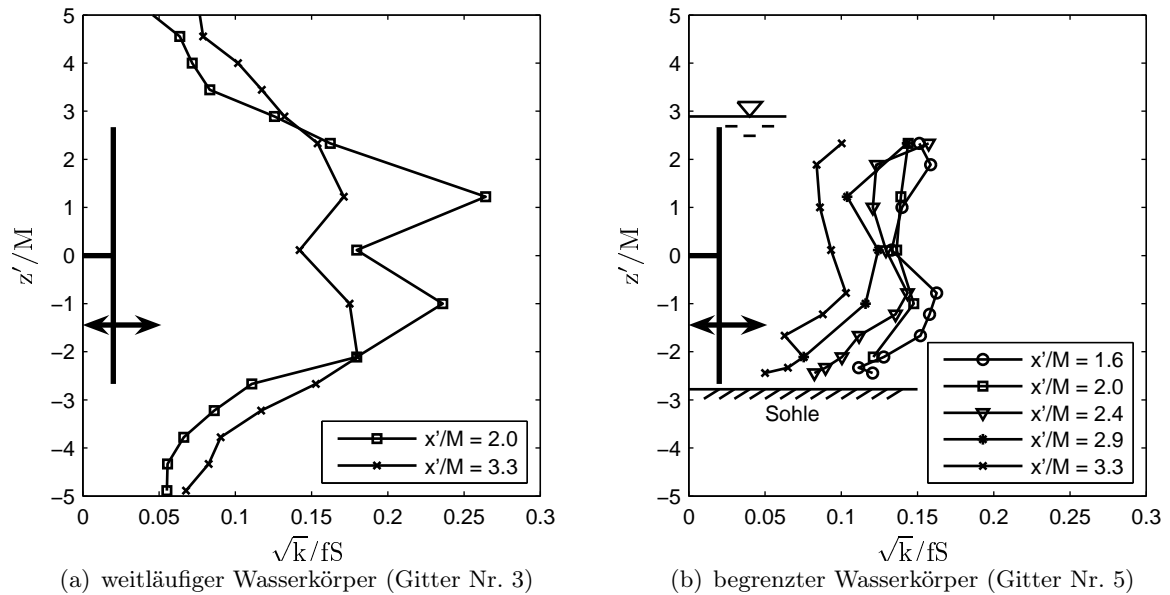
Bevor das Zusammenspiel mehrerer oszillierender Gitter untersucht wird, gilt es zunächst, die erzeugte Turbulenz eines einzelnen oszillierenden Gitters (Kapitel 4.1.1) und eines einzelnen oszillierenden Gitterpaars (Kapitel 4.1.2) zu charakterisieren.

### 4.1.1 Voruntersuchung am oszillierenden Einzelgitter

Bisherige Versuchsaufbauten setzen meist einzelne oszillierende Gitter ein, um homogene, quasi isotrope Turbulenz zu erzeugen. Das somit erzeugte Turbulenzfeld wurde schon vielfach untersucht und dokumentiert, stehen bei der Analyse des Turbulenzfelds in der differentiellen Turbulenzsäule auch die Untersuchungen an Einzelgittern am Anfang. Im folgenden sind die Ergebnisse für die Gitter Nr. 3 und Gitter Nr. 5 dargestellt. Beim Gitter Nr. 3 handelt es sich um das mittlere Gitter auf der linken Seite der Turbulenzsäule. Bei diesen Untersuchungen waren alle anderen Gitter ebenfalls eingebaut, jedoch nicht in Betrieb. Die Turbulenzsäule war komplett mit Wasser gefüllt, so dass das Gitter nur einen geringen Teil des Wasserkörpers einnahm. Das Gitter Nr. 5 ist das unterste Gitter auf der linken Seite. Bei diesen Untersuchungen waren die anderen Gitter ebenfalls eingebaut und inaktiv. Allerdings war die Wassertiefe nur die Höhe des Gitters plus eine geringe Überdeckung von etwa 1.5 cm. Somit füllte das Gitter fast den ganzen Wasserkörper aus.

Aufgrund der Begrenzung des Wasserkörpers kommt es bei der Entstehung der Turbulenz durch das oszillierende Gitter zur Interaktion mit der Berandung. Der Unterschied zwischen einem weitläufigen System und einem eng begrenzten System lässt sich schon in Abbildung 4.2 erkennen.

Abbildung 4.2 zeigt Ergebnisse von Messungen mittels Laser-Doppler-Velocimetrie an den zwei verschiedenen Einzelgittern. Dargestellt ist der vertikale Verlauf der turbulenten kinetischen Energie parallel zum oszillierenden Gitter in verschiedenen Entfernungen zum Gitter in Abhängigkeit der Frequenz  $f$ , des Hubs  $S$  und der Maschenweite  $M$  der

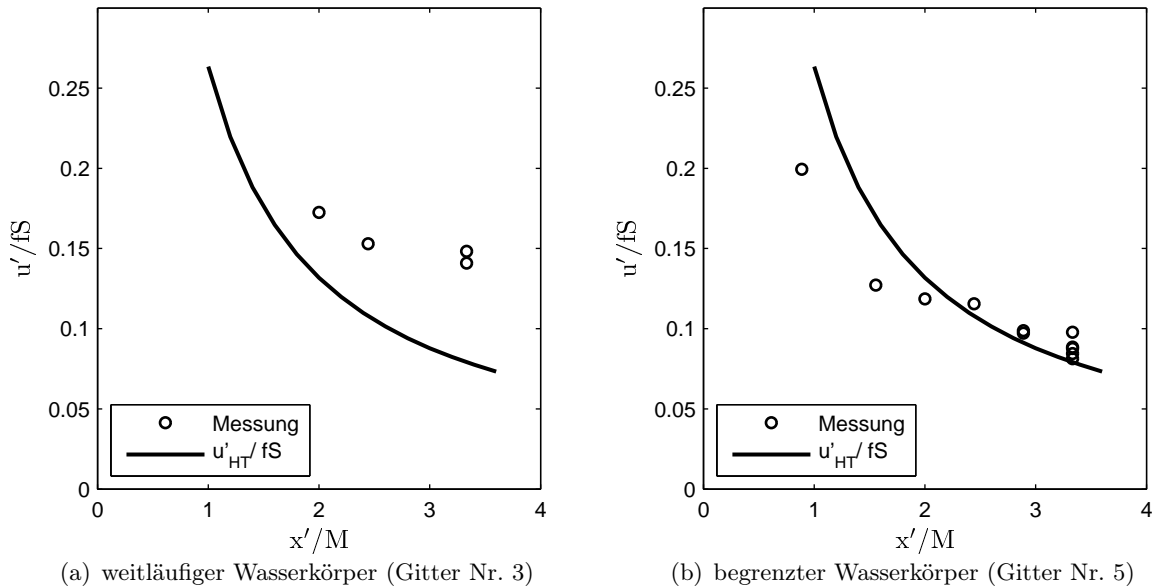


**Abbildung 4.2.** Verteilung der turbulenten kinetischen Energie  $k$  des einzelnen Gitters bei einer Gitterfrequenz  $f$  von 4 Hz und einem Hub  $S$  von 5 cm; (a) in einem Wasserkörper mit weit entfernten Berandungen und (b) in einem eng begrenzten Wasserkörper

Gitter. Zu erkennen ist die Abnahme der turbulenten kinetischen Energie mit zunehmender Entfernung zur Turbulenzquelle. In Abbildung 4.2 (a) wird besonders deutlich, dass die Struktur des Gitters, wie in Kapitel 2.3 beschrieben, bis zu einer Entfernung von zwei Maschenweiten noch zu erkennen ist und danach weitgehend verschwindet. Weiterhin ist in Abbildung 4.2 (a) eine zum Gitter symmetrische Verteilung der turbulenten kinetischen Energie zu erkennen. Im Fall des eng begrenzten Wasserkörpers in Abbildung 4.2 (b) weist die Verteilung nicht diese Symmetrie auf. Der charakteristische Kurvenverlauf bleibt bei abnehmender Turbulenzintensität jedoch vorhanden. Hierfür werden Sekundärströmungen verantwortlich gemacht, welche sich in den zwei dargestellten Systemen unterschiedlich einstellen. In beiden Abbildungen stellen die Werte bei  $x'/M = 3.3$  die Symmetrieachse und somit die Mitte der differentiellen Turbulenzsäule dar. Der Bezugsnullpunkt ( $x'$ ,  $z'$ ) befindet sich in der Symmetrieachse des Gitters in dessen Mittellage. Für Gitter Nr. 3 bedeutet dies ein Bezugsnullpunkt gemäß Abbildung 3.3 bei  $x = 10$  cm und  $z = 69.5$  cm in Tankkoordinaten. Bei Gitter Nr. 5 liegt der Bezugsnullpunkt bei  $x = 10$  cm und  $z = 19.5$  cm in Tankkoordinaten.

Abbildung 4.3 zeigt die mittlere Turbulenzintensität in Oszillationsrichtung für einzelne Gitter in Abhängigkeit von der Entfernung zur Quelle wieder für einen weitläufigen und einen eng begrenzten Wasserkörper. Im Vergleich hierzu ist die von Hopfinger & Toly (1976) entwickelte Beziehung  $u'_{HT}/fS$  nach Gleichung (2.6) zwischen Anregungsparametern und entstehender Turbulenzintensität abgebildet.

Die Turbulenzintensität ist in Form der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen dargestellt, welche durch die RMS-Geschwindigkeit einer Zeitreihe repräsentiert werden. Die gemittelte Turbulenzintensität ergibt sich aus den zeitgemittelten Einzelwerten eines

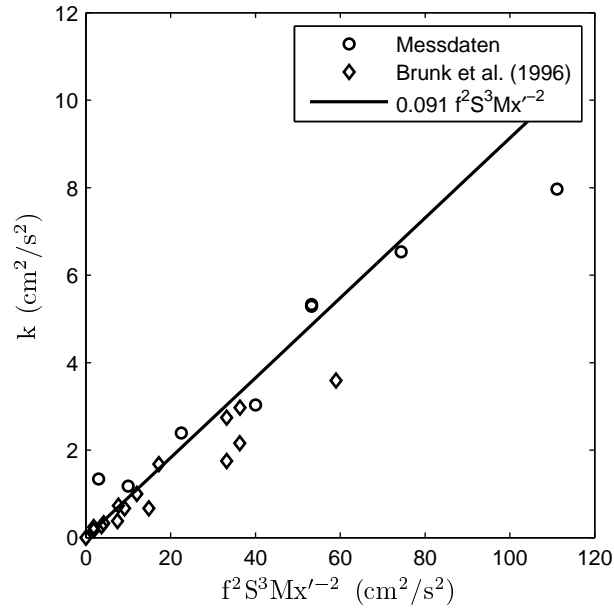


**Abbildung 4.3.** Turbulente Geschwindigkeitsschwankungen  $u'$  eines einzelnen Gitters gemittelt über die ganze Gitterhöhe im Vergleich zu Gleichung (2.6) nach Hopfinger & Toly (1976) bei einem Hub von  $S = 5$  cm

vertikalen Profils parallel zur Gitterebene im Bereich des Einzelgitters. In der Abbildung 4.3 wird wieder der Unterschied zwischen dem weitläufigen und eng begrenzten Wasserkörper deutlich. Im Fall des weitläufigen Wasserkörpers in Abbildung 4.3 (a) liegt die Turbulenzintensität deutlich über der Turbulenzintensität des Gitters mit eng begrenztem Wasserkörper. Auch die Abnahme der Turbulenzintensität mit Entfernung zur Quelle scheint geringer auszufallen. Vergleicht man die Messwerte mit der Beziehung nach Gleichung (2.6) wird deutlich, dass diese nur für das Gitter im eng begrenzten Wasserkörper angewendet werden kann. Weiterhin zeigt sich, dass die Gleichung (2.6) nur gültig ist für Entfernungen größer als 2 Maschenweiten  $M$  von der Quelle. Dies deckt sich mit den Erkenntnissen von Hopfinger & Toly (1976). Da Gleichung (2.6) von Hopfinger & Toly (1976) auf Messdaten basiert, bei denen ein einzelnes Gitter in einem begrenzten Wasserkörper oszilliert, beinhaltet diese Beziehung auch die Interaktion der Turbulenz mit der Berandung und vor allem die dadurch hervorgerufene Dämpfung. Aus Abbildung 4.3 wird deutlich, dass die erzeugten turbulenten Schwankungen der Einzelgitter der differentiellen Turbulenzsäule sich durch die Gleichung (2.6) bestimmen lassen, solange es sich um ein Gitter handelt, welches sich nahe an den Berandungen des Wasserkörpers befindet.

Für die differentielle Turbulenzsäule nach Brunk et al. (1996) mit vertikal angeordneten Einzelgittern wurde die Übereinstimmung der gemessenen Turbulenzintensität mit dem Ansatz von Hopfinger & Toly (1976) verglichen. Hierfür liefen alle Gitter jedoch synchron mit der gleichen Frequenz. Abbildung 4.4 zeigt die Ergebnisse von Brunk et al. (1996) im Vergleich mit Messwerten der neu konstruierten Turbulenzsäule.

Für die Darstellung der mittleren turbulenten kinetischen Energie  $k$  in Abbildung 4.4 wurden wieder die zeitlich gemittelten Einzelwerte von zur Gitterebene parallelen Profilen gemittelt und gegenüber den Betriebsparametern des Gitters und der Messposition auf-



**Abbildung 4.4.** Mittlere turbulente kinetische Energie  $k$  für das einzelne Gitter Nr. 5 im Vergleich mit Brunk et al. (1996)

getragen. Dazu lässt sich eine Ausgleichsgerade nach Gleichung (2.6) mit folgender Form bestimmen:

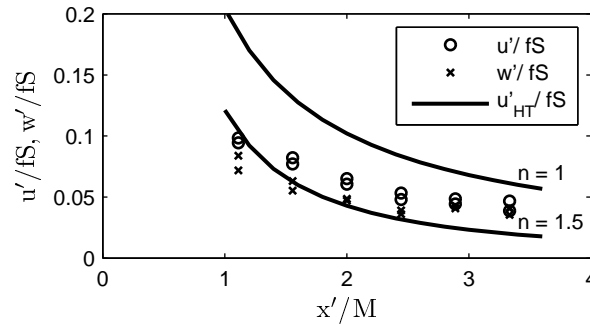
$$k = c_k \cdot f^2 \cdot S^3 \cdot M \cdot x'^{-2} \quad (4.1)$$

Hierbei sind die Betriebsparameter des Gitters mit der Frequenz  $f$ , dem Hub  $S$  und der Maschenweite  $M$  sowie der Abstand des Messpunktes vom Gittermittelpunkt  $x'$  enthalten. Nach Hopfinger & Toly (1976) sollte der Wert  $c_k = 0.093$  betragen. Für die Versuche von Brunk et al. (1996) ergab sich ein Wert von 0.099. Im vorliegenden Fall wurde ein Wert von 0.091 als Optimum ermittelt. Damit repräsentieren die hier vorgestellten Messwerte fast die gleiche Beziehung wie bei Hopfinger & Toly (1976). Folglich kann festgehalten werden, dass sich das Einzelgitter gemäß Gleichung (2.6) nach Hopfinger & Toly (1976) verhält und auch ähnliche Ergebnisse wie die differentielle Turbulenzsäule nach Brunk et al. (1996) aufweist.

#### 4.1.2 Voruntersuchung mit einem Gitterpaar

Der nächste Schritt der Untersuchungen galt dem einzelnen Gitterpaar. Hierzu wurden wieder Untersuchungen mittels Laser-Doppler-Velocimetrie durchgeführt. Da die bisher veröffentlichten Ergebnisse wieder aus Systemen stammen, bei denen der Wasserkörper um das Gitter allseitig mit Berandungen begrenzt ist, wurde das unterste, bodennahe Gitterpaar für die Untersuchungen verwendet. Es gilt anzumerken, dass die beiden Gitter zwar mit der gleichen mittleren Frequenz, jedoch nicht phasengleich und mit einem variablen Zufallsanteil in der Frequenz betrieben wurden.

Abbildung 4.5 zeigt die mittleren turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen  $u'$  in Oszillationsrichtung und  $w'$  in vertikaler Richtung. Die Messwerte stammen wieder aus räumlich gemittelten Profilen der zeitlich gemittelten Einzelwerte. In Abbildung 4.5 ist zusätzlich der Verlauf der Turbulenzintensität nach Hopfinger & Toly (1976) dargestellt. Allerdings wurde diese wie bei Villermaux et al. (1995) mit  $2^{1/3}$  multipliziert, um der Verstärkung der Turbulenzintensität durch die Verwendung eines Gitterpaares Rechnung zu tragen. Des weiteren wurde bei der Bestimmung der theoretischen Turbulenzintensität der Exponent  $n = 1.0$  und  $n = 1.5$  nach Gleichung (2.6) variiert. Wie schon in Kapitel 2.3 beschrieben, verliert die Beziehung dadurch ihre Dimensionsreinheit. Bei Villermaux et al. (1995) und Shy et al. (1997) wurde jedoch die Modifizierung des Exponenten schon diskutiert, damit die Kurve besser den Verlauf der Turbulenzintensität von Gitterpaaren wiedergibt.



**Abbildung 4.5.** Mittlere turbulente Geschwindigkeitsschwankungen  $u'$  und  $w'$  des bodennahen Gitterpaares im Vergleich zu Gleichung (2.6) nach Hopfinger & Toly (1976) bei einem Hub von  $S = 3$  cm

Wie in Abbildung 4.5 zu sehen ist, liegen die ermittelten Messwerte im Bereich zwischen den beiden Exponentenwerten für  $n$  und ergeben somit ein ähnliches Ergebnis wie bei Shy et al. (1997). Allerdings folgt die Entwicklung der Turbulenzintensität eher einem Exponenten größer 1.5, wenn der Koeffizient  $c_{HT}$  in der Größenordnung von 0.25 liegt. An dieser Stelle sei nochmals bemerkt, dass die Beziehung von Hopfinger & Toly (1976) ursprünglich nur für  $x'/M > 2$  Gültigkeit besitzt.

Weiterhin lässt sich noch ein weiterer, interessanter Effekt in Abbildung 4.5 erkennen, welchen bereits Srdic et al. (1996) beobachtet haben. In der Kernregion zwischen den Gittern kommt es zu einer Verstärkung der turbulenten Fluktuationen  $w'$ , so dass der Grad der Isotropie der Turbulenz in der Kernregion deutlich zunimmt. In den vorliegenden Ergebnissen ist diese Kernregion für  $x'/M > 2.5$  zu deklarieren.

Es bleibt somit festzustellen, dass das bodennahe Gitterpaar der differentiellen Turbulenzsäule sich genauso verhält, wie dies bisher von anderen Versuchsaufbauten berichtet wurde. Abschließend zur Diskussion über den Exponenten  $n$  in Gleichung (2.6) sollte aufgrund der Dimensionsreinheit ein Wert von  $n = 1.0$  vorgezogen und die Beziehung nach Hopfinger & Toly (1976) als Näherungsformel für die gemittelten Werte der turbulenten Schwankungen bei Gitterpaaren betrachtet werden.

## 4.2 Entwicklung der Turbulenz in der differentiellen Turbulenzsäule

Der nächste Schritt in der Entwicklung eines Turbulenzprofils in der differentiellen Turbulenzsäule, ähnlich dem einer offenen Gerinneströmung, war die Verwendung einer vertikalen Gitterreihe. Damit glich die Turbulenzerzeugung dem Vorbild der differentiellen Turbulenzsäule nach Brunk et al. (1996). Um die geometrischen Verhältnisse der beiden Versuchsaufbauten ähnlich zu gestalten, wurde eine zusätzliche, vertikale Wand in die differentielle Turbulenzsäule bei  $x = 32.2$  cm eingebaut. Die Maschenweite der Gitter war im aktuellen Versuchsaufbau jedoch etwa 3.5-fach größer.

Da mit der einen betriebenen Gitterreihe ein Turbulenzprofil nach Nezu & Nakagawa (1993) simuliert werden soll, müssen die Betriebsparameter der Gitter entsprechend gewählt werden. Nach der Herleitung von Brunk et al. (1996) aus dem Turbulenzprofil nach Nezu & Nakagawa (1993) und der Beschreibung der Turbulenz oszillierender Gitter von Hopfinger & Toly (1976) lassen sich die Betriebsparameter wie folgt bestimmen.

$$\frac{(fS^{3/2})}{(fS^{3/2})_{\text{Bodengitter}}} = \exp\left(\frac{10 - z}{h}\right) \quad (4.2)$$

Da die Frequenz  $f$  als Regelgröße dient, wurde der Hub  $S$  bei allen Gittern konstant gehalten. Die Lage der Gitter  $z$  sowie die Wassertiefe  $h$  waren bekannt. Somit sollten die Gitter mit zunehmender Frequenz von oben nach unten, wie in Tabelle 4.1 angegeben, in Abhängigkeit der Frequenz des bodennahen Gitterpaares  $f_0$  betrieben werden.

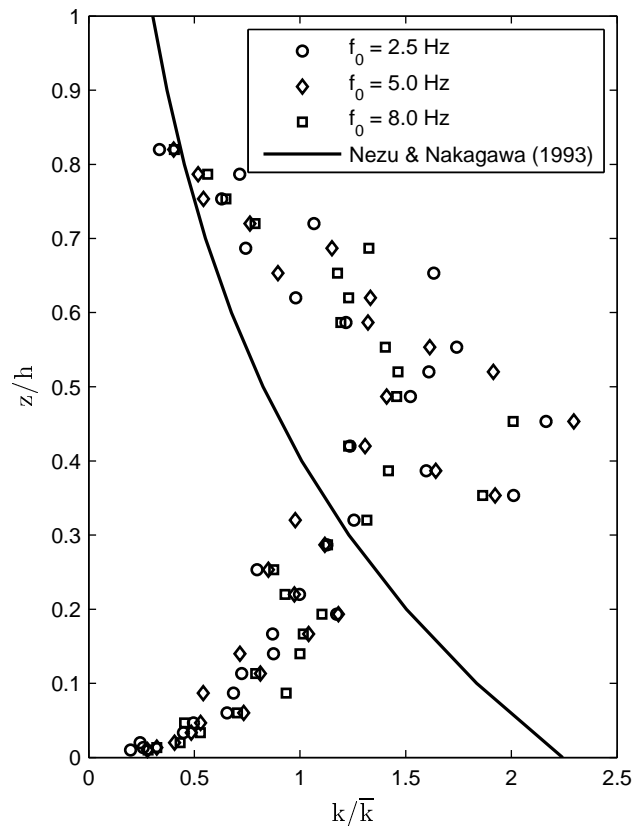
Gitterpaar	Frequenz $f$
(1)	$0.45 \cdot f_0$
(2)	$0.55 \cdot f_0$
(3)	$0.67 \cdot f_0$
(4)	$0.82 \cdot f_0$
(5)	$1.0 \cdot f_0$

**Tabelle 4.1.** Frequenzen  $f$  der einzelnen Gitterpaare in Abhängigkeit der Frequenz des bodennahen Gitterpaares  $f_0$

Abbildung 4.6 zeigt die vertikale Verteilung der turbulenten kinetischen Energie in der differentiellen Turbulenzsäule, in welcher mittels der fünf Einzelgitter ein Turbulenzprofil nach Nezu & Nakagawa (1993) simuliert werden soll. In der Abbildung wurde die Höhe  $z$  mit der Wassertiefe  $h$  normalisiert sowie die turbulente kinetische Energie  $k$  mit deren mittleren Wert  $\bar{k}$ .

Aus Abbildung 4.6 lässt sich erkennen, dass die gemessene Turbulenzintensität keineswegs der gewünschten Verteilung nach Nezu & Nakagawa (1993) entspricht. Gleichzeitig korrespondieren die Messwerte hierbei nicht mit den Ergebnissen von Brunk et al. (1996), obwohl deren Versuche bei den gleichen Anregungsbedingungen, geometrischen Verhältnissen und Messpositionen durchgeführt wurden. Als einziger offensichtlicher Unterschied lässt sich die Maschenweite der Gitter erkennen. Dabei sei jedoch nochmals auf denselben Verbauungsgrad der Gitter mit etwa 36 % hingewiesen.

In Abbildung 4.6 ist besonders der bodennahe Bereich bis etwa zu einer Höhe von  $x/h = 0.3$  auffällig. Obwohl sich in diesem Bereich die größte Anregungsfrequenz der

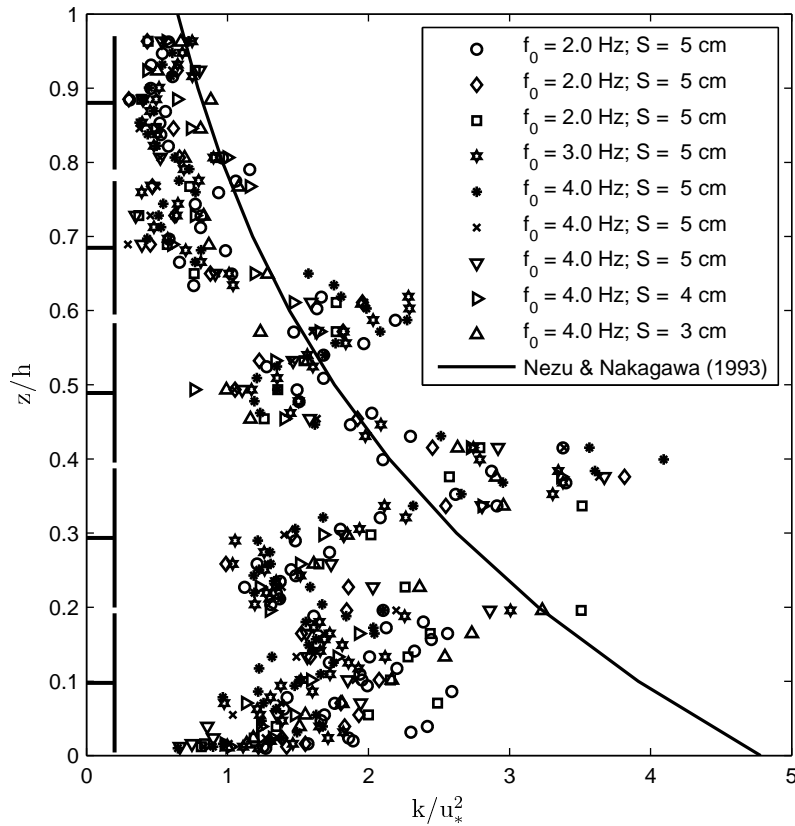


**Abbildung 4.6.** Turbulente kinetische Energie  $k$  für fünf übereinander angeordnete Einzelgitter in Tankmitte ( $x = 25$  cm), normiert mit der mittleren turbulenten kinetischen Energie  $\bar{k}$  im Vergleich mit Nezu & Nakagawa (1993)

Gitter befindet, nimmt die Turbulenzintensität deutlich ab. Dies deutet auf einen ungewöhnlich weitreichenden Einfluss der Dämpfung durch den Boden hin. Annäherungsweise konnte man dies schon in Abbildung 4.3 erkennen, in welcher die Turbulenzintensität in einem unbegrenzten Wasserkörper deutlich höher war als beim Vorhandensein einer nahen Berandung.

Im nächsten Schritt wurde das Turbulenzprofil der differentiellen Turbulenzsäule untersucht, wenn alle 5 vertikal übereinander angeordneten Gitterpaare verwendet wurden, um das Turbulenzprofil zu erzeugen. Die mittleren Betriebsparameter wurden hier genau wie bei einer einzelnen Gitterreihe nach Gleichung (4.2) bestimmt. Abbildung 4.7 zeigt das Ergebnis dieser Versuche, wobei die Höhe  $z$  wieder mit der Wassertiefe  $h$  normalisiert ist. Für die Normalisierung der turbulenten kinetischen Energie  $k$  wurde diesmal jedoch das Quadrat der Sohlschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  herangezogen. Die Sohlschubspannungsgeschwindigkeit ist ein wichtiger Parameter für die mechanische Belastung einer Gerinnesohle durch die Strömung. In dieser Funktion wird er für die Bestimmung von Erosion als typische Kenngröße eingesetzt.





**Abbildung 4.7.** Turbulente kinetische Energie  $k$  in Tankmitte ( $x = 25$  cm), normiert mit der aus Gleichung (2.3) ermittelten Sohl Schubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  im Vergleich mit Nezu & Nakagawa (1993) bei gleichem Hub bei allen Gittern

Da die Sohl Schubspannungsgeschwindigkeit in der differentiellen Turbulenzsäule aufgrund der fehlenden Advektionsströmung nicht gemessen werden konnte, wurde sie mittels Gleichung (2.3), der Beschreibung des Turbulenzprofils von Nezu & Nakagawa (1993), und Gleichung (2.5), der Definition der turbulenten kinetischen Energie, bestimmt. Als Basis wurde ein Turbulenzprofil einer offenen Gerinneströmung nach Nezu & Nakagawa (1993) zugrunde gelegt, welches durch Gleichung (2.3) beschrieben wird. Dabei werden die turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen in Abhängigkeit zur Sohl Schubspannungsgeschwindigkeit gesetzt. Mittels Gleichung (2.5) lässt sich hieraus ein Verhältnis von turbulenter kinetischer Energie zu Sohl Schubspannungsgeschwindigkeit ableiten. Da die turbulente kinetische Energie aus den Messungen mit der Laser-Doppler-Velocimetrie bekannt sind, konnte so jeweils eine korrespondierende Sohl Schubspannung bestimmt werden. Für die Bestimmung der Sohl Schubspannungsgeschwindigkeit in Abbildung 4.7 wurden jedoch die Messwerte im unteren Bereich mit  $x/h < 0.3$  vernachlässigt.

Das Turbulenzprofil in Abbildung 4.7 zeigt eine für die differentielle Turbulenzsäule charakteristische Turbulenzverteilung. Im oberen Bereich für  $x/h > 0.3$  folgt das Profil im Mittel dem gewünschten Verlauf nach Gleichung (2.3). Obwohl die Struktur und Geometrie des einzelnen Gitters im Turbulenzprofil nicht mehr zu erkennen ist, wird doch die

Anordnung mehrerer Gitter deutlich. Es zeigt sich, dass in der Mitte eines jeden Gitters eine minimale Turbulenzintensität herrscht. An den Grenzflächen zwischen zwei Gittern kommt es zu Maximalwerten der Turbulenzintensität. Diese werden dadurch hervorgerufen, dass an diesen Stellen zwei Gitter sich gegenläufig bewegen können, und sich somit die Relativgeschwindigkeit zueinander im Vergleich zur Absolutgeschwindigkeit verdoppelt. Außerdem wird in der Mitte eines jeden Gitters die Turbulenzerzeugung von einer weitgehend zweidimensionalen Geometrie des Gitters geprägt, wo hingegen an den Rändern eines jeden Gitters eine dreidimensionale Geometrie die Umströmung, Ablösungen und Wirbel verändert. Im Bereich der Gitterzwischenräume wird dies zusätzlich durch die Interaktion der dreidimensionalen Strukturen beider Gittern verstärkt.

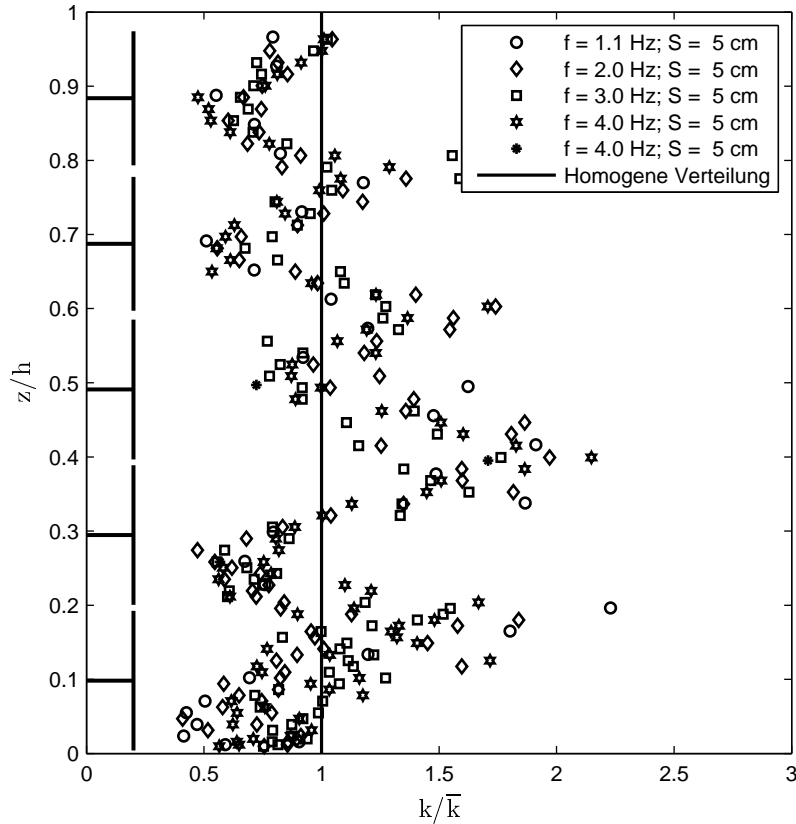
Weiterhin ist in Abbildung 4.7 der untere Bereich mit  $x/h < 0.3$  interessant. Obwohl hier wieder die Gitter mit der höchsten Frequenz oszillieren, findet eine Dämpfung der turbulenten Schwankungen statt. Das Turbulenzprofil weicht in diesem Bereich stark von der Beschreibung nach Nezu & Nakagawa (1993) ab. Hier tritt der selbe Dämpfungseffekt wie in Abbildung 4.6 auf.

Die Struktur der Gitterpaaranordnung sowie die Dämpfung im bodennahen Bereich lassen sich ebenfalls gut in Abbildung 4.8 erkennen. Hier sind die Messergebnisse der Untersuchungen, bei denen alle Gitter mit demselben Hub und derselben mittleren Frequenz betrieben wurde, als normierte Profile aufgetragen. Folglich sollte sich im Tank bei dieser Konfiguration eine homogene Turbulenzverteilung einstellen.

In Abbildung 4.8 kommt die vertikale Gitteranordnung klar zum Vorschein. In den Gittermitten herrschen wieder die geringsten turbulenten Schwankungen. Auf Höhe der Gitterzwischenräume treten wieder Maxima auf, welche durch erhöhte Scherung des Fluids und Turbulenzgenerierung aufgrund von zwei beteiligten Gittern zu erklären sind. Zusätzlich ist wieder eine deutliche Dämpfung der turbulenten Schwankungen im Bereich von  $x/h < 0.2$  zu erkennen.

Weiterhin wurden in diesem Zustand die Eigenschaften der entstehenden Turbulenz genauer mittels Laser-Doppler-Velocimetrie untersucht. Hierfür wurden mit der Laser-Doppler-Velocimetrie längere Zeitreihen für eine Spektralanalyse aufgenommen. Abbildung 4.9 zeigt die zeitliche Autokorrelation der Fluktuationswerte in der Mitte der differentiellen Turbulenzsäule auf zwei verschiedenen Höhen. Durch das Integral unter der Kurve lässt sich die integrale Zeit  $t_I$  der Turbulenz bestimmen. Die Gitterfrequenz nahm bei diesen Untersuchungen gemäß Tabelle 4.1 nach oben hin ab, um ein Turbulenzprofil zu erzeugen.

Wie in Abbildung 4.9 zu sehen ist, besteht nur in einer relativ kurzen Zeit eine Korrelation. Bereits nach ein bis wenigen Sekunden zeigt sich keine zeitliche Korrelation mehr. Über das Integral unter der Kurve bis zum Verlust der Korrelation lässt sich die integrale Zeit  $t_I$  der erzeugten Turbulenz bestimmen (Rotta, 1972). Diese Zeit bewegt sich im Bereich von 0.2 s bis 1 s. Brunk et al. (1996) ermittelten eine Zeit von ca. 6 s bis zum Verlust der Korrelation in ihrer Turbulenzsäule. Dies entspricht in etwa den vorliegenden Messergebnissen. In Abbildung 4.9 (a) zeigt die integrale Zeit kaum Unterschiede in der horizontalen und vertikalen Raumrichtung. Hingegen unterscheidet sich in Abbildung 4.9 (b) die integrale Zeit  $t_{Ix}$ , berechnet aus der zeitlichen Korrelation der Geschwindigkeitsschwankungen in x-Richtung, von den übrigen ermittelten Werten. Dies kann durch

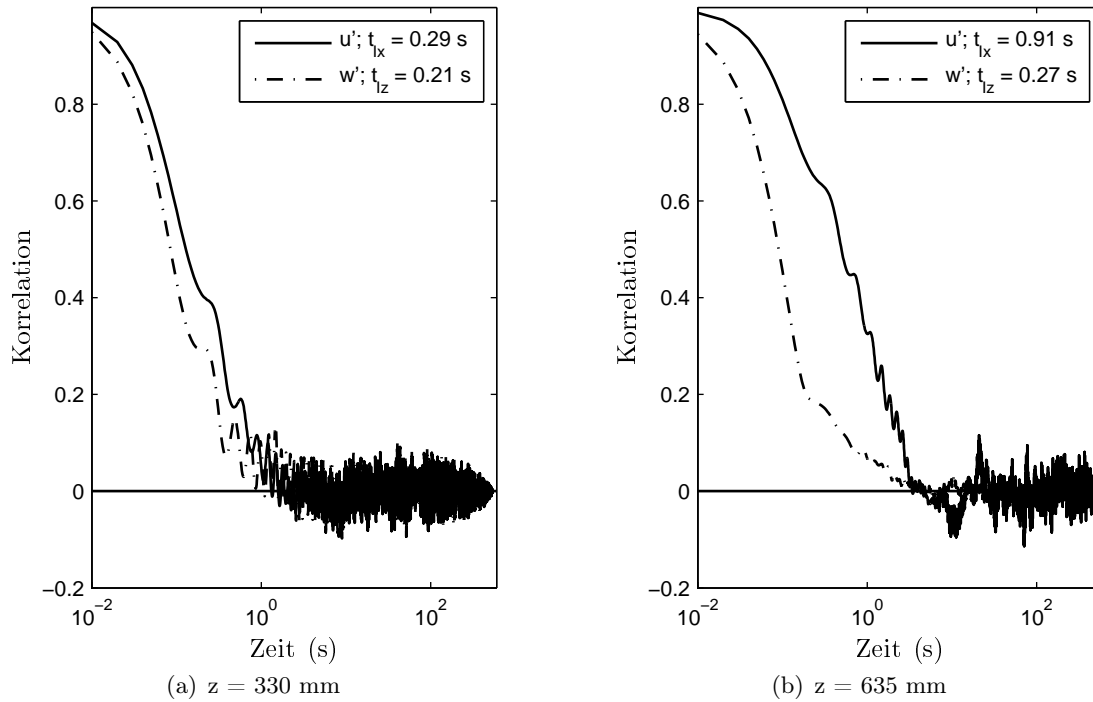


**Abbildung 4.8.** Turbulente kinetische Energie  $k$  in Tankmitte ( $x = 25$  cm) normiert mit der mittleren turbulenten kinetischen Energie  $\bar{k}$  bei konstantem Hub und konstanter mittlerer Frequenz aller Gitter zur Erzeugung einer homogenen Turbulenzverteilung

Sekundärströmungen in der differentiellen Turbulenzsäule hervorgerufen werden, da Abbildung 4.12 an dieser Position ( $z = 635$  mm) eine mittlere Strömung in ausgeprägter  $x$ -Richtung aufweist. Dadurch verschiebt sich das gesamte Strömungsfeld in  $x$ -Richtung. Auf jeden Fall zeigt sich anhand der integralen Zeit eine lokale Anisotropie.

Die Messergebnisse, aus denen die integrale Zeit  $t_I$  bestimmt wurde, eignen sich aufgrund der Dauer der Messungen auch für die Ermittlung von Energiedichte-Spektren, wie sie in Abbildung 4.10 dargestellt sind.

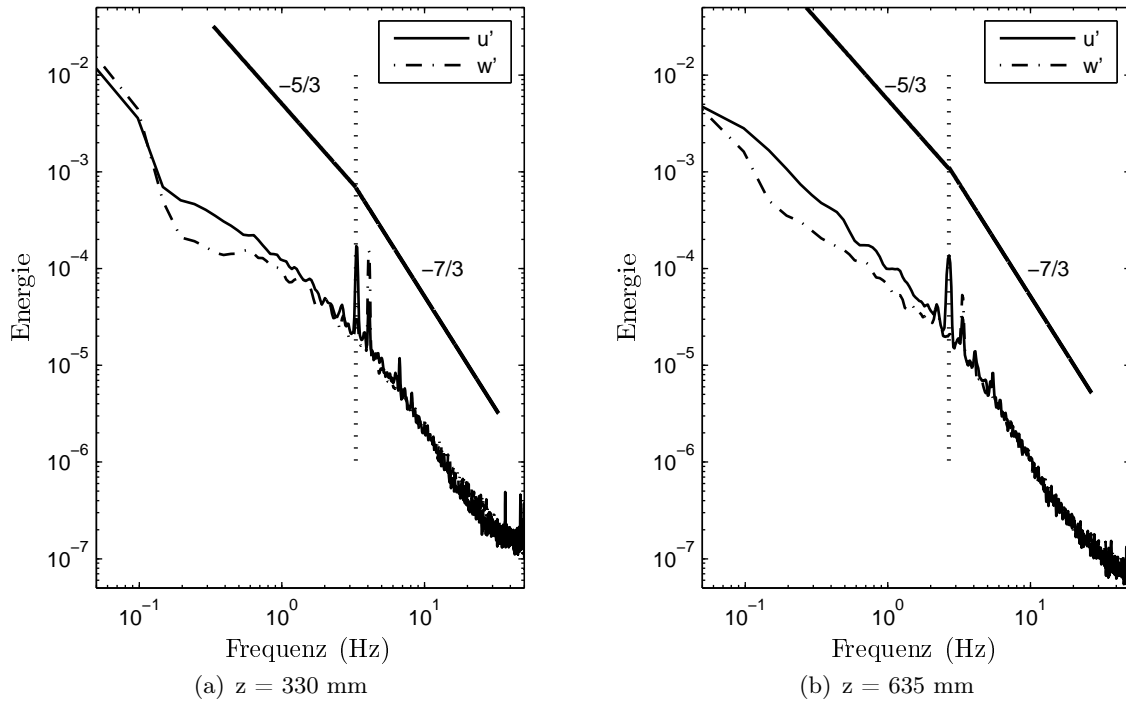
Deutlich sind als dominante Frequenzen die mittleren Frequenzen der Gitter zu erkennen. Man sieht in Abbildung 4.10 (a) ein Maximum bei 3.3 Hz. Ein weiteres Maximum ist bei 4 Hz in der vertikalen Komponente  $w'$  zu erkennen. Dieses wird von dem Gitter unterhalb hervorgerufen. Das gleiche Phänomen lässt sich in Abbildung 4.10 (b) wiederfinden. Die Frequenz der Gitter dominiert mit 2.68 Hz. Allerdings lassen sich noch Nebenmaxima bei den Frequenzen der Gitter, welche unterhalb liegen und mit höherer Frequenz betrieben werden, ausmachen. Des Weiteren besteht bei den dominierenden Frequenzen ein Knickpunkt in der Steigung der Kurve. Im Frequenzbereich unterhalb der Gitterfrequenz lässt sich eine Steigung von  $e^{-5/3}$  wie bei Brunk et al. (1996) erkennen.



**Abbildung 4.9.** Zeitliche Autokorrelation zur Bestimmung der integralen Zeit  $t_l$  bei  $x = 250$  mm mit einer Frequenz des bodennahen Gitters von  $f_0 = 4$  Hz und einem Hub von  $S = 5$  cm

Die Steigung von  $e^{-5/3}$  weist nach Tennekes & Lumley (1972) auf eine Energiekaskade in isotroper Turbulenz hin. Da die Turbulenz durch die Gitter und in deren Frequenz erzeugt wird, muss es sich im vorliegenden Fall um eine inverse Energiekaskade handeln. Das heißt, die Energie wird von der Turbulenz mit einer Frequenz gleich der Gitterfrequenz in größere Wirbel mit niedrigerer Frequenz transferiert. Durch eine höhere Datenrate wie bei Brunk et al. (1996) lässt sich auch im Frequenzbereich oberhalb der Gitterfrequenz eine Steigung approximieren, welche aber  $e^{-7/3}$  entspricht. Diese Abhängigkeit wurde bereits mehrfach für den Bereich der kleinen, hochfrequenten Wirbel dokumentiert und ausführlich bei Bos et al. (2004) behandelt. Auch zeigen die Messungen der Gitterturbulenz von Matsunaga et al. (1999) ein identisches Spektrum. Bedingt durch die Art der Turbulenzerzeugung kann man davon ausgehen, dass die Energie von der Gitterfrequenz in die Turbulenz mit größerer und kleinere Frequenz als die Gitterfrequenz transferiert wird. Da die Energiedichte-Spektren für die horizontale und vertikale Geschwindigkeitskomponente die gleichen Ergebnisse zeigen, kann von einer isotropen Turbulenzfeld ausgegangen werden.

Da die beschriebenen Turbulenzprofile in Abbildung 4.7 nicht der Vorgabe eines Profils nach Nezu & Nakagawa (1993) entsprechen und somit keine naturähnliche Flußverhältnisse repräsentieren, wurde in zahlreichen Varianten versucht, die Turbulenz- und Strömungsverhältnisse zu optimieren. Gleichzeitig wurde angestrebt, die Sekundärströmungen zu minimieren, welche in Kapitel 4.3 beschrieben sind. Ein Ansatzpunkt waren die Gitterzwischenräume. Mittels veränderter Gittergeometrie am Gitterrand sollten hier

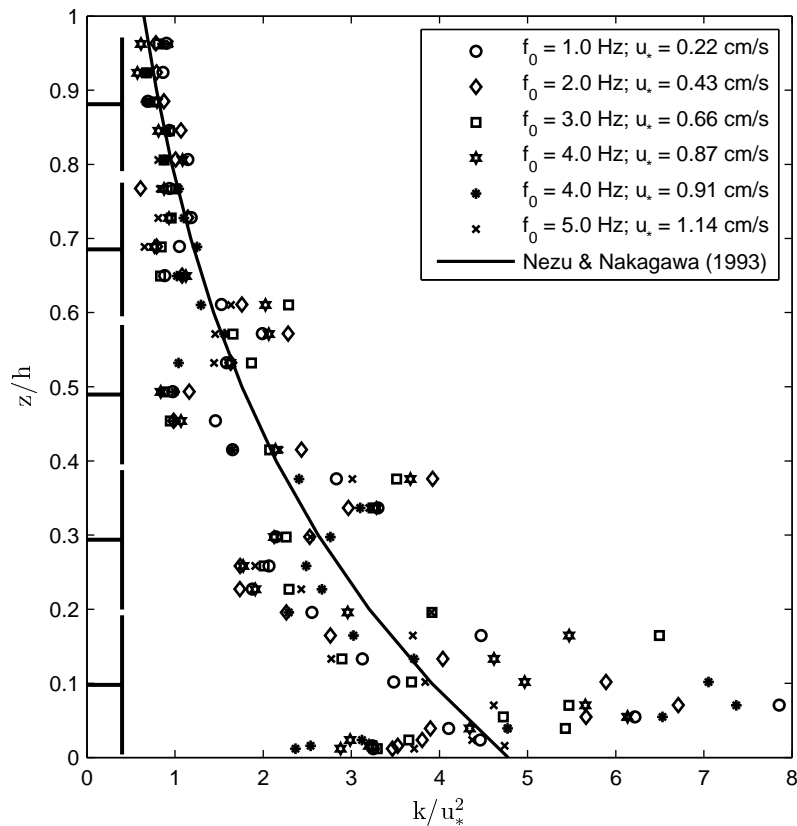


**Abbildung 4.10.** Energiedichte-Spektren bei  $x = 250$  mm mit einer Frequenz des bodennahen Gitters von  $f_0 = 4$  Hz und einem Hub von  $S = 5$  cm

die Turbulenzmaxima vermindert werden. Aus dem gleichen Grund wurde ein zusätzlicher Verbau und Unterteilungen in den Gitterzwischenraum eingebaut. Dieser sollte die Interaktion von zwei Gittern untereinander unterbinden und für zusätzliche Reibung sorgen, so dass auch die turbulenten Schwankungen im oberen Bereich gedämpft wären. Allerdings hatte die Unterteilung eine Zonierung der Turbulenzsäule in fünf in sich rotierende Zellen zur Folge. Für die spätere Untersuchung der Flockendynamik und den Austausch von Feinsediment über die ganze Wassersäule stellen diese Zellen ein Hindernis dar.

Das optimale Strömungs- und Turbulenzfeld wurde letztendlich durch die Variation eines weiteren Parameters in Gleichung (2.6) ermittelt. Durch die leichte Vergrößerung des Hubs im untersten Gitterpaar wurde die Dämpfung des Bodens kompensiert. Hierdurch änderte sich das komplette Strömungsfeld in der differentiellen Turbulenzsäule. Die optimale Konfiguration wurde bei einem Hub des bodennahen Gitterpaares von  $S_0 = 4$  cm und einem Hub der restlichen Gitter von  $S = 3$  cm ermittelt. Dies entspricht einer Erhöhung der turbulenten Schwankungen nach Gleichung (2.6) um etwa 54% im Bereich der bodennahen Gitter. Die mittlere Frequenz der Gitter in den verschiedenen Niveaus wurde wieder durch Gleichung (4.2) bestimmt.

Das Profil der Messergebnisse der turbulenten kinetischen Energie bei der optimalen Konfiguration der Gitter ist in Abbildung 4.11 dargestellt. Die turbulente kinetische Energie  $k$  wurde wieder mit der Sohlschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  normalisiert. Die jeweilige Sohlschubspannungsgeschwindigkeit wurde durch optimale Anpassung der Messwerte an Gleichung (2.3) kombiniert mit Gleichung (2.5) ermittelt. Allerdings wurden für



**Abbildung 4.11.** Turbulente kinetische Energie  $k$  in der Tankmitte ( $x = 25$  cm) normiert mit der aus Gleichung (2.3) ermittelten Sohlschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  im Vergleich mit Ergebnissen von Nezu & Nakagawa (1993)

die Anpassung in Abbildung 4.11 alle Messwerte über die komplette Wassertiefe herangezogen, da die Probleme im Bodenbereich nicht mehr auftraten.

Betrachtet man das Turbulenzprofil in Abbildung 4.11, welches durch den vergrößerten Hub bei dem bodennahen Gitterpaar entsteht, so fällt wieder die Struktur der Gitteranordnung auf. Im Bereich der Gitterzwischenräume treten weiterhin Maxima in der Turbulenzintensität auf. Im Vergleich zu Abbildung 4.7 zeigt sich jedoch, dass im Bereich des obersten Gitterpaares kein eindeutiges Maximum der turbulenten kinetischen Energie mehr auszumachen ist. Noch deutlicher wird der Unterschied im bodennahen Bereich. Hier ist nicht mehr die Dämpfung der Turbulenz bis zu einer Höhe von  $x/h = 0.3$  zu erkennen. Jedoch ist die Dämpfung des Bodens immer noch in den untersten 5% der Wassersäule deutlich zu spüren. Dies entspricht weitgehend den Verhältnissen in der Natur.

Die Vergrößerung des Hubs von 3 cm auf 4 cm entspricht theoretisch bei sonst konstanten Verhältnissen nach Gleichung (2.6) einem Anstieg der turbulenten kinetischen um 54 %. Aus dem Vergleich zwischen Abbildung 4.8 und 4.11 lässt jedoch eine gemessene Erhöhung der turbulenten kinetischen Energie etwa um 200 % im Bereich des bodennahen Gitterpaares mit erhöhtem Hub ermitteln.

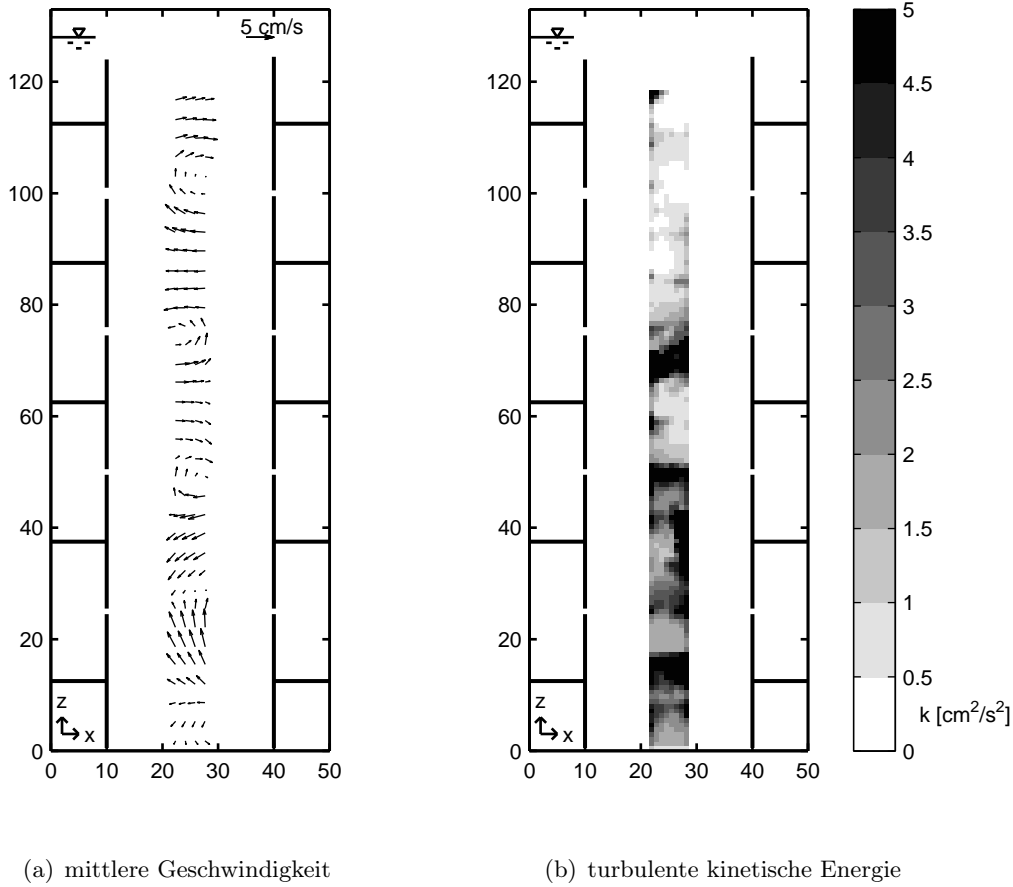
Es wird auch deutlich, dass das Turbulenzprofil für verschieden starke Turbulenzintensität dieselbe, reproduzierbare Struktur und Stärke aufweist. Entscheidend ist letztlich der Verlauf des Turbulenzprofils im Vergleich zu den Ergebnissen von Nezu & Nakagawa (1993). Abgesehen von lokalen Heterogenitäten folgt im Mittel der Verlauf des Turbulenzprofils Gleichung (2.3) und simuliert somit das Turbulenzprofil einer natürlichen Gerinneströmung. Hiermit wird die Grundlage für die Untersuchung der Flockendynamik gelegt. Für alle Untersuchungen der Flockendynamik wurde diese optimale Konfiguration der Gitter gewählt, bei welcher die mittlere Frequenz der Gitter nach Gleichung (4.2) bestimmt wird, und der Hub des bodennahen Gitterpaares  $S_0 = 4$  cm sowie der Hub der restlichen Gitter  $S = 3$  cm beträgt.

Um die Strömungsverhältnisse in der differentiellen Turbulenzsäule räumlich besser quantifizieren zu können, wurden für den Fall der optimalen Betriebsparameter der Gitter noch Untersuchungen mit der Particle-Image-Velocimetry durchgeführt. Der Vorteil liegt bei diesem Verfahren im flächenhaften Informationsgewinn. Abbildung 4.12 zeigt das mittlere Strömungsfeld sowie die Verteilung der turbulenten kinetischen Energie unter denselben Bedingungen wie in Abbildung 4.11.

Das mittlere Strömungsfeld in Abbildung 4.12 (a) weist eine Struktur von Zellen auf, welche ihren Drehpunkt im Bereich der Zwischenräume zwischen den einzelnen Gitterpaaren haben und im Bereich der Gittermitten die stärksten Sekundärströmungen aufweisen. In Untersuchungen an ähnlichen experimentellen Aufbauten wird ebenfalls von unvermeidbaren Sekundärströmungen berichtet (z. B. Yan et al., 2007). Die Struktur des Strömungsfelds bleibt mit Veränderung der Gitterfrequenz gleich. Lediglich die Intensität der Sekundärströmung skaliert mit dem veränderten Energieeintrag. Die Verteilung der turbulenten kinetischen Energie in Abbildung 4.12 (b) zeigt einen Verlauf, der dem in Abbildung 4.11 sehr ähnlich ist. Allerdings lassen sich in der Abbildung die einzelnen Messpositionen der Kamera für die PIV-Messungen anhand der un stetigen Übergänge erkennen. Dies wird dadurch hervorgerufen, dass die Fluktuationsgrößen am Rande eines PIV-Bildes durch auftauchende und verschwindende Teilchen aus dem Bild gestört sind. Allerdings wird deutlich, dass die turbulente kinetische Energie in einer Höhe horizontal konstant ist. Es gibt somit eine Kernregion mit konstanten Verhältnissen wie bei Shy et al. (1997). Noch deutlicher wird dies in Abbildung 4.13.

Abbildung 4.13 zeigt in drei verschiedenen Höhen  $z = 125, 480$  und  $850$  mm horizontal die Verteilung der turbulenten kinetischen Energie für verschiedene Anregungszustände sowie zwei lateral verschiedene Positionen. Die turbulente kinetische Energie ist aufgrund der unterschiedlichen Anregungszustände auf verschiedenen Niveaus. Es ist jedoch zu erkennen, dass die turbulente kinetische Energie im Kernbereich weitgehend konstant ist und erst an den Rändern zu den Gittern hin zunimmt. Um dies über die komplette Höhe der differentiellen Turbulenzsäule zu zeigen, wurde die Standardabweichung der turbulenten kinetischen Energie in einer Höhe  $k'_x$  mit dem Mittelwert der turbulenten kinetischen Energie  $\bar{k}_x$  in dieser Höhe normiert. Die Berechnung der Statistik in jeder Höhe  $z$  erfolgte aus einer Datenreihe in x-Richtung. Das Ergebnis für unterschiedliche Anregungszustände ist in Abbildung 4.14 dargestellt.

Das Verhältnis der Standardabweichung zum Mittelwert der turbulenten kinetischen Energie in einer Höhe gibt die Homogenität der turbulenten kinetischen Energie in der Ho-

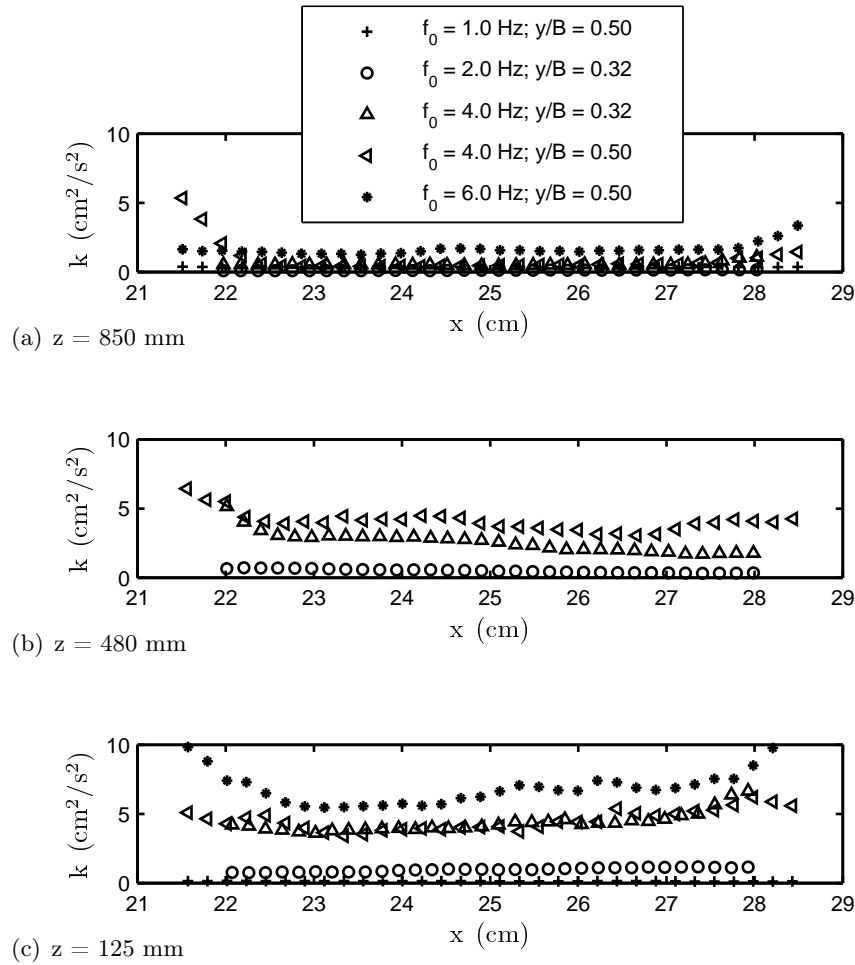


**Abbildung 4.12.** Mittleres Strömungsfeld und turbulente kinetische Energie bei  $f_0 = 4$  Hz ermittelt mit Particle-Image-Velocimetrie

horizontalen wieder. Man erkennt, dass in weiten Bereichen der differentiellen Turbulenzsäule in der horizontalen Ausdehnung eine geringe Veränderung der turbulenten kinetischen Energie im Vergleich zum Mittelwert vorzufinden ist. Dies weist auf weitgehend homogene Turbulenzverteilung hin. Allerdings erkennt man wieder die erhöhten Turbulenzwerte an den Rändern von einzelnen Kamerapositionen aufgrund der bereits erwähnten Messungenauigkeiten der turbulenten Schwankungen an Messfeldrändern bei der Particle-Image-Velocimetrie. Weiterhin sind hohe Inhomogenitäten zu beobachten in Bereichen, in welchen auch das Turbulenzprofil in Abbildung 4.11 seine Unstetigkeiten zeigt. Da jedoch die Bereiche mit geringen Veränderungen in der horizontalen Ausdehnung dominieren, wird, gestützt von den Ergebnissen aus Abbildung 4.13, im weiteren von einer Kernregion mit horizontal homogener Turbulenz ausgegangen.

Die Messungen mittels der Particle-Image-Velocimetrie eignen sich auch zur Bestimmung des integralen Längenmaßes. Da jedoch nur in vertikaler Richtung für die Autokorrelation eine ausreichende Anzahl von Messwerten vorhanden sind, lässt sich nur das integrale Längenmaß  $\ell_{1z}$  in vertikaler Richtung bestimmen. Dies kann aus der Längskor-





**Abbildung 4.13.** Horizontale Verteilung der turbulenten kinetischen Energie bei  $z = 125, 480$  und  $850 \text{ mm}$

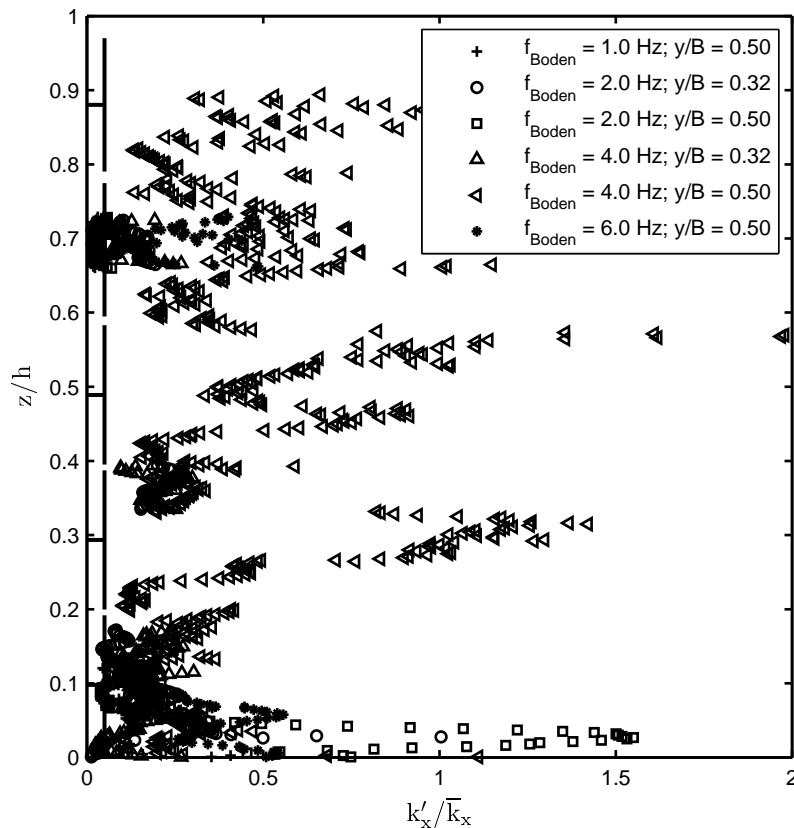
relation beziehungsweise der Querkorrelation erfolgen. Dabei gilt nach Rotta (1972), dass die integrale Länge aus der Querkorrelation zu verdoppeln ist.

$$\ell_{Iz} = \ell_{Iz}(w') = 2 \cdot \ell_{Iz}(u') \quad (4.3)$$

Abbildung 4.15 zeigt sowohl die Quer- als auch Längskorrelationsfunktion in der Mitte der differentiellen Turbulenzsäule, aus welcher sich die integrale Länge  $\ell_{Iz}$  als Integral wie bei der integralen Zeit ergibt.

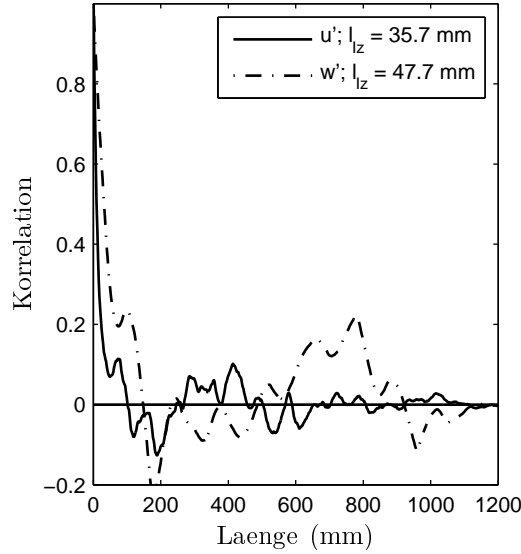
Aus der Autokorrelation lässt sich ein integrales Längenmaß  $\ell_{Iz}$  in vertikaler Richtung von etwa  $40 \text{ mm}$  berechnen, wobei die Betriebsbedingungen identisch sind mit dem Zustand aus Abbildung 4.12. Führt man die Autokorrelation an verschiedenen Positionen in x-Richtung, so lässt sich das Wachstum der Wirbel mit Abstand zum Turbulenzursprung zeigen (Abbildung 4.16 (a)).

Für Einzelgitter wurde bei Hopfinger & Toly (1976) die Ausbreitung mit  $\ell_1 = 0.1x'$  angegeben (Kapitel 2.3). Für die Ermittlung der integralen Längen in vertikaler Richtung im vorliegenden Fall wurde die Längskorrelation verwendet bei einem Betriebszustand,



**Abbildung 4.14.** Horizontale Homogenität der turbulenten kinetischen Energie

bei dem die Frequenz des Bodengitters  $f_0 = 4$  Hz betrug. Da bei der differentiellen Turbulenzsäule Gitterpaare eingesetzt werden, ist von einer Zunahme der integralen Länge von beiden Seiten ausgehend von den Gittern zu rechnen. Abbildung 4.16 (a) zeigt dieses Verhalten, wobei die Steigung von der linken Seite mit 0.11 ermittelt wurde, und spiegelt somit die Ergebnisse von Hopfinger & Toly (1976) wider. Auf der rechten Seite betrug die Steigung hingegen 0.36. Diesen Wert ermittelten auch Matsunaga et al. (1999) bei ihren Untersuchungen. Es lassen sich Werte für  $\beta$  im Bereich von 0.1 bis 0.35 finden (Villermaux et al., 1995; Shy et al., 1997; Matsunaga et al., 1999). Weiterhin befindet sich in der Mitte der Turbulenzsäule, der Kernregion, ein Plateau, bei dem die integrale Länge fast konstant ist und ihr Maximum aufweist. Shy et al. (1997) zeigen anhand ihrer Untersuchungen einen identischen Verlauf. Allerdings ist in den vorliegenden Untersuchungen das Plateau von der geometrischen Symmetrieachse bei  $x'/M = 3.3$  leicht nach links verschoben. In Abbildung 4.16 (b) ist die korrespondierende, vertikal gemittelte Geschwindigkeit der Sekundärströmungen gezeigt. Darin lässt sich in der Messebene im Mittel eine aufwärts und nach links gerichtete Strömung erkennen. Diese mittlere Strömung und die daraus resultierende Advektion wird für die Verschiebung der Symmetrieachse sowie die unterschiedliche Entwicklung der integralen Länge in beiden Hälften verantwortlich gemacht. Anhand der Geraden lässt sich für die integrale Länge im Ursprung der Gitteroszillation



**Abbildung 4.15.** Räumliche Autokorrelation in z-Richtung zur Bestimmung der integrale Länge  $\ell_{Iz}$  bei  $x = 250$  mm

$\ell_{Iz}(x'_0)$  jeweils ein Betrag von etwa 44 mm bestimmen. Verglichen mit der geometrischen Maschenweite  $M$  der Gitter von 45 mm zeigen diese ermittelten Werte ein hohes Maß an Übereinstimmung.

Mit der integralen Länge von  $\ell_I = 47$  mm in Tankmitte lässt sich eine turbulente Reynoldszahl für die Gitterpaare wie folgt berechnen.

$$Re_{turb} = \frac{\sqrt{k} \cdot \ell_I}{\nu} \quad (4.4)$$

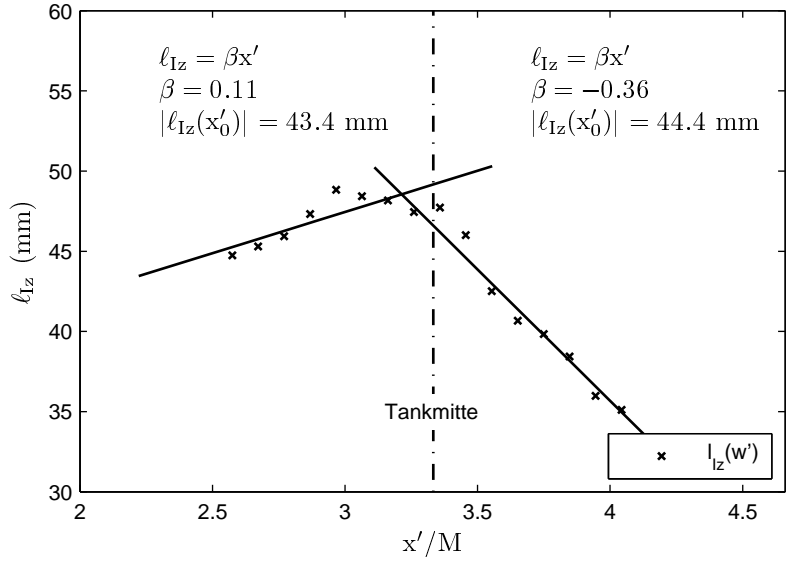
Dabei nimmt die Turbulenzintensität  $k$  über die Höhe dem Turbulenzprofil folgend gemäß Abbildung 4.11 ab. Aus diesem Grund ändert sich auch die turbulente Reynoldszahl  $Re_{turb}$  über die Höhe. In Tabelle 4.2 sind die Reynoldszahlen  $Re_{turb}$  jeweils in der Mitte eines Gitterpaares in Tankmitte angegeben.

Gitterpaar	Frequenz $f$		$k$ [cm <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]	$Re_{turb}$
	[%]	[Hz]		
(1)	45	1.8	0.648	378
(2)	55	2.2	0.972	463
(3)	67	2.68	2.187	695
(4)	82	3.28	2.106	682
(5)	100	4	3.24	846

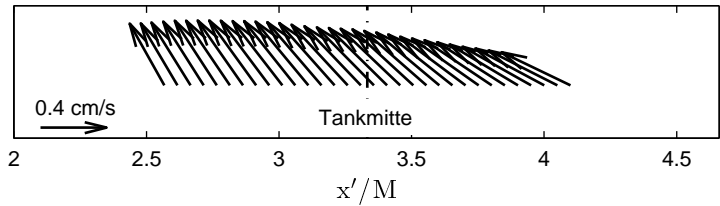
**Tabelle 4.2.** Turbulente Reynoldszahl  $Re_{turb}$  für die einzelnen Gitterpaare in Tankmitte ( $x = 250$  mm) bei einer Frequenz des bodennahen Gitters  $f_0 = 4$  Hz

Mit der kinetischen Energie  $k$  und der integralen Zeit  $t_I$  (Abbildung 4.9) lässt sich die Energiedissipationrate  $\epsilon$  folgendermaßen abschätzen.

$$\epsilon \propto \frac{k}{t_I} \quad (4.5)$$



(a) integrale Länge  $\ell_{Iz}$



(b) mittlere Geschwindigkeit, gemittelt über die Vertikale

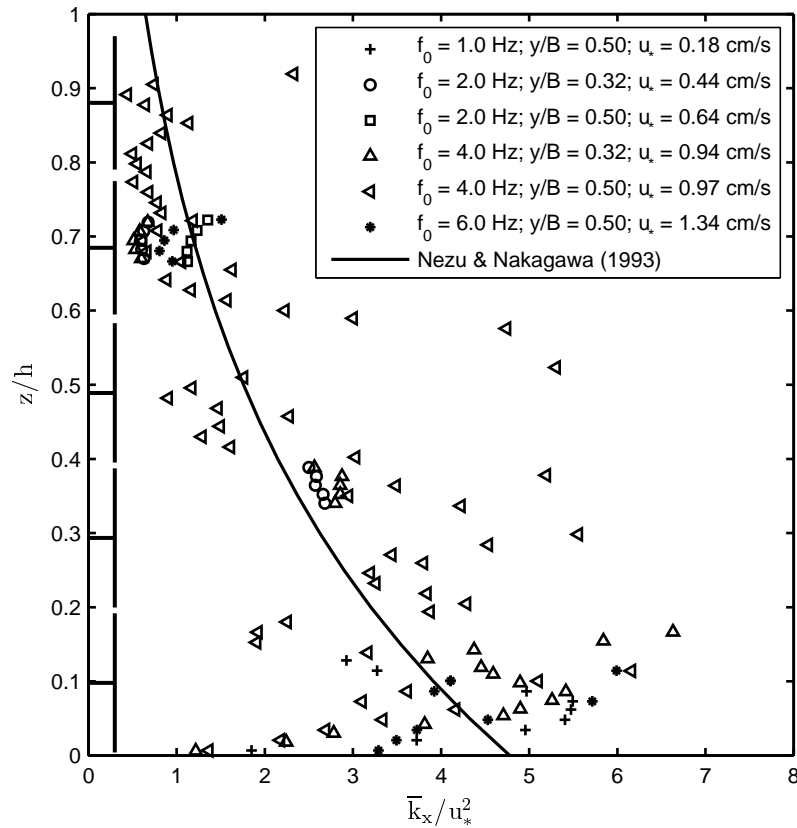
**Abbildung 4.16.** Integrale Länge  $\ell_{Iz}$  in Abhängigkeit von der Entfernung zum Gitter

Hieraus lässt sich wiederum mit Hilfe der kinematischen Viskosität  $\nu$  die Kolmogorov-Längenskala berechnen.

$$\eta = \frac{\nu^{3/4}}{\epsilon^{1/4}} \quad \rightarrow \quad \eta = \frac{(10^{-6})^{3/4}}{\left(\frac{3.24 \cdot 10^{-4}}{0.27}\right)^{1/4}} \approx 150 \mu m \tag{4.6}$$

Wie die Abschätzung in Gleichung (4.6) zeigt, ist die Kolmogorov-Länge  $\nu$  in Tankmitte bei einer Gitterfrequenz von 4 Hz etwa  $150 \mu m$ . Die Längenskalen der Turbulenz in der differentiellen Turbulenzsäule reichen somit von der Kolmogorov-Länge mit etwa  $150 \mu m$  bis zur integralen Länge  $\ell_I$  mit 47 mm. Wie in Kapitel 5 zu sehen ist, stellt die Kolmogorov-Länge in den vorliegenden Untersuchungen, wie bei Ditschke & Markofsky (2006) beschrieben, keine Grenze für die Aggregatgröße dar.

Letztendlich dienen die Messergebnisse mittels Particle-Image-Velocimetrie auch dazu, das Turbulenzprofil in der differentiellen Turbulenzsäule darzustellen. Abbildung 4.17 zeigt genau dieselbe Darstellung wie Abbildung 4.11, diesmal allerdings mit den Ergebnissen aus den Particle-Image-Velocimetrie -Messungen.



**Abbildung 4.17.** Turbulente kinetische Energie  $k$  in der Tankmitte normiert mit der aus Gleichung (2.3) ermittelten Sohlschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  im Vergleich mit Nezu & Nakagawa (1993)

Die turbulente kinetische Energie ist in Abbildung 4.17 als Mittel über die Horizontale  $\overline{k_x}$  dargestellt. Man erkennt, dass das Turbulenzprofil aus den Daten der Particle-Image-Velocimetrie dasselbe Bild wie aus den Daten der Laser-Doppler-Velocimetrie wiedergibt. Die Struktur der Gitteranordnung tritt wieder deutlich hervor, jedoch ist auch wieder eine erhöhte turbulente kinetische Energie an den Rändern der einzelnen Positionen der PIV-Kamera zu erkennen. Abgesehen von lokalen Heterogenitäten folgen die Ergebnisse aus den PIV-Messungen auch dem Verlauf des Turbulenzprofils Gleichung (2.3) und simulieren somit das Turbulenzprofil einer natürlichen Gerinneströmung. Weiterhin lässt sich feststellen, dass die ermittelten Sohlschubspannungsgeschwindigkeiten  $u_*$  durch die Anpassung der Messwerte an das Turbulenzprofil nach Nezu & Nakagawa (1993) für die jeweiligen Betriebszustände unabhängig von der eingesetzten Messtechnik identische Ergebnisse hervorbringen. Außerdem zeigt Abbildung 4.17, dass auch in lateraler Richtung die Kernregion ausgeprägt ist, in welcher homogene Turbulenzverhältnisse herrschen, da die Ergebnisse aus unterschiedlichen Messebenen  $y/B$  dasselbe Turbulenzprofil wiedergeben.

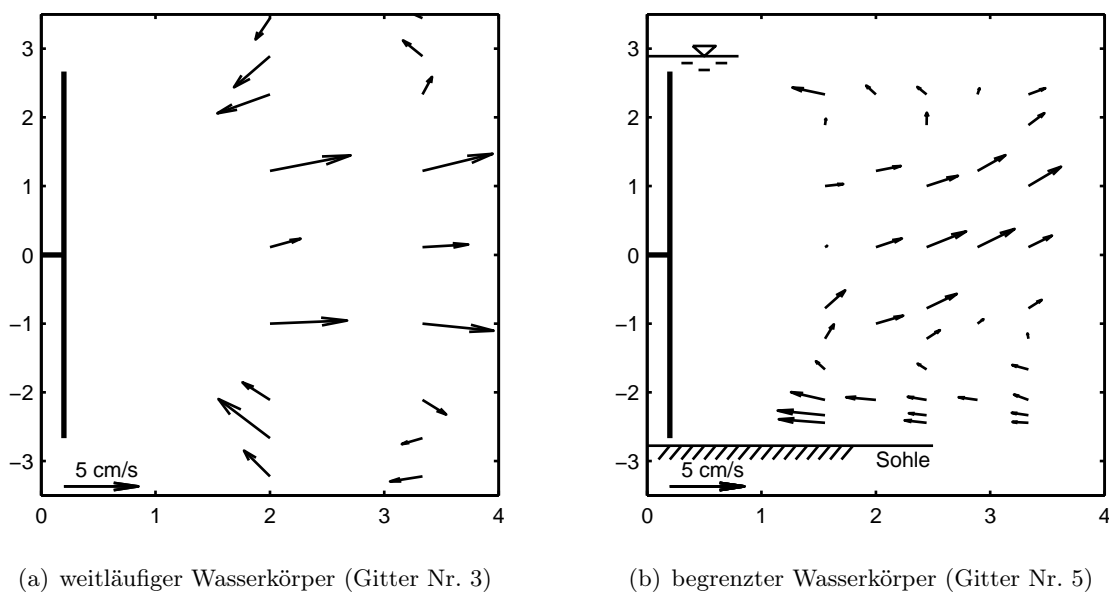
Makroskopisch betrachtet lässt sich, wie bereits aus Abbildung 4.11, auch aus Abbildung 4.17 postulieren, dass mit den gewählten Betriebsparametern ein Zustand erreicht

wurde, in dem in der differentiellen Turbulenzsäule kontrolliert und reproduzierbar ein Turbulenzprofil einer offenen Gerinneströmung simuliert werden kann und dessen Intensität sich regeln lässt. Somit sind die Voraussetzungen für die Untersuchungen der Feinsedimentdynamik in der differentiellen Turbulenzsäule gegeben.

### 4.3 Sekundärströmung in der differentiellen Turbulenzsäule

Neben dem Turbulenzprofil galt es im Rahmen der Optimierung, die mittlere Strömung in Form der Sekundärströmungen zu minimieren. Die grundlegende Idee der differentiellen Turbulenzsäule besteht in der Simulation eines advektionsfreien Turbulenzprofils, so dass lediglich der Einfluss der turbulenten Schwankungen auf die Flockendynamik wirkt. Aufgrund der Begrenzung des Wasserkörpers, der geometrischen Randbedingungen und der Form des Tanks und der Gitter werden jedoch Sekundärströmungen nicht vermeidbar sein (Thompson & Turner, 1975; De Silva & Fernando, 1994; Yan et al., 2007). Im Zuge der Optimierung wurde angestrebt, dass die Schwankungsgrößen über der mittleren Strömung dominieren.

Abbildung 4.18 zeigt das mittlere Strömungsfeld korrespondierend zu der Verteilung der turbulenten kinetischen Energie in Abbildung 4.2.



**Abbildung 4.18.** Mittleres Strömungsfeld bei einem einzelnen Gitters bei einer Gitterfrequenz  $f$  von 4 Hz und einem Hub  $S$  von 5 cm

Wie schon bei der Verteilung der turbulenten kinetischen Energie sieht man deutliche Unterschiede zwischen dem Fall in Abbildung 4.18 (a) mit einem weitläufigen und dem Fall eines eng begrenzten Wasserkörpers in Abbildung 4.18 (b). In Abbildung 4.18 (a) erkennt man in Ansätzen die Ausbildung von zwei großen Rotationszellen. Diese scheinen

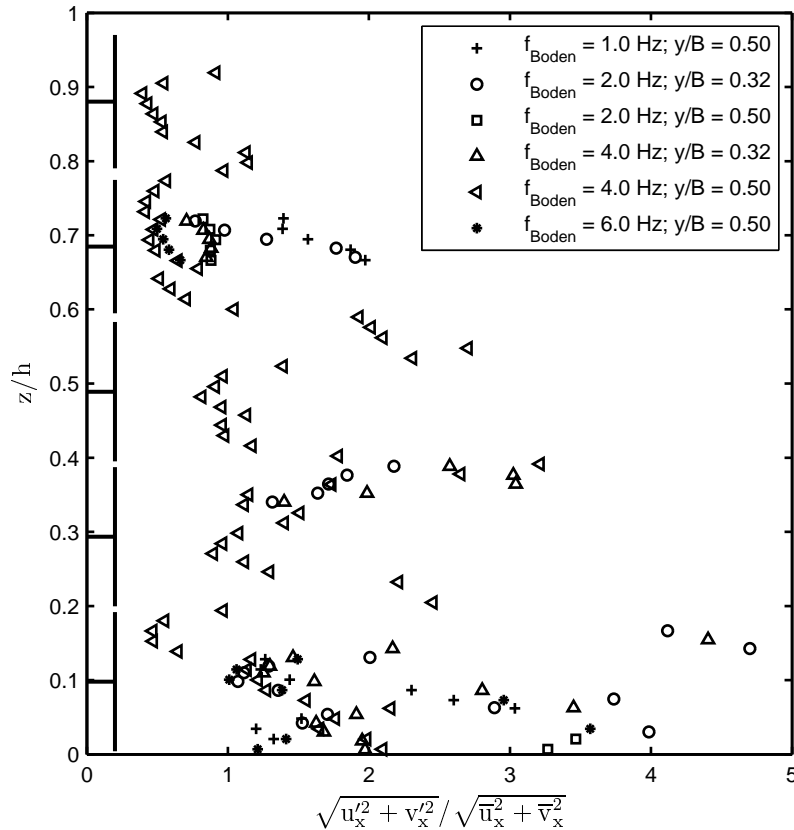
durch ein Art von Strahl in der Mitte des Gitters hervorgerufen zu sein. Das Strömungsbild der mittleren Strömung wie auch die Verteilung der turbulenten kinetischen Energie ist symmetrisch zur Symmetrieachse des Gitters. In diesem Fall wird die Turbulenz in Gittermitte durch die mittlere Strömung zur Tankmitte transportiert. Dies spiegelt sich in Abbildung 4.2 (a) in den Maxima der turbulenten kinetischen Energie wider. An den Rändern wird durch die mittlere Strömung Fluid mit weniger kinetischer Energie aus der Tankmitte in Richtung des Gitters befördert. Dies zeigt sich im Abfall der turbulenten kinetischen Energie an den Gitterrändern in Abbildung 4.2 (a). Daraus lässt sich der enge Zusammenhang zwischen mittlerer Strömung und turbulenter kinetischer Energie erkennen.

Bei einem eng begrenzten Wasserkörper können sich die großen Rotationszellen nicht ausbilden. Vielmehr bildet sich ein dreidimensionales Strömungsfeld in Form einer Helix aus. Die Verteilung der turbulenten kinetischen Energie in diesem Fall wird wieder durch dieses Strömungsfeld beeinflusst und zeigt dadurch keine konstante Verteilung über die gesamte Gitterhöhe (Abbildung 4.2 (b)), sondern eine Verteilung, welche mit dem mittleren Strömungsfeld korrespondiert.

Das mittlere Strömungsfeld in der differentiellen Turbulenzsäule bei Wahl der Betriebsbedingungen für ein optimales Turbulenzprofil mit einer Frequenz des bodennahen Gitters von  $f_0 = 4$  Hz ist in Abbildung 4.12 (a) dargestellt. Wie schon in Kapitel 4.2 angesprochen, existiert in der differentiellen Turbulenzsäule ein mittleres Strömungsfeld, dessen Struktur unverändert bleibt, die Intensität jedoch mit der Frequenz der Gitter skaliert. Dieses mittlere Strömungsfeld weist, ähnlich wie in Abbildung 4.18 (a), Rotationszellen aus, welche sich über zirka zwei Gitterhöhen erstrecken. Betrachtet man jedoch die gesamte Wassersäule makroskopisch, so stellt diese wieder einen begrenzten Wasserkörper wie in Abbildung 4.18 (b) dar. In dieser Betrachtungsweise fällt wieder eine Helix-artige dreidimensionale Struktur auf. Unterstützt wird diese Beobachtung durch Abbildung 4.16 (b). Dort ist in einer zweidimensionalen Messebene eindeutig ein mittlere Geschwindigkeit, welche nach oben und links gerichtet ist, zu erkennen. Aus Gründen der Kontinuität muss für diese Strömung in einer anderen Ebene Ausgleich geschaffen werden, so dass sich ein dreidimensionales Strömungsfeld ergibt.

Entscheidend für die Untersuchung der Flockendynamik unter Turbulenzeinfluss ist jedoch die Dominanz der turbulenten Geschwindigkeitsfluktuationen über der mittleren Strömung. Abbildung 4.19 zeigt das Verhältnis von turbulenter Schwankungsgröße zur Größe der Sekundärströmung. Für verschiedene Betriebszustände sind die horizontal gemittelten Turbulenzintensität aus den Messungen mit der Particle-Image-Velocimetrie als vertikales Profil dargestellt. Man erkennt, dass in weiten Bereichen die turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen größer sind als die mittlere Geschwindigkeit. Lediglich in den Bereichen, wo sich auch in 4.12 (a) die maximalen mittleren Geschwindigkeiten identifizieren lassen, kann es zu einem leichten Überwiegen der mittleren Strömung kommen. Da dieser Zustand jedoch sehr lokal begrenzt ist, kann dies vernachlässigt werden. Die Scherbereiche zwischen zwei Gitterpaaren stellen wie schon im Turbulenzprofil die Bereiche mit den maximalen turbulenten Schwankungen dar, so dass hier die Intensität der turbulenten Schwankungen bis zum 4-fachen der mittleren Strömung beträgt. Im Mittel

kann von der 1.3-fachen Intensität der turbulenten Schwankungen gegenüber den mittleren Geschwindigkeiten ausgegangen werden.



**Abbildung 4.19.** Vergleich der turbulenten Geschwindigkeitsschwankungen zur mittleren Geschwindigkeit

Folglich führen die gewählten Betriebsparameter der Gitter sowie die Tankgeometrie zu einem zufriedenstellenden Ergebnis hinsichtlich der mittleren Strömung, auch wenn die Intensität der turbulenten Schwankungen ausgeprägter der mittleren Geschwindigkeit überwiegen könnte. Verbunden mit dem optimalen Turbulenzprofil, welches ausführlich in Kapitel 4.2 beschrieben wurde, bietet das System der differentiellen Turbulenzsäule mit oszillierenden Gitterpaaren zur Turbulenzerzeugung die Möglichkeit der Simulation eines Turbulenzprofils, welches in seiner Intensität der mittleren Strömung überwiegt, und bietet somit die Basis für die stationäre Untersuchung der Flockendynamik unter Turbulenzeinfluss. Die Gitterfrequenz stellt die Regelgröße der Intensität der Strömung dar. Die Struktur des Strömungsfelds ist durch die Geometrie und Gitteranordnung festgelegt.



## 5. Flockendynamik unter Turbulenzeinfluss

Hydrodynamisch gesehen wurde mit dem Nachweis eines Turbulenzprofils ähnlich dem einer offenen Gerinneströmung in der differentiellen Turbulenzsäule der Grundstein für die Untersuchungen der Flockendynamik unter Turbulenzeinfluss gelegt. In den Untersuchungen liegt das Augenmerk auf den physikalischen Prozessen, wobei in die Flockendynamik auch chemische und biologische Prozesse eingreifen. Um die Komplexität der Vorgänge in der Natur zu reduzieren, wird das Partikelsystem zunächst vereinfacht. Dabei werden biologische Einflussfaktoren soweit minimiert, dass sie als konstant und nicht weiter relevant angesehen werden können. Weiterhin wird das Mineraliengemisch auf Kaolin mit einer engen Sieblinie beschränkt.

Zwei Parameter dominieren die Untersuchungen. Zum einen ist dies die Sedimentkonzentration, zum anderen die Turbulenzintensität. Während durch Zunahme der Konzentration mehr Material für die Aggregatbildung zur Verfügung steht, hat die Turbulenz zwei Wirkungen. Einerseits forciert sie die Aggregatbildung durch die Bewegung der Partikel und das Aufeinandertreffen der Einzelpartikel. Andererseits wirkt sie durch auftretende Scherkräfte zerstörend auf gebildete Aggregate.

Im folgenden werden zunächst anhand eines Referenzexperiments die Ergebnisse der einzelnen Messmethoden und deren Zusammenspiel erläutert (Kapitel 5.1). Danach wird auf die Entwicklung der Massenkonzentrationsverteilung in der Wassersäule eingegangen (Kapitel 5.2). Da die Untersuchungen alle im voll durchmischten Zustand als Ausgangsbedingungen gestartet wurden, zeigt sich hier die unterschiedliche Ausbildung von Konzentrationsprofilen abhängig von der Turbulenz und dem Sedimentmaterial.

Im nächsten Schritt folgt die Analyse der Partikelgröße von Einzelpartikeln und Aggregaten (Kapitel 5.3) aufgrund unterschiedlicher turbulenter Verhältnisse. Hierbei wurde auch versucht, die organischen Bestandteile der Sedimente zu berücksichtigen (Kapitel 5.4). Abschließend befindet sich in Kapitel 5.5 ein Vergleich zwischen Untersuchungen mit den Modellsedimenten und Untersuchungen mit einem Natursediment aus einer Probenahme aus der Elbe.

### 5.1 Messergebnisse des Referenzexperiments

Im Laufe der Untersuchung der Feinsedimentdynamik haben sich Versuchsbedingungen heraus kristallisiert, unter denen besonders ausgeprägt die Veränderung der Massenverhältnisse und Korngrößenverteilung in der differentiellen Turbulenzsäule untersucht werden können. Anhand der Ergebnisse aus diesen als Referenzexperiment bezeichneten Versuche soll das grundlegende Vorgehen erläutert werden.

Das Referenzexperiment charakterisiert sich durch die Versuchsbedingungen. Es wurden stets eine Ausgangskonzentration  $c_0 = 500 \text{ mg/l}$  an Kaolin zugegeben. Zu Versuchsbeginn wurde das Kaolin in dem Wasserkörper suspendiert und der Wasserkörper gut durchmischt. Somit kann von einer gleichmäßigen Massenverteilung als Ausgangszustand ausgegangen werden.

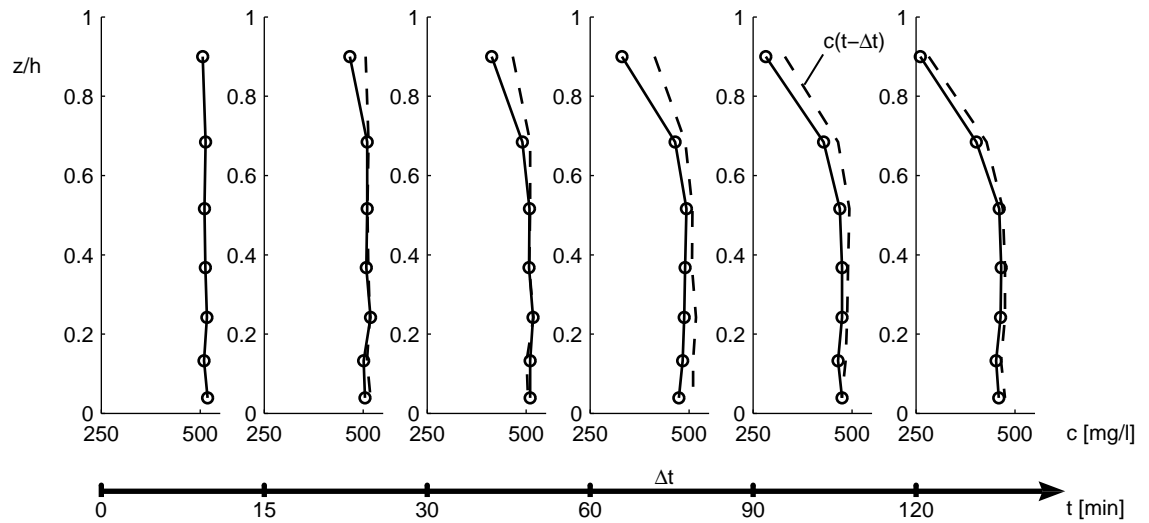
Die Turbulenzverhältnisse lassen sich durch die Frequenz des untersten, bodennahen Gitters beschreiben, welche beim Referenzexperiment  $f_0 = 1 \text{ Hz}$  betrug. Damit stellt sich ein Turbulenzprofil ein, wie es in Abbildung 4.11 dargestellt ist. Die Betriebsparameter der anderen Gitter sind durch die Frequenz des untersten Gitters nach Tabelle 4.1 festgelegt. Unter natürlichen Verhältnissen ist das Turbulenzprofil in einer Gerinneströmung vorzufinden. Nezu & Nakagawa (1993) formulierten zu dessen Beschreibung Gleichung (2.3). Diese Beziehung beschreibt die Profilform und skaliert die Intensität mit der Sohlschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$ . Da der Profilverlauf in der differentiellen Turbulenzsäule dem in einer offenen Gerinneströmung entspricht, lässt sich durch die Wahl der Sohlschubspannungsgeschwindigkeit die Intensität auf natürliche Verhältnisse übertragen. Hieraus ergibt sich eine Sohlschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  von  $0.2 \text{ cm/s}$  unter natürlichen Bedingungen für das Turbulenzprofil, welches sich bei einer Frequenz des bodennahen Gitters von  $1 \text{ Hz}$  einstellt.

Anhand von Tabelle 3.4 lässt sich erkennen, dass die Experimente 4, 8 und 18 mit den Versuchsbedingungen des Referenzexperiments durchgeführt wurden. Allerdings wurde nur bei Experiment 18 simultan die Massenkonzentration und die Korngrößenverteilung gemessen. Bei den anderen beiden Experimenten liegen nur Messwerte der Partikelgröße vor.

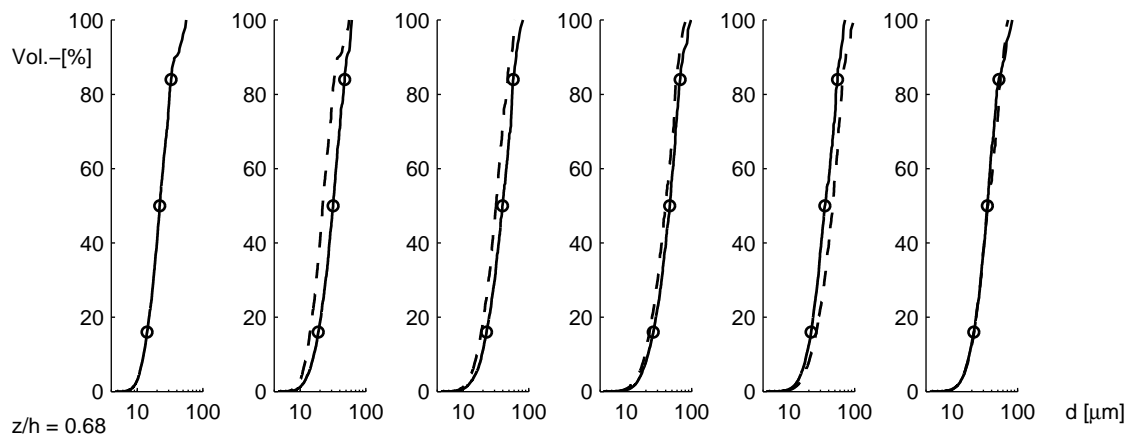
Abbildung 5.1 (a) zeigt Massenkonzentrationsprofile unter den Versuchsbedingungen des Referenzexperiments aus Experiment 18. Diese Konzentrationsprofile wurden durch eine kalibrierte Trübungsmessung gewonnen (Kapitel 3.2.3). Da hier die einzelnen Messpositionen mit einem eigenen Probenehmer ausgestattet waren und umlaufend gemessen wurde, ergibt sich zeitlich und räumlich über die Vertikale eine kontinuierliche Datenbasis.

Zu diskreten Zeiten ist in Abbildung 5.1 (a) die vertikale Konzentrationsverteilung dargestellt. Um die Veränderung im Profil in jedem Zeitschritt  $\Delta t$  zu verdeutlichen, wurde zu jedem Zeitpunkt zusätzlich das Profil des vorherigen Zeitpunkts gestrichelt eingezeichnet. Es ist zu erkennen, dass an den oberen Positionen die Konzentration zuerst abnimmt, ab  $t = 60 \text{ min}$  ist eine Abnahme an Masse im ganzen Wasserkörper zu erkennen. Obwohl im ganzen Wasserkörper seit Versuchsbeginn ( $t = 60 \text{ min}$ ) Sedimentation stattfindet, tritt die Konzentrationsabnahme besonders im oberen Bereich des Wasserkörpers auf. Der Sedimentverlust in den unteren Bereichen wird durch das absinkende Sediment aus den oberen Bereichen ausgeglichen. Die Abnahme an Sediment aus dem gesamten Wasserkörper zeigt sich bei allen Versuchen und wird als systembedingter Massenausstrag in Kapitel 5.2 näher erläutert.

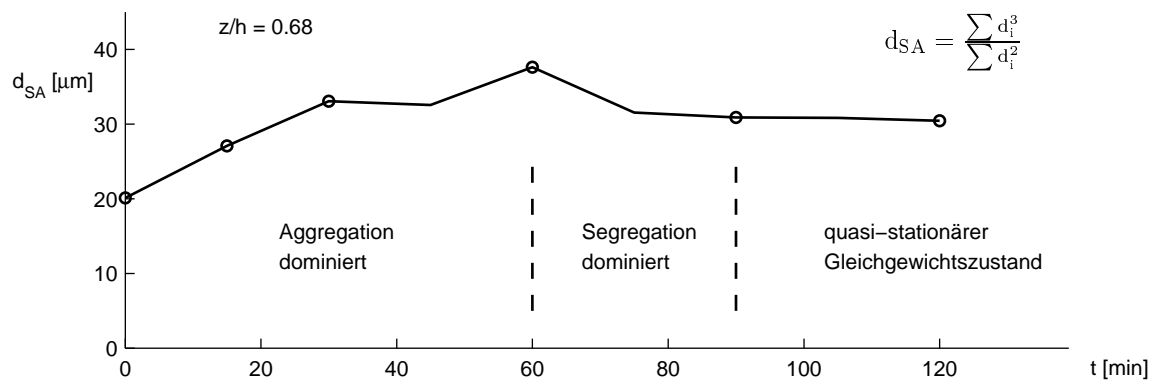
Etwa bei der Höhe  $z/h = 0.6$  ist ein Knick in den Konzentrationsprofilen auszumachen. An dieser Stelle scheint den Turbulenzverhältnissen entsprechend der Übergang von dominierender Aggregation zu dominierender Segregation zu liegen. Dies bedeutet, dass oberhalb bei geringeren Turbulenzintensitäten aufgrund der Versuchsbedingungen zwar Aggregation und Segregation stattfinden. Der Aggregationsprozess ist jedoch stärker aus-



(a) Entwicklung der Konzentrationsprofile (Exp. 18); (gestrichelt: Verlauf zum vorherigen Zeitpunkt)



(b) Veränderung der Sieblinie in der Höhe  $z/h = 0.68$  (Exp. 8); (gestrichelt: Verlauf zum vorherigen Zeitpunkt)



(c) Resultierender Verlauf des Sauterdurchmessers in der Höhe  $z/h = 0.68$  (Exp. 8)

**Abbildung 5.1.** Entwicklung der Massenverteilung und der Korngrößenverteilung beim Referenzexperiment bei einer Frequenz des bodennahen Gitters  $f_0 = 1$  Hz und der Zugabe von 500 mg/l Kaolin als Modellsediment

geprägt und hieraus resultiert eine Zunahme der Partikelgröße. Unterhalb des Umschlagpunkts beginnt die Segregation aufgrund höherer Turbulenzintensitäten gegenüber der Aggregation zu überwiegen. Die gebildeten Aggregate werden zerstört und die Partikelgröße nimmt ab. Die kleineren Partikel im unteren Bereich des Wasserkörpers besitzen eine kleinere Sinkgeschwindigkeit, so dass die Sedimentation langsamer abläuft. Somit ist mit dem Umschlag von dominierender Aggregation zu dominierender Segregation eine Verringerung der Sinkgeschwindigkeit verbunden. Diese Verringerung spiegelt sich in den Konzentrationsprofilen wieder und ruft den Knick hervor. Die mathematischen Beschreibungen der Vorgänge in der differentiellen Turbulenzsäule zeigen in Kapitel 6.2 genau diesen Zusammenhang.

Weiterhin ist anzumerken, dass im unteren Bereich der Wassersäule die Konzentrationsprofile in Abbildung 5.1 (a) eine gleichmäßige Durchmischung zeigen und kein Konzentrationsgradient auszumachen ist. Grund hierfür ist der umfangreiche Transport an Material durch turbulente Diffusion und advektive Sekundärströmung in diesem Bereich, um Konzentrationsgradienten, welche durch Sedimentation entstehen, auszugleichen.

Neben der Trübungsmessung zur Bestimmung der Massenkonzentration wurde zeitgleich ein In-Line Mikroskop (Kapitel 3.2.2) eingesetzt, mit welchem punktuell die Partikelgrößenverteilung gemessen werden konnte. Im Gegensatz zu den zeitlich und vertikal gesehen kontinuierlichen Messwerten der Trübungsmessung ergibt sich aus der Messung der Partikelgrößen punktuell das Partikelgrößenspektrum zu einem diskreten Zeitpunkt, wobei diesen Ergebnissen immer eine Messdauer von etwa 2 bis 5 Minuten zugrunde liegt.

Als Referenzhöhe für die Beobachtung der Partikelgröße wurde die Höhe  $z/h = 0.68$  gewählt. In dieser Höhe dominiert, wie aus Abbildung 5.1 (a) abgeleitet werden konnte, die Aggregation, und die Abnahme der Sedimentkonzentration ist nicht so ausgeprägt wie in höher liegenden Bereichen. Somit sind in der gewählten Höhe die besten Voraussetzungen aus turbulenten Verhältnissen und Verfügbarkeit an Sedimentmaterial für die Beobachtung der Aggregation gegeben.

Abbildung 5.1 (b) zeigt die gemessenen Sieblinien des Referenzexperiments in der Beobachtungshöhe  $z/h = 0.68$  anhand der Ergebnisse aus Experiment 8. Die Statistik für die Sieblinien basiert auf dem Durchmesser von 2000 vermessenen Partikeln. Zur Veranschaulichung der Veränderung sind auch wieder die Sieblinien zum vorherigen Zeitpunkt gestrichelt eingezeichnet.

Aus der Sequenz der Sieblinien lässt sich eindeutig die Aggregation der Partikel in den ersten 60 Minuten des Experiments erkennen. Danach kehrt sich der Prozess um. Nach 90 Minuten ist ein quasi-stationärer Gleichgewichtszustand erreicht, wie in Kapitel 5.3 gezeigt wird, welcher sich nur noch durch den Verlust an Sediment aufgrund des systembedingten Austrags (Kapitel 5.2) ändert. Letztendlich resultiert dennoch eine Vergrößerung der Partikel aufgrund von Aggregation gegenüber der Ausgangssituation. Deutlicher tritt dieser Effekt durch die Sieblinien des gleichen Experiments in Abbildung 5.7 zutage.

Da prinzipiell die Veränderungen des Partikelgrößenspektrums anhand der Sieblinie schwer zu identifizieren sind, wurde der Sauterdurchmesser  $d_{SA}$  als Kenngröße gewählt. Er repräsentiert neben dem mittleren Durchmesser einer Verteilung auch deren Breite (Kapitel 3.2.2). Berechnet wird der Sauterdurchmesser gemäß Gleichung (3.3) und ist reziprok zur spezifischen Oberfläche. Durch die Einbeziehung der Verteilungsbreite bietet

der Sauterdurchmesser deutliche Vorteile zur Beschreibung einer Partikelgrößenverteilung im Gegensatz zu einem mittleren Durchmesser, da alle Veränderungen im Partikelgrößenpektrum erfasst werden.

Die ermittelten Sauterdurchmesser sind in Abbildung 5.1 (c) als zeitliche Entwicklung dargestellt. Die Darstellung korrespondiert mit den Sieblinien aus Abbildung 5.1 (b). Somit ist auch im Verlauf des Sauterdurchmessers die bereits beschriebene Veränderung der Partikelgröße im Verlauf des Experiments zu beobachten. In den ersten 60 Minuten zeigt sich stark dominierend der Effekt der Aggregation. Nach 60 Minuten beginnt die Segregation zu überwiegen bis nach 90 Minuten ein quasi-stationärer Zustand erreicht ist. Allerdings resultiert aus den ersten 120 Minuten des Experiments eine Vergrößerung des Sauterdurchmessers und somit der Partikel, so dass über diesen Zeitraum betrachtet eine leichte Dominanz der Aggregation beobachtet wurde.

Die Anfangsphase des Experiments zeigt somit in den ersten 100 Minuten sowohl in der Konzentrationsverteilung als auch in der Partikelgröße einen dynamischen Prozess, welcher sich aus dem Zusammenspiel der Einzelprozesse ergibt. Dies zeigt später auch das numerische Modell in Kapitel 6.2. Direkt zu Beginn steht eine große Menge an Sedimentmaterial zur Verfügung. Da die entsprechenden Randbedingungen, wie Turbulenzintensität, Sedimentmaterial und elektrochemische Verhältnisse, erfüllt sind, tritt in der Höhe  $z/h = 0.68$  Aggregation auf. Gleichzeitig greifen durch die Turbulenz induzierte Scherkräfte an den Partikeln und Aggregaten an und verursachen die Segregation. In diesem Stadium überwiegt jedoch die Aggregation. Zeitgleich wird durch Sedimentation Masse vertikal nach unten transportiert. Da die Sinkgeschwindigkeit der großen Partikel höher ist, setzen diese sich zuerst ab, wobei stets Material aus den Bereichen oberhalb den Verlust ausgleichen. Zusätzlich wirkt die turbulente Diffusion dem entstehenden Konzentrationsgradienten entgegen. Überlagert werden alle diese Prozesse durch den advektiven Transport, welcher von der Sekundärströmung hervorgerufen wird.

Bei  $t = 60$  min erreicht die Größe der Partikel ihr Maximum. Aufgrund der anhaltenden Sedimentation stehen immer weniger Sedimentpartikel für die Aggregation zur Verfügung. Ein weiteres Wachstum der Partikelgröße wird durch den entstandenen Mangel an Partikeln unterbunden. Allerdings wirkt weiterhin die Segregation, welche sich sogar verstärkt, da mit zunehmender Partikelgröße auch die Angriffsfläche für die Scherkräfte zunimmt. Verbunden mit der schnelleren Sedimentation der größeren Partikel führt dies zu einer Abnahme der Partikelgröße bis zu dem Zeitpunkt  $t = 90$  min. Danach hat sich ein Gleichgewicht eingestellt zwischen Aggregation und Segregation sowie Sedimentation und turbulenter Diffusion. Die Veränderung in der Partikelgröße und im Konzentrationsprofil sind nur noch gering. Die verfügbare Partikelanzahl und Partikelgröße haben sich hierfür auf dem entsprechenden Niveau eingestellt. Nun findet nur noch der systembedingte Ausstrag (Kapitel 5.2) statt. Dies führt zu kleinen Änderungen im Konzentrationsprofil. Auf die veränderte Partikelanzahl reagiert das Partikelgrößenpektrum mit kleinen Anpassungen. In diesem Stadium befindet sich die Flockendynamik in einem quasi stationären Zustand.

Die anhand von Abbildung 5.1 aufgezeigten Zusammenhänge gelten nicht nur für die Versuchsbedingungen des Referenzexperiments. In Kapitel 5.2 wird anhand der unterschiedlichen Experimente die Entwicklung des Konzentrationsprofils in Abhängigkeit der

Versuchsbedingungen erläutert. Kapitel 5.3 geht dann über auf die Betrachtung der Partikelgröße, basierend auf der Parameterstudie. Aufgrund der verknüpften Prozesse sind Konzentration und Partikelgröße immer kombiniert zu betrachten.

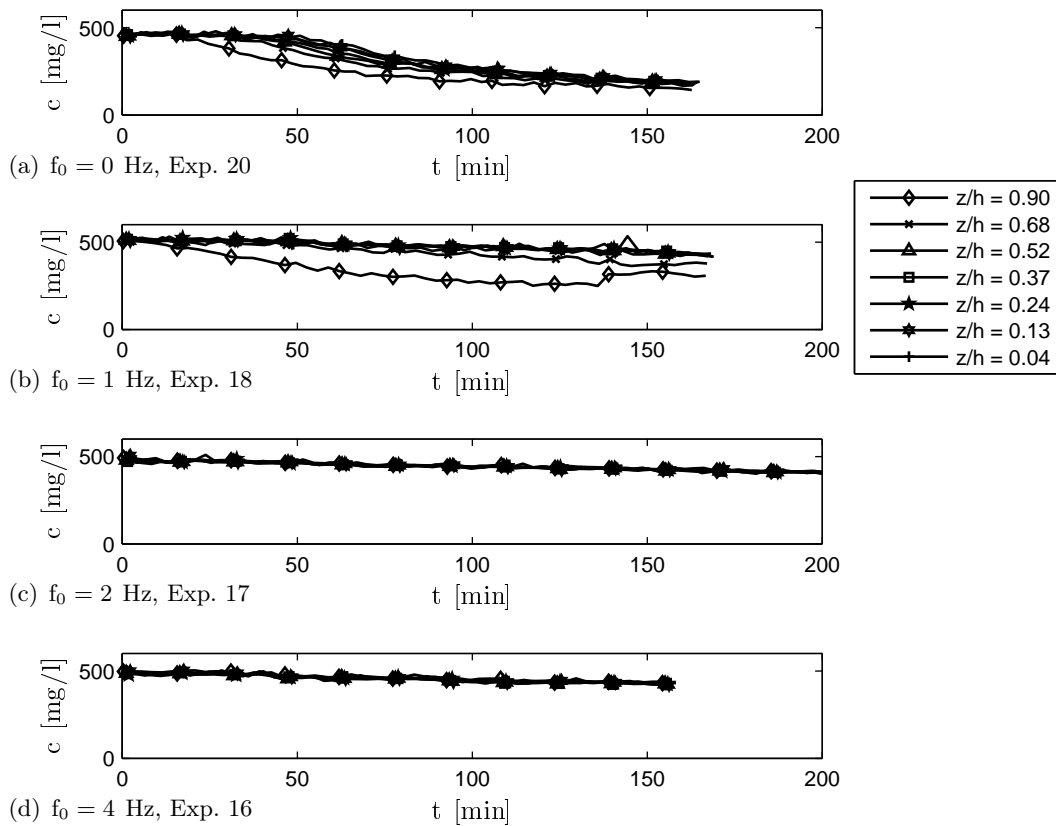
## 5.2 Entwicklung des Konzentrationsprofils

Die Menge an Sedimenten in der Suspension stellt einen wichtigen Parameter für die Bildung von Aggregaten aus Einzelpartikeln dar, da hierdurch die Verfügbarkeit bestimmt wird. Daher ist die vorherrschende Konzentrationsverteilung während des Aggregationsvorgangs mit zu berücksichtigen. Allerdings kann durch die Veränderung der Partikeleigenschaften aufgrund der Aggregatbildung auch das Konzentrationsprofil geändert werden. Aggregate weisen durch einen höheren Wassergehalt oft eine geringere Dichte als kompakte Einzelpartikel auf. Die gesamte Masse eines Aggregats ist jedoch höher als die eines Einzelpartikels. Somit wird ein Aggregat im Vergleich zu einem Einzelpartikel eher die Neigung haben abzusinken, aber mit einer anderen Geschwindigkeit als ein Einzelpartikel.

In Abbildung 5.2 lässt sich die gemessene Massenkonzentrationsverteilung im Tank für unterschiedliche Turbulenzbedingungen erkennen. Gemessen wurde an sieben verschiedenen Positionen gemäß Abbildung 3.9 mit einer kalibrierten Trübungsmessung (Kapitel 3.2.3) im Vergleich zu einer externen Referenz. Als Sedimentmaterial wurde Kaolin (Kapitel 3.3) in einer Ausgangskonzentration von  $c_0 = 500$  mg/l zugegeben. Die Suspension wurde zu Beginn jeweils voll durchmischt, wie auch in Abbildung 5.2 an derselben Konzentration an allen Messpositionen zu erkennen ist. Die Betriebsparameter der Gitter wurden, wie in Kapitel 4 beschrieben, so gewählt, dass das Turbulenzprofil jenes einer offenen Gerinneströmung simuliert. Die Frequenz des bodennahen Gitters  $f_0$  charakterisiert dabei die Turbulenzintensität.

Abbildung 5.2 (a) zeigt den Fall des reinen Absinkens aus Experiment 20 (Tabelle 3.4). Nach dem Durchmischen der Suspension wurden die Gitter komplett abgeschaltet. Man erkennt, dass nach kurzer Zeit die Konzentration abzunehmen beginnt. Durch die Sedimentation der Feststoffe in der Suspension reagiert der Trübungswert zuerst an der obersten Messposition. Die anderen Positionen reagieren mit der Höhe abnehmend zeitlich verzögert, da das Sediment aus den höheren Schichten zuerst noch passiert. Nach einer Zeit von etwa 150 min stellen sich wieder räumlich homogene Verhältnisse ein. Die verbleibende Trübung resultiert aus den feinen Anteilen des zugegebenen Kaolins, welche aufgrund von äußerst geringen Sinkgeschwindigkeiten über mehrere Stunden bis Tage in der Suspension verbleiben können.

Im Fall von Abbildung 5.2 (b) wurde eine geringe Turbulenzintensität mit einer Frequenz des bodennahen Gitters von  $f_0 = 1$  Hz eingestellt. Dies entspricht in der Natur einer Sohlschubspannung  $u_*$  von etwa 0.2 cm/s, wie bereits in Kapitel 4.2 und 5.1 erläutert wurde. Bei diesen Bedingungen beginnt ebenfalls die Konzentration im oberen Bereich nach kurzer Zeit abzunehmen. Allerdings schon an der zweithöchsten Position bei  $z/h = 0.68$  ist erst viel später eine geringe Abnahme der Konzentration festzustellen als beim reinen Absinken. Alle tiefer gelegenen Positionen verzeichnen keine deutliche Abnahme der Konzentration aufgrund der dort vorherrschenden, höheren Turbulenzintensität. Ein leichter



**Abbildung 5.2.** Entwicklung der Massenkonzentration bei unterschiedlichen Turbulenzbedingungen und einer Ausgangskonzentration von  $c_0 = 500$  mg/l

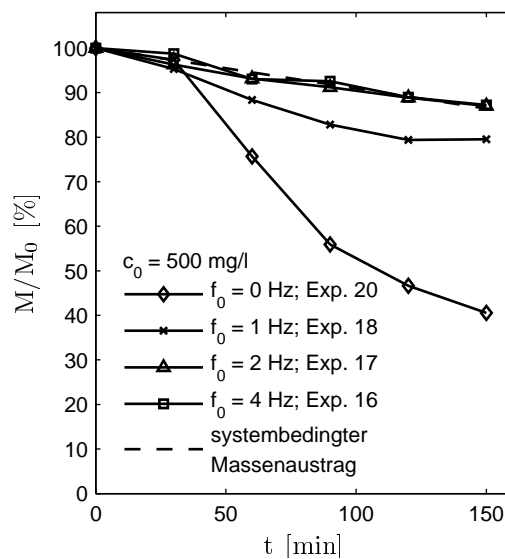
Abnahmetrend ist jedoch an allen Messpunkten festzustellen, als ob dem System Sediment entzogen würde. Dieses Sediment findet sich letztendlich abgelagert in den Ecken des Tanks, unter dem doppelten Boden sowie weiteren Nischen wieder. Nach einer Dauer von etwa 100 min stellen sich wieder stationäre Verhältnisse ein.

Wird die Turbulenz weiter erhöht, so bleibt die Suspension voll durchmischt. Es findet keine signifikante Ausbildung eines Konzentrationsprofils statt. Lediglich der geringe Verlust an Sediment durch Ablagerungen im Tank ist festzustellen. Abbildung 5.2 (c) zeigt die Entwicklung der Konzentration bei verdoppelter Turbulenzintensität im Vergleich zu Abbildung 5.2 (b). Für den Verlauf in Abbildung 5.2 (d) wurde die Turbulenzintensität erneut verdoppelt, so dass die Frequenz des bodennahen Gitters  $f_0 = 4$  Hz betrug.

Diese Versuchsreihe zeigt, dass für das verwendete Kaolin unter den gegebenen turbulenten Bedingungen die Ausbildung eines Konzentrationsprofils nur in Bereichen stattfindet, in denen die turbulente kinetische Energie  $k$  kleiner als  $0.05 \text{ cm}^2/\text{s}^2$  ist. Dieser Wert lässt sich mit Hilfe von Abbildung 4.11 aus dem eingestellten Turbulenzprofil bestimmen.

Um den Austrag von Sediment aus der Wassersäule besser zu veranschaulichen, wurde die in der Suspension vorhandene Gesamtmasse bilanziert. Abbildung 5.3 zeigt die zeitli-

che Entwicklung dieser Bilanzierung. Dabei wurde die zugegebene Menge an Feinsediment konstant gehalten und die Turbulenzintensität variiert. Dies entspricht somit den Versuchen aus Abbildung 5.2. Wie zu erkennen ist, findet keine signifikante Sedimentation statt, sobald die Frequenz des bodennahen Gitters größer als 1 Hz ist. Jedoch ist der geringfügige Austrag von Feinsediment aus der Suspension, welcher sich nach den Versuchen in den Ecken und Nischen des Versuchsaufbaus wiederfindet, in allen Experimenten unabhängig von den Turbulenzbedingungen im gleichen Maße zu beobachten. Es lässt sich erkennen, dass die ausgetragene Menge von den Turbulenzbedingungen unabhängig ist.



**Abbildung 5.3.** Entwicklung der Gesamtmasse  $M$  an Feinsediment in der Suspension bezogen auf die Gesamtmasse  $M_0$  bei Versuchsbeginn bei unterschiedlichen Turbulenzbedingungen und einer Ausgangskonzentration von  $c_0 = 500$  mg/l

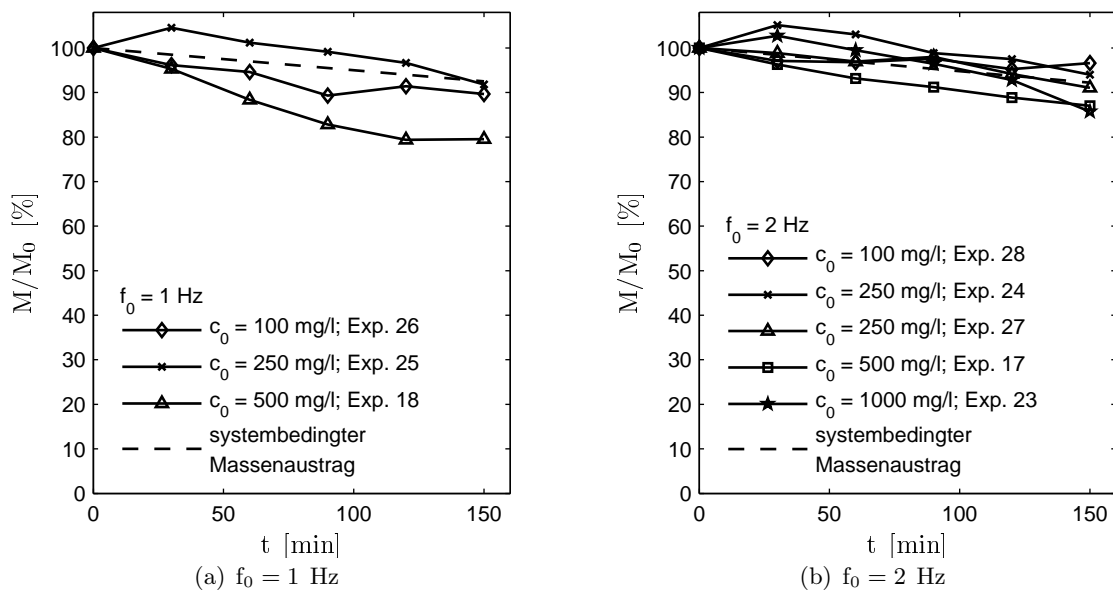
Dieser Verlust an Sediment aus dem System wird als systembedingter Austrag bezeichnet. Unter natürlichen Bedingungen findet eine Interaktion der Wassersäule mit der Gewässersohle statt. Der hierdurch entstehende Massentransport wird durch Sedimentation und Erosion bestimmt. In der differentiellen Turbulenzsäule ist die Sohle als feste Berandung ausgeführt, welche keine Interaktion zulässt. Zudem entspricht die Turbulenz in der Grenzschicht am Boden nicht natürlichen Verhältnissen. Die Erosion und Sedimentation würde somit nicht naturähnlich verlaufen. Deshalb wurde für die Versuche in der differentiellen Turbulenzsäule bewusst auf die Interaktion mit der Sohle verzichtet.

Der systembedingte Austrag wird durch die Geometrie des Tanks und der Einbauten der differentiellen Turbulenzsäule hervorgerufen. In die Nischen und Ecken im Tank wird Sediment eingetragen. Durch die deutlich geringere Turbulenz aufgrund der geometrischen Randbedingungen in diesen Regionen, setzt sich das Sediment dort ab. Nach Versuchsende lassen sich die Regionen geringer Turbulenz anhand des abgelagerten Sediments identifizieren. Es handelt sich bei dem systembedingten Austrag somit auch um eine Art von Sedimentation. Da diese jedoch durch die künstliche Geometrie hervorgerufen wird und nicht mit der natürlichen Interaktion mit der Gewässersohle zu vergleichen



ist, wird dieser Effekt als systembedingter Austrag bezeichnet, der eine versuchsaufbau-spezifische Eigenschaft darstellt. Anhand einer linearen Regression der Messreihen ohne signifikante Sedimentation wurde ermittelt, dass sich der Verlust an Feinsediment durch den systembedingten Austrag auf etwa  $0.7\text{‰}/\text{min}$  beläuft.

In Abbildung 5.4 wurden die Turbulenzbedingungen konstant gehalten und die Gesamtmenge an Sediment in der Suspension variiert, wobei Abbildung 5.4 (a) die Entwicklung der Gesamtmasse in der Suspension bei einer Frequenz des bodennahen Gitters  $f_0$  von 1 Hz zeigt. Für diesen Zustand ist anhängig von der Ausgangskonzentration ein Unterschied im Sedimentmengenaustrag aus der Suspension festzustellen. Für eine Ausgangskonzentration  $c_0 = 250\text{ mg/l}$  findet keine Sedimentation zusätzlich zu dem bereits beschriebenen systembedingten Austrag statt. Verdoppelt man die Ausgangskonzentration auf  $c_0 = 500\text{ mg/l}$  setzt sich Feinsediment zusätzlich zu dem künstlichen Austrag ab, was durch die stärker abfallende Gesamtmenge an Feinsediment in der Suspension belegt wird. Die Suspension scheint somit bei einer Ausgangskonzentration von  $c_0 = 500\text{ mg/l}$  überladen zu sein. Der Transport von Sediment nach oben durch die turbulente Diffusion ist geringer als das gravimetrische Absinken.



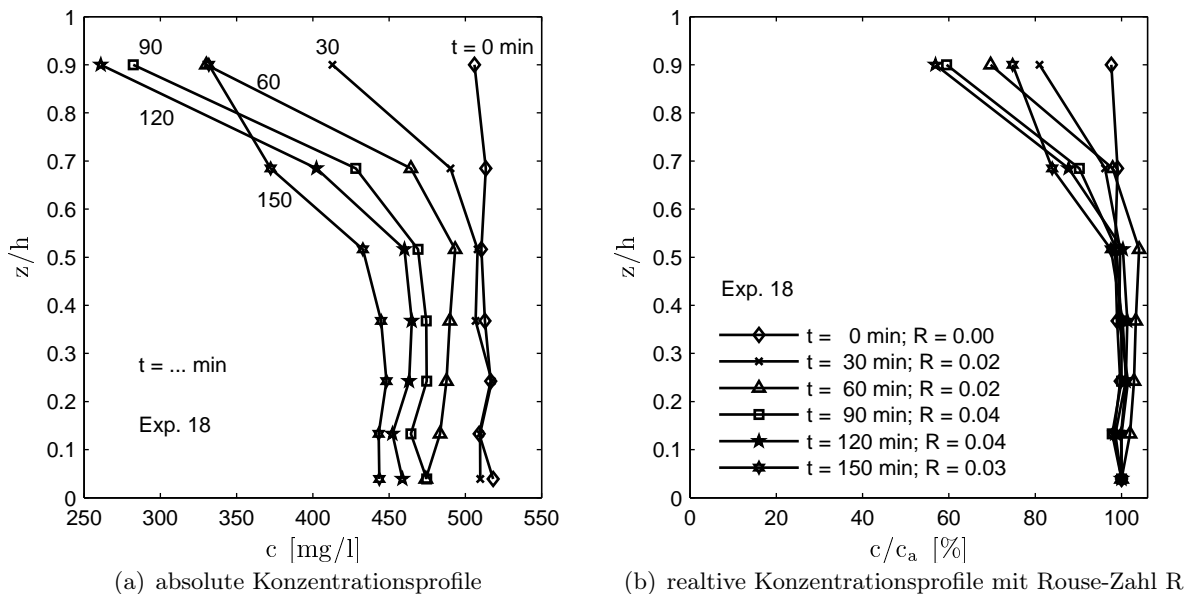
**Abbildung 5.4.** Entwicklung der Gesamtmasse  $M$  an Feinsediment in der Suspension bezogen auf die Gesamtmasse  $M_0$  bei Versuchsbeginn bei unterschiedlichen Ausgangskonzentrationen an Kaolin

In Abbildung 5.4 (b) wurden ebenfalls die Turbulenzbedingungen mit einer Frequenz des bodennahen Gitters  $f_0$  von 2 Hz konstant gehalten und die Ausgangskonzentration an Kaolin variiert. Für diesen Zustand findet nur der systembedingte, durch die Geometrie hervorgerufene Austrag und keine Sedimentation statt. Dies bedeutet für Kaolin bei diesen Turbulenzverhältnissen eine Unabhängigkeit des Konzentrationsprofils von der Ausgangskonzentration.

Abbildung 5.5 zeigt die Verteilung der Massenkonzentration über die Wassertiefe für Untersuchungen des Referenzexperiments bei einer Frequenz des bodennahen Gitters  $f_0 = 1$  Hz und der Zugabe von 500 mg/l Kaolin als Modellsediment. Wie schon gezeigt, tritt für diesen Fall zusätzlich zum künstlichen Austrag noch Sedimentation auf. Während in Abbildung 5.5 (a) die absolute Massenkonzentration dargestellt ist, ist in Abbildung 5.5 (b) die Massenkonzentration relativ zur Massenkonzentration an der Referenzhöhe  $a = 0.04$  abgebildet. Nach Vanoni (1975) lässt sich basierend auf Erkenntnissen von Rouse (1936) hierdurch das Konzentrationsprofil wie folgt beschreiben.

$$\frac{c(z)}{c_a} = \left( \frac{h - z}{z} \frac{a}{h - a} \right)^R \tag{5.1}$$

mit  $R = v_s / \beta \kappa u_*$  (Rouse-Zahl)



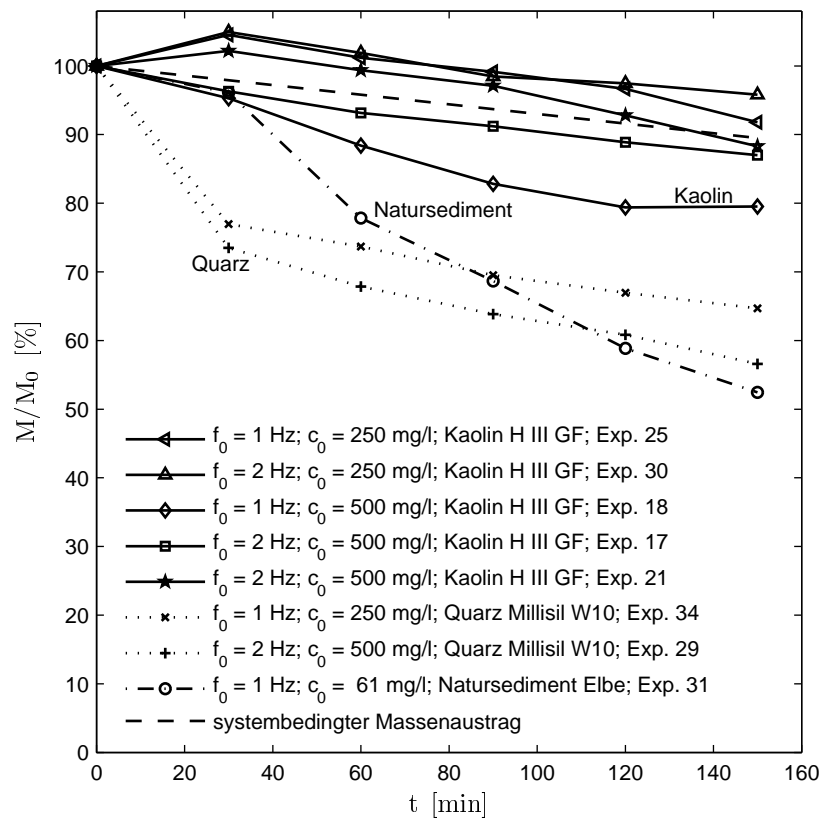
**Abbildung 5.5.** Zeitliche Entwicklung des Konzentrationsprofils bei einer Frequenz des bodennahen Gitters  $f_0 = 1$  Hz und der Zugabe von 500 mg/l Kaolin als Modellsediment

Dabei wird die Konzentration in der Höhe  $c(z)$  im Verhältnis zu einer Konzentration  $c_a$  in der Referenzhöhe  $a$  unter Berücksichtigung der Wassertiefe  $h$  beschrieben. Der Verlauf des Profils wird dabei durch die Rouse-Zahl  $R$  bestimmt, welche sich aus der Sinkgeschwindigkeit  $v_s$ , der reziproken turbulenten Schmitt-Zahl  $\beta$ , der von-Karman-Konstante  $\kappa$  sowie der Sohlschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  zusammensetzt.

Die Rouse-Zahl wurde für Abbildung 5.5 (b) so gewählt, dass Gleichung (5.1) das jeweils gemessene Konzentrationsprofil bestmöglich wiedergibt. Die so ermittelten Rouse-Zahlen sind in Abbildung 5.5 (b) zu finden. Die Rouse-Zahl liegt dabei immer unter  $R < 0.06$ . Dies bedeutet in Natur laut Wang & Dittrich (1992), dass lediglich Spülfracht transportiert wird und keine nennenswerte Erosion stattfindet. Das als Spülfracht transportierte

Material wird während des Transports durch die Turbulenz in Suspension gehalten. Auch die Ermittlung der Rouse-Zahl für die weiteren Untersuchungen mit Kaolin zeigt, dass generell  $R < 0.10$  unabhängig von den turbulenten Bedingungen, der zugegebenen Gesamtmasse und der verstrichenen Zeit ist.

Interessant zeigt sich auch der Vergleich der Entwicklung der Gesamtmasse an Feinsediment für unterschiedliche Modellsedimente (Abbildung 5.6). Jedes Sediment weist eine eigene Charakteristik in der Abnahme der Gesamtmasse auf. Bereits gezeigt wurde die Charakteristik für das verwendete Kaolin. Dort findet Sedimentation bei geringer Turbulenz und einer Ausgangskonzentration von 500 mg/l statt. Bei höherer Turbulenzintensität oder geringerer Ausgangskonzentration findet nur der systembedingte Austrag in die Ecken und Nischen des Versuchsaufbaus statt, welcher, wie bereits beschrieben, in der Größenordnung von etwa 0.7 ‰/min liegt.



**Abbildung 5.6.** Entwicklung der Gesamtmasse  $M$  an Feinsediment in der Suspension bezogen auf die Gesamtmasse  $M_0$  bei Versuchsbeginn bei unterschiedlichen Modellsedimenten

Anders gestaltet sich die Entwicklung der Gesamtmasse an Feinsedimenten in der Suspension bei der Verwendung von Quarz als Modellsediment (Kapitel 3.3). Hierbei ist eine starke Abnahme der Gesamtmasse zu Beginn der Untersuchungen nach der vollständigen Durchmischung zu verzeichnen. Dies geschieht unabhängig von den Turbulenzbedingun-

gen und der Ausgangskonzentration. Im weiteren Verlauf tritt nur der systembedingte Austrag in derselben Größenordnung wie bei Kaolin von etwa  $0.7 \text{ ‰}/\text{min}$  auf.

Wieder eine andere Charakteristik zeigt das Natursediment aus der Elbe in Abbildung 5.6. Zunächst findet nur der versuchsaufbaubedingte Austrag statt. Nach der Anfangsphase nimmt die Gesamtmasse in der Suspension stärker ab. Dies weist auf die kontinuierliche Sedimentation von Aggregaten hin. Da dies erst nach einer Anfangsphase geschieht, könnte das auf der Veränderung der Aggregatstruktur binnen der Anfangsphase beruhen. Dies wird in Kapitel 5.5 in der Analyse der Partikelgrößen deutlich.

### 5.3 Entwicklung der Partikelgröße des Modellsedimentes

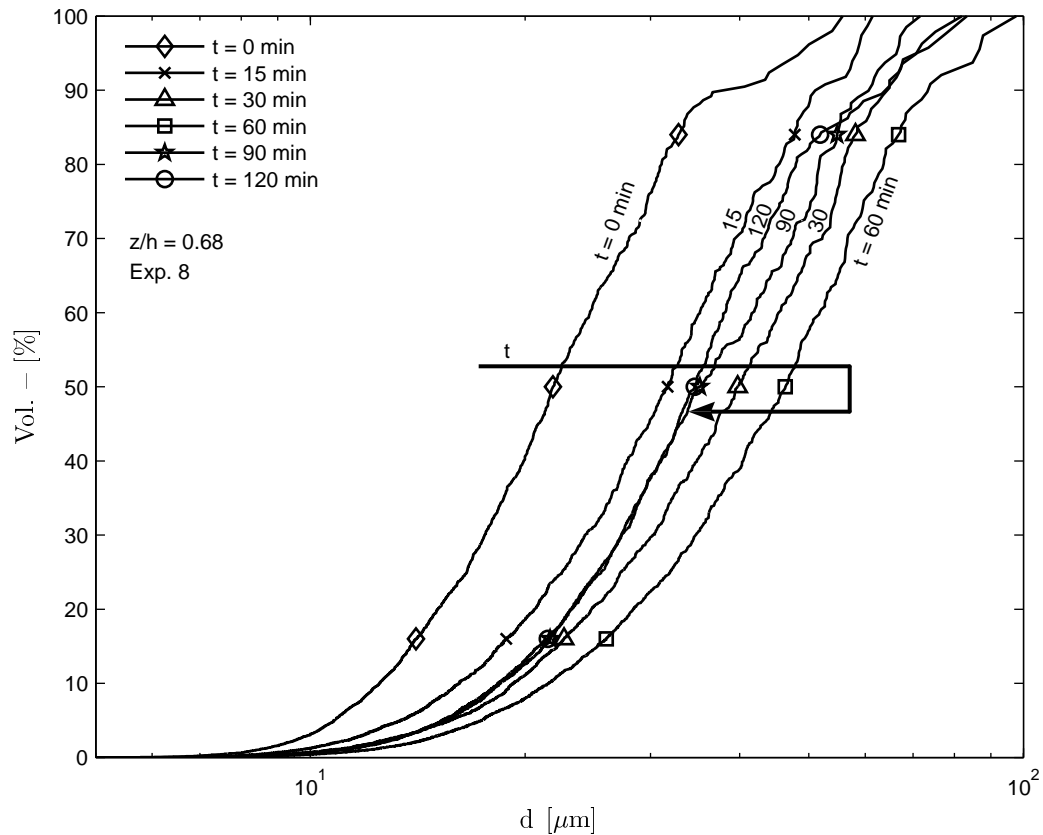
Bei der Untersuchung der Flockendynamik von Feinsedimenten liegt ein besonderes Interesse in der Veränderung der Partikelgröße der Feinsedimente, da dies Veränderungen in strömungsmechanischer Sicht mit sich bringt. Durch den Zusammenschluss von Einzelpartikeln ändert sich vor allem die Größe und Form, aber auch die Dichte. Somit ändert sich, strömungsmechanisch gesehen, der Widerstandsbeiwert und die Absinkgeschwindigkeit der Aggregate. In der differentiellen Turbulenzsäule wurde das Partikelensemble, wie in Kapitel 3.2.2 beschrieben, in-situ mittels digitaler Mikroskopie on-line vermessen. Die Verwendung von Modellsedimenten vereinfachte das Partikelsystem (Kapitel 3.3).

Abbildung 5.7 zeigt die Sieblinien des Referenzexperiments in der volumenbasierten Verteilung bei einer Frequenz des bodennahen Gitters  $f_0 = 1 \text{ Hz}$  und einer Ausgangskonzentration von  $c_0 = 500 \text{ mg/l}$  für das Kaolin als Modellsediment. Die zugehörige Entwicklung der Konzentrationsverteilung ist in Abbildung 5.2 (b) dargestellt. Nachdem die Suspension aus Wasser und Kaolin vollständig durchmischt wurde, sind zu Beginn der Untersuchung die kleinsten Partikelgrößen in einem Bereich von etwa  $5 \text{ }\mu\text{m}$  bis  $50 \text{ }\mu\text{m}$  zu erkennen. Die Sieblinie weist ein enges Größenspektrum aus. Im Bereich ab etwa  $90 \text{ ‰}$  des Volumen des Partikelensembles wird die Messungenauigkeit des Systems deutlich, da in diesem Bereich die Größenermittlung auf einer geringen Anzahl von Partikel basiert, welche ein relativ großes Volumen bezogen auf das Gesamtvolumen des Partikelensembles besitzen.

Wie schon in Kapitel 5.1 bemerkt, ist bereits nach 15 Minuten eine deutliche Vergrößerung der Partikelgrößen festzustellen, wobei die Sieblinie breiter wird. Es sind weiterhin Partikel in der Größenordnung bis zu  $10 \text{ }\mu\text{m}$  vertreten. Jedoch erstreckt sich nun das Größenspektrum bis  $60 \text{ }\mu\text{m}$ . Zu erkennen ist auch eine Verdoppelung des mittleren Durchmessers  $d_{50}$ . Dies deutet auf die stattfindende Aggregatbildung hin.

Die Partikelgröße nimmt im weiteren stetig zu bis zu einem Zeitpunkt  $t = 60 \text{ min}$ . Zu diesem Zeitpunkt findet man die größten Aggregate in der Suspension. Es werden Aggregate mit einer Größe von bis zu  $98 \text{ }\mu\text{m}$  detektiert. Der mittlere Durchmesser  $d_{50}$  wächst auf  $46.3 \text{ }\mu\text{m}$  bei volumenbasierter Berechnung an. Hierbei wird der Anteil des jeweiligen Partikeldurchmessers am gesamten Partikelensemble anhand des zugehörigen Partikelvolumens zum Gesamtvolumen aller Partikel gewichtet.

Danach kehrt sich der Prozess um und das Größenspektrum des Partikelensembles verkleinert sich wieder. Nach einer Zeit von  $t = 90 \text{ min}$  ist ein fast-stationärer Zustand

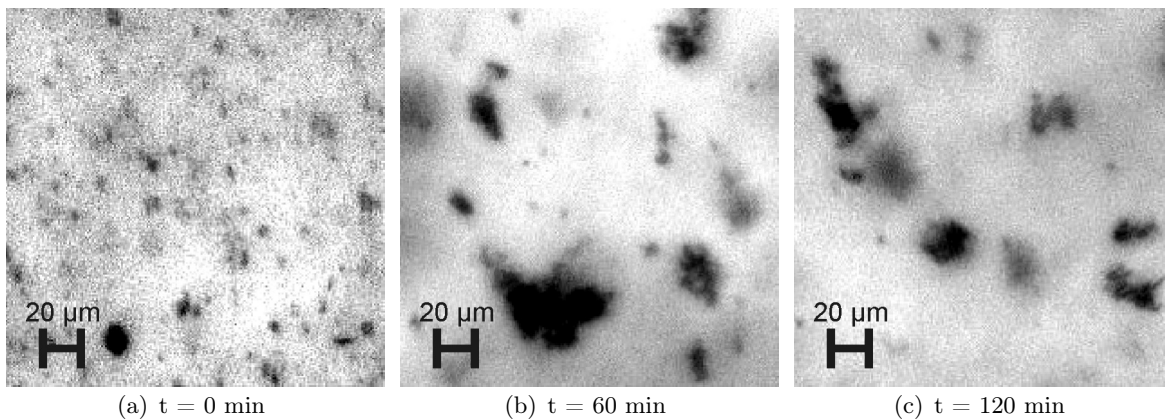


**Abbildung 5.7.** Entwicklung der Sieblinien von Kaolin des Referenzexperiments mit  $f_0 = 1$  Hz und einer Ausgangskonzentration von  $c_0 = 500$  mg/l

erreicht, in dem Einzelpartikel und Aggregate im Bereich von  $5 \mu\text{m}$  bis  $70 \mu\text{m}$  gemessen werden. Der mittlere Durchmesser  $d_{50}$  wurde zu  $35 \mu\text{m}$  bestimmt und beträgt somit das 1.5-fache des Ausgangszustandes. Dieser dynamische Prozessablauf wurde bereits im Kapitel 5.1 aufgrund des Zusammenspiels von Aggregation, Segregation sowie Sedimentation und turbulenter Diffusion beschrieben. Als Randbedingungen gehen in diese Prozesse die jeweils verfügbare Anzahl an Partikeln, die Turbulenzverhältnisse sowie die Partikelgröße und -eigenschaften ein.

Dieser Prozessablauf von Bildung von Aggregaten aus den gut vermischten Einzelpartikeln zu einer maximalen Größe und der anschließende Rückgang der Größe auf eine konstante Aggregatgröße lässt sich auch anhand der aufgenommenen Mikroskopbilder nachvollziehen (Abbildung 5.8).

Die Bildausschnitte stellen einen geringen Teil der Informationen dar, welche für die Ermittlung der Sieblinie aus Abbildung 5.7 aufgenommen wurden, um somit die Veränderung des Größenspektrums des Partikelensembles zu quantifizieren. Die Bilder in Abbildung 5.8 sind jeweils ein Ausschnitt des aufgenommenen Bildes. Die Bilder stammen aus Experiment 8. Der Ausgangszustand, die Betriebsparameter und der Messzeitpunkt sind somit identisch.

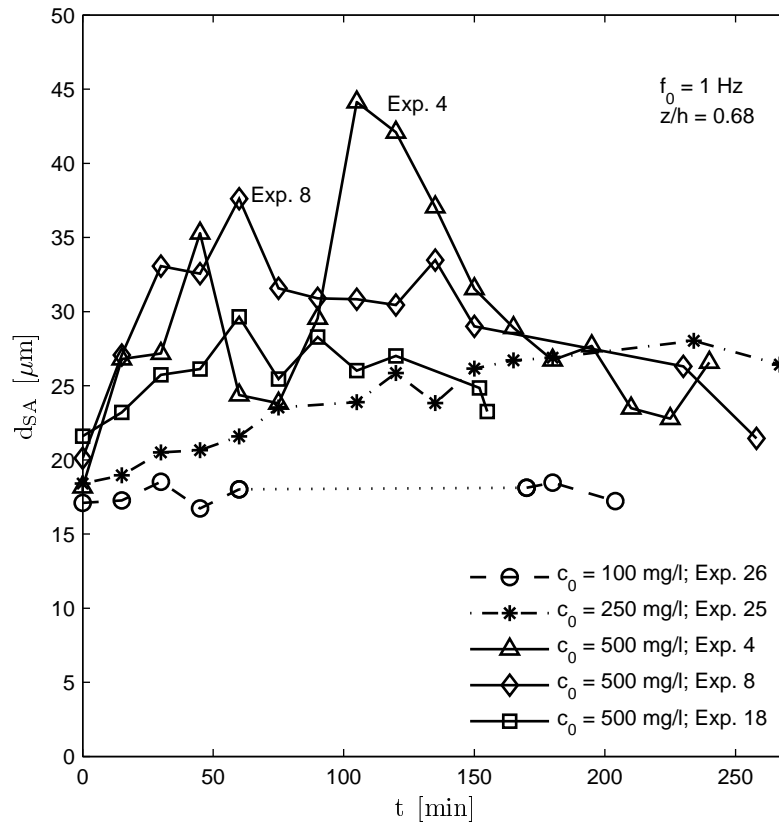
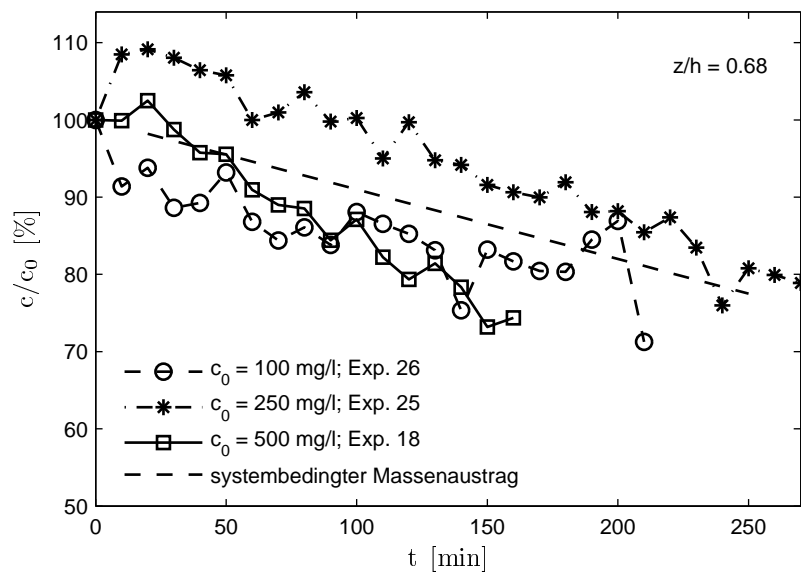


**Abbildung 5.8.** Bildausschnitte des Aello In-Line Mikroskops von Kaolin-Partikeln mit  $f_0 = 1$  Hz und einer Ausgangskonzentration von  $c_0 = 500$  mg/l bei  $z/h = 0.68$  im Experiment 8

Abbildung 5.8 (a) zeigt das Partikelensemble zu Beginn der Untersuchung ( $t = 0$  min). Es sind eindeutig die Einzelpartikel des Kaolin auszumachen, welche ein gewisses Größenspektrum aufweisen und gut vermischt in der Suspension vorliegen. Zum Zeitpunkt der maximalen Aggregatgröße ( $t = 60$  min) zeigt Abbildung 5.8 (b) die Aggregate. Es lassen sich deutlich der Zusammenschluss von Einzelpartikeln zu großen Aggregaten erkennen, wobei jedoch noch vereinzelt Partikel in der Größenordnung des Ausgangsmaterials vorzufinden ist. Nachdem ein stationärer Zustand in der Partikelgröße erreicht wurde, zeigt Abbildung 5.8 (c) weiterhin die Aggregate sowie die Einzelpartikel. Die Größe der Aggregate ist im Vergleich zum Zeitpunkt  $t = 60$  min kleiner.

Das beschriebene Verhalten der Feinsedimente lässt sich auch in Abbildung 5.9 anhand des Sauterdurchmessers nachweisen. Der Sauterdurchmesser  $d_{SA}$  wurde gemäß Gleichung (3.3) anhand der einzelnen Partikeldurchmesser bestimmt.

Die Werte aus Experiment 8 in Abbildung 5.9 (a) zeigen den Sauterdurchmesser desselben Versuchs, aus welchem auch Abbildung 5.7 und die Bildausschnitte aus Abbildung 5.8 gewonnen wurden. Man erkennt an der starken Zunahme des Sauterdurchmessers im Falle von Experiment 4, 8 und 18 wieder die zu Beginn des Versuchs beobachtete Aggregatbildung. Diese findet wie bisher ihr Maximum bei  $t = 60$  min, wobei diese in Experiment 18 weniger ausgeprägt auftritt. Danach nimmt der Sauterdurchmesser des Partikelensembles aufgrund dominierender Segregation wieder ab. Allerdings lässt sich in Abbildung 5.9 (a) erkennen, dass nach  $t = 120$  min noch kein vollstationärer Zustand erreicht ist. Eine leichte Verkleinerung des Sauterdurchmessers und damit der Größe des Partikelensembles ist zu verzeichnen. Kombiniert mit der Entwicklung der Massenkonzentration (Abbildung 5.9 (b)) und dem, aus Kapitel 5.2 bekannten, systembedingten Austrag an Sediment weist die leichte Abnahme im Sauterdurchmesser darauf hin, dass von dem systembedingten Austrag vorwiegend die größeren Partikel betroffen sind. Wie schon in Kapitel 5.1 exemplarisch gezeigt, ist ein Gleichgewichtszustand hinsichtlich der Aggregation und Segregation bereits erreicht. Die Anzahl der Partikel und die Partikelgrößen haben ihr Gleichgewichtsniveau erreicht. Die Größenänderung wird durch die Sedimentation der größeren Partikel hervorgerufen.

(a) Entwicklung des Sauterdurchmessers  $d_{SA}$ 

(b) relative Entwicklung der Massenkonzentration

**Abbildung 5.9.** Entwicklung des Sauterdurchmessers und Massenkonzentration von Kaolin bei einer Frequenz des bodennahen Gitters  $f_0 = 1$  Hz und unterschiedlicher Ausgangskonzentration in der Tiefe  $z/h = 0.68$

Außerdem ist in Abbildung 5.9 (a) die Entwicklung des Sauterdurchmessers von weiteren Versuchen mit Kaolin zu sehen, bei denen alle Turbulenzbedingungen mit einer Frequenz des bodennahen Gitters  $f_0 = 1$  Hz gleich waren, die Ausgangskonzentration jedoch variierte. Die Untersuchungen mit einer Ausgangskonzentration von  $c_0 = 500$  mg/l zeigen zu Beginn alle ein ähnliches Verhalten. Der Sauterdurchmesser der gut durchmischten Suspension liegt bei etwa  $20 \mu\text{m}$  und wächst am Anfang an. Bei etwa  $t = 60$  min findet man bei allen drei Untersuchungen mit derselben Ausgangskonzentration ein Maximum im Sauterdurchmesser. Dies bedeutet, dass bisher die Aggregatbildung gegenüber der Segregation dominierte und zu einer maximalen Aggregatgröße führte. Danach ist eine Abnahme des Sauterdurchmessers zu verzeichnen, bis bereits ab etwa  $t = 90$  min fast stationäre Zustände erreicht sind. Es ist im weiteren lediglich eine sehr leichte Abnahme des Sauterdurchmessers zu verzeichnen. Die Größe des Sauterdurchmessers liegt nach  $t = 90$  min deutlich über der Größe der Ausgangssuspension.

Eine der drei Untersuchungen mit den gleichen Ausgangsvoraussetzungen, Experiment 4, zeigt jedoch einen erneuten Anstieg des Sauterdurchmessers nach dem Maximum bei  $t = 60$  min. Dieser Anstieg zeigt eine erneutes Überwiegen der Aggregation gegenüber der Segregation, wobei letztendlich der Sauterdurchmesser nach  $t = 150$  min wieder mit dem der anderen Untersuchungen identisch ist und der selbe Gleichgewichtszustand zwischen Aggregation und Segregation herrscht. In Kapitel 5.1 wurde der dynamische Prozessablauf anhand der Ergebnisse aus Experiment 8 erklärt. Bei Experiment 4 scheint dieser dynamische Prozess zweimal hintereinander abzulaufen. Statt nach dem ersten Maximum der Partikelgröße den Gleichgewichtszustand zu erreichen, fällt der Sauterdurchmesser durch die dominierende Segregation wieder fast bis zum Ausgangsniveau. Nachdem fast alle Aggregate zerstört sind, was an dem kleinen Sauterdurchmesser zu erkennen ist, fängt wieder die Aggregation an zu überwiegen, und der bereits beschriebene Prozessablauf setzt erneut ein. Nach dem zweiten Maximum, welches deutlich ausgeprägter ist, erreicht das System den quasi-stationären Gleichgewichtszustand und unterscheidet sich nicht mehr von den Ergebnissen der anderen Experimente. Der Grund für das doppelte Schwingen des Systems könnte im advektiven Transport durch Sekundärströmung liegen, so dass der zusätzliche Massentransport nach dem ersten Maximum ein Überschreiten des Gleichgewichtszustands hervorruft. Dies bedeutet, dass trotz gleicher Versuchsvoraussetzungen die Sekundärströmung sich im Vergleich zu äquivalenten Experimenten verändert auftrat. Dies zeigt weiterhin, wie sensibel der Prozess der Flockendynamik ist und wie leicht dieser gestört werden kann.

Geht man von einem Einfluss der vorhandenen Feststoffkonzentration auf die Aggregatbildung aus, so lässt sich die anhand von Abbildung 5.7 - 5.9 beschriebene Entwicklung der Partikelgröße damit erklären. Wie in Kapitel 5.2 gezeigt, bildet sich bei den gegebenen Randbedingungen in den ersten 90 min das stationäre Konzentrationsprofil aus. Im weiteren wird dieses nur noch durch einen geringen Versuchsaufbau bedingten Austrag an Sediment beeinflusst. Bei den Partikelgrößen lässt sich feststellen, dass der fast-stationäre Zustand in der gleichen Zeitspanne von 90 min erreicht ist, und die weitere geringe Abnahme des Sauterdurchmessers mit dem Austrag von Sediment aus der Suspension korrespondiert. Die beschriebene Entwicklung der Partikelgröße verdeutlicht somit, dass die



Feststoffkonzentration für die gegebenen Turbulenzbedingungen der bestimmende Faktor ist.

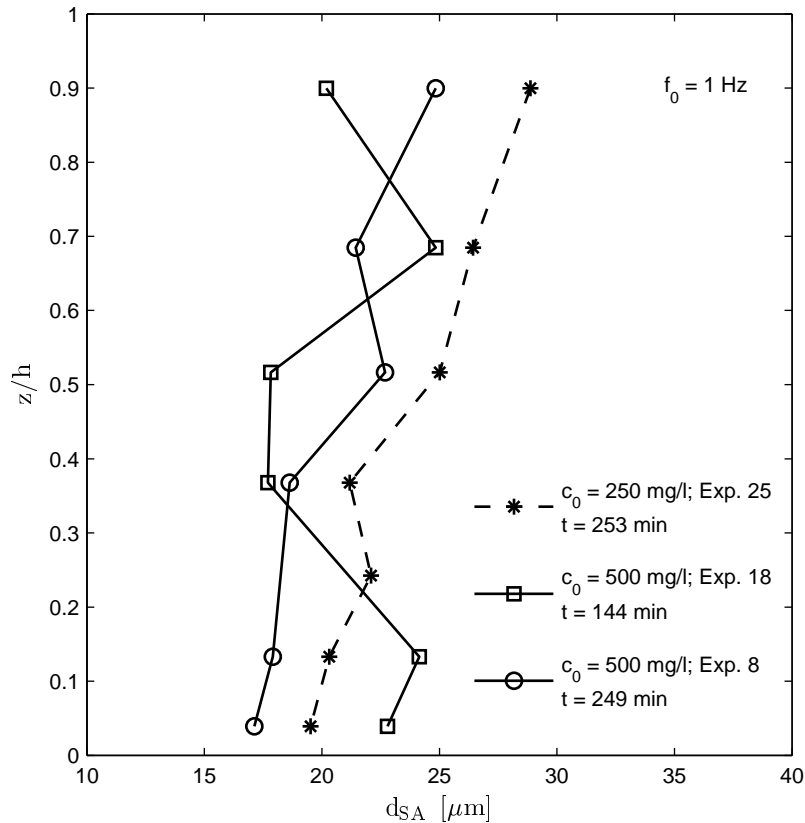
Abbildung 5.9 beinhaltet zudem noch die Entwicklung des Sauterdurchmessers und der Massenkonzentration von Untersuchungen mit geringeren Ausgangskonzentrationen. Es zeigt sich, dass bei den gegebenen turbulenten Bedingungen die Aggregatbildung von der Ausgangskonzentration abhängig ist. Bei einer Ausgangskonzentration von  $c_0 = 100$  mg/l lässt sich anhand des Sauterdurchmessers keinerlei Veränderung der Partikelgröße feststellen. Die Bildung von Aggregaten scheint durch die geringere Feststoffkonzentration unterbunden zu werden.

Bei einer mittleren Ausgangskonzentration von  $c_0 = 250$  mg/l findet die Bildung von Aggregaten deutlich langsamer statt als bei der doppelten Ausgangskonzentration. Es ist bei  $c_0 = 250$  mg/l kein ausgeprägtes Maximum der Partikelgröße zu finden. Die Aggregatbildung ist vielmehr durch eine stetige Zunahme der Partikelgröße geprägt. Nach  $t = 150$  min ist der Sauterdurchmesser für die beiden Ausgangskonzentrationen ( $c_0 = 250$  mg/l und  $c_0 = 500$  mg/l) identisch. Es lässt sich hieraus schließen, dass die Ausgangskonzentration über die Verfügbarkeit von Partikeln für die gegebenen Turbulenzbedingungen mit einer Frequenz des bodennahen Gitters  $f_0 = 1$  Hz ein kontrollierender Faktor für die Aggregatbildung ist.

Geht man von einer konstanten Segregationsrate aufgrund gleicher Turbulenzverhältnisse aus, scheint bei einer Konzentration von 100 mg/l die Menge an Feststoff und damit an Partikeln nicht auszureichen, damit sich genügend Aggregate bilden, dass die Aggregation der dominierende Prozess wird. Es kommt aufgrund der geringen Partikelanzahl zu selten zu Partikelkollisionen, aus denen Aggregate hervorgehen. Im Gegensatz hierzu scheint bei  $c_0 = 500$  mg/l die Suspension überladen zu sein. Wie die Konzentrationsmessungen zeigen, findet die Sedimentation ausgeprägter statt als bei den Experimenten mit geringerer Ausgangskonzentration. Die Anzahl der verfügbaren Partikel wird durch die Sedimentation reduziert und die Aggregationsrate limitiert. Da die Segregation gleichzeitig durch die Mehrzahl an großen Partikeln begünstigt wird, fängt die Segregation an zu dominieren und der Sauterdurchmesser des Partikelensembles verkleinert sich. Letztendlich stellt sich bei einem Sauterdurchmesser zwischen dem Maximalwert und dem Ausgangswert ein Gleichgewicht zwischen Aggregation und Segregation ein. Wie schon in Kapitel 5.1 erläutert wurde, ist zu diesem Zeitpunkt die Ausbildung des Konzentrationsprofils weitgehend abgeschlossen. Von diesem Zeitpunkt an werden die geringen Veränderung in der Partikelgröße und der Konzentration nur noch durch den Verlust an Sedimentmasse aus dem Wasserkörper durch den systembedingten Austrag hervorgerufen.

Die Konzentration von 250 mg/l stellt für den Prozessablauf aus Aggregations, Segregation, Sedimentation und turbulenter Diffusion fast ideale Verhältnisse bei den gegebenen Turbulenzbedingungen dar. Die Partikelgröße verändert sich stetig und die Veränderungen in der Sedimentkonzentration entsprechen beinahe nur dem systembedingten Austrag. Damit sind bei diesen Versuchsbedingungen bereits zu Beginn annähernd Gleichgewichtsbedingungen erreicht. Aus diesem Grund ist der Prozessablauf zu Beginn nicht so dynamisch wie bei der höheren Ausgangskonzentration und nicht zu sehr limitiert durch ein zu geringes Partikelvorkommen wie im Fall von  $c_0 = 100$  mg/l.

Um einen Eindruck über die Größenverteilung der Aggregate über die Wassertiefe zu gewinnen, ist das Vertikalprofil des Sauterdurchmessers in Abbildung 5.10 dargestellt. Zur Messung des Vertikalprofils wurde das In-Line Mikroskop nacheinander in verschiedenen Höhen positioniert.



**Abbildung 5.10.** Vertikalprofil des Sauterdurchmessers von Kaolin bei einer Frequenz des bodennahen Gitters  $f_0 = 1$  Hz und unterschiedlicher Ausgangskonzentration

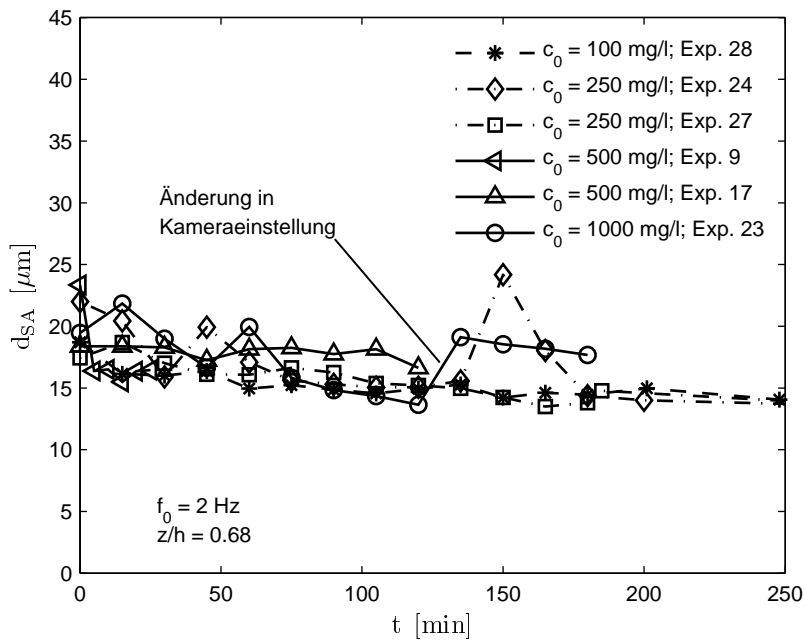
In Abbildung 5.10 ist eine Abnahme des Sauterdurchmessers zur Tiefe hin zu erkennen. In den Bereichen höherer Turbulenzintensität verkleinert sich die Partikelgröße durch die Zunahme der Segregationsrate. Zum Zeitpunkt  $t = 250$  min kann die vertikale Verteilung durch eine lineare Verteilung angenähert werden. Unabhängig von der Ausgangskonzentration zeigen die Messergebnisse etwa die gleiche Steigung. Zum früheren Zeitpunkt ( $t = 144$  min) lässt sich der Verlauf noch nicht durch eine lineare Verteilung annähern. Besonders im unteren Bereich des Wasserkörpers treten noch deutlich größere Aggregate auf. Dies würde darauf hinweisen, dass zum Zeitpunkt der Messung der bereits mehrfach beschriebene Prozessablauf noch nicht zu einem Gleichgewichtszustand geführt hat, im Gegensatz zu höher gelegenen Bereichen. Dies ist durch die Sedimentation bedingt, da der zurückzulegende Weg der Partikel größer ist und somit eine Verzögerung des Prozessablaufs hervorrufen.

Anders gestaltet sich die Entwicklung des Sauterdurchmessers, wenn die Turbulenzintensität im Vergleich zu Abbildung 5.9 verdoppelt wird. Abbildung 5.11 (a) zeigt für unterschiedliche Ausgangskonzentrationen die Entwicklung des Sauterdurchmessers. Weiterhin ist in Abbildung 5.11 (b) die zeitgleiche, zugehörige Massenkonzentration für das Turbulenzprofil mit einer Frequenz des bodennahen Gitters von  $f_0 = 2$  Hz dargestellt. Die Turbulenzbedingungen entsprechen hierbei dem Profil der turbulenten Schwankungen einer offenen Gerinneströmung, welches in Natur durch eine Sohlschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  von 0.44 cm/s charakterisiert wird.

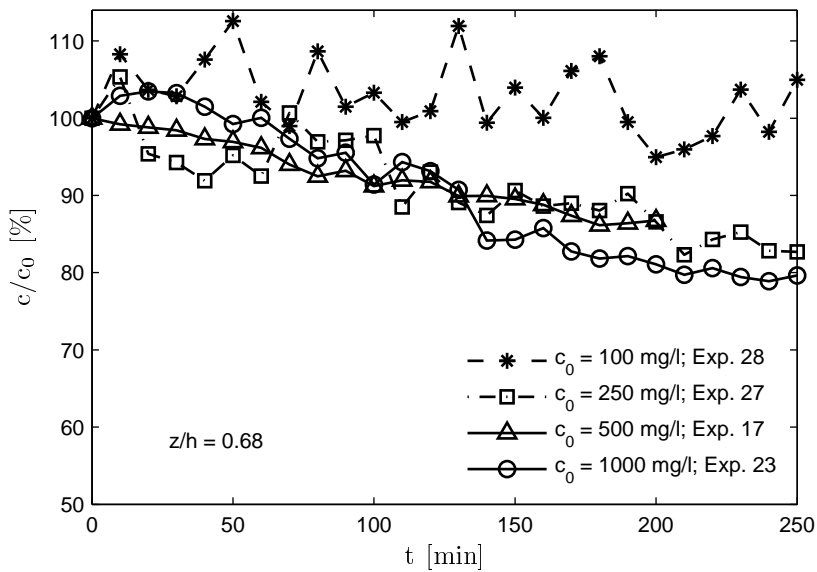
Wie anhand des Sauterdurchmessers in Abbildung 5.11 (a) zu erkennen ist, findet keine messbare Bildung von Aggregaten statt. Im Falle einer Frequenz des bodennahen Gitters  $f_0 = 2$  Hz scheint aufgrund der Turbulenzintensität die Segregationsrate dermaßen erhöht, dass alle sich bildenden Aggregate wieder zu zerstören werden. Dieses Verhalten lässt sich unabhängig von der Feststoffkonzentration zu Beginn des Experiments beobachten. Wie aus Abbildung 5.11 (b) abgelesen werden kann, ist bei allen Untersuchungen wieder der Trend zu einer leichten Abnahme des Sauterdurchmessers mit der Zeit zu verzeichnen. Dies korrespondiert erneut mit dem systembedingten Austrag an Sediment aus der Suspension. Lediglich bei einer Ausgangskonzentration von  $c_0 = 100$  mg/l wird eine geringere Sedimentationsrate beobachtet, da die Kapazität der Suspension in dem gegebenen turbulenten Umfeld wie schon im Fall mit geringerer Turbulenzintensität nicht ausgeschöpft ist. Der Sauterdurchmesser der anfänglich voll durchmischten Suspension beträgt etwa 20  $\mu\text{m}$ . Nach  $t = 240$  min ist er auf etwa 15  $\mu\text{m}$  abgesunken, wobei dies unabhängig von der Ausgangskonzentration des Feststoffs ist. Neben dem systembedingten Austrag sorgt die lange Einwirkungsdauer der dominierenden Segregation dafür, dass die Partikelgröße im Verlauf des Experiments weiter abnimmt.

Wie bereits in Kapitel 3.2.2 erläutert, muss im Laufe eines Experiments die Einstellung der Kamera des in-line Mikroskops an die optischen Verhältnisse angepasst werden. Hierzu wurde, falls notwendig, die Verstärkung der Kamera geändert. Abbildung 5.11 (c) zeigt die Einstellung der Verstärkung während zwei ausgewählten Experimenten (23 und 24). Beide Experimente besitzen bei etwa  $t = 150$  min einen sprunghaften Anstieg im Sauterdurchmesser. Bei Experiment 23 ( $\circ$ ) geht der sprunghafte Anstieg mit einer Verringerung der Verstärkung einher. Dadurch wird das Bild dunkler und die Partikel werden von der Auswertesoftware größer detektiert. Physikalisch gesehen liegt somit kein sprunghafter Anstieg der Partikelgröße vor. Vielmehr hat sich der leichte Abnahmetrend des Sauterdurchmessers fortgesetzt. Experiment 23 ist jedoch die einzige Messreihe, in der ein solcher Einfluss der Kameraeinstellungen auf den Sauterdurchmesser beobachtet werden konnte. Im Gegensatz dazu wird der sprunghafte Anstieg bei Experiment 24 mit den ( $\diamond$ ) gekennzeichneten Werten nicht von einer Änderung der Kameraeinstellungen hervorgerufen, wie Abbildung 5.11 (c) im Vergleich mit Abbildung 5.11 (a) belegt.

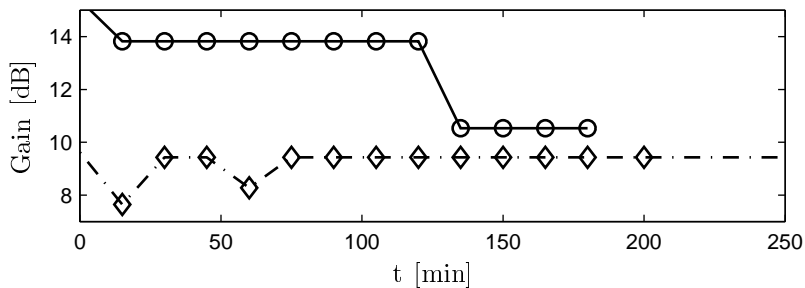
Eine ähnliche Entwicklung des Sauterdurchmessers wie in Abbildung 5.11 (a) stellt sich ein, wenn die Turbulenzintensität weiter gesteigert wird. Auch in diesen Zuständen findet keine dauerhafte, detektierbare Bildung von Aggregaten statt, wie Abbildung 5.12 (a) belegt. Auch bei höheren Turbulenzintensitäten liegt der Sauterdurchmesser der voll durchmischten Suspension bei Untersuchungsbeginn etwa 20  $\mu\text{m}$ . Ebenso wird für diese Zustände eine leichte Abnahme des Sauterdurchmessers verzeichnet, was zusammen



(a) Sauterdurchmesser des Partikelensembles von Kaolin



(b) relative Entwicklung der Massenkonzentration



(c) Verstärkung der Kamera des in-line Mikroskops

**Abbildung 5.11.** (a) Entwicklung des Sauterdurchmesser des Partikelensembles von Kaolin mit  $f_0 = 2$  Hz und unterschiedlicher Ausgangskonzentration bei  $z/h = 0.68$ , (b) die zugehörige Entwicklung der Massenkonzentration und (c) die Verstärkung der Kamera des in-line Mikroskops bei den Versuchen

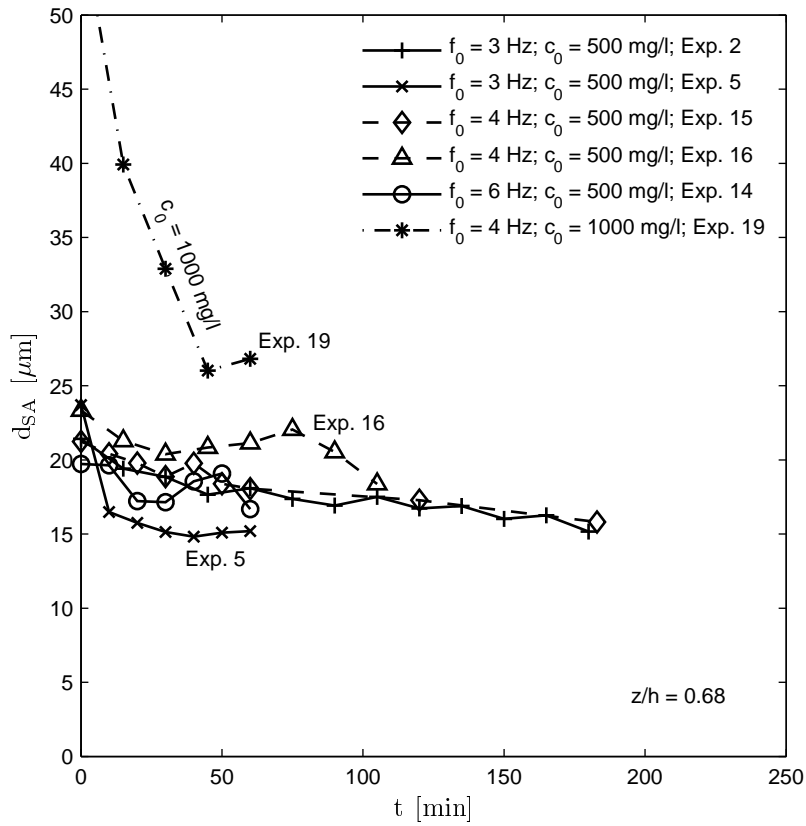
mit den Beobachtungen der Massenkonzentration den Austrag der größeren Partikel aus der Suspension belegt. Das Vertikalprofil für den Sauterdurchmesser bei diesen Turbulenzbedingungen zeigt eine konstante Verteilung über die Tiefe.

Eine gewisse Besonderheit stellt die Untersuchung mit einer Frequenz des bodennahen Gitters  $f_0 = 4$  Hz und einer Ausgangskonzentration von  $c_0 = 1000$  mg/l dar (Exp. 19). Der Sauterdurchmesser ist zu Beginn deutlich größer als bei allen anderen Untersuchungen trotz desselben Modellsediments. Bei der Aufbereitung der Kaolin-Suspension zu Versuchsbeginn scheinen vorhandene Aggregate nicht vollständig zerstört worden zu sein. Allerdings sorgt die vorhandene Turbulenzintensität zur Induzierung von Scherkräften, welche im Verlauf des Experiments zur Zerstörung der vorhandenen Aggregate führt. Dadurch fällt der Sauterdurchmesser stark ab. Die Massenkonzentration zeigt in Abbildung 5.12 (b) hingegen einen vergleichbaren Verlauf zu den anderen Experimenten. Hiermit wird belegt, dass die Änderungen des Sauterdurchmessers auf die Veränderung der Partikelgröße und nicht auf die Partikelanzahl zurück geht. Dieses Experiment demonstriert erneut, dass bei den gegebenen Turbulenzbedingungen keine stabilen Aggregate aus dem verwendeten Kaolin existieren können. Die auftretende Scherung wirkt auf die Aggregate aus Einzelpartikeln destruktiv.

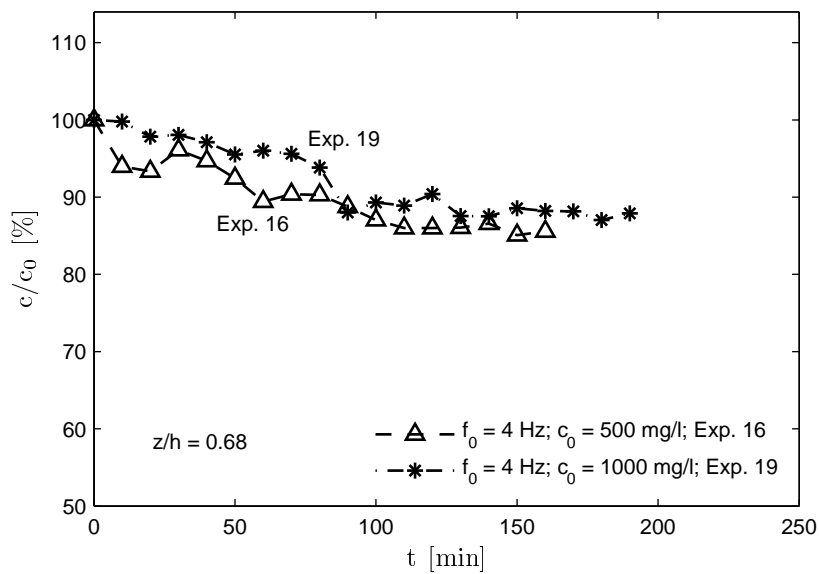
Bei einer Ausgangskonzentration von  $c_0 = 500$  mg/l lässt sich der Einfluss der Turbulenzintensität auf die dauerhafte Bildung von Aggregaten aus Einzelpartikeln erkennen (Abbildung 5.13 (a)). Nur bei sehr geringen Turbulenzintensitäten mit  $f_0 < 2$  Hz wird in einer Tiefe von  $z/h = 0.68$  die Zunahme des Sauterdurchmessers als Beleg für die Vergrößerung des Partikeldurchmessers festgestellt. Übertragen auf natürliche Verhältnisse bedeutet dies, dass die Sohlschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  gemäß Abbildung 4.11 kleiner  $0.44$  cm/s sein muss, damit ein Profil mit entsprechend geringer Turbulenzintensität besteht.

Sobald die Turbulenzintensität zunimmt, nimmt die Segregationsrate aufgrund höherer Scherkräfte zu. Bei der Kollision von zwei Einzelpartikeln bilden sich zwar weiterhin Aggregate, doch die bindenden Kräfte reichen nicht aus, um den Scherkräften aus der Turbulenz zu widerstehen. Die Segregation ist der dominierende Prozess. Von daher ist kein Anstieg des Sauterdurchmessers des Partikelensembles zu beobachten. Vielmehr ist ein leichter Rückgang des Sauterdurchmessers zu verzeichnen. Dieser resultiert aus dem Massenaustrag der größeren Partikel aus der Suspension, welcher in Kapitel 5.2 unabhängig von den Turbulenzbedingungen beschrieben wurde.

Die bisher beschriebenen Phänomene wurden alle unter der Verwendung des Modellsediments Kaolin H III gf beobachtet. Da die Aggregatbildung stark mit der Oberflächenladung und -beschaffenheit der Einzelpartikel zusammenhängt (Kapitel 2.4), lassen sich diese Ergebnisse eventuell auf ein anderes Kaolin übertragen. Da Kaolin, wie bereits erwähnt, einen der größten Bestandteile von Feinsedimenten darstellt, werden die Feinsedimente hierdurch zunächst gut charakterisiert. Aber auch Quarz nimmt eine große Fraktion in der Feinsedimentzusammensetzung ein. Aus diesem Grund wurde neben dem Kaolin das Quarzmehl Millisil W10 als Modellsediment gewählt (Kapitel 3.3). Aus Abbildung 5.14 ist zu erkennen, dass das Quarzmehl eine deutlich andere Charakteristik zeigt.

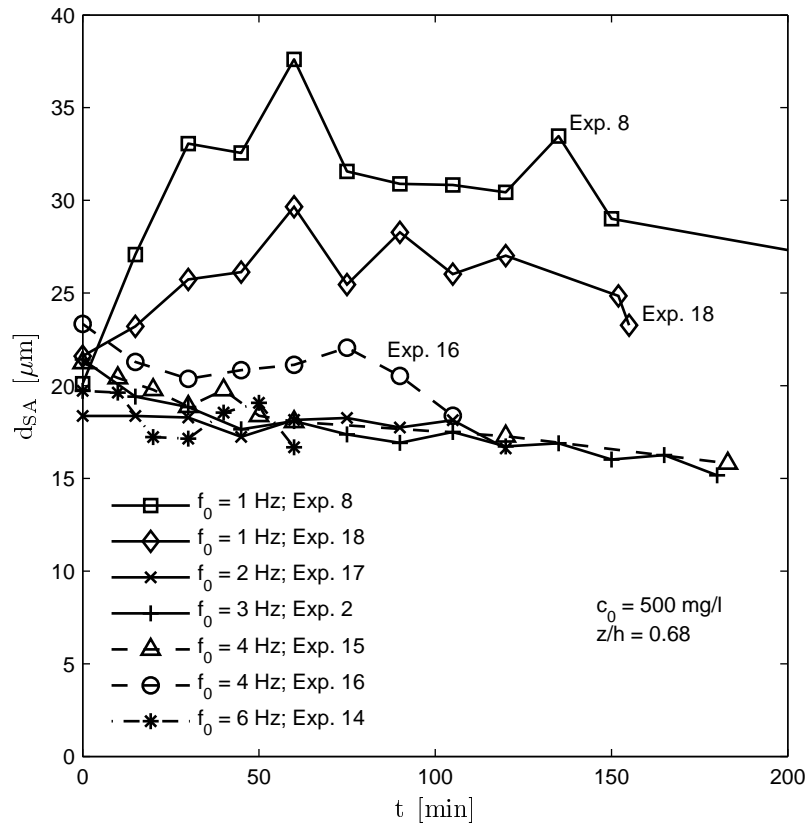
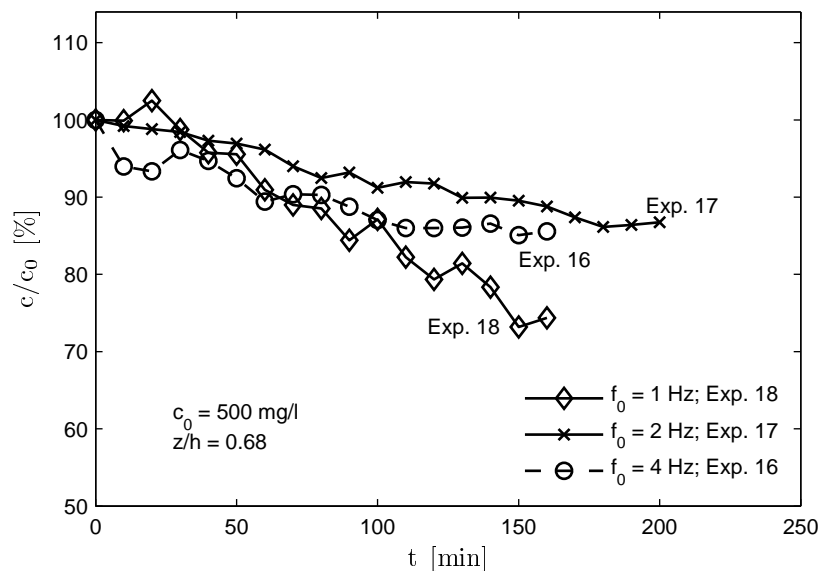


(a) Entwicklung des Sauterdurchmessers  $d_{SA}$



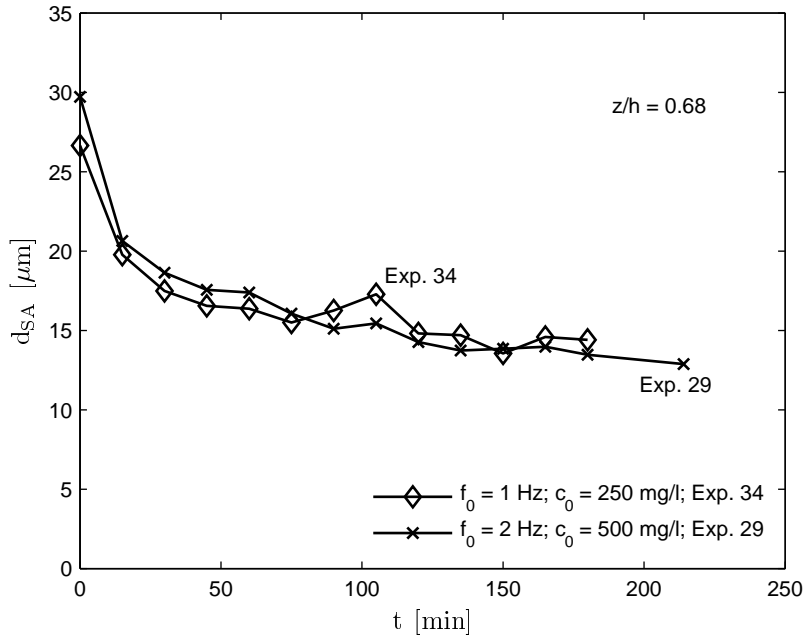
(b) relative Entwicklung der Massenkonzentration

**Abbildung 5.12.** Entwicklung des Sauterdurchmessers und der Massenkonzentration von Kaolin mit  $f_0 \geq 3$  Hz und unterschiedlicher Ausgangskonzentration bei  $z/h = 0.68$

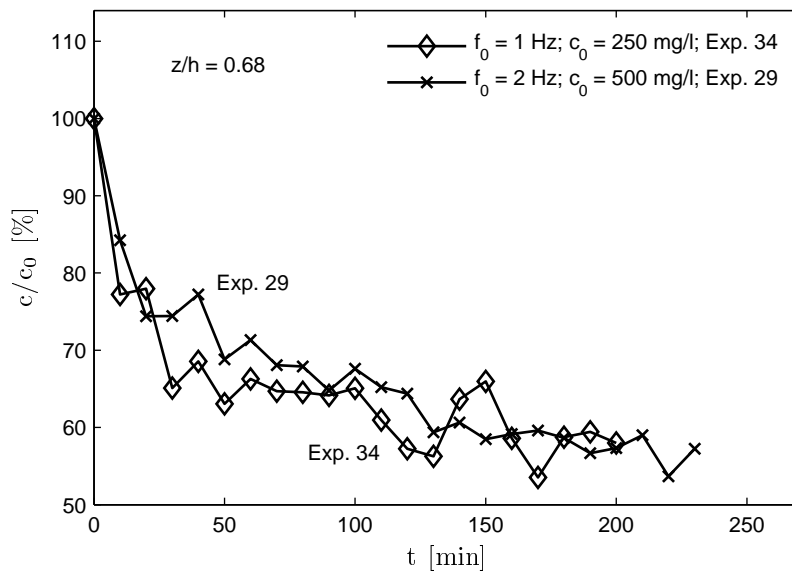
(a) Entwicklung des Sauterdurchmessers  $d_{SA}$ 

(b) relative Entwicklung der Massenkonzentration

**Abbildung 5.13.** Entwicklung des Sauterdurchmessers und der Massenkonzentration von Kaolin mit unterschiedlicher Turbulenzintensität und einer Ausgangskonzentration von  $c_0 = 500 \text{ mg/l}$  bei  $z/h = 0.68$



(a) Entwicklung des Sauterdurchmessers  $d_{SA}$



(b) relative Entwicklung der Massenkonzentration

**Abbildung 5.14.** Entwicklung des Sauterdurchmessers und der Massenkonzentration von Quarzmehl mit unterschiedlicher Turbulenzintensität und unterschiedlicher Ausgangskonzentration bei  $z/h = 0.68$



Analog zur Entwicklung der Massenkonzentration nimmt der Sauterdurchmesser des Quarz-Partikelensembles zu Untersuchungsbeginn nach der Durchmischung stark ab. Mit zunehmender Versuchsdauer verlangsamt sich die Abnahme des Sauterdurchmessers. Dieses Verhalten wird unabhängig von der Turbulenzintensität und der Ausgangskonzentration an Feststoff beobachtet. Der Sauterdurchmesser des Quarz-Partikelensembles beträgt zu Untersuchungsbeginn knapp  $30 \mu\text{m}$  und halbiert sich binnen 150 min Versuchsdauer.

Die Entwicklung des Sauterdurchmessers gibt somit genau die Entwicklung der Massenkonzentration aus Abbildung 5.14 (b) wieder. Die Änderungen des Sauterdurchmessers sind für den Quarz somit nicht durch die Bildung von Aggregaten oder dem Zerfall von Aggregaten zu Einzelpartikeln hervorgerufen, sondern durch den Verlust der größeren Partikeln aus der Suspension. Der Austrag an Quarz aus der Suspension, wie in Kapitel 5.2 beschrieben, wird daher folglich zuerst von den größeren Partikeln dominiert. Die kleineren Partikel fallen erst später aus.

Da der Quarz deutlich größer und schwerer als das verwendete Kaolin ist (Kapitel 3.3), sinkt dieser schneller ab und sedimentiert. Der Größenunterschied ist anhand der Sieblinien in Abbildung 3.11 abzulesen, wodurch auch die spezifische Oberfläche und damit verbunden die Oberflächenladung bei Quarz geringer wird. Um diese Partikel in Suspension zu halten, wäre eine durch erhöhte Turbulenzintensität stärkere turbulente Diffusion notwendig, welche in der Versuchsanlage nicht zu realisieren war. Zudem scheinen die Quarzpartikel derart reaktionsträge, dass sich selbst bei diesen geringen Turbulenzintensitäten keine stabilen Aggregate bilden. Dies lässt auf eine sehr schwache Bindung zwischen zwei Quarzpartikeln schließen. Hierdurch wird die Wahrscheinlichkeit gering, dass aus einer Partikelkollision ein Aggregat entsteht. Außerdem sind bei gleicher Massenkonzentration durch die größeren Partikel des Quarz' bei etwa gleicher Dichte eine geringere Zahl an Einzelpartikeln als bei Kaolin in der Suspension vorhanden. Eine höhere Turbulenzintensität würde im Gegenzug auch die destruktiv wirkenden Scherkräfte verstärken und eine eventuelle Aggregatbildung aufgrund höherer Massenkonzentration unterbinden.

Es lässt sich folgern, dass das verwendete Quarzmehl aus zu großen und schweren Einzelpartikeln besteht, um für Untersuchung von Flockungsvorgängen in der differentiellen Turbulenzsäule verwendet werden zu können. Diese Fraktion trägt als Bestandteil eines natürlichen Sediments somit nicht zur Aggregatbildung bei. Innerhalb der Mischung eines natürlichen Feinsediments werden jedoch Quarzpartikel in die Aggregate im Verbund mit unterschiedlichem Material integriert. Die Quarzpartikel dienen mit ihrer großen Oberfläche als Ansiedlungsfläche für die organischen Bestandteile, welche die Bindung zu anderen Partikeln verstärken und resistent gegen die Scherkräfte machen (Kapitel 5.5). Die Symbiose der unterschiedlichen Bestandteile im natürlichen Feinsediment ist für das Quarz der entscheidende Faktor. Anhand der durchgeführten Experimente mit dem Quarzmehl zeigt der Unterschied zwischen dem Verhalten einer separierten Fraktion von Feinsedimentbestandteilen und dem Natursediment, dass die Vereinfachung der Sedimentzusammensetzung nur in beschränktem Maße zulässig ist.

## 5.4 Einfluss von organischen Bestandteilen im Sediment

Bereits in Kapitel 5.3 wurde deutlich, dass das Aggregationsverhalten von Feinsedimenten sehr vom Ursprungsmaterial abhängig ist. Die Symbiose verschiedener Sedimentbestandteile verändert das Verhalten der einzelnen Fraktionen grundlegend.

Die Zusammensetzung der Feinsedimente lässt sich in organische und anorganische Bestandteile zerlegen. Die anorganischen bestehen fast ausschließlich aus einem Gemisch unterschiedlicher Mineralien. Dieses Gemisch variiert nach der Herkunft der Sedimente und dem erodierten Ursprungsmaterial. Die anorganischen Bestandteile werden vorwiegend von physikalischen, im speziellen mechanischen, Prozessen verändert.

Die organischen Bestandteile der Feinsedimente bestehen vorwiegend aus Algen, Pilzen und Bakterien (Kapitel 2.4). Als Ansiedlungsfläche dienen die Oberflächen der anorganischen Partikel. Dort bilden sich komplexe Biofilme aus, welche nach Wingender et al. (2001) nur schwer zu klassifizieren sind. Besonders die extrazellulären, polymeren Stoffe (EPS) in den Biofilmen beeinflussen das Aggregationsverhalten der Feinsedimente, da sie aufgrund ihrer Klebrigkeit die Festigkeit von Verbindungen erhöhen.

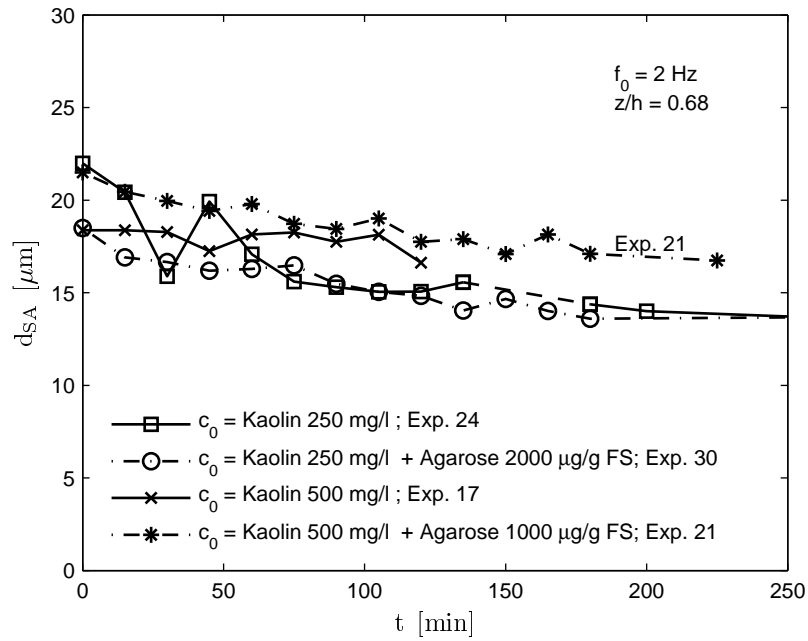
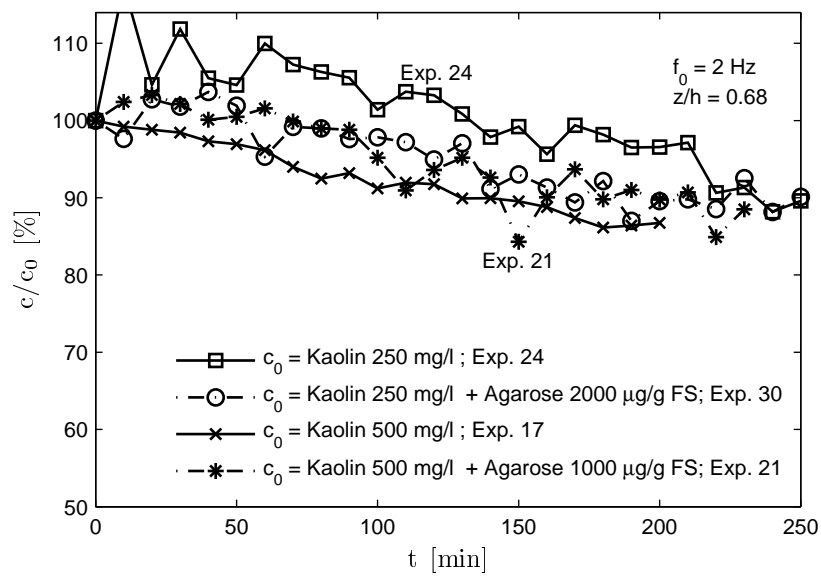
Nach der Modellvorstellung aus Kapitel 6.2.1 verändern die organischen Bestandteile die Effektivität der Aggregation und Segregation. Für die Aggregation wird durch die EPS die Wahrscheinlichkeit erhöht, dass aus einer Kollision von zwei Partikeln ein Aggregat entsteht. Die Verstärkung der Bindung entstandener Aggregate wirkt der Segregation entgegen und verringert die Wahrscheinlichkeit, dass die Scherkräfte die Aggregate zerstören. Die stabilisierende Funktion der anorganischen Bestandteile sorgen somit für eine Verschiebung des Gleichgewichts zwischen Aggregation und Segregation zugunsten der Aggregation und begünstigen die dauerhafte Aggregatbildung.

Der organische Biofilm um die Mineralpartikel ist nach Flemming & Wingender (2001) im ständigen Wandel. Für die Zusammensetzung des Biofilms sind die Eigenschaft der flüssigen Phase, des Substrats und der Mikroorganismen verantwortlich. Der Biofilm stellt somit ein komplexes System in dem komplexen System der Feinsedimente dar.

Analog zu dem Vorgehen zur Vereinfachung des komplexen System der Feinsedimente wurde versucht, durch die Wahl eines Ersatzstoffs die Wirkung der EPS in der Feinsedimentdynamik zu simulieren und gleichzeitig ein einfaches System mit definierten Versuchsbedingungen zu erhalten. Nach Strathmann et al. (2001) ist Agarose ein geeigneter Modellstoff anstelle der EPS eines natürlich gewachsenen Biofilms. Agarose ist ein Polysaccharid, welches einen starken Gelbildner darstellt. Es wird vor allem aus den Rotalgengattungen *Gelidium* und *Gracillaria* gewonnen.

In Rücksprache mit Kollegen des Instituts für Ökologie der Universität Greifswald, welche sich mit dem biologischen Einfluss auf Feinsedimente beschäftigen (Fengler et al., 2006), wurde eine Zugabe einer typischen Konzentration von 1000  $\mu\text{g}$  Agarose pro g Feststoff festgelegt. Diese Konzentration entspricht der Konzentration, in der typischerweise organisches Material in Feinsedimenten vorzufinden ist. Die Klebrigkeit der Agarose sollte damit die gleiche Wirkung besitzen wie ein natürlicher Biofilm.

Abbildung 5.15 zeigt die Entwicklung des Sauterdurchmessers und der Massenkonzentration in der differentiellen Turbulenzsäule unter Zugabe von Kaolin als Modellsediment und zusätzlich Agarose als Gelbildner. Die Suspension enthielt somit zwei Modellstoffe zur

(a) Entwicklung des Sauterdurchmessers  $d_{SA}$ 

(b) relative Entwicklung der Massenkonzentration

**Abbildung 5.15.** Entwicklung des Sauterdurchmessers und Massenkonzentration unter Zugabe von Agarose als Gelbildner bei  $z/h = 0.68$

Simulation der natürlichen Verhältnisse: das Kaolin als Modellsediment und die Agarose als Modell für die Organik im Feinsediment. Im Vergleich hierzu sind Experimente (17, 24) aufgetragen, welche die gleiche Ausgangssituation ohne die zusätzliche Zugabe von Agarose aufweisen.

Aus Abbildung 5.15 (a) wird deutlich, dass durch die Zugabe von  $1000 \mu\text{g}$  Agarose/g FS keine Veränderung in der Entwicklung des Sauterdurchmessers hervorgerufen wird. Auch die Massenkonzentration entwickelt sich analog zu dem Experiment ohne Agarose als zusätzlichem Gelbildner. Die klebende Wirkung der Agarose zeigt somit keinen Einfluss auf die Prozesse der Feinsedimentdynamik in der differentiellen Turbulenzsäule. Die erhöhte Klebrigkeit der Partikel reicht nicht aus, um die Aggregation zum dominierenden Prozess werden zu lassen.

Um die Wirkung der Agarose zu verstärken, wurde in einem weiteren Experiment (30) die Konzentration der Agarose verdoppelt. Allerdings zeigt sich auch hier kein Einfluss der zusätzlichen Klebrigkeit der Partikel auf die Aggregatbildung. Der Sauterdurchmesser und die Massenkonzentration entwickeln sich wieder analog zu dem vergleichbaren Experiment ohne Zugabe von Agarose.

Das Turbulenzregime mit  $f_0 = 2$  Hz induziert in den dargestellten Experimenten derart starke Scherkräfte, dass diese die Feinsedimentdynamik dominieren. Die zusätzliche Stabilisierung der Aggregate durch die Klebrigkeit der Agarose reicht bei der gegebenen Turbulenzintensität nicht aus, um den angreifenden Scherkräften Widerstand leisten zu können. Somit lässt sich aus den durchgeführten Experimenten mit der Zugabe von Agarose keine Aussage über die Wirkungsweise der Agarose gewinnen. Eine Bewertung hinsichtlich der Anwendbarkeit von Agarose als Ersatzstoff für die EPS ist somit nicht möglich.

Es kann lediglich festgestellt werden, dass die erwartete Veränderung des Aggregationsverhaltens aufgrund der Agarose hin zu einer Zunahme der Partikelgröße nicht eingetreten ist. Unter der Annahme, dass sich die Wirkung der EPS durch Agarose ersetzen lässt, kann durch die gewählte Konzentration an Agarose und der Verträglichkeit von Kaolin und Agarose begründet sein. Sollte die Agarose zwar dieselbe Wirkungsweise wie die EPS besitzen, jedoch die Stärke der Wirkung geringer ausfallen, so wäre dies durch Zugabemenge zu kompensieren. Ebenso ist möglich, dass die Agarose in Verbindung mit dem gewählten Kaolin nicht die Wirkung voll entfalten kann.

## 5.5 Vergleich zwischen Natursediment und Modellsediment

Natürliche Feinsedimente bestehen aus einer Mischung aus organischen und anorganischen Bestandteilen. In den bisherigen Darstellungen wurden die Feinsedimente durch ein einfaches, anorganisches Modellsediment (Kapitel 5.3) ersetzt, um die Komplexität zu reduzieren. In Kapitel 5.4 wurde versucht, die Komplexität durch Zugabe eines Ersatzstoffs für den organischen Anteil zu erhöhen. Allerdings zeigen die Ergebnisse aus Kapitel 5.3 und 5.4 bereits, dass das Zusammenwirken der einzelnen Bestandteile innerhalb der Feinsedimente in Bezug auf das Aggregationsverhalten nicht unterschätzt werden darf. Von daher ist die Untersuchung der Feinsedimente von Natursedimenten notwendig, um das Zusammenspiel im vollen Umfang zu erfassen.

Untersuchungen an Feinsedimenten werden entweder als Feldversuche oder durch Probenahmen mit anschließender Auswertung im Labor durchgeführt, wobei bei der Probenahme auf den richtigen Transport und die richtige Lagerung zu achten ist. Durch die Entnahme des Sediments aus dem Gewässer ändern sich die Standortbedingungen, besonders für die organischen Bestandteile, wodurch eine Veränderung des Sediment auftreten kann. Von daher gestaltet sich die Untersuchung von Natursedimenten deutlich schwerer als die von Modellsedimenten.

Im Rahmen der vorliegenden Untersuchungen wurden in der differentiellen Turbulenzsäule Experimente mit Natursediment aus einer Probenahme in der Elbe durchgeführt. Wie in Kapitel 3.3 dargestellt, besitzt das Natursediment eine ähnliche Sieblinie wie das Kaolin.

Mit dem zur Verfügung stehenden Natursediment wurde eine Experimentserie mit unterschiedlich starken Turbulenzintensitäten durchgeführt. Zu Beginn der Experimentserie wurde das Natursediment in Wasser suspendiert und durch Ultraschallbehandlung wurden bereits existierende Aggregate zerstört. Die Ausgangskonzentration von  $c_0 = 61.2 \text{ mg/l}$  wurde mittels Probenahme in gut durchmischem Zustand und anschließender Wägung nach der Filtration mit einem  $0.45 \text{ }\mu\text{m}$ -Filter bestimmt.

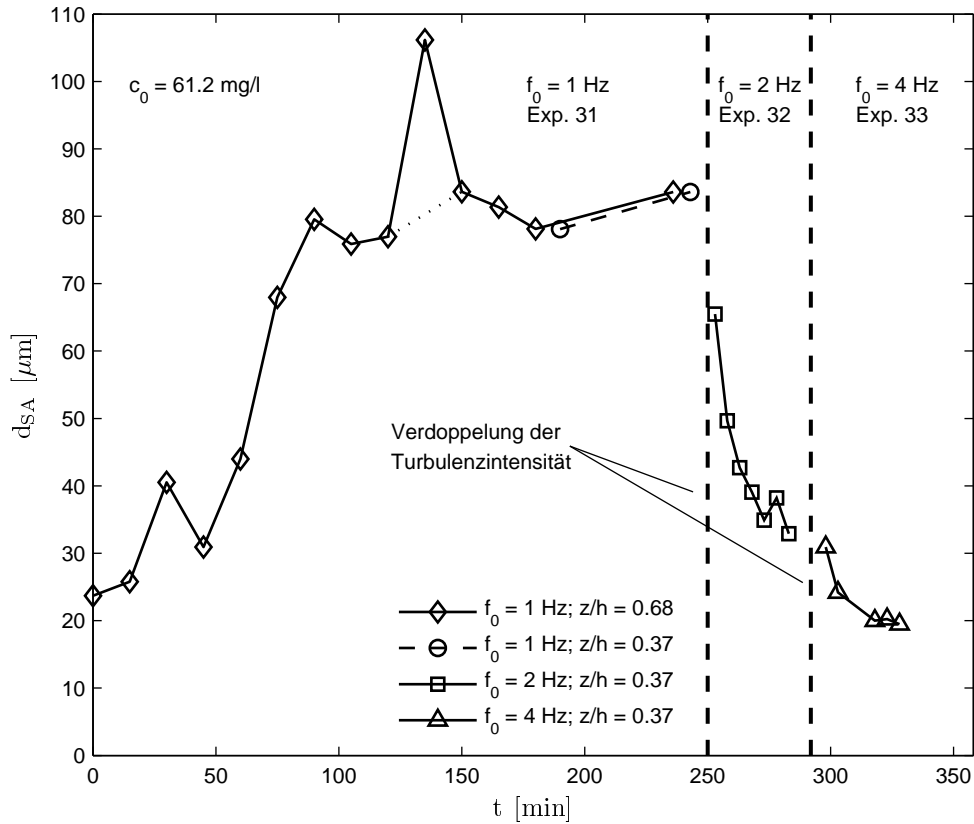
Die Größe der Partikel wird in Abbildung 5.16 (a) wieder durch den Sauterdurchmesser gemäß Gleichung (3.3) charakterisiert. Die dazugehörige Entwicklung der Massenkonzentration ist in Abbildung 5.16 (b) dargestellt.

Zu Beginn der Experimentserie wurde ein Turbulenzprofil mit einer Frequenz des bodennahen Gitters  $f_0 = 1 \text{ Hz}$  eingestellt. Bei diesen Versuchsbedingungen ist in der Höhe  $z/h = 0.68$  anhand des Sauterdurchmessers die Aggregatbildung zu erkennen. Die Größe der Partikel steigt in Abbildung 5.16 schnell an, bis nach  $t = 100 \text{ min}$  ein annähernd stationärer Zustand erreicht ist. Im gleichen Zeitraum fällt die Sedimentkonzentration und stellt sich nach  $t = 120 \text{ min}$  auf einen annähernd konstanten Wert ein. Damit liegt die Zeitskala des Prozessablaufs aus Aggregation, Segregation, Sedimentation und turbulenter Diffusion in der gleichen Größenordnung wie bei den Experimenten mit Kaolin (Kapitel 5.3).

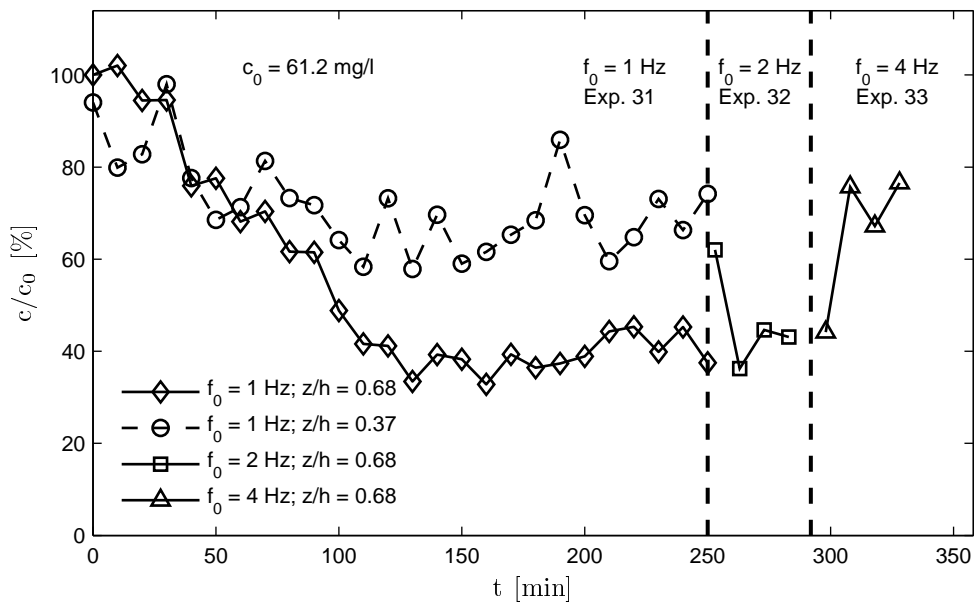
Das zu erkennende Maximum bei  $t = 135 \text{ min}$  stellt einen kurzen sprunghaften Anstieg des Sauterdurchmessers dar, welcher nur durch einen einzigen Messwert belegt ist. Die Genauigkeit dieser einzelnen Messung wird angezweifelt, da die Aufnahmen des in-line Mikroskops in diesem Fall eine schlechte Bildqualität zeigen. Die Ungenauigkeit der Auswertung und der anschließenden Statistik steigert sich dermaßen, dass dieser Messwert zu verwerfen ist. Aus Gründen der kontinuierlichen Darstellung ist er jedoch noch dargestellt.

In der Höhe  $z/h = 0.37$  stellt sich nach Abbildung 5.16 (b) im gleichen Zeitraum wie bei der höher gelegenen Messstelle ein annähernd stationärer Zustand der Massenkonzentration ein. Allerdings weist die tiefer gelegene Messstelle eine deutlich höhere Konzentration in diesem Zustand aus. Gleichzeitig sind zwei Messungen der Partikelgrößen in tieferen Positionen  $z/h = 0.37$  in Abbildung 5.16 (a) abgebildet. Diese zeigen nur eine unwesentlich kleinere Partikelgröße als in der höheren Position.

Nach  $t = 250 \text{ min}$  wurde die Turbulenzintensität verdoppelt, so dass die Turbulenzbedingungen einem Turbulenzprofil einer offenen Gerinneströmung bei einer Sohlschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  von  $0.44 \text{ cm/s}$  entsprechen. Es zeigt sich in Abbildung 5.16,



(a) Entwicklung des Sauterdurchmessers  $d_{SA}$



(b) relative Entwicklung der Massenkonzentration

**Abbildung 5.16.** Entwicklung des Sauterdurchmessers und der Massenkonzentration von Sediment aus einem Bühnenfeld in der Elbe bei Magdeburg/Fahlberg-List mit einer Ausgangskonzentration von  $c_0 = 61.2$  mg/l

dass sowohl die Partikelgröße als auch die Massenkonzentration sofort auf die veränderten Turbulenzbedingungen reagieren. Der Sauterdurchmesser nimmt binnen 20 Minuten auf einen Wert von etwa  $33 \mu\text{m}$  ab. In der gleichen Zeitspanne verringert sich die Massenkonzentration und pendelt sich auf einem niedrigeren Niveau ein. Die zeitliche Synchronität der Veränderung der beiden Eigenschaften belegt den gekoppelten Einfluss von diesen in der Feinsedimentdynamik. Die Partikelgröße verringert sich aufgrund größerer Scherkräfte durch die erhöhte Turbulenz. Daher steigt die Segregationsrate.

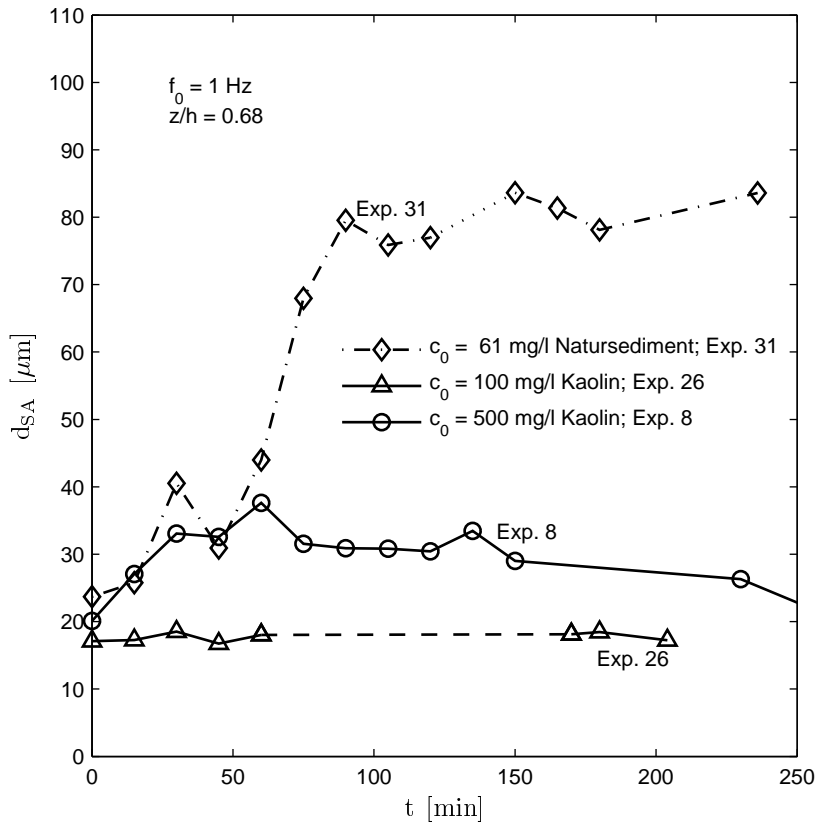
Eine erneute Verdoppelung der Turbulenzintensität wurde bei  $t = 290$  min durchgeführt. Die sofortige Wirkung auf die Veränderung wird wieder in der Partikelgröße und der Massenkonzentration sichtbar. Die Segregationsrate erhöht sich erneut, woraus ein Sauterdurchmesser von etwa  $20 \mu\text{m}$  resultiert. Zum Zeitpunkt  $t = 325$  min hat sich wieder ein stationärer Zustand eingestellt. Wieder reagiert die Massenkonzentration synchron zur Partikelgrößenänderung. Die Konzentration nimmt zu, um dann auch wieder einen stationären Zustand zu erreichen. Die zusätzliche Masse in der Höhe  $z/h = 0.37$  stammt aus tieferen Bereichen und wird durch die turbulente Diffusion nach oben transportiert.

Anhand der beschriebenen Experimentserie konnte nachgewiesen werden, dass die Partikelgröße und Massenkonzentration im Prozessablauf der Feinsedimentdynamik gekoppelt sind. Weiterhin wurde deutlich, dass die Aggregation und Segregation unterschiedliche Zeitskalen besitzen. Während die Bildung von Aggregaten etwa 100 Minuten beansprucht, werden die gebildeten Aggregate innerhalb von 10 Minuten durch die erhöhten Scherkräfte wieder zerstört. Obwohl es sich bei dem untersuchten Sediment um ein Natursediment handelt, welches das Zusammenwirken aller Bestandteile zulässt, bieten die gebildeten Aggregate keinen deutlich erhöhten Widerstand gegenüber den Scherkräften bei erhöhter Turbulenzintensität.

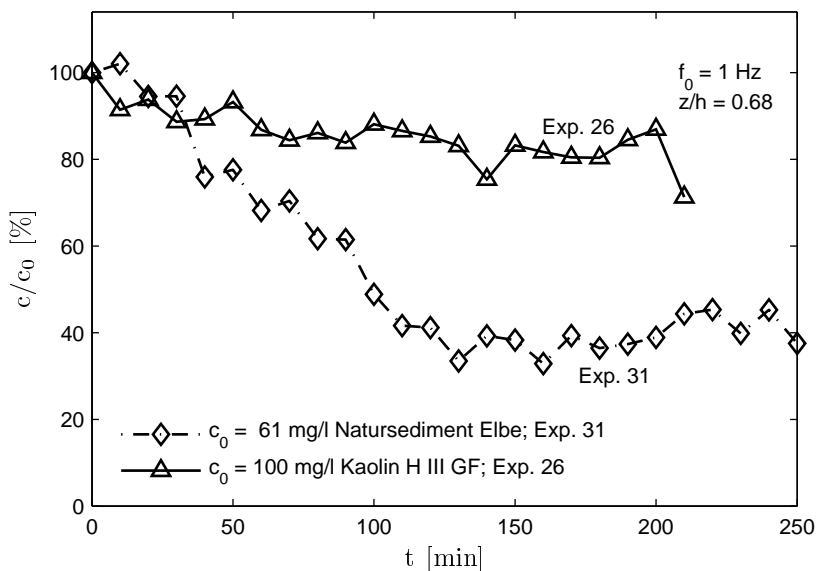
Da sich in der Entwicklung des Sauterdurchmessers durchaus Parallelen zwischen dem Natursediment und dem Modellsediment aus Kaolin zeigen, sind in Abbildung 5.17 zum Vergleich Ergebnisse der Experimente mit Modellsediment und Natursediment aufgetragen. Alle dargestellten Experimente wurden unter denselben Turbulenzbedingungen mit  $f_0 = 1$  Hz durchgeführt. Aus den Experimenten mit dem Kaolin wurde zum einen das Referenzexperiment (Exp. 8) und das Experiment mit der geringsten Ausgangskonzentration (Exp. 26) ausgewählt.

Wie schon in Kapitel 5.3 beschrieben, ist die Massenkonzentration in Experiment 26 zu gering, so dass sich aufgrund einer zu geringen Aggregationsrate dauerhaft keine Aggregate bilden. Der Grund hierfür liegt in den Eigenschaften des Kaolins und der daraus resultierenden Wahrscheinlichkeit, Aggregate nach einer Partikelkollision zu bilden.

Anders verhält sich hier das Natursediment aus der Elbe, wie der Vergleich in Abbildung 5.17 zeigt. Trotz geringerer Massenkonzentration bilden sich Aggregate, was an der Zunahme des Sauterdurchmessers zu erkennen ist. Das Natursediment besitzt hinsichtlich der Aggregationsrate somit deutliche Unterschiede zum Modellsediment. Die Wahrscheinlichkeit zur Aggregatbildung steigt aufgrund der Sedimenteigenschaften, und die Effizienz der Aggregation wird gesteigert. Hier macht sich jetzt das erwähnte Zusammenspiel der organischen und anorganischen Bestandteile des Natursediments bemerkbar. Trotz einer ähnlichen Sieblinie wie beim Kaolin (Abbildung 3.11) bilden sich große Aggregate aus.



(a) Entwicklung des Sauterdurchmessers  $d_{SA}$



(b) relative Entwicklung der Massenkonzentration

**Abbildung 5.17.** Vergleich des Sauterdurchmessers von Natursediment aus der Elbe mit dem Modellsediment aus Kaolin in der Höhe  $z/h = 0.68$



Aus der Entwicklung der Massenkonzentration in Abbildung 5.17 (b) lässt sich erkennen, dass die Sedimentation im Fall des Natursediments (Exp. 31) ausgeprägter ist und damit die Abnahme der Konzentration Sediment verstärkt. Dies ist durch die größere Sinkgeschwindigkeit der entstehenden Aggregate des Natursediments bedingt.

Im Vergleich mit dem Referenzexperiment (Exp. 8) wird deutlich, dass die Aggregationsrate des Natursediments deutlich höher ist. Durch die erhöhte Konzentration bei Experiment 8 im Gegensatz zu Experiment 26 wird die Trägheit des Kaolins Aggregate zu bilden durch eine vergrößerte Wahrscheinlichkeit von Partikelkollisionen erhöht. Allerdings bilden sich mit dem Natursediment Aggregate mit dem doppelten Durchmesser als bei Kaolin. Der Ablauf der Feinsedimentdynamik bis zum Erreichen eines annähernd stationären Zustands ist von den Prozessen und dem zeitlichen Ablauf her jedoch gleich. Lediglich die Gleichgewichtsbedingungen unterscheiden sich aufgrund der Eigenschaft des Sediments. In den ersten 100 Minuten verändern sich Partikelgröße und Massenkonzentration bis der Gleichgewichtszustand zwischen Aggregation und Segregation erreicht ist.

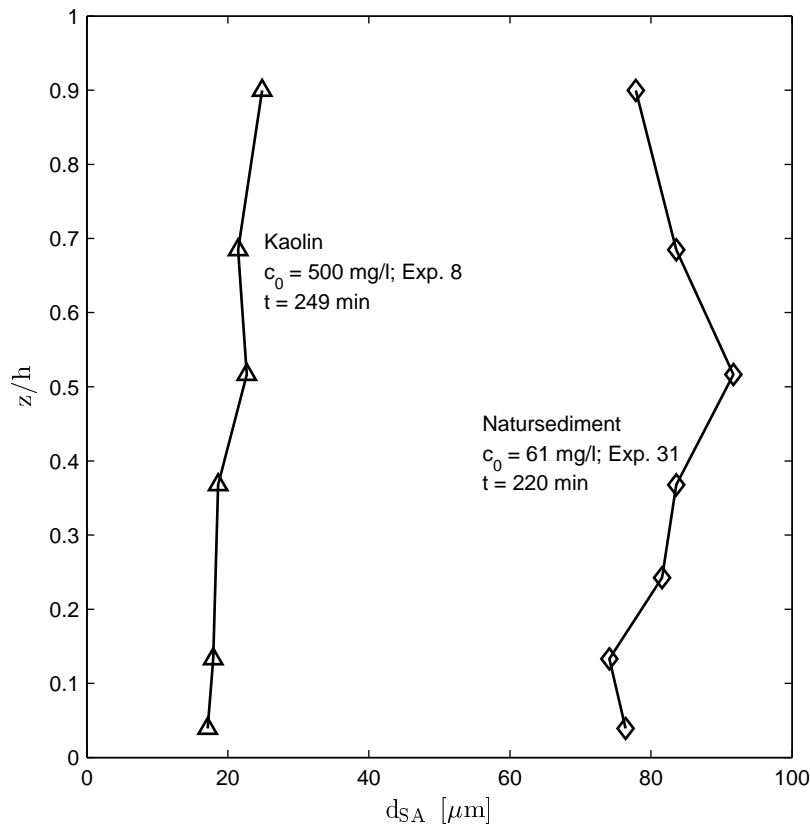
Bei Experiment 8 und 31 mit beobachteter Aggregation lässt sich zu Beginn die Dominanz der Aggregation mit gleichzeitiger Sedimentation aus Abbildung 5.17 erkennen. Danach gewinnt die Segregation und die turbulente Diffusion an Bedeutung, so dass die Dominanz der Aggregation und der Sedimentation zurück geht, bis bei Erreichen der Gleichgewichtsbedingungen ein ausgeglichenes Verhältnis zwischen den Prozessen vorliegt. Detailliert wurde dieser Prozessablauf bereits in Kapitel 5.1 beschrieben. Abbildung 5.17 belegt, dass sich dieser Ablauf und das Zusammenspiel der Prozesse auch auf das Natursediment übertragen lassen, wobei die Effektivität der Prozesse durch die anderen Sedimenteigenschaften verändert sind.

Weiterhin lässt sich aus Abbildung 5.17 und 5.16 sowie der dazugehörigen Schilderung der Vorgänge ableiten, dass die Aggregation und Segregation unterschiedliche Effektivitäten und besonders unterschiedliche Zeitskalen besitzen.

Ein weiterer Vergleich zwischen Modellsediment und Natursediment ist durch die Vertikalprofile des Sauterdurchmessers in Abbildung 5.18 gegeben. Ausgewählt wurde neben Experiment 31 mit dem Natursediment das Experiment 8 mit Versuchsbedingungen des Referenzexperiments (Kapitel 5.1). Zum Zeitpunkt der Messung der Vertikalprofile sollte in beiden Experimente ein Gleichgewicht zwischen Aggregation und Segregation vorherrschen.

Wie schon anhand von Abbildung 5.17 festgestellt, weist auch das Vertikalprofil des Natursediments in Abbildung 5.18 auf deutlich größere Aggregate hin. Diese kommen durch eine Veränderung der Gleichgewichtsbedingungen zustande, da bei Natursediment eine höhere Aggregationsrate und geringere Segregationsrate auftritt. Hervorgerufen wird dies durch das Zusammenspiel der im Sediment beinhalteten Bestandteile. Die Klebrigkeit der organischen Bestandteile führt zur vermehrten Aggregatbildung und erhöhten Scherfestigkeit.

Aus der Charakterisierung des Natursediments in Kapitel 3.3 lässt sich ableiten, dass dieses auch Quarzpartikel mit ähnlicher Größe wie in dem Modellsediment aus Quarzmehl enthält. In Kapitel 5.3 konnte bei Experimenten mit der reinen Quarzfraktion keine Aggregation festgestellt werden. Im Verbund des Natursediments werden diese Partikel jedoch auch in die Aggregatbildung einbezogen, wie die großen Aggregatdurchmesser be-



**Abbildung 5.18.** Vertikalprofil des Sauterdurchmessers von Natursediment aus der Elbe mit dem Modellsediment aus Kaolin in Tankmitte bei einer Frequenz des bodennahen Gitters  $f_0 = 1 \text{ Hz}$

legen. Hierdurch zeigt sich die Wirkung der Mixtur im Natursediment im Gegensatz zu einer separierten Fraktion.

Das Vertikalprofil des Kaolins in Abbildung 5.17 zeigt einen fast linearen Verlauf, wobei die großen Partikel in oberen Bereichen der Wassersäule mit geringer Turbulenzintensität vorzufinden sind. Der Sauterdurchmesser des Natursediments weist sein Maximum jedoch in der Mitte der Wassersäule auf. Dies lässt sich nur durch die geänderten Gleichgewichtsbedingungen erklären. In der Mitte der Wassersäule herrschen die günstigsten Bedingungen zur Bildung von Aggregaten, wobei hier auch der vertikale Massentransport durch Sedimentation und turbulente Diffusion berücksichtigt werden muss. In den Experimenten mit dem Kaolin ist der vertikale Massentransport maßgebend für das Vertikalprofil des Sauterdurchmessers verantwortlich, und die Aggregate passen sich jeweils schnell an die vorherrschenden Turbulenzbedingungen der Region, in die sie transportiert wurden, an. Bei den Experimenten mit Natursediment sind die vertikalen Transportmechanismen nicht mehr dominierend für die Ausbildung des Vertikalprofils der Partikel. Vielmehr ist durch die hohe Effizienz der Aggregatbildung die Aggregationsrate in derselben Größenordnung wie die Sedimentationsrate, so dass die Aggregation bei der Ausbildung des Vertikalprofils mitwirkt.

Im Vergleich aus Modellsediment und Natursediment konnte somit gezeigt werden, dass das prinzipielle Zusammenspiel der Einzelprozesse in der Feinsedimentdynamik identisch ist. Die Vorgänge sind somit übertragbar. Lediglich die Umsatzraten sind beim Natursediment erhöht, und es stellen sich somit andere Gleichgewichtszustände ein.



## 6. Modellbildung zur Flockendynamik

### 6.1 Vergleich der Ergebnisse aus experimenteller Untersuchung und numerische Modellierung

Im Rahmen des SEDYMO-Projekts entstand am Institut für Strömungsmechanik und elektronisches Rechnen im Bauwesen der Universität Hannover ein numerisches Modell zur Simulation der Feinsedimentdynamik (Ditschke & Markofsky, 2006). Das Modell arbeitet fraktioniert und teilt die einzelnen Partikel und Aggregate in Sinkgeschwindigkeitsklassen ein. Als Basis für die Hydrodynamik dient TELEMAC 3-D. Die Turbulenz wird in diesem Modell durch den Geschwindigkeitsgradienten  $G$  nach Camp & Stein (1943) beschrieben.

$$G = \sqrt{\frac{\epsilon}{\nu}} \quad (6.1)$$

wobei  $\epsilon$  die Energiedissipation und  $\nu$  die kinematische Viskosität ist.

Basierend auf Van Leussen (1994) wird bei Ditschke & Markofsky (2007) ein Faktor  $P_{FL}$  mit dem Geschwindigkeitsgradienten  $G$  für den Einfluss der Turbulenz eingeführt, welcher über die Dominanz von Aggregation oder Segregation entscheidet

$$P_{FL} = \frac{1 + A \cdot G}{1 + B \cdot G^2} \quad (6.2)$$

Die Faktoren  $A$  und  $B$  stellen dabei Parameter dar, welche von den Sedimenteigenschaften abhängig sind. Für das Sediment des Weser-Ästuars bestimmten Malcherek et al. (1995) die Faktoren zu  $A = 0.3 \text{ s}$  und  $B = 0.09 \text{ s}^2$ .

Das eingesetzte Modell geht auf die mathematische Theorie von Argaman & Kaufman (1970) zurück. Diese stützt sich auf die Koagulationskinetik von Smoluchowski (1917), welche für Flockungsvorgänge entwickelt wurde. Dabei wird für jede Sedimentklasse in Abhängigkeit für jeden Zeitschritt die jeweilige Massenkonzentration ermittelt. Durch die Definition von Effektivitäten für den Aggregations- und Segregationsprozess, in welche der Faktor  $P_{FL}$  einfließt, wird der Massenaustausch zwischen den Klassen beeinflusst. Durch Aggregation entstehen größere Aggregate, die schneller absinken und somit einer anderen Sinkgeschwindigkeitsklasse zuzuordnen sind. Aufgrund der Segregation zerfallen Aggregate in kleinere Aggregate oder Partikel, die einer Klasse mit niedrigerer Sinkgeschwindigkeit angehören. Über eine Modellbeziehung zwischen Sinkgeschwindigkeit, Aggregatgröße, Form und Dichte lassen sich die Anteile der Sinkgeschwindigkeitsklassen in Größenfraktionen umrechnen.

In Abhängigkeit des Faktors  $P_{FL}$  wird die resultierende Veränderung des Partikelensembles simuliert. Dies bedeutet, dass nicht die einzelnen Prozesse von Aggregation und

Segregation numerisch nachgebildet werden, sondern lediglich das Ergebnis aus dem Zusammenspiel beider Prozesse.

Für einen Wert für den Faktor  $P_{FL}$  größer als 1 findet Aggregation statt. Die hieraus resultierende Veränderung in der Konzentration einer Partikelklasse  $m$  zum Zeitpunkt  $t$  in der Höhe  $i$  der Wassersäule ergibt sich als

$$\Delta c_{floc, i, m, t} = \epsilon_{floc, m-1} \cdot c_{i, m-1, t-1} - \epsilon_{floc, m} \cdot c_{i, m, t-1} \quad (6.3)$$

Ausgehend von der Massenkonzentration  $c$  zum vorherigen Zeitschritt, legt die Effektivität der Aggregation  $\epsilon_{floc, m}$  den Übergang von Masse in die nächst größere Partikelklasse fest

$$\epsilon_{floc, m} = K_{1, m} \cdot (P_{FL} - 1) \cdot c_{i, m, t-1} \quad (6.4)$$

Der Faktor  $K_1$  ist dabei von der Partikelgröße der Partikelklasse  $m$  abhängig.

$$K_{1, m} = 0.07 \cdot \left( \frac{10^{-5}}{d_m} \right)^{1.6} \quad (6.5)$$

wobei  $d$  der Partikeldurchmesser der Partikelklasse  $m$  in Mikrometer ist.

Da für einen Wert des Faktors  $P_{FL}$  kleiner als 1 die Segregation dominiert, wird in dem Modell in diesem Fall die resultierende Veränderung im Partikelensemble beschrieben als

$$\Delta c_{break, i, m, t} = \epsilon_{break, m+1} \cdot c_{i, m+1, t-1} - \epsilon_{break, m} \cdot c_{i, m, t-1} \quad (6.6)$$

Auch hier wird der Massenübergang zwischen den Partikelklassen durch eine Effektivität  $\epsilon_{break, m}$  bestimmt, welche vom Durchmesser  $d$  der Partikel der Klasse  $m$  abhängig ist

$$\epsilon_{break, m} = K_{2, m} \cdot \left( \frac{1}{P_{FL}} - 1 \right) \cdot d_m \quad (6.7)$$

Der Faktor  $K_2$  der Partikelklasse  $m$  steht im Fall der Segregation im Verhältnis zum Faktor  $K_1$  für die Aggregation

$$K_{2, m} = \frac{10^{-5}}{K_{1, m} d_m} \quad (6.8)$$

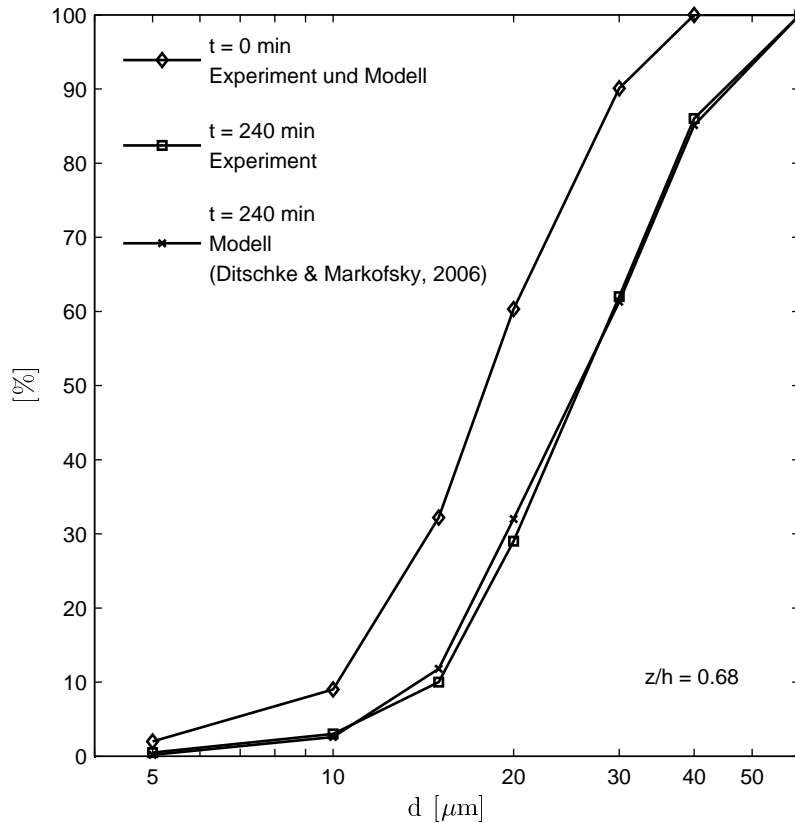
Die Konzentration  $c$  der Partikelklasse  $m$  in der Höhe  $i$  zum Zeitpunkt  $t$  errechnet sich als

$$c_{i, m, t} = c_{i, m, t-1} + \Delta c_{break, i, m} + \Delta c_{floc, i, m} \quad (6.9)$$

Dabei sei nochmals darauf hingewiesen, dass einer der beiden Terme  $\Delta c_{floc, m}$  und  $\Delta c_{break, m}$  immer gleich 0 ist in Abhängigkeit des Entscheidungsfaktors  $P_{FL}$ , so dass nur die resultierende Veränderung aus Aggregation und Segregation nachgebildet wird.

Die Ergebnisse aus den vorliegenden Untersuchungen wurden genutzt, um das entwickelte, numerische Modell zu validieren. Abbildung 6.1 nach Ditschke & Markofsky (2006) zeigt den Vergleich der Sieblinien, welche nach  $t = 240$  min im Experiment und mit dem

numerischen Modell ermittelt wurden. Man erkennt die gute Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen.



**Abbildung 6.1.** Entwicklung der Sieblinien von Kaolin bei einer Frequenz des bodennahen Gitters  $f_0 = 1$  Hz und einer Ausgangskonzentration von  $c_0 = 500$  mg/l ermittelt im Experiment in der differentiellen Turbulenzsäule verglichen mit dem numerischen Modell von Ditschke & Markofsky (2006)

Um das Ergebnis im numerischen Modell zu erhalten, wurden die sedimentabhängigen Faktoren mit  $A = 3$  s und  $B = 17$  s<sup>2</sup> bestimmt. Dies weicht deutlich von den Werten für das natürliche Sediment des Weser-Ästuars ab, belegt aber den in Kapitel 5.5 diskutierten Unterschied zwischen Modellsediment und Natursediment. Mit dem numerischen Modell konnte in einem weiteren Vergleich auch die Dominanz des Segregationsprozesses bei schlagartiger Erhöhung der Turbulenzintensität unter Verwendung der gleichen Werte für die Faktoren A und B mit entsprechend guter Übereinstimmung nachvollzogen werden (Ditschke & Markofsky, 2006, 2007).

Die Sieblinien sowie die Ergebnisse in Ditschke & Markofsky (2007) zeigen, dass sich mit dem fraktionierten, numerischen Modell nach Ditschke & Markofsky (2006) die Prozesse der Aggregation und Segregation, wie sie in der differentiellen Turbulenzsäule stattfinden, simulieren lassen. Die Ergebnisse aus den Experimenten können somit direkt dazu benutzt werden, das numerische Modell zu kalibrieren und zu validieren. Damit stellt die differen-

tielle Turbulenzsäule für das numerische Modell eine Methode dar, um die notwendigen Parameter für weitreichendere Untersuchungen mit dem numerischen Modell zu gewinnen. Sollte für die Untersuchung eines Flussabschnitts mit dem numerischen Modell das Natur-sediment aus diesem Abschnitt in der differentiellen Turbulenzsäule untersucht werden, so stellt dieser Versuchsaufbau das Bindeglied zwischen der Natur und dem numerischen Modell dar.

## 6.2 Bilanzierung der Feinsedimentdynamik in der differentiellen Turbulenzsäule

Ein Modell zur Bilanzierung der Vorgänge in der differentiellen Turbulenzsäule soll bei der Beschreibung und Erklärung der Partikelgrößenentwicklung helfen. Durch die mathematische Beschreibung der einzelnen Vorgänge sowie deren zeitlichem Zusammenspiel soll das Verständnis für die Flockendynamik vertieft werden. Die Messergebnisse aus der differentiellen Turbulenzsäule können somit nachvollzogen werden.

### 6.2.1 Modellgrundlage

Die Prozesszusammenhänge in der Wassersäule, welche durch das Modell zur Bilanzierung der Feinsedimentdynamik in der differentiellen Turbulenzsäule abgedeckt werden sollen, werden durch Abbildung 6.2 veranschaulicht. Dabei ist die Wassersäule in der differentiellen Turbulenzsäule diskretisiert und in einzelne Kontrollvolumen über die Höhe zerlegt. In jedem Kontrollvolumen ist das Partikelensemble in Größenklassen unterteilt.

Zwischen den Partikelgrößenklassen findet ein Massenaustausch durch Aggregation und Segregation statt. Der Durchmesser einer Partikelklasse  $m$  in der der Höhe  $i$  besitzt folgende Größe.

$$d_{i,m} = \sqrt[3]{2} \cdot d_{i,m-1} \quad (6.10)$$

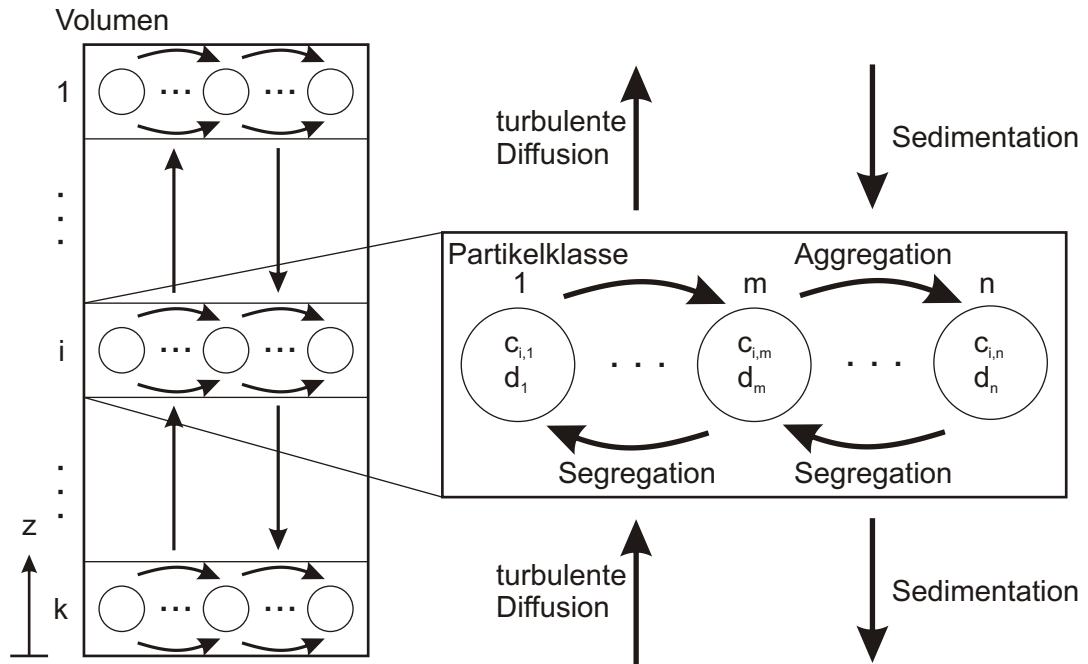
Damit besitzen die Partikel einer Partikelklasse genau das gleiche Volumen wie 2 Partikel aus der nächst kleineren Klasse. Die Aggregation und Segregation findet in dem Modell nur zwischen zwei aufeinander folgenden Klassen statt. Dies bedeutet, dass in jedem Zeitschritt die Masse nur um eine Partikelgrößenklasse verschoben wird.

Bei gleicher Massenkonzentration in zwei Partikelklassen lässt sich durch die Wahl der Partikeldurchmesser der einzelnen Partikelklassen nach Gleichung (6.10) die Anzahl der vorhandenen Partikel folgendermaßen darstellen.

$$A_{p,m} = \frac{1}{2} \cdot A_{p,m-1} \quad (6.11)$$

Für den Massenaustausch zwischen den Kontrollvolumen sind vertikale Transportprozesse verantwortlich. Die Abwärtsbewegung wird von der Sedimentation bestimmt. Die Sedimentationsgeschwindigkeit der Partikel kann nach Van Leussen (1994) gut durch das Stokes'sche Gesetz nach Gleichung (2.8) angenähert werden. Dabei wird von kugelförmigen Partikeln ausgegangen, so dass der Partikeldurchmesser und der Dichteunterschied zwischen Feststoff und Fluid maßgebend sind.





**Abbildung 6.2.** Prinzipielle Zusammenhänge in dem Modell zur Bilanzierung der Vorgänge in der differentiellen Turbulenzsäule

Die Änderung der Konzentration in einem Kontrollvolumen hängt zusätzlich von der Dauer  $\Delta t$  und der Höhe des Kontrollvolumens  $\Delta h_i$  ab.

$$\Delta c_{Sed, i, m, t} = \frac{w_{s, m} \Delta t}{\Delta h_i} \cdot c_{i, m, t-1} \quad (6.12)$$

In dem Bilanzierungsmodell wird die absinkende Masse volumenbezogen auf die einzelnen Partikelklassen verteilt.

Durch die entstehenden Konzentrationsgradienten wird der Transport durch turbulente Diffusion initiiert. Der Transport findet dabei immer in Richtung der niedrigeren Konzentration statt. Da von einem gleichmäßig durchmischten Wasserkörper zu Beginn ausgegangen wird und die Sedimentation nur nach unten gerichtet ist, findet der Transport durch turbulente Diffusion nur nach oben gerichtet statt.

Der Massenfluss durch turbulente Diffusion wird vom Konzentrationsgradienten bestimmt und durch das Fick'sche Gesetz beschrieben

$$J = -D_z \cdot \frac{\Delta c}{\Delta z} \quad (6.13)$$

wobei  $D_z$  der turbulente Diffusionskoeffizient in vertikale Richtung ist. In der differentiellen Turbulenzsäule wird die Verteilung der Turbulenzintensität einer offenen Gerinneströmung nachgebildet. Von daher wurde für den turbulenten Diffusionskoeffizienten  $D_z$  eine Verteilung nach Elder (1959) gewählt, welche für offene Gerinneströmungen entwickelt wurde.

$$D_z = \kappa u_* z \left(1 - \frac{z}{h}\right) \quad (6.14)$$

Aus Gleichung (6.13) und (6.14) ergibt sich der Massenfluss zwischen den Kontrollvolumen aufgrund von turbulenter Diffusion, so dass sich die Konzentrationsänderung in den Partikelklassen eines Kontrollvolumens

$$\Delta c_{Diff, i, m, t} = \frac{J \cdot \Delta t \cdot A_{Diff}}{V_i} \quad (6.15)$$

ergibt. Die Konzentrationsänderung aufgrund des vertikalen Massenflusses aus Sedimentation und turbulenter Diffusion ist demnach

$$c_{i, m, t} = c_{i, m, t-1} - \Delta c_{Diff, i, m, t} + \Delta c_{Diff, i+1, m, t} + \Delta c_{Sed, i, m, t} - \Delta c_{Sed, i-1, m, t} \quad (6.16)$$

Für die mathematische Formulierung der Aggregation und Segregation wurde auf die Grundlagen des Modells von Ditschke & Markofsky (2006) zurückgegriffen, dessen Resultate in Kapitel 6.1 beschrieben sind. Das Modell beruht auf den Arbeiten von Argaman & Kaufman (1970) und Van Leussen (1994). Die Änderung der Konzentration einer Partikelklasse aufgrund von Aggregation und Segregation wird durch Gleichung (6.9) berechnet.

Der Geschwindigkeitsgradient  $G$  charakterisiert die Turbulenz und bestimmt mittels des Entscheidungsfaktors  $P_{FL}$  über die Dominanz von Aggregation oder Segregation. In der Anwendung von Ditschke & Markofsky (2006) wurden die Turbulenzbedingungen durch das integrierte hydronumerische Modell ermittelt. Zum Aufstellen eines Bilanzierungsmodells für die differentielle Turbulenzsäule muss jedoch eine geeignete Verteilung für den Geschwindigkeitsgradienten  $G$  gewählt werden. Nach Nezu & Nakagawa (1993) lässt sich die Energiedissipation  $\epsilon$  für das Turbulenzprofil einer offenen Gerinneströmung, welches in der differentiellen Turbulenzsäule simuliert wird, folgendermaßen beschreiben.

$$\epsilon = \frac{u_*^3}{\kappa h} \frac{1 - z/h}{z/h} \quad (6.17)$$

Eingesetzt in Gleichung (6.1) ergibt sich hieraus die Verteilung des Geschwindigkeitsgradienten für den Fall der offenen Gerinneströmung zur Beschreibung der Turbulenz im Entscheidungsfaktor  $P_{FL}$ . Der Geschwindigkeitsgradient skaliert hierin mit der Sohlschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$ .

$$G = \sqrt{\frac{\frac{u_*^3}{\kappa h} \frac{1-z/h}{z/h}}{\nu}} \quad (6.18)$$

Wie bereits in Kapitel 6.1 erläutert, wird der Massentransport zwischen den Partikelklassen über Effektivitäten gesteuert. Die bei Ditschke & Markofsky (2006) verwendeten Definitionen der Effektivitäten für die Aggregation und Segregation lassen den physikalischen Hintergrund der beiden Prozesse nicht eindeutig erkennen. Ein zeitbezogener Prozessablauf wird durch die Definitionen in Gleichung (6.4) und (6.7) nicht wiedergegeben. Weiterhin stellen die mathematischen Beschreibungen keinen dimensionsreinen Zusammenhang dar.

Aus den genannten Gründen wurden die Effektivitäten für die Aggregation und die Segregation im Bilanzierungsmodell basierend auf den physikalischen Beobachtungen neu definiert. In Kapitel 7 wird vertieft auf die Beobachtungen eingegangen und die Abhängigkeiten werden dargestellt. Aufgrund der Prozessbeobachtungen ergibt sich für die Effektivität der Aggregation eine Abhängigkeit zu der Anzahl der vorhandenen Partikel, welche aus der Massenkonzentration und der Anzahl an Partikeln pro Volumen ermittelt wird. Als Anzahlkonzentration dient die Anzahlverteilung  $A_{p,m}$  für die Partikelklassen  $m$  nach Gleichung (6.11). Je mehr Partikel vorhanden sind, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, dass zwei Partikel zusammenstoßen und ein Aggregat bilden. Damit zwei Partikel zusammenstoßen, ist die Bewegung der Partikel erforderlich. Diese wird durch die Turbulenz induziert und lässt sich durch den Geschwindigkeitsgradienten  $G$  charakterisieren. Weiterhin ist der beobachtete Zeitraum  $\Delta t$  wichtig für die Menge an veränderter Partikelmasse. Je größer das Volumen der Partikel ist, welche ein Aggregat bilden, umso größer ist die Konzentrationsänderung aufgrund der Bildung eines einzelnen Aggregats. Hieraus resultiert eine Abhängigkeit zum Partikeldurchmesser  $d_m$ . Anhand dieser Überlegungen ergibt sich für die Effektivität der Aggregation

$$\epsilon_{floc,m} = K_{1,m} \cdot (P_{FL} - 1) \cdot c_{i,m,t-1} \cdot A_{p,m} \cdot \Delta t \cdot d_m^3 \cdot G \quad (6.19)$$

Die beschriebenen Abhängigkeiten sind in Gleichung (6.19) ergänzt durch den Entscheidungsfaktor  $P_{FL}$  nach Gleichung (6.2). Dieser gibt an, wie dominant die Aggregation gegenüber der Segregation ist, und ist notwendig, da nur das resultierende Verhalten aus Aggregation und Segregation nachgebildet wird. Des Weiteren ist ein sedimentabhängiger Faktor  $K_{1,m}$  in der Beziehung enthalten.

$$K_{1,m} = F_1 \frac{d_{SA}}{d_m} \quad (6.20)$$

Der Faktor  $K_{1,m}$  berücksichtigt, dass kleinere Partikel eine höhere Wahrscheinlichkeit zur Aggregatbildung besitzen. Weiterhin werden durch den Faktor  $F_1$  pauschal die Neigung des Ausgangssediments zur Aggregatbildung, die Sedimentzusammensetzung mit den organischen, wirksamen Bestandteilen sowie die elektrochemischen Verhältnisse der Suspension erfasst.

Anhand ähnlicher Überlegungen ergibt sich für die Effektivität der Segregation eine ähnliche Beziehung wie Gleichung (6.19) mit

$$\epsilon_{break,m} = K_{2,m} \cdot \left( \frac{1}{P_{FL}} - 1 \right) \cdot c_{i,m,t-1} \cdot A_{p,m} \cdot \Delta t \cdot d_m^3 \cdot G \quad (6.21)$$

In Gleichung (6.21) beschreibt der Geschwindigkeitsgradient  $G$  jedoch die zerstörerischen Scherkräfte, welche durch die Turbulenz hervorgerufen werden, und nicht die Partikelbewegung. Wiederum ist ein sedimenttypischer Faktor  $K_{2,m}$  enthalten.

$$K_{2,m} = F_2 \frac{d_m^2}{d_{SA}^2} \quad (6.22)$$

Dieser Faktor berücksichtigt, dass die Segregation bei großen Partikeln stärker stattfindet. Da die Scherkräfte an der Oberfläche der Partikel angreifen, wird anhand dieser der

Faktor  $F_2$  gewichtet. Der Faktor  $F_2$  beinhaltet wieder pauschal die Widerstandsfähigkeit der Aggregate gegenüber der Segregation, was u. a. durch die Sedimentzusammensetzung mit den organischen, wirksamen Bestandteilen und die elektrochemischen Verhältnisse der Suspension beeinflusst wird.

Werden die beschriebenen Einzelprozesse zusammengesetzt, so ergibt sich ein Bilanzierungsmodell für die differentiellen Turbulenzsäule, mit dem sich die Feinsedimentdynamik berechnen lässt. Hierbei wird sowohl der Massenaustausch zwischen einzelnen Kontrollvolumen als auch die Verschiebung der Masse innerhalb der Kontrollvolumen zwischen den Partikelklassen simuliert.

### 6.2.2 Anwendung des Modells zur Bilanzierung der Feinsedimentdynamik in der differentiellen Turbulenzsäule

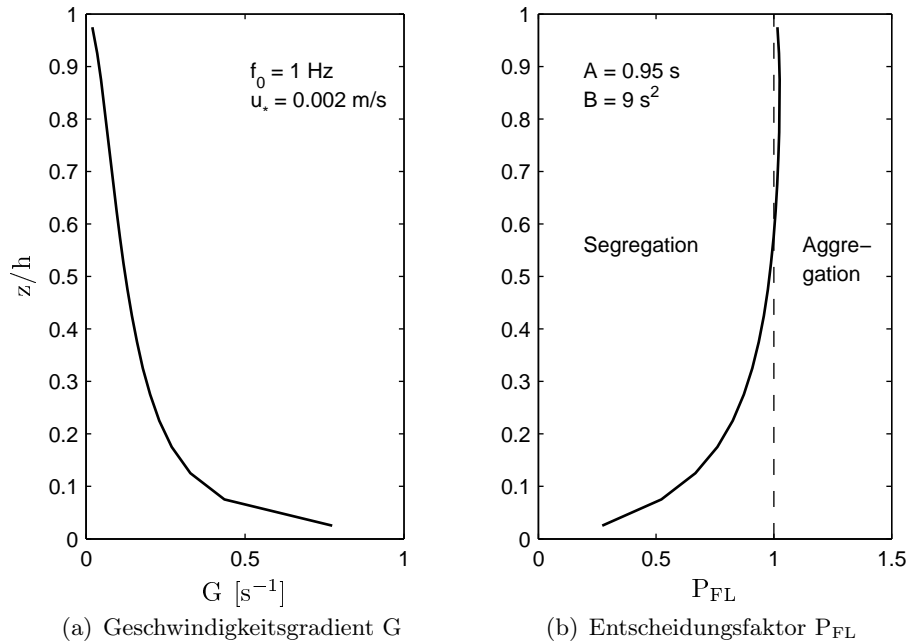
Bei der Anwendung des Bilanzierungsmodells für die Feinsedimentdynamik in der differentiellen Turbulenzsäule wurden die gleichen Randbedingungen wie bei den Experimenten eingesetzt, so dass sich die Ergebnisse vergleichen lassen. Im folgenden werden die Ergebnisse aus dem Modell mit den Messwerten verglichen, welche bei Versuchen mit einer Ausgangskonzentration  $c_0$  von 500 mg/l und bei einer Frequenz des bodennahen Gitters  $f_0$  von 1 Hz gemessen wurden.

Die in Abbildung 6.3 (a) dargestellte Geschwindigkeitsverteilung resultiert aus Gleichung (6.18), wobei für die Sohlschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  nach den Ergebnissen aus Kapitel 4.2 ein Wert von 0.002 m/s eingesetzt wurde. Die Wassertiefe wurde entsprechend den Versuchsbedingungen mit  $h = 1.27$  m angesetzt.

Durch die Wahl der Parameter A und B ergibt sich aus der Verteilung des Geschwindigkeitsgradienten G nach Gleichung (6.2) die Verteilung des Entscheidungsfaktors  $P_{FL}$ . Aufgrund der beobachteten Verhältnisse in der differentiellen Turbulenzsäule wurde  $A = 0.95$  s und  $B = 9$  s<sup>2</sup> gewählt. Hieraus resultiert die in Abbildung 6.3 (b) dargestellte Verteilung, aus der sich erkennen lässt, dass oberhalb von  $z/h = 0.6$  die Aggregation dominiert. Unterhalb dominiert die Segregation.

Für die Berechnung wurde eine Zeitdiskretisierung  $\Delta t = 10$  s gewählt und der Wasserkörper der differentiellen Turbulenzsäule vertikal in 20 Kontrollvolumen unterteilt. Jedes Kontrollvolumen enthält 23 Partikelklassen von 3  $\mu\text{m}$  bis 483.8  $\mu\text{m}$  mit einer Verteilung nach Gleichung (6.10). Die Ausgangsverteilung des Sediments in den Partikelklassen wurde aus den Messdaten entnommen. Um den systembedingten Austrag an Sediment zu simulieren, wie er in Kapitel 5.2 beschrieben ist, wurde im untersten Kontrollvolumen Sedimentation zugelassen und die sedimentierende Masse dem System entzogen. Damit ergibt sich ein zeitlicher Verlauf der Gesamtmasse im Wasserkörper, wie er in Abbildung 6.4 dargestellt ist. Dem Verlauf aus der Modellberechnung sind Messwerte aus der differentiellen Turbulenzsäule gegenüber gestellt.

Wie der Vergleich zeigt, wird die Gesamtmasse im Modell entsprechend den Messdaten abgebildet. Ähnlich verhält es sich mit den Konzentrationsprofilen der Masse in Abbildung 6.5. Zu Beginn des Versuchs bzw. der Simulation herrschen voll durchmischte Verhältnisse, welche besonders durch das Modell klar wiedergegeben werden. Weiterhin lässt sich in den Massenkonzentrationsprofilen ein Knickpunkt in der Höhe  $z/h = 0.6$  erkennen. Dieser



**Abbildung 6.3.** Vertikale Verteilung des Geschwindigkeitsgradienten  $G$  und des Entscheidungsfaktors  $P_{FL}$  bei der Anwendung des Bilanz-Modells

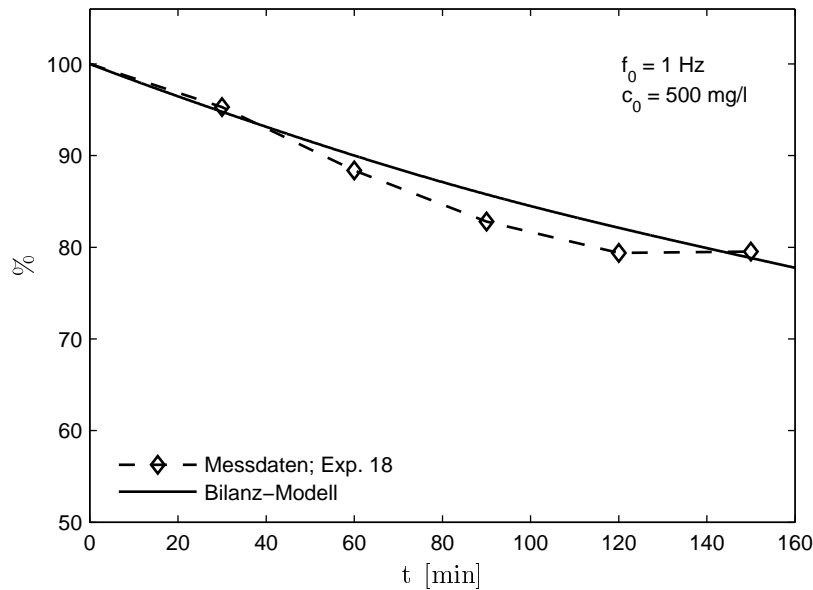
Knickpunkt entsteht durch den Umschlag von dominierender Aggregation zu dominierender Segregation in dieser Höhe. Damit verändern sich die Partikelgrößen besonders in diesem Bereich und damit verbunden auch die Sinkgeschwindigkeiten der Partikel. Im Vergleich zu den Profilen der Messdaten ist zu erkennen, dass der Knickpunkt in den Konzentrationsprofilen in der gleichen Höhe vorzufinden ist. Die Veränderung im Verlauf ist in den Messdaten jedoch kontinuierlicher. Dies bestätigt zum einen die Wahl der Parameter  $A$  und  $B$ , da diese die Lage des Knickpunkts festlegen. Zum anderen stellt dies die Definition des Entscheidungsfaktors  $P_{FL}$  nach Van Leussen (1994) in Frage, um einen kontinuierlicheren Übergang im Modell zu erhalten. Ebenso könnte eine präzisere, nach Partikelgrößen differenzierte Beschreibung der Sinkgeschwindigkeit einen kontinuierlichen Übergang hervorrufen.

An dieser Stelle sei bemerkt, dass die dargestellten Ergebnisse aus dem Modell nur erlangt werden konnten, indem die Stokes'sche Sinkgeschwindigkeit  $w_s$  nach Gleichung (2.8) adaptiv auf einen Wert

$$w_{s, \text{Modell}} = 50 \left( \frac{d_m}{d_{SA}} \right)^{0.4} \cdot w_s \quad (6.23)$$

erhöht wurde. Hierdurch wurde zudem die Differenzierung der Sinkgeschwindigkeit nach der Partikelgröße basierend auf dem Sauterdurchmesser  $d_{SA}$  vergrößert.

Die Gründe für die Erhöhung der Sinkgeschwindigkeit liegen zum einen bei den Annahmen der Sinkgeschwindigkeit nach Stokes. Diese Sinkgeschwindigkeit beschreibt das Absinken eines einzelnen, kugelförmigen Partikels im ruhenden Fluid. In der Turbulenz-



**Abbildung 6.4.** Zeitliche Entwicklung der Gesamtmasse im kompletten Wasserkörper

säule sinken jedoch mehrere, nicht kugelförmige Partikel in einer turbulenten Strömung ab. Somit stellt die Sinkgeschwindigkeit nach Stokes nur eine annähernde Beschreibung der realen Sinkgeschwindigkeit dar. Zum anderen treten hier die in Kapitel 4.3 beschriebenen Sekundärströmung in der differentiellen Turbulenzsäule zum Vorschein. Durch die Sekundärströmungen entsteht ein advektiver Transport von Masse, welche in dem Bilanzierungsmodell nicht berücksichtigt wird. Die Erhöhung der Sinkgeschwindigkeit beinhaltet somit den advektiven Transport der Masse während der Versuche.

Trotz der Anpassung der Sinkgeschwindigkeit zeigt sich in Abbildung 6.5, dass im Bereich der dominierenden Aggregation oberhalb von  $z/h = 0.6$  die Sinkgeschwindigkeit durch das Modell unterschätzt wird. Im Bereich von dominierender Segregation unterhalb von  $z/h = 0.6$  wird die Sinkgeschwindigkeit überschätzt. Dies weist darauf hin, dass die Sinkgeschwindigkeit noch mehr nach der Partikelgröße differenziert werden müsste, da im Bereich der dominierenden Aggregation große Partikel vorzufinden sind, im Bereich der dominierenden Segregation eher kleinere Partikelgrößen vorherrschen.

Weiterhin ist in den Konzentrationsprofilen aus der Modellberechnung in Abbildung 6.5 unterhalb von  $z/h = 0.6$  eine leichte Steigung zu erkennen, welche die Konzentrationsprofile aus den Messdaten nicht aufweisen. Durch eine Anpassung der Verteilung des Diffusionskoeffizienten  $D_z$  könnten die Ergebnisse des Bilanzierungsmodells den Messwerten angenähert werden. Dies würde auch den Verlauf der Konzentrationsprofile oberhalb von  $z/h = 0.6$  positiv beeinflussen.

In Abbildung 6.6 sind die Sieblinien des Sediments nach einer Simulationszeit bzw. Versuchszeit von  $t = 230$  min in der Höhe  $z/h = 0.68$  gegenüber gestellt. Die Sieblinien aus der Berechnung mit dem Bilanzierungsmodell decken sich weitgehend mit den Messergebnissen. Lediglich in den Konzentrationen der Partikelklassen im Bereich von  $15 \mu\text{m}$  kommt es zu einer Überschätzung sowie im Bereich der größten Partikel. Im Be-

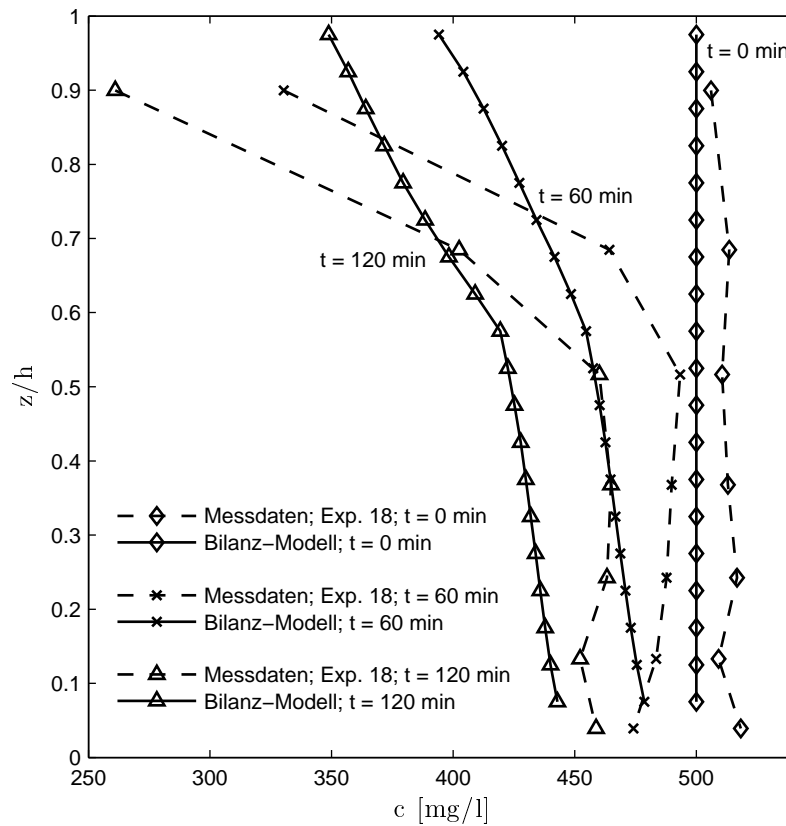
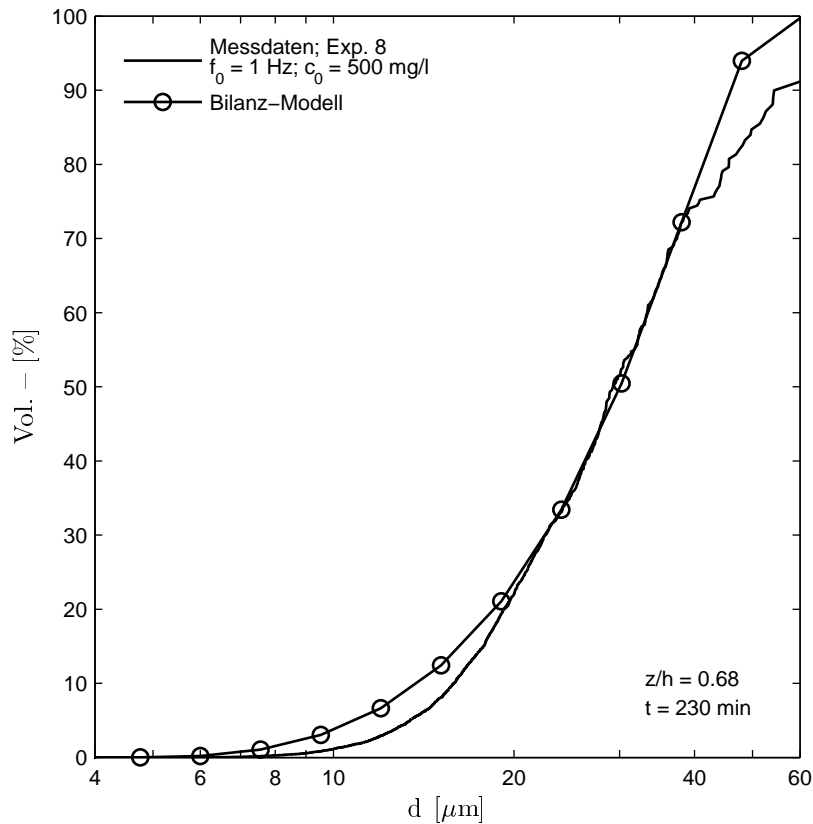


Abbildung 6.5. Vergleich der Konzentrationsprofile

reich der größten Partikel kann die Abweichung, wie in Kapitel 3.2.2 beschrieben, durch die Messgenauigkeit hervorgerufen werden, da die Statistik in diesem Bereich auf wenigen, vermessenen Partikeln beruht. Ebenso wird die Unterteilung der Partikelklassen im Bilanzierungsmodell in diesem Bereich immer größer, so dass eine immer größerer Bereich an Partikelgrößen einer Partikelklasse zugeordnet wird.

Um die Überschätzung der Konzentration im Partikelgrößenbereich von  $15 \mu\text{m}$  zu vermeiden, ist die Effektivität der Aggregation in diesem Bereich anzupassen. Günstiger wäre jedoch, dies über den Entscheidungsfaktor  $P_{FL}$  zu realisieren, da dieser neben der Abhängigkeit vom Geschwindigkeitsgradienten  $G$  noch die Partikelgröße berücksichtigt. Dies bedeutet, dass für jede Partikelklasse in jeder Höhe ein eigener Entscheidungsfaktor zu berechnen wäre. Bisher wird für jede Höhe ein globaler Entscheidungsfaktor herangezogen. Somit findet derzeit in jeder Höhe entweder resultierend Aggregation oder Segregation statt. In der Natur ist es jedoch möglich, dass bei den gleichen Turbulenzbedingungen je nach Stabilität der Aggregate und der Partikelgröße große Aggregate auseinanderbrechen, während Primärpartikel unter den selben Bedingungen Aggregate bilden.

Die zeitliche Entwicklung der Sieblinie lässt sich wie in Kapitel 5.3 durch die Entwicklung des Sauterdurchmessers wiedergeben. Neben der Entwicklung des Sauterdurchmessers aus der Modellberechnung und des korrespondierenden Experiments enthält Abbil-



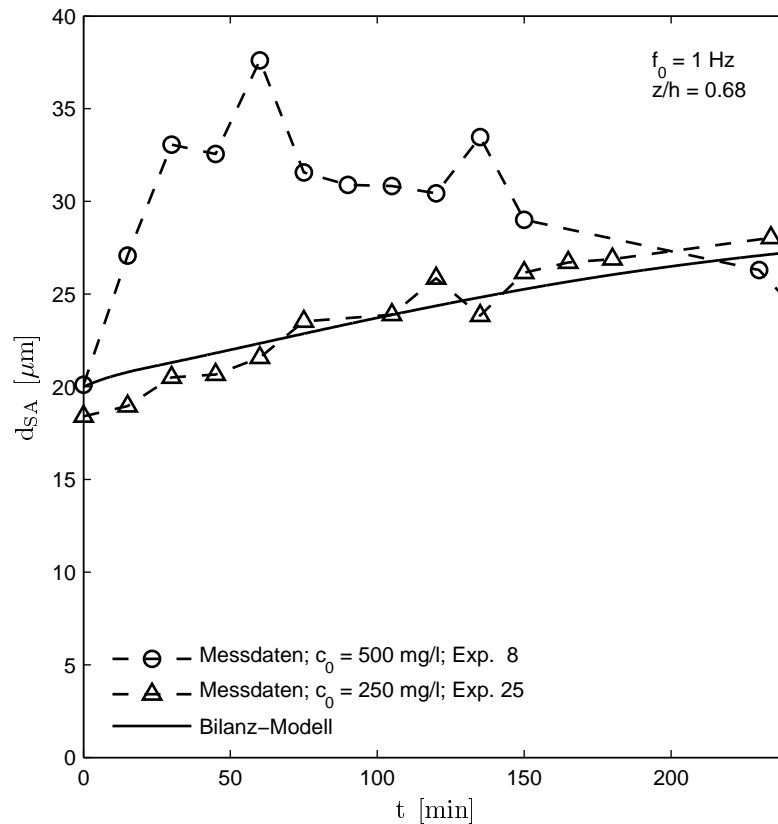
**Abbildung 6.6.** Vergleich der Sieblinien aus der Modellberechnung und den Experimenten nach  $t = 230$  min bei  $z/h = 0.68$

Abbildung 6.7 noch die Entwicklung des Sauterdurchmessers für die halbe Ausgangskonzentration  $c_0$  von 250 mg/l.

Für die Berechnung der dargestellten Entwicklung des Sauterdurchmessers durch das Bilanzierungsmodell wurde der sediment- und umgebungsabhängige Parameter  $F_1$ , welcher in die Aggregationswahrscheinlichkeit nach Gleichung (6.20) eingeht, mit  $F_1 = 24 \cdot 10^9$  gewählt. Der Parameter  $F_2$  in der Segregationswahrscheinlichkeit nach Gleichung (6.22) wurde mit  $F_2 = 1 \cdot 10^7$  angesetzt.

Wie in Abbildung 6.7 zu erkennen ist, vermag es das Bilanzierungsmodell nicht, die dynamische Entwicklung des Sauterdurchmessers aus den Messdaten mit der Ausgangskonzentration  $c_0$  von 500 mg/l wiederzugeben. Wie schon in Kapitel 5.3 erläutert, handelt es sich bei der dargestellten Entwicklung um ein hoch dynamisches Zusammenspiel von verschiedenen Prozessen, welches in den ersten 150 min zu Versuchsbeginn stattfindet. Da danach die Veränderungen im Sauterdurchmesser auf den systembedingten Massenaustrag zurückzuführen sind und dieser im Bilanzierungsmodell berücksichtigt wird, wird durch das Modell ab einem Zeitpunkt von  $t = 150$  min etwa derselbe Sauterdurchmesser errechnet, wie er im Experiment 8 und vergleichbaren gemessen wurde.





**Abbildung 6.7.** Entwicklung des Sauterdurchmessers aus der Modellberechnung und den korrespondierenden Experimenten bei  $z/h = 0.68$

Wie bereits in Kapitel 5.3 gezeigt, konnte das dynamische Zusammenspiel der Einzelprozesse bei einer Ausgangskonzentration  $c_0$  von 250 mg/l nicht beobachtet werden. Aus diesem Grund gibt das Bilanzierungsmodell ziemlich präzise die Entwicklung des Sauterdurchmessers wieder. Da die Berechnung des Sauterdurchmessers unabhängig von der Konzentration ist, zeigt dieser Vergleich die Anwendbarkeit des Bilanzierungsmodells.

Damit mit einem Bilanzierungsmodell das dynamische Zusammenspiel der Einzelprozesse simuliert werden kann, muss die Aggregation und die Segregation getrennt nachgebildet werden. In der vorliegenden Darstellung wurde nur der resultierende Effekt aus Aggregation und Segregation simuliert. Durch die einzelne Nachbildung der beiden Einzelprozesse, wird es möglich, die unterschiedlichen Zeitskalen und Abhängigkeiten der beiden Vorgänge zu berücksichtigen, wie sie auch bei Van Leussen (1994) aufgezeigt sind. Hierdurch entsteht das dynamische Zusammenspiel der Prozesse zu Versuchsbeginn, aus welchem eine maximale Aggregatgröße nach etwa 60 min resultiert. Nachdem nach etwa 150 min sich ein Gleichgewichtszustand zwischen dem Aggregationsprozess und dem dem Segregationsprozess eingestellt hat, entsprechen die Messwerte den Ergebnissen des Bilanzierungsmodells.

Die Dynamik des Bilanzierungsmodells könnte weiter gesteigert werden, indem Aggregate aus verschiedenen Partikelklassen zusammen Aggregate bilden könnten. In der vorliegenden Berechnung konnten nur zwei Partikel aus der gleichen Partikelklasse ein Aggregat bilden.

Die Anwendung des Bilanzierungsmodells nach den Modellgrundlagen aus Kapitel 6.2.1 hat gezeigt, dass das Modell mit den gewählten Ansätzen und Annahmen durchaus in der Lage ist, die Vorgänge der Feinsedimentdynamik in der differentiellen Turbulenzsäule korrekt zu simulieren. Verständlicherweise waren hierzu Anpassungen an die Gegebenheiten des Versuchsaufbaus notwendig. Um die Dynamik des Bilanzierungsmodells der Dynamik der Versuche anzupassen, ist jedoch, wie beschrieben, die Definition eines anderen Entscheidungsfaktors sowie die getrennte Simulation von Aggregation und Segregation notwendig.

## 7. Bewertung der Ergebnisse und Ausblick

### 7.1 Bewertung der Ergebnisse und Übertragbarkeit auf natürliche Verhältnisse

In der Natur spielt die Feinsedimentdynamik eine große Rolle hinsichtlich der Unterhaltung von Gewässern sowie dem Transport adsorbierter Stoffe. Allerdings finden die Prozesse der Feinsedimentdynamik im Gewässer unter dem advektiven Transport durch die mittlere Strömung statt. Für die Vorgänge ist jedoch nicht die mittlere Strömung sondern die überlagerte Turbulenz entscheidend. Um die Prozesse der Feinsedimentdynamik unter Turbulenzeinfluss separieren zu können, wurde die differentielle Turbulenzsäule entwickelt.

In der differentiellen Turbulenzsäule lassen sich, wie in Kapitel 4 gezeigt, die Turbulenzprofile einer offenen Gerinneströmung ohne ausgeprägte, advektive Hauptströmung simulieren. Der Vorteil der differentiellen Turbulenzsäule liegt in der kontrollierten Turbulenzerzeugung, so dass sich die Turbulenzbedingungen in dem Wasserkörper an die natürlichen Bedingungen und deren Veränderungen anpassen lässt.

Für die Kalibrierung des Turbulenzprofils in der differentiellen Turbulenzsäule diente die Beschreibung des Turbulenzprofils einer offenen Gerinneströmung nach Nezu & Nakagawa (1993). Diese Beschreibung basiert auf einem semi-empirischen Ansatz, welcher mit Hilfe einer Vielzahl an Naturuntersuchungen kalibriert wurde. Als Bezugsgröße für die Turbulenzintensität dient die Sohlschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$ . Das in der Turbulenzsäule simulierte Profil ist in der Natur in einer geraden Kanalstrecke mit Regelquerschnitt vorzufinden, wobei die Sohlschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  zur Übertragung der Verhältnisse dient, wie in Kapitel 5.1 ausführlich erläutert. Für die Übertragung des Turbulenzprofils auf natürliche Verhältnisse dienen Abbildung 4.11 und 4.17.

Unter den naturähnlichen Turbulenzbedingungen wurde stationär die Feinsedimentdynamik anhand von drei verschiedenen Sedimenten untersucht. Neben den Turbulenzbedingungen war die Ausgangskonzentration ein variierter Versuchsparameter, wie die Übersicht der Experimente in Tabelle 3.4 zeigt. In den Experimenten wurden Konzentrationen von 61 mg/l bis 1000 mg/l untersucht. Dies entspricht einem typischen Konzentrationsbereich, wie er auch in der Natur vorkommt. Während des Hochwassers im August 2002 in der Elbe wurden bei Magdeburg Schwebstoffkonzentrationen von etwa 40 mg/l und bei Wittenberge etwa 18 mg/l (Engel, 2002) gemessen. Im Missouri River bei Omaha hingegen wurden im Oktober 1951 Schwebstoffkonzentrationen von 100 mg/l bis 2530 mg/l festgestellt (Vanoni, 1975).

Anhand der gemessenen Partikelgrößen und Massenkonzentrationen konnte ein typischer Prozessablauf zu Beginn der Experiment nachgewiesen werden. Ausgehend von einer

voll durchmischten Suspension mit dem aggregatfreien Sediment endet der Prozess in einem Gleichgewichtszustand, welcher typischerweise etwa nach  $t = 100$  min erreicht ist. Dieser Prozessablauf besteht aus dem Zusammenspiel von Aggregation und Segregation sowie den vertikalen Transportmechanismen aus Sedimentation und turbulenter Diffusion. Die jeweiligen Versuchsbedingungen entscheiden über die Rate der Einzelprozesse, so dass sich ein dementsprechender Gleichgewichtszustand einstellt.

Je nach Versuchsbedingungen sind die Ausprägung der Einzelprozesse zu erkennen. Besonders der Aggregationsprozess ist durch die Messung der Partikelgrößen auszumachen, wobei die gemessene Veränderung der Partikelgröße jeweils das Resultat des von der Segregation überlagerten Aggregationsprozesses ist. In den Experimenten wurde beobachtet, dass zwei Versuchsparameter neben den Sedimenteigenschaften den Aggregationsprozess maßgeblich beeinflussen. Zum einen ist die Massenkonzentration ein Maß für die Anzahl der zur Verfügung stehenden Partikel. Über das Volumen des Wasserkörpers  $V_w$  lässt sich die Gesamtmasse an Sediment berechnen. Mit der sedimenttypischen Masse eines Einzelpartikels ergibt sich nach Gleichung (7.1) die Anzahl an verfügbaren Einzelpartikeln  $A_P$ .

$$A_P = \frac{c_0 \cdot V_W}{\rho_S \cdot d_{SA}^3} \quad (7.1)$$

Für die Berechnung der Masse eines Einzelpartikels wurde der Sauterdurchmesser  $d_{SA}$  und die Dichte des Sediments  $\rho_S$  herangezogen. Bezogen auf das Wasservolumen  $V_w$  lässt sich aus der absoluten Partikelanzahl ein Anzahlkonzentration  $c_P$  als Kenngröße bestimmen.

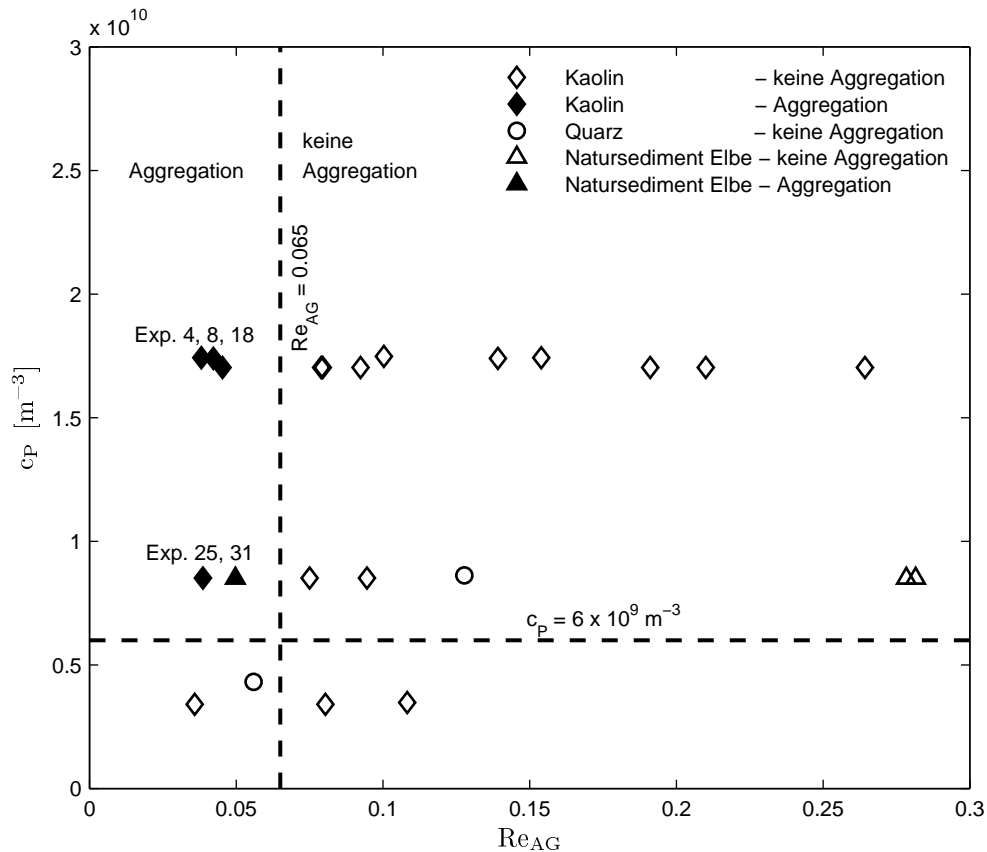
$$c_P = \frac{A_P}{V_W} \quad (7.2)$$

Der andere maßgebliche Einfluss auf das Aggregationsverhalten ist die Turbulenz. Sie wirkt einerseits aggregationsfördernd, indem sie die Bewegung der Partikel und damit die Kollisionswahrscheinlichkeit erhöht. Andererseits erhöht sich mit der Turbulenz auch die Segregationsrate durch Verstärkung der Aggregate angreifenden Scherkräfte (Kapitel 2.4). Der Einfluss der Turbulenz lässt sich durch eine Reynoldszahl ähnlich einer Kornreynoldszahl ausdrücken.

$$Re_{AG} = \frac{u_* \cdot d_{SA}}{\nu} \quad (7.3)$$

Die Aggregationsreynoldszahl  $Re_{AG}$  beinhaltet neben dem Sauterdurchmesser  $d_{SA}$  und der kinematischen Viskosität  $\nu$  auch die Sohlschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$ . Wie bereits oben beschrieben, dient die Sohlschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  zur Übertragung der Turbulenzverhältnisse zwischen der Natur und der differentiellen Turbulenzsäule. Gemäß Gleichung (2.3) nach Nezu & Nakagawa (1993) skaliert die Turbulenzintensität eines Turbulenzprofils einer offenen Gerinneströmung mit der Sohlschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$ . Somit wird durch diesen Parameter die Turbulenzintensität beschrieben.

Werden die durchgeführten Experimenten mit den Versuchsparametern  $c_P$  und  $Re_{AG}$  kategorisiert, so ergibt sich das Bild aus Abbildung 7.1.



**Abbildung 7.1.** Übersicht über die durchgeführten Untersuchungen und die beobachtete Aggregation in Abhängigkeit von der Partikelanzahl und den Turbulenzbedingungen

Aus Abbildung 7.1 wird deutlich, dass zwei Voraussetzungen gegeben sein müssen, damit Aggregation als dominierender Prozess auftritt. Zum einen muss eine Anzahlkonzentration  $c_P$  größer als  $6 \cdot 10^9 \text{ m}^{-3}$  vorhanden sein. Dies entspricht einer absoluten Partikelanzahl von  $A_P = 1.2 \cdot 10^9$  in der differentiellen Turbulenzsäule. Zweitens darf die Aggregationsreynoldszahl  $Re_{AG}$  nicht größer als 0.065 sein. Übertragen auf die Sohlschubspannungsgeschwindigkeit, welche das Turbulenzprofil charakterisiert, bedeutet dies für die untersuchten Sedimente, dass die Sohlschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  kleiner als 0.25 cm/s sein muss. Wurden diese beiden Bedingungen erfüllt, so konnte in der differentiellen Turbulenzsäule die Aggregation als dominierender Prozess beobachtet werden. Für natürliche Verhältnisse können über die Sohlschubspannungsgeschwindigkeit  $u_*$  die mittleren Strömungsgeschwindigkeiten in der Natur, bei denen dauerhafte Aggregation auftritt, auf 2-3 cm/s abgeschätzt werden. Diese geringe mittlere Geschwindigkeit wird nur in Stillwasserbereichen zu finden sein. Von daher dominiert die Aggregation allein wegen der Turbulenzintensität beispielsweise nur in Bühnenfeldern, Häfen, Stauhaltungen, Seitenarmen und Mündungsbereichen.

Auch wenn keine resultierende Aggregation beobachtet wurde, so findet bei den Laborexperimenten zu Versuchsbeginn doch ein typischer Prozessablauf, wie in Kapitel 5.1

beschrieben, statt, welcher in einem Gleichgewichtszustand endet. Die Massenkonzentration und die Turbulenzintensität nehmen neben den Sedimenteigenschaften hierbei eine Kontrollfunktion der Umsatzraten der Einzelprozesse ein. In dem mathematischen Bilanzierungsmodell zur Feinsedimentdynamik werden diese Größen, wie in Kapitel 6.2 beschrieben, in der Effektivität der Aggregation und der Segregation nach Gleichung (6.19) und (6.21) berücksichtigt. Des Weiteren geht die Turbulenzintensität in die turbulente Diffusion nach Gleichung (6.14) ein, sowie der Gradient der Massenkonzentration für die Transportrate durch turbulente Diffusion maßgebend ist. In der Sedimentation ist die Massenkonzentration maßgebend für die Transportrate.

Die beiden beschriebenen und ausführlich untersuchten Parameter Partikelanzahl und Turbulenzintensität wirken somit in den dominierenden Transportmechanismen der Feinsedimentdynamik mit. Dies zeigen auch die Ergebnisse des Bilanzierungsmodells in Kapitel 6.2.2, wodurch der beschriebene Prozessablauf simuliert wird.

Da es sich bei dem Prozessablauf um ein prinzipielles Zusammenspiel der Einzelprozesse handelt, findet dieser ebenso wie in der differentiellen Turbulenzsäule auch in der natürlichen Strömung statt. Hierbei wird er allerdings durch weitere Transportmechanismen wie Advektion und veränderbare Randbedingungen wie Fließquerschnittsänderungen überlagert.

Im Laborexperiment wurde durch die kontrollierten und stationären Bedingungen ein fast stationärer Gleichgewichtszustand erreicht. In der Natur findet in der Zeit, welche notwendig ist, damit das System sich in einem Gleichgewichtszustand einpendelt, der Transport durch die mittlere Strömung statt. In dem Gewässerabschnitt, in welchem das Partikelsystem transportiert wird, können andere Randbedingungen beispielsweise durch eine veränderte Gewässermorphologie oder Sedimentzusammensetzung vorherrschen. Damit muss die Feinsedimentdynamik laufend auf die Veränderung von Einflussparametern reagieren, so dass davon auszugehen ist, dass im natürlichen Fließgewässer kein Gleichgewichtszustand erreicht wird.

Damit ist der Einsatz des Bilanzierungsmodells auf natürliche Gewässer möglich, es müsste jedoch der advective Transport berücksichtigt werden sowie eine entsprechende Anpassung an die veränderlichen Einflussparameter erfolgen.

Auch die Laborexperimente zeigen, dass geringste Veränderungen in den Einflussparametern Auswirkungen auf den Gleichgewichtszustand haben. Durch den systembedingten Massenaustrag (Kapitel 5.2) werden die Einflussparameter verändert und das System der Feinsedimentdynamik reagiert hierauf, so dass in den Laborexperimenten nur ein quasi-stationärer Zustand erreicht wird. Des Weiteren zeigt der Versuch mit Natursediment (Kapitel 5.5), dass bei Veränderung der Turbulenzbedingungen eine deutliche Reaktion erfolgt.

Die Ergebnisse aus den Laborexperimenten, im speziellen die dargestellten Prozesszusammenhänge, lassen sich somit auf die natürlichen Verhältnisse übertragen, wobei über die verfügbare Partikelanzahl und die Aggregationsreynoldszahl Kenngrößen für die Übertragung der Randbedingungen zur Verfügung stehen. Schwieriger gestaltet sich jedoch die Übertragung der Sedimenteigenschaften. Wie die Experimente gezeigt haben, sind Ausprägung und Umsatzraten der Aggregation und Segregation erheblich von den Aggregationseigenschaften der Sedimente abhängig. Da sich die Beschreibung der Aggre-

gationseigenschaften von Sedimenten durch einfache Kenngrößen aufgrund der Vielzahl von Faktoren schwierig gestaltet, ist eine einfache Übertragung der sedimentbezogenen Ergebnisse nicht möglich. Da jedoch der prinzipielle Prozessablauf aufgezeigt wurde, lässt sich dieser durch eine Kalibrierung der sedimentspezifischen Einflüsse anpassen.

## 7.2 Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde gezeigt, dass die Feinsedimentdynamik mit Hilfe der differentiellen Turbulenzsäule simuliert werden kann. Allerdings wurde auch dargestellt, dass das simulierte Turbulenzprofil zwar naturähnliche Situationen wiedergibt, aber dennoch Potential für die Weiterentwicklung aufweist. Im Hinblick auf die Weiterentwicklung des Versuchsaufbaus der differentiellen Turbulenzsäule wäre die Vermeidung der Scherflächen zwischen zwei Gitterpaaren und damit der Maxima im Turbulenzprofil erstrebenswert. Hierfür könnte die Turbulenzerzeugung mit einem einzelnen Gitterpaar erfolgen, welches entweder flexibel ausgeführt wird, so dass unterschiedliche Bewegungen innerhalb des Gitters möglich sind. Oder das Gitterpaar wäre so zu gestalten, dass durch über die Höhe unterschiedliche Maschenweite ein Turbulenzprofil erzeugt wird und nicht wie bisher über unterschiedliche Frequenzen. Ein anderer, viel versprechender Ansatz wäre der Einsatz von Micro-Jets zur Turbulenzerzeugung, welche kontinuierlich über die Höhe anzuordnen sind und sich hierbei gut regeln lassen.

Mit den vorliegenden Ergebnissen hinsichtlich der Feinsedimentdynamik konnte der prinzipielle Prozessablauf aus Aggregation, Segregation, Sedimentation und turbulenter Diffusion erklärt werden. In der Diskussion wurde jedoch jeweils darauf hingewiesen, dass das sedimentabhängige Aggregations- und Segregationsverhalten maßgebend für die Umsatzraten und damit für den Prozessablauf ist. Von daher sollte in weiteren Untersuchungen ein Augenmerk auf die Aggregations- und Segregationscharakteristik unterschiedlicher Sedimenttypen gelegt werden. Hierbei steht die Entwicklung einer parametrischen Beschreibung dieser Sedimenteigenschaft im Vordergrund. Anzumerken gilt hierzu, dass die organischen Bestandteile im Sediment, wie bereits diskutiert, einen nicht unerheblichen Beitrag in Bezug auf die Aggregations- und Segregationscharakteristik leisten und von daher entsprechende Berücksichtigung finden müssen.

Um die Übertragbarkeit der Ergebnisse zwischen natürlichen Bedingungen und dem Laborexperiment quantitativ belegen zu können, sind Vergleichsexperimente durchzuführen. In diesen Experimenten muss darauf geachtet werden, dass die Bestimmung der Partikelgröße und der Massenkonzentration in derselben Art und Weise erfolgt, um systematische Fehler der Messmethode auszuschließen. Da sich die in-situ Messung mit dem In-Line Mikroskop in den Untersuchungen als sehr vorteilhaft erwiesen hat, ist ein Einsatz dieses Verfahrens ebenfalls für Feldversuche an zu denken.

Die aus diesen Experimenten gewonnenen Ergebnisse können in die Formulierung des aufgestellten Bilanzierungsmodells einfließen, so dass durch dessen Weiterentwicklung eine erweiterte Anwendung auf praktische Fragestellungen ermöglicht wird.





## 8. Zusammenfassung

Feinsedimente stellen die kleinste, partikuläre Fraktion der Sedimente. Wegen ihres geringen Gewichts und der großen spezifischen Oberflächen spielen sie bei Fragestellungen hinsichtlich des partikelgebundenen Schadstofftransports und der Gewässerunterhaltung eine wichtige Rolle. Die Feinsedimentpartikel werden leicht umgelagert und mit ihnen an der Oberfläche adsorbierte Stoffe. Zudem verändern die Sedimentpartikel durch Aggregation und Segregation unter der Bildung von Aggregaten ihre Größe. Diese Prozesse beschreiben zusammen mit der turbulenten Diffusion und der Sedimentation die Feinsedimentdynamik.

In der Feinsedimentdynamik induziert die Turbulenz die mechanischen Kräfte, welche auf die Partikel einwirken. In einer natürlichen Gerinneströmung überlagert die sohlinduzierte Turbulenz das mittlere Geschwindigkeitsprofil und bildet dabei selbst ein typisches Turbulenzprofil aus. Um die natürliche Feinsedimentdynamik stationär unter Laborbedingungen untersuchen zu können, wurde eine differentielle Turbulenzsäule entwickelt. In diesem Versuchsaufbau ist es möglich, das Turbulenzprofil einer natürlichen Gerinneströmung nachzubilden, ohne dass dabei Advektion durch die mittlere Strömungsgeschwindigkeit auftritt. Durch die kontrollierte Produktion von Turbulenz über fünf vertikal angeordnete, oszillierende Gitterpaare lässt sich das Turbulenzprofil ähnlich wie in einem Flusslauf verändern und variieren.

Im Zuge der Optimierung der Hydrodynamik in der differentiellen Turbulenzsäule wurde durch Messungen mit Laser-Doppler-Velocimetrie und Particle-Image-Velocimetrie das erzeugte Turbulenzprofil bestimmt. Der gemessene Verlauf des Turbulenzprofils in der Säule entspricht integral betrachtet dem Verlauf in einer offenen Gerinneströmung. In einer natürlichen Gerinneströmung skaliert die Turbulenzintensität mit der Sohl Schubspannungsgeschwindigkeit. In der differentiellen Turbulenzsäule wird die Turbulenzintensität hingegen durch die Betriebsparameter der Gitter bestimmt. Durch Anpassung der Parameter lassen sich naturähnliche Zustände nachbilden und auf einen durch die Sohl Schubspannungsgeschwindigkeit charakterisierten Zustand übertragen.

Die Feinsedimentdynamik wurde in der differentiellen Turbulenzsäule anhand von drei Sedimenten untersucht. Als vereinfachte Modellsedimente wurden Kaolin und Quarz gewählt. Zum Vergleich stand ein Natursediment aus der Elbe zur Verfügung. Neben dem Sedimentmaterial waren die Ausgangskonzentration des Sediments und die Turbulenzbedingungen die wesentlichen, variierten Versuchsparameter. Während der Experimente wurde mit einem In-Line Mikroskop punktuell die Partikelgrößenverteilung gemessen. Gleichzeitig wurde kontinuierlich über eine kalibrierte Trübungsmessung an sieben Positionen die Massenkonzentration bestimmt.

Im Rahmen des Messprogramms wurden Experimente mit einer mittleren Ausgangsmassenkonzentration von 61 mg/l bis zu 1000 mg/l durchgeführt, um den typischerweise in der Natur vorkommenden Bereich abzudecken. Bei den Turbulenzbedingungen wurde ein Spektrum von naturähnlichen Turbulenzverteilungen abgedeckt, welches sich in der Natur durch Sohlschubspannungsgeschwindigkeiten von 0.2 cm/s bis 1.4 cm/s charakterisieren lässt.

Anhand der Versuchsparameter und der beobachteten Ergebnisse lassen sich die durchgeführten Experimente kategorisieren. Hierzu wurde eine Aggregation-Reynoldszahl  $Re_{AG}$  eingeführt und die Anzahl an Partikeln herangezogen. Unter bestimmten Voraussetzungen dominiert in der Feinsedimentdynamik in der differentiellen Turbulenzsäule die Aggregation gegenüber der Segregation. Bezüglich der Anzahlkonzentration  $c_P$  an Feinsedimentpartikeln wurde eine minimale Grenze von  $6 \cdot 10^9 \text{ m}^{-3}$  ermittelt. Dies entspricht in der differentiellen Turbulenzsäule einer absoluten Partikelanzahl von  $A_P = 1.2 \cdot 10^9$ . Gleichzeitig darf die Turbulenzintensität nicht zu groß sein, damit die an die Aggregate angreifenden Scherkräfte nicht zu stark werden. Es wurde nachgewiesen, dass bei Aggregation-Reynoldszahlen  $Re_{AG}$  größer als 0.065 die Turbulenzintensität zu hoch ist, um eine dominierende Aggregation beobachten zu können.

Die einzelnen Ergebnisse aus der Partikelgrößenmessung und der Bestimmung der Massenkonzentration können mit Hilfe von Modellkonzepten zur Feinsedimentdynamik erklärt werden. Die Feinsedimentdynamik setzt sich aus Einzelprozessen und deren Interaktion zusammen. Für den vertikalen Transport in der Wassersäule sind Sedimentation und turbulente Diffusion die verantwortlichen Prozesse. Für die Veränderung der Partikelgröße sorgen Aggregation und Segregation. Je nach Umsatzraten der Einzelprozesse in Abhängigkeit der Randbedingungen stellen sich unterschiedliche Gleichgewichtszustände ein, welche zu den unterschiedlichen, gemessenen Ergebnissen und Prozessabläufen führen.

Das Zusammenspiel der Einzelprozesse wurde in ein mathematisches Modell zur Bilanzierung der Feinsedimentdynamik übertragen. Mit Hilfe dieses Modells konnten die Ergebnisse aus den Messungen nachvollzogen werden. Wenn die Aggregation dominierend auftritt, weisen die Experimente allerdings zu Beginn ein dynamisches Zusammenspiel der Einzelprozesse auf, welches sich mit den gewählten Ansätzen nicht abbilden lässt. So verdoppelt sich die Partikelgröße in den Experimenten in den ersten 60 min, welche nach 150 Minuten eine Gleichgewichtgröße erreicht. Diese ist etwas größer als die Ausgangsgröße der Partikel. Das beobachtete Phänomen lässt sich neben den unterschiedlichen Zeitskalen für Aggregation und Segregation hauptsächlich mit der Ausbildung eines Massenkonzentrationsprofils in diesem Zeitraum erklären.

Weiterhin wurde anhand der Ergebnisse aus der Partikelgrößenmessung und der Bestimmung der Massenkonzentration festgestellt, dass das Sedimentmaterial einen wesentlichen Einflussparameter auf die Umsatzraten der Einzelprozesse darstellt. Mit dem Natursediment wurden deutlich höhere Aggregationsraten ermittelt als mit den Modellsedimenten. Hierfür werden die organischen Bestandteile, vor allem die Biofilme, verantwortlich gemacht, welche durch ihre Klebrigkeit die Festigkeit von Aggregaten erhöhen und zudem noch die Aggregationswahrscheinlichkeit der Partikel vergrößern. In das mathematische Bilanzmodell fließt die Aggregationseigenschaft des Sediments lediglich über

einen einzelnen Sedimentfaktor ein, da bisher keine parametrische Charakterisierung der Aggregationseigenschaft von Sedimenten besteht.

Anhand der Untersuchung der Feinsedimentdynamik in der differentiellen Turbulenzsäule wurden unter Laborbedingungen die stattfindenden Prozessabläufe herausgestellt, so dass sich ein auf die Natur übertragbares Bild der Feinsedimentdynamik ergibt. Die Ergebnisse sind in das mathematische Bilanzierungsmodell eingeflossen, welches einen Einblick in den Prozessablauf ermöglicht. Insgesamt konnte der Gesamtprozess der Feinsedimentdynamik unter Turbulenzeinfluss anhand der Untersuchungen detailliert beschrieben werden. Der Schwerpunkt lag dabei auf den Prozessen und dem Zusammenspiel von Aggregation und Segregation.



# Literaturverzeichnis

- Aberle, J., Nikora, V. & Walters, R. (2006). Data interpretation for in situ measurements of cohesive. *Journal of Hydraulic Engineering*, **132**(6), 581–588.
- Argaman, Y. & Kaufman, W. J. (1970). Turbulence and flocculation. *Journal of Sanitary Engr. Div.*, **96**(2), 223–241.
- Atteia, O., Mondì, C. & Perret, D. (2001). Aggregation rates of natural particle populations. *Water Research*, **35**(10), 2429–2434.
- Bennett, S. J. & Best, J. L. (1995). Particle size and velocity discrimination in a sediment-laden turbulent flow using phase doppler anemometry. *Journal of Fluids Engineering*, 505–511.
- Bezzola, G. R. (2002). *Fliesswiderstand und Sohlenstabilität natürlicher Gerinne unter besonderer Berücksichtigung des Einflusses der relativen Überdeckung*. Dissertation, Versuchsanstalt für Wasserbau, Hydrologie und Glaziologie, ETH-Zürich.
- Bos, W. J. T., Touil, H., Shao, L. & Bertogl, J.-P. (2004). On the behavior of the velocity-scalar cross correlation spectrum in the inertial range. *Physics of Fluids*, **16**(10), 3818–3823.
- Brumley, B. H. & Jirka, G. H. (1987). Near-surface turbulence in a grid-stirred tank. *Journal of fluid mechanics*, **183**.
- Brunk, B., Weber-Shirk, M., Jensen, A., Jirka, G. & Lion, L. W. (1996). Modeling natural hydrodynamic systems with a differential-turbulence column. *Journal of hydraulic engineering*, **7**(122), 373–380.
- Brunk, B. K., Koch, D. L. & Lion, L. W. (1998). Observations of coagulation in isotropic turbulence. *Journal of fluid mechanics*, **371**.
- Bundesministerium für Verkehr, Bau- und Wohnungswesen (2004). Nassbaggerstrategien in Deutschland. Wirtschaftlich und umweltverträglich. URL: [www.dredging-in-germany.de](http://www.dredging-in-germany.de).
- Camp, T. R. & Stein, P. C. (1943). Velocity gradients and internal work in fluid motion. *J. of the Boston Society of Civil Engineers*, **4**(20), 219–237.
- Casson, L. W. & Lawler, D. F. (1990). Flocculation in turbulent flow: Measurement and modeling of particle size distributions. *AWWA Journal*, **8**.
- Cleasby, J. L. (1984). Is velocity gradient a valid turbulent flocculation parameter? *Journal of Environmental Engineering*, **110**(5, October), 875–897.
- Cromwell, T. (1960). Pycnoclines created by mixing in an aquarium tank. *Journal of Marine Research*, **18**, 73.
- de Brouwer, J., Bjelic, S., de Deckere, E. & Stal, L. (2000). Interplay between biology and sedimentology. (biezelingse ham, westerschelde, the netherlands). *Continental Shelf Research*, (20), 1159–1177.

- De Silva, I. P. D. & Fernando, H. J. S. (1994). Oscillating grids as a source of nearly isotropic turbulence. *Physics of fluids*, **6**(7), 2455–2464.
- Ditschke, D. & Markofsky, M. (2006). Modelle für die Feinsedimentdynamik in Hafenbecken und Hafeneinfahrten unter Berücksichtigung der Feinstruktur der Strömungs- und Transportprozesse. In U. Förstner, Hg., *Schlussbericht BMBF-Verbundprojekt SEDYMO "Feinsedimentdynamik und Schadstoffmobilität in Fließgewässern"*.
- Ditschke, D. & Markofsky, M. (2007). A non-equilibrium, multi-class flocculation model. In B. Westrich & U. Förstner, Hg., *Sediment Dynamics and Pollutant Mobility in Rivers*. Springer, 1. Aufl.
- Dreher, T. (2005). *Selektive Sedimentation von Feinstschwebstoffen in Wechselwirkung mit wandnahen turbulenten Strömungsbedingungen*. Dissertation, Institut für Wasserbau, Universität Stuttgart.
- DVWK (1997). *Wasserwirtschaftliche Bedeutung der Festlegung und Freisetzung von Nährstoffen durch Sedimente in Fließgewässern. Heft 115*. DVWK-Schriften, Deutscher Verband für Wasserwirtschaft und Kulturbau e. V. (DVWK).
- Elder, J. W. (1959). The dispersion of marked fluid in turbulent shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, (5), 544–560.
- Engel, H. (2002). *Das Auguthochwasser 2002 im Elbegebiet*. Bericht, Bundesanstalt für Gewässerkunde.
- Fengler, G., Köster, M. & Meyer-Reil, L.-A. (2006). Mikrobielle Stoffumsätze an resuspendierten Sedimenten. In U. Förstner, Hg., *Schlussbericht BMBF-Verbundprojekt SEDYMO "Feinsedimentdynamik und Schadstoffmobilität in Fließgewässern"*.
- Flemming, H.-C. & Wingender, J. (2001). Biofilme - die bevorzugte Lebensform der Bakterien. Flocken, Filme, Schlämme. *Biologie in unserer Zeit*, **31**(3), 169–180.
- Förstner, U. (2006). *Schlussbericht BMBF-Verbundprojekt SEDYMO. Feinsedimentdynamik und Schadstoffmobilität in Fließgewässern*. Abschlussbericht, TU Hamburg-Harburg.
- Gratiot, N., Michallet, H. & Mory, M. (2005). On the determination of the settling flux of cohesive sediments in a turbulent fluid. *Journal of geophysical research*, (C06004), 1–10.
- Gust, G. & Müller, V. (1997). Interfacial hydrodynamics and entrainment functions of currently used erosion devices. *Cohesive Sediments*, 149–174.
- Han, M. & Lawler, D. F. (1992). The (relative) insignificance of  $g$  in flocculation. *Journal of the American Water Works Association*, **84**(10), 79–91.
- Herlina (2005). *Gas Transfer at the Air-Water Interface in a Turbulent Flow Environment*. Dissertation, Institut für Hydromechanik, Universität Karlsruhe.
- Hofmann, T., Baumann, T., Bundschuh, T., v.d. Kammer, F., Leis, A., Schmitt, D., Schäfer, T., Thieme, J., Trotsche, K.-U. & Zänker, H. (2003). Aquatische Kolloide I: Eine Übersichtsarbeit zur Definition, zu Systemen und zur Relevanz. *Grundwasser*, **8**(4), 203–212.
- Hopfinger, E. J. & Toly, J. A. (1976). Spatially decaying turbulence and its relation to mixing across density interfaces. *Journal of fluid mechanics*, **78**(1), 155–175.
- Hopkins, D. C. & Ducoste, J. J. (2003). Characterizing flocculation under heterogeneous turbulence. *Journal of colloid and interface science*, **2003**(1), 184–194.

- Kühn, G. (2000). *PIV und PTV im Strömungslabor: Erfassung von Oberflächengeschwindigkeiten mit Ganzfeldmessverfahren*. Diplomarbeit, Institut für Hydromechanik, Universität Karlsruhe.
- Li, X. & Logan, B. (1997). Collision frequencies of fractal aggregates with small particles by differential sedimentation. *Environmental Science and Technology*, **31**(4), 1229–1236.
- Maggi, F. (2005). *Flocculation dynamics of cohesive sediment*. Dissertation, Delft University of Technologie.
- Malcherek, A., Markofsky, M. & Zielke, W. (1995). Numerical modelling of settling velocity variations in estuaries. *Advances in Limnology*, **47**, 353–362.
- Matsunaga, N., Sugihara, Y., Komatsu, T. & Masuda, A. (1999). Quantitative properties of oscillating-grid turbulence in a homogeneous fluid. *Fluid Dynamics Research*, **25**(3), 147–165.
- McAnally, W. H. & Mehta, A. J. (2000). Aggregation rate of fine sediment. *Journal of Hydraulic Engineering*, **126**(12), 883–892.
- McCave, I. N. (1984). Size spectra and aggregation of suspended particles in the deep ocean. *Deep-Sea Research*, **31**(4).
- Mehta, A. J., Hayter, E. J., Parker, W. R., Krone, R. B. & Teeter, A. M. (1989). Cohesive sediment transport. i: Process description. *Journal of Hydraulic Engineering*, **115**(8), 1076–1093.
- Michallet, H. & Mory, M. (2004). Modeling of sediment suspensions in oscillating grid turbulence. *Fluid Dynamic Research*, (35), 87–106.
- Muste, M. & Patel, V. (1997). Velocity profiles for particles nad liquid in open-channel flow with suspended sediment. *Journal of Hydraulic Engineering*, **23**(9), 742–751.
- Nezu, I. & Nakagawa, H. (1993). *Turbulence in Open-Channel Flows*. IAHR Monograph Series. A. A. Balkema, 1. Aufl.
- Nihei, Y. & Yamasaki, Y. (2005). Monitoring method on pick-up rate of sediments in rivers. In *Proc. 8th Intercoh*.
- Nokes, R. (1988). On the entrainment rate across a density interface. *Journal of Fluid Mechanics*, (188), 185–2004.
- Paterson, D. (1997). Biological mediation of sediment erodibility: ecology and physical dynamics. *Cohesive Sediments*, 215–229.
- Pelzer, J., Laier, W., Fuchs, E. & Grünwald, K. (2005). *Bewertungskriterien für die Unterbringung von Baggergut an Land*. Bericht, Bundesanstalt für Gewässerkunde.
- Pope, S. B. (2000). *Turbulent Flows*. Cambridge University Press, 1. Aufl.
- Raffel, M., Willert, C. E. & Kompenhans, J. (1998). *Particle image velocimetry. A Practical Guide*. Springer.
- Rotta, J. C. (1972). *Turbulente Strömungen. Eine Einführung in die Theorie und ihre Anwendung*. Teubner.
- Rouse, H. (1936). Modern conceptions of the mechanics of fluid turbulence. *American Society of Civil Engineers-Transactions*, (paper No. 1965), 52–132.
- Ruck, B. (1987). *Laser-Doppler-Anemometrie*. AT-Fachverlag.
- Schulz, H. E., Janzen, J. G. & Souza, K. C. d. O. (2006). Experiments and theory for two grids turbulence. *Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering*, **28**(2), 216–223.

- Schweim, C. (2005). *Modellierung und Prognose der Erosion feiner Sedimente*. Dissertation, Technische Hochschule Aachen.
- Shy, S. S., Tang, C. Y. & Fann, S. Y. (1997). A nearly isotropic turbulence generated by a pair of vibrating grids. *Experimental thermal and fluid science: internat. journal of experimental heat transfer, thermodynamics and fluid mechanics ; ETF science*, **14**(3).
- Smoluchowski, M. (1917). Versuch einer mathematischen Theorie der Koagulationskinetik kolloider Lösungen. *Zeitschrift für physikalische Chemie*, (92), 129–168.
- Spicer, P. T., Pratsinis, S. E., Raper, J., Amal, R., Bushell, G. & Meesters, G. (1998). Effect of shear schedule on particle size, density, and structure during flocculation in stirred tanks. 26–34.
- Spork, V., Ruland, P., Schneider, B. & Köngeter, J. (1995). Das Kreisgerinne, ein Gerät zur Untersuchung der Transportvorgänge feiner Sedimente. *Die Wasserwirtschaft*, **85**(10), 480–484.
- Srdic, A., Fernando, H. J. S. & Montenegro, L. (1996). Generation of nearly isotropic turbulence using two oscillating grids. *Experiments in fluids*, **20**(5), 395–397.
- Stolzenbach, K. D. & Elimelech, M. (1994). The effect of the particle density on collisions between sinking particles: implications for particle aggregation in the ocean. *Deep Sea Reserch I*, **41**(3), 469–483.
- Strathmann, M., Griebe, T. & Flemming, H.-C. (2001). Agarose hydrogels as eps models. *Water Science and Technology*, **43**(6), 169–175.
- Tennekes, H. & Lumley, J. L. (1972). *A First Course in Turbulence*. MIT Press, 18. Aufl.
- Thompson, S. M. & Turner, J. S. (1975). Mixing across density interface due to turbulence generated by an oscillating grid. *Journal of fluid mechanics*, **67**, 349–368.
- Turner, J. S. (1968). The influence of molecular diffusivity on turbulent entrainment across a density interface. *Journal of Fluid Mechanics*, **23**, 639.
- Van Leussen, W. (1994). *Estuarine macroflocs and their role in fine-grained sediment transport*. Dissertation, Universiteit van Utrecht.
- van Leussen, W. (1997). The kolmogrov microscale as a limiting value for the floc sizes of suspended fine-grained sediments in estuaries. *Cohesive Sediments*, 45–62.
- Vanoni, V. A. (1975). *Sedimentation Engineering*. ASCE-manuals and reports on engineering practice. ASCE.
- Villermaux, E., Sixou, B. & Gagne, Y. (1995). Intense vortical structures in grid-generated turbulence. *Physics of fluids: a publication of the American Institute of Physics (AIP)*, **7**(8), 2008–2013.
- von Carmer, C. F., Koch, T. & Jirka, G. H. (2000). Großräumige Wirbelstrukturen in turbulenter Flachwasserströmung. Institutsbericht.
- Wang, Z. & Dittrich, A. (1992). A study on problems in suspended sediment transportation. In R. A. Falconer, K. Shiono & R. G. Matthew, Hg., *Proc. of the 2nd International Conference on Hydraulic and Environmental Modelling of Coastal, Estuarine and River Waters*, Bd. 2.
- Weitbrecht, V., Kühn, G. & Jirka, G. H. (2002). Large scale PIV-measurements at the surface of shallow water flows. *Flow Measurement and Instrumentation*, **13**(5-6), 237–245.



- Westrich, B., Schmid, G. & Witt, O. (2003). *Comprehensive Investigation on cohesive Sediment Erodibility by Field and Laboratory Experiments*. 30. IAHR Congress: Water Engineering and Research in a Learning Society.
- Widdows, J., Brinsley, M. D., Salkeld, P. N. & Elliott, M. (1998). Use of annular flumes to determine the influence of current sediment-water interface. *Estuarine Research Federation*, **21**(4a), 552–559.
- Wingender, J., Strathmann, M., Rode, A., Flemming, H.-C. & Kuß, H.-M. (2001). Extrazelluläre polymere Substanzen in Biofilmen. *CLB Chemie in Labor und Biotechnik*, **52**(2), 44–47.
- Winterwerp, J. C. (1999). *On the dynamics of high-concentrated mud suspensions*. Dissertation, Delft University of Technology.
- Witt, O. (2004). *Erosionsstabilität von Gewässersedimenten mit Auswirkung auf den Stofftransport bei Hochwasser am Beispiel ausgewählter Stauhaltungen des Oberrheins*. Dissertation, Institut für Wasserbau, Universität Stuttgart.
- Yan, J., Cheng, N.-S., Tang, H.-W. & Tan, S. K. (2007). Oscillating grid-turbulence and its applications: a review. *Journal of hydraulic research*, **45**(1), 26–32.

Feinsedimente bieten aufgrund ihrer großen spezifischen Oberfläche ein großes Potential zur Adsorption von Schad- und Nährstoffen und werden dabei in großer Menge mit der Strömung transportiert. Währenddessen unterliegen die Feinsedimente einem dynamischen Prozessablauf, welcher die Sedimenteigenschaften verändern kann. Die treibenden Kräfte in der Feinsedimentdynamik werden dabei durch die Turbulenz in der Strömung induziert.

In der vorliegenden Arbeit wurde mit der Entwicklung einer differentiellen Turbulenzsäule das advektionsfreie Turbulenzprofil einer offenen Gerinneströmung im Labor nachgebildet. Hierin konnten die Prozesse der Feinsedimentdynamik nachgebildet und gemessen werden. Die Ergebnisse beschreiben den Prozessablauf in der Feinsedimentdynamik und dienen als Grundlage für die Entwicklung und Validierung eines Modells zur Bilanzierung der Feinsedimentdynamik in der Wassersäule.