Die Küste, 79 (2012), 53-81

Über Strömungsmodelle auf unstrukturierten Gitternetzen zur Simulation der Dynamik von Flüssigschlick

Aron Roland, Christian Ferrarin, Debora Bellafiore, Yinglong Joseph Zhang, Mathieu Dutour Sikric, Ulrich Zanke und Georg Umgiesser

Zusammenfassung

Aufgrund der schnellen Entwicklung der Schiffsgrößen der internationalen Seeschifffahrt und dem ständig steigenden Bedarf an größeren Wassertiefen im Anfahrtsweg der Seehäfen, ist der max. mögliche Tiefgang an der deutschen Nordseeküste ein wesentlicher Standortfaktor geworden, der nur durch Tiefenanpassungen und nachfolgende Unterhaltung der Zufahrtswege dauerhaft erhalten werden kann. Von den etwa 45 Mio. m³ Baggergut, die in Deutschland in den letzten Jahren jährlich durch Naßbaggerungen bewegt wurden, fielen etwa 90 % im Bereich der Nordseeküste und der zughörigen Tideflüsse an. Insbesondere im Süß-Salzwasser-Mischbereich, der Brackwasserzone, entsteht ein spezielles organisches Sediment, nämlich der Schlick. (WURPTS 2010). Dieser bildet im Wasserkörper Flocken, welche eine sehr geringe und zudem mit der lokalen Sedimentkonzentration und den lokalen Strömungsbedingungen variierende Sinkgeschwindigkeit aufweisen (z. B. VAN DER LEE 2000). Hierdurch setzen sich der suspendierte Flüssigschlick insbesondere in strömungsberuhigten Zonen oder beim Wechsel der Fließrichtung, den sogenannten Kenterzeiten, ab. Die Sedimentkonzentration an der Sohle kann dabei so hoch werden, dass man von Flüssigschlick (Fluid Mud) spricht, der deutlich andere Fließeigenschaften aufweist, als das darüber befindliche Wasser mit suspendiertem Schlick (WURPTS 2010). Aus diesen Grund wurde im Rahmen des Vorhabens 03KIS065 das FLMUD Softwaremodul entwickelt und in zwei weit verbreitete Strömungsmodelle (SELFE, ZHANG et al. 2008) und SHYFEM (UMGIESSER et al. 2004) implementiert. Das neu entwickelte Softwaremodul wurde an verschiedenen synthetischen Testfällen qualitativ getestet. Schlickproben, die aus der Ems entnommen wurden, sind im Rheometer untersucht worden und Anpassungsfunktionen für die Schubspannung in Abhängigkeit von Scherrate und Dichte wurden angepasst, um diese im Strömungsmodell zu nutzen. Während der Projektbearbeitung wurde deutlich, dass ohne eine effiziente Parallelisierung der Strömungsmodelle, keine effiziente Simulation der Flüssigschlickdynamik in Naturräumen möglich ist. Folglich wurde in Anlehnung an die Parallelisierung im SELFE Modell eine allg. Softwarebibliothek entwickelt (PDLIB), die zur Parallelisierung von numerischen Modellen, die auf unstrukturierten Gittenetzen rechnen, genutzt werden kann. Die Implementierung in SHYFEM ist fortlaufend. Beide Modelle, SELFE und SHYFEM, wurden mit dem Seegangsmodell WWMII (Wind-Wellenmodell II, ROLAND 2008) gekoppelt, so dass die Wellen Strömungs-Interaktionen berücksichtigt werden können, was in Küstenräumen eine wichtige Belastungsgröße für die Sedimentdynamik sein kann. Die Implementierung von WWMII und FLMUD in SELFE ist vollständig parallelisiert und kann auf Großrechenanlagen effizient eingesetzt werden.

Schlagwörter

Flüssigschlick, 3D numerische Modelle, unstrukturierte Gitternetze, Rheologie

Summary

Due to the rapid development of ship sizes in the last decades and the increasing floating depths, sufficient water depths have become an important location factor, which can be obtained permanently only by deep adjustments and subsequent maintenance of the access shipways . All in all about 45 million cubic meters of dredged material are moved in Germany in annually by dredging from which about 90 % are dredged at the North Sea coast and the associated tidal rivers (WURPTS 2010). In particular, in freshwater saltwater mixing zone, the brackish water zone creates continuously special sediment with a considerable amount of organic matter, namely the fluid mud. Fluid mud forms flocks in the water body, which have a very small settling velocity that depends on the local sediment concentration as well as the local flow conditions (eg VAN DER LEE 2000). This results in this constellation in sedimentation in flow-reduced zones, or when the flow is changing the direction. The concentration of sediment at the bottom can reach such high that it is called fluid mud and has significantly different flow properties, as the above it water with suspended sediment (WURPTS 2010). During the project 03KIS065, the FLMUD module has been developed and integrated into two widely used flow models, which are SELFE (VIMS, Yinglong Joseph Zhang) and SHYFEM (ISMAR-CNR, Georg Umgiesser). The newly developed software module was tested qualitatively in various synthetic test cases. Rheological mud probes from different measurements sites from the Ems were examined and fitting functions for the shear stress have been derived in dependence of shear rate and mud density. During the project processing, it became clear that without an efficient parallelization, no efficient simulation of fluid mud dynamics is possible in natural areas. Consequently, based on the parallelization model SELFE a general software library was developed (PDLIB) that can be used for parallelization of numerical models that work on unstructured meshes. The implementation in SHYFEM of this module is ongoing. Both models, and SHYFEM and SELFE are coupled with the wave model WWMII (wind-wave model II, ROLAND 2008), so that that the wave-current interactions can be taken into account, which can be important for the sediment dynamics. The implementation of WWMII and FLMUD in SELFE is fully parallelized and can be used on large computer systems efficiently.

Keywords

fluid mud, three-dimensional numerical model, cohesive sediment suspension, rheology

Inhalt

1 Einleitung 55
2 Wissenschaftlicher und technischer Stand 56
3 Das FLMUD Modul 57
3.1 Grundgleichungen 57
3.2 Flockenbildung und Zerfall 60
3.3 Sinkgeschwindigkeit 61
3.4 Rheologie 62

3.5 Seegangseinfluss 68
4 Anwendung der Modelle 70
4.1 Stabile Schichtung und vollständige Durchmischung 71
4.2 Gravitationsbedingtes fließen von Flüssigschlick 74
4.3 Erste Anwendungen an der Ems 77
5 Schlussfolgerung 78
6 Schriftenverzeichnis 79

1 Einleitung

Um die Unterhaltungskosten an den Tideflüssen zu minimieren, wäre es von großem Vorteil, wenn die Dynamik von Flüssigschlicken berechenbar wäre. Die hydrodynamische Situation in den teildurchmischten Ästuaren der deutschen Nordseeküste wird geprägt durch die komplexen Interaktionen der gezeiteninduzierten Strömungen mit Dichte- und Schichtungseffekten, die räumlich und zeitlich sehr unterschiedlichen Skalen ablaufen. Der dominanteste Einfluss auf die Wasserbewegung ist die gezeiteninduzierte Bewegung des Wasserkörpers, die aus den zyklischen Wasserstandsschwankungen am seeseitigen Rand des Ästuars resultiert. Ein anderer wesentlicher Einfluss ergibt sich aus der Einmischung des Oberwasserzuflusses in das salzige Wasser, das aus der offenen See eindringt. In einem gezeitenfreien Ästuar stellt sich eine konstante Schichtung des Süß- und des Salzwassers ein, da sich das salzhaltige Meerwasser aufgrund der Schwerkraft unter das zuströmende Oberwasser drängt. Die Anwesenheit der gezeiteninduzierten Strömungen bewirkt jedoch eine verstärkte Durchmischung der Wassersäule, welche während der maximalen Strömungsgeschwindigkeiten die durch die Schwerkraft stabilisierte Schichtung überwindet. Eine ausgesprochene Schichtung stellt sich im deswegen als teildurchmischt bezeichneten Ästuar demnach nur um die Kenterpunkte herum ein, wenn die dann geringen Strömungsgeschwindigkeiten keine Durchmischung bewirken können. Da der Bereich mit hinreichend starker Strömung analog zur Ausbreitung der Tidewelle ständig durch das Ästuar wandert, führt der beschriebene lokale Schichtungsprozeß auf einer deutlich größeren räumlichen Skala zur sogenannten vertikalen baroklinen Zirkulation. Hierbei setzt die Kenterung zur Flut sohlnah zuerst ein, während die Ebbestromkenterung an der Oberfläche beginnt (WURPTS 2010).

Ziel des beantragten Vorhabens war, durch die Erweiterung eines morphodynamisch-numerischen Modells, eine verbesserte Berücksichtigung des Einflusses hochkonzentrierter Suspensionen kohäsiven Materials auf die lokale Strömungsdynamik zu erzielen. Im Rahmen des Forschungsprojektes wurde, in Kooperation mit ISMAR-CNR in Venedig, das Strömungsmodell SHYFEM (UMGIESSER 1995, 1997, 2004) erweitert, um die Dynamik von Flüssigschlick abbilden zu können. Dies wurde erreicht, indem einerseits ein rheologisches Modell implementiert wurde, welches die nicht-Newtonschen Eigenschaften von Flüssigschlick mit Hilfe unterschiedlicher Viskositätsmodelle darstellt und das Strukturverhalten und somit die thixotropen Eigenschaften des Flüssigschlicks berücksichtigt. Weiterhin wurde die Rückkopplung der infolge des Flüssigschlicks hohen Dichte mit dem Strömungsmodell und der Einfluss der starken Konzentrationsgradienten auf den turbulenten Austausch wird im Turbulenzmodell berücksichtigt. Die implementierten Erweiterungen wurden in einer Reihe von synthetischen Testfällen

zunehmender Komplexität untersucht. Zusätzlich wird in SHYFEM und SELFE, durch Kopplung mit dem Seegangsmodell WWMII (ROLAND et al. 2009, 2012), die Wellen-Strömungsinteraktionen abgebildet, was für die Sedimentdynamik wichtig sein kann.

2 Wissenschaftlicher und technischer Stand

Mit der Verfügbarkeit von schnelleren und effizienteren Hochleistungsrechnern ist die numerische Modellierung der Morphodynamik ein wesentlicher Bestandteil des Küsteningenieurwesens geworden. Verschiedene Software-Plattformen stehen den Ingenieuren und Wissenschaftlern zur Verfügung. Eine Übersicht ist beispielsweise in Modellierung morphodynamischer Prozesse an sandigen Brandungsküsten (VAN RIESEN und MUCH 2009) gegeben. Die dort genannten numerischen Modelle sind teilweise kommerziell und teilweise nicht als freier Quellcode verfügbar, arbeiten auf strukturierten oder unstrukturierten Gitternetzen und/oder bilden den Sedimenttransport eher heuristisch als prozessorientiert ab. Die meisten vorhandenen Modelle sind oft nicht frei und in Quelle erhältlich und rechnen auf strukturierten Gitternetzen, was eine Anwendung in Ästuaren erschwert. Sehr wenige Modelle davon vermögen die (unterschiedlich vereinfachte) Dynamik von Flüssigschlick abzubilden. Flüssigschlick kann mit Schwebstoffkonzentrationen von über 200 g/l in sog. HCMS (High Concentrated Mud Suspensions, WINTERWERP 2002) auftreten und dabei ein zeitabhängiges viskos-plastisches Verformungsverhalten aufweisen. Dies macht es notwendig, die auftretenden Dichtegradienten numerisch abbilden zu können, das visko-plastische Verhalten von Flüssigschlick durch eine weitere Zustandsgleichung zu beschreiben und den Einfluss der Turbulenzdämpfung zu berücksichtigen. Das Konzept der „kontinuierlichen Modellierung" von hochkonzentrierten Suspensionen sowie Flüssigschlick wurde hier in frei verfügbare integrierte numerische Modellumgebungen im Rahmen der FLMUD Bibliothek implementiert. Die gewählten Modelle (SHYFEM u. SELFE) stellen den aktuellen Forschungsstand dar und decken einen großen Anwenderkreis von dreidimensionalen numerischen Strömungsmodellen auf unstrukturierten Gitternetzen ab. So wird SHYFEM für eine Vielzahl von Lagunen auf der Welt eingesetzt aber auch operationell für das Mittelmeer (FERRARIN et al. 2012) und die Adria (ROLAND et al. 2009) betrieben. SELFE wird ebenfalls weltweit von verschiedenen Institutionen für die Modellierung von Ästuaren, Küstengebieten und Binnengewässern eingesetzt. Das SELFE Model ist von den numerischen Verfahren dem SHYFEM Model ähnlich hat jedoch den Vorteil, dass schon eine parallele Version vorhanden ist. SHYFEM wird derzeit in Zusammenarbeit mit dem Entwickler ebenfalls parallelisiert.

Beide Modelle verfügen über eine Vielzahl von Erweiterungen wie z. B. das Seegangsmodell WWM-II (ROLAND 2008), Erweiterungen zur Simulation der Wasserqualität, des Sedimenttransportes sowie Niederschlags-Abflussmodelle. Sowohl SHYFEM als auch SELFE können als integrierte Modellumgebungen für hydraulische und ökologische Untersuchungen im Binnen- und Küsteningenieurwesen bezeichnet werden. Beide Modelle können leicht aus den Datenbasen der Wetterzentren (ECWMF, DWD) angetrieben werden und simulieren den Transport von Salinität und Temperatur in 3d auf Grundlage eines drei-dimensional Strömungsfeldes aus der Lösung der Reynolds gemittelten Navier-Stokes Gleichungen (RANS).

Das Turbulenzmodell ist in beiden Plattformen GOTM (General Ocean Turbulence Model; UMLAUF und BURCHARD 2003). Der numerische Vorteil der Modelle SHYFEM und SELFE, im Gegensatz zum ursprünglich ins Auge gefassten SMOR3D (MEWIS 2004), liegt in wesentlich effizienteren und robusteren numerischen Verfahren, da die Stabilität nicht vom CFL Kriterium abhängt. Es können daher bei gleichbleibend hoher räumlicher Diskretisierung weitaus größere Integrationszeitschritte gewählt werden. Weiterhin stehen in SELFE und SHYFEM mit GOTM eine hochentwickelte und in Quelle vorhandene Turbulenzbibliothek zur Verfügung, die einen großen Nutzerkreis hat und somit validiert und verifiziert ist. SELFE ist zudem vollständig parallelisiert mit allen o. a. Modulen.

3 Das FLMUD Modul

Das FLMUD Modul (Flüssigschlick Modul) wurde in Fortran programmiert in Anlehnung an die bekannte und oft verwendete Bibliothek GOTM (Generalized Ocean Turbulence Model, BURKHARD et al. 2002). Diese Bibliothek kann in beliebige Strömungsmodelle implementiert werden. Die Grenzen der Implementierbarkeit liegen dabei in den numerischen Methoden, die in den Strömungsmodellen verwendet werden. Diese müssen entsprechend robust und stabil sein, damit die starken Gradienten, die in der Lösung auftreten, ohne Oszillationen und Instabilitäten abgebildet werden können.

3.1 Grundgleichungen

Die zugrunde gelegte physikalischen Formulierung basiert auf den Arbeiten von LE HIR (2000), TOORMANN (1997, 2002a und 2002b), WINTERWERP (2002) und HSU et al. (2007, 2009). Die Strömung wird dabei durch die Reynolds gemittelten Navier-Stokes Gleichungen beschrieben, wobei die Gültigkeit der Boussinesq Annahme sowie eine hydrostatische Druckverteilung zu Grunde gelegt wird. Dies wird als „kontinuierliches Modellkonzept" beschrieben, da keine Mehrphasenströmung behandelt wird. Die Annahme ist für suspendierte Sedimente mit kleinem Korndurchmesser gut zutreffend (s. FERRY und BALACHANDAR, 2001), wobei bei der Bildung von hochkonzentrierten Flüssigschlickschichten jenseits der Fließgrenze ein vollständig anderes hydraulisches Regime in der Flüssigschlicht herrschen kann (viskoses Fließen). Dieser Zustand ist stabil, so lange die Flüssigschlickschicht selbst nicht turbulent wird und sich anfängt zu vermischen. Im Rahmen dieser Arbeit wird gezeigt, dass diese Prozesse durchaus, im Rahmen des kontinuierlichen Modellkonzeptes, in Kombination mit den angeführten Ansätzen für die Parametrisierung der Turbulenz und mit entsprechenden numerischen Methoden dargestellt werden.

Die hydrodynamischen Grundgleichungen lauten für den Erhalt des Impulses

$$\frac{d\mathbf{u}}{\mathrm{dt}} - \frac{\partial}{\partial z}\left(\nu \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right) + g\nabla\eta = \mathbf{F} \tag{1}$$

und die Kontinuität

$$\nabla \cdot \mathbf{u} + \frac{\partial \mathrm{w}}{\partial \mathrm{z}} = 0\,, \tag{2}$$

wobei d die totale Ableitung ist, $\mathrm{u} = (\mathrm{u}, \mathrm{v})$ der horizontale Geschwindigkeitsvektor, η die Auslenkung der freien Oberfläche, g ist die Erdbeschleunigung und w ist die vertikale Geschwindigkeit. Die rechte Seite der Impulsgleichung folgendermaßen definiert ist:

$$\mathbf{F} = \nabla \cdot (\mu \nabla \mathbf{u}) - f\mathbf{k} \times \mathbf{u} - \frac{1}{\rho_0} \nabla p_A + \alpha g \nabla \phi + \mathbf{R}_s, \tag{3}$$

wobei k der Einheitsvektor in z-Richtung ist, f ist die Coriolis Zahl, α ist der sog. *„effective earth-elasticity factor"*, φ ist das Tide Potential, ν und μ sind die vertikale und horizontale turbulente Austauschkoeffizienten die das Ergebnis des zu Grunde gelegten Turbulenzmodells sind, ρ_0 ist die Referenzdichte von Wasser und ρ_A ist der atmosphärische Druck ist. Die aktuelle Dichte $\rho = \rho$ (x,T,S) wird in Abhängigkeit von Temperatur und Salinität gemäß der UNESCO Formel (z. B. GILL 1982), ermittelt. Die Randbedingung an der Oberfläche ist definiert durch

$$\nu \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} = \tau_s, \; z = \eta \tag{4}$$

und an der Sohle ist die Randbedingung vorgegeben zu

$$\nu \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} = \tau_b, \; z = -h \tag{5}$$

Die Schubspannung an der Oberfläche kann bspw. nach POND und PICKARD (1998) approximiert werden oder wird vom Seegangsmodell aus dem Spektrum berechnet (s. z. B. JANSSEN 2001). Die Schubspannung an der Sohle kann in den unterschiedlichen Modellen nach den gebräuchlichen Ansätzen berechnet werden. Bei den bisherigen Berechnungen wurde eine konstante äquivalente Sandrauhigkeit vorgegeben.

Die turbulente Viskosität wurde mit Hilfe des GLS (Generic Length Scale) - Ansatzes nach UMLAUF und BURKHARD (2003) approximiert, der im Rahmen der GOTM Bibliothek zur Verfügung steht. Der Vorteil von GOTM ist, dass die gebräuchlichsten der verfügbaren Turbulenzmodelle vereint und fortschrittlich modular programmiert ist, sowie FLMUD auch. Dabei lauten die Erhaltungsgleichungen, die Produktion, Dissipation und Transport von turbulenter kinetischer Energie (TKE) und der GLS Variablen ψ beschreiben:

$$\frac{dk}{dt} = \frac{\partial}{\partial} \left(\nu_k^{\psi} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + \nu M_t + \mu N_t^2 - \varepsilon \tag{6}$$

$$\frac{d\psi}{dt} = \frac{\partial}{\partial} \left(\nu_{\psi} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) + \frac{\psi}{k} \left(c_{\psi 1} M_t^2 + c_{\psi 3} \mu N_t^2 - c_{\psi 2} \varepsilon \right) \tag{7}$$

mit der generischen Längenskala

$$l = \left(c_\mu^0 \right)^3 \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon}$$

wobei

$$\psi = \left(c_\mu^0 \right)^p k^m l^n; \; c_\mu^0 = \sqrt{0.3} \tag{8}$$

Vertikale turbulente Viskosität und Diffusivität sind gegeben zu

$$\begin{aligned} \nu &= \sqrt{2} s_m K^{0.5} l \\ \mu &= \sqrt{2} s_h K^{0.5} l \end{aligned} \tag{9}$$

Hier sind, ν_k^ψ und ν_ψ vertikale turbulente Diffusivitätsparameter mit

$$\begin{aligned} \nu_k^\psi &= \frac{\upsilon}{\sigma_k^\psi} \\ \nu_\psi &= \frac{\upsilon}{\sigma_\psi} \end{aligned} \tag{10}$$

wobei die Stabilitätsfunktionen s_m und s_h beispielsweise nach KANTHA und CLAYSON (1994) und die turbulenten Schmidtzahlen gemäß gewählter Parametrisierung definiert sind (s. UMLAUF und BURCHARD 2003), wobei eine Vielzahl anderer Formulierungen vorhanden sind. Eines der besonderen Merkmale am „generischen Modell" ist, dass es mit entsprechender Parametrisierung die wesentlichen Turbulenzmodelle (wie z. B. $k-\varepsilon$, $k-\omega$ oder Mellor-Yamada 2.5) beinhaltet. Dieser Ansatz ist Quasi-Standard seit der Entwicklung und Verbreitung von GOTM. Bei der aktuellen Implementierung wird jedoch der horizontale Transport der beiden Skalare vernachlässigt, was bei den meisten, dem Verfasser bekannten numerischen Modellen, der Fall ist. Der Transport von turbulenter kinetischer Energie und Dissipation in der horizontalen Ebene kann jedoch bei bestimmten Fragestellungen des Sedimenttransportes wichtig sein und sollte in der Zukunft berücksichtigt werden. Die turbulente Viskosität wird mit der infolge der Präsenz von Flüssigschlick tatsächlichen Viskosität überlagert uns es ergibt sich

$$\upsilon_{app} = \nu + \nu_f \tag{11}$$

Dieser Ansatz wurde von LE HIR (2000) vorgeschlagen und in verschiedenen Arbeiten weiter verfolgt z. B. (TOORMAN 2002b, WURPTS 2006 und BRENDA 2007) und ist ein wesentlicher Baustein des kontinuierlichen Modellkonzepts. Der Transport von Temperatur und Salinität ergibt sich zu

$$\frac{dS}{dt} = \nabla\left(D_h \nabla S\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(D_v \frac{\partial S}{\partial z}\right), \tag{12}$$

und

$$\frac{dT}{dt} = \nabla\left(D_h \nabla T\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(D_v \frac{\partial T}{\partial z}\right) + \frac{\dot{Q}}{\rho C_p} \tag{13}$$

wobei S die Salinität, T die Temperatur, die Absorptionsrate der Sonneneinstrahlung und C_P der spez. Hitzefluss im Wasser ist. Betrachtet man gelöste Stoffe im Wasser so gelten grundsätzlich die Zusammenhänge, wie für passive Skalare (Temperatur und Salinität), jedoch hat das Sediment eine effektive Sinkgeschwindigkeit die von dem Korn selbst, der Strömung und der Konzentration in der Umgebung des Korns abhängt. Insofern ergibt sich die Transportgleichung für suspendiertes Sediment im Wasser zu

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \mathbf{u}\nabla c + \frac{\partial \left(w_{eff} c \right)}{\partial z} = \nabla \left(D_h \nabla c \right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(D_v \frac{\partial c}{\partial z} \right) \tag{14}$$

mit c der Konzentration des suspendierten Sediments, D_h und D_v sind die horizontale und vertikale Diffusivität gegeben durch

$$\begin{aligned} D_h &= \frac{\mu}{\sigma_s} \\ D_v &= \frac{\nu}{\sigma_s} \end{aligned} \tag{15}$$

σ_s ist die turbulente Schmidt-Zahl, die im Allgemeinen zu 0.7 angenommen wird. Die effektive vertikale Geschwindigkeit für den Transport lautet

$$w_{eff} = w - w_s \tag{16}$$

wobei w_s die Sinkgeschwindigkeit des suspendierten Materials ist. Die Randbedingungen an der Sohle und der Oberfläche sind gegeben durch

$$D_v \left. \frac{\partial c}{\partial z} \right|_{Sohle} = w_s c - E \tag{17}$$

und

$$D_v \left. \frac{\partial c}{\partial z} \right|_{Oberfläche} = -w_s c \,. \tag{18}$$

3.2 Flockenbildung und Zerfall

Flüssigschlick ist, in dem hier zu Grunde gelegten Gedankenmodell nach bspw. WINTERWERP (2002), eine Ansammlung von Flocken die ein stabiles Netzwerk ausbilden, wenn sich diese absetzten können. Das Netzwerk kann zerfallen wenn die angreifenden Kräfte größer sind als die inneren Kräfte, die das Netzwerk zusammenhalten. Bei diesen Prozessen kommt es zu Aggregation von Flocken bzw. zerfallen diese in Abhängigkeit des Strömungsgeschehens. Wenn sich Flocken ausbilden oder zerfallen ändert sich der wirksame Durchmesser aber auch die Dichte. Zwischen der Konzentration c, der volumetrischen Flockenkonzentration ϕ und der Anzahl der Flocken pro Volumeneinheit N besteht folgender Zusammenhang (z. B. SON und HSU, 2008):

$$\phi = \left(\frac{\rho_s - \rho_w}{\rho_f - \rho_w} \right) \frac{c}{\rho_s} = \frac{c}{\rho_s} \left[\frac{D}{D_P} \right]^{3-nf} = f_S N D^3 \tag{19}$$

Hier ist ρ_S die Rohdichte des Materials, ρ_W ist die Dichte der Flüssigkeit, D ist der aktuelle Flockendurchmesser, D_P der Durchmesser der Primärpartikels, f_s ist ein Formfaktor (im Allgemeinen, $f_S = 0.6$) und n_f ist die fraktale Dimension die im Allg. zu 2 angenommen werden kann. Leicht erkennt man das für den Fall, dass für $D = D_P$ die

Flockenkonzentration der Sedimentkonzentration entspricht. Die fraktale Dimension kann man nach KHELIFA und HILL (2006) folgendermaßen approximieren:

$$n_f = \alpha\left(\frac{D}{D_p}\right)^{\beta} \; mit \; \beta = \frac{\log\left(F_c/3\right)}{\log\left(D_{Fc}/D\right)}, \tag{20}$$

wobei die charakteristische Fraktale Dimension festgelegt wurde zu $F_C = 3$. und der charakteristische Flockendurchmesser $D_{fc} = 2.0\ \mu m$. Die Dichteänderung infolge der Präsenz von Schlick ist nach KRANENBURG (1994) gegeben zu

$$\rho_f - \rho_w = \left(\rho_s - \rho_w\right)\left[\frac{D}{D_P}\right]^{n_f-3}, \tag{21}$$

hier ist ρ_f die Dichte des Schlicks, ρ_w ist die Dichte vom Wasser und ρ_S ist die Rohdichte des Sediments. Die letztendlich maßgebende Dichte ist gegeben durch

$$\rho = \rho_w + \left(1 - \left(\frac{\rho_w}{\rho_s}\right)\right)c \tag{22}$$

In der aktuellen Version von FLMUD wurde das Flokkulationsmodell von SON und HSU (2008) implementiert welches Aggregation und Zerfall der Flocken nach folgender Gleichung abbildet. Die linke Seite der Gleichung beschreibt die totale Ableitung, die entsprechend mit dem in den jeweiligen numerischen Verfahren abgebildet wird.

$$\frac{dD}{dt} = \frac{\dot{\gamma} {D_P}^{\beta}}{\beta \ln\frac{D}{D_P} + 1}\left[\frac{c}{3\rho_S} k'_A {D_P}^{n_f-3} D^{-n_f+4+\beta} - \frac{k'_B}{3}\left(\frac{\nu\cdot\dot{\gamma}}{F_y}\right)^{0.5} {D_P}^{-1} D^{-\beta+2}\left(D - D_P\right)\right] \tag{23}$$

Die freien Parameter $c = 1.21\ \mathrm{kg/m^3}, k'_A = 0.98, k'_B = 3.3 \times 10^{-5}$ sind nach Son und Hsu vorgegeben. Der wesentliche Nachteil der Gleichung ist, dass unterhalb der Fließgrenze, wenn die Scherrate gegen Null geht, der Flockendurchmesser gegen unendlich strebt, was dann in FLMUD mit dem Gleichgewichtsdurchmesser D_e limitiert wird (hier wurde der max. Flockendurchmesser 300µm festgelegt). Eine Implementierung des Flokkulationsmodells nach VERNIER et al. (2011) ist in für die Zukunft vorgesehen. Abschließend müsste hier noch für längerfristige Betrachtungen der Schlickdynamik der Konsolidierungsprozess im Rahmen eines kontinuierlichen Ansatzes implementiert werden, damit der Schlick entwässern kann, so dass im vollständig konsolidierten Schlick der aktuelle Flockendurchmessser gegen den Primärdurchmesser konvergiert.

3.3 Sinkgeschwindigkeit

Das Konzentrationsprofil von suspendierten Sedimenten und so auch von suspendiertem Flüssigschlick hängt im wesentlichem von der Verteilung der turbulenten Viskosität und der Sinkgeschwindigkeit ab. Wobei die Sinkgeschwindigkeit von flokkulierten Material von der wirksamen Flockendurchmesser D und der effektiven Flockenkonzentration abhängt (s. Gl. 27) die seinerseits vom zu Grunde gelegten Flokkulationsmodell abhängen. Zusätzlich ist zu berücksichtigen, dass bei Erreichen der sog. „Gelling“ Konzentration

die Sinkgeschwindigkeit gegen Null geht und das sedimentierte Material anfängt zu konsolidieren. Die „Gelling“ Konzentration ergibt sich aus fraktaler Dimension und dem Verhältnis zwischen effektivem und Primärdurchmesser zu

$$c_{gel} = \rho_s \left(\frac{d}{D} \right)^{3-nf} \tag{24}$$

und

$$\phi_p = \frac{c_{gel}}{\rho_s} \tag{25}$$

Im FLMUD-Modul wurde für die Sinkgeschwindigkeit der vielfach benutzte Ansatz von ZANKE (1977) (Gl. 23) für natürliches Sediment verwendet, wie auch in LE HIR (2000), wobei der Einfluss der Konzentration auf die Sinkgeschwindigkeit nach WINTERWERP (2002) berücksichtigt wird, was letztendlich nachfolgende Formulierung der Sinkgeschwindigkeit ohne Konzentrationseinfluss ergibt.

$$w_{s,0} = 11 \frac{\upsilon}{D} \sqrt{1 + 0.01 D_*^3} - 1 \tag{26}$$

Bei Berücksichtigung des verzögerten Absinkens infolge erhöhter Konzentration ergibt die Sinkgeschwindigkeit sich letztendlich zu

$$w_s = w_{s,0} \cdot \Theta \tag{27}$$

mit

$$\Theta = \frac{\left((1-\phi) \cdot (1-\phi_p) \right)}{(1+2.5 \cdot \phi)}, \tag{28}$$

dem Reduktionsfaktor nach WINTERWERP (2002).

3.4 Rheologie

Der lokale und zeitabhängige Zustand von Flüssigschlick muss durch eine zusätzliche Zustandsgleichung berücksichtigt werden, welche im besten Fall die komplexen Abhängigkeiten vom biologischen Belebungszustand sowie der Belastungsvergangenheit und dem daraus resultierenden zeitabhängigen viskos-plastischen Verformungsverhalten beschreibt. Ist diese bekannt, kann aus der lokalen Scherrate und der mit Hilfe der Zustandsgleichung berechneten lokalen Viskosität das Fließverhalten des Flüssigschlicks prognostiziert werden. Der vorgenannte Zusammenhang wird unter stationären Verhältnissen als Stoffgesetz bezeichnet. Infolge der Abhängigkeit von der Belastungsvergangenheit (Thixotropie) und der Tatsache, dass die Flüssigschlick-Schicht bei ausreichender Belastung jederzeit in Suspension gehen kann, erweitert sich dieses zur oben genannten Zustandsgleichung. Die Zustandsgleichung von Flüssigschlick kann mit unterschiedlich aufwendigen Materialmodellen gebildet werden. Die einfachste Form bildet das sog. Bingham-Modell (s. Abb. 1) mit konstanter kinematischer Viskosität und einer Fließgrenze. Es verfügt mit den oben beschriebenen Anforderungen über zwei durch

Messdaten zu kalibrierende Parameter und kann keine Thixotropie berücksichtigen. Das Bingham-Modell muss, da für unendlich kleine Scherraten eine gegen unendlich gehende Viskosität berechnet würde, durch eine zusätzliche Begrenzungsfunktion erweitert werden.

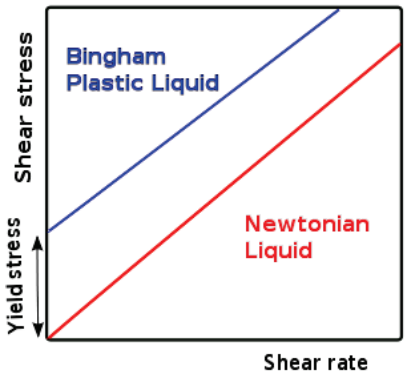


Abbildung 1: Bingham'sches Fließmodel (http://en.wikipedia.org/wiki/Bingham_plastic).

TOORMAN (1997) hat zudem eine Erweiterung dieses Ansatzes zur Berücksichtigung von Thixotropie vorgestellt, welche als zusätzlichen Parameter die vorstehend beschriebene sog. „strukturelle Integrität" erfordert. Diese ist von der lokalen Situation sowie der Art der vorhergehenden Belastung (zeitl. Abfolge von Scherungs- und Relaxationsphasen, sog. „Belastungsvergangenheit") abhängig. Die zeitvariablen Scherkurven des Flüssigschlicks können hierbei mit Hilfe der Zustandsgleichung aus der sog. Gleichgewichtsfließkurve des Materials berechnet werden. Dieser Ansatz wurde von OBERRECHT (2009) aufgegriffen und es wurden Proben aus dem Ems ausgewertet, um die entsprechend EFC (Equilibrium Flow Curve) Parameter anzupassen. Zusätzlich standen die Messungen von NASNER und PIEPER (2009) zur Validierung der Anpassungsfunktionen zur Verfügung. Im Rahmen des Vorhabens wurde eigens eine Routine in Matlab programmiert mit dem Ziel der Implementierung in FLMUD, so dass der Nutzer lediglich die gemessen Fließkurven als Randbedingung vorgeben braucht, woraus dann die entsprechenden EFC Parameter für die Anpassungsfunktion nach TOORMAN (1997) ermittelt werden. In dieser Arbeit wurde die von OBERRECHT (2009) ermittelte Parametrisierung geringfügig modifiziert, so dass v_f für Klarwasser verschwindet und anderseits die Gleichung effizienter zu berechnen ist.

Die effektive kinematische Viskosität infolge Schlick wurde in dieser Arbeit, wie auch schon in BRENDA (2007), nachdem Modell von TOORMAN (1997), unter Zugrundelegung einer weiteren Transportgleichung zur Berücksichtigung der Hysterese-Effekte und einer empirischen Abhängigkeit von der vorhandenen Dichte, abgebildet. Die Schubspannung in einer gescherten Schlickschicht kann, nach TOORMANN (1997), nach folgender Gleichung abgebildet werden:

$$\tau_{(\dot{\gamma})} = \tau_0 \cdot \lambda_{(\dot{\gamma})} + \left(\mu_\infty + c \cdot \lambda_{(\dot{\gamma})} + \frac{\beta \cdot \tau_0}{1 + \beta \cdot \dot{\gamma}} \right) \cdot \dot{\gamma} \qquad (29)$$

Hier ist τ_0 die Fließgrenze, μ_∞ ist die dynamische Viskosität bei max. Scherrate, μ_0 ist die dynamische Viskosität, λ ist der Strukturparameter nach TOORMAN (1997), β beschreibt das Verhältnis zwischen Aufbau und Zerfall der Struktur und c ist die Differenzviskosität

$$c = \mu_0 - \mu_\infty \tag{30}$$

Die dynamische Viskosität μ_f ergibt sich nach Differenzierung der Schubspannung nach der Scherrate

$$\frac{\partial \tau_{(\dot\gamma)}}{\partial \dot\gamma} = \mu_f = \tau_0 \cdot \lambda'_{(\dot\gamma)} + \left(c \cdot \lambda'_{(\dot\gamma)} - \frac{\beta^2 \cdot \tau_0}{\left(1+\beta\cdot\dot\gamma\right)^2} \right) \cdot \dot\gamma + \mu_\infty + c\lambda_{(\dot\gamma)} + \frac{\beta \cdot \tau_0}{\left(1+\beta\cdot\dot\gamma\right)}. \tag{31}$$

Ein linearer Zusammenhang zwischen Scherrate und Schubspannung kann nur bei newtonschen Flüssigkeiten Zugrunde gelegt werden. Die Viskosität ist im allg. Fall definiert als der Gradient des Fließverlaufes (s. Gl. 31). Die kinematische Viskosität ist wie üblich definiert ist zu

$$\nu_f = \frac{\mu_f}{\rho} \tag{32}$$

Die Erhaltungsgleichung des Strukturparameters ist nach TOORMAN (1997)

$$\frac{d\lambda}{dt} = -\left(a + b\dot\gamma\right)\left(\lambda - \lambda_e\right) \tag{33}$$

Hier bestimmen a und b den Aufbau bzw. Zerfall der Struktur und λ_e ist der Strukturparameter im Gleichgewichtszustand.

$$\lambda_e = \frac{a\lambda_0}{a + b\dot\gamma} = \frac{\lambda_0}{1+\beta\dot\gamma} \tag{34}$$

Die Ableitung des Strukturparameters nach der Scherrate ist nicht bekannt und kann vernachlässigt werden, da bei der numerischen Lösung des Gleichungssystems davon ausgegangen wird, dass die Strömungsgeschwindigkeiten während eines Integrationszeitschrittes konstant sind. Die o. a. Parameter wurden von OBERRECHT (2009) für einen Auszug der durchgeführten rheologischen Untersuchungen angepasst und sind nach Optimierung folgendermaßen im FLMUD Modul abgebildet.

$$\begin{aligned}
\mu_0 &= 0.012 \cdot \left(e^{63\rho_R} - 1\right) \\
\mu_\infty &= 1.16\rho_R^2 + 0.1\rho_R \\
\beta &= 72\rho_R^2 + 6\rho_R \\
\tau_0 &= 5000\rho_R^3 - 340\rho_R^2 + 10\rho_R
\end{aligned} \tag{35}$$

mit

$$\rho_R = \frac{\rho}{1000} - 1 \tag{36}$$

Weiterhin wurden auch andere mathematische Funktionen verwendet und an die vorhandenen Datensätze von OBERRECHT (2009) und WURPTS (2005) angepasst und mit den

Messungen von NASSNER und PIEPER (2005) verglichen, um festzustellen ob Funktionen der Form nach WORRALL und TULLIANI (1964) oder ein einfacher „*tanh*" Ansatz bessere Anpassungen ergeben als die vorgeschlagene Anpassung nach OBERRECHT (2009).

$$\begin{aligned}\tau_{(\dot{\gamma},\rho)} &= f_{0(\dot{\gamma},\rho)} = \alpha_0 + \beta_0\dot{\gamma} + \gamma_0 \tanh\left(c_0\gamma\right)\\ \tau_{(\dot{\gamma},\rho)} &= f_{1(\dot{\gamma},\rho)} = \alpha_1 + \beta_1\dot{\gamma} + \gamma_1 \frac{1}{1+c_1\dot{\gamma}}\end{aligned} \tag{37}$$

Wir nehmen nun an, dass die Koeffizienten α_i, β_i und γ_i mit Hilfe eines Potenzansatzes approximiert werden können.

$$\alpha_i = \alpha_i'\left(\rho-1\right)^{e_i};\beta_i = \beta_i'\left(\rho-1\right)^{e_i};\gamma_i = \gamma_i'\left(\rho-1\right)^{e_i} \tag{38}$$

Es sind also fünf freie Parameter zu bestimmen. Gehen wir nun aus von einer gewissen Anzahl von Messungen $(s_i)_{i=1}^{M}$ mit korrespondierenden Scherraten $(g_i)_{i=1}^{M}$ wie oft vorhanden, dann definieren wir für eine beliebige Fließfunktion f_i.

$$W\left(f,s,g\right) = \sqrt{\sum_{j=1}^{M} w_j\left(f\left(g_j\right)-s_j\right)^2} \tag{39}$$

$W\left(f,g,s\right)$ gilt es nun zu minimieren, wobei die gesuchten Wichtungen w_i strikt positiv sein sollen. $W\left(f,s,g\right)$ wird minimiert, indem die nichtlinearen Koeffizienten C_i und e_i festgelegt werden und nachfolgend die L2-Norm für die übrigen Koeffizienten optimiert wird, um dann abschließend über die nichtlinearen Koeffizienten zu iterieren. Letztendlich findet man auf Grundlage des Datensatzes von WURPTS (2005) und OBERRECHT (2009) folgenden funktionalen Zusammenhang zwischen Schubspannung, Dichte und Scherrate.

$$\begin{aligned}f_{0(\dot{\gamma},\rho)} &= \left(\rho-1\right)^{2.2273}\left\{255.8870 + 640.9764\tanh(0.2391\dot{\gamma} + 8.025\dot{\gamma}\right\}\\ f_{1(\dot{\gamma},\rho)} &= \left(\rho-1\right)^{2.2273}\left\{1145.2816 + 906.5783\frac{1}{1+0.2344\dot{\gamma}} + 5.0116\dot{\gamma}\right\}\end{aligned} \tag{40}$$

Wir prüfen die Güte der Anpassung der Funktion, vorgeschlagen von OBERRECHT (2009), MALCHAREK (2010), sowie die der Funktionen f_0 und f_1, indem wir die Regressionswolken gegenüberstellen. Hier sind farblich dargestellt die Dichte der Messpunkte pro Datenpunkt, m ist die Steigung der linear Regressionsfunktion, c die Korrelation und s die Streuung. Es ist deutlich zu sehen, dass bezogen auf die zugrunde gelegten Datensätze, die hier angepassten Funktionen die besten Ergebnisse zeigen, was aber durchaus trivial ist, da die Anpassung von Oberrecht die Daten von Wurpts nicht beinhaltet und die Daten von MALCHAREK (2010) ebenfalls auf einen anderen Datensatz angepasst worden sind, der im Mittel geringere Schubspannungen bei gleichen Scherraten aufzeigt. Vergleicht man nun die vorgestellten Anpassungsfunktionen mit dem Datensatz von NASSNER und PIEPER (2009), so wird deutlich, dass sowohl Art der Entnahme, Bedienung und Fabrikat des Rheometers, Belastungshistorie als auch Zusammensetzung des Schlickes, u. a. zu einer starken Streuung der Messergebnisse führen. Grundsätzlich wäre eine Normierung der Art der Entnahme sowie des Verfahrens der Beprobung, notwendig. Ansonsten ist die Streuung zu groß für eine repräsentative und quantitativ

sensible Anpassungsfunktion (s. Abb. 2) und man kann nur von einer qualitativen Anpassung sprechen.

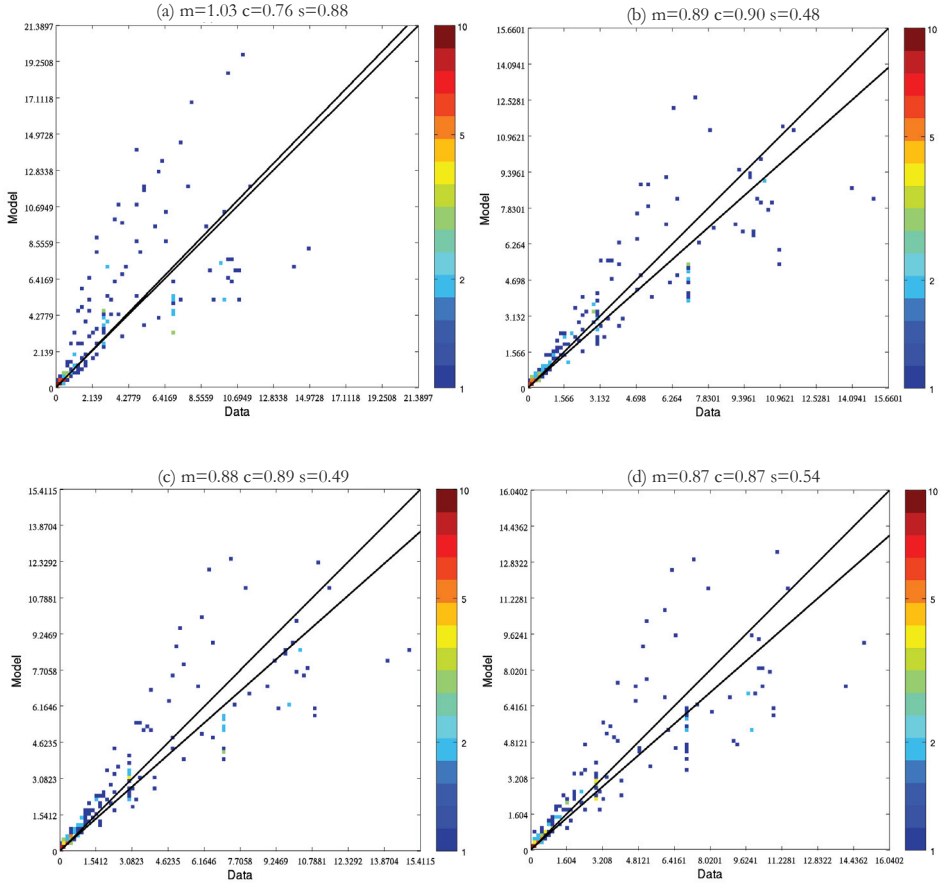
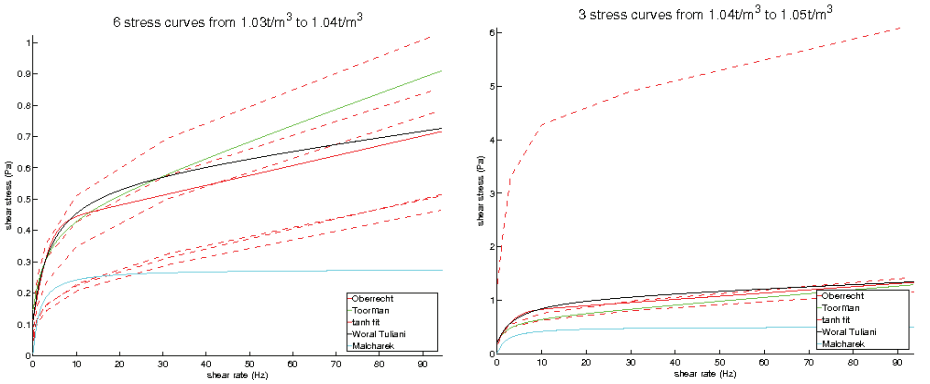


Abbildung 2: Regressionswolken für die gewählten Anpassungsfunktionen von a.) Gl. 32, b.) f_0, c.) f_1 und d.) MALCHAREK (2010)



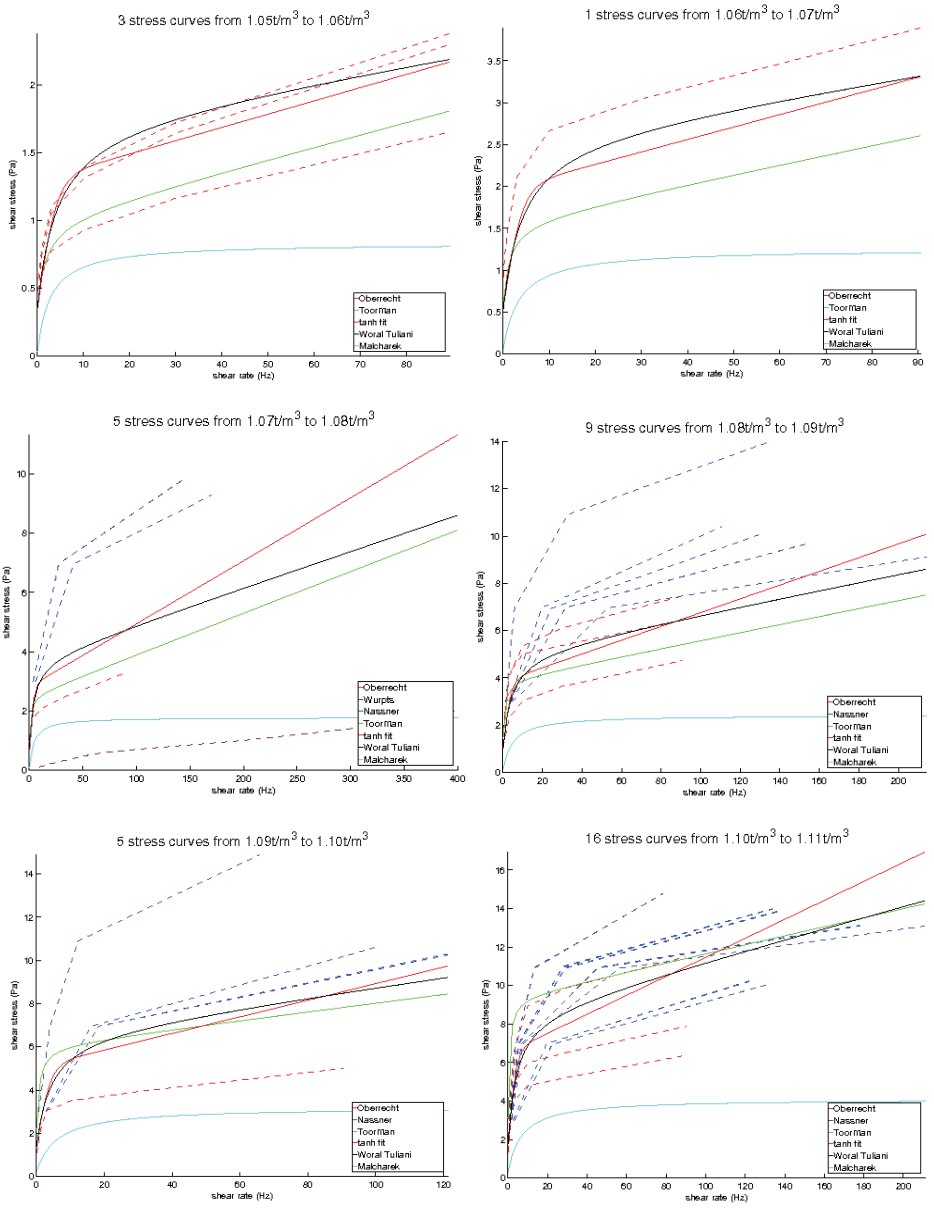


Abbildung 3: Gemessene Fließkurven unterteilt in Dichteklassen der Breite 0.01kg/m³ und die entsprechenden Anpassungsfunktionen.

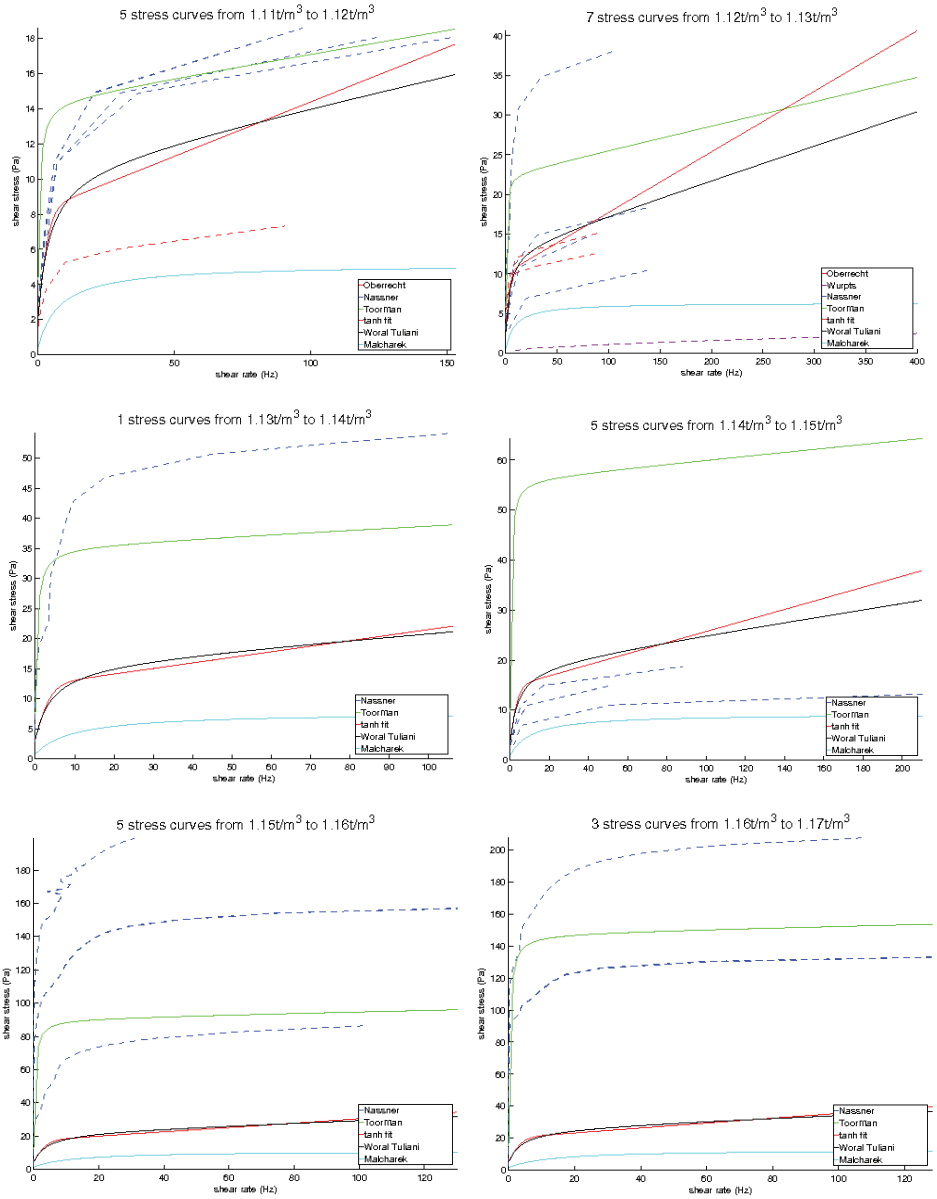


Abbildung 3: Gemessene Fließkurven unterteilt in Dichteklassen der Breite 0.01kg/m³ und die entsprechenden Anpassungsfunktionen.

3.5 Seegangseinfluss

Der Seegangsanteil R_s in der Impulsgleichung wird an dieser Stelle vereinfacht nach LONGUET-HIGGINS and STEWART (1962, 1964) abgebildet mit

$$\begin{aligned}\mathbf{R}_s &= (R_{sx}, R_{sy}) \\ R_{sx} &= -\frac{1}{\rho_0 H}\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} - \frac{1}{\rho_0 H}\frac{\partial S_{xy}}{\partial y} \\ R_{sy} &= -\frac{1}{\rho_0 H}\frac{\partial S_{yy}}{\partial y} - \frac{1}{\rho_0 H}\frac{\partial S_{xy}}{\partial x}\end{aligned} \tag{41}$$

S_{xx}, S_{xy}, S_{yy} sind die diagonalen Komponenten des sog. "radiation stress" Tensors, der für ein allg. Seegangspektrum nach BATTJES (1974) wie folgt definiert ist:

$$S_{xy} = \int_0^{2\pi}\int_0^{\infty} N_{(\sigma,\theta)}\sigma\frac{c_{g(\sigma)}}{c_{p(\sigma)}}\sin(\theta)\cos(\theta)\,d\theta d\sigma \tag{42}$$

$$S_{xx} = \int_0^{2\pi}\int_0^{\infty} N_{(\sigma,\theta)}\cdot\sigma\cdot\left[\frac{c_{g(\sigma)}}{c_{p(\sigma)}}\left(\cos^2(\theta)+1\right)-\frac{1}{2}\right]d\theta d\sigma \tag{43}$$

$$S_{yy} = \int_0^{2\pi}\int_0^{\infty} N_{(\sigma,\theta)}\cdot\sigma\cdot\left[\frac{c_{g(\sigma)}}{c_{p(\sigma)}}\left(\sin^2(\theta)+1\right)-\frac{1}{2}\right]d\theta d\sigma \tag{44}$$

$H = h + \eta$ ist die Wassertiefe, θ und σ sind die Richtung und die Frequenz einer jeden Partialwelle im Spektrum, c_g and c_p sind die Gruppen- und Phasengeschwindigkeit jeder Spektralkomponente. Im flachen Wasser, wenn die Wellen eine sog. Wellengrenzschicht ausbilden, kann der Einfluss des Seegangs zu deutlich größeren effektiven Schubspannungen führen. Die Wellengrenzschicht wurde hier nach GRANT und MADSEN (1979) und weiterhin nach MATHISEN und MADSEN (1996) und ZHANG et al. (2004) abgebildet. Diese Formulierung ersetzt die übliche Rauhigkeitsformulierung durch die effektive Rauhigkeitshöhe z_{0b}. Der quadratische Rauhigkeitsansatz ist gegeben zu

$$\begin{aligned}\boldsymbol{\tau}_b &= \rho_0 C_D\,|\mathbf{u}|\,\mathbf{u} \\ C_D &= \left[\kappa/\log(z_b/z_0)\right]^2\end{aligned} \tag{45}$$

hier sind $\kappa = 0,4$ die Karman Konstante, z_b ist die Diskretisierungslänge in der ersten Bodenzelle, z_0 ist die Rauhigkeitshöhe die auf Grundlage der Sand- bzw. Formrauhigkeit aus dem zu Grunde gelegten Rauhigkeitsmodell abgeleitet werden kann.

Die Sohlschubspannung ist definiert zu

$$\tau_w = 0,5\rho_0 f_w U_w^2 \tag{46}$$

wobei U_w die Orbitageschwindigkeit an der Sohle ist, die sich aus dem Seegangsspektrum wie folgt berechnet

$$U_w^2 = \int \frac{N_{(\sigma,\theta)}\sigma^3}{\sinh^2 kH} d\sigma d\theta \tag{47}$$

Der kombinierte Einfluss von Strömung und Seegang auf die Grenzschicht und die effektive Sohlschubspannung wird mit dem Faktor f_w beschrieben (ZHANG et al. 2004)

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{|\boldsymbol{\tau}_b|}{\tau_w} \\ C_\gamma &= \left(1 + 2\gamma |\cos\theta_w| + \gamma^2\right)^{1/2} \\ f_w &= C_\gamma \exp\left[5{,}61\left(\frac{C_\gamma U_w}{30 z_0 \omega}\right)^{-0.109} - 7{,}30\right] \end{aligned} \tag{48}$$

Die o. a. Gleichungen werden iterativ gelöst. Die effektive Rauhigkeitshöhe errechnet sich dann zu

$$z_{0b} = \delta_{wc}\left(\frac{\delta_{wc}}{z_0}\right)^{-\sqrt{|\boldsymbol{\tau}_b|/(C\gamma\tau_w)}} \tag{49}$$

wobei die Mächtigkeit der Wellengrenzschicht folgendermaßen definiert ist:

$$\delta_{wc} = \frac{\sqrt{\frac{C_\gamma \tau_w}{\rho_0}}}{\omega} \exp\left[2{,}96\left(\frac{C_\gamma U_w}{30 z_0 \omega}\right)^{-0.071} - 1{,}45\right]. \tag{50}$$

Die effektive Rauhigkeitshöhe z_{0b} wird dann zur Berechnung der Schubspannung nach dem quadratischen Ansatz zu Grunde gelegt. Dieser Ansatz wurde in SELFE-WWM-FLMUD implementiert und ist in SHYFEM bis auf den Teil der Wellengrenzschicht ebenfalls implementiert. Der Einfluss der Strömung auf den Seegang und weitere Details können aus den entsprechenden Veröffentlichungen (ROLAND et al. 2009, ROLAND et al. 2012) entnommen werden. Bei der Berücksichtigung des Seegangseinflusses auf den Flüssigschlick wird das viskoelastische Verhalten von Flüssigschlick verändert. Die oszillierende Belastung des Seegangs wirkt sich verflüssigend auf Flüssigschlick aus und gleichzeitig wird der Seegang gedämpft durch den Energieeintrag in den Flüssigschlick. Diese Zusammenhänge sind in dem vorliegenden Beitrag jedoch explizite berücksichtigt, was wichtige Fragestellungen für die Zukunft sind. Diese Zusammenhänge können aber nunmehr auf Basis des gekoppelten Modellsystems weiter untersucht werden.

4 Anwendung der Modelle

Die erweiterten hydrodynamischen Modelle wurden in verschiedenen Testfällen angewendet und das FLMUD Module wurde im wesentlichem quantitativ validiert. Mit beiden Modellen wurden bzgl. der implementierten numerischen Verfahren, ihrer Stabilität und Effizienzausgezeichnete Erfahrungen gemacht. Im nachfolgenden sind einige Ergebnisse der konzipierten Testfälle dargestellt und diskutiert.

4.1 Stabile Schichtung und vollständige Durchmischung

Das wesentliche Merkmal von FLMUD im Rahmen des kontinuierlichen Ansatzes ist, dass die Flüssigschlickphase im selben Berechnungsgitter abgebildet, was von stabiler Schichtung bis zur vollständigen Durchmischung die verschiedenen hydraulischen Regime darstellen kann. In Abb. 4 und 5 sind von links nach rechts, das Geschwindigkeitsprofil, die Suspensionskonzentration, turbulente kinetische Viskosität, turbulente kinetische Energie und die zugehörige Dissipation und von oben nach unten für charakteristische Zeitpunkte (vertikal) der Lösung illustriert.

Die numerischen Experimente wurden in einem Versuchsgerinne durchgeführt, das 60 km lang ist, 10 m tief und 800 m breit. Es werden im ersten Experiment (Abb. 4) zunächst 5 g/l Flüssigschlick in die Rinne injiziert (über die ganze Länge), wobei die Strömung in beiden Fällen sich im Gleichgewicht befindet. Der Flockendurchmesser beträgt hier 6 μm und die Sinkgeschwindigkeit ergibt sich aus Gl. 27.
Die vertikale Diskretisierung beträgt 0.5 m bis zu einer Wassertiefe von 7.5 m im Weiteren sind zwei Schichten mit einer Mächtigkeit 0.25 m vorgegeben, bis zur Sohle beträgt dann Schichtdicke 0.1 m. Die Mächtigkeit der Schlickschicht am Anfang der Simulation betrug 2 m und die Ergebnisse wurden 1 km vor dem Auslauf in der Mitte der Rinne abgegriffen. Wie in Abb. 4 ersichtlich ist entsteht eine Lutokline mit entsprechender Schichtung.

Maßgebend ist hier, dass die Suspensionsschicht (rel. geringe Konzentration daher noch nicht als Flüssigschlick zu bezeichnen) in Bewegung gerät und ebenfalls unterhalb der Lutokline ein turbulentes Regime entwickelt, welches dann letztendlich zur vollständigen Vermischung über die Wassertiefe führt. Ähnliche Ergebnisse wurden von WINTERWERP (2002) gezeigt. Modelle, die kein turbulentes Regime in der Flüssigschlickschicht beschreiben können, sind nicht in der Lage dies zu simulieren. Im weiterem wurde dasselbe Experiment durchgeführt jedoch mit einer Injektion von 500 g/l (Abb. 5. a-h). Hier ist ein Turbulenzkollaps in der Flüssigschlickschicht zu erwarten, was auch in den Ergebnissen deutlich wird. Zunächst entwickelt sich eine stark ausgeprägte lutokline Schichtung, wobei im Weiteren in der Schlickschicht viskoses Fließen einsetzt und die Turbulenz komplett gedämpft wird. Im weiteren Verlauf der Simulation entwickelt sich dann über der Schlickschicht ein logarithmisches Geschwindigkeitsprofil. Es ist deutlich, dass mit den entsprechenden numerischen Verfahren die grundsätzlich unterschiedlichen Fließregime im selben Kontinuum abgebildet werden können. Ein Modell, welches diesen Übergang zwischen viskosen Fließen und isotroper Turbulenz numerisch nicht abbilden kann, versagt hier. Die rheologische Viskosität erreicht hier, gemäß der hier dargestellten Parametrisierung, Werte bis zu 500 m²/s und ist nahezu konstant unterhalb der Lutokline.

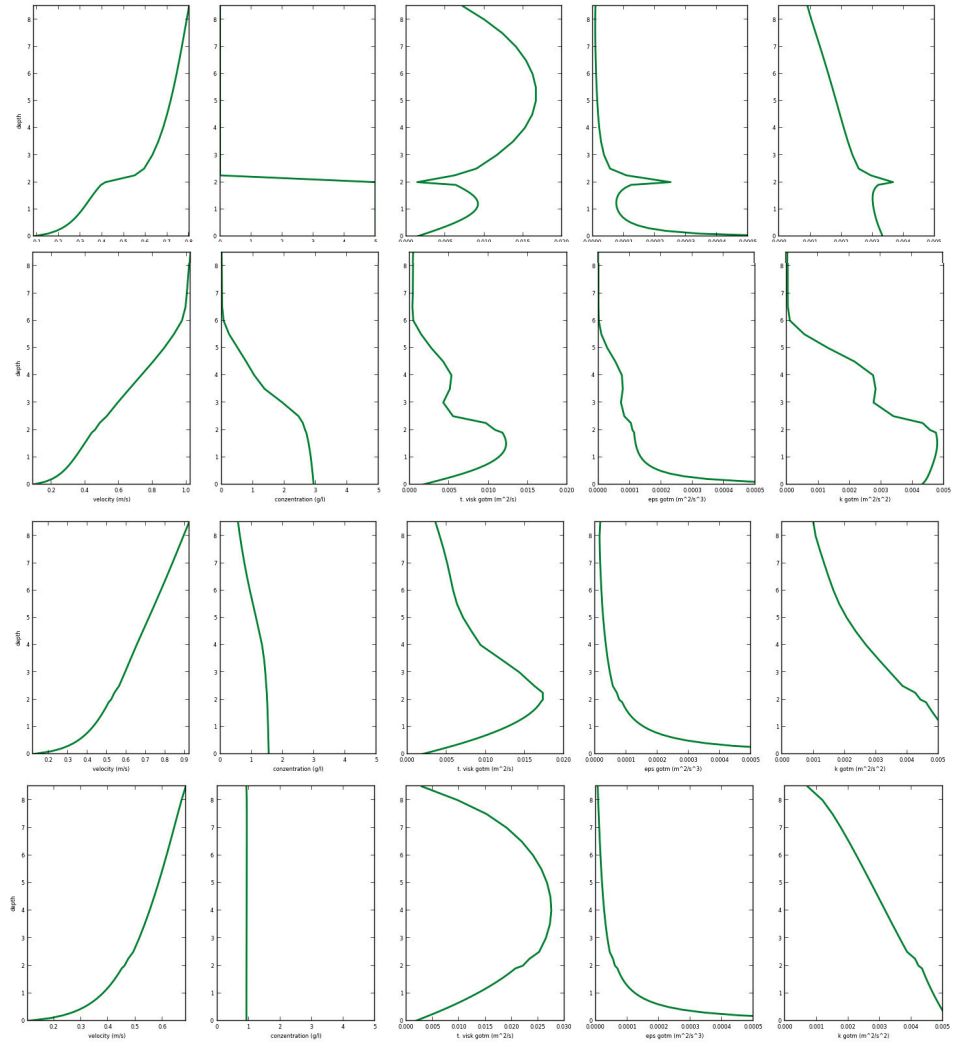


Abbildung 4: Zeitliche Abfolge (vertikal) der Ergebnisse bei einer Injektion von 5 g/l im Versuchsgerinne. Die Spalten von links nach rechts, Geschwindigkeitsprofil, Suspensionskonzentration, turbulente Viskosität, Produktion von turbulenter kinetischer Energie und die zugehörige Dissipation von turbulenter kinetischer Energie.

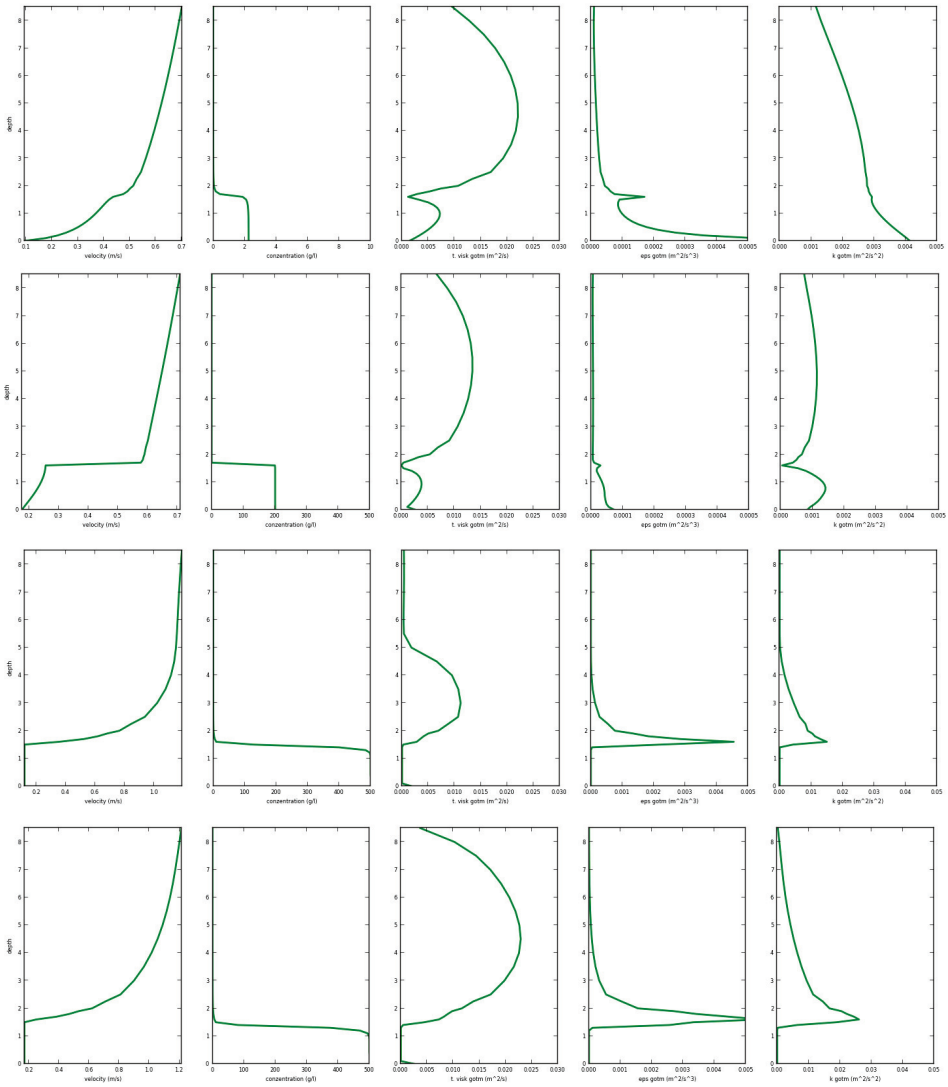


Abbildung 5: Zeitliche Sequenz (vertikal) der Ergebnisse bei einer Injektion von 500 g/l im Versuchsgerinne. Die Spalten von links nach rechts zeigen, das Geschwindigkeitsprofil, die Suspensionskonzentrationsverteilung, die turbulente Viskosität, die Produktion von turbulenter kinetischer Energie und die zugehörige Dissipation über die Wassertiefe.

4.2 Gravitationsbedingtes Fließen von Flüssigschlick

Um die Fähigkeit des Modells zu testen, gravitationsbedingten Transport von hochkonzentrierten Suspensionen abzubilden, wurde ein einfaches Gebietsmodell aufgebaut (s. Abb. 6), das eine Flussmündung darstellt. Der Fluss führt hohe Sedimentkonzentrationen mit sich und mündet in ein Becken. Der Zufluss beträgt 1m³/s und die Suspensionskonzentration ist am Rand konstant über die Wassertiefe verteilt mit 1 g/l. Die Momentaufnahmen des Ausbreitungsvorganges gehören zu Rechenläufen ohne (A) und (B) mit der FLMUD Bibliothek. Die vertikale Diskretisierung ist mit grauen Linien dargestellt. Die Ergebnisse zeigen deutlich den Einfluss der zusätzlichen Terme in der Impulsgleichung, die Fähigkeit des numerischen Modells hohe Konzentrationsgradienten abzubilden und die numerische Stabilität des Verfahrens. Es wird deutlich, dass das Advektionsverfahren höherer Ordnung, selbst bei einfacher vertikaler Diskretisierung, das gravitationsbedingte Fließen scharf abbilden kann (s. Abb. 7). Die Ergebnisse in der Draufsicht sind in Abb. 8 dargestellt.

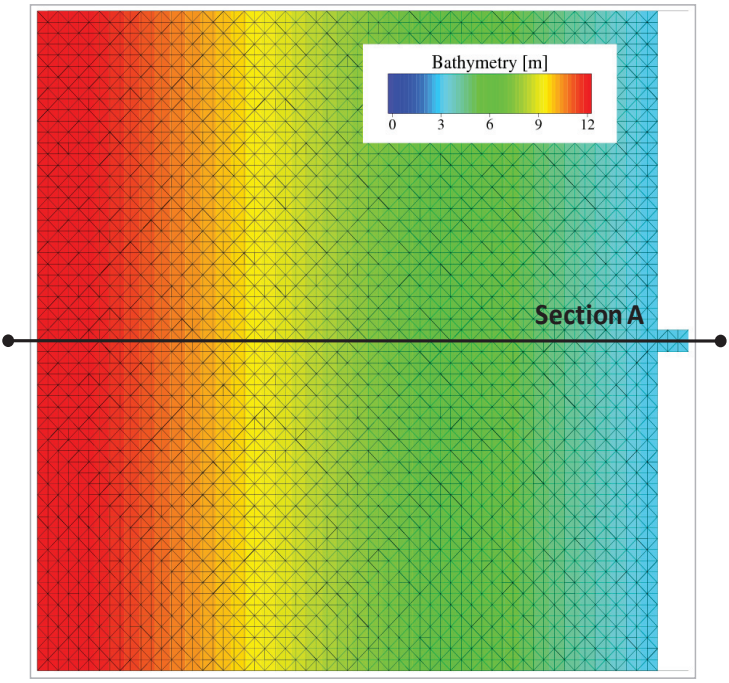


Abbildung 6: Draufsicht auf das Testgebiet.

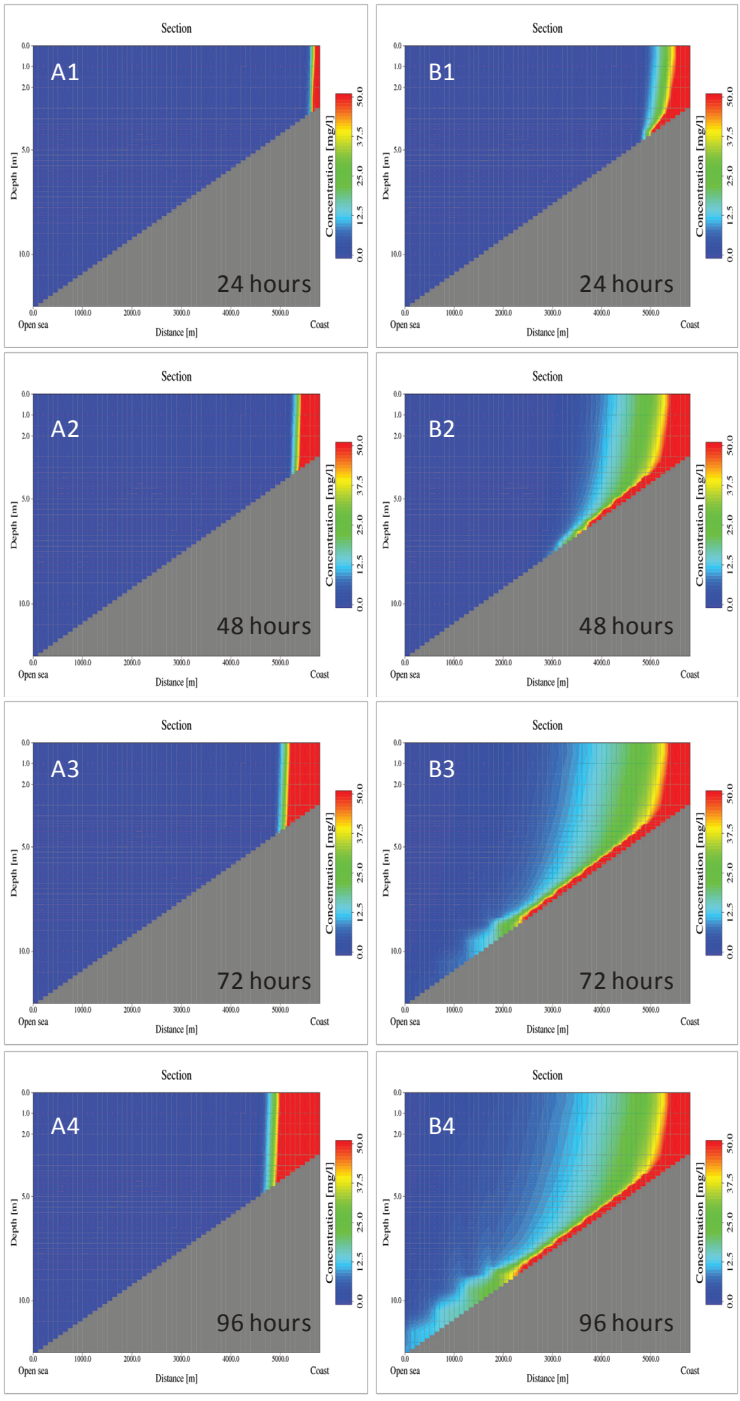


Abbildung 7: Querschnitt und zeitliche Entwicklung von Flüssigschlick ohne (links) und mit (rechts) Flüssigschlickmodul.

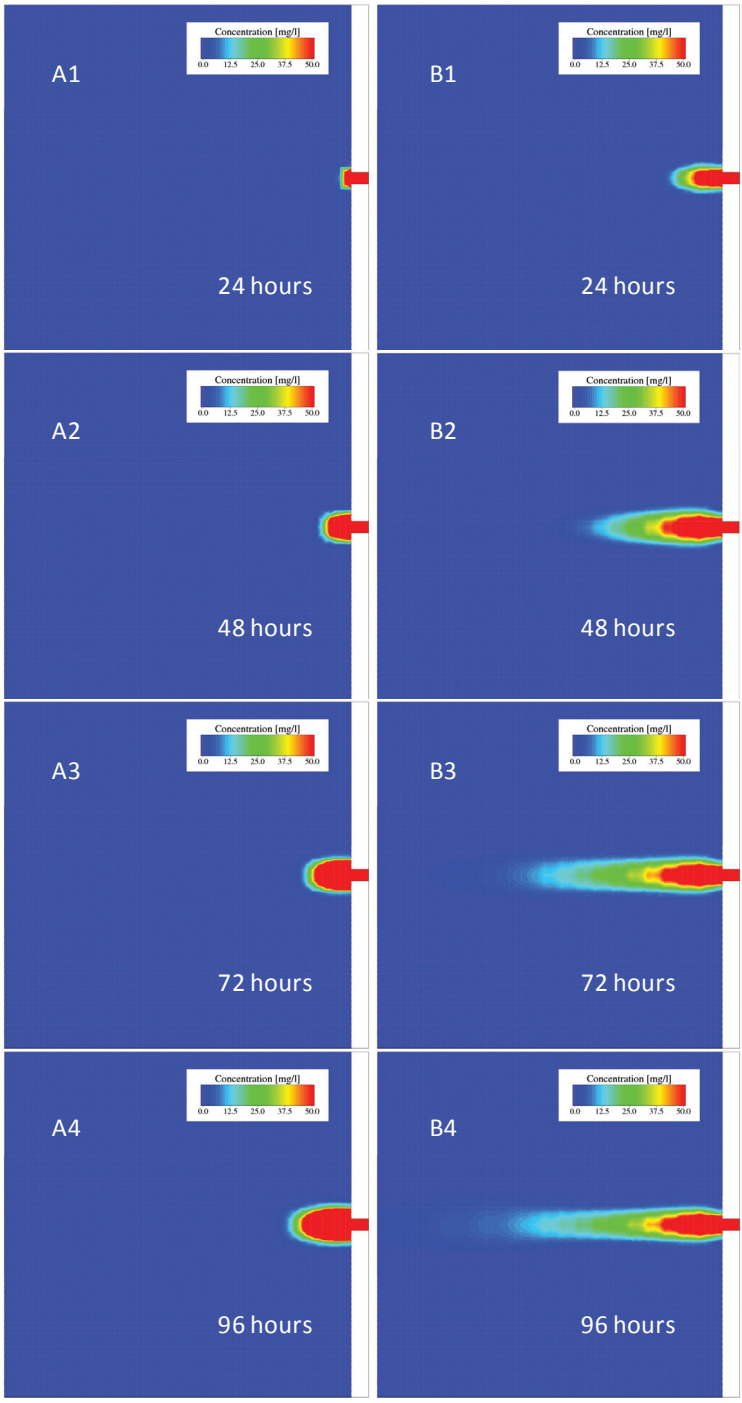


Abbildung 8: Draufsicht und zeitliche Entwicklung von Flüssigschlick ohne (links) und mit (rechts) Flüssigschlickmodul.

4.3 Erste Anwendungen an der Ems

Die ersten Anwendungen an der Ems haben wir mit dem SELFE-FLMUD Modell unternommen, da dieses vollständig parallelisiert ist. Mit der Domänendekompositionsmethode wird es möglich, das gesamte Gebiet der Ems in relativ kurzer Zeit zu simulieren. Hierbei wird das Gebiet in Teilgebiete zerlegt, wobei die Anzahl der Nachbarknoten der Teilgebiete, zwecks reduzierter Netzwerkkommunikation, minimiert wird. Das Rechennetz entspricht dem in Abb. 9 und hat 112.342 Knoten, die Rechenzeit auf 256 Rechenkernen bei 7 Tiden beträgt ca. 5 Stunden. Das Modell hat 31 Schichten im S-Koordinatensystem (s. ZHANG et al. 2008). Der Rechenzeitschritt beträgt 20s, wobei die kleinste Kantenlänge am Sperrwerk weniger als 5 m beträgt. Bei einem expliziten Verfahren, wäre die Rechenzeitschritt um ein Vielfaches kleiner.

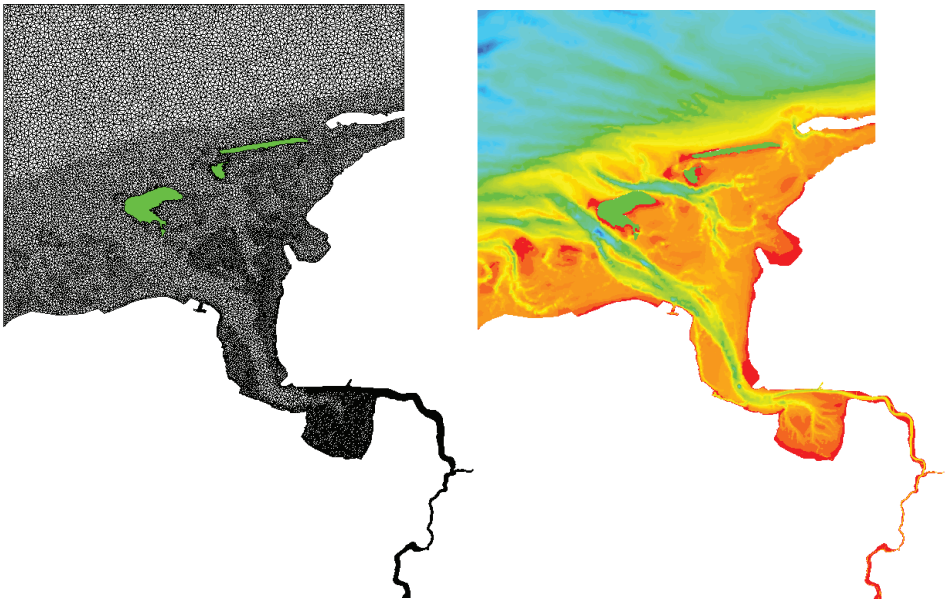


Abbildung 9: Rechennetz und Tiefenverteilung für die Ems.

Es wurde vereinfacht eine M2-Tide am Rand eingesteuert. Die unten dargestellten Ergebnisse zeigen die Entwicklung der Schlickschicht sowie die partielle Durchmischung im zeitlichen Verlauf der Tide. In Abb. 9 sieht man die zeitliche Entwicklung der Schlickschicht an der Sohle auf Grundlage der oben beschriebenen Randbedingungen. Die Skala gibt die Dichte an. Als Anfangsbedingung wurde 1 g/l konstant über die Wassersäule vorgegeben im ganzen Gebiet vorgegeben. Infolge des Absinkens entwickelt sich eine entsprechende Schichtung (s. Abb. 8), wobei es während des Flutstroms, wie zu erwarten, zu einer stärkeren Durchmischung kommt als beim Ebbstrom kommt. Die Konzentrationen erreichen nach wenigen Tiden Werte über 45 g/l.

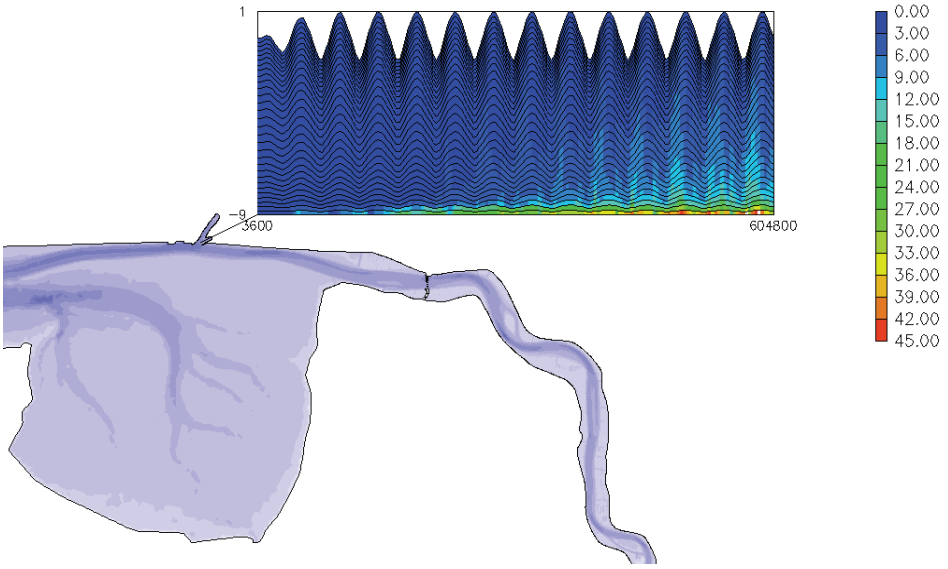


Abbildung 10: Erste Ergebnisse an der Ems mit SELFE. Entwicklung der Schlickschicht im Hafen Emden. Anfangszustand war eine Konzentration von 1 g/l vollständig durchmischt über die gesamte Wassersäule.

5 Schlussfolgerung

Zwei häufig verwendete Strömungsmodelle auf unstrukturierten Gitternetzen wurden erweitert, im Rahmen der Annahmen, die Boussinesq bzgl. der Dichte und der Scheinviskosität formuliert hat, um das Verhalten von Flüssigschlick sowie den Einfluss von hochkonzentrierten Suspensionen auf die Strömung numerisch zu beschreiben. Als Ergebnis entstand das FLMUD (Fluid Mud) Modul, was nunmehr in jedes beliebige Strömungsmodell implementiert werden kann. Hier wurden zwei weit verbreitete Modelle benutzt, um das neu entwickelte Modul qualitative zu validieren. Die Ergebnisse sind vielversprechend und liefern die numerische Basis für weitere Untersuchungen auf diesem Gebiet. Die Ergebnisse demonstrieren, dass durch die gewählte numerische Implementierung entsprechende Schichtungseffekte stabil und stetig abgebildet werden können. Beide Modellplattformen verfügen neben dem Strömungsmodell auch über gekoppelte Modelle für den Seegang, den Sedimenttransport und die Wasserqualität, was eine integrale Modellumgebung darstellt, mit dem unterschiedlichste Fragestellungen, nunmehr auch unter Berücksichtigung der Flüssigschlickdynamik, untersucht werden können. Im Weiteren sind quantitative Evaluierungen notwendig. Der kontinuierliche Ansatz ist unserer Meinung nach z. B. isopyknischen Ansätzen vorzuziehen, da letzte den Zustand der vollständigen Durchmischung nicht abbilden können.

6 Schriftenverzeichnis

BATTJES, J. A.: Computation of set-up, longshore currents, run-up, and overtopping due to wind-generated waves, Rep. 74-2, Comm. On Hydraul., Dep. of Civ. Eng., Delft Univ. of Technol., Delft, Netherlands, 1974.

BRENDA, M: Erstellung und Anwendung eines numerischen Simulationsmodells zur Berechnung der Dynamik einer hochkonzentrierten Suspension kohäsiven Feinsediments. Diplomarbeit TU Darmstadt, 2007.

DEBORA BELLAFIORE, C.; FERRARIN, A.; ROLAND, M.; RAVAIOLI, A.; RUSSO, G.; BORTOLUZZI, G. and UMGIESSER G.: The Po river plume modeling: state of art and new modeling tools for hydrodynamic studies in deltas. PECS – Physics of Estuaries and Coastal Seas Conference, New York, 13-16th August 2012.

FERRARIN, C.; UMGIESSER, G.; CUCCO, A.; HSU, T.-W.; ROLAND, A. and AMOS, C. L.: Development and validation of a finite element morphological model for shallow water basins. In: Coast. Eng. 55 (9), 716-731, 2008.

FERRARIN, C.; BAJO, M.; ROLAND, A.; UMGIESSER, G.; CUCCO, A.; DAVOLIO, S.; BUZZI, A.; MALGUZZID, P. and DROFAD, O.: Tide-surge-wave modelling and forecasting in the Mediterranean Sea with focus on the Italian coast, Ocean Modelling, Vol. 61, 38-48, 2012.

FERRY, J. and BALACHANDAR, S.: A fast Eulerian method for disperse two-phase flow, Int. J. Multiphase Flow, 27, 1199-1226, doi: 10.1016/ S0301-9322(00)00069-0, 2001.

GILL, A.: Atmosphere-Ocean Dynamics. Academic Press, New York, 1982.

HARTEN, A.: High resolution schemes for hyperbolic conservation laws. In: J. Comput. Phys. 49 (2), 357-393, doi: 10.1006/jcph.1997.5713, 1983.

HSU, T.-J.; TRAYKOVSKI, P. A. and KINEKE, G. C.: On modeling boundary layer and gravity-driven fluid mud transport. In: J. Geophys. Res., 112, C04011, doi: 10.1029/2006JC003719, 2007.

HSU, T.-J.; OZDEMIR, C. E. and TRAYKOVSKI P. A.: High resolution numerical modeling of wave-supported gravity-driven fluid mud transport. In: J. Geophysical Res., 114, C05014, doi: 10.1029/2008JC005006, 2009.

KANTHA, L. H. and CLAYSON, C. A.: An improved mixed layer model for geophysical applications. In: J. Geophys. Res. 99 (25), 235-266, 1994.

KHELIFA, A. and HILL P. S.: Models for effective density and settling velocity of flocs. In: J. Hydraul Res 44(3), 390-401, 2006.

KRANENBURG, C.: The fractal structure of cohesive sediment aggregates. In: Estuarine Coastal Shelf Sci., 39, 451-460, 1994.

LAZURE, P. and DUMAS, F.: An external-internal mode coupling for a 3d hydrodynamical model for applications at regional scale (MARS). In: Adv. Water Resources 31, 233, 250, 2008.

LAZURE P.; GARNIER, V.; DUMAS, F.; HERRY C. and CHIFFLET, M.: Development of a hydrodynamic model of the Bay of Biscay. In: Validation of hydrology. Continental Shelf Research, 29(8), 985-997. doi: 10.1016/j.csr.2008.12.017, 2009.

LE HIR, P.; BASSOULET, P. and JESTIN, H.: Application of the continuous modeling concept to simulate high-concentration suspended sediment in a macro-tidal estuary, in Coastal and Estuarine Fine Sediment Processes. In: MCANALLY, W. H. and

METHA, A. J. (eds.): Proc. Mar. Sci., vol. 3, 229-248, Elsevier Sci., Amsterdam, 2001.

LONGUET-HIGGINS, M. S., and STEWART, R. W.: Radiation stress and mass transport in gravity waves, with application to 'surf beats', J. Fluid Mech., 13(04), 481–504, doi:10.1017/S0022112062000877, 1962.

MALCHEREK, A.: Zur Beschreibung der rheologischen Eigenschaften von Flüssigschlicken. Die Küste, 77, 135-178, 2010.

MEWIS, P: Morphodynamisch-numerische Modellierung von Flußkurven. Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2004.

NASNER, H. und PIEPER, R.: 03KIS051, FluMu Eigenschaften und Verhalten von Fluid-Mud in Brackwasserhäfen. Endbericht, KFKI, 2009.

OBERRECHT, D.: Rheologische Analyse von Flüssigschlicksuspension aus unterschiedlichen. Lokationen entlang der Ems. Bachelorarbeit, TU Hannover, 2009.

POND, S. and PICKARD, G. L.: Introductory Dynamical Oceanography, Butterworth-Heinmann, 1998.

ROLAND, A. CUCCO, A.; FERRARIN, C.; HSU, T.-W.; LIAU, J.-M.; OU, S.-H.; UMGIESSER, G. and ZANKE, U.: On the development and verification of a 2-D coupled wave-current model on unstructured eshes. In: J. Mar. Syst., 78, doi: 10.1016/j.jmarsys.2009.01.026, 2009.

ROLAND, A.; ZHANG, Y. J.; WANG H. Y.; MENG, Y.; TENG, Y. C.; MADERICH, V.; BROVCHENKO, I.; DUTOUR-SIKIRIC, M. and ZANKE, U.: A fully coupled 3D wave-current interaction model on unstructured grids. Journal of Geophysical Research: Oceans, 117, doi: 10.1029/2012JC007952, 2012.

SHU, C.-W. and OSHER, S.: Efficient implementation of essentially non-oscillatory shock-capturing schemes, II. Journal of Computational Physics, Vol. 83, 32-78, 1989.

SHEWCHUK, J. R.: Triangle: Engineering a 2D Quality Mesh Generator and Delaunay Triangulator. In: LIN, M. C. and MANOCHA, D. (eds.): Applied Computational Geometry: Towards Geometric Engineering, 1148 of Lecture Notes in Computer Science, 203-222, Springer-Verlag, Berlin, 1996.

TOORMAN, E. A.: Modelling the thixotropic behaviour of dense cohesive sediment suspensions. Rheologica Acta 36, 56-65, 1997.

TOORMAN, E. A.; BRUENS, A. W.; KRANENBURG, C. and WINTERWERP, J. C.: Interaction of suspended cohesive sediment and turbulence. In: WINTERWERP, J. C. and KRANENBURG, C. (eds.): Proceedings in Marine Science, 5, Fine Sediment Dynamics in the Marine Environment, 7-23, Elsevier Science, Amsterdam. 2002a.

TOORMAN, E. A.: Modelling of turbulent flow with suspended cohesive sediment, In: JOHAN, C.; WINTERWERP, J. C. and KRANENBURG, C. (eds): Proceedings in Marine Science, Elsevier, 5, 155-169, doi :10.1016/S1568-2692(02)80014-6, 2002b.

UMGIESSER, G. and BERGAMASCO, A.: Outline of a primitive equations finite element model. Rapporto e Studi, Istituto Veneto of Scienze, Lettere ed Arti XII, 291-320, 1995.

UMGIESSER, G.: Modelling the Venice Lagoon. Int. J. Salt Lake Res. 6, 175-199, 1997.

UMGIESSER, G.; MELAKU CANU, D.; CUCCO, A. and SOLIDORO, C.: A finite element model for the Venice Lagoon, 2004.

UMLAUF, L. and BURCHARD, H.: A generic length-scale equation for geophysical turbulence models. J. Mar. Res. 6, 235-265, 2003.

VAN RIESEN, D. und MUCH, D.: Modellierung morphodynamischer Prozesse an sandigen Brandungsküsten, Die Küste, 76, 2009.

VERNIER, R.; LAFITE, R.; BRUN-COTTAN, J. C and LE HIR, P.: Behaviour of a floc population during a tidal cycle: laboratory experiments and numerical modelling. Continental Shelf Research, 31(10), 64-83, Publisher's official version: doi: 10.1016/j.csr.2010.02.005, 2011.

WINTERWERP, J. C.: On the flocculation and settling velocity of estuarine mud. Continental Shelf Research, 22, 1339-1360, 2002.

WORRALL, W. E. and TULIANI, S.: Viscosity changes during the ageing of clay-water suspensions. Trans Br Ceram Soc, 63:167±185, 1964.

WURPTS, R.: Hyperconcentrated flow. Hansa International Maritime Journal, 2005.

WURPTS, A.: Numerische Simulation von Dichteeffekten am Beispiel der Umlagerung von Baggergut im Ästuarbereich: Mitteilungen des Instituts für Wasserbau und Wasserwirtschaft der Technischen Universität Darmstadt; 140, Selbstverlag, Dissertation, 129 S., 2006.

WURPTS, A.: In-situ Messungen und Numerische Simulation des Verhaltens von Flüssigschlick 7.FZK-Kolloquium, FZK Hannover, TU Hannover, 2010.

YANENKO, N. N.: The method of fractional steps. Springer-Verlag, 1971.

ZANKE, U. C. E.: Berechnung der Sinkgeschwindigkeit von Sedimenten. Mitt. Franzius-Inst. U Hannover, 46, 1977.

ZHANG, Y.-L. and BAPTISTA, A. M.: SELFE: A semi-implicit Eulerian-Lagrangian finite-element model for cross-scale ocean circulation. Ocean Modelling, 21(3-4), 71-96, 2008.

ZHANG, H., MADSEN, O. S., SANNASIRAJ, S. A. and SOON CHAN, E.: Hydrodynamic model with wave-current interaction in coastal regions, Estuarine Coastal Shelf Sci., 61(2), 317–324, doi:10.1016/j.ecss.2004.06.002, 2004.