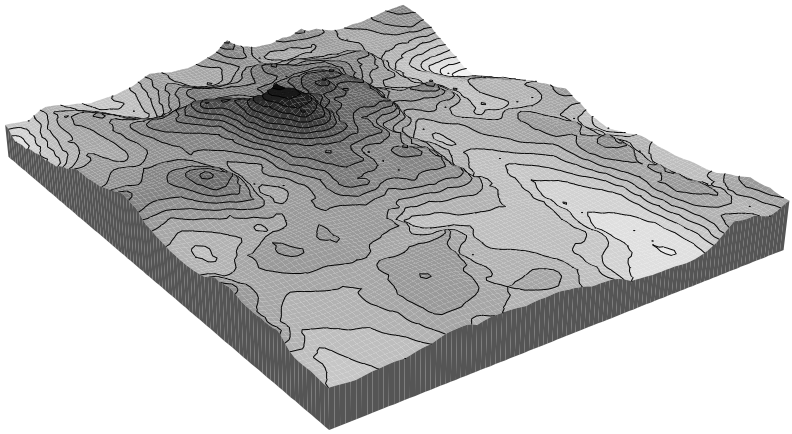
Institut für Strömungsmechanik und
Elektronisches Rechnen im Bauwesen
der Universität Hannover
Institutsleiter Prof. Dr.-Ing. W. Zielke

# Mesoskalige Stofftransporte im Pazifik als Folge des Tiefseebergbaus



Schlußbericht

Projekt-Nr. 03F0010B
Projektträger Biologie, Energie, Ökologie
des Bundesministers für Forschung und Technologie
Forschungszentrum Jülich GmbH

Jacek A. Jankowski, Werner Zielke

Mai 1995

# Überblick

Die Tiefsee gehört zu den letzten weitgehend unbenutzten Ressourcenquellen der Erde. Der Tiefseeboden wird als potentielle Energiequelle, Endlagerstätte für unerwünschte Abfallstoffe und als Rohstoffressource angesehen. Die Prognosen über die Entwicklung metallischer Ressourcen an Land haben dazu geführt, daß Erzvorkommen in der Tiefsee exploriert werden. Die Gewinnungstechniken werden in vielen Ländern vorbereitet und weiterentwickelt. Die Situation auf dem Weltmarkt steht zum gegenwärtigen Zeitpunkt einer sofortigen Nutzung der Rohstoffressourcen in der Tiefsee entgegen. Dadurch entsteht eine einmalige Chance, die möglichen technischen Eingriffe in das Ökosystem der Tiefsee hinsichtlich ihrer Umweltverträglichkeit im Vorfeld ihrer Entstehung abzuschätzen und geeignete Maßnahmen zum Schutz der Meere und zur eventuellen Wiederherstellung des Gleichgewichts nach der anthropogenen Störung vorzuschlagen.

Derzeitige Arbeiten im Rahmen des Forschungsverbundes TUSCH (Tiefsee–Umweltschutz) haben sich exemplarisch auf den Tiefseebergbau von Manganknollen bezogen. Eine der größten durch den potentiellen Tiefseebergbau entstehenden Beeinträchtigungen der marinen Umwelt, neben der direkten Zerstörung des Meeresbodens, ist das aufgewirbelte Sediment, welches eine Trübungswolke bildet, die sich durch die Meeresströmungen ausbreitet und das marine Ökosystem negativ beeinflussen kann.

Das Ziel dieses Forschungsvorhabens war die Gewinnung der Erkenntnisse über den mesoskaligen Transport von Schwebstoffen in der Tiefsee als Folge des Meeresbergbaus. Dazu ist ein numerisches Modell entwickelt worden. Dieses ermöglichte die Ausbreitungssimulation der durch den Tiefseebergbau eingeleiteten Sedimente im mesoskaligen Bereich, exemplarisch bezogen auf die Umgebung des DISCOL—Gebietes im Perubecken. Es wurden die verfügbaren Felduntersuchungen interpretiert, welche zugleich eine Verifikationsmöglichkeit für das Modell darstellten. Ein Modell für die Flokkulationsprozesse von Schwebstoffen wurde ebenfalls ausgearbeitet.

Die Entwicklung eines leistungsfähigen dreidimensionalen Modells zur Bestimmung des Transport- und Resedimentationsverhaltens von den aus dem Tiefseebergbau aufgewirbelten bodennahen Trübungswolken erfolgte auf der Basis des Programmpakets TELEMAC3D, welches die Electricité de France in Zusammenarbeit mit unserem Institut entwickelt hat. Die Parameterstudien mit dem Modell zeigen, daß das Verhalten des suspendierten Schwebstoffes von den komplizierten Strömungsverhältnissen in der ozeanischen Bodengrenzschicht, der Stärke der Diffusion in der vertikalen Richtung und vor allem von der Sinkgeschwindigkeit des Sediments abhängig ist. Das zusätzliche Absinken aufgrund der höheren Dichte des suspensionsbehafteten Wassers führt zu einer flach über dem Boden liegenden, relativ dichten Trübungswolke, die von der zeitlich variablen Hintergrundströmung weiter transportiert wird. Die vom suspendierten Sediment verursachte stabile Schichtung bewirkt jedoch, daß die vertikale Mischung gedämpft wird.

Das DISCOL-Gebiet, wo sich die experimentellen Aktivitäten mehrerer Mitglieder der TUSCH-Gruppe konzentrieren, wurde als Referenzgebiet für die Modellanwendung aus-

gewählt. Das Modell reproduziert den gemessenen Strömungscharakter in Zeitskalen von Gezeiten (Stunden) bis zu geostrophischen Strömungen (Wochen) und erlaubt die Bestimmung der zeitlichen Entwicklung der Konzentration, der Ablagerung auf dem Boden sowie der Verweildauer des eingeleiteten Sediments im Zeitraum von 1-2 Wochen. Die Modellierung erfolgte mit dem Ziel, die entwickelten Verfahren auch auf andere Tiefseegebiete anwenden zu können.

Da die Sinkgeschwindigkeit des Sediments eine wesentliche Rolle im Sedimenttransport spielt, wurde die Möglichkeit der Anwendung eines empirischen Flokkulationsmodells getestet. Die Bedingungen in der ozeanischen Bodengrenzschicht bewirken, daß die Flokkulationsprozesse hauptsächlich vom differentiellen Absinken von Partikeln unterschiedlicher Größe abhängig sind. Sobald die benötigten Verifikationsdaten vorhanden sind, kann ein empirisches Flokkulationsmodell angewendet und verifiziert werden, worin die Sinkgeschwindigkeit eine Funktion der Sedimentkonzentration ist.

Die gesammelten Erfahrungen zeigen, daß die größten Schwierigkeiten in der Modellierung von Sedimenttransport in der Tiefsee auf den Mangel an Verifikationsdaten zurückzuführen sind, wodurch die Zuverlässigkeit einer Prognose beeinträchtigt wird.

Weiterhin soll der Transport von mobilisierten Stoffen, die in Wechselwirkung mit Sedimenten stehen (Schwermetalle), erfaßt werden. Das begründet die Notwendigkeit weiterer Zusammenarbeit im Rahmen des multidisziplinären TUSCH-Forschungsverbundes.

Dieser Bericht beinhaltet die Ergebnisse der 1994 durchgeführten Arbeiten (Kap. 2, insbesondere Par. 2.3 und Kap. 4) sowie ergänzend ausgewählte Themen, die in den Jahren 1992–93 bearbeitet wurden (Kap. 1, 2 und 3), so daß eine folgerichtige Darstellung des gesamten Projektes gewährleistet ist. Die Einzelheiten sind den Jahresberichten 1992 und 1993 [23, 24] zu entnehmen. Eine einführende Literaturrecherche beinhaltet der Jahresbericht 1992. Die beiden Jahresberichte sowie dieser Schlußbericht sind mit ausführlichen Literaturangaben versehen. Die Schlußfolgerungen aus den durchgeführten Simulationen im DISCOL–Gebiet sowie ein Ausblick auf die zukünftigen Arbeiten sind im Kap. 5 zu finden. Die Veröffentlichung der Ergebnisse erfolgt in [38, 21, 22]. Weitere Veröffentlichungen und Konferenzvorträge werden geplant.

## Aufgabenstellung

Das Ziel des 1992–94 durchgeführten Forschungsvorhabens war die Gewinnung der Erkenntnisse über den mesoskaligen Transport von Schwebstoffen in der Tiefsee als Folge des Meeresbergbaus. Dazu diente die Entwicklung eines numerischen Modells.
Im einzelnen beinhaltet dies:

- Die Berechnung des Strömungsfeldes in einem ausgewählten Referenzgebiet unter Berücksichtigung der Übertragbarkeit auf andere Nutzungsgebiete.
- Die Ausbreitungssimulation der durch den Tiefseebergbau eingeleiteten und aufgewirbelten Sedimente.
- Die Interpretation von Felduntersuchungen, welche zugleich eine Verifikationsmöglichkeit für das Modell darstellen.
- Ein Modell für die Flokkulation von Schwebstoffen.

## Zeitlicher Ablauf des Vorhabens

**1992** Beschrieben im Jahresbericht 1992 [23]:

- Literaturrecherche;
- Abstimmung des existierenden Modells (TELEMAC3D) auf Tiefseeverhältnisse;
- Validierung des Modells durch einen Vergleich mit einer analytischen Lösung;
- Parameterstudie zur Ausbreitung einer Schwebstoffwolke in der Nähe der Einleitung.

**1993** Beschrieben im Jahresbericht 1993 [24]:

- Digitalisierung der Bodentopographie;
- Modellierung der Hydrodynamik des DISCOL–Gebietes;
- Erste Ergebnisse für den Sedimenttransport.

**1994** Dieser Bericht:

- Flokkulationsmodell für Schwebstoff;
- Simulationen im DISCOL–Gebiet.

## Direkte Zusammenarbeit mit anderen Stellen

Das Projekt ist ein Bestandteil des Forschungsverbundes TUSCH *(Tiefsee–Umweltschutz)*. Hiermit werden die zusammenarbeitenden Stellen innerhalb sowie außerhalb TUSCH dargestellt:

- Allgemeine Daten aus der DISCOL Experimental Area (Universität Hamburg, Firma Biolab, Prof. Thiel, Dr. Schriever)
- Hydrographische Strömungsmessungen und allgemeine Hydrographie (BSH Hamburg, Dr. Mittelstaedt, Dr. Klein)
- Großskalige Modellierung (Universität Hamburg, Prof. Sündermann, Dipl. Ozeanogr. Segschneider)
- Chemische Wechselwirkungen zwischen Sedimentwolke, Wasser und Boden (Universität Kiel, Dr. Scholten)
- Quantifizierung des Schwebstoffeintrags (VWS Berlin, Dipl.-Ing. Oebius)
- Stoffkreislauf von Schwermetallen (Freie Universität Berlin, Prof. Halbach, Dr. Koschinsky)
- Entwurf des Kollektorfahrzeugs (Firma Thetis, Dr. Amman)
- Daten aus dem *Benthic Impact Experiment* 1993–94 (School of Oceanography, University of Washington, Seattle und NOAA Ocean Minerals and Energy Division, E. Ozturgut, D.D. Trueblood)
- Zusammenarbeit in der Modellierung des BIE-Experiments (NOAA, Pacific Marine Environmental Laboratory, Seattle, J.W. Lavelle)

# Inhaltsverzeichnis


**1 Das hydrodynamische Modell** **1**

1.1 Die zugrundeliegenden Eigenschaften des Modells . . . . . 2

1.2 Modellierung mit Telemac3D . . . . . 3

1.2.1 Grundgleichungen . . . . . 4

1.2.2 Der Lösungsalgorithmus . . . . . 5

1.3 Hydrodynamische Messungen . . . . . 8

1.3.1 Vertikalprofile von Temperatur und Salinität . . . . . 8

1.3.2 Die Strömungsmessungen im DISCOL-Gebiet . . . . . 8

1.4 Modellsteuerung . . . . . 12

1.5 Modellierung der Bodengrenzschicht . . . . . 15

1.5.1 Mischungswegansatz . . . . . 16

1.5.2 Reibung am Boden . . . . . 17

1.5.3 Geschwindigkeitsprofil . . . . . 18

1.5.4 Sedimenteinfluß auf die Seewasserdichte . . . . . 21

1.5.5 Schichtung . . . . . 22

**2 Sedimenttransport** **23**

2.1 Mathematische Modellierung . . . . . 23

2.2 Abstimmung der Randbedingungen auf die Tiefseeverhältnisse . . . . . 25

2.2.1 Erosion . . . . . 25

2.2.2 Sedimentation . . . . . 25

2.3 Sinkgeschwindigkeit des Sediments und Flokkulationseffekte . . . . . 25

**3 Sedimenttransportmodell: Validierung und Parameterstudien** **34**

3.1 Validierung des Modells . . . . . 34

3.1.1 Das analytische Modell Seacloud . . . . . 34

3.1.2 Die Lösung . . . . . 36

3.1.3 Resultate der Validierung . . . . . 38

3.1.4 Diskussion der Validationsergebnisse . . . . . 39

3.2 Parameterstudien zur Ausbreitung in der benthischen Grenzschicht . . . 39

3.2.1 Gewählte Parameter . . . . . 39

3.2.2 Resultate . . . . . 41

3.2.3 Schlußfolgerungen aus der Parameterstudie . . . . . 42

**4 Modellierung im DISCOL-Referenzgebiet** **46**
4.1 Bathymetrie . . . . . 46
4.1.1 Die direkte Umgebung des DISCOL-Gebietes . . . . . 46
4.1.2 Andere Gebiete . . . . . 48
4.2 Sedimentquelle: Kollektor . . . . . 52
4.3 Gewählte Parameter . . . . . 54
4.3.1 Hydrodynamik . . . . . 54
4.3.2 Sinkgeschwindigkeit des Sediments . . . . . 54
4.3.3 Verweilzeit . . . . . 55
4.4 Resultate für eine zeitlich begrenzte Einleitung . . . . . 56
4.5 Resultate für zusammengesetztes Sediment . . . . . 65
4.6 Resultate für eine ununterbrochene Einleitung . . . . . 69

**5 Schlußfolgerungen und Ausblick** **75**
5.1 Diskussion der erzielten Ergebnisse für das Discol–Referenzgebiet . . . . 75
5.2 Ausblick . . . . . 77
5.2.1 Ziele des neu geplanten Forschungsvorhabens . . . . . 77
5.2.2 Kurzdarstellung des geplanten Projekts . . . . . 77

# Kapitel 1

# Das hydrodynamische Modell

Von allen denkbaren Beeinträchtigungen der marinen Umwelt haben sich die derzeitigen Modellierungen im Rahmen des TUSCH–Verbundes exemplarisch auf den Tiefseebergbau von Manganknollen bezogen. Die polymetallischen Manganknollen gehören zu den größten und wichtigsten Erzvorkommen in der Tiefsee und sind von erheblichem wirtschaftlichen Interesse. Die typischen Vorkommen treten in Form flacher Felder auf dem Meeresboden in Wassertiefen von 4000–5000 m auf. Obwohl die derzeitige Marktsituation die geplante Gewinnung in industriellem Ausmaß weiter in die Zukunft verschiebt, ist die entsprechende Technologie vorhanden und wird weiterentwickelt. Mit dem Abbau kann im Fall eines steigenden Interesses der Industrie in relativ kurzer Zeit begonnen werden.
Es existieren viele technische Lösungen, die zur Gewinnung von Manganknollen angewendet werden können. Das in Deutschland bevorzugte Bergbausystem besteht im wesentlichen auf selbstfahrenden und ferngesteuerten Kollektoren, die direkt auf dem Meeresboden arbeiten. Sie sammeln die Knollen ein und bereiten sie auf den Transport zum Mutterschiff durch ein Riser–System vor [2, 27].
Im Fall der geplanten Gewinnung werden neben der unvermeidbaren Verwühlung und der direkten Zerstörung des Meeresbodens die in verschiedenen Phasen der Gewinnung eingeleiteten Schwebstoffe, die sich im schlimmsten Fall weit mit den Meeresströmungen fortbewegen können, als eine der größten Beeinflussungen des marinen Ökosystems angesehen [31, 29, 30, 61, 62].
Diese Schwebstoffeinleitungen können bei Anwendung der oben genannten Technologie an drei Stellen verursacht werden:

1. Durch Einleitung von den die Kollektoren in der ozeanischen Bodengrenzschicht.

2. Durch Tailings, die anfallende Abfälle aus den Separationsvorgängen an Bord des Schiffes, die in der Nähe der Oberfläche, in einer mittleren Tiefe oder am Meeresboden eingeleitet werden können.

3. Durch den Bruch der Pipeline, die das Mutterschiff mit dem Kollektor verbindet. Bei einem solchen Durchbruch wird die eingeleitete Menge sehr gering im Vergleich zum normalen Betrieb an anderen Stellen sein.

Um die zu transportierende Menge aus den Kollektoren zum Mutterschiff zu minimieren und eine Aufsammlung von den überflüssigen Abfällen aus dem Bergbauprozess (*mining*

*tailings*) zu vermeiden, sollen die Manganknollen von den umgebenden Sedimenten direkt von dem Kollektor auf dem Meeresboden separiert werden. Dadurch werden zurückbleibende Abfälle aus dem Separationsvorgang haupsächlich in die tiefsten Schichten des Ozeans eingeleitet. Die Tests unter Anwendung dieser Technologie haben gezeigt, daß bei normalen Betrieb die größte Einleitung in der tiefsten Zone des Ozeans stattfinden wird (90%) [54]. Deswegen konzentrieren sich die derzeitigen Modellierungen auf die Einleitungen in den komplizierten Bedingungen der ozeanischen Grenzschicht.

Die Vorgaben der Technik in Form und Menge der Einleitung sowie die möglichen ökologischen Einflüsse des Tiefseebergbaus wurden bereits im Teilbericht [23] genauer beschrieben.

## 1.1 Die zugrundeliegenden Eigenschaften des Modells

Die Aufgabe des entwickelten Modells ist die Simulation des Transportes und Sedimentationsverhaltens von Schwebstoffwolken, die während der geplanten Tiefseebergbauaktivitäten eingeleitet werden. Das Hauptinteresse besteht auf der Bestimmung der Verweilzeit des suspendierten Sediments, der Resedimentationsmenge sowie der zeitlichen Veränderung der Konzentration. Die Bestimmung dieser Parameter kann als Grundlage zur Beurteilung der Umweltverträglichkeit des Tiefseebergbaus angesehen werden.
Das Modell wird für Simulationen in der direkten Umgebung eines Bergbaugebietes eingesetzt, d.h. dort, wo die größten Beeinflussungen auf die marine Umwelt zu erwarten sind. Dieser Modelltyp kann als ein regionales, mesoskaliges Modell bezeichnet werden, wobei die Strömungen durch Randbedingungen bestimmt werden, die aus größeren ozeanischen Zirkulationen resultieren.
Die marinen Systeme werden durch wohl definierte Bereiche der Zeit- und Raumskalen charakterisiert (spektrale Fenster [50]), die mit bekannten und identifizierbaren hydrodynamischen Phänomenen verbunden werden. In diesem Fall ist das angestrebte Ziel die Beschreibung der mesoskaligen Prozesse (Trägheitsoszillationen, Gezeiten und tägliche Variationen, die die relativ stabile geostrophische Komponente überlagern) in Zeitskalen von Stunden bis Wochen (Frequenzen $10^{-5}$ bis $10^{-3}$ rad/s) und über Strecken bis zu hundert Kilometer.
Aufgrund der Kooperation im Rahmen der interdisziplinären Forschungsgruppe TUSCH wurde zur Modellierung ein kleines Gebiet von bekannter Bathymetrie in der Umgebung der DISCOL Experimental Area (DEA) im südostpazifischen Perubecken (ca. 450 $km^2$) ausgewählt. In diesem Gebiet konzentrieren sich die experimentellen Forschungsarbeiten der TUSCH-Gruppe, die die benötigten Stütz- und Verifikationsdaten liefern. Dieses Gebiet, das sich in der Nähe des deutschen Anspruchsgebietes befindet, wird hier als Referenzgebiet betrachtet, wo das Modell eingesetzt und getestet wird.
Da das Ziel die Modellierung der Trübungswolken in den komplizierten Bedingungen der Bodengrenzschicht und über einer variierenden Bodentopographie ist, muß das angewandte Modell zeitabhängig und dreidimensional sein. Wegen der schwachen, stabilen Schichtung in der tiefsten Zone und der relativ langsam veränderlichen Bodentopographie, kann dieser Bereich als homogen und die Strömungen als überwiegend horizontal

betrachtet werden [3]. Aus diesem Grund wird das suspendierte Sediment als einziger die Schichtung und Dichteströmungen beeinflussende Faktor betrachtet. Die zeitliche und räumliche Auflösung muß die Beschreibung der Sedimentwolke in der Nachbarschaft der einleitenden Maschine und mit dem Zeitpunkt beginnend, ab dem die Hintergrundströmung in den Transportprozessen überwiegt, erlauben. Dieser Zustand tritt nach der Streuungsphase durch die Wirbel der Schleppfahne direkt hinter dem Kollektor und dem nachfolgenden, intensiveren dichtebedingten Absinken der Suspension auf.

Die zur Verfügung stehenden experimentellen Daten erlauben die Annahme, daß der Einfluß der Wirbel in der Schleppfahne hinter der Maschine nur einige Fahrzeuglängen bemerkbar ist. Das Ausmaß der Dichteströmungen ist bisher nicht bekannt. Eine intensivere Resedimentation wird stromaufwärts der Kollektorspuren beobachtet, was lediglich als Beweis der Existenz von Dichteströmungen interpretiert werden kann [31]. Die Konfiguration der initiellen Sedimentverteilung im Modell wird im weiteren diskutiert (Par. 4.2).

Wegen der räumlichen Ausdehnung des Modells ($< 100$ km), der Betrachtung der tiefsten ozeanischen Schicht sowie aufgrund der Tatsache, daß die seitlichen Ränder des Berechnungsgebietes offen sind, werden die treibenden Kräfte indirekt simuliert. Die Variabilität der Strömung wird durch den Einsatz und die Eichung von variierenden Druckfeldern auf den Grenzen des Gebietes erzeugt. Das entspricht der Änderungen der Wassertiefe an den Rändern unter der Voraussetzung, daß die Perturbation des Drucks unabhängig von der Wassertiefe ist. Das bedingt die Anwendung der entsprechenden Anfangsbedingungen für Geschwindigkeit und freie Oberfläche (Par. 1.4).

## 1.2 Modellierung mit Telemac3D

Die Modellierung der Hydrodynamik im Modell basiert auf den inkompressiblen Navier-Stokes Gleichungen mit freier Oberfläche. Das numerische Simulationsprogrammpaket TELEMAC3D wurde am Laboratoire National d'Hydraulique der Electricité de France (EDF) in Paris entwickelt. Die Weiterentwicklung dieses Programms erfolgt in Zusammenarbeit mit dem Institut für Strömungsmechanik der Universität Hannover. TELEMAC3D dient der Lösung von dreidimensionalen Strömungsproblemen mit freier Oberfläche. Dank der konsequenten Benutzung der Element-by-Element-Technik (EBE, [19]) nutzt dieser Finite-Elemente-Code alle Vorteile der Vektorisierung und ist auf einem leistungsfähigen Vektorrechner implementiert.

TELEMAC3D behandelt also die dreidimensionalen Gleichungen der Hydrodynamik und des Transports von sog. Tracern, d.h. Temperatur, Salinität, passiven Verunreinigungen, Sedimentkonzentration. Die physikalischen Phänomene, die auf die Strömungen wirken, wie Wärmeaustausch, Windeintrag, Corioliskraft, Dichteeinflüsse, Turbulenz, werden erfaßt. Die Einzelheiten des Programms können zahlreicher Literatur entnommen werden [13, 16, 20, 60] und [33, 36, 40, 37].

### 1.2.1 Grundgleichungen

Die im Modell angewandten Gleichungen sind im wesentlichen unter den folgenden Voraussetzungen hergeleitet.
Die erste Hypothese setzt voraus, daß die relativen Variationen der Dichte $\varrho$ im Vergleich zu den relativen Variationen der Geschwindigkeit $u$ klein bleiben, was die Anwendung der Kontinuitätsgleichung in der Form für *inkompressible* Strömungen erlaubt:

$$\frac{\delta\varrho}{\varrho} \ll \frac{\delta u}{u} \quad \Rightarrow \quad \nabla \cdot \vec{u} = 0 \tag{1.1}$$

Die *Boussinesq-Approximation* besagt, daß der Unterschied der Dichte in-situ im Vergleich zu einer Referenzdichte ($\Delta\varrho = \varrho - \varrho_0$) klein ist. Das bedeutet, daß der Einfluß der Variation der Dichte auf die Trägheit des Fluids in der ersten Approximation vernachlässigt werden kann, jedoch mit Berücksichtigung dieses Einflusses in den Kraftermen. Diese zweite Hypothese erlaubt eine Linearisierung des Termes $-\varrho^{-1}\nabla p$ in den Navier-Stokes-Gleichungen, was zusammen mit der Vernachlässigung der inertialen Effekte in der vertikalen Richtung gestattet, die dritte (also in der vertikalen $z$-Richtung) Navier-Stokes-Gleichung auf eine Gleichung für den Druck zu reduzieren:

$$p = \varrho_0 g\,(S - z) + \varrho_0 g \int_z^S \frac{\Delta\varrho}{\varrho_0} dz \tag{1.2}$$

wobei $S(x, y)$ die aktuelle Position der freien Oberfläche ist. Dadurch werden die dichtebedingten Veränderungen der horizontalen Beschleunigungen in den Impulsgleichungen vernachlässigt und eine mittlere oder Referenzdichte benutzt. In der vertikalen Gleichung, die zur hydrostatischen Gleichung reduziert wird, muß jedoch die aktuelle in-situ Dichte zur Berechnung des aktuellen Druckfeldes verwendet werden. Dadurch ist die Annahme der Gleichung (1.2) in der Literatur oft unter dem Namen *Hypothese des hydrostatischen Drucks* bekannt.
Nach Anwendung der oben genannten Hypothesen lauten die zu lösenden Gleichungen wie folgt:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} + w\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\varrho_0}\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_x \frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_y \frac{\partial u}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_z \frac{\partial u}{\partial z}\right) + fv \tag{1.3}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u\frac{\partial v}{\partial x} + v\frac{\partial v}{\partial y} + w\frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{1}{\varrho_0}\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_x \frac{\partial v}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_y \frac{\partial v}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_z \frac{\partial v}{\partial z}\right) - fu \tag{1.4}$$

$$p = \varrho_0 g\,(S - z) + \varrho_0 g \int_z^S \frac{\Delta\varrho}{\varrho_0} dz \tag{1.5}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \tag{1.6}$$

mit:

$t, x, y, z$: Zeit- und Raumkoordinaten; $x$ zeigt nach Osten, $y$ nach Norden, $z$ vertikal aufwärts
$u, v, w$: Geschwindigkeitskomponenten in $x$–,$y$–,$z$–Richtung
$p$: Druck
$\varrho$: Wasserdichte
$\varrho_0$: Referenzdichte des Wassers
$\Delta\varrho$: Variation der Dichte $\Delta\varrho = \varrho - \varrho_0$
$\nu_x, \nu_y, \nu_z$: Komponenten des turbulenten Viskositätstensors
$S(x, y)$: Niveau der freien Oberfläche
$f$: Coriolisparameter, $f = 2\Omega \sin\phi$
$\Omega$: $\Omega = 2\pi/86164$ rad/s, Winkelgeschwindigkeit der Erdrotation
$\phi$: geographische Breite
$g$: Erdbeschleunigung

Die physikalischen Parameter des Meerwassers werden durch eine Zustandsgleichung $F(\varrho, p, T, s, ...) = 0$ ($T$: Temperatur, $s$: Salzgehalt) verbunden, siehe Par. 1.5 und 1.5.4. Die physikalisch sinnvollen Randbedingungen (Dirichlet- und Neumanntyp) sind auf den geschlossenen und offenen Rändern zu definieren; siehe z.B. Kap. 1.5.

### 1.2.2 Der Lösungsalgorithmus

#### Operator splitting

Der Algorithmus besteht aus der Zerlegung und Isolierung der in den Gleichungen verwendeten Operatoren in Teilschritte (*operator splitting*). Jeder Operator kann auf diese Weise mit Hilfe einer genau angepaßten und adäquaten Methode behandelt werden. Die Lösung, d.h. die Berechnung der Werte auf der Grundlage eines für einen Zeitschritt $t = t^n$ bekannten Satzes von Variablen für den Zeitschritt $t^{n+1} = t^n + \Delta t$, wird anhand von drei Teilschritten bestimmt: dem Advektionsschritt, dem Diffusionsschritt und dem Druck-Kontinuitätsschritt. Die zeitliche Ableitung kann man in der folgenden Form ausdrücken:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{f^{n+1} - f_{diff}}{\Delta t} + \frac{f_{diff} - f_{adv}}{\Delta t} + \frac{f_{adv} - f^n}{\Delta t} \tag{1.7}$$

wobei:

$f^{n+1}$: die Lösung für $t = t^{n+1}$,
$f_{diff}$: die sukzessive Lösung nach dem Diffusionsschritt,
$f_{adv}$: die sukzessive Lösung nach dem Advektionsschritt,
$f^n$: die Lösung für $t^n$ ist.

#### Berechnungsbereich

Der Berechnungsbereich ist durch den Boden, den die Gleichung $z = Z_f(x, y)$ definiert, die freie Oberfläche $z = S(x, y, t)$ und die vertikalen Ränder begrenzt. Die räumliche Verteilung des Gebietes erfolgt durch die Zerlegung in prismatische Elemente mit 6 Knoten. Die 2D-Projektion dieses Netzes bildet ein 2D-Basisnetz von Dreiecken. Um den dreidimensionalen Bereich zu vernetzen, wird das 2D-Basisnetz in der vertikalen

Richtung vervielfältigt. Dies bedeutet, daß für jeden Punkt der 2D-Ebene $(x, y)$ eine Menge von Punkten $(x, y, z)$ definiert wird, so daß gilt:

$$z = Z_f(x, y) + \theta(S(x, y, t) - Z_f(x, y)), \qquad 0 \leq \theta \leq 1 \tag{1.8}$$

Wegen der zeitlichen Veränderungen der freien Oberfläche verändern sich auch die vertikalen Abstände im 3D-Netz von einem Zeitschritt zum anderen. Die $x$- und $y$-Koordinaten bleiben jedoch konstant. Trotz dieser Änderung kann man durch einen Koordinatenwechsel mit einem zeitunabhängigen erstarrten Netz arbeiten. Dies erfolgt mit der $\sigma$-Transformation:

$$z_* = \overline{S}\frac{z - Z_f(x, y)}{S(x, y, t) - Z_f(x, y)} = \theta\overline{S} \tag{1.9}$$

wobei $\overline{S}$ eine beliebige positive Konstante ist. Das neue Netz $N_*(x, y, z = \theta\overline{S})$ wird $\sigma$-Netz genannt.

### Advektionsschritt

Die Vorteile des $\sigma$-Netzes werden schon im ersten Rechenschritt, im stark von den Bewegungen der freien Oberfläche beeinflußten Advektionsschritt, genutzt, der durch die Methode der Charakteristiken für das explizite Geschwindigkeitsfeld für $t = t^n$ gelöst wird. Der wesentliche Vorteil dieser Methode beruht auf der Möglichkeit der Wahl eines größeren Zeitschrittes, als ihn das klassische Courant-Kriterium erlaubt. Die vertikale Geschwindigkeit $w$ wird nach der $\sigma$-Transformation zu $w^*$:

$$w^* = \frac{\partial z^*}{\partial t} + u\frac{\partial z^*}{\partial x} + v\frac{\partial z^*}{\partial y} + w\frac{\partial z^*}{\partial z}. \tag{1.10}$$

Die Advektionsgleichung lautet:

$$\frac{f_{adv} - f^n}{\Delta t} + u\frac{\partial f}{\partial x} + v\frac{\partial f}{\partial y} + w^*\frac{\partial f}{\partial z^*} = 0. \tag{1.11}$$

### Diffusionsschritt

Der Diffusionsschritt wird im realen Netz für $t = t^n$ mit Hilfe der Finiten-Elemente-Formulierung mit Anwendung der vektorisierbaren EBE-Methode gelöst [16, 19]. Zur Lösung des Matrizensystems in diesem Zeitschritt wird hier der Algorithmus der konjugierten Gradienten mit Präkonditionierung angewendet. Die zu lösende Gleichung lautet:

$$\frac{f_{diff} - f_{adv}}{\Delta t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_x\frac{\partial f}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_y\frac{\partial f}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_z\frac{\partial f}{\partial z}\right). \tag{1.12}$$

wobei $\nu_i$ die entsprechenden turbulenten Viskositäten oder Diffusivitäten sind. Weil die Transportdiffusionsgleichung keinen Druck-Kontinuitätsschritt benötigt, ist die Berechnung der Tracerkonzentrationen damit beendet. Nach dem letzten Schritt (Druck-Kontinuität) wird lediglich die Lage der Knoten in der Vertikalen aktualisiert.

**Druck-Kontinuitätsschritt**

Nach der Betrachtung der Advektions– und Diffusionsanteile werden im letzten Schritt die Kontinuitäts– und die Impulsgleichungen mit Anwendung der Hypothese des hydrostatischen Drucks (die modifizierten Gleichungen von Saint-Venant) gelöst. Nach der Integration über die Vertikale erhält man die klassischen Flachwassergleichungen *ohne advektive und diffusive Terme*:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(\overline{u}h)}{\partial x} + \frac{\partial(\overline{v}h)}{\partial y} + G = 0 \tag{1.13}$$

$$\frac{\overline{u}_{n+1} - \overline{u}_{diff}}{\Delta t} + g\frac{\partial h}{\partial x} = -g\frac{\partial Z_f}{\partial x} + fv_{diff} + F_x \tag{1.14}$$

$$\frac{\overline{v}_{n+1} - \overline{v}_{diff}}{\Delta t} + g\frac{\partial h}{\partial y} = -g\frac{\partial Z_f}{\partial y} - fu_{diff} + F_y, \tag{1.15}$$

wobei $h = S - Z_f$ die Wassertiefe ist. Dies bedeutet, daß in diesem Schritt das 3D-Problem auf ein 2D-Problem reduziert wird [13]. $\overline{u}_{diff}$ und $\overline{v}_{diff}$ sind die im Diffusionsschritt berechneten, mittleren horizontalen Geschwindigkeiten. Die für $t = t^{n+1}$ zu ermittelnden mittleren Geschwindigkeiten $\overline{u}_{n+1}$, $\overline{u}_{n+1}$ sind durch Integration zu erhalten:

$$\overline{u_i} = \frac{1}{(S - Z_f)} \int_{Z_f}^{S} u_i dz. \tag{1.16}$$

Die in der Horizontalen wirkenden Kraftterme (Auftriebsterme) sind aus folgenden Formeln zu berechnen:

$$F_x = \frac{g}{h} \int_{Z_f}^{S} \frac{\partial}{\partial x} \int_{z}^{S} \frac{\Delta\rho}{\rho_0} dz dz', \tag{1.17}$$

$$F_y = \frac{g}{h} \int_{Z_f}^{S} \frac{\partial}{\partial y} \int_{z}^{S} \frac{\Delta\rho}{\rho_0} dz dz'. \tag{1.18}$$

Diese Integrale werden unter Benutzung der Zustandsgleichung für $\varrho$ bestimmt (siehe Par.1.5.4). Der Quellterm $G$ in (1.13) errechnet sich aus:

$$G = \frac{h}{\bar{S}}[w^*(\bar{S}) - w^*(0)]. \tag{1.19}$$

Anhand eines 2D-Finite-Elemente-Lösungsalgorithmus für Flachwassergleichungen, der aus dem Programm TELEMAC2D stammt und auch die EBE-Methode benutzt, werden die 2D-Gleichungen (1.13) auf dem Dreiecks–Basisnetz gelöst und die Koordinaten der freien Oberfläche $S(x, y)$ zur Zeit $t^{n+1}$ geliefert. Mit bekannter Oberfläche wird der Druck $p^{n+1}$ berechnet. Aus den Druckgradienten werden die Komponenten der Geschwindigkeit $u^{n+1}$, $v^{n+1}$ berechnet Nach der Lösung der Kontinuitätsgleichung wird die Vertikalgeschwindigkeit $w^{n+1}$ bestimmt:

$$w^{n+1}(z) = w^{n+1}(Z_f) - \int_{Z_f}^{z} \frac{\partial u^{n+1}}{\partial x} dz - \int_{Z_f}^{z} \frac{\partial v^{n+1}}{\partial y} dz, \tag{1.20}$$

$$w^{n+1}(Z_f) = u^{n+1}\frac{\partial Z_f}{\partial x} + v^{n+1}\frac{\partial Z_f}{\partial y}. \tag{1.21}$$

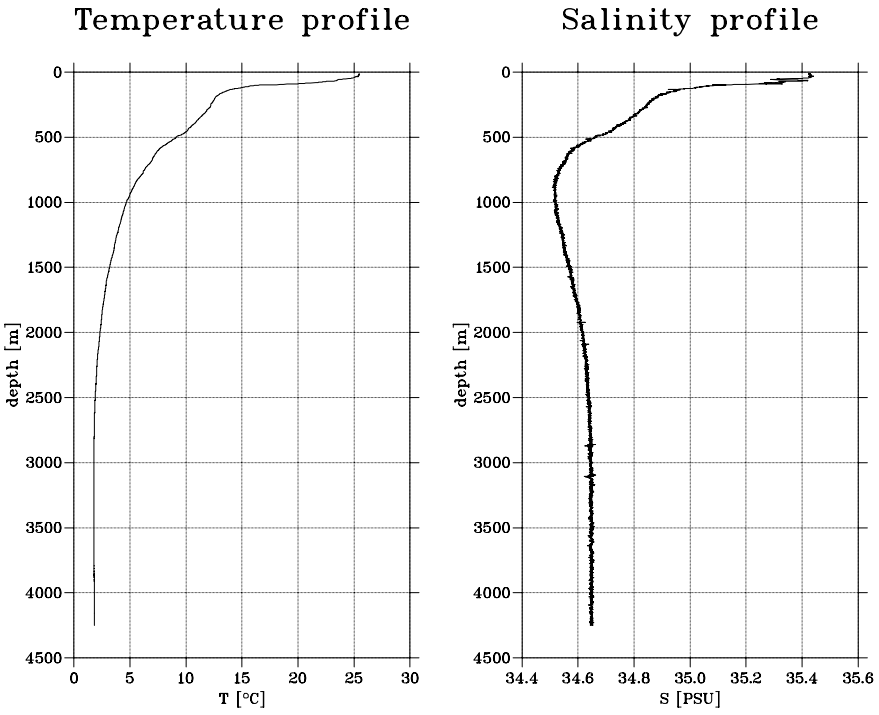



Abbildung 1.1: Vertikalprofile der Salinität $s$ und der Temperatur $T$ aus dem DISCOL-Gebiet.

## 1.3 Hydrodynamische Messungen

### 1.3.1 Vertikalprofile von Temperatur und Salinität

Die CTD-Messungen aus dem DISCOL-Gebiet liefern die Salinitäts– und Temperaturverteilungen mit der Wassertiefe (Abb. 1.1) [63]. In den tiefsten 500 m der Wassersäule bleiben beide Parameter konstant (1.8°C, 34.65 PSU). Die Schichtung ist stabil, aber sehr schwach (Abb. 1.2). Die Auftriebsfrequenz (Brunt–Väisälä–Frequenz)

$$N = \left( -\frac{g}{\varrho} \frac{\partial \varrho}{\partial z} \right)^{1/2} \tag{1.22}$$

wird mit der EOS-80 Zustandsgleichung für Meerwasser berechnet [66]. Sie ist in diesem Tiefenbereich konstant und berägt $N = 6.41 \cdot 10^{-3}$ rad/s (Abb. 1.2). Dadurch ist die Annahme einer neutralen Schichtung im hydrodynamischen Modell der ozeanischen Bodengrenzschicht über Bodentopographie ohne größeren Tiefenunterschiede und Steigungen gerechtfertigt [3].

### 1.3.2 Die Strömungsmessungen im DISCOL-Gebiet

Die allgemeinen Strömungsverhältnisse sowie die zur Verfügung stehenden Messungen aus dem DISCOL-Gebiet wurden bereits in dem Jahresbericht [23] beschrieben. Daher werden hier nur die im Rahmen der DISCOL–Arbeiten durchgeführten langfristigen, über

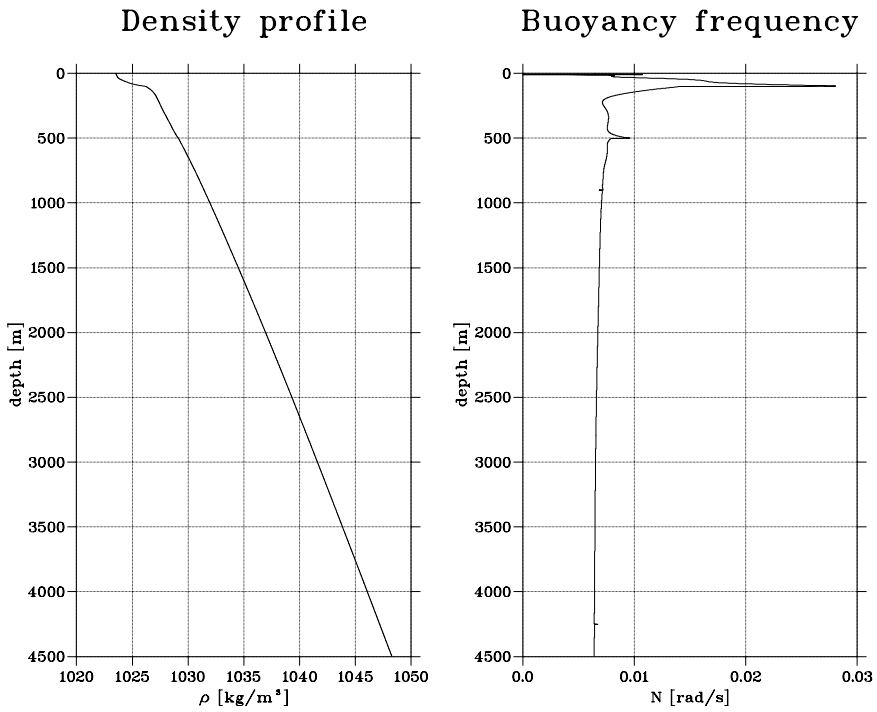



Abbildung 1.2: Vertikalprofile der Dichte $\varrho$ und der Auftriebsfrequenz $N$ berechnet nach der EOS-80 Zustandsgleichung.

zwei Jahre dauernden Strömungsmessungen (H. Klein, Bundesamt für Seeschiffahrt und Hydrographie, Hamburg, [25]) kurz beschrieben.
Die geographische Position der Meßkette war 7°04.10′S, 88°28.21′W und die Meßpunkte befanden sich 200, 50, 30 und 15 mab (m über dem Meeresboden). Die Einzelheiten der Ergebnisse sind in der Tab. 1.1 zusammengefaßt. In den gewonnenen Daten ist keine Saisonalität oder Periodizität der bodennahen Strömungen zu erkennen. Die Strömungsverhältnisse sind durch den Wechsel von 2–5 Monate dauernden Perioden relativ richtungsstabiler und stärkerer Strömung (zum Teil über 5 cm/s) bzw. relativ variabler und schwächerer (1–3 cm/s) Strömung geprägt (Abb. 1.3). Die mittlere Strömungsrichtung ist für die Höhe 200 mab westlich und für die Höhen 15–50 mab nordwestlich gerichtet. Eine Intensivierung der mittleren kinetischen Energie $k_M$ sowie der mittleren turbulenten Energie $k_E$ findet im Bereich ca. 0–30 m über dem Boden statt. Tiefseestürme [52, 25] wurden nicht beobachtet, Geschwindigkeiten über 10 cm/s wurden nur für einige Stunden festgestellt; die maximale Geschwindigkeit betrug 17 cm/s.

Die spektrale Analyse der Daten liefert weitere Informationen über die Strömungsstruktur. Das in Abb. 1.4 dargestellte Periodogramm [57] der Geschwindigkeitskomponenten zeigt, daß für die Zeitskalen von zwei Wochen die der mittleren Strömung übergelagerten Gezeiten- und Trägheitsströme eine dominierende Rolle in der zeitlichen Variation der Strömung spielen. Die Frequenzen der eintägigen und halbtägigen Gezeitenkomponenten lassen sich genau bestimmen, wobei im breiten Bereich in der Nähe der Trägheitsfrequenz mehrere Maxima auftreten. Es ist charakteristisch, daß die größten Amplituden

Tabelle 1.1: Strömungs-Statistik im DEA, nach H. Klein

| $mab$ | $\bar{u}$<br>$\bar{v}$ | $u_{scal}$<br>$v_{scal}$ | $k_M$<br>$k_E$ | $k_E/k_M$<br>$SF$ | $\overline{u'u'}$<br>$\overline{u'u'}$ | $u'v'$ | $v_{max}$<br>$\Phi(\bar{u},\bar{v})$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| m | cm/s | cm/s | $cm^2/s^2$ | - | $cm^2/s^2$ | $cm^2/s^2$ | cm/s |
| 200 | $-0.5 \pm 0.7$ | 2.7 | 0.1 | 48.8 | 4.94 | –0.64 | 17.1 |
| | $+0.0 \pm 0.6$ | 0.5 | 5.4 | 0.2 | 5.80 | | $272^o$ |
| 50 | $-0.8 \pm 0.6$ | 3.1 | 0.5 | 11.7 | 5.60 | –0.28 | 11.9 |
| | $+0.7 \pm 0.9$ | 1.0 | 6.4 | 0.3 | 7.25 | | $314^o$ |
| 30 | $-1.2 \pm 0.9$ | 3.4 | 1.3 | 5.5 | 6.52 | +0.50 | 16.6 |
| | $+1.1 \pm 1.3$ | 1.6 | 7.4 | 0.5 | 8.37 | | $311^o$ |
| 15 | $-1.0 \pm 0.7$ | 3.56 | 0.9 | 8.9 | 6.46 | –0.01 | 14.7 |
| | $+0.8 \pm 1.0$ | 1.3 | 7.5 | 0.4 | 8.59 | | $307^o$ |

mab: Meter über dem Boden, $\Phi(\bar{u},\bar{v})$: die mittlere Strömungsrichtung
$\bar{u},\bar{v}$: die meridionalen und zonalen mittleren Geschwindigkeiten
(Ost- und Nordkomponenten), gezeigt mit ihrem 95%-Fehler
$SF$: der Stabilitätsfaktor, $SF = v_{vect}/v_{scal}$
$SF = 1.0 \rightarrow$ konstante Strömungsrichtung

$$\bar{u} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} u_i, \qquad \bar{v} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} v_i$$

$$v_{scal} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\sqrt{u_i^2 + v_i^2} \qquad v_{vect} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}$$

$$\overline{u'v'} = \frac{1}{n}(\sum_{i=1}^{n} u_i v_i - n\bar{u}\bar{v})$$

$$k_M = \frac{1}{2}(\bar{u}^2 + \bar{v}^2) \qquad k_E = \frac{1}{2}(\overline{u'u'} + \overline{v'v'})$$

DEA-Position: $7^o04.10'$S, $88^o28.21'$W, Wassertiefe: 4143 m
Frequenz der Messungen 180 min (30 mab – 60 min)
23.09.1989 – 31.01.1992 (30 mab – nur bis 18.10.1990)

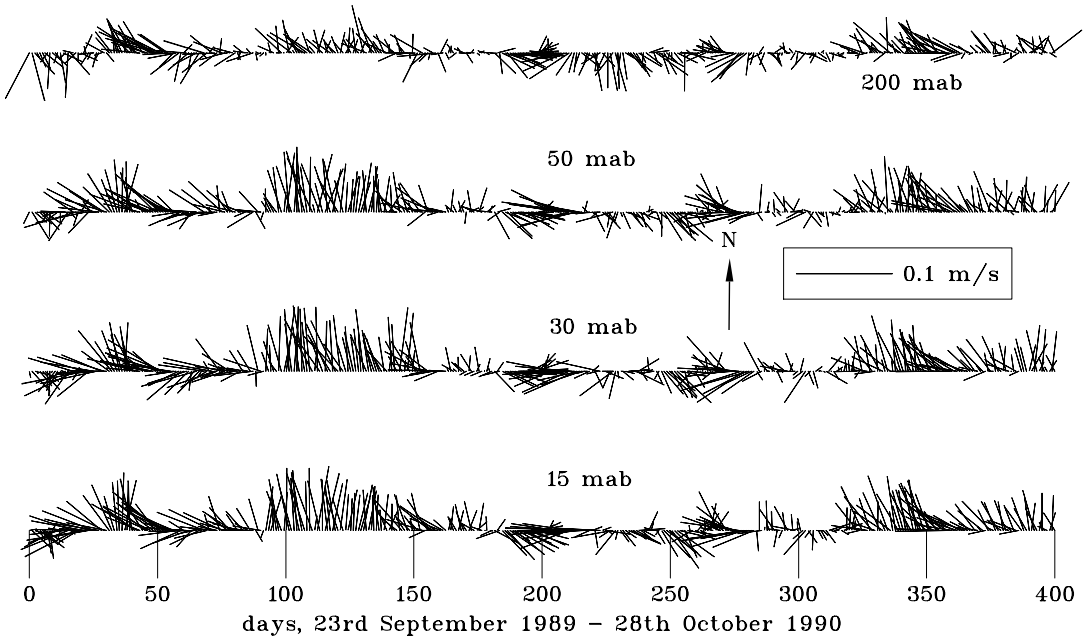



Abbildung 1.3: Vektorplot der gemessenen Geschwindigkeitsvektoren im DISCOL-Gebiet.

den Wellen mit den Perioden von 2–4 Tagen zugeordnet werden können, mit einem lokalen Maximum für 3 Tage. Die inertiale Periode $2\pi/f$ auf der geographischen Breite von DEA ist 98 h ($f = 1.78 \cdot 10^{-5}$ rad/s)). Da die Messungen horizontal nur in einem Punkt durchgeführt wurden, ist die Nachbildung dieser Bewegungen nicht exakt möglich.
Die Strömung besteht also aus drei Hauptkomponenten:

1. Eine langsam variierende geostrophische Komponente, die für die Simulationen in den Zeiträumen von 1-2 Wochen konstant angenommen werden kann.

2. Stärkere lange Wellen mit Perioden, die kleiner oder vergleichbar mit der Trägheitsperiode $2\pi/f$ sind.

3. Gezeiten mit der gemischten, überwiegend halbtägigen Form. Partielle Tiden können durch die Peaks in den Spektren identifiziert werden, z.B. halbtägige M2, S2, N2 und tägige K1 und O1.

Aus der Taylorschen Analyse der Strömung [25] können für die tiefpaßgefilterten Daten aus dem gesamten Zeitraum der Messungen mit der Grenzperiode 48 h, d.h. mit eliminierten Gezeiten, die Werte für horizontale Diffusivitäten in der Größenordnung von $200 - 700$ m$^2$/s, mit einem größeren meridionalen Wert, gewonnen werden. Die Anwendung dieses Verfahrens auf Zeiträume bis zu einem Monat und unterschiedliche Strömungsstrukturen erbringt eine ähnliche räumliche Disproportion, aber mit Diffusivitäten zwischen 1 m$^2$/s und 10 m$^2$/s.

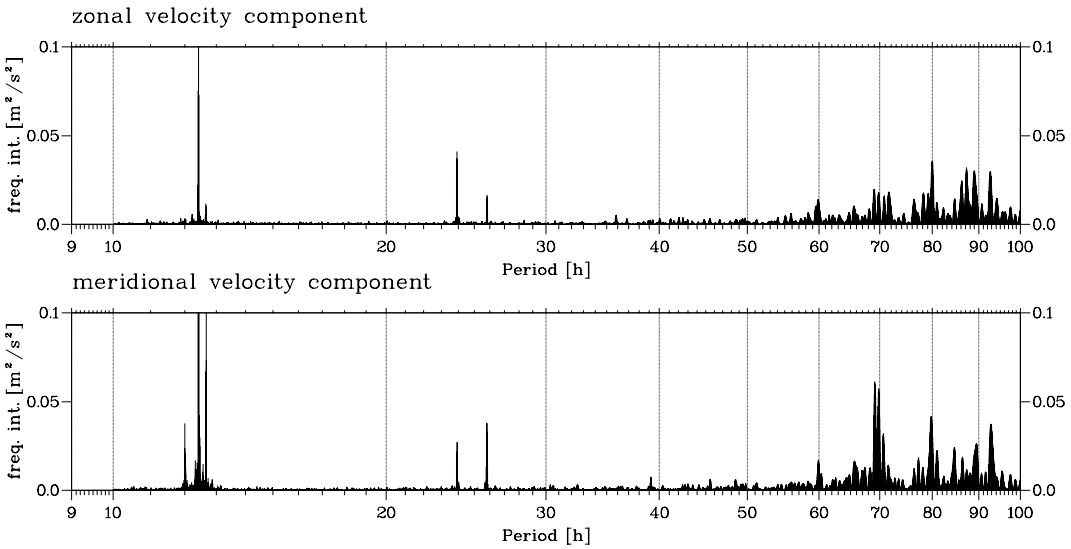



Abbildung 1.4: Periodogramm der gemessenen Geschwindigkeitskomponenten 30 m über dem Meeresboden.

## 1.4 Modellsteuerung

Die Hauptpeaks im Spektrum der DISCOL–Strömungsmessungen stammen von den Wellenkomponenten, deren Kreisfrequenzen größer als die Trägheitsfrequenz sind, $\omega > f$ (Abb. 1.4). Diese Wellenkategorie kann mittels Gleichungen für die langen Schwerewellen beschrieben werden, für welche die Wellenlänge viel größer als die Wassertiefe ist und die Rotation nur eine modifizierende Rolle spielt. Dieser Wellentyp ist in der Literatur als Sverdrup- oder Poincaré-Wellen bekannt und ist z.B. für die Tidenausbreitung verantwortlich [32, 55, 15, 56].

Im hier betrachteten, relativ homogenen Bereich direkt über der Bodengrenzschicht können die Strömungen als überwiegend horizontal gerichtet beschrieben werden. Die Wellen von dem hier angenommenen Typ variieren langsam mit kleinen Schwingungen der Geschwindigkeit und des Drucks um den hydrostatischen und geostrophischen Gleichgewichtszustand. Aus diesem Grund werden in der folgenden Diskussion die advektiven Beschleunigungen sowie die Reibung vernachlässigt.

Es soll erwähnt werden, daß die folgende mathematische Beschreibung nicht nur für die barotropen Wellen, sondern auch für die baroklinen Wellen im geschichteten Wasser gültig ist. Diese mathematische Äquivalenz beruht auf der Existenz der trennbaren Lösungen für die Geschwindigkeitskomponenten, wenn die horizontale Skala der Bewegungen groß im Vergleich zu der Vertikalen ist. In einem solchen Fall kann anstatt der gesamten Wassertiefe $H$ für einen barotropen Modus eine entsprechende äquivalente Wassertiefe $H_e$ benutzt werden [32, 15]. Diese mathematische Eigenschaft erlaubt eine Beschreibung mittels Gleichungen (1.3–1.6) der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten von verschiedenen Wellen direkt über der Bodengrenzschicht.

Nach diesen Annahmen schreiben sich die Gleichungen für die freien langen Wellen in

einem homogenen Fluid konstanter Tiefe ($H = const$) folgendermaßen:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv + g\frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \tag{1.23}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu + g\frac{\partial \eta}{\partial y} = 0 \tag{1.24}$$

$$H\left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}\right) + \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0 \tag{1.25}$$

wobei $\eta(x, y)$ die Oberflächenschwankung von einem Gleichgewichtszustand darstellt. Nach der partiellen Ableitung von (1.23) und (1.24) nach der Zeit können $\partial u/\partial t$ und $\partial v/\partial t$ in (1.23) und (1.24) eliminiert werden. Es entstehen die Gleichungen:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - f^2 u = -g\left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial x \partial t} + f\frac{\partial \eta}{\partial y}\right) \tag{1.26}$$

$$\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} - f^2 v = -g\left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial y \partial t} - f\frac{\partial \eta}{\partial x}\right) \tag{1.27}$$

Die Gleichungen (1.26) und (1.27) werden benutzt, um $\partial u/\partial x$ und $\partial v/\partial y$ in (1.25) zu eliminieren. Auf diese Weise wird eine inhomogene Wellengleichung (Klein–Gordon–Gleichung) für $\eta$ abgeleitet:

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial^2 t} - f^2\eta - gH{\nabla_h}^2\eta = 0 \tag{1.28}$$

Die Lösung für $\eta$ hat die Form der zweidimensionalen Welle:

$$\eta = \eta_0 \exp[i(k_1 x + k_2 y - \omega t + \phi)] \tag{1.29}$$

wenn folgende Dispersionseigenschaft erfüllt wird:

$$\omega^2 = gH{k_h}^2 + f^2 \tag{1.30}$$

wobei $\mathbf{k}_h = (k_1, k_2)$, $k_h = 2\pi/\lambda$ der horizontale Wellenzahlvektor ist.
Unter Annahme der Lösungsform (1.29) auch für $u$, $v$ und der Einsetzung in die Gleichungen (1.23, 1.24, 1.25) entsteht das Gleichungssystem:

$$-i\omega u - fv + igk_1\eta = 0 \tag{1.31}$$

$$-i\omega v + fu + igk_2\eta = 0 \tag{1.32}$$

$$-i\omega\eta + iH(k_1 u + k_2 v) = 0 \tag{1.33}$$

Aus (1.31) und (1.32) sind die Beziehungen zwischen der Geschwindigkeit und der Schwankung der freien Oberfläche $\eta$ herzuleiten:

$$u = \frac{g(\omega k_1 + ifk_2)}{\omega^2 - f^2}\eta = \frac{(\omega k_1 + ifk_2)}{{k_h}^2 H}\eta \tag{1.34}$$

$$v = \frac{g(\omega k_2 - ifk_1)}{\omega^2 - f^2}\eta = \frac{(\omega k_2 - ifk_1)}{{k_h}^2 H}\eta \tag{1.35}$$

wobei die Dispersionseigenschaft (1.30) benutzt wird.
Eine physikalische Bedeutung hat nur der reelle Anteil in den Geschwindigkeitskomponenten, hergeleitet durch die Einsetzung von (1.29) in (1.34) und (1.35):

$$u = \frac{\eta_0}{{k_h}^2 H}(k_1\omega\cos\psi - k_2 f\sin\psi) \tag{1.36}$$

$$v = \frac{\eta_0}{{k_h}^2 H}(k_2\omega\cos\psi + k_1 f\sin\psi) \tag{1.37}$$

mit dem Betrag der Geschwindigkeit

$$|\mathbf{v}| = \frac{\eta_0}{k_h H}(\omega^2\cos^2\psi + f^2\sin^2\psi)^{1/2} \tag{1.38}$$

wobei $\psi = k_1 x + k_2 y - \omega t + \phi$ für eine Vereinfachung benutzt wurde. Die maximalen und minimalen Werte des Geschwindigkeitsbetrages können für $\psi = 0, \pi, 2\pi...$ und entsprechend für $\psi = \pi/2, 3\pi/2...$ abgeleitet werden:

$$|\mathbf{v}|_{max} = \eta_0\omega/k_h H \quad |\mathbf{v}|_{min} = \eta_0 f/k_h H. \tag{1.39}$$

Die Spitze des Geschwindigkeitsvektors zeichnet eine Ellipse, deren längere Achse parallel zur Ausbreitungsrichtung einer fortschreitenden Welle ist. Diese Richtung ist definiert durch den Wellenzahlvektor $\mathbf{k}_h$. Das Verhältnis der kürzeren zur längeren Achse in diesem Hodograph ist $f/\omega$. Für $\omega >> f$ nimmt die Strömungsfigur die Form einer ausgedehnten Ellipse an, wobei sie in der Nähe der Trägheitsfrequenz $f$ fast kreisförmig ist. Die Trägheitswellen mit der Frequenz $f$ sind eine Grenzform für die langen Schwerewellen von der Seite der niedrigen Frequenzen [24]. Der Umlaufsinn der Ellipse ist antizyklonisch, d.h. für $f > 0$ (auf der Nordhalbkugel) im Uhrzeigersinn und für $f < 0$ (auf der Südhalbkugel) gegen dem Uhrzeigersinn.
Um die richtigen Anfangswerte für die Geschwindigkeiten $u$, $v$ und die Oberflächenschwankung $\eta$ zu erhalten, werden im Modellalgorithmus die maximalen Geschwindigkeitsbeträge für einen gegebenen Modus (1.39) verwendet. Diese Werte sind näherungsweise aus der spektralen Analyse der Strömung bekannt. Aus diesem Grund bekommt man für den Fall einer Phase $\phi \neq 0$ eine Anfangsbedingung ($t = 0$) für die Geschwindigkeit sowie den Wert für $\eta_0$ für $t > 0$ ($\eta = \eta_0\cos(k_1 x + k_2 y - \omega t + \phi)$):

$$\eta_0 = \frac{\omega^2 - f^2}{\omega k_h g}|\mathbf{v}|_{max} \tag{1.40}$$

$$u(t=0) = \frac{|\mathbf{v}|_{max}}{\omega k_h}(k_1\omega\cos\phi - k_2 f\sin\phi) \tag{1.41}$$

$$v(t=0) = \frac{|\mathbf{v}|_{max}}{\omega k_h}(k_2\omega\cos\phi + k_1 f\sin\phi) \tag{1.42}$$

Eine entsprechende Wellenlänge kann aus der Dispersionsgleichung (1.30) hergeleitet werden.
Die oben beschriebenen Wellen werden der Strömung des geostrophischen Gleichgewichts überlagert. Dieser Gleichgewichtszustand wird als unveränderlich während der Simulationszeit (1...2 Wochen) angenommen. Die Bedingung des geostrophischen Gleichgewichts

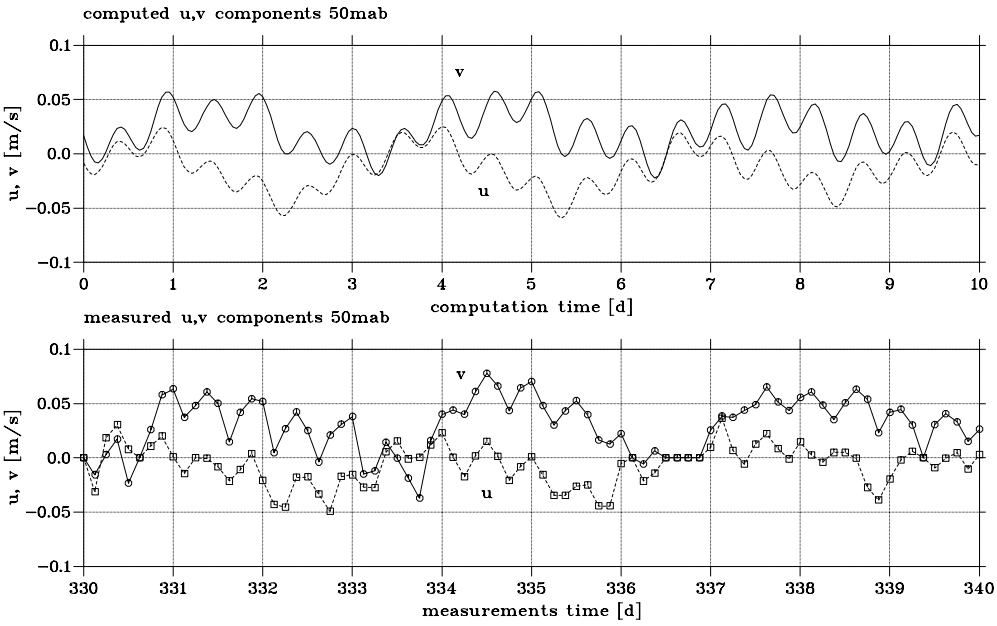



Abbildung 1.5: Ein Vergleich zwischen den berechneten (oben) und gemessenen (unten) Geschwindigkeitskomponenten auf dem Niveau 50 m über dem Meeresboden für die Tage 330–340.

kann auf eine unkomplizierte Weise aus den Gleichungen (1.23–1.24) durch Einsetzung von $(u, v) = (u_g, v_g) = const$ hergeleitet werden.

$$u_g = -\frac{g}{f}\partial\eta/\partial y, \qquad v_g = \frac{g}{f}\partial\eta/\partial x \tag{1.43}$$

Im Modell wird die geostrophische Komponente durch Belegung eines konstanten horizontalen Druckgradienten auf den Rändern des Berechnungsgebietes und durch Annahme einer entsprechenden Anfangsbedingung für die Geschwindigkeit erzeugt [24].
Auf solche Weise können die modellierten Strömungen im Ozeaninneren direkt über der Bodengrenzschicht auf die Messungen geeicht werden. Die Ergebnisse des Softwaretests wurden im Zwischenbericht [24] beschrieben. Als Beispiel dazu ist in Abb. 1.5 ein Vergleich zwischen den berechneten und gemessenen Geschwindigkeitskomponenten auf dem Niveau 50 m über dem Meeresboden für die Tage 330–340 mit einer relativ energiereichen Strömung (vergleiche Abb. 1.3) dargestellt.

## 1.5 Modellierung der Bodengrenzschicht

Da die zu simulierenden Transportvorgänge hauptsächlich in der benthischen Grenzschicht (BBL) oder im Bereich direkt darüber stattfinden, spielt die zuverlässige Fähigkeit des Modells zur Modellierung der typischen Grenzschichtströmungen eine Schlüsselrolle. Die bis jetzt beschriebenen hydrodynamischen Vorgänge und ihre Modellierung gelten hauptsächlich über der Grenzschicht. Die Grenzschicht, die modelliert werden

soll, ist eine bodennahe Zone, wo sich der Einfluß der Bodenreibung auf die Strömung, u.a. durch ein charakteristisches Geschwindigkeitsprofil, bemerkbar macht. Zwei Parameter, die die Charakteristik der Strömung in der Bodengrenzschicht im angewandten Modell bestimmen, sind die mit dem Mischungsweg $l$ verbundene Vertikalskala $\delta$ und der Reibungskoeffizient $C$. Ein vom Programm berechnetes Geschwindigkeitsprofil soll dem Profil in der logarithmischen Schicht (LL) und in der darüberliegenden Ekman-Schicht (EL) entsprechen. Die laminare Schicht wird vernachlässigt.

### 1.5.1 Mischungsweganssatz

In der horizontalen Richtung werden in TELEMAC3D konstante turbulente Austauschkoeffizienten $\nu_x = \nu_y = \nu_H$ und für die Tracer $\nu_{xT} = \nu_{yT} = \nu_{HT}$ angenommen. Die Modellierung der vertikalen Austauschkoeffizienten für Hydrodynamik und Transport erfolgt mit dem Mischungswegansatz, der die Dämpfungsfunktionen $f$, $g$ [33] verwendet. Die Ansätze lauten:

$$\nu_z = g(Ri) l^2 \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2} \tag{1.44}$$

$$\nu_{zT} = f(Ri) l^2 \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2} \tag{1.45}$$

mit der Richardson-Zahl:

$$Ri = \frac{-\frac{g}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial z}}{(\frac{\partial u}{\partial z})^2 + (\frac{\partial v}{\partial z})^2} = \frac{N^2}{(\frac{\partial u}{\partial z})^2 + (\frac{\partial v}{\partial z})^2} \tag{1.46}$$

Die Mischungswegverteilung über dem Boden $z_f(x, y)$ wird in der Form einer sogenannten Rampenfunktion implementiert:

$$l = \begin{cases} \kappa z & Z_f \leq z \leq 0.2\delta \\ 0.2\kappa\delta & 0.2\delta < z \end{cases} \tag{1.47}$$

wobei $\kappa = 0.41$ die Kármán-Konstante und $z_f$ die Bodenkoordinate ist. Der Parameter $\delta$ kontrolliert die Höhe der Grenzschicht durch Steuerung der Verteilung der vertikalen turbulenten Viskositäten [48]. Andere Mischungswegverteilungen als (1.47) sind leicht implementierbar.
In dieser Mischungswegverteilung wird angenommen, daß der niedrigste Teil der Bodengrenzschicht (vom Boden bis ungefähr $0.2\delta$) die sogenannte logarithmische Schicht (LL) beinhaltet. Die Charakteristik dieser ersten Zone hängt allein von den Verhältnissen über dem Meeresboden (Schubspannung, hydrodynamische Parameter des Bodens) und dem Abstand vom Meeresboden ab. Im Modell wird die für hydrodynamisch glatte oder transitive Grenzschichtströmungen auftretende laminare Schicht direkt über dem Boden vernachlässigt. Im weiteren wird angenommen, daß das Geschwindigkeitsprofil in dieser bodennahen Schicht logarithmisch ist. In dieser Schicht soll auch keine Scherung des Geschwindigkeitsvektors entstehen. Der Mischungsweg (1.47) steigt hier linear mit mit dem Abstand vom Boden.
In dem darüberliegenden Teil der Grenzschicht bleibt der Mischungsweg konstant mit dem durch (1.47) gegebenen Wert. In dieser äußeren Zone (Ekman-Schicht, EL), wo die

Einflüsse der Erdrotation sich bemerkbar machen, steigt mit der Höhe über dem Boden der Betrag der Geschwindigkeit nahezu linear mit dem Abstand vom Boden an. Der Geschwindigkeitsvektor weist die charakteristische, spiralförmige Scherung auf.

### 1.5.2 Reibung am Boden

Die Randbedingung auf dem Boden ist gegeben durch:

$$\frac{\tau_b}{\rho} = u_* = \nu_z \frac{\partial u}{\partial z} = \frac{u(z')\sqrt{u^2(z') + v^2(z')}}{C^2} \tag{1.48}$$

wobei $\tau_b$ die Schubspannung auf dem Boden und $u_*$ die Schubspannungsgeschwindigkeit sind. Der Reibungskoeffizient $C$ wird unter der Annahme der Existenz eines logarithmischen Geschwindigkeitsprofils im untersten Teil der Grenzschicht berechnet. Die Gleichung (1.48) ähnelt der standardisierten Formulierung mit dem 100 cm-*drag*-Koeffizient $C_{100} = C^{-2}$, wo das Bezugsniveau $z'$ für die mittlere Geschwindigkeit auf 100 cm liegt [59]:

$$\tau_b = \varrho u_*^2 = C_{100} \bar{U}_{100}^2 \tag{1.49}$$

Der Abstand $z' = 100$ cm entspricht nicht immer der Ausdehnung der logarithmischen Schicht, speziell bei transitiven Strömungen [18].
Um sicherzustellen, daß das Bezugsniveau für die Geschwindigkeit in der logarithmischen Schicht liegt, wird in TELEMAC3D $z' = \Delta z/10$, also ein Zehntel des Abstandes zwischen der Bodenebene und der ersten Ebene des 3D-Netzes gewählt.
Im allgemeinen wird das logarithmische Profil durch die Gleichung

$$u(z) = \frac{u_*}{\kappa} \ln(\frac{z}{z_0}) \tag{1.50}$$

beschrieben. Es existieren viele Methoden zur Bestimmung des Reibungsparameters am Boden ($z_0$). In TELEMAC3D wird als logarithmisches Bezugsprofil eine empirische Formulierung gewählt:

$$\frac{u(z)}{u_*} = \frac{1}{\kappa} ln(\frac{z}{D}) + 4.9. \tag{1.51}$$

wobei der mit $z_0$ verbundene Parameter $D$ als mittlere Rauhigkeit des Meeresbodens interpretiert werden kann.
Durch Einsetzen von (1.51) für $z'$ in (1.48) wird $C$ bestimmt:

$$C = \frac{1}{\kappa} ln(\frac{\Delta z}{10D}) + 4.9. \tag{1.52}$$

Wegen der im Modell angenommenen vertikalen Diskretisierung (Kap. 1.2.2), ist $\Delta z$ eine lineare Funktion der Wassertiefe $H$. Zur Parametrisierung der Reibung können zwei Methoden angewendet werden: (1) Der Parameter $D$ wird konstant $D = const$ oder räumlich variabel $D = D(x, y)$ angenommen; (2) $D$ wird aus einem empirischen Zusammenhang mit der Wassertiefe bestimmt ($D = D(H)$ oder $D = D(x, y, H)$). Im zweiten Fall, um einen konstanten, von der Wassertiefe unabhängigen Parameter $C$ zu erhalten, muß $D$ als eine lineare Funktion der Wassertiefe gewählt werden.

Die Formulierung (2) hat sich besonders für die Anwendung in den Flachwasserbereichen bewährt, wo eine empirische Gleichung für $D = D(H)$ mit Benutzung des Chézy-Koeffizienten ([$m^{1/2}/s$]) implementiert ist [23, 37]:

$$D = \left(\frac{26.4}{Ch}\right)^8 H \tag{1.53}$$

Aus (1.48, 1.52, 1.51, 1.53) folgt für die Randbedingung am Boden:

$$\nu_z \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \frac{u(z')\sqrt{u^2(z') + v^2(z')}}{C^2} = \frac{u\sqrt{u^2+v^2}}{(\frac{1}{\kappa} ln(\frac{\Delta z}{10(\frac{26.4}{Ch})^8 H}) + 4.9)^2} \tag{1.54}$$

Für $u(z')$ und $v(z')$ werden die Werte auf der ersten Ebene des Netzes angenommen. Wegen der linearen Abhängigkeit von $\Delta z$ und $D$ von der Wassertiefe $H$ bei einer variablen Bathymetrie und/oder Schwankungen der Oberfläche bleibt $C$ konstant. Im Fall (1) wird $C$ mit steigender Wassertiefe größer.

Für die Anwendungen in der Tiefsee verliert die empirische Gleichung (1.53) im Zusammenhang mit (1.51) ihre Bedeutung. Die Unabhängigkeit des Parameters $C$ von der vertikalen Diskretisierung des Modells wird jedoch weiterhin erwünscht. Um Mißverständnisse zu vermeiden, wird im weiteren nur der konstante Wert von $C$ zusammen mit Informationen über die vertikale Diskretisierung angegeben.
Um das Geschwindigkeitsprofil der Tiefsee zu erhalten, muß der Reibungsparameter $C$ so gewählt werden, daß das Profil (1.51) dem der logarithmischen Schicht in der Tiefsee entspricht. Beide Koeffizienten $\delta$ und $C$ müssen so geeicht werden, daß die erwünschten Profile im gesamten Bereich der Bodengrenzschicht, so weit das die zur Verfügung stehenden Daten erlauben, abgebildet werden. Das Grenzschichtmodell wird also durch die beiden Modellparameter $C$ und $\delta$ an die empirisch bestimmte Zielfunktion (das Geschwindigkeitsprofil in der benthischen Grenzschicht) optimiert.

### 1.5.3 Geschwindigkeitsprofil

Nach den im Kap. 1.5.2 beschriebenen Annahmen werden beide Parameter $\delta$ und $C$ entsprechend geeicht, um ein gewünschtes Geschwindigkeitsprofil zu erstellen. Genauere Studien zu diesem Thema wurden im Bericht [24] dargestellt.
Die Höhe einer voll entwickelten turbulenten Ekman-Schicht für eine neutrale Schichtung ist durch Experimente im Laboratorium von Caldwell *et al.* [8] (auch [49]) gegeben durch:

$$h_E = \frac{\kappa u_*}{\mid f \mid}, \tag{1.55}$$

In diesem Fall kann nach Csanady die Schubspannungsgeschwindigkeit $u_*$ mittels der Geschwindigkeit der äußeren geostrophischen Gesamtströmung über der Grenzschicht $U_g$ als $u_* = U_g/30$ approximiert werden [10].
Für die geographische Breite von 7°S (DISCOL) ist $f = -1.78 \times 10^{-5} s^{-1}$, und mit den Werten für die Geschwindigkeit $U_g$ = 1...15 cm/s erhält man aus (1.55) für die obere Grenze der Ekman–Schicht $h_E$ Werte von 7...115 m.

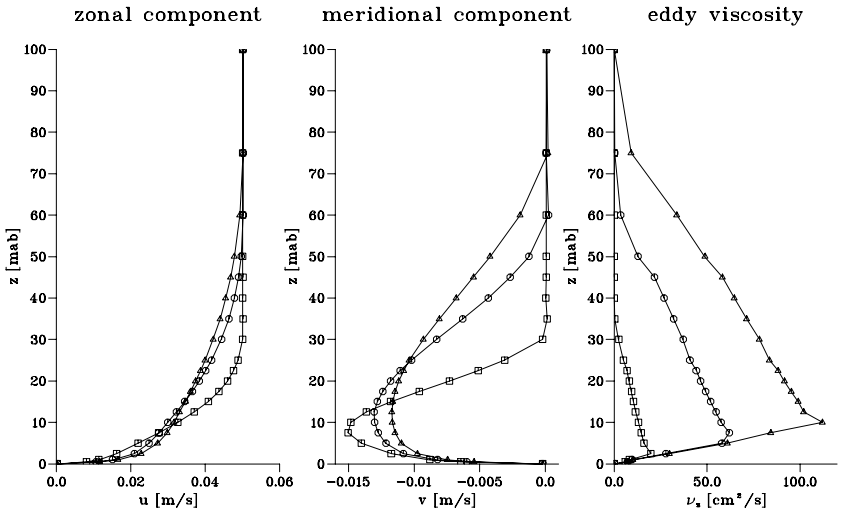



Abbildung 1.6: Einfluß des Koeffizienten $\delta$, der die Verteilung des Mischungsweges kontrolliert, auf die Profile der vertikalen Diffusivität und der Geschwindigkeit für eine konstante geostrophische Komponente von 5 cm/s über der Grenzschicht. Der konstante Wert von $C = 2$, der eine maximale Reibung am Boden angibt, wird angenommen. Quadrate: $\delta = 10$ m, Kreise: $\delta = 30$ m, Dreiecke: $\delta = 50$ m.

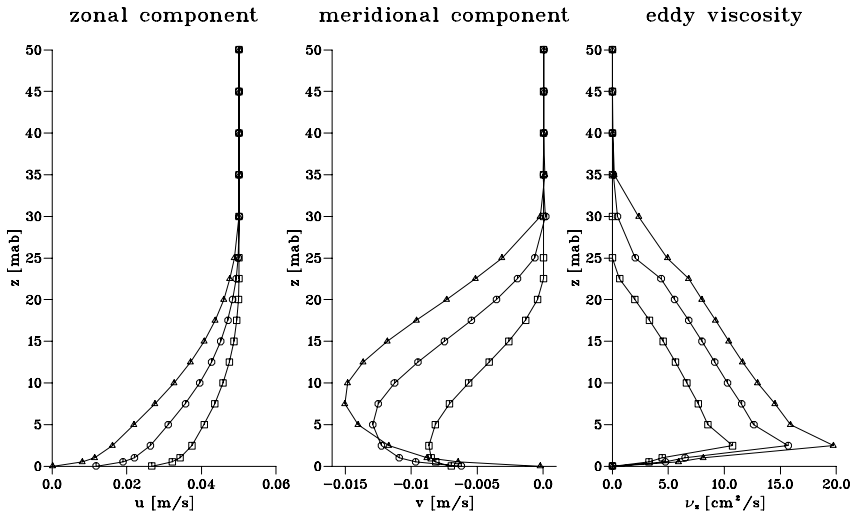



Abbildung 1.7: Einfluß des Reibungskoeffizienten $C$ auf die Profile der vertikalen Diffusivität und der Geschwindigkeit für eine konstante geostrophische Komponente von 5 cm/s über der Grenzschicht. Der konstante Wert von $\delta = 10$ m wird angenommen. Quadrate: $C = 18.5$, Kreise: $C = 5$, Dreiecke: $C = 2$.

Die abgeschätzten maximalen Werte gelten für eine vollständig entwickelte, neutrale Ekman–Schicht, wenn über der Grenzschicht eine beständige geostrophische Strömung herrscht. Die zu modellierenden Strömungen oszillieren, wobei die mittleren Beträge der Geschwindigkeitskomponenten sich im Intervall 1–3 cm/s befinden. Im DISCOL-Gebiet befanden sich die Meßpunkte zu hoch über dem Meeresboden, um eine logarithmische Schicht oder eine Schicht, in der der Betrag der Geschwindigkeit in Richtung Boden geringer wird, zu ermitteln (Kap. 1.3.2). Stattdessen wurde sogar eine Intensivierung der Strömung für die niedrigsten Punkte der Messungen (15 und 30 m über dem Meeresboden) beobachtet. In diesen Meßpunkten ist eine Scherung des Geschwindigkeitsvektors im Vergleich zum Vektor in 200 m Höhe zu beobachten. Aus diesem Grund muß für eine repräsentative Modellierung angenommen werden, daß die Meßpunkte 15, 30 und 50 m über dem Meeresboden sich im oberen Bereich der Bodengrenzschicht befanden.

Um ein Geschwindigkeitsprofil zu erzeugen, das diese Voraussetzungen erfüllt, werden die Einflüsse verschiedener Werte der Parameter $\delta$ und $C$ untersucht. Ein ähnliches Problem, nämlich die Wahl einer Längenskala für ein Turbulenzmodell zweiter Ordnung, wurde in [48] diskutiert.

Der Parameter $\delta$ kontrolliert hier die Mischungswegverteilung und dadurch auch die vertikale Verteilung des Austauschkoeffizienten. Der Parameter $\delta$ ist dadurch auch mit der vertikalen Ausdehnung der Grenzschicht verbunden. Die erste Studie wird für eine beständige östlich gerichtete geostrophische Strömung durchgeführt mit dem Betrag von 5 cm/s über BBL. Abb. 1.6 zeigt die Profile der Geschwindigkeit und des Austauschkoeffizienten für den konstanten Parameter $C = 2$. Die Position der ersten Ebene des Netzes ist 1 mab. Die Werte von $\delta$ variieren zwischen 10 und 50 m. Wie den Ergebnissen zu entnehmen ist, bestimmt die Größe von $\delta$ nicht nur die Ausdehnung der Grenzschicht, sondern auch die Größe der Scherung in der Ekman-Schicht, sowie die Position des Maximalwertes des vertikalen Austauschkoeffizienten.

Für einen konstant gehaltenen Parameter $\delta = 10$ m wird jetzt der Einfluß des Reibungskoeffizienten $C$ untersucht (Abb. 1.7). $C$ variiert zwischen 2 und 18.5. Die maximalen Reibungseffekte treten für $C \approx 2$ auf. Die größere Reibung beeinflußt die Scherung des Geschwindigkeitsvektors und dadurch in geringem Maße den Maximalwert des vertikalen Austauschkoeffizienten.

Abb. 1.8 zeigt die Ekmanschen Spiralen, die sich unter oben genannten Voraussetzungen in der Grenzschicht bilden.

Abb. 1.9 zeigt die Geschwindigkeitsprofile für eine oszillierende Strömung. Hier wird der 12-stündige Zyklus der Gezeitenströmung, der der M2-Tide entspricht, gezeigt. Andere Testergebnisse mit diesem Modell wurden im Zwischenbericht [24] beschrieben.

Die nicht ausreichende vertikale Auflösung der Messungen, speziell im tiefsten Bereich der Bodengrenzschicht, machen die genaue Verifikation des Geschwindigkeitsprofils in diesem Fall unmöglich. Das Modell zeigt jedoch eine ausreichende Empfindlichkeit auf die Veränderung der hydrodynamischen Parameter, um eine entsprechende Eichung zu den in der Zukunft zu gewinnenden Daten zu ermöglichen. Die Vertikalstruktur der Bodengrenzschicht wird qualitativ richtig reproduziert, was weitere Parameterstudien ermöglicht.

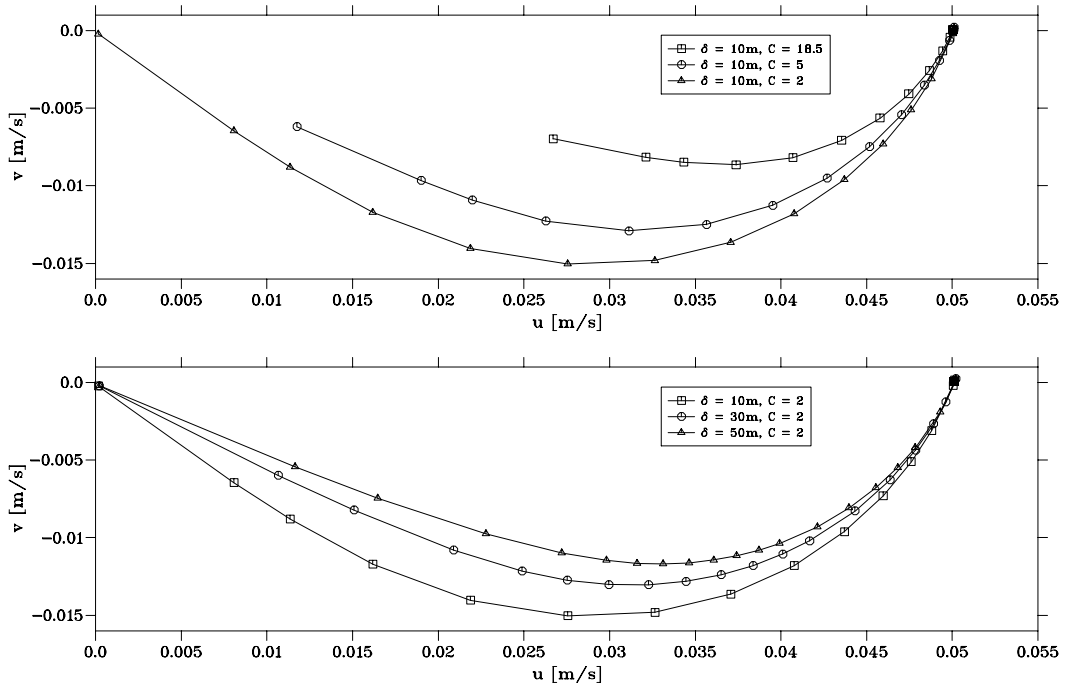



Abbildung 1.8: Die Ekmanschen Spiralen in der Grenzschicht für verschiedene Kombinationen der Parameter $\delta$ und $C$.

### 1.5.4 Sedimenteinfluß auf die Seewasserdichte

Ein sedimentbeladenes Wasservolumen ist schwerer als seine suspensionsfreie Umgebung. Dadurch können mit Dichteunterschieden verbundene Phänomene, wie Auftrieb, gravitationsbedingtes Absinken, stabile und unstabile Schichtung, Dichteströmungen oder sogar lawinenähnliche *Turbidities* auftreten [47].
Die Dichte einer Mischung Fluid-Sediment läßt sich unter Voraussetzung, daß die separaten Komponentendichten $\varrho_f = m_f/V_f$ und $\varrho_s = m_s/V_s$ (*particle constituent dry density*) bekannt sind, sehr einfach herleiten. Die Gesamtdichte eines Mischungsvolumens ist das Verhältnis zwischen der gesamten Fluid-Sedimentmasse zum gesamten Volumen: $\varrho = m_t/V_t$, wo $V_t = V_s + V_f$ und $m_t = m_s + m_f$. Die Gesamtdichte der Mischung Wasser–Sediment läßt sich wie folgt herleiten:

$$\varrho = \frac{m_t}{V_t} = \frac{\varrho_s V_s + \varrho_f V_f}{V_s + V_f} = \frac{\varrho_s V_s + \varrho_f (V_t - V_f)}{V_s + V_f} = \\ = \varrho_f + \frac{V_s}{V_s + V_f}(\varrho_s - \varrho_f) = \varrho_f + \frac{\varrho_s - \varrho_f}{\varrho_s} c \tag{1.56}$$

wobei $c = m_s/V_t$ die Schwebstoffkonzentration [kg/$m^3$] (*dry weight concentration*) ist. Das bedeutet, daß die Gesamtdichte des suspensionsbehafteten Seewassers eine lineare Funktion der Schwebstoffkonzentration ist:

$$\varrho(p, S, T, c) = \varrho(p, S, T) + \frac{\varrho_s - \varrho(p, S, T)}{\varrho_s} c, \tag{1.57}$$

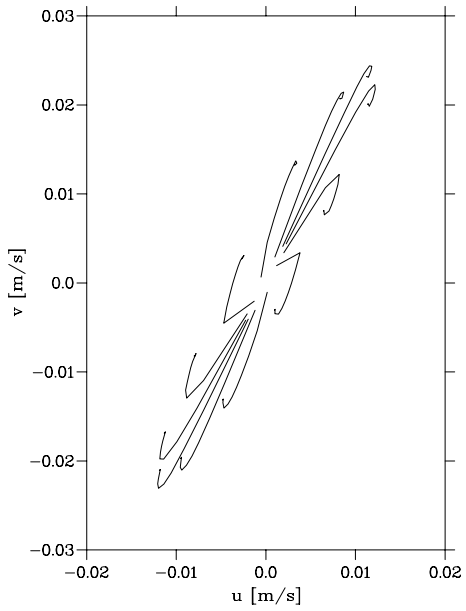



Abbildung 1.9: Die Geschwindigkeitsprofile für eine M2-Gezeitenströmung, für zeitliche Abstände von 1 h.

wobei $\varrho(p, S, T)$ von der EOS-80-Gleichung bestimmt wird [23, 66]. $\varrho_s$ ist die Trockendichte des Sediments, die stark von seiner Zusammensetzung abhängig ist. Im weiteren wird für $\varrho_s$ die Dichte des Quarzes (2650 kg/$m^2$) angenommen, da er der Hauptbestandteil des Tiefseesedimentes bildet [6, 65].

### 1.5.5 Schichtung

Es soll noch erwähnt werden, daß durch Salinität, Temperatur oder Sediment verursachte Schichtung der vertikale Austausch gedämpft wird. Dieser Effekt ist durch die Anwendung der Dämpfungsfunktionen $g(Ri)$ und $f(Ri)$ [58] in (1.44) und (1.45) berücksichtigt. Da die Einflüsse der Salinität und der Temperatur als vernachlässigbar klein angenommen werden (1.3.1), kann allein durch die Konzentration des suspendierten Sediments eine Schichtung erzeugt werden.

# Kapitel 2

# Sedimenttransport

Der Sedimenttransport in der Tiefsee ist schon seit langem ein wichtiges Thema der Forschung in der physikalischen Ozeanographie. Einige der besten Veröffentlichungen, die als Einführung in die Einzelheiten dieser Problematik dienen können, liefern die Sammlungen der Arbeiten verschiedener Autoren, die im Zusammenhang mit dem HEBBLE-Tiefsee-Experiment entstanden sind: Nowell und Hollister (Eds.), [52], Nowell (Ed.) [51]. Neben anderen Sammlungen ist die Diskussion in *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* [9] zu empfehlen. Die hydrodynamischen Aspekte der Präsenz von Schwebstoffen in der Bodengrenzschicht (Schichtung) werden z.B. von Villaret und Trowbridge [67] oder von Adams und Weatherly [1] diskutiert. Ein umfassender Überblick der Flokkulationsmechanismen in der Tiefsee wird von McCave in [42] geliefert.

## 2.1 Mathematische Modellierung

Die Transportgleichung für die Konzentration $c(x, y, z, t)$ des mit einer Sinkgeschwindigkeit $w_s$ absinkenden suspendierten Schwebstoffes in einem Strömungsfeld $(u, v, w)$ lautet:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u\frac{\partial c}{\partial x} + v\frac{\partial c}{\partial y} + w\frac{\partial c}{\partial z} + \frac{\partial (w_s c)}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_{xc}\frac{\partial c}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_{yc}\frac{\partial c}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_{zc}\frac{\partial c}{\partial z}\right) + q_c \quad (2.1)$$

wobei die diffusiven Prozesse durch die turbulenten Diffusivitäten $(\nu_{xc}, \nu_{yc}, \nu_{zc})$ beschrieben werden. $q_c$ ist der Quellterm, der z.B. die Einleitung des Sediments beschreibt. Die Annahme, daß die Sedimentpartikel der Strömung vollständig folgen und sich mit der gleichen Geschwindigkeit wie das umgebende Wasser bewegen, ist näherungsweise für die Partikel mit einer Größe bis ca. 0.1 mm gültig. Die Annahme einer mittleren, gemeinsamen Sinkgeschwindigkeit $w_s$ für das Sediment wird im weiteren diskutiert (Kap. 2.3).
Die Randbedingung an der freien Oberfläche, unter der Voraussetzung, daß der Partikelfluß durch die Oberfläche gleich Null ist, lautet:

$$\left(w_s \cdot c - \nu_{zc}\frac{\partial c}{\partial z}\right)\Bigg|_{Surf.} = 0 \quad (2.2)$$

Sedimentation und Erosion am Boden werden hier mittels der Parameter nach Mehta [46] modelliert. Aus dem Gleichgewicht der Schwebstoffströme am Boden erhält man:

$$\left(w_s \cdot c - \nu_{zc}\frac{\partial c}{\partial z}\right)\Bigg|_{Bot.} = w_s c|_{bot} f_d + M_{res} f_e \tag{2.3}$$

$M_{res}$ ist eine empirisch zu bestimmende Resuspensions- oder Erosionsrate; die von der Schubspannung am Boden $\tau_b$ abhängigen Sedimentations- und Erosionswahrscheinlichkeiten $f_d$ und $f_e$ werden nach Krone [26] definiert:

$$f_d = \begin{cases} 0 & : \quad \tau_b \geq \tau_{cd} \\ (1 - \tau_b/\tau_{cd}) & : \quad \tau_b < \tau_{cd}, \end{cases} \tag{2.4}$$

$$f_e = \begin{cases} 0 & : \quad \tau_b < \tau_{ce} \\ (\tau_b/\tau_{ce} - 1) & : \quad \tau_b \geq \tau_{ce}. \end{cases} \tag{2.5}$$

Die für die Sedimentation und Erosion kritischen Werte der Schubspannung $\tau_{cd}$, $\tau_{ce}$ haben folgende Bedeutung: Wenn die Schubspannung am Boden $\tau_b$ kleiner als die kritische Schubspannung für die Erosion $\tau_{ce}$ ist, findet keine Erosion statt. Wenn $\tau_b$ größer als der kritische Wert für die Sedimentation $\tau_{cd}$ ist, wird ein Partikel, das den Boden erreicht, sofort resuspendiert.
Die Resuspensionsrate $M_{res}$ und die kritischen Schubspannungen $\tau_{ce}$ und $\tau_{de}$ werden mittels empirischer Formulierungen bestimmt.
Der auf die Flächeneinheit bezogene und für die Erosion erreichbare Schwebstoffvorrat am Meeresboden zu einem Zeitpunkt $\varrho_d H_d$ ergibt sich durch Bilanzierung der Sedimentations- und Erosionsflüsse:

$$\varrho_d \frac{dH_d}{dt} = w_c c|_{bot} f_d - M_{res} f_e \tag{2.6}$$

wobei $H_d$ die Depositionsdicke und $\varrho_d$ eine konstante Dichte des abgelagerten Sediments sind. Wenn der Wert $H_d = 0$ erreicht wird, d.h. wenn der Vorrat an Sediment am Boden erschöpft ist, muß $f_e = 0$ gesetzt werden.
Die Transportgleichung für Sediment (2.1) wird numerisch durch Zerlegung im Sinne des *operator-splittings* in zwei Teilschritten gelöst, wobei im ersten Advektionsschritt die folgende Gleichung behandelt wird:

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u\frac{\partial c}{\partial x} + v\frac{\partial c}{\partial y} + w\frac{\partial c}{\partial z} = 0 \tag{2.7}$$

Die Lösung folgt mittels Charakteristikenverfahren. Es ist anzumerken, daß die Charakteristiken schon im hydrodynamischen Teil des Algorithmus berechnet werden. Dadurch entsteht in diesem Teilschritt kein zusätzlicher Rechenzeitbedarf.
Der Diffusionsschritt wird durch die notwendige Berücksichtigung des Absinktermes erweitert. Mit Ergebnissen aus dem vorherigen Teilschritt wird die Gleichung

$$\frac{\partial c}{\partial t} + w_s\frac{\partial c}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x}\left(\nu_{xc}\frac{\partial c}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\nu_{yc}\frac{\partial c}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\nu_{zc}\frac{\partial c}{\partial z}\right) \tag{2.8}$$

mittels Finite-Elemente-Methode behandelt. Dadurch wird das Gleichgewicht zwischen dem Absinken und der aufwärts gerichteten vertikalen Diffusion besser erfaßt. In diesem Teilschritt werden auch die gesamten Randbedingungen berücksichtigt.

## 2.2 Abstimmung der Randbedingungen auf die Tiefseeverhältnisse

Die kritischen Schubspannungswerte $\tau_{cd}$, $\tau_{ce}$ können nur experimentell bestimmt werden. Die Bestimmung dieser Größen könnte eine genauere Eichung des Modells ermöglichen. Bislang benutzen die Modellierungsversuche der Tiefseestürme für die kritischen Spannungen arbiträr angenommene Werte [17, 45].

### 2.2.1 Erosion

Die benthische Grenzschicht im Perubecken gehört zu dem niederenergetischen Typ, d.h. es findet keine wesentliche Erosion des abgelagerten Sediments durch die natürlich auftretenden Strömungen statt. Die Tiefseestürme, die eine massive Erosion bewirken wie z.B. im Nordatlantik, wurden nicht beobachtet. Aus diesem Grund wird die Erosionswahrscheinlichkeit $f_e = 0$ gesetzt. In wieweit die frisch abgelagerten Sedimente nach der intensiven Aufwirbelung durch die Tiefseebergbaumaschinen erodieren, wenn die Spitzenwerte der Geschwindigkeit erreicht werden ($\sim$ 10 cm/s), ist nicht bekannt.

### 2.2.2 Sedimentation

Über den kritischen Wert der Schubspannung für die Sedimentation $\tau_{cd}$ im Perubecken ist wenig bekannt. Die Sedimentationswahrscheinlichkeit $f_d$ wird wegen der kleinen Strömungsgeschwindigkeiten auf 1 gesetzt. Es bedeutet, daß jedes Partikel, das den Boden erreicht, sedimentiert. Die Deposition wird dadurch nur aus der Bilanzierung des Sedimentationsflusses berechnet.

## 2.3 Sinkgeschwindigkeit des Sediments und Flokkulationseffekte

Das Absinken des Sediments im Modell wird durch eine repräsentative mittlere Sinkgeschwindigkeit charakterisiert. Diese Sinkgeschwindigkeit kann durch eine Funktion verschiedener Parameter oder als Konstante angenommen werden. Die erfolgreichen empirischen Ansätze drücken die Sinkgeschwindigkeit als eine Funktion der Sedimentkonzentration und Turbulenz aus [11, 34].

Die Abhängigkeit der Partikeldichte vom Durchmesser für Tiefsee–Modellpartikel sowie die Werte für die Sinkgeschwindigkeit im Meerwasser in den natürlichen ozeanischen Trübungszonen liefert McCave in [42]. Es wird angenommen, daß der Dichtekontrast $\Delta\varrho = \varrho_p - \varrho$, d.h. der Unterschied zwischen Partikeldichte in-situ abzüglich der Dichte vom umgebenden Fluid, eine Potenzfunktion des Partikeldurchmessers ist. Die berechneten Sinkgeschwindigkeiten stellt Tab. 2.1 dar. Angenommene Parameter sind: die Wasserdichte 1050 kg/m$^3$, die dynamische Viskosität des Meerwassers $\mu = 1.5 \cdot 10^{-3}$ kg/ms und die Reynoldszahl $Re = w_s d/\nu$. Für die kleineren Partikel ($d < 1000\mu$m) wird angenommen, daß sie nach dem Stokesschen Gesetz absinken (Reynoldszahl $Re < 1$):

| $d$ | $\Delta\varrho$ | $w_s$ | $Re$ |
|---|---|---|---|
| $\mu m$ | kg/m$^3$ | m/s | |
| 0.1 | 1000 | $3.63{\cdot}10^{-9}$ | $2.54\cdot10^{-10}$ |
| 0.22 | 1000 | $1.45{\cdot}10^{-8}$ | $2.03\cdot10^{-9}$ |
| 0.55 | 1000 | $9.08{\cdot}10^{-8}$ | $3.18\cdot10^{-8}$ |
| 1 | 1000 | $3.63{\cdot}10^{-7}$ | $2.54\cdot10^{-7}$ |
| 2 | 746 | $1.08{\cdot}10^{-6}$ | $1.51\cdot10^{-6}$ |
| 5 | 506 | $4.60{\cdot}10^{-6}$ | $1.61\cdot10^{-5}$ |
| 10 | 378 | $1.37{\cdot}10^{-5}$ | $9.59\cdot10^{-5}$ |
| 20 | 282 | $4.09{\cdot}10^{-5}$ | $5.73\cdot10^{-4}$ |
| 50 | 191 | $1.74{\cdot}10^{-4}$ | $6.09\cdot10^{-3}$ |
| 100 | 77.6 | $2.82{\cdot}10^{-4}$ | $1.79\cdot10^{-2}$ |
| 200 | 31.5 | $4.58{\cdot}10^{-4}$ | $6.41\cdot10^{-2}$ |
| 500 | 9.58 | $8.70{\cdot}10^{-4}$ | $3.05\cdot10^{-1}$ |
| 1000 | 3.89 | $1.410{\cdot}10^{-3}$ | $9.80\cdot10^{-1}$ |
| 2000 | 3.00 | $1.447{\cdot}10^{-3}$ | 2.03 |
| 5000 | 3.00 | $1.563{\cdot}10^{-3}$ | 5.47 |
| $10^4$ | 3.00 | $1.736{\cdot}10^{-3}$ | 12.2 |

Tabelle 2.1: Sinkgeschwindigkeiten der Modellpartikel nach McCave, 1984.

$$w_s = \frac{1}{18}\frac{\Delta\varrho}{\mu}gd^2 \tag{2.9}$$

Die Partikel vom Durchmesser $d > 1000$ $\mu$m sollten schon als nicht-Stokessche Partikel betrachtet werden (Reynoldszahl $Re > 1$), die Beziehung für viskoses Sinken (2.9) ist nicht mehr gültig. Die Sinkgeschwindigkeit steigt mit zunehmendem Durchmesser langsamer an als in (2.9) vorausgesetzt wurde (Trägheitssinken, Formel von Oseen). Die Form der Partikel (Angularität, Sphärizität) verlangsamt die Sinkgeschwindigkeit nur, wenn die effektive Oberfläche von Partikeln gleicher Dichte und Größe vergrößert wird.

Die veröffentlichten Daten über die Korngrößenverteilung der Sedimentpartikel im ersten Zentimeter im DEA-Gebiet zeigen, daß die prozentuale Korngrößenfraktion mit $d < 60\mu$m ungefähr 83% beträgt [25]. Aus diesem Grund kann eine ähnliche Korngrößenverteilung in einer durch einen Manganknollenkollektor hervorgerufenen Sedimentwolke angenommen werden.
Die Werte der Stokesschen Sinkgeschwindigkeit des Sediments aus der DEA-Region $w_s$, berechnet nach der Methode von McCave [42], sowie die Korngrößenverteilung $n(d)$ sind in Tab. 2.2 gegeben ($w_s = \Delta\varrho g d^2/18\mu$, mit $\Delta\varrho$ als Dichtekontrast und $\mu = 1.7\cdot10^{-3}$ kg/ms als dynamische Viskosität in-situ des Meerwassers). Aus der gegebenen Verteilung kann die mittlere Sinkgeschwindigkeit des zusammengesetzten nichtkohäsiven Sediments, d.h. ohne Berücksichtigung der Flokkulation, berechnet werden:

$$w_{sm} = \frac{\sum_i w_{si}c_i}{\sum_i c_i} \tag{2.10}$$

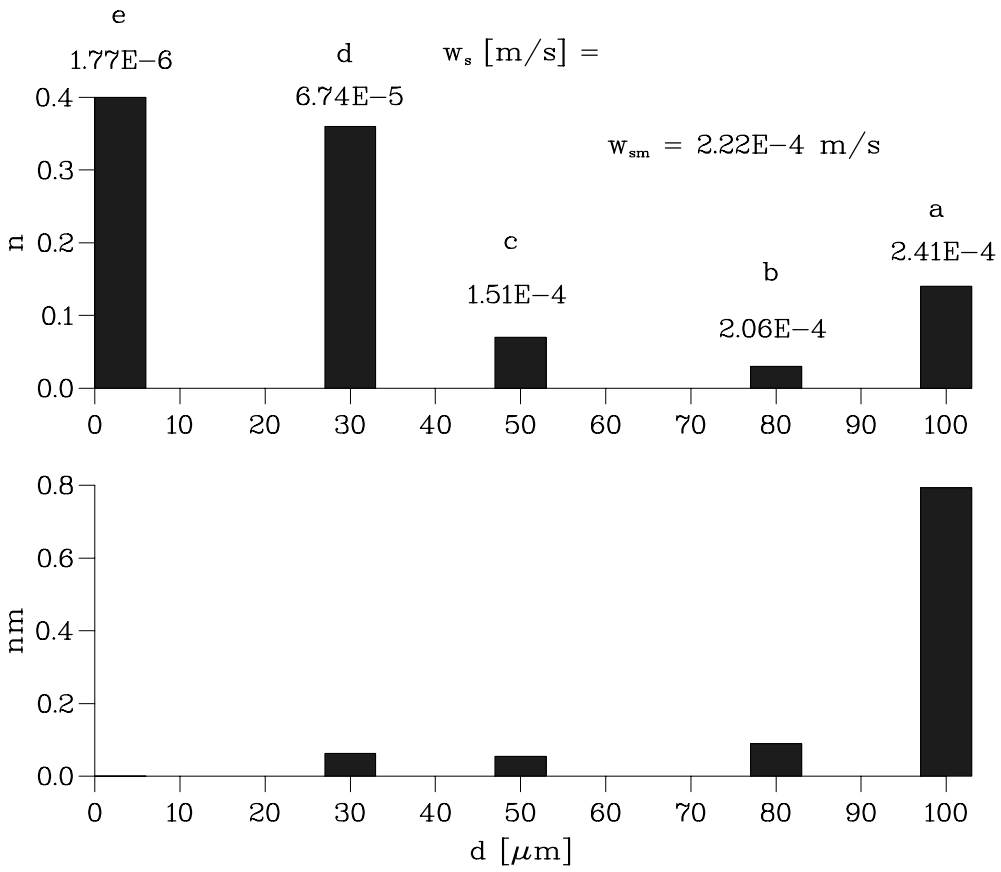



Abbildung 2.1: Korngrößenverteilung $n(d_i)$ sowie die prozentualen Massenanteile $nm_i$ von den durch Partikeldurchmesser $d_i$ charakterisierten DISCOL–Sedimenklassen, mit entsprechenden Sinkgeschwindigkeiten $w_s$, berechnet nach McCave 1984. $nm(3\mu\text{m}) = 0.0001$.

wobei $c_i$ die Massenkonzentrationen von den durch $d_i$ charakterisierten Sedimentklassen sind. Tab. 2.2 definiert die Korngrößenfraktionen, die durch charakteristische Durchmesser $d_i$, angenommen in der Mitte des gegebenen Intervalls, beschrieben werden können. Für die Berechnung der mittleren Sinkgeschwindigkeit wird additionell für die feinste Fraktion der Durchmesser von 3 $\mu$m und für die gröbste 100 $\mu$m angenommen. Für diese Durchmesser werden die prozentualen Massenanteile $nm(d_i)$ gegebener Fraktionen berechnet und Formel (2.10) angewendet. Die dadurch abgeschätzte niedrigste mittlere Sinkgeschwindigkeit des zusammengesetzten Sediments ist $w_{sm} \approx 2.2 \cdot 10^{-4}$ m/s (Abb. 2.1).

Tonpartikel, durch $d < 63\mu$m definiert, haben die charakteristische Eigenschaft, daß die die einzelnen Partikel verbindenden Kräfte in der Größenordnung von den auf sie wirkenden Trägheitskräften und Reibungskräften sind. Wegen dieser kohäsiven Kräfte kann Ton größeren Flocken bilden, die eine große Anzahl von einzelnen Partikel beinhalten können (Flokkulation). Solche Flocken, verglichen mit den ursprünglichen Partikeln, haben unterschiedliche Dichte, Größe und Form. Ihr Verhalten während des Absinkens unterscheidet sich grundsätzlich von dem einzelner Körner. Solche Flocken können in

| $d$ | $\Delta\varrho$ | $w_s$ | $n(d)$ |
|---|---|---|---|
| $\mu$m | kg/$m^3$ | m/s | |
| 500 | 9.6 | $8.70{\cdot}10^{-4}$ | |
| 200 | 31.5 | $4.58{\cdot}10^{-4}$ | $> 100\mu$m: 14% |
| 100 | 77.6 | $2.82{\cdot}10^{-4}$ | |
| 60 | 149.0 | $1.95{\cdot}10^{-4}$ | $60-100\mu$m: 3% |
| 40 | 211.1 | $1.22{\cdot}10^{-4}$ | $40-60\mu$m: 7% |
| 20 | 282.0 | $4.10{\cdot}10^{-5}$ | $20-40\mu$m: 36% |
| 10 | 378.0 | $1.37{\cdot}10^{-5}$ | $< 20\mu$m: 40% |
| 5 | 506.0 | $4.60{\cdot}10^{-6}$ | |

Tabelle 2.2: Sinkgeschwindigkeiten des DEA-Sediments; berechnet nach (McCave: 1984).

Zonen größerer Turbulenz in kleinere Partikel zerbrochen werden.
Die mittlere Sinkgeschwindigkeit (2.10) wird sich abhängig von der variablen Durchmesserverteilung und Partikeldichte in der Suspension verändern. Das Ausfallen der gröbsten Partikel aus der Suspension sowie das Zerbrechen der Flocken wird diese Sinkgeschwindigkeit verringern und die Flokkulationseffekte vergrößern. Die oben berechnete mittlere Sinkgeschwindigkeit des DISCOL–Sediments kann als repräsentativer Wert nur direkt nach der Einleitung betrachtet werden. Zudem darf sie nur verwendet werden, wenn die Einflüsse der Kohäsivität und des Ausfallens der gröbsten Fraktion nicht berücksichtigt werden.
Zur Abschätzung des Einflusses von Flokkulation auf das Absinkverhalten einer Schwebstoffwolke sollen zwei Typen von Mechanismen betrachtet werden: die Kollisionsmechanismen, die die Partikel zusammenbringen und die Prozesse, die eine Verbindung nach einer Kollision bewirken.
Die Kollisionsmechanismen sind: (1) Brownsche Molekularbewegung, (2) Kollisionen wegen der turbulenten Fluktuationen der Geschwindigkeit und (3) differentielles Absinken (*differential settling*). Das differentielle Absinken ist mit größeren Flocken verbunden, die absinkend andere, kleinere und langsamer absinkende Partikel einholen, mit ihnen zusammenstoßen, sie sammeln und noch größere Aggregate bilden. Diese neuen Aggregate sinken schnell ab und bereinigen die Wassersäule von kleineren Partikeln.
Die Formel für die Kollisionswahrscheinlichkeit $\beta_{ij}$, die Wahrscheinlichkeit, daß zwei Partikel mit den Durchmessern $d_i$ und $d_j$ in einer Volumen- und Zeiteinheit kollidieren (Abb. 2.2), können aus der Flokkulationstheorie abgeleitet werden [12, 42].
Aus der Abb. 2.2 ist ersichtlich, daß die Brownsche Molekularbewegung eine bestimmende Rolle in den Flokkulationsprozessen spielt, die die Partikel mit einem Durchmesser kleiner 1 $\mu$m (sog. Aitken-Partikel) betreffen. Andererseits wird die Flokkulation von größeren Partikeln haupsächlich vom differentiellen Absinken sowie von der Turbulenz beeinflußt.
Der Parameter, der das Zerbrechen und Zusammenbinden aufgrund der turbulenten Spannungen beschreibt, ist der sogenannte absolute Geschwindigkeitsgradient $G$. Seine Definition lautet:

$$G = \left(\frac{\varepsilon}{\nu}\right)^{1/2} \tag{2.11}$$

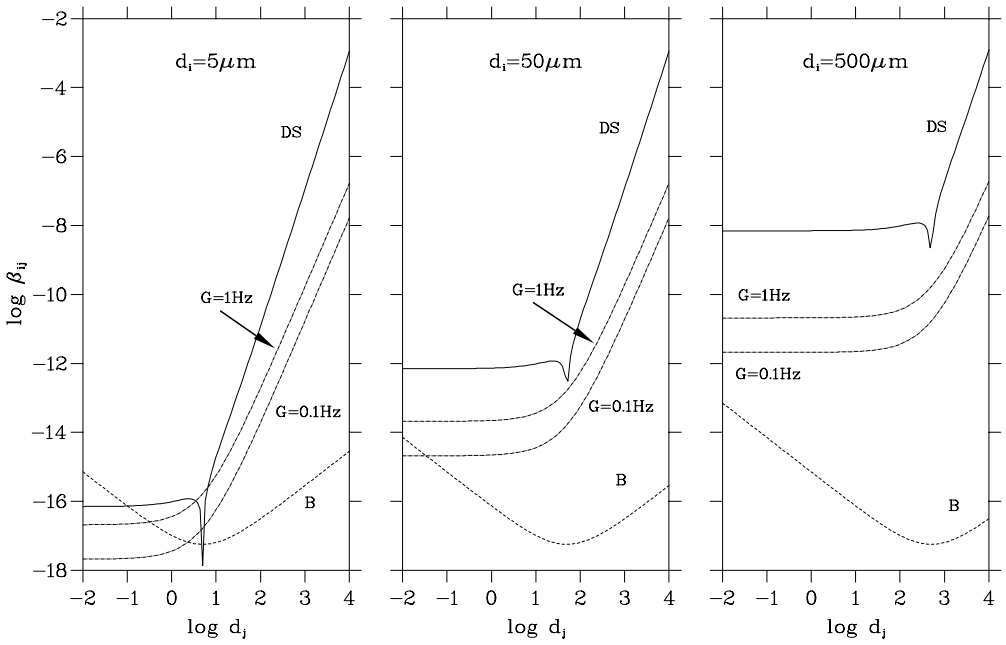



Abbildung 2.2: Vergleich zwischen den Kollisionskoeffizienten $\beta_{ij}[\mathrm{m^3 s^{-1}}]$ von Partikeln mit $d_i$ =5, 50, 500 $\mu$m der verschiedenen Flokkulationsmechanismen: Brownschen Molekularbewegung (B), Turbulenz (G) und differentielles Absinken (DS) als Funktionen der Partikeldurchmesser $d_j$ [$\mu$m] dargestellt. Geplottet für ozeanische Verhältnisse.

wobei $\varepsilon$ die Dissipation der turbulenten kinetischen Energie und $\nu$ die kinematische Viskosität sind. Dieser Geschwindigkeitsgradient kann als Gradient in der Längenskala der Tonaggregate betrachtet werden. Der Wert von $\varepsilon$ für die ozeanische Grezschicht ist in der Größenordnung von $10^{-8}$ $\mathrm{m^2/s^3}$ [49].
Der absolute Geschwindigkeitsgradient spielt eine wichtige Rolle in der Abschätzung des Zerbrechens von Flocken aufgrund von turbulenten Spannungen. Aus der Dimensionsanalyse kann hergeleitet werden, daß die Größe von mikroskaligen Wirbeln, die den absoluten Geschwindigkeitsgradienten bestimmen, die Kolmogorowsche Länge ist, gegeben durch

$$\lambda = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{1/4} \tag{2.12}$$

Ist eine Flocke kleiner als $\lambda$, ist die von ihrer Bewegung in einem mikroskaligen Wirbel abstammende Trägheitskraft für ihr Zerbrechen verantwortlich. Ist die Flocke größer als dieser Wirbel, ist es die Scherkraft, die auf sie wirkt. Es kann bewiesen werden, daß diese letzte Kraft viel größer als die erste ist [37]. Als Schlußfolgerung kann angenommen werden, daß ein Aggregat zerbricht, wenn er größer als die Kolmogorowsche Länge wird. Für $G \approx 0.1$ Hz, typisch für die Verhältnisse in der Bodengrenzschicht der Tiefsee, beträgt die Kolmogorowsche Länge 5 mm. Wenn die maximale Größe von Flocken diese Länge nicht überschreitet, kann angenommen werden, daß die Aggregate absinken werden, ohne in kleinere Teile zu zerbrechen. Für eine Trübungswolke in ausreichendem Abstand vom Kollektor bedeutet das, daß das Absinken ohne Zerbrechen stattfinden kann. Der überwiegende Mechanismus der Flokkulation wird das differentielle Absinken

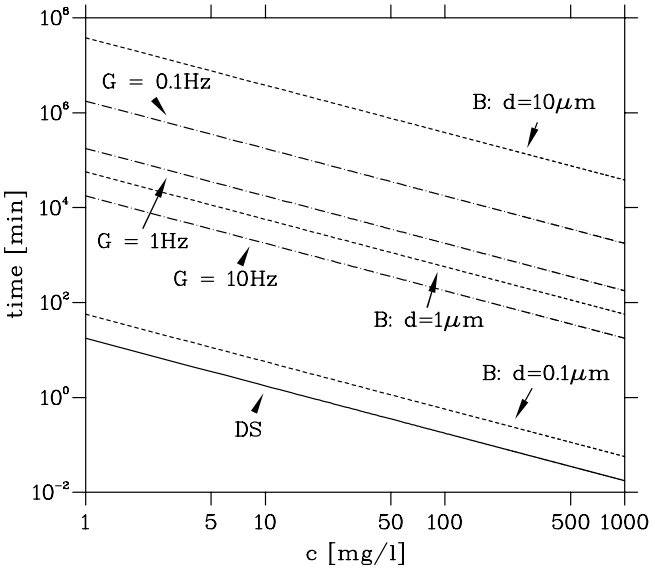



Abbildung 2.3: Die charakteristischen Flokkulationszeiten für die Brownsche Molekularbewegung (B), die turbulenten Spannungen (G) und das differentielle Absinken (DS) als Funktionen der Konzentration des suspendierten Sediments.

sein. Abb. 2.3 stellt die charakteristischen Flokkulationszeiten für die drei diskutierten Mechanismen der Flokkulation dar [37].

Als charakteristische Flokkulationszeit wird hier die Zeit bezeichnet, in welcher die ursprüngliche Anzahl der Partikel einer Durchmesser-Klasse durch einen Flokkulationsmechanismus um das zehnfache verringert wird. Für die Berechnung werden typische Tiefsee-Parameter angenommen: Temperatur 1.8°C, Wassertiefe 4200 m, dynamische Viskosität des Meerwassers $\mu = 1.7 \cdot 10^{-3}$ m$^2$/s, Partikeldichte nach McCave [42].

Die Analyse der Resultate zeigt, daß das differentielle Absinken andere Mechanismen in den Hintergrund stellt. Das ist von besonderer Bedeutung in der verdünnten Trübungswolke, die weit von der Einleitungsstelle entfernt ist. Nur im Fall einer genügend großen Konzentrationen oder intensiveren Turbulenz, d.h. in der Nähe des Fahrzeuges (Konzentrationen bis 10 g/l oder höhere, [31]), können die Brownsche Molekularbewegung und turbulente Spannungen einen wesentlichen Einfluß auf die Flokkulation des Sediments haben.

Infolgedessen kann das differentielle Absinken als wichtigster Mechanismus der Flokkulation in der aufgewirbelten Wolke betrachtet werden. Dieser Mechanismus kann auch für eine Formulierung der Sinkgeschwindigkeit herangezogen werden. Für größere Partikel existieren hauptsächlich zwei Quellen: (1) Aggregate, die in der aufgewirbelten Wolke auftreten; (2) externe Partikel, die aus den oberen Schichten des Ozeans stammen.

In einigen Gebieten wird der Partikelfluß durch schnelleres Absinken von größeren, amorphen Partikeln diverser, haupsächlich biologischer Abstammung, sogenannter *marine snow*, bestimmt. Diese riesigen Partikel mit Durchmessern von 0.1...1 mm und Sinkgeschwindigkeiten von bis zu 1 mm/s, die längere Strecken der Wassersäule passieren, holen kleinere Partikel der eingeleiteten Trübungswolke ein, fangen sie ab und transportieren

sie mit sich abwärts. Ihre Einflüsse können nur in Gebieten größerer Bioproduktivität von Bedeutung sein, und nur dann, wenn sie unterwegs nicht aufgelöst oder zerbochen werden, ehe sie die benthische Grenzschicht erreichen.
Ist der Unterschied zwichen den Durchmessern der Partikel groß, dominiert differentielles Absinken im Prozess der Reinigung der Wassersäule von der eingeleiteten Schwebstoffmasse (*scavenging*). Dieser Prozess kann auf einfache Weise modelliert werden, nämlich durch Anwendung eines Sinktermes in der Transportgleichung (2.1). Die *scavenging*-Rate ist der wichtigste, diesen Mechanismus kontrollierende Parameter, der in der Modellierung effektiv benutzt werden kann.
Das totale durch die Flocken des *marine snow* passierte Volumen im Zeitdekrement $dt$ ist $n\pi D^2 w_s dt/4$, wobei $n$ die Partikeldichte, $w_s$ die Sinkgeschwindigkeit der Flocken und $D$ der effektive Durchmesser sind. Besitzt die Trübungswolke der feineren Partikel, die mit einer Effizienz $\beta$ ($0 \leq \beta \leq 1$) aufgesammelt werden, die Massenkonzentration $c$, kann der Massenverlust $dc$ in einer Volumeneinheit im Zeitdekrement $dt$ hergeleitet werden:

$$dc = -\frac{\pi}{4}\beta n D^2 w_s c dt \tag{2.13}$$

Das führt zur Definition der *scavenging*-Rate $\alpha$:

$$\frac{dc}{dt} = -\alpha c = -T_\alpha^{-1} c \tag{2.14}$$

d.h. als Kehrwert der charakteristischen Zeitskala für *scavenging* der feineren Partikel. Ist *scavenging* der einzige Prozess, der die Bereinigung der Wassersäule vom Sediment beeinflußt, wird die Konzentration $c$ um Faktor $e^{-1}$ in der Zeit $T_\alpha$ reduziert.
Die Messungen im Panamabecken in 3800 m Tiefe haben gezeigt, daß die *scavenging*-Zeitskalen für die Partikelkonzentrationen $O(10^3\ \mathrm{m}^{-3})$, Durchmesser 2–4.6 mm und Sinkgeschwindigkeiten $O(4 \cdot 10^{-4}\ \mathrm{m/s})$ in der Größenordnung von einer Woche sind [4]. Die Partikelkonzentrationen in den Gebieten von kleinerer biologischer Produktivität sind $O(20 - 60\ \mathrm{m}^{-3})$ [42]. $T_\alpha$ wird hier 100–300 Tage betragen, was diesen Effekt in den Zeitskalen des Modells bedeutungslos macht. Im DISCOL-Gebiet wird *marine snow* nicht beobachtet.
Die zweite und wichtigste Quelle der größeren Flocken ist die Trübungswolke selbst. Hinsichtlich der Tatsache, daß das Zerbrechen in den Hintergrund der Partikeldynamikprozesse gestellt wird, können in diesem Fall die Flokkulationseinflüsse durch eine gewöhnliche Formulierung der Sinkgeschwindigkeit für kohäsiven Sedimenttransport modelliert werden. Diese Formulierung besteht aus der Annahme, daß die Flokkulation und darüber die Sinkgeschwindigkeit des Sediments zur Konzentration der Suspension proportional ist:

$$w_s = kc^m \tag{2.15}$$

wobei $k$ und $m$ empirische Konstanten sind [34]. Die derzeitige Datenlage hinsichtlich der in situ kohäsiven Eigenschaften der Tiefseesedimente in Suspension ist jedoch nicht ausreichend, um ein empirisches Modell erstellen zu können, speziell im Fall der Einleitungen aus dem Tiefseebergbau [43]. Laborexperimente zeigen jedoch, daß die Flokkulation einen wesentlichen Einfluß auf die Sinkgeschwindigkeit des Sediments z.B. aus dem äquatorialen Pazifik für Konzentrationen über 100 mg/l hat [53].

In der Mehrheit der in diesem Bericht beschriebenen Simulationen wird eine konstante, mittlere Sinkgeschwindigkeit des Sediments angenommen (z.B. Kap. 4). Eine empirische Formulierung der Sinkgeschwindigkeit wird möglich, wenn die Daten über die Korngrößenverteilung, sowie die Sinkgeschwindigkeit als Funktion der Schwebstoffkonzentration in der Trübungswolke und Turbulenz in der bodennahen Grenzschicht verfügbar werden.

Die Struktur des Programms TELEMAC3D ermöglicht auch eine andere Philosophie der Modellierung, nämlich die Berechnungen für mehrere verschiedene Korngrößenklassen, die durch mehrere z.B. konstante Sinkgeschwindigkeiten und unterschiedliche Werte für die Randbedingungen charakterisiert sind. Diese Vorgehensweise ist jedoch nicht nur im Vergleich zu den emprischen Formulierungen sehr rechenintensiv, sondern auch nur für die nicht kohäsiven Sedimente anwendbar. Die Verteilung in Sinkgeschwindigkeitsklassen kann für die kohäsiven Sedimente auch zu nicht massenerhaltenden Formulierungen führen, wenn man die Interaktion zwischen verschiedenen Sedimentklassen berücksichtigen will. Das ist dadurch bedingt, daß die Sinkgeschwindigkeit nicht nur von der Größe eines Partikels abhängt, sondern auch von dem Dichteunterschied zwischen dem Partikel und dem umgebenden Wasser.

Daher wurde die Idee der Benutzung verschiedener Sedimentklassen, die in keiner Wechselwirkung zueinander stehen, nur getestet und nicht weiter verfolgt (Par. 4.5). Die Abhängigkeit der Konzentration vom Sedimentspektrum ist im Vergleich mit den anderen Parameterm verbundenen Unsicherheiten relativ klein [28]. Ein Versuch die Flokkulationseffekte mit Benutzung mehrerer in Wechselwirkung verbleibenden Sedimentklassen zu modellieren, wurde aus oben genannten Gründen nicht vorgenommen.

Um die Unsicherheiten in der Vorhersage abzuschätzen, werden die konstanten Sinkgeschwindigkeiten in einem Streuungsbereich variiert. Die für 1996 geplanten experimentellen Arbeiten der TUSCH-Gruppe werden gezielte Informationen über die kohäsiven Eigenschaften des während des Abbaus eingeleiteten Sediments bringen.

Die oben beschriebene Situation ist im direkten Nahfeld des Kollektors weitgehend ungültig. Die Bewegung der Maschine und die nachfolgende strahlförmige Einleitung erzeugen höhere Turbulenzintensitäten, sowie Dichteeffekte, welche in einem Modell berücksichtigt werden müssen, z.B. durch ein Turbulenzmodell höherer Ordnung (z.B. k-$\varepsilon$-Modell). Die Effekte aus dem Zerbrechen der Partikel in Zonen höherer Turbulenz direkt hinter der Maschine und aus konsequenter Flokkulation in der mittleren Zone sollen mit den Einflüssen der Hintergrundturbulenz in der natürlichen Bodengrenzschicht verglichen werden.

Hierzu kann eine in [11] vorgeschlagene Formulierung der Sinkgeschwindigkeit angewendet werden, die erfolgreich für die Modellierung von Trübungszonen im Ästuar [39, 37] mit TELEMAC3D benutzt wurde. Diese Formulierung berücksichtigt nicht nur Einflüsse der turbulenten Spannungen auf die Flokkulation, sondern auch auf das Zerbrechen der Sedimentflocken. Die Sinkgeschwindigkeit kann durch eine in [35] vorgeschlagene Formel modelliert werden, wo die Sinkgeschwindigkeit als Funktion der Sedimentkonzentration $c$ und des absoluten Geschwindigkeitsgradienten ausgedrückt wird:

$$w_c = kc^m \frac{1 + aG}{1 + bG^2} \tag{2.16}$$

$a$ und $b$ sind empirisch zu bestimmende Konstanten. Der Zähler in (2.16) beschreibt den Einfluß der wenig intensiven Turbulenz auf die Kollisionsfrequenz, die die Bildung der Flocken beeinflußt, wenn der Nenner die Bedeutung der Turbulenz für das Partikelzerbrechen beschreibt.
Ein Beispiel, wo das Zerbrechen von Flocken auftreten kann, ist eine energetische Bodengrenzschicht ($G > 1...10$ Hz). Dort wird der absolute Geschwindigkeitsgradient unter der Annahme berechnet, daß die Dissipation der kinetischen Energie $\varepsilon$ der turbulenten Energieproduktion durch die von der Bodenreibung induzierten Schubspannungen $\tau_b$ entspricht [39]:

$$\varepsilon = \frac{\tau_b}{\varrho}\frac{\partial u}{\partial z} \tag{2.17}$$

Wenn die Reibung am Boden durch den Ansatz (1.48) modelliert wird und $u_b, v_b$ die Geschwindigkeitskomponenten auf einem Niveau in der Nähe des Bodens sind, wird $G$ berechnet durch:

$$G = \left(\frac{\varepsilon}{\nu}\right)^{1/2} = \left(\frac{u_b(u_b^2 + v_b^2)^{1/2}}{\nu C^2}\frac{\partial u}{\partial z}\right)^{1/2} \tag{2.18}$$

In einem $k$–$\varepsilon$–Modell kann $G$ direkt aus dem Wert der Dissipation der kinetischen Energie $\varepsilon$ berechnet werden.

Es soll bemerkt werden, daß das oben beschriebene Modell der Sinkgeschwindigkeit die biogenen Aspekte der Flokkulation nicht beinhaltet [42, 9, 52, 51]. Die vorgeschlagene Betrachtung des *marine snow* Phänomens besteht auf der unmittelbaren Reduktion der Schwebstoffkonzentration durch die Wirkung fremder Partikel und kann nicht durch eine Formulierung der Sinkgeschwindigkeit im Modell berücksichtigt werden.

# Kapitel 3

# Sedimenttransportmodell: Validierung und Parameterstudien

Die in diesem Kapitel kurz beschriebene Validierung des Sedimenttransportmodells sowie weitere Parameterstudien wurden schon im Zwischenbericht [23] ausführlich dargestellt. Hier werden sie nur der Vollständigkeit halber in kurzer Form zusammengefaßt.

## 3.1 Validierung des Modells

Als Überprüfung der Möglichkeiten eines numerischen Modells dient immer ein Vergleich mit einer analytischen Lösung, die wegen ihrer komplizierten Gestalt sehr oft numerisch mit Hilfe eines Computerprogramms bestimmt werden muß. Die numerischen Fehler des entwickelten Modells können dadurch abgeschätzt werden. Trotz aller Schwierigkeiten, die durch notwendige Anpassungen auftreten können, ist der Vergleich sehr lehrreich, weil bei diesem Anlaß die Grenzen der Anwendung beider Systeme deutlich erkennbar werden, was von unbestreitbarer Relevanz für die weitere Anwendung ist.

Haupthema dieses Kapitels ist der Vergleich zwischen einer analytischen Lösung der Transportgleichung [31], auf welcher das in der Vorbereitungsphase des Projektes entwickelte Programm SEACLOUD basiert, und der numerischen Simulation mit TELEMAC3D. Für den Vergleich mit der analytischen Lösung werden die speziellen Anwendungsmöglichkeiten dieses Programms eingeschränkt, so daß die relativ unkomplizierten Voraussetzungen des analytischen Modells erfüllt werden können. Zunächst soll das Programm SEACLOUD kurz dargestellt werden.

### 3.1.1 Das analytische Modell Seacloud

Das Programm SEACLOUD berechnet die Ausbreitung einer Schwebstoffwolke, die durch Tiefseebergbau entsteht. Es basiert auf einer analytischen Lösung des Ausbreitungsproblems, die von Lavelle, Otzurgut, Swift und Ericson veröffentlicht wurde [31].
Die im Modell benutzten Grundgleichungen und ihre physikalische Bedeutung sowie die Lösungsverfahren und Parameterstudien wurden im Bericht unseres Institutes genau dargestellt [38]. Hier werden nur diejenigen Elemente des Modells behandelt, auf die

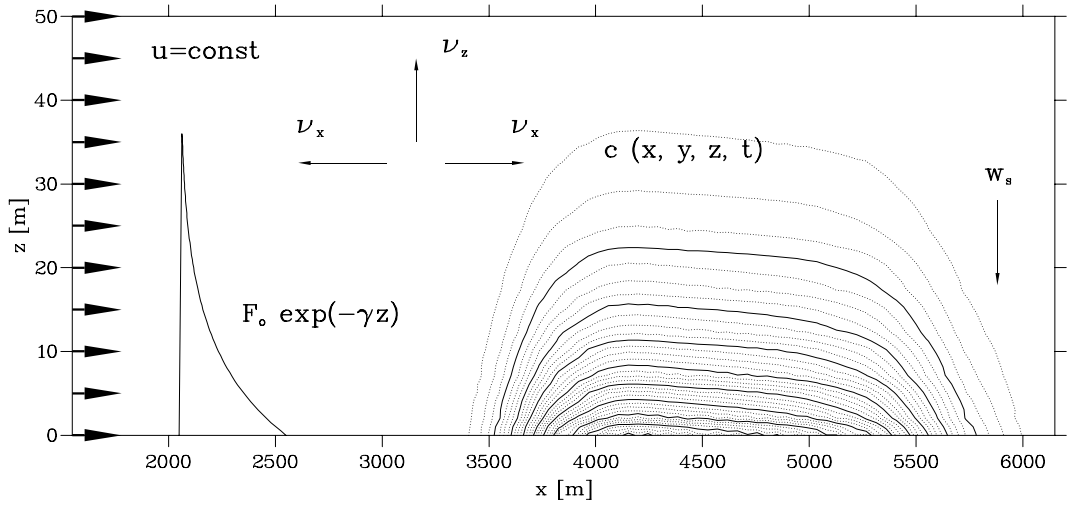



Abbildung 3.1: Die entscheidenden Parameter für die Ausbreitung einer Schwebstoffwolke für die analytische Lösung.

in der Beschreibung der erzielten Resultate mit TELEMAC3D Bezug genommen werden muß.
In einem kartesischen Koordinatensystem $(x, y, z)$, das so gewählt ist, daß die Ebene $(x, y, 0)$ den horizontalen Meeresboden repräsentiert, und unter der Annahme, daß es keinen konvektiven Transport in der vertikalen Richtung gibt, lautet die dreidimensionale Schwebstofftransportgleichung ohne Quellen (2.1):

$$\frac{\partial c}{\partial t} + u\frac{\partial c}{\partial x} + v\frac{\partial c}{\partial y} - w_s\frac{\partial c}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x}\nu_{xc}\frac{\partial c}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial y}\nu_{yc}\frac{\partial c}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial z}\nu_{zc}\frac{\partial c}{\partial z} = 0, \qquad (3.1)$$

wobei $\nu_{xc}$, $\nu_{yc}$, $\nu_{zc}$ die konstanten Diffusivitäten und $w_s$ eine konstante Sinkgeschwindigkeit sind. Für die Validierung werden die horizontalen Diffusivitäten gleich angenommen: $\nu_{xc} = \nu_{yc} = \nu_{hc}$.
Der Schwebstoff wird durch eine kontinuierlich emittierende, linienförmige vertikale Quelle eingeleitet, deren Stärke exponentiell zum Boden zunimmt (Abb. 3.1). Es wird angenommen, daß eine auf solche Weise simulierte Quelle ein ausreichend realistisches Modell des Schwebstoffeintrags durch ein Kollektorfahrzeug ist. Für die Berechnung der Schwebstoffkonzentration gilt dies jedoch nur im Abstand von einigen Fahrzeuglängen vom Kollektor. Die exponentielle Form soll der durch die Dichteströmungen bedingten Konzentrationsverteilung in der direkten Nähe des Kollektors entsprechen. Die Quelle wird als unbeweglich angenommen.
Die Linienquelle des Sediments wird am Ort $(x_0, y_0)$ als Anfangsbedingung angenommen:

$$c(x, y, z, t) = \delta(x_0)\delta(y_0)F_0 \exp(-\gamma z); \qquad t = 0 \qquad (3.2)$$

Weil eine Lösung für die Emission in einem Zeitintervall $[0, T_e]$ gesucht wird, wird die Quelle als eine Serie von stoßartigen Impulsen der Stärke $q = F_0 dt$ [kg/m] betrachtet. Im weiteren wird die Lösung der Gleichung (3.1) für einen Massenimpuls über $[0, T_e]$ integriert.

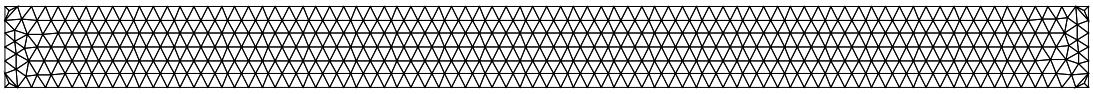


Abbildung 3.2: Das für die Validierung des Transportmoduls benutzte Basisnetz, $x \in (0, 8000)$, $y \in (-300, +300)$.

Als physikalisch und mathematisch sinnvolle Randbedingung für die seitlichen Ränder wird angenommen, daß die Konzentration in unendlicher Entfernung vom Einleitungsort gleich Null ist:

$$c(x, y, z, t) = 0 \qquad x^2 + y^2 + z^2 \to \infty \tag{3.3}$$

Es gibt demnach für die Oberfläche keine Randbedingung, die der Randbedingung von TELEMAC3D (2.2) entspricht. Um diese zu erfüllen, werden das vertikale Ausmaß des numerischen Modells sowie die Integrationszeit so angenommen, daß die Schwebstoffwolke die obere Grenze des Berechnungsgebietes nicht erreichen kann.
Eine Vereinfachung der Randbedingung am Boden (2.3) erreicht man nach Lavelle *et al.* [31] mit:

$$\nu_z \frac{\partial c}{\partial z} - w_s c = \theta c; \qquad z = 0 \tag{3.4}$$

wobei $\theta$ in [m/s] der Wechselwirkungskoeffizient (*adsorptivity index*) ist. Dadurch erreicht man die gemeinsame Betrachtung des Sedimentationsflusses (Masse pro Fläche und Zeit):

$$F_{sed} = w_s c|_{bot} f_d \tag{3.5}$$

und des Erosionsflusses:

$$F_{res} = \frac{M_{res}}{\varrho_s} f_e. \tag{3.6}$$

Es wird ein nur von der Konzentration am Boden linear abhängiger Nettodepositionsfluß angenommen [44]:

$$F_{netto} = F_{sed} - F_{res} = w_s c|_{bot} f_d - F_{res} = \theta c|_{bot} \tag{3.7}$$

In der Praxis eignet sich dieses Modell nur für die Situation, wenn die Sedimentation überwiegt oder der Resuspensionsstrom vernachlässigbar ist ($F_{res} \approx 0$). Nach (2.3) kann $\theta$ abgeschätzt werden mit

$$\theta = w_s f_d = w_s(1 - \tau_b/\tau_{cd}). \tag{3.8}$$

Probleme können bei der Benutzung des Koeffizienten $\theta$ für den Fall eines nicht vernachlässigbaren Resuspensionsstromes $F_{res}$ entstehen. Die Gleichung (3.4) ist nur dann gültig, wenn $F_{res} \propto F_{sed}$ angenommen werden kann [44].

### 3.1.2 Die Lösung

Die Transportdiffusionsgleichung (3.1) ist eine lineare, homogene partielle Differentialgleichung zweiter Ordnung. Die Eindeutigkeit einer Lösung ist durch die Anfangsbedingung (3.2) und die Randbedingungen (3.3) und (3.4) gewährleistet. Dieser Typ von

Gleichungen kann durch einen Separationsansatz gelöst werden. Nach der Variablentransformation mit $x' = x - ut$, $y' = y - vt$ wird wegen der Annahme $(u, v) = const$ der Advektionstransport eliminiert. Danach wird der Separationsansatz in der Form $c = c_x(x', t) \cdot c_y(y', t) \cdot c_z(z, t)$ angewendet. Die Gleichungen für $c_x$ und $c_y$ stellen Diffusionsgleichungen dar, die durch die Poissonformel gelöst werden können. Die Gleichung für $c_z$ lautet:

$$\frac{\partial c_z}{\partial t} - w_s \frac{\partial c_z}{\partial z} - \nu_{zc} \frac{\partial^2 c_z}{\partial^2 z} = 0 \tag{3.9}$$

und kann durch eine Laplace-Transformation nach der Zeit in eine elementar, mit der Berücksichtigung der Rand- und Anfangsbedingungen integrierbare gewöhnliche Differentialgleichung in $z$ umgewandelt werden. Die Resultate werden danach invers transformiert. Die ausführliche Herleitung der Lösung findet sich in [38], Anhang A.

Das Resultat für die über einen Zeitraum emittierende lineare Quelle erreicht man durch die Integration der Lösung für einen Massenimpuls der Stärke $F_0 dt', t' \in [0, T_e]$ über das Zeitintervall $[0, T_e]$:

$$c(x, y, z, t) = F_0 \int_0^{T_e} c_x(x, t - t') c_y(y, t - t') c_z(z, t - t') dt', \tag{3.10}$$

wobei die separierten Lösungen $c_x$, $c_y$, $c_z$ für die Konzentration der Schwebstoffmasse, die nach der Impulsemission in der horizontalen Ebene im homogenen Geschwindigkeitsfeld $u = const, v = const, w = 0$ advektiert, mit konstanten Koeffizienten $\nu_{xc}, \nu_{yc}, \nu_{zc}$ diffundiert, mit konstanter Geschwindigkeit $w_s$ absinkt und mit konstantem Koeffizienten $\theta$ sedimentiert (Abb. 3.1), lauten:

$$c_x(x, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi A_x \cdot t}} \cdot e^{-(x - x_o - ut)/4\nu_{xc} t}, \tag{3.11}$$

$$c_y(y, t) = \frac{1}{\sqrt{4\pi A_y \cdot t}} \cdot e^{-(y - y_o - vt)/4\nu_{yc} t}, \tag{3.12}$$

$$\begin{aligned} c_z(z, t) \;=\; & \frac{F_0}{2} e^{-2\beta\nu_{zc}\gamma t + \nu_{zc}\gamma^2 t} [e^{-\gamma z} \mathrm{erfc}(\frac{2(\gamma - \beta)\nu_{zc} t - z}{2\sqrt{\nu_{zc} t}}) \\ & + \frac{\gamma - 2\beta + \frac{\theta}{\nu_{zc}}}{\gamma - \frac{\theta}{\nu_{zc}}} e^{(\gamma - 2\beta) z} \mathrm{erfc}(\frac{2(\gamma - \beta)\nu_{zc} t + z}{2\sqrt{\nu_{zc} t}})] \\ & - F_o \frac{(\gamma - 2\beta + \frac{\theta}{\nu_{zc}})(\beta - \frac{\theta}{\nu_{zc}})}{(\beta - \frac{\theta}{\nu_{zc}})^2 - (\beta - \gamma)^2} \\ & \cdot \quad e^{-(2\beta - \frac{\theta}{\nu_{zc}}) \cdot z - 2\beta\theta t + \theta^2 \frac{t}{\nu_{zc}}} \mathrm{erfc}(\frac{z - 2(\beta - \frac{\theta}{\nu_{zc}})\nu_{zc} t}{2\sqrt{\nu_{zc} t}}), \end{aligned} \tag{3.13}$$

wobei:

$$\beta = \frac{w_s}{2\nu_{zc}}. \tag{3.14}$$

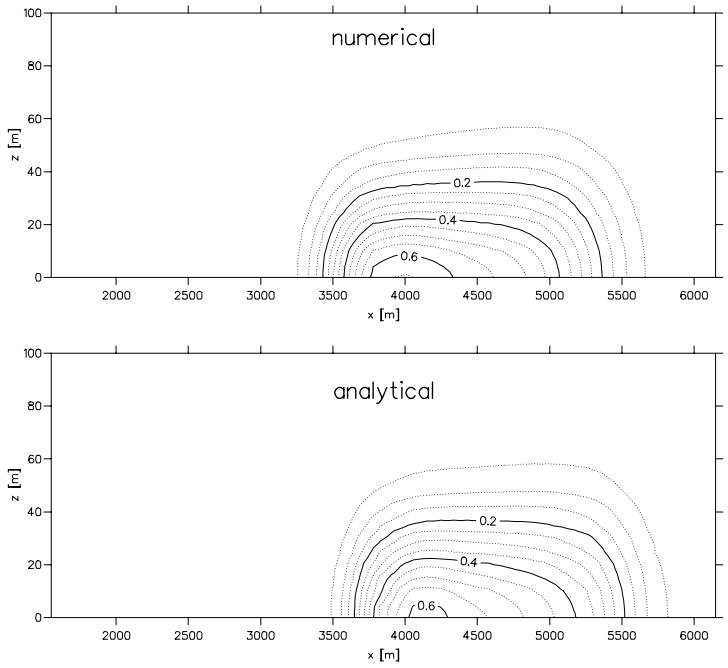



Abbildung 3.3: TELEMAC3D im Vergleich zu SEACLOUD. Parameter: $w_s = 0$ m/s, $\theta = 0$ m/s, $\nu_{zc} = 10^{-4}$ m$^2$/s. Maximale Konzentrationen: $c^S_{max} = 0.63$ kg/m$^3$, $c^T_{max} = 0.66$ kg/m$^3$. Abstand der Isolinien: 0.05 kg/m$^3$.

Die komplementäre Fehlerfunktion erfc wird definiert durch:

$$\mathrm{erfc}(x) = 1 - \mathrm{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-u^2} du. \tag{3.15}$$

Auf der oben angegebenen Lösung (3.10)–(3.13) basiert das Programm SEACLOUD [38].

### 3.1.3 Resultate der Validierung

Der Vergleich wird für einen optimalen Parametersatz durchgeführt. Dieser Parametersatz soll für TELEMAC3D eine Lösung gewährleisten, die die Masseneinleitung richtig darstellt und den negativen Einfluß der seitlichen Ränder verringert: kleine Diffusionskoeffizienten, sorgfältig gewählte Länge des Zeitschrittes und Zeit der Simulation. Es sollen aber auch die typischen Werte der Tiefsee-Parameter angenommen werden.
Der Vergleich wurde für folgende Parameter durchgeführt:

**Das 3D–Netz** basiert auf dem 2D–Basisnetz (Viereck 8000 m $\times$ 600 m) von 572 Knoten, und 970 2D-Elementen, Abb. 3.2. Es werden 20 Etagen (d.h. 21 Ebenen, den Boden einschließend) benutzt. Das 3D-Netz hat also 12012 Knoten und 19400 3D-Elemente. Die Auflösung in der $x$– und $y$–Richtung beträgt ungefähr 100 m, während es in der $z$–Richtung 2.5–5 m sind. Die Etagen des Netzes sind regelmäßig verteilt. Der **Zeitschritt** beträgt eine Stunde.

Die **Quelle** wird am Ort $(x_0, y_0) = (2050\text{ m}, 0\text{ m})$ positioniert. Um den Vergleich zur analytischen Lösung zu ermöglichen, werden die entsprechenden Netzknoten mit einer Verteilung der Schwebstoffkonzentration $c = c_0 e^{-\gamma z}$ belegt. Das exponentielle Dekrement beträgt $\gamma = 0.1\text{ m}^{-1}$, $c_0 = 10.0\text{ kg/m}^3$ und der Emissionszeitraum $T_e = 2$ Tage.
**Das Geschwindigkeitsfeld** ist so gewählt, daß der Geschwindigkeitsvektor parallel zu den längeren seitlichen Ränder des Netzes, also zur $x$–Richtung ist $(v = 0, w = 0, u = 0.01\text{ m/s})$, siehe Abb. 3.2.
Der horizontale **Diffusionskoeffizient** beträgt $\nu_{hc} = 0.1\text{ m}^2/\text{s}$, der vertikale $\nu_{zc} = 10^{-4}\text{ m}^2/\text{s}$, bzw. $0.005\text{ m}^2/\text{s}$.

Die Ergebnisse werden für die Zeit 4 Tage nach dem Beginn der Einleitung in Form eines Vertikalschnittes durch die Position der Quelle und parallel zur Richtung der Geschwindigkeit betrachtet.
Für den Vergleich sind für drei Kombinationen der **Sinkgeschwindigkeit** $w_s$, Wechselwirkungskoeffizient $\theta$ und der vertikalen Diffusivität $\nu_{zc}$ in Abb. 3.3, Abb. 3.4 und Abb. 3.5 dargestellt.

### 3.1.4 Diskussion der Validationsergebnisse

Da die eingeleitete Masse im numerischen Modell von den angenommenen numerischen Parametern wie zeitliche oder räumliche Auflösung abhängt, sind kleine Unterschiede in den Konzentrationen oder bei der eingeleiteten Masse zu erwarten.
Die Abbildungen (3.3, 3.4, 3.5) zeigen, daß in den räumlichen Proportionen der Ausbreitung einer Trübungswolke nur geringe Unterschiede zu sehen sind. Die Maximalwerte der Schwebstoffkonzentration unterscheiden sich um max. 5%. Die Konvektionseffekte sind sehr gut vergleichbar.
Wie die Ergebnisse zeigen, kann die Ausbreitung einer Schwebstoffwolke erfolgreich mit TELEMAC3D unter den vereinfachten Bedingungen simuliert werden. Aufgrund dieser erreichten Resultate war zu erwarten, daß ein weiterer Ausbau dieses Modells gute Voraussetzungen hat.

## 3.2 Parameterstudien zur Ausbreitung in der benthischen Grenzschicht

### 3.2.1 Gewählte Parameter

Die in diesem Kapitel beschriebenen Simulationen dienen zur Abschätzung des Einflusses (1) der turbulenten Bodengrenzschicht, (2) der Dichteströmungen und (3) der durch suspendierte Sedimente verursachten Schichtung auf die Ausbreitung einer eingeleiteten Trübungswolke [21].
Die Simulationen sollen für das Nahfeld um die Einleitung durchgeführt werden, weil dort die oben genannten Effekte am stärksten auftreten können. Es wird sich zeigen, daß sich die Resultate im Vergleich zu den Simulationen ohne Rücksicht auf die oben genannten Parameter verändern, wobei eine effektive Reduzierung der Verweilzeit induziert werden kann.

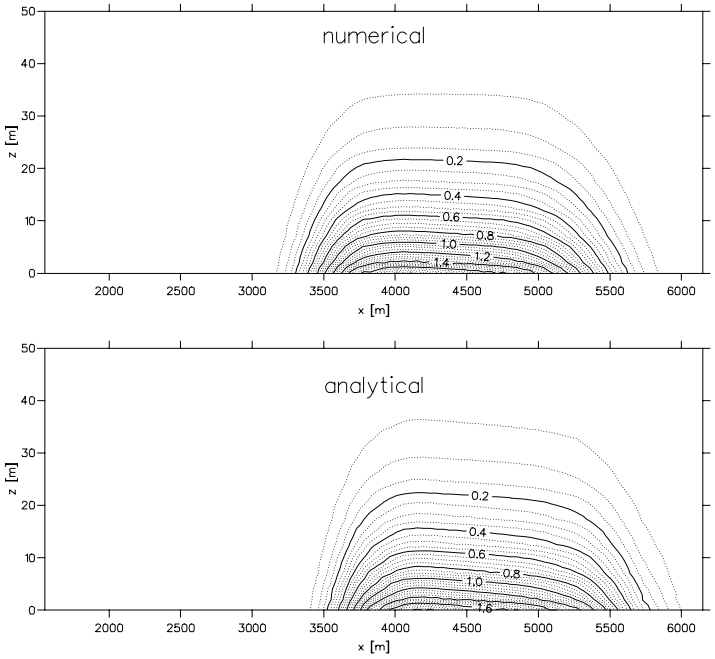



Abbildung 3.4: TELEMAC3D im Vergleich zu SEACLOUD. Parameter: $w_s = 10^{-4}$ m/s, $\theta = 10^{-6}$ m/s, $\nu_{zc} = 10^{-4}$ m$^2$/s Maximale Konzentrationen: $c^S_{max} = 1.84$ kg/m$^3$, $c^T_{max} = 1.97$ kg/m$^3$. Abstand der Isolinien: 0.05 kg/m$^3$.

Die Angaben zur Grenzschicht und die Dichteeinflüsse aus Paragraph 1.5.4 werden angenommen. Ausgenommen sind die Einflüsse der Coriolis-Kraft und zeitliche Variabilität der Strömung – über der Bodengrenzschicht wird eine konstante Geschwindigkeit gewählt. Diese Annahmen sind akzeptabel, weil die maximale Simulationszeit von 12 h relativ klein ist im Vergleich zur Trägheitsperiode $2\pi/f$ in den Gebieten in der Nähe des Äquators (minimal 4 Tage). Aus diesem Grund werden die Scherung des Geschwindigkeitsvektors sowie die zeitlichen Variationen von größeren Frequenzen durch die Annahme größerer horizontalen Diffusivitäten ersetzt.

Die Studie wird mit einem breiteren Netz als im Validierungsfall durchgeführt. Das Netz mit den Ausmaßen von 4000 m $\times$ 2000 m erlaubt die Erfassung der diffusiven Ausbreitung sowie der bodennahen Dichteströmungen (Abb. 3.6). Die Anzahl der horizontalen Ebenen des Netzes beträgt 21, die in der Nähe des Bodens logarithmisch und in weiterer Entfernung vom flachen Boden regelmäßig angeordnet sind. Das 2D–Basisnetz hat 871 Knoten, die 1620 dreieckige 2D-Elemente definieren (Auflösung 100 m). Die angenommene Wassertiefe beträgt 4000 m.

Die Ergebnisse werden wiederum in der Form der Vertikalschnitte durch die Position der Quelle (3.2) $(x_0, y_0) = (1000, 1000)$ m in der Richtung der Geschwindigkeit, d.h. parallel zum längeren Rand der Domäne, gezeigt. Die Einleitungszeit beträgt 6 h. Das Gebiet wird bis zu 40 m über dem Boden für $t$=12 h, d.h. 6 h nach Abschluß der Emission präsentiert. Die Abhängigkeit der Konzentration von der Sinkgeschwindigkeit des Sediments wird hier nicht diskutiert, um sich auf die neuen Eigenschaften des Modells zu konzentrieren.

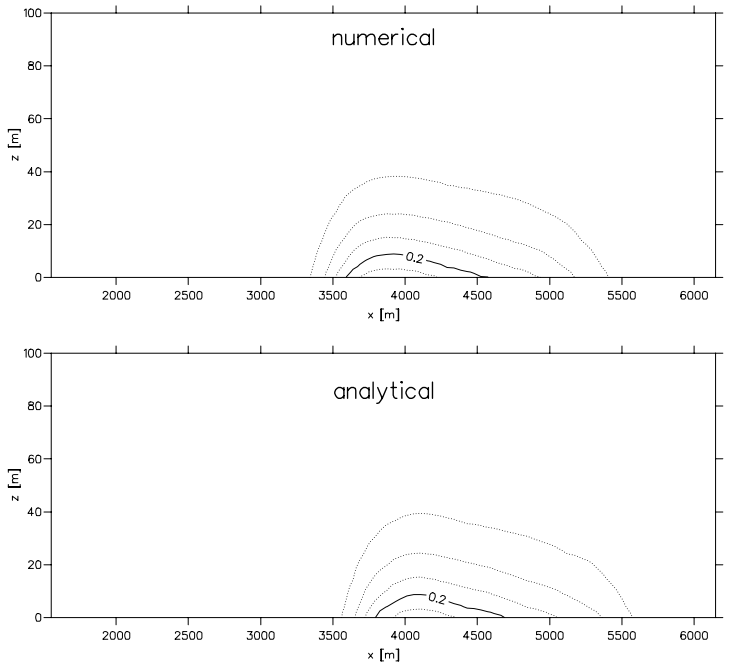



Abbildung 3.5: TELEMAC3D im Vergleich zu SEACLOUD. Parameter: $w_s = 3.0 \cdot 10^{-4}$ m/s, $\theta = 10^{-4}$ m/s, $\nu_{zc} = 5 \cdot 10^{-3}$ m$^2$/s. Maximale Konzentrationen: $c^S_{max} = 0.29$ kg/m$^3$, $c^T_{max} = 0.29$ kg/m$^3$. Abstand der Isolinien: 0.05 kg/m$^3$.

Es wird eine für frisch aufgewirbeltes Sediment typische Sinkgeschwindigkeit von $w_s = 10^{-4}$ m/s angenommen (Kap. 2.3), mit einer Depositionswahrscheinlichkeit von $f_d = 1$ (100%) und ausgeschlossener Erosion. Die effektive Quellenstärke beträgt 1 kg/s und das exponentielle Dekrement $\gamma$ ist 0.1 m$^{-1}$. Um stärkere Dichteeffekte zu überprüfen, wird auch die Quellenstärke von 10 kg/s diskutiert.
Die vertikalen Diffusivitäten werden durch den Mischungswegansatz (1.44-1.47) erfaßt. Die horizontalen Diffusivitäten werden für die kleinen Transportzeiten zu $10^{-4}$ m$^2$/s in Abb. 3.7 und 1.0 m$^2$/s für Abb. 3.8 angenommen.
Eine konstante, geostrophische Geschwindigkeit von $U_{geo} = 5$ cm/s wird angenommen und die die Grenzschicht kontrollierenden Parameter $C = 22$ (1.48) und $\delta$ =10 m (1.47) bewirken ein logarithmisches Profil bis zu 2 m über dem Boden. Oberhalb von 10 m über dem Boden beträgt die Geschwindigkeit $U_{geo}$.

### 3.2.2 Resultate

Als Referenzfall ist in Abb. 3.7a eine Trübungswolke dargestellt, die sich in einem gleichmäßigen Geschwindigkeitsfeld ausbreitet und die keinen Einfluß auf die Dichte hat. Dabei wird eine kleinere horizontalen Diffusivität ($10^{-4}$ m$^2$/s) angenommen. Daher sind die in diesem Kapitel eingeführten neuen Eigenschaften des Modells hier nicht berücksichtigt. Im weiteren werden sie konsequent eingeführt.
In Abb. 3.7b ist das Geschwindigkeitsprofil in der BBL modelliert. In den ersten 4 m der Wassersäule wird der Transport durch die Bodenreibung gebremst, wobei in den

oberen Schichten die Ausbreitung ähnlich wie im Referenzfall, Abb. 3.7a erfolgt. Weiterhin ist zu sehen, daß die Wolke für den Schnitt $x = 2200...3700$ m unstabil geschichtet ist. Diese Tatsache erklärt das Verhalten der Trübungswolke in Abb. 3.7c. Dort sind die Dichteströmungen und Schichtungseffekte berücksichtigt. Die unstabile Schichtung bewirkt eine vertikale Mischung, die einen abwärts gerichteten Transport induziert, der auf eine stabile Schichtung führt. Dieser Effekt hat einen stärkeren Einfluß auf das globale Absinken der Trübungswolke als die eigene Sinkgeschwindigkeit des Sediments.
Im Fall der zehnmal stärkeren Emission (10 kg/s) Abb. 3.7d dominieren die Dichteeinflüsse. Wegen der stärkeren Einleitung bewirken die größeren Dichtegradienten eine horizontale bodennahe Ausbreitung der Trübungswolke, die sogar gegen die Richtung der geostrophischen Strömung in dem niedrigsten Teil der Bodengrenzschicht erfolgen kann (die Quellenposition ist $x_0$=1000 m und die Trübungswolke breitet sich stromaufwärts bis zu $x$=700 m aus).
Die Bilderserie in Abb. 3.8 zeigt den Einfluß der höheren Diffusivität von 1.0 $m^2/s$. Im Referenzfall (Abb. 3.8a) sind die Konzentrationen deutlich kleiner als in Abb. 3.7a wegen der größeren horizontalen Diffusion. Bei Anwesenheit der Grenzschicht werden die Konzentration und ihre Gradienten kleiner und dadurch auch die Dichteeffekte (Abb. 3.8c) schwächer als in dem früher diskutierten, weniger diffusiven Fall.
Bei einer stärkeren Einleitung (Abb. 3.8d) wird die Konzentration jedoch nur schwach von dem größeren horizontalen Wert des Diffusionskoeffizienten beeinflußt.
Die Trübungswolke bildet eine flache, bodennahe Verteilungsform. Dafür sind die mit den Dichtegradienten verbundenen Effekte, kombiniert mit der Sinkgeschwindigkeit des Sediments und der Tatsache, daß die Trübungswolke zur tiefsten Zone der Bodengrenzschicht abrutscht, die von den kleinsten Geschwindigkeiten geprägt wird, verantwortlich. Zusätzlich wird die vom suspendierten Sediment bewirkte Schichtung weitere vertikale Mischung verhindern. Solch eine Konzentrationsverteilung (Abb. 3.7d und 3.8d) gewährleistet ideale Voraussetzungen für weitere Redeposition der eingeleiteten Schwebstoffe.

### 3.2.3 Schlußfolgerungen aus der Parameterstudie

Die Parameterstudie zeigt, daß das Absinkverhalten der eingeleiteten Sedimentwolke im Nahfeld nicht nur von der Sinkgeschwindigkeit und den Diffusivitäten bestimmt wird, sondern auch von der Geschwindigkeitsstruktur in der Grenzschicht und den Dichteeffekten, wie die Dichteströmungen und die von der Suspension bewirkten Schichtung.
Die Dichteströmungen wurden in der Nähe eines Kollektors festgestellt und die Dichte des eingeleiteten, mit Sedimenten beladenen Wassers wurde bis zu 3% größer als die der Umgebung abgeschätzt [31]. In Hinblick auf die Einleitung der Tailings, sind die Dichteströmungen der Hauptmechanismus, der die weitere Ausbreitung einer sehr dichten Trübungswolke kontrolliert [5].
Die Nahfeldeffekte, die die ersten Phasen der Ausbreitung kontrollieren, spielen eine wichtige Rolle im weiteren Verlauf des Transportes. Die Einflüsse des Geschwindigkeitsprofils, verbunden mit der durch die Schwebstoffe verstärkten Schichtung und der induzierten Mischung führen zur wesentlichen Verkürzung der Verweilzeit der Trübungswolke in der Wassersäule. Das zusätzliche Absinken aufgrund der höheren Dichte des suspensionbehafteten Wassers führt zu einer flach über dem Boden liegenden, relativ dichten Trübungswolke, die von der zeitlich variablen Hintergrundströmung weiter transportiert wird. Die

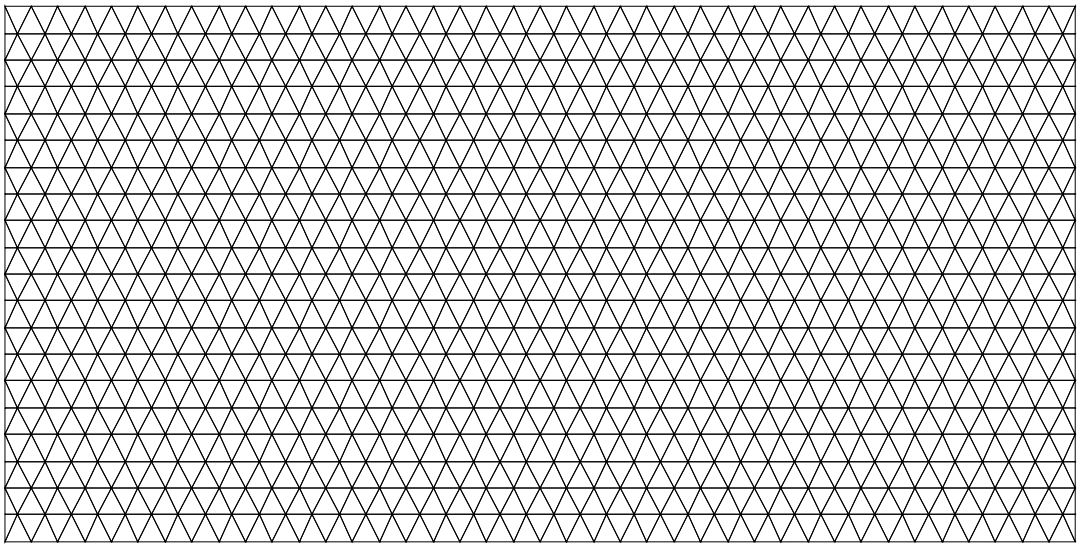


Abbildung 3.6: Das in der Parameterstudie zur Ausbreitung in der benthischen Grenzschicht benutzte Basisnetz, $x \in (0, 4000)$, $y \in (0, 2000)$.

vom suspendierten Sediment verursachte stabile Schichtung im mittleren Teil der Wolke bewirkt jedoch, daß die vertikale Mischung hier gedämpft wird.
In der dichten Suspension können die zusätzlich die Verweilzeit reduzierenden Flokkulationseffekte von größerer Bedeutung sein.

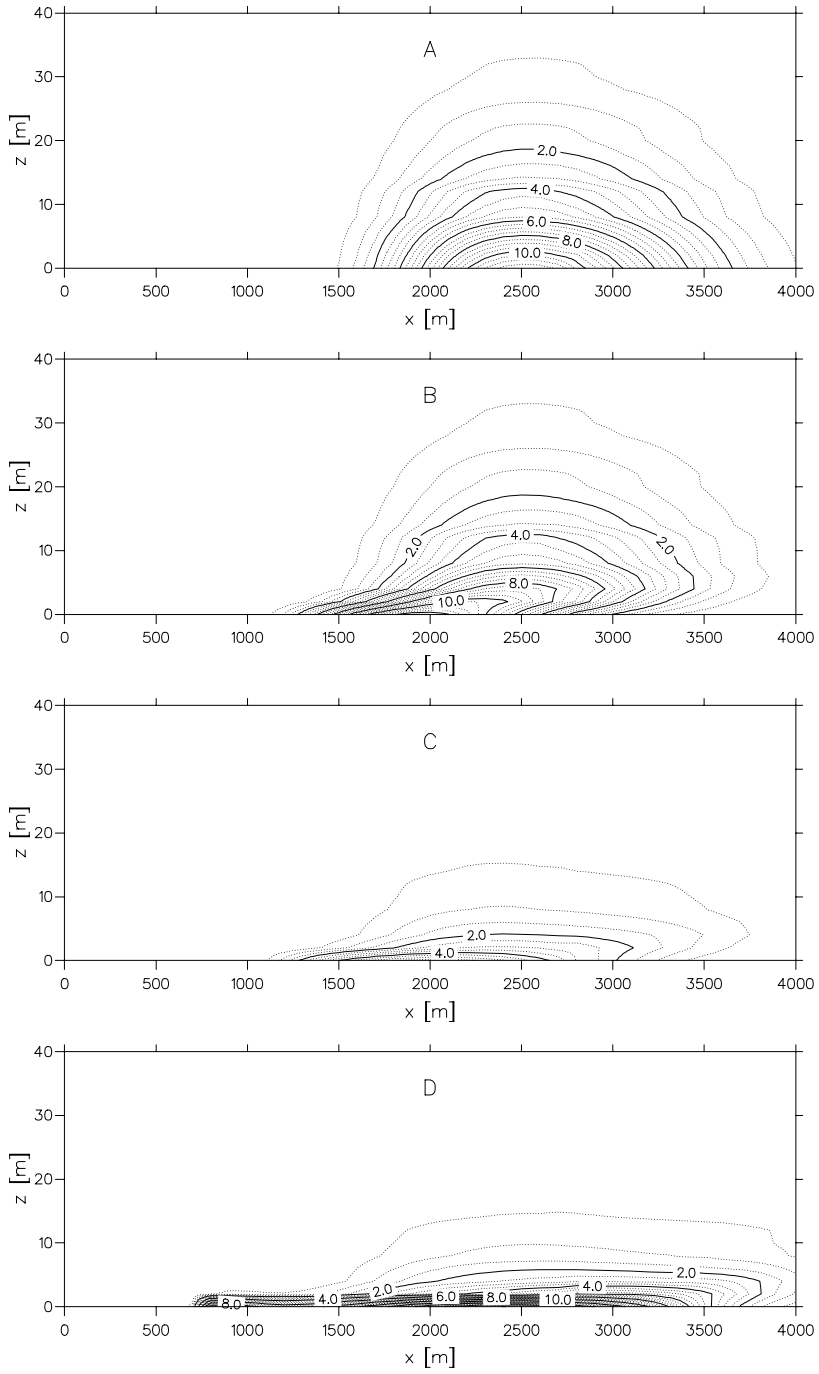



Abbildung 3.7: Vertikalschnitte durch die Sedimentwolken in Richtung der Strömung für den Fall der niedrigeren Diffusivität. Abstand der Isolinien 0.5 mg/l.

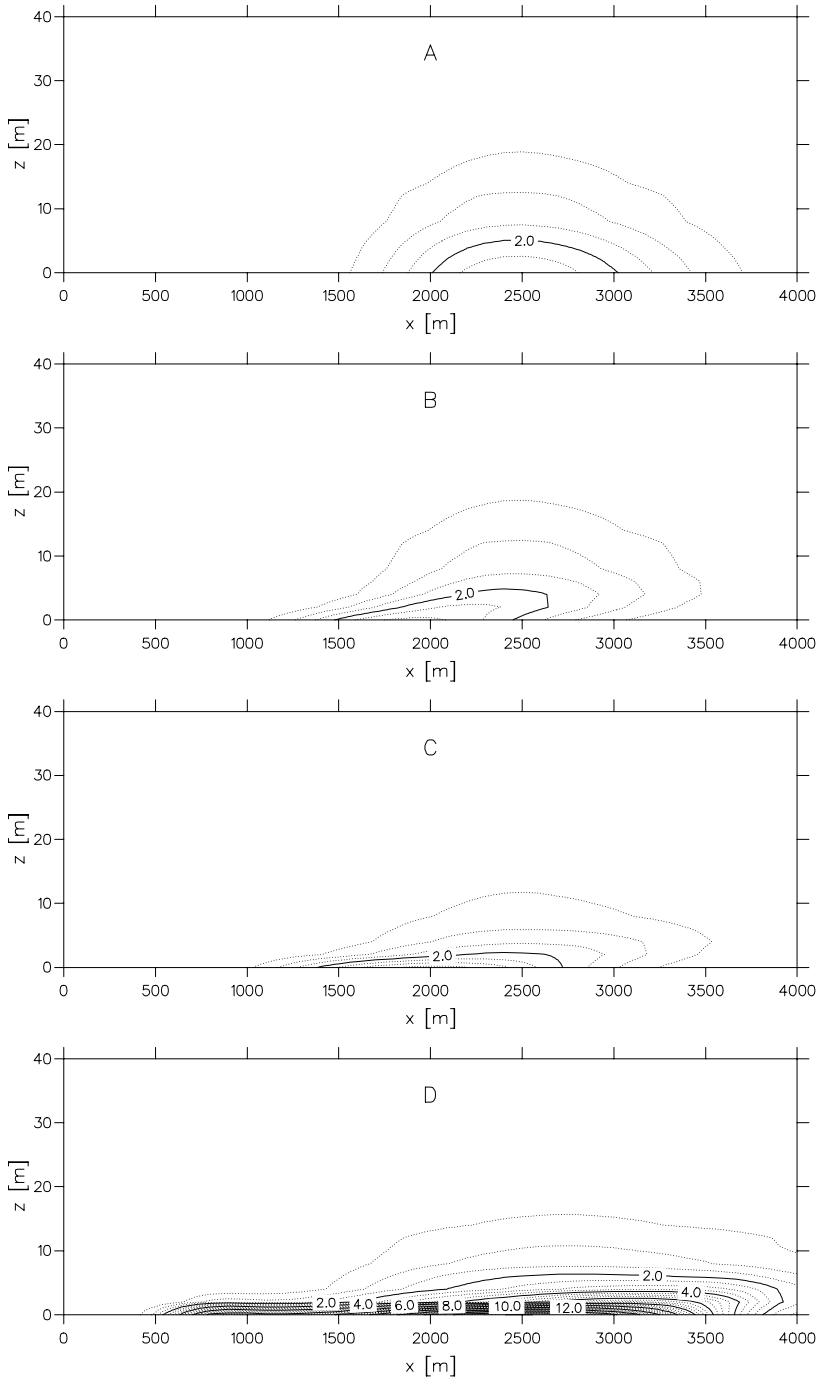



Abbildung 3.8: Vertikalschnitte durch die Sedimentwolken in Richtung der Strömung für den Fall der höheren Diffusivität. Abstand der Isolinien 0.5 mg/l.

# Kapitel 4

# Modellierung im DISCOL-Referenzgebiet

In diesem Kapitel wird die Anwendung des erstellten Modells zur Simulation der Ausbreitung einer Sedimentwolke beschrieben [22], die von einem typischen Kollektor eingeleitet wird. Dieser Typ der Emission, der von einem einzigen Kollektor verursacht wird, findet nicht nur während des Abbaus statt, sondern auch bei Tests der Bergbautechnologie, sowie während der Experimente, die die Umweltverträglichkeit des Tiefseebergbaus beurteilen sollen. Die Ergebnisse aus der Modellierung können sehr nützlich für die Planung dieses Vorhabens sowie zur Auswertung der Resultate sein. Das Modell liefert bei solchen Voraussetzungen die Vorhersage für einen Zeitraum von 1–2 Wochen. Bei einem Vergleich für verschiedene Parametersätze wird eine Simlationszeit von 6 Tagen gewählt. Als Referenzgebiet für die Modellierung wird das DISCOL–Gebiet im nördlichen Teil des südostpazifischen Perubeckens verwendet, Abb. 4.1.

## 4.1 Bathymetrie

### 4.1.1 Die direkte Umgebung des DISCOL-Gebietes

Die DISCOL Experimental Area (DEA; DISCOL: **dis**turbance and re**col**onisation experiment) befindet sich im tiefen südostpazifischen Perubecken (7°04.4′ S, 88°27.6′ W) in der Nähe des deutschen Anspruchgebietes. Die eigentliche Experimentlokalisierung ist ein kreisförmiges Gebiet mit einem Radius von ungefähr 3.5 km Länge und einer Wassertiefe zwischen 4140–4170 m. Dort ist der Meeresboden mit einem Pflug zerstört worden, um ein Angriff durch den Tiefseebergbau zu simulieren. Das angestrebte Ziel war die Beobachtung der Wiederbesiedlung des zerstörten Gebietes durch die benthischen Organismen [63].

Die direkte Umgebung des DISCOL-Gebietes (Abb. 4.2) wurde mit Hilfe einer aus Sonar-Messungen entstandenen bathymetrischen Karte, die ein Gebiet von ungefähr 450 km$^2$ darstellt, digitalisiert. Die Bathymetrie der weiteren Umgebung ist mit einer kleineren Auflösung aus der ETOPO-5-Datenbank ($5' \times 5'$) bekannt.

Das erzeugte Basisnetz bedeckt ein Gebiet von ca. 19 × 24 km und besteht aus 2298 Knoten, die 4502 dreieckige Elemente definieren (Abb. 4.4). Die horizontale Auflösung

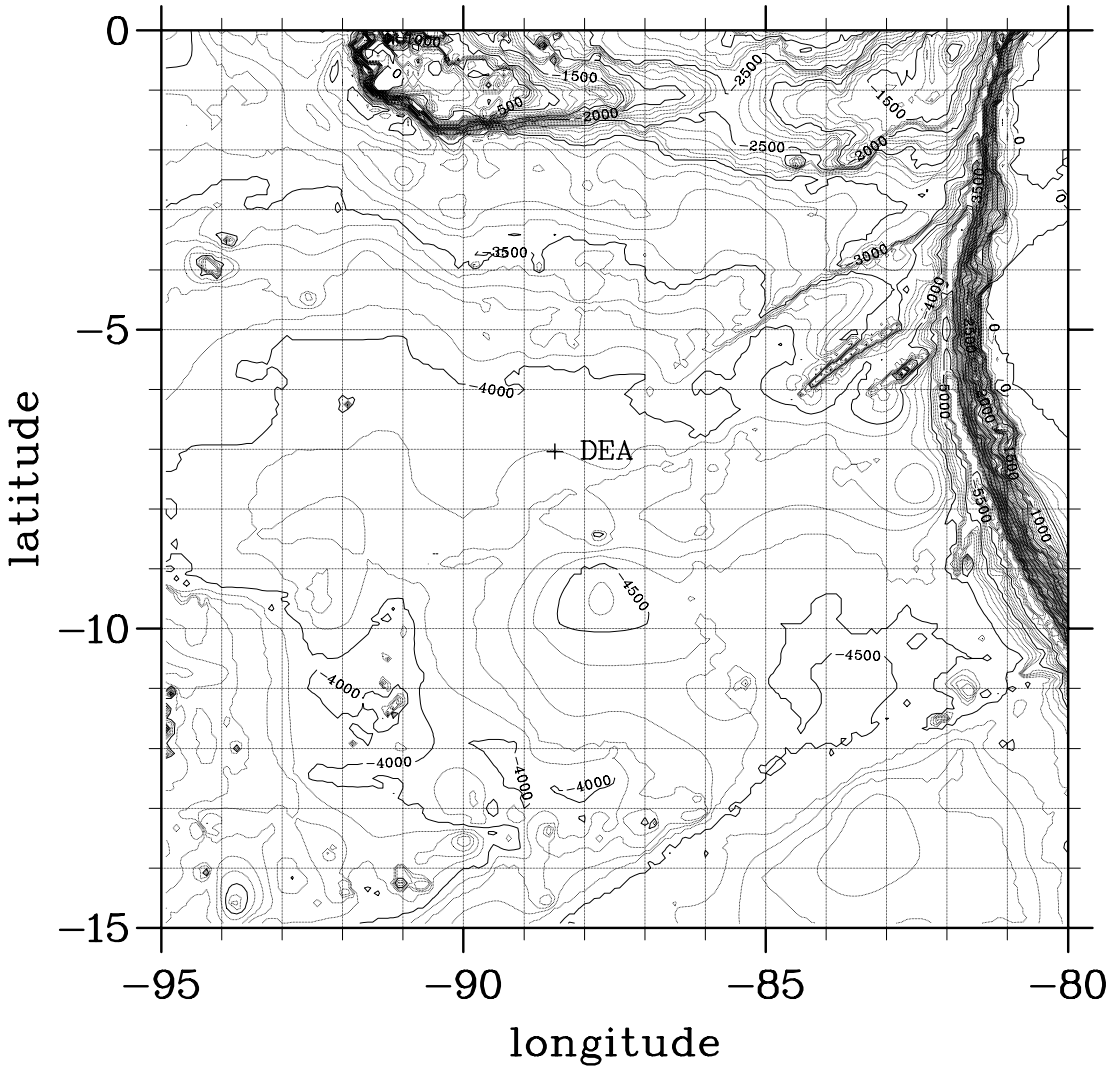



Abbildung 4.1: Die allgemeine Bathymetrie des nördlichen Perubeckens. Erzeugt mit Hilfe der Datenbank ETOPO-5.

| *iplan* | $z_*$ | $z$ m a.b. | *iplan* | $z_*$ | $z$ m a.b. |
|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 0.0000 | 0.0 | 13 | 0.0097 | 40.0 |
| 2 | 0.0002 | 1.0 | 14 | 0.0109 | 45.0 |
| 3 | 0.0006 | 2.5 | 15 | 0.0121 | 50.0 |
| 4 | 0.0012 | 5.0 | 16 | 0.0145 | 60.0 |
| 5 | 0.0018 | 7.5 | 17 | 0.0181 | 75.0 |
| 6 | 0.0024 | 10.0 | 18 | 0.0241 | 100.0 |
| 7 | 0.0030 | 12.5 | 19 | 0.0483 | 200.0 |
| 8 | 0.0036 | 15.0 | 20 | 0.0724 | 300.0 |
| 9 | 0.0048 | 20.0 | 21 | 0.0965 | 400.0 |
| 10 | 0.0060 | 25.0 | 22 | 0.1206 | 500.0 |
| 11 | 0.0072 | 30.0 | 23 | 1.0000 | 4145.0 |
| 12 | 0.0084 | 35.0 | | | |

Tabelle 4.1: Vertikale Diskretisierung, für die Wassertiefe 4145 m.

beträgt 500–700 m mit der Ausnahme der direkten Umgebung des DISCOL-Gebietes (Viereck 1853 × 1853 m), wo eine feinere Auflösung von 100 m gewählt wurde.
Die Unterseelandschaft ist ziemlich kompliziert (Abb. 4.3) und wird von einem mehrgipfeligen Seeberg in der Mitte beherrscht. Die Steigungen sind jedoch relativ klein, maximal bis zu 10%. Für den Abbau werden Gebiete von möglichst flacher Bodentopographie bevorzugt. Die Wassertiefen variieren zwischen ca. 4300 und 3700 m. Das eigentliche DISCOL-Gebiet befindet sich auf einem relativ flachen Plateau südwestlich des Seebergs. In diesem fein aufgelösten Gebiet wird die Einleitung durch eine bewegliche Quelle stattfinden.
Die Anzahl der Netzflächen beträgt 23, wodurch ein 3D-Netz von fast $10^5$ prismatischen 3D-Elemente entsteht. Die Netzflächen sind in der Nähe des Bodens logarithmisch und danach regelmäßig bis zu 500 m über dem Boden verteilt. Das höhste Niveau bildet die Oberfläche. Solche Verteilung ermöglicht eine ausreichende Beschreibung der Ausbreitung einer bodennahen Trübungswolke sowie der Wechselwirkung der Strömung mit dem variierenden Meeresboden. Die vertikale Verteilung mit den Abständen für ein angenommenes vertikales Ausmaß des Modells wird in Tab. 4.1.1 dargestellt, wobei *iplan* die Nummer der Ebene, $z_*$ ihre prozentual ausgedrückte Position zwischen dem Boden und der obersten Ebene und $z$ die vertikale Koordinate sind.
Dieses Netz ermöglicht sogar mit der Annahme der größten im DISCOL-Gebiet auftretenden Strömungsgeschwindigkeiten eine Modellierung in einem Zeitraum von 7–10 Tagen.

### 4.1.2 Andere Gebiete

Ein Experiment, das Verifikationsdaten für das mesoskalige Modell liefern soll, kann aus verschiedenen Gründen auch in einem anderen Gebiet stattfinden. Das sogenannte SEDIPERU-Gebiet, westlich von DISCOL, ist wegen der früheren Arbeiten eine bevorzugte Lokalisation. Frühere Sonar-Messungen von der BGR (Bundesanstalt für Geowissen-

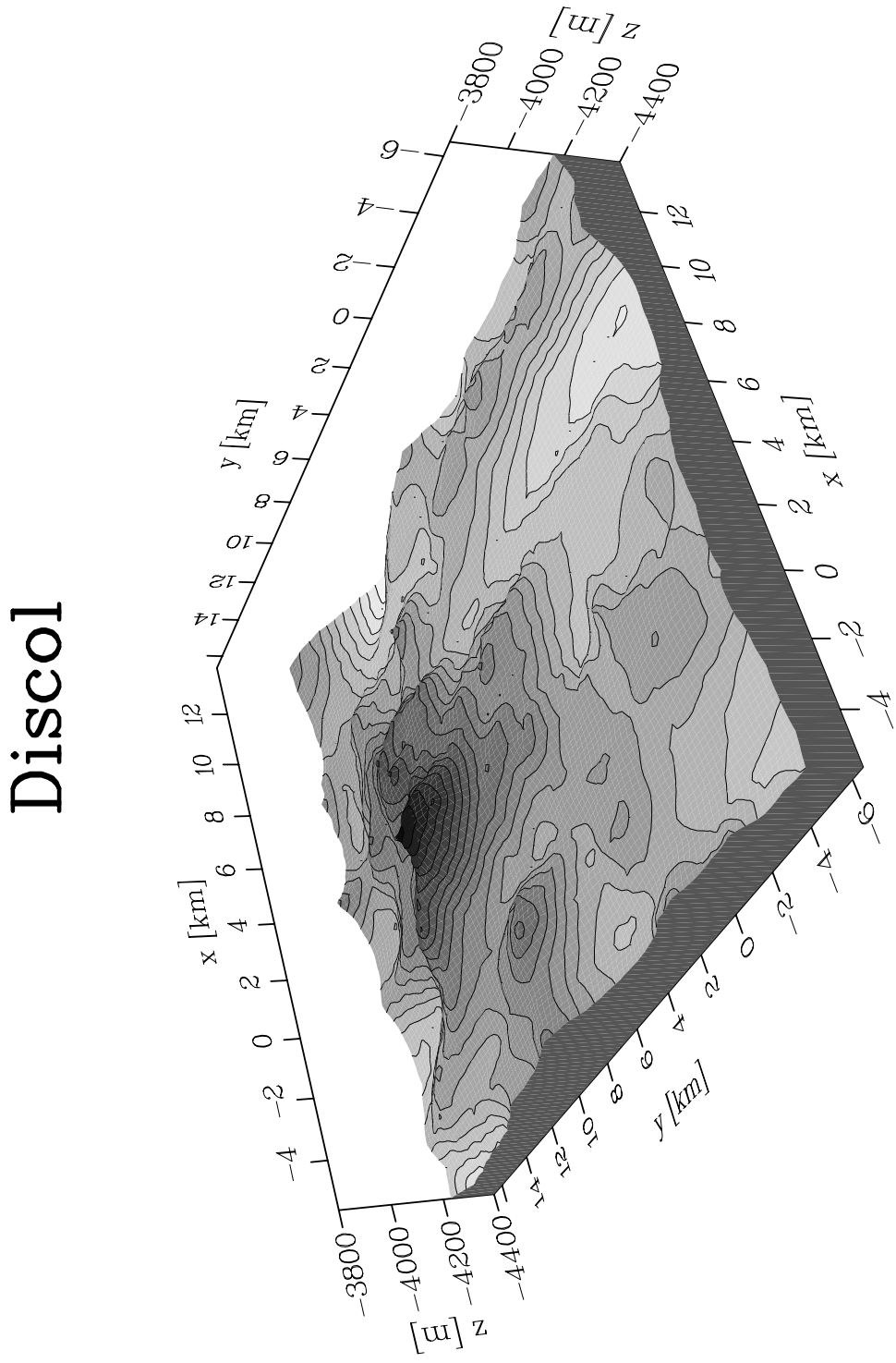



Abbildung 4.2: Dreidimensionale Darstellung der DISCOL-Bathymetrie.

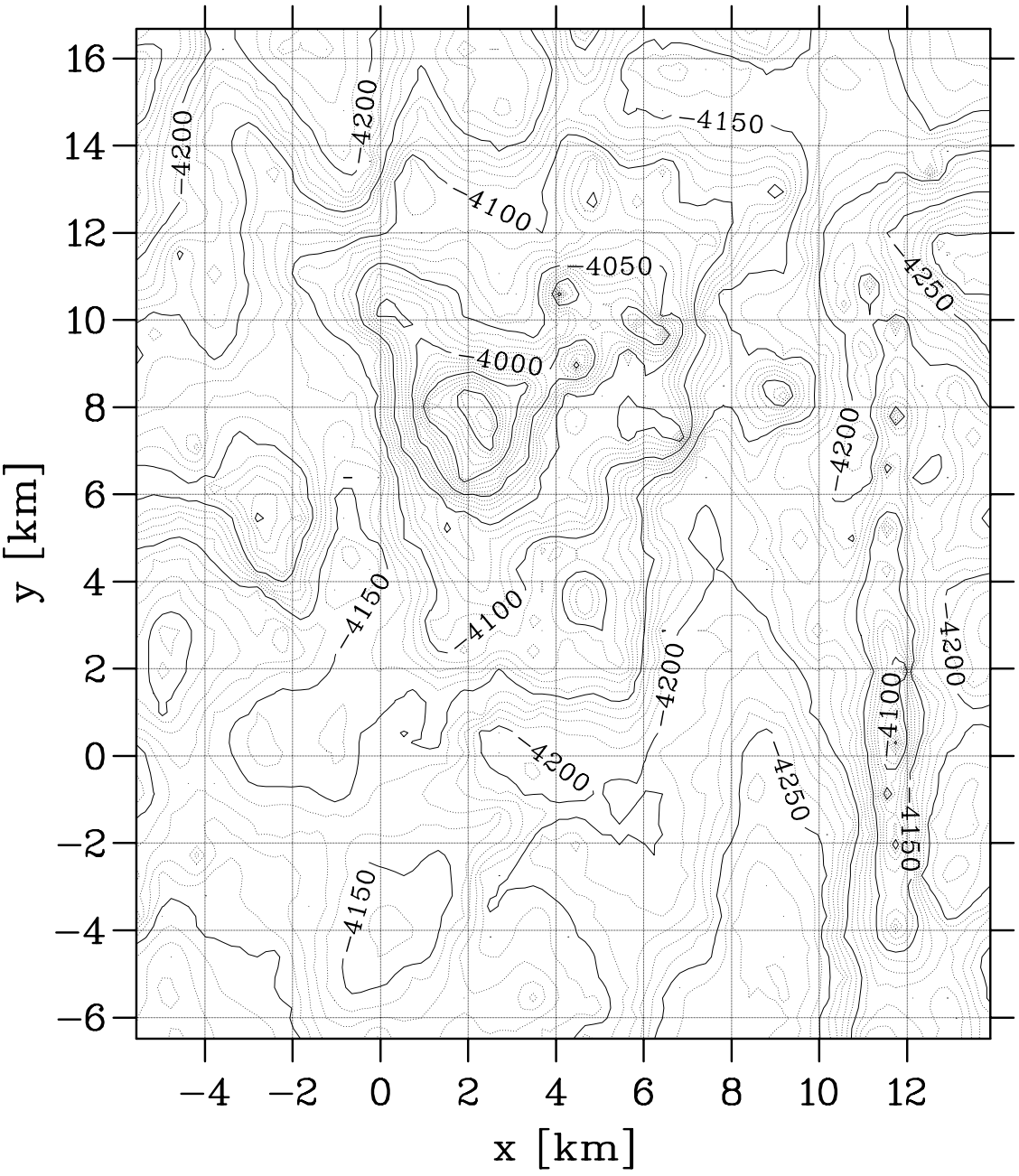



Abbildung 4.3: Die Bathymetrie der direkten DISCOL-Umgebung. Als Ursprung des Koordinatensystems wird das Zentrum des DEA-Gebietes angenommen (ungefähr 7°04′S, 88°28′W).

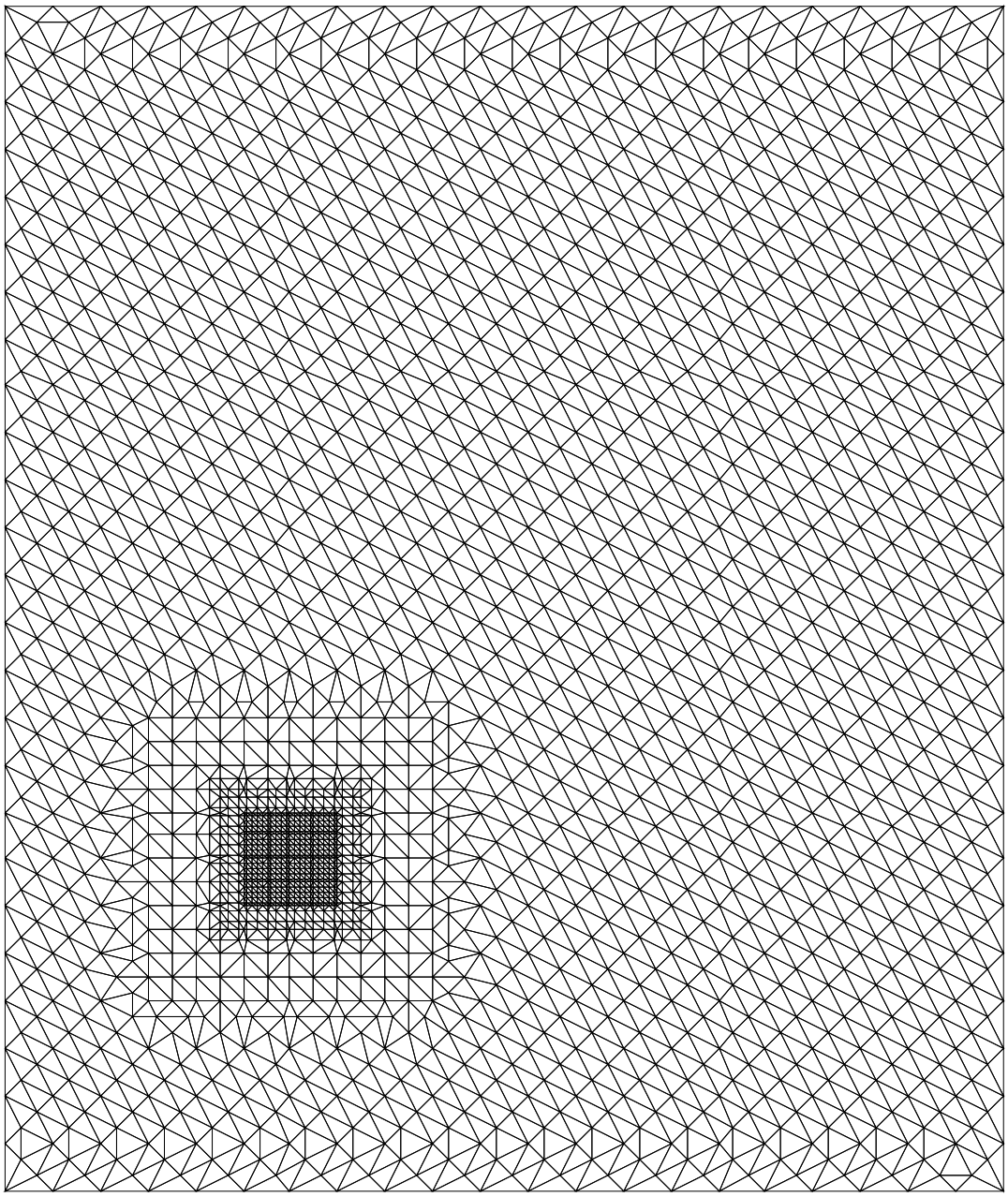


Abbildung 4.4: Digitalisierung des DISCOL-Gebietes.

schaften und Rohstoffe, Hannover) und vorhandene bathymetrische Karten ermöglichen eine Digitalisierung dieser Gebiete.
Die Bathymetrie des Gebietes, wo das BIE-Experiment von NOAA 1993 durchgeführt wurde [7, 64], wurde dem Institut in digitaler Form in einer feiner Auflösung von 100 m zur Verfügung gestellt.
Die im Institut vorhandenen Netzgeneratoren und Software erlauben eine sehr schnelle Erzeugung eines Netzes aus den digitalisierten Peildaten, sowie gezielte Verfeinerungen, Veränderungen, usw.
Die Digitalisierung eines neuen Gebietes kann auch mit Hilfe von topographischen und bathymetrischen Datenbanken, die in der Form eines Netzes organisiert sind, erfolgen. Einige von den existierenden Datenbanken mit verschiedenen Auflösungen sind für die Öffentlichkeit zugänglich, z.B. FNOC von der US Navy oder von Scripps Laboratory. Die beste Auflösung für das Perubecken liefert jedoch die ETOPO5-Datenbank. Diese CD-ROM-Datenbank (*Global Relief Data*) stammt von einer amerikanischen Institution des öffentlichen Dienstes (NOAA, National Oceanic and Atmospheric Administration, U.S. Department of Commerce) und ist deswegen auch die preisgünstigste Lösung, die zur Erzeugung des Modellnetzes benutzt werden kann.
ETOPO5-Datenbank ermöglicht die Modellierung eines beliebigen Gebietes auf der Erde mit Auflösung von 5' geographischer Länge und Breite, was auf dem Äquator einem Abstand von ca. 9.3 km entspricht.
Diese Aufösung kann jedoch nur für eine Modellierung des Transportes in der Längenskala von weit über 100 km ausreichend sein. Die Modellierung der Ausbreitung in den Zeiträumen bis zu einer Woche ist jedoch wegen der kleineren mittleren Strömungsgeschwindigkeiten mit solcher Auflösung nicht möglich.

## 4.2 Sedimentquelle: Kollektor

Als bevorzugte Abbautechnologie im Fall der Manganknollen gelten die selbstfahrenden, ferngesteuerten und auf dem Meeresboden arbeitenden Kollektoren, die mittels einer Pipeline mit einem Mutterschiff verbunden sind. Die Kollektoren sammeln die Manganknollen und bereiten sie zum Transport zur Oberfläche durch ein Risersystem vor [2, 27]. Um die zu transportierende Masse zu minimieren und um die Ansammlung von überflüssigen Bergbauabfälle zu vermeiden, sollen die Manganknollen am Bord des Kollektors von den umgebenden Sedimenten separiert werden. Das führt zu einer unvermeidbaren Einleitung der überflüssigen Sedimente sowie der Abriebpartikeln aus den Knollen zur tiefsten Zone des Ozeans. Diese suspendierten Partikel werden sich danach durch die Meeresströmung weiter fortbewegen. Im schlimmsten Fall gelangen sie in entfernte Teile oder sogar obere Schichten des Ozeans und können dort stabile Trübungsschichten (*nepheloid layers*) bilden [5, 54].
Die Form und Stärke der Emission, initielle Konzentrationsverteilung, Dichte der initiellen Trübungswolke sowie die Eigenschaften der eingeleiteten Partikel hängen sehr stark von der angewandten Technologie sowie der Charakteristik der Sedimente auf dem Meeresboden ab. Diese Parameter variieren in einem erheblichen Maße und können in vielen Fällen nur abgeschätzt werden. Annahmen zu diesen Parametern sind unvermeidbar und die Situation kann nur durch gezielte Messungen verbessert werden. Die Daten zur

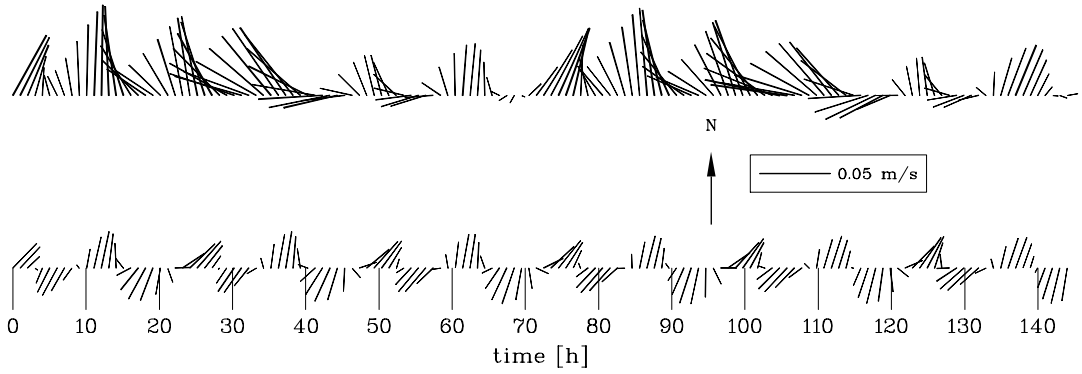



Abbildung 4.5: Zwei angenommene Strömungsszenarios für die Parameterstudie. Vektorplots für jede Stunde und für das Niveau 100 mab.

Einleitung durch Kollektoren wurden während einer Testphase vor ungefähr 15 Jahren [31, 28] oder durch Experimente mit einem die Kollektoremission simulierenden *benthic Disturber* gesammelt [7, 64].

In früheren Simulationen wurde die Kollektoremission durch eine stationäre Quelle dargestellt, deren Stärke exponentiell zum Boden zunimmt [31, 28, 38]. Diese exponentielle Verteilung der Quellenstärke begründet sich aus der Ähnlichkeit zur Konzentrationsverteilung in einer kollektornahen Wolke. Gemeint ist der Moment, wenn die initielle, bodennahe Ausbreitung, eine durch die Dichteeffekte bedingte Phase, beendet wird [31]. Die im Par. 3.2 durchgeführte Studie bestätigt, daß das zusätzliche Absinken aufgrund der höheren Dichte des suspensionsbehafteten Wassers zu einer flach über dem Boden liegenden, relativ dichten Trübungswolke führt, die von der zeitlich variablen Hintergrundströmung weiter transportiert wird. Diese Form der Anfangsverteilung wird für die Einleitung im mesoskaligen Modell angenommen.

Bewegliche Kollektoren stellen keine stationären Quellen dar. Während des Abbaus auf dem Boden bewegen sie sich fort und bewältigen die Strecken von einigen Kilometern rund um die Position des Mutterschiffes. Ihre Geschwindigkeit ist deutlich größer als die der Strömung, bis 1 m/s. Ein einziger Kollektor, der sich hin und her entlang einer geraden Strecke bewegt, kann als eine Massenquelle dargestellt werden. Im mathematischen Modell wird die Emission durch einen Quellenterm $q_c(x, y, z, t)$ in der Gleichung des Sedimenttransportes (2.1) dargestellt. In jedem Zeitschritt wird sich die Position der Quelle verändern. In diesem Modell wird sich die Quelle entlang einer SW-NO Achse orientierten und in der Mitte des DISCOL zentrierten Strecke von 1440 m mit der Geschwindigkeit von 0.4 m/s bewegen. Die Richtungsänderung wird jede Stunde stattfinden, so daß die Quelle eine Strecke von 1440 m pro Stunde passiert.

Eine dichte Trübungswolke wird als die initielle Konzentrationsverteilung angenommen, die die Quellenstärkeverteilung definiert. Sie besitzt eine Gaussche Konzentrationsverteilung in der Horizontalen mit einem Radius, der der Standartabweichung von $\sigma = 100$ m entspricht. Dieser Radius diktiert die horizontale Auflösung des Netzes in der Umgebung

der beweglichen Quelle. In der Vertikalen wird eine exponentielle Verteilung in der aus Kap. 3 bekannten Form $\exp(-\gamma z)$ mit $\gamma = 0.5$ m$^{-1}$ angenommen. Die Emission ist auf 15 m über dem Boden begrenzt.
Die Sedimentmenge pro Zeit, die ein moderner Kollektor einleitet, beträgt 1–50 kg/s, was von der Technologie und dem zur Aufwirbelung verfügbaren Sedimentvorrat am Boden abhängt. Die Simulatoren der Kollektoremission leiten ähnliche Mengen ein (ca. 5 kg/s, [7]). In diesem Modell wird eine entlang der Strecke konstante Quellenstärke von 10 kg/s angenommen. Der Kollektor wird 24 h arbeiten, so daß 864 Tonnen Trockenmasse des Sediments eingeleitet werden. Für diese Einleitung wird eine ausführliche Diskussion der Resultate präsentiert. Es wird auch eine Studie für eine ununterbrochene Einleitung in einem Zeitraum von 6 Tagen durchgeführt.

## 4.3 Gewählte Parameter

Um eine möglichst realistische Vorhersage der Verweilzeit einer eingeleiteten Trübungswolke zu liefern, sollen diejenigen Parameter, deren Werte nur schätzungsweise bekannt sind, in einem akzeptablen Streuungsbereich variiert werden. Die angenommenen Parameter werden im folgenden beschrieben.

### 4.3.1 Hydrodynamik

Die Stärke und die zeitliche Variabilität der Strömung spielen die entscheidene Rolle im Transport des eingeleiteten Sediments. Um die Grenzen des Einflusses der Strömung auf die Verweilzeit abzuschätzen, werden zwei charakteristische Strömungsszenarios verwendet, die repräsentativ für dieses Gebiet sind: (1) eine relativ intensive, nordwestlich gerichtete Strömung mit Anwesenheit von Gezeiten sowie Wellen mit einer Periode von 3 Tagen und (2) eine sehr ruhige Strömung, die nur durch Gezeiten entsteht (Abb. 4.5). Da das Modell die Variabilität der Strömung in den Zeitskalen von Gezeiten bis zu Komponenten im geostrophischen Gleichgewicht beschreibt, müssen die Variationen der Strömung von höherer Frequenz als die Gezeiten durch Annahme eines entsprechenden Austauschkoeffizienten modelliert werden. In diesem Fall werden die horizontalen Diffusivitäten für Sediment 1.0 m$^2$/s gewählt, wobei zum Vergleich auch der Wert von 0.1 m$^2$/s herangezogen wird (Abb. 4.6(3)).
Wegen der Unsicherheit in der Abschätzung der Ausdehnung der Bodengrenzschicht und der herrschenden vertikalen Austauschkoeffizienten, werden die Resultate für drei verschiedene Parameter $\delta$, die die BBL-Ausdehnung, Verteilung des Mischungsweges und dadurch auch Verteilung des vertikalen Austauschkoeffizienten kontrollieren, angenommen. Die Werte sind $\delta = 10$, 30 und 50 m, wobei der Reibungsparameter $C = 2$ in allen Fällen (Abb. 4.6(2), vergleiche Abb. 1.6) gleich bleibt.

### 4.3.2 Sinkgeschwindigkeit des Sediments

Aus den im Par. 2.3 ausführlich diskutierten Gründen wird eine konstante mittlere Sinkgeschwindigkeit des Sediments verwendet, die unabhängig von der Konzentration, der Turbulenz oder anderen Parametern ist. Als repräsentativer Wert für die Sinkgeschwindigkeit wird $1.0 \cdot 10^{-4}$ m/s angenommen, die Hälfte der mittleren Sinkgeschwindigkeit, die

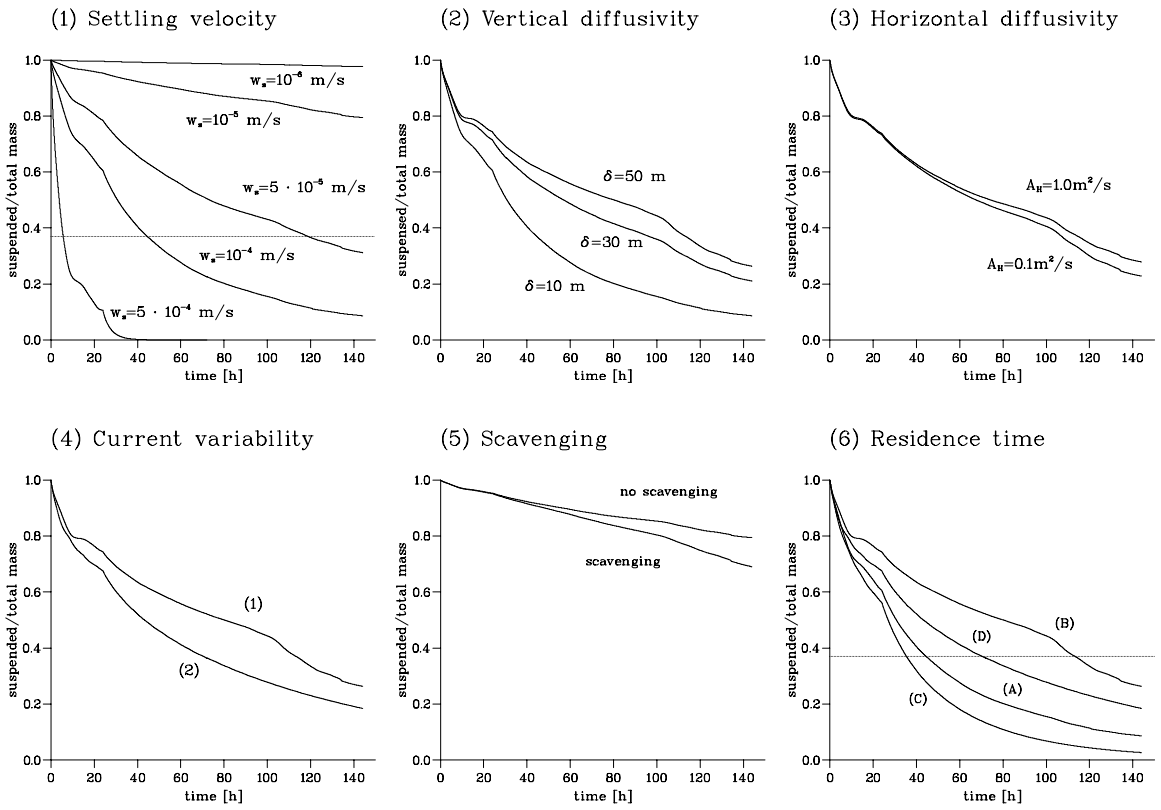



Abbildung 4.6: Einfluß der verschiedenen Parameter, die den Sedimenttransport kontrollieren, auf die Verweilzeit der eingeleiteten Masse in der Wassersäule. Erläuterungen im Text.

aus der zur Verfügung stehenden Korngrößenverteilung des DISCOL–Sediments ermittelt werden kann. Zum Vergleich werden die Sinkgeschwindigkeiten zwischen $5.0 \cdot 10^{-4}$ m/s und $5.0 \cdot 10^{-5}$ m/s variiert, um den Einfluß dieses Parameters zu veranschaulichen (Abb. 4.6(1)).
Um die Wahl dieser repräsentativen Sinkgeschwindigkeit besser darzustellen, werden auch Ergebnisse für ein zusammengesetztes, nicht–kohäsives Sediment mit einer konstanten Zusammensetzung (aus DISCOL) in der Suspension dargestellt (Par. 4.5).
Es wird angenommen, daß in einer niedrigenergetischen BBL keine Erosion des Meeresbodens sowie des frisch abgelagerten Sediments stattfindet. Die Wahrscheinlichkeit der Deposition wird zu 1 angenommen, d.h. jedes Partikel, das den Boden erreicht, sedimentiert (Par. 2.2.1, 2.2.2).

### 4.3.3 Verweilzeit

Die *Verweilzeit* des eingeleiteten Sediments kann auf verschiedene Weise definiert werden. In diesem Bericht wird als Maß des Verbleibens des eingeleiteten Sediments in der Wassersäule die Zeit definiert, in welcher die eingeleitete Sedimentmasse um den Faktor $e \approx 2.71$ verringert wird, d.h. wann ungefähr 63% des Sediments aus der Wassersäule

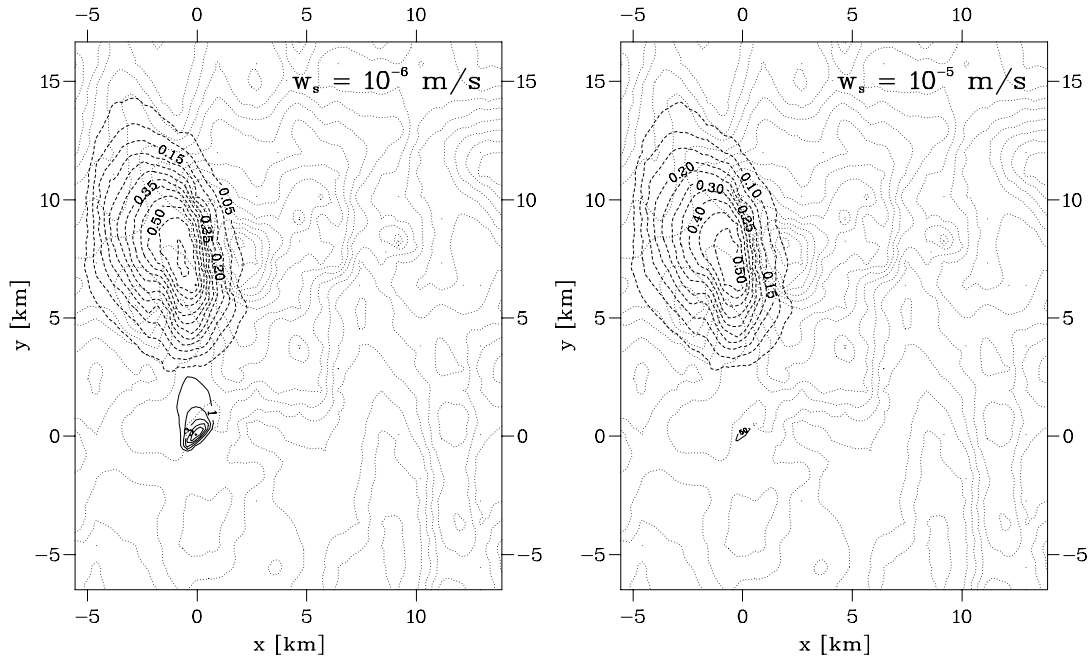



Abbildung 4.7: Maximale Konzentrationen 1 mab [mg/l], Resedimentationsmenge [g/m$^2$] 6 Tage nach Beginn der Einleitung; Strömungsszenario (1), $\nu_{xc} = \nu_{yc} = 1.0$ m$^2$/s, $\delta =$ 10 m und $w_s = 1.0 \cdot 10^{-6}$ m/s bzw. $1.0 \cdot 10^{-5}$ m/s.

resedimentiert. Die Resultate werden deshalb als das Verhältnis zwischen der in der Wassersäule verbleibenden und der eingeleiteten Sedimentmasse dargestellt, z.B. Abb. 4.6.
Um die Umweltverträglichkeit der Sediment-Einleitungen zu beurteilen, sollten andere, die Beeinträchtigung der marinen Umwelt beschreibende Parameter definiert werden. Neben der Konzentration der Suspension sollten unbedingt gewisse Grenzwerte für die Bodenbedeckung durch Resedimentation betrachtet werden. Die Verweilzeit kann besonders auf Basis der maximalen Konzentration des Sediments, des Bestehenbleibens einer gewissen Konzentration in einem Bereich oder der Größe des durch Überquerung eines Grenzwertes der Konzentration beeinträchtigten Gebietes definiert werden. Diese Definition muß hauptsächlich die Empfindlichkeit der Tiefsee-Organismen und die Persistenz der Störung berücksichtigen [14, 41, 63].
Da es jedoch zur Zeit wenige Hinweise gibt, wie die erwähnten Grenzwerte zu definieren sind [14], wird nur die oben definierte Verweilzeit benutzt, ergänzt durch die Angabe der maximalen Sedimentkonzentration. Es soll erwähnt werden, daß modelltechnisch keine Schwierigkeiten bestehen, Aussagen über anderen Parameter zu treffen.

## 4.4 Resultate für eine zeitlich begrenzte Einleitung

Ergebnisse, die das Resedimentationsverhalten des Sediments beschreiben, werden als Verhältnis zwischen der in der Wassersäule verbleibenden und der eingeleiteten Sedimentmasse im Abb. 4.6 dargestellt. Der Einfluß jedes Parameters, der das Verhalten der Trübungswolke kontrolliert, wird mit konstant gehaltenen anderen Parametern diskutiert

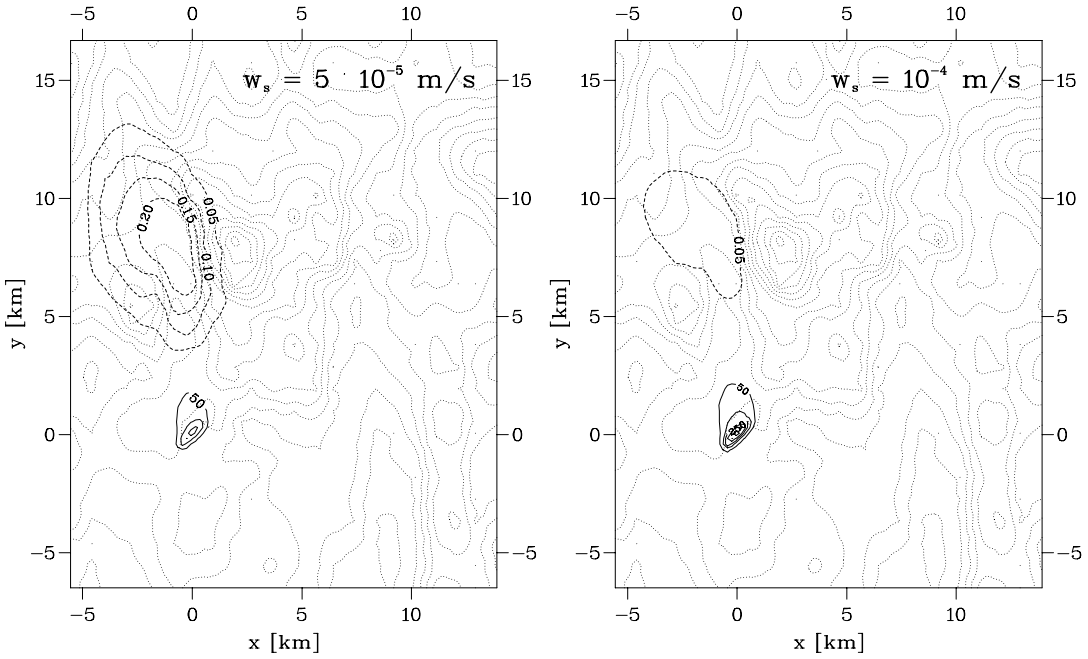



Abbildung 4.8: Maximale Konzentrationen 1 mab [mg/l], Resedimentationsmenge [g/m$^2$] 6 Tage nach Beginn der Einleitung; Strömungsszenario (1), $\nu_{xc} = \nu_{yc} = 1.0$ m$^2$/s, $\delta =$ 10 m und $w_s = 5.0 \cdot 10^{-4}$ m/s bzw. $1.0 \cdot 10^{-4}$ m/s.

(Fälle 1–6). Als Referenzwerte werden ohne besondere Erwähnung das Strömungsszenario (1) und die Parameter $\nu_{xc} = \nu_{yc} = 1.0$ m$^2$/s, $\delta = 10$ m, $C = 2$ und $w_s = 1.0 \cdot 10^{-4}$ m/s angenommen. Der Streuungsbereich der Parameter wurde bereits diskutiert.

1. Der Wert der mittleren Sinkgeschwindigkeit $w_s$ hat den größten Einfluß auf das Absinken der Sedimentwolke. Zum Vergleich werden auch die Resultate für viel kleinere Sinkgeschwindigkeiten, für $w_s = 1.0 \cdot 10^{-5}$ m/s und $w_s = 1.0 \cdot 10^{-6}$ m/s, dargestellt, Abb. 4.6(1). Der Einfluß dieses Parameters auf die maximalen Konzentrationen (in mg/l) im Schnitt 1 mab (1 m über dem Meeresboden) sowie auf die Resedimentationsmenge (Bodenbedeckung, in g/m$^2$) 6 Tage nach Beginn der Einleitung ist den Abb 4.7, 4.8 und 4.9 zu entnehmen. Im Fall für $w_s = 5.0 \cdot 10^{-4}$ m/s ist die Konzentration schon nach 3 Tagen auf 0 gesunken (Abb. 4.9). Wie oben erwähnt, wird als repräsentativer Wert die Sinkgeschwindigkeit von $1.0 \cdot 10^{-4}$ m/s angenommen, d.h. die Hälfte der mittleren Sinkgeschwindigkeit des DISCOL–Sediments.

2. Der Parameter $\delta$, der die Ausdehnung der Bodengrenzschicht und den Wert der vertikalen turbulenten Diffusivität des Sediments kontrolliert, ist der zweite entscheidende Parameter, der die Verweilzeit beeinflußt, Abb. 4.6(2). Wie im Fall (1) sind die Konzentrationen sowie die Resedimentation den Abb. 4.10 und 4.11 zu entnehmen.

3. Eine zehnmal kleinere horizontale Diffusivität bewirkt, daß die Trübungswolke etwas dichter wird und relativ schnell resedimentiert. Da die horizontale Diffusivität

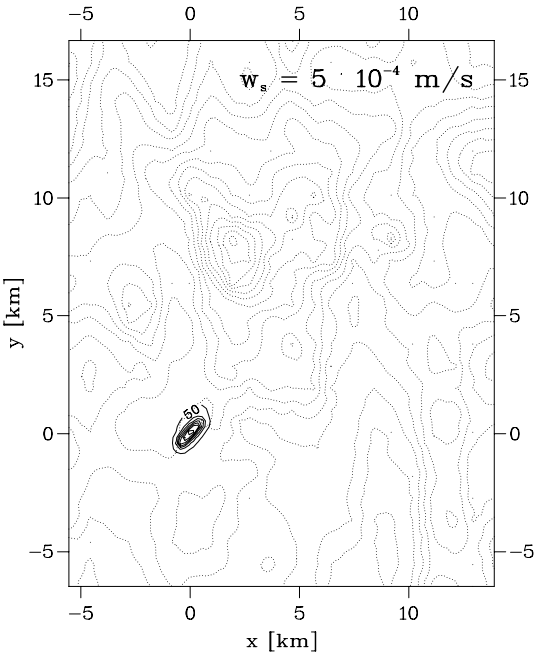



Abbildung 4.9: Resedimentationsmenge [g/m$^2$] 3 Tage nach Beginn der Einleitung; Strömungsszenario (1), $\nu_{xc} = \nu_{yc} = 1.0$ m$^2$/s, $\delta = 10$ m und $w_s = 5.0 \cdot 10^{-4}$ m/s.

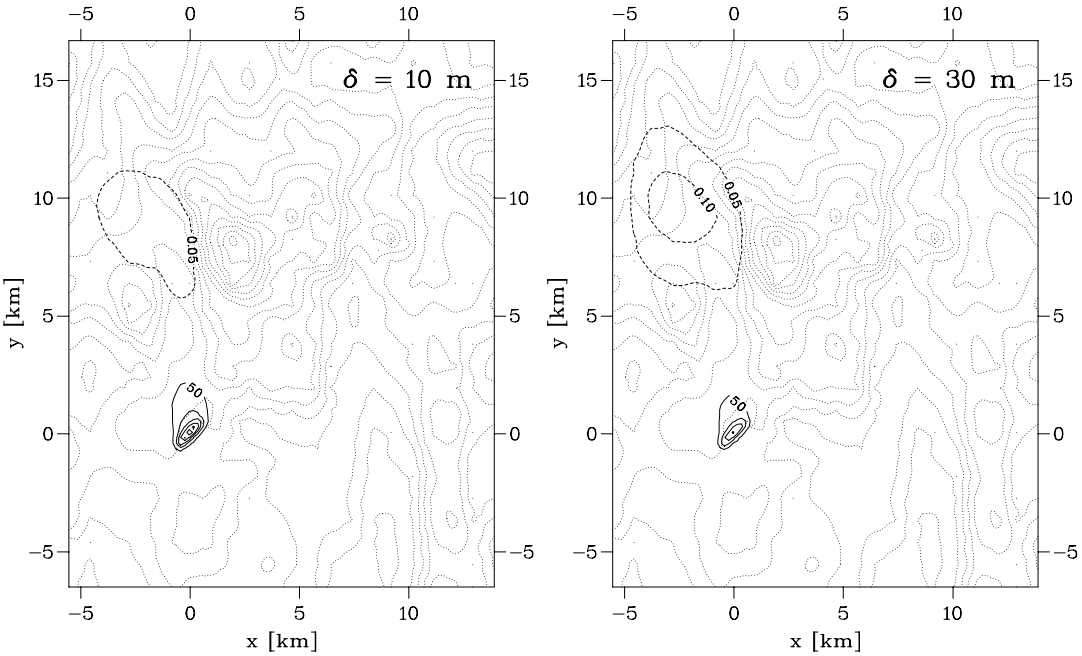



Abbildung 4.10: Maximale Konzentrationen 1 mab [mg/l], Resedimentationsmenge [g/m$^2$] 6 Tage nach Beginn der Einleitung; Strömungsszenario (1), $\nu_{xc} = \nu_{yc} = 1.0$ m$^2$/s, $w_s = 1.0 \cdot 10^{-4}$ m/s, $\delta = 10$ m und 30 m.

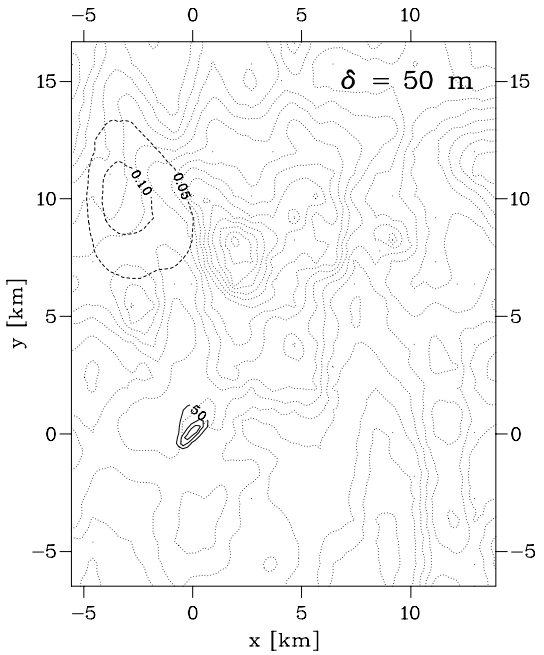



Abbildung 4.11: Maximale Konzentration 1 mab [mg/l], Resedimentationsmenge [g/m$^2$] 6 Tage nach Beginn der Einleitung; Strömungsszenario (1), $\nu_{xc} = \nu_{yc} = 1.0$ m$^2$/s, $w_s = 1.0 \cdot 10^{-4}$ m/s, $\delta = 50$ m.

einen deutlichen Einfluß erst für eine vertikal ausgedehnte Wolke hat, wird $\delta = 50$ m angenommen, Abb. 4.6(3), 4.12.

4. Das Strömungszenario (2) zeichnet sich durch eine oszillierende, nur von den Gezeiten geprägte Strömung ohne stärkeren advektiven Transport aus. Im Vergleich zum Strömunszenario (1) resultiert daraus eine lokalisierte dichte Trübungswolke, deren Resedimentation rund um das Einleitungsgebiet begrenzt ist (Abb. 4.13, 4.6(4)).

5. Der in einigen Tiefsee-Gebieten auftretende mögliche Effekt von *scavenging* durch schnell absinkende *marine snow*–Partikel (Kap. 2.3), den feineren Partikeln der Trübungswolke, kann ein wichtiger Mechanismus zur Bereinigung der Wassersäule sein. Für eine sehr kleine Sinkgeschwindigkeit von $w_s = 10^{-5}$ m/s wird der *scavenging*–Effekt mit der Zeitskala $T_\alpha$ von 1 Woche dargestellt (Abb. 4.6(5), 4.14).

6. In Abb. 4.6(6) sowie 4.6(1) wird eine realistische Abschätzung der Verweilzeit im Streuungsbereich der bereits diskutierten wesentlichsten Parameter präsentiert.

   Im ersten Fall (4.6(6)) wird die mittlere Sinkgeschwindigkeit $w_s = 1.0 \cdot 10^{-4}$ m/s angenommen, wobei die Strömungszenarios und das die Bodengrenzschicht charakteriesierende $\delta$ variieren. Die im Par. 4.3.3 definierte Verweilzeit (punktierte Linie) wird innerhalb von 2–5 Tagen für die stärkere Strömung (1) (Kurven A und B) und innerhalb von 1.5–3 Tagen für die schwächere (2) erreicht (Kurven C und D). Für die kleinere vertikale Diffusivität (kleineres $\delta$) in den Kurven A und C wird die Verweilzeit schneller erreicht, als für größere $\delta$–Werte im Fall B und D.

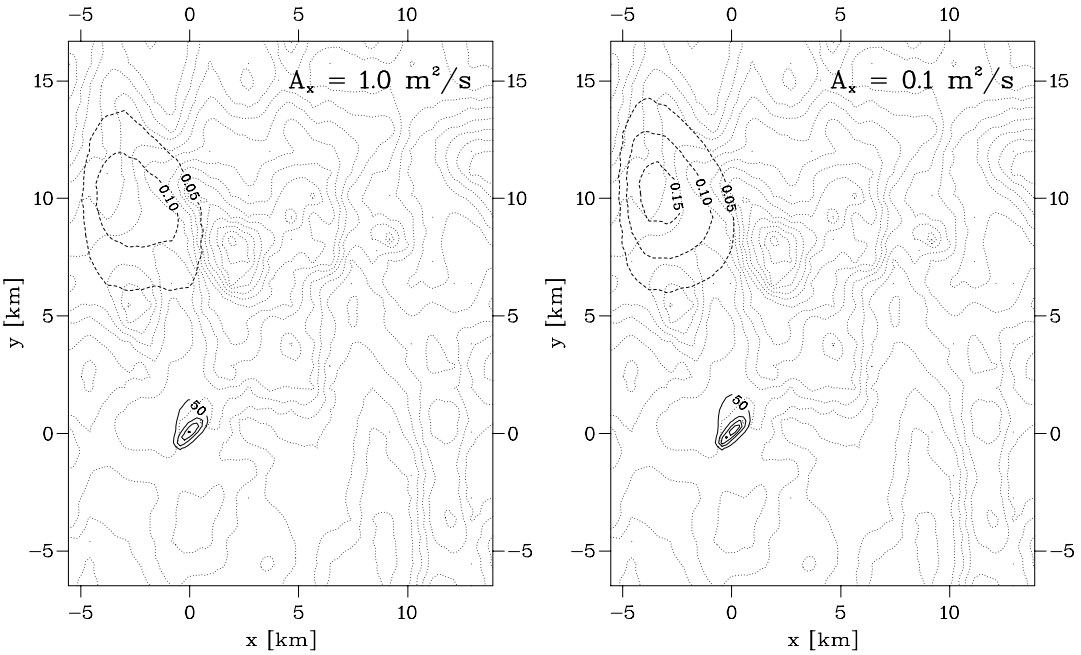



Abbildung 4.12: Maximale Konzentration 1 mab [mg/l], Resedimentationsmenge [g/m$^2$] 6 Tage nach Beginn der Einleitung; Strömungsszenario (1), $\nu_{xc} = \nu_{yc} = 1.0$ m$^2$/s, bzw. 0.1 m$^2$/s, $w_s = 1.0 \cdot 10^{-4}$ m/s, $\delta = 50$ m.

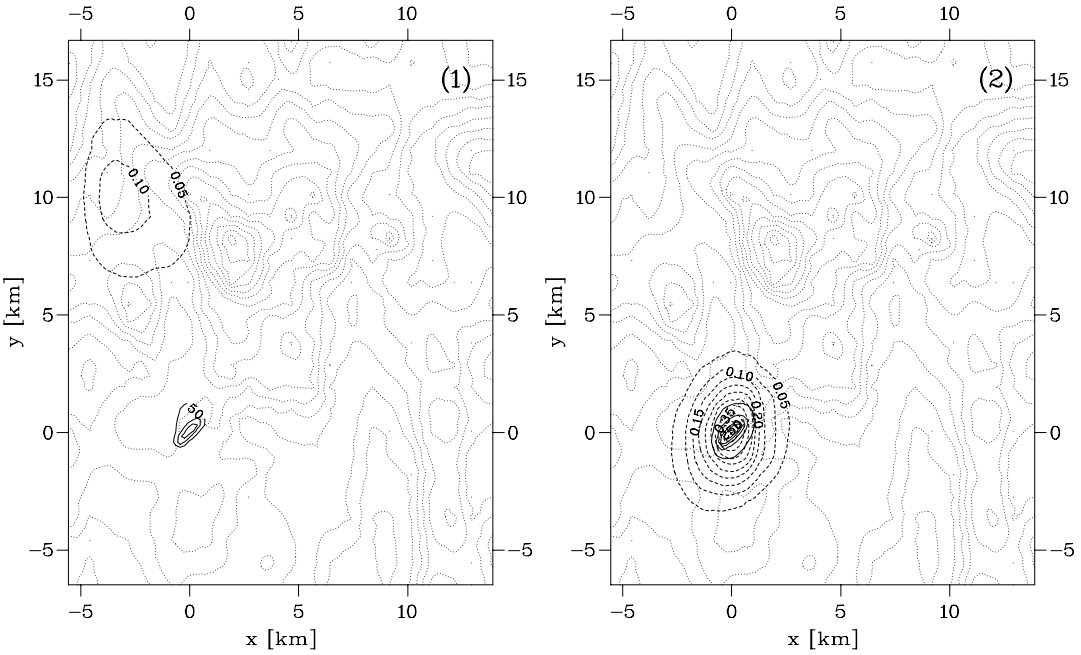



Abbildung 4.13: Maximale Konzentration 1 mab [mg/l], Resedimentationsmenge [g/m$^2$] 6 Tage nach Beginn der Einleitung; Strömungsszenario (1) und (2), $\nu_{xc} = \nu_{yc} = 1.0$ m$^2$/s, $w_s = 1.0 \cdot 10^{-4}$ m/s, $\delta = 50$ m.

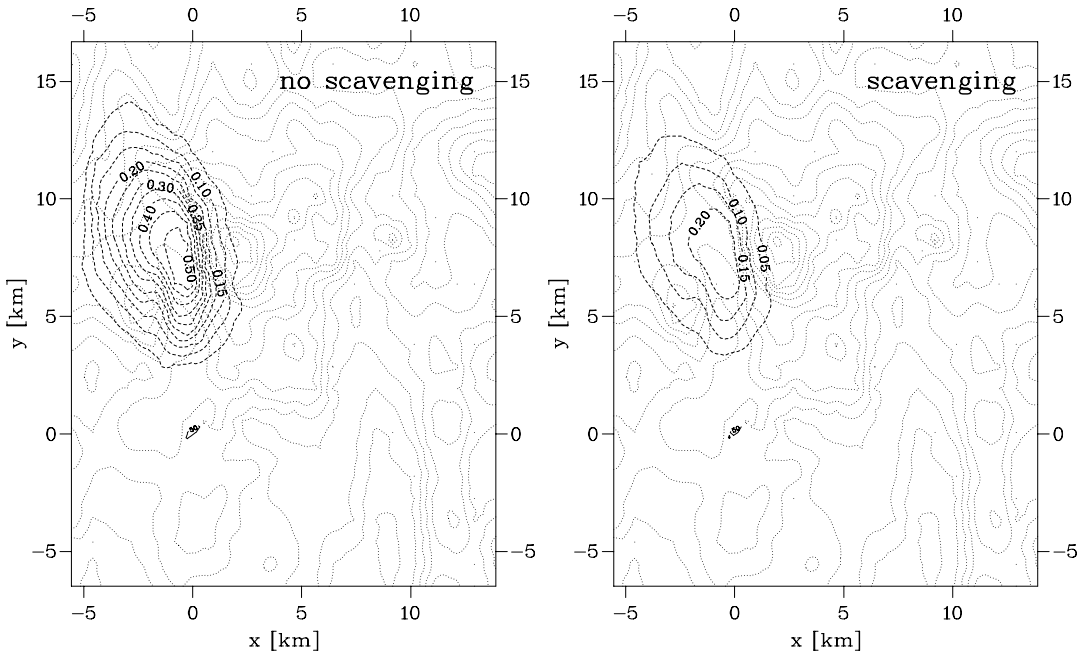



Abbildung 4.14: Einfluß der *scavenging*–Effekte. Maximale Konzentrationen 1 mab [mg/l], Resedimentationsmenge [g/m$^2$] 6 Tage nach Beginn der Einleitung; Strömungsszenario (1), $\nu_{xc} = \nu_{yc} = 1.0$ m$^2$/s, $\delta = 10$ m und $w_s = 1.0 \cdot 10^{-5}$ m/s.

Die Konzentrationen und Resedimentationsmenge sind den Abb. 4.15 und 4.16 zu entnehmen. Tab. 4.2 stellt die numerischen Ergebnisse dar.

Der zweite Fall (Abb. 4.6(1)) kann zur Illustration des Einflusses der variablen mittleren Sinkgeschwindigkeit auf die Verweilzeit dienen. Sie variiert in einem breiten Streuungsbereich zwischen 6 Stunden und 5 Tagen. Numerische Werte sind in Tab. 4.3 gegeben.

Als Beispiel des vertikalen Aufbaus der Schwebstoffwolken werden Vertikalschnitte der Trübungswolken in Nord–Süd–Richtung durch den Ursprung des Koordinatensystems für zwei verschiedene mittlere Sinkgeschwindigkeiten sowie zwei verschiedene Parameter $\delta$ zum Zeitpunkt 72 h in Abb. 4.17 und 4.18 dargestellt.
Die Benutzung der zur Verfügung stehenden Daten für die Simulationen der zeitlich begrenzten Emission im DISCOL–Gebiet erlauben die Schlußfolgerung, daß die Verweilzeit einer durch einen sich in einem begrenzten Raum bewegenden Kollektor (Streckenlänge $\approx$1500 m) mit der Einleitungsstärke 10 kg/s sich in der Größenordnung 1.5–6 Tage befindet. Die maximalen Sedimentkonzentrationen werden jedoch nach 6 Tagen nach Beginn der Einleitung bis fünfzigmal größer als die angenommene Hintergrundkonzentration im tiefen Perubecken (0.01 mg/l) sein. Auch wenn die mittlere Sinkgeschwindigkeit des Sediments zehnmal kleiner angenommen wird (d.h. $w_s = 1.0 \cdot 10^{-5}$ m/s), werden die maximalen Konzentrationen nicht größer. Höhere Konzentrationen treten hauptsächlich für die schwächere Strömung auf, wenn die Trübungswolke von der Einleitungsstelle nicht weit verdriften kann, wobei die Verweilzeit der suspendierten Masse nicht beeinträchtigt wird.

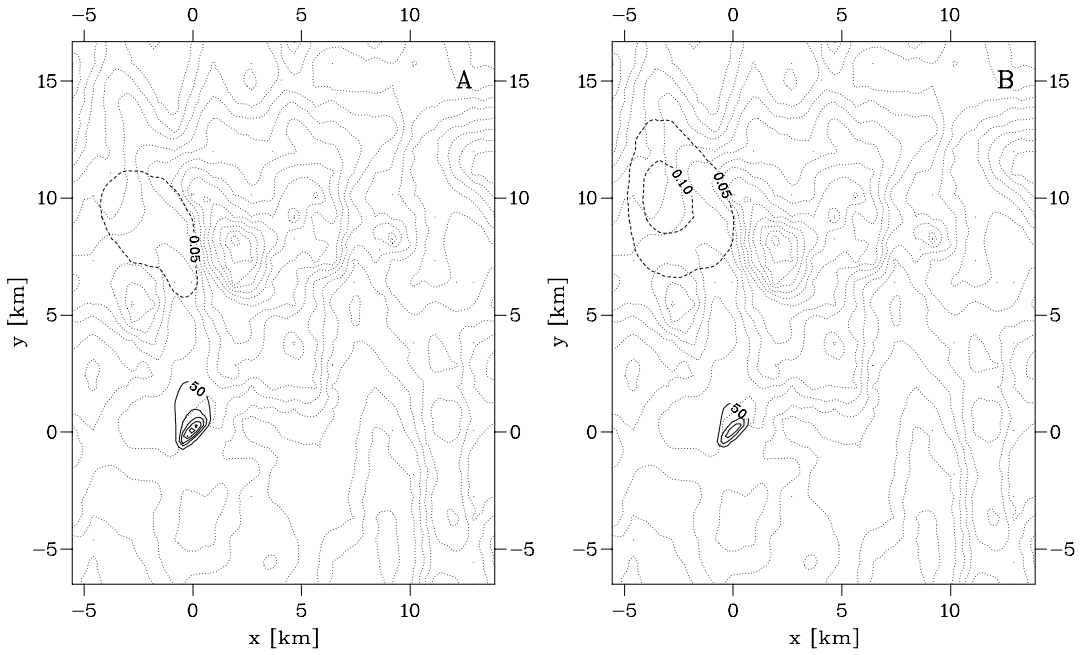



Abbildung 4.15: Maximale Konzentrationen 1 mab [mg/l], Resedimentationsmenge [g/m$^2$] 6 Tage nach Beginn der Einleitung; Strömungsszenario (1), $\nu_{xc} = \nu_{yc} = 1.0$ m$^2$/s, $w_s = 1.0 \cdot 10^{-4}$ m/s, (A) $\delta = 10$ m, (B) $\delta = 50$ m.

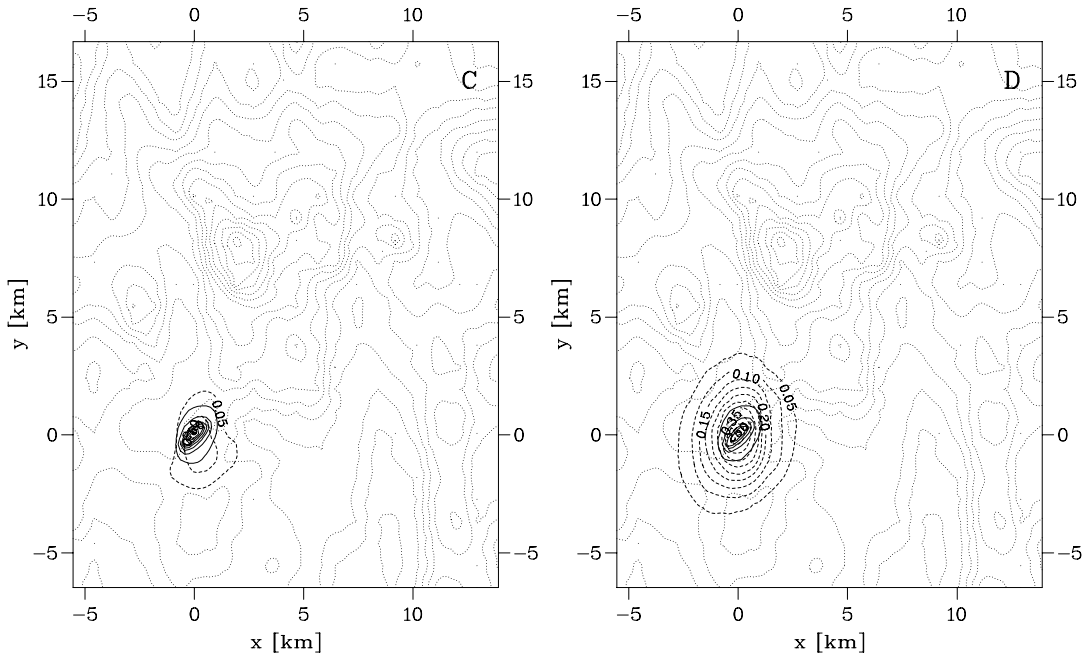



Abbildung 4.16: Maximale Konzentrationen 1 mab [mg/l], Resedimentationsmenge [g/m$^2$] 6 Tage nach Beginn der Einleitung; Strömungsszenario (2), $\nu_{xc} = \nu_{yc} = 1.0$ m$^2$/s, $w_s = 1.0 \cdot 10^{-4}$ m/s, (C) $\delta = 10$ m, (D) $\delta = 50$ m.

| Kurve | Strömung | $\delta$ | $T_r$ | $C_r$ | $D_r$ | $C_{max}$ | $D_{max}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | m | h | mg/l | g/m$^2$ | mg/l | g/m$^2$ |
| A | 1 | 10 | 44 | 3.4 | 545 | 0.08 | 546 |
| B | 1 | 50 | 114 | 0.17 | 347 | 0.12 | 348 |
| C | 2 | 10 | 36 | 30.0 | 670 | 0.13 | 770 |
| D | 2 | 50 | 72 | 2.4 | 607 | 0.47 | 637 |

Tabelle 4.2: Maximale Konzentrationen $C_r$ (1 mab), Redepositionsmenge $D_r$ beim Erreichen der Verweilzeit $T_r$ sowie maximale Konzentrationen und Redepositionsmenge 6 Tage nach Beginn der Einleitung ($C_{max}$, $D_{max}$). Mittlere Sinkgeschwindigkeit $w_s = 1{\cdot}10^{-4}$ m/s, horizontale Diffusivität $\nu_{xc} = \nu_{yc} = 1.0$ m$^2$/s, verschiedene Strömungsszenarios und Werte von $\delta$.

| Zeit | $w_s$ | $C_{max}$ | $D_{max}$ | $T_r$ |
|---|---|---|---|---|
| h | m/s | mg/l | g/m$^2$ | h |
| 72 | $5{\cdot}10^{-4}$ | 0.001 | 1563 | 6 |
| 72 | $1{\cdot}10^{-4}$ | 0.42 | 546 | 44 |
| 72 | $5{\cdot}10^{-5}$ | 2.02 | 306 | 118 |
| 72 | $1{\cdot}10^{-5}$ | 3.33 | 66 | >144 |
| 144 | $5{\cdot}10^{-4}$ | 0.0 | 1563 | 6 |
| 144 | $1{\cdot}10^{-4}$ | 0.08 | 547 | 44 |
| 144 | $5{\cdot}10^{-5}$ | 0.24 | 307 | 118 |
| 144 | $1{\cdot}10^{-5}$ | 0.53 | 67 | >144 |

Tabelle 4.3: Maximale Konzentrationen $C_{max}$ und Redepositionsmenge $D_{max}$ sowie Verweilzeit $T_r$ für verschiedene mittlere Sinkgeschwindigkeiten $w_s$ ($\nu_{xc} = \nu_{yc} = 1.0$ m$^2$/s, $\delta = 10$ m).

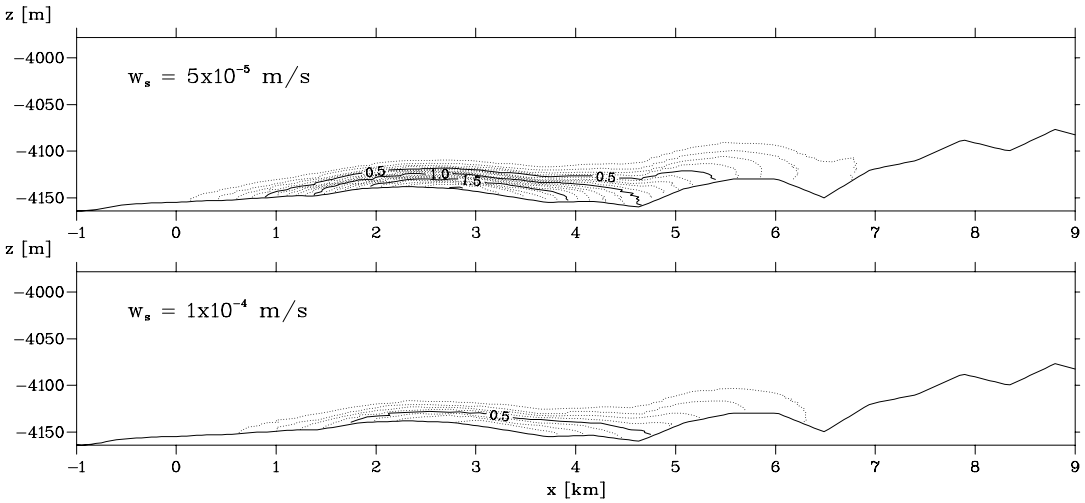



Abbildung 4.17: Vertikalschnitte der Trübungswolken in Nord–Süd–Richtung durch den Ursprung des Koordinatensystems für zwei verschiedene mittlere Sinkgeschwindigkeiten zum Zeitpunkt 72 h. $\nu_h = 1.0$ m$^2$/s, $\delta = 10$ m, Konzentration in mg/l.

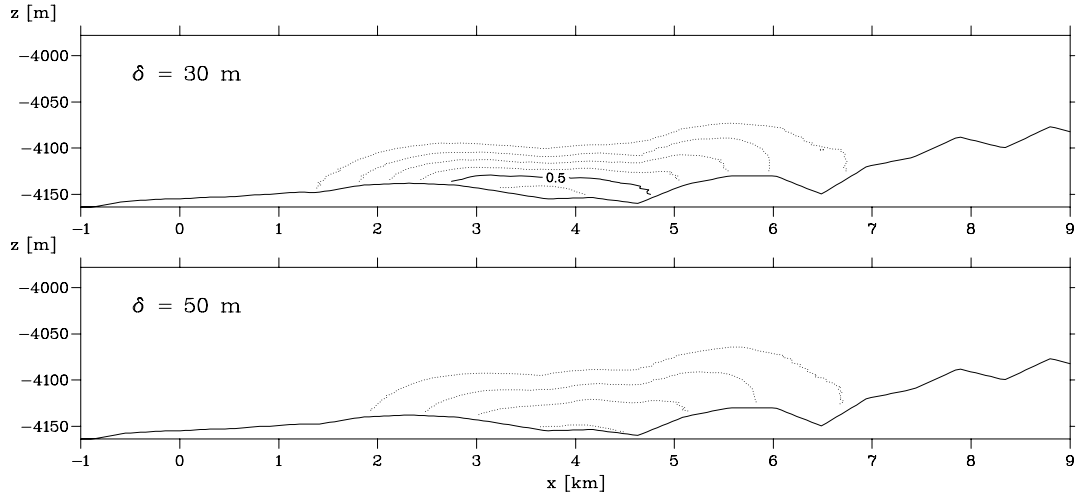



Abbildung 4.18: Vertikalschnitte der Trübungswolken in Nord–Süd–Richtung durch den Ursprung des Koordinatensystems für zwei verschiedene Parameter $\delta$ zum Zeitpunkt 72 h. $\nu_h = 1.0$ m$^2$/s, $w_s = 1.0 \cdot 10^{-4}$ m/s, Konzentration in mg/l.

Die Flokkulationseffekte werden nur in den Bereichen von Bedeutung sein, wo die Konzentration längere Zeit auf einem höheren Niveau verbleibt. Die Konzentration wird am höchsten während der Einleitung in der unmittelbaren Nähe des Kollektors. Nach Abschluß der Emission treten größere Konzentrationen nur für den Fall der schwächeren Strömung auf. Das Bestehenbleiben von höheren Konzentrationen ist jedoch zeitlich begrenzt, so daß das differentielle Absinken Vorrang vor anderen Flokkulationsmechanismen haben kann (Abb. 2.3 im Par. 2.3). Die in [53] angegebene empirische Konzentrationsgrenze für die Bedeutung der Flokkulationseffekte für aufgewirbelten Tiefseeton ($\approx$ 100 mg/l) wird nur während der Einleitung erreicht und nur für schwächere Strömungen überschritten.
Der Meeresboden wird mit einer größeren Sedimentmenge ($>$ 100 g/m$^2$) nur in der direkten Nähe der Kollektorspuren (1–2 km) bedeckt. Die Resedimentation von 100 g/m$^2$ entspricht bei der Dichte des frisch abgelagerten Sediments 150...250 kg/m$^3$ einer Bedeckung von ungefähr 0.5 mm. Die maximalen Werte in Tab. 4.2, 4.3 entsprechen einer Bedeckung von 2...8 mm.

## 4.5 Resultate für zusammengesetztes Sediment

Die im Par. 4.4 beschriebenen Resultate werden mit der Annahme einer konstanten mittleren Sinkgeschwindigkeit des Sediments erzielt. In diesem Paragraph werden diese Ergebnisse mit der Modellierung für ein zusammengesetztes Sediment konfrontiert und verglichen. Das Sediment wird als nicht kohäsiv betrachtet und durch mehrere unabhängig voneinander transportierten Fraktionen charakterisiert. Die Massenanteile jeder Fraktion in der Einleitung entsprechen der Zusammensetzung des DISCOL–Sediments. Da der Tiefseeton kohäsive Eigeschaften besitzt, können die hier erzielten Ergebnisse ausschließlich als Hilfsmittel für Abschätzungen betrachtet werden.
Die Zusammensetzung des DISCOL–Sediments wurde schon im Par. 2.3 dargestellt und mit Korngrößenverteilung und Sinkgeschwindigkeiten in Tab. 2.2 sowie Abb. 2.1 zusammengefaßt. Im Par. 2.3 wurde auch die konservative Abschätzung der mittleren konstanten Sinkgeschwindigkeit für solche Korngrößenverteilung ($w_{sm} = 2.22 \cdot 10^{-4}$ m/s) erörtert. In dieser Studie werden die Sedimentfraktionen durch typische Durchmesser $d_i$ und Sinkgeschwindigkeiten $w_{si}$ charakterisiert (Tab. 4.4). Die Massenanteile $nm(d_i)$ jeder Fraktion werden als konstant betrachtet.
Modelltechnisch werden für jede Fraktion $(a, b, c, d, e)$ sowie für die mittlere Sinkgeschwindigkeit ($w$, $w_{sm} = 2.22 \cdot 10^{-4}$ m/s) unabhängige Programmläufe durchgeführt, jedes Mal mit identischer Quellenstärke sowie Emissionszeit. Die resultierenden Konzentrationen und Massen werden mittels $nm(d_i)$ (Tab. 4.4) ermittelt.
Die angenommene Quellenstärke und die Form der Einleitung, sowie die hydrodynamischen Parameter entsprechen denen aus der früheren Studie (Par. 4.4), d.h. Strömungsszenario (1) und Parameter $\nu_{xc} = \nu_{yc} = 1.0$ m$^2$/s, $\delta = 10$ m, $C = 2$.
Die Resultate sind auf kompakte Weise in Abb. 4.19 dargestellt. Die Resultate für die Sedimentfraktionen $a, b, c, d, e$ werden mit den Ergebnissen für: (1) die mittlere Sinkgeschwindigkeit ($w$), (2) für das aus 5 Fraktionen zusammengesetzte Sediment ($sum$) sowie (3) für die als repräsentative Sinkgeschwindigkeit im vorherigen Paragraph angenommene $w_s = const = 1.0 \cdot 10^{-4}$ m/s verglichen. Wie man den Ergebnissen entnehmen

| Klasse | $d_i$ $\mu$m | $\Delta\varrho$ kg/m$^3$ | $w_{si}$ m/s | $n(d_i)$ | $nm(d_i)$ |
|---|---|---|---|---|---|
| a | 100 | 76.7 | $2.41 \cdot 10^{-4}$ | 0.14 | 0.7933 |
| b | 80 | 102.5 | $2.06 \cdot 10^{-4}$ | 0.03 | 0.0890 |
| c | 50 | 192.2 | $1.51 \cdot 10^{-4}$ | 0.07 | 0.0547 |
| d | 30 | 238.2 | $6.74 \cdot 10^{-5}$ | 0.36 | 0.0630 |
| e | 3 | 626.5 | $1.77 \cdot 10^{-6}$ | 0.40 | 0.0001 |

Tabelle 4.4: Angenommene Sedimentfraktionen; Sinkgeschwindigkeiten berechnet nach (McCave: 1984).

kann, resultiert aus der Annahme von $w_s = const = 1.0 \cdot 10^{-4}$ m/s eine konservativere Abschätzung der Verweilzeit als die Ergebnisse für das zusammengesetzte Sediment. Die Annahme des genaueren Wertes der mittleren Sinkgeschwindigkeit (Fall $w$) ruft ein relativ schnelles Absinkverhalten hervor.

Die Konzentrationen in den Trübungswolken nach 3 und 6 Tagen nach Beginn der Einleitung werden in Abb. 4.20 dargestellt. Es ist anzumerken, daß diese Konzentrationen in der Größenordnung oder kleiner als die Hintergrundkonzentration von 0.01 mg/l sind. Das Ergebnis für $w_s = const = 1.0 \cdot 10^{-4}$ m/s (deutlich höhere Konzentrationen) kann der Abb. 4.8 entnommen werden.

Die durchgeführte Studie zeigt, daß unter Annahme eines aus fünf Fraktionen bestehenden nicht kohäsiven Sediments, die Resultate eine Verweilzeit der Trübungswolke von 1 Tag liefern. Die Annahme einer mittleren Sinkgeschwindigkeit für die Simulation die der ursprünglichen Zusammensetzung des eingeleiteten Sediments entspricht, liefert eine ähnliche Verweilzeit, aber 2– bis 5–mal kleinere maximale Konzentrationen während der Simulationszeit. Das ist dadurch bedingt, daß die partiellen Konzentrationen der gröbsten Sedimentklassen mit der Zeit deutlich kleiner werden, wobei für die feineren die Resedimentation deutlich langsamer (Fraktion $d$) oder kaum (Fraktion $e$) in der Simulationszeit erfolgt. In Abb. 4.19 zeigt sich, daß 95% der eingeleiteten Masse aus der Wassersäule in ungefähr 3 Tagen verschwindet. Die verbleibende, sehr verdünnte ($c < 1$ mg/l) Wolke besteht haupsächlich aus den feineren Fraktionen (6 % der eingeleiteten Masse), deren Sinkgeschwindigkeiten sehr klein sind. Bei ungefähr 0.01% der Masse sind sie extrem klein ($O(10^{-6}$m/s)).

Die Zusammensetzung des suspendierten Sediments verändert sich mit der Zeit nicht nur durch Resedimentation der gröbsten Fraktionen aus der bodennahen Suspension, sondern auch durch die Flokkulation. Die beiden Prozesse stehen in Konkurenz. Wenn die Flokkulation die Anzahl der gröberen Flocken vergrößert, reduziert ihre Deposition den Anteil der groben Partikel. Die im Paragraph 2.3 durchgeführte Diskussion zusammen mit den hier erzielten Ergebnissen für eine zeitlich begrenzte Emissionszeit zeigt, daß ein empirisches Modell für die Sinkgeschwindigkeit in der Form (2.15), welches ein schnelleres Absinken in der dichten, ursprungsnahen Wolke und deutlich kleinere Sinkgeschwindigkeiten in der verdünnten und von der Quelle entfernten Trübung modelliert, erfolgsversprechend ist.

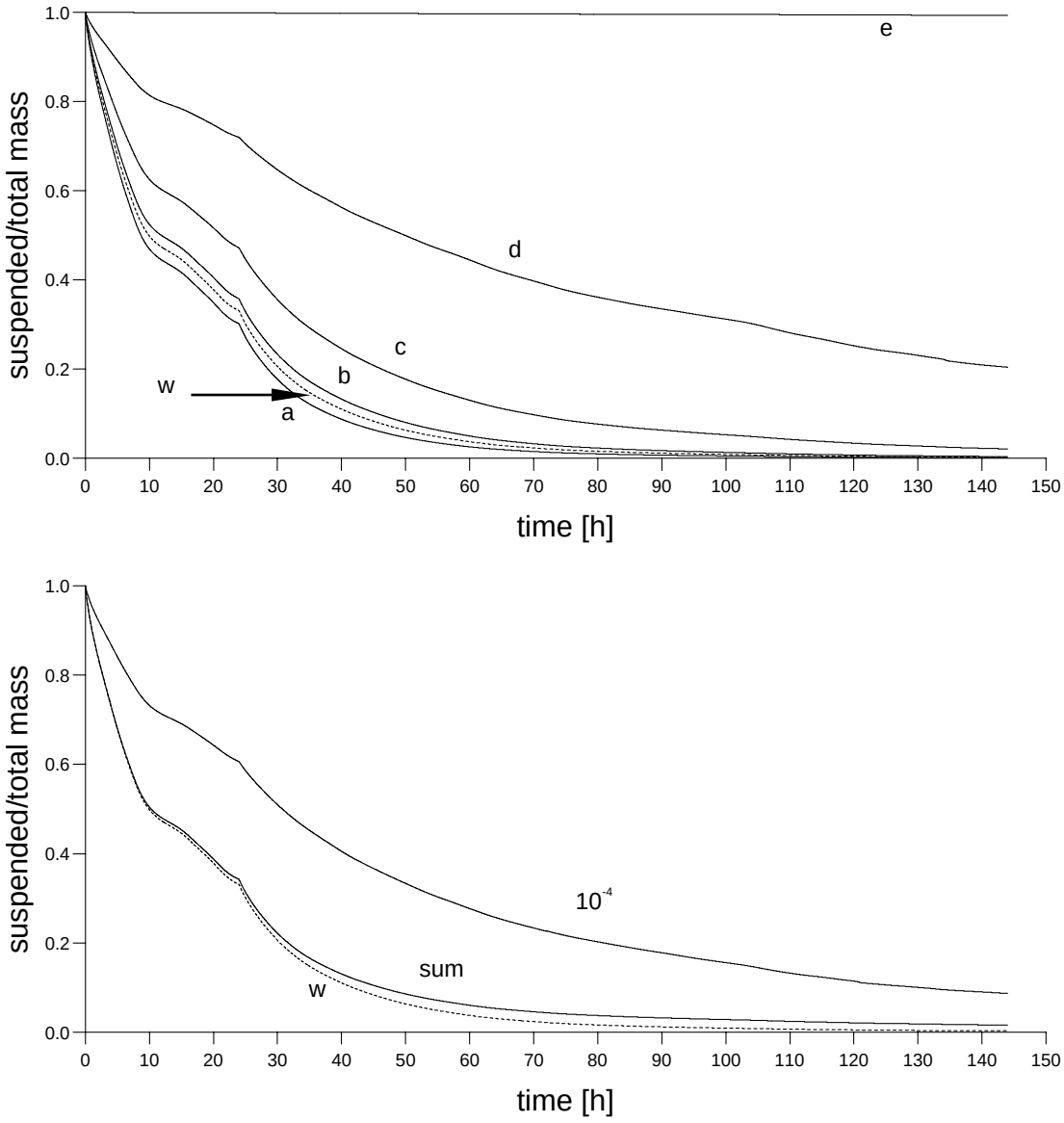



Abbildung 4.19: Absinkverhalten des Sediments für angenommene Sedimentfraktionen $a, b, c, d, e$ im Vergleich mit Resultaten für die mittlere Sinkgeschwindigkeit ($w$) sowie unter Annahme von konstanten Massenanteilen für verschiedene Fraktionen ($sum$). Die Kurve $10^{-4}$ entspricht $w_s = const = 1.0 \cdot 10^{-4}$ m/s.

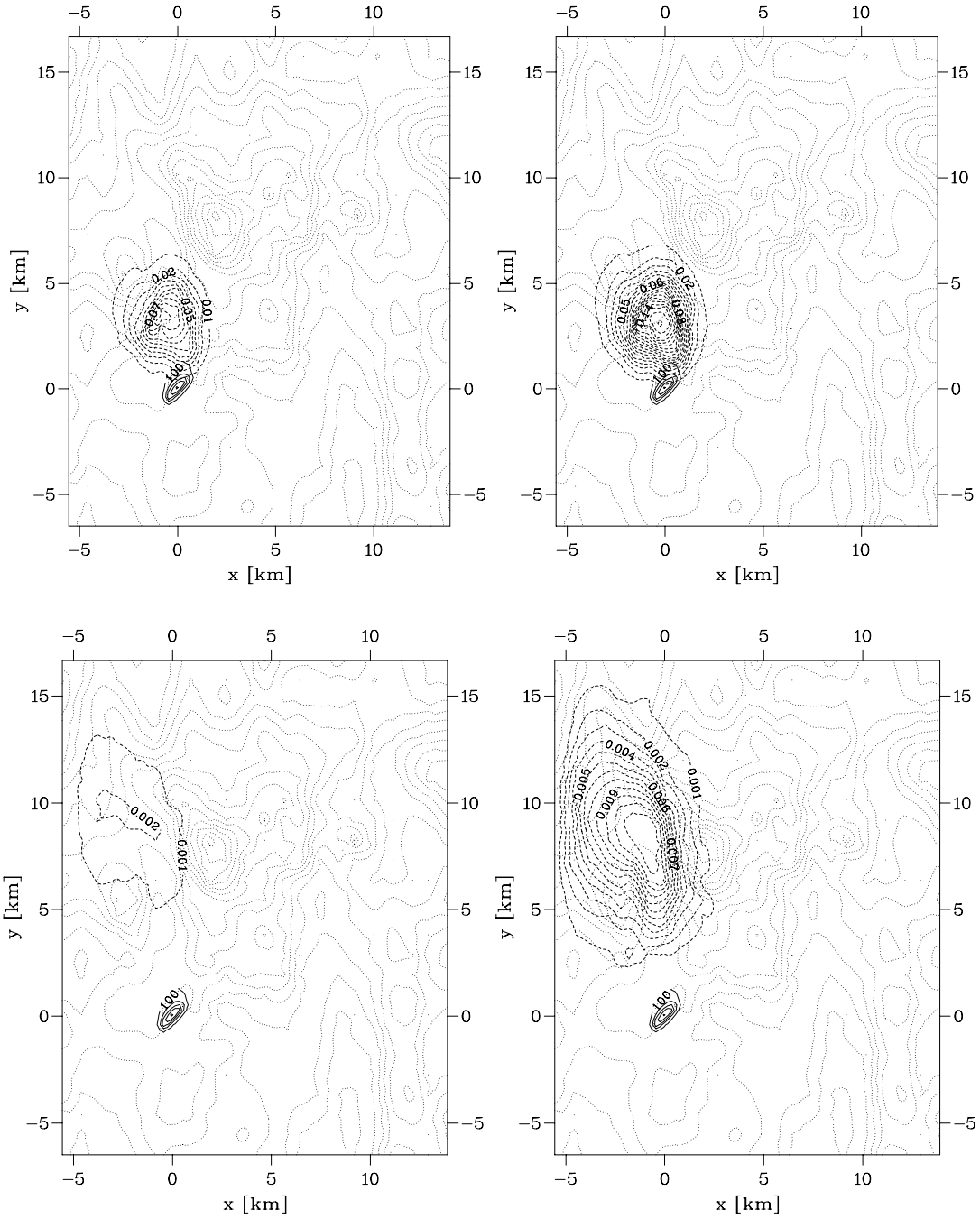



Abbildung 4.20: Maximale Konzentration 1 mab [mg/l], Resedimentationsmenge [g/m$^2$] 3 und 6 Tage nach Beginn der Einleitung für die konstante mittlere Sinkgeschwindigkeit (Fall, $w$, links) und zusammengesetztes Sediment (Fall *sum*, rechts).

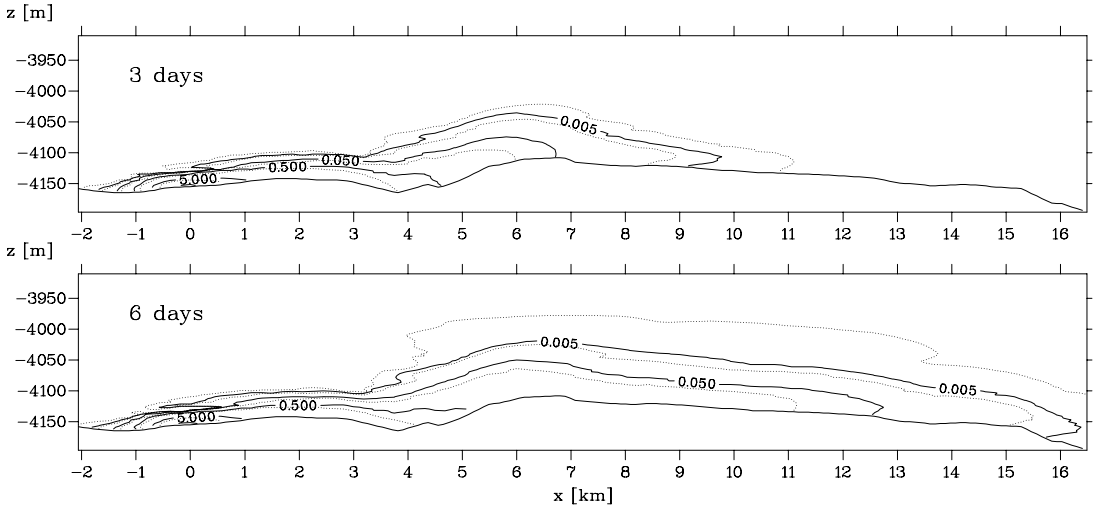



Abbildung 4.21: Zeitliche Entwicklung der Sedimentfahne im Vertikalschnitt 3 und 6 Tage nach Beginn der Einleitung, Sinkgeschwindigkeit $10^{-4}$ m/s. Konzentration in [mg/l], Isolinien sind logarithmisch verteilt.

Ein Vergleich der erzielten Resultate mit den Ergebnissen für die zweimal kleinere als im Fall $w$ und als repräsentative in der Studie in Par. 4.4 angenommene Sinkgeschwindigkeit $w_s = const = 1.0 \cdot 10^{-4}$ m/s zeigt, daß die damit abgeschätzte Verweilzeit von ungefähr 2 Tagen sowie maximale Konzentrationen nach 6 Tagen (ungefähr um eine Größenordnung höher als die angenommene Hintergrundkonzentration, Tab 4.2, 4.3) eine eher konservative Abschätzung darstellen. Es soll jedoch bemerkt werden, daß die Zusammensetzung des durch Aufwirbelung suspendierten Sediments von der Korngrößenverteilung in den ersten Zentimetern der Sedimente am Meeresboden abweichen kann.
Da Unklarheiten bestehen über die Zusammensetzung des Sediments während der Einleitung und ihrer Veränderung in der Zeit nach der Emission, ist die Annahme einer zweimal kleineren Sinkgeschwindigkeit als *worst–case*–Abschätzung zu verstehen. Faktor 2 ist dafür ausreichend, da die Unsicherheit bei der Bestimmung der mittleren Sinkgeschwindigkeit des Tiefseetons relativ klein ist im Vergleich zu dem Streuungsbereich anderer Parameter [28].

## 4.6 Resultate für eine ununterbrochene Einleitung

Eine ähnliche Studie wie in dem vorherigen Paragraph wurde für eine kontinuierliche Einleitung durchgeführt. Die bewegliche Quelle emittiert nicht mehr in einem begrenzten Zeitraum, sondern ununterbrochen während der gesamten Simulation. In 6 Tagen wird kontinuierlich 5184 t Sediment eingeleitet. Es ist angenommen, daß die Sedimentvorräte am Boden für solche Einleitungen ausreichen. Andere Parameter sind identisch wie in der vorherigen Studie.
Die Ergebnisse für das Absinkverhalten sind in Abb 4.22 dargestellt. Es zeigen sich ähnliche Zusammenhänge zwischen den Resultaten wie im früher beschriebenen Fall, mit der

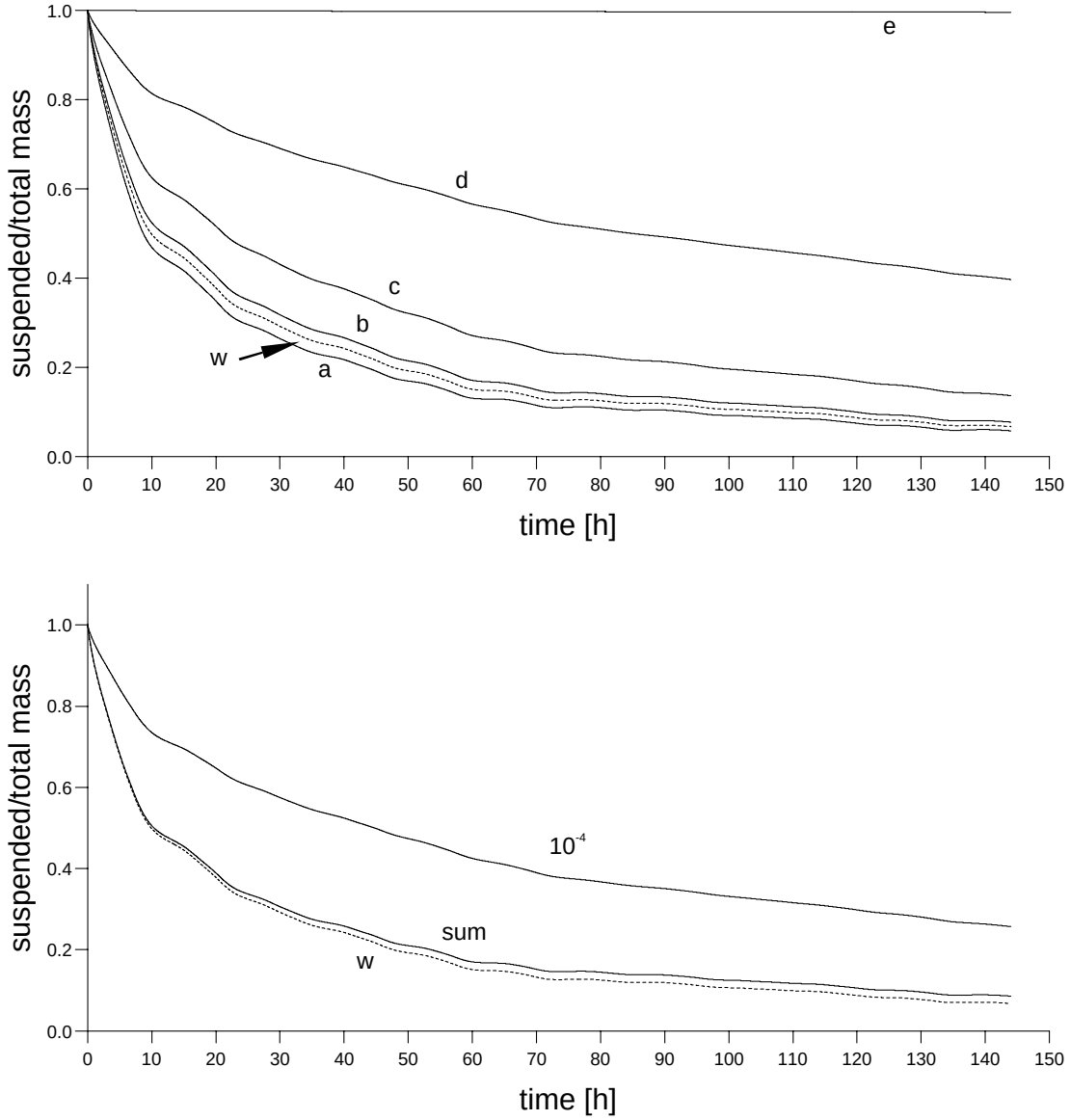



Abbildung 4.22: Absinkverhalten des Sediments für angenommene Sedimentfraktionen $a, b, c, d, e$ im Vergleich mit Resultaten für die mittlere Sinkgeschwindigkeit ($w$) sowie unter Annahme von konstanten Massenanteilen für verschiedene Fraktionen ($sum$). Die Kurve $10^{-4}$ entspricht $w_s = const = 1.0 \cdot 10^{-4}$ m/s.

Ausnahme, daß die in der Suspension verbleibende Masse größer ist. Die Ergebnisse zeigen die Tendenz, daß sich nach einiger Zeit ein gewisser Gleichgewichtszustand zwischen der Einleitung (Stärke 10 kg/s) und der in der Schwebe verbleibenden Sedimentmasse einstellen kann.
Anstelle einer Trübungswolke, die nach Abschluß der Emission von der Einleitungsstelle verdriftet, wird jetzt eine Sedimentfahne erzeugt, in der sich die Konzentrationen sich vor allem abhängig von der Entfernung von der Einleitungsstelle extrem unterscheiden (Abb. 4.24). Die maximalen Werte in der Nähe der Einleitung betragen hier bis 100 mg/l. Bei einer längeren Persistenz solcher Konzentrationen [53], sogar in einer stärkeren Strömung, steigt die Bedeutung der Flokkulation (Abb. 2.3 in Par. 2.3).
Die zeitliche Entwicklung der Sedimentfahne wird im Vertikalschnitt zwischen den Punkten $(0.5, -2)$ und $(-4, 16)$ km (siehe Abb. 4.3) für $w_s = 1.0 \cdot 10^{-4}$ m/s in Abb. 4.21 dargestellt.
Die Redepositionsmenge steigt bis zu 5 kg/m$^2$, d.h. bis zu einer Bedeckung von ungefähr 30 mm, wobei wie früher, größere Werte der Deposition ($> 100$ g/m$^2$) nur in der direkten Nähe der Kollektorspuren (1–2 km) zu finden sind (Abb. 4.25).

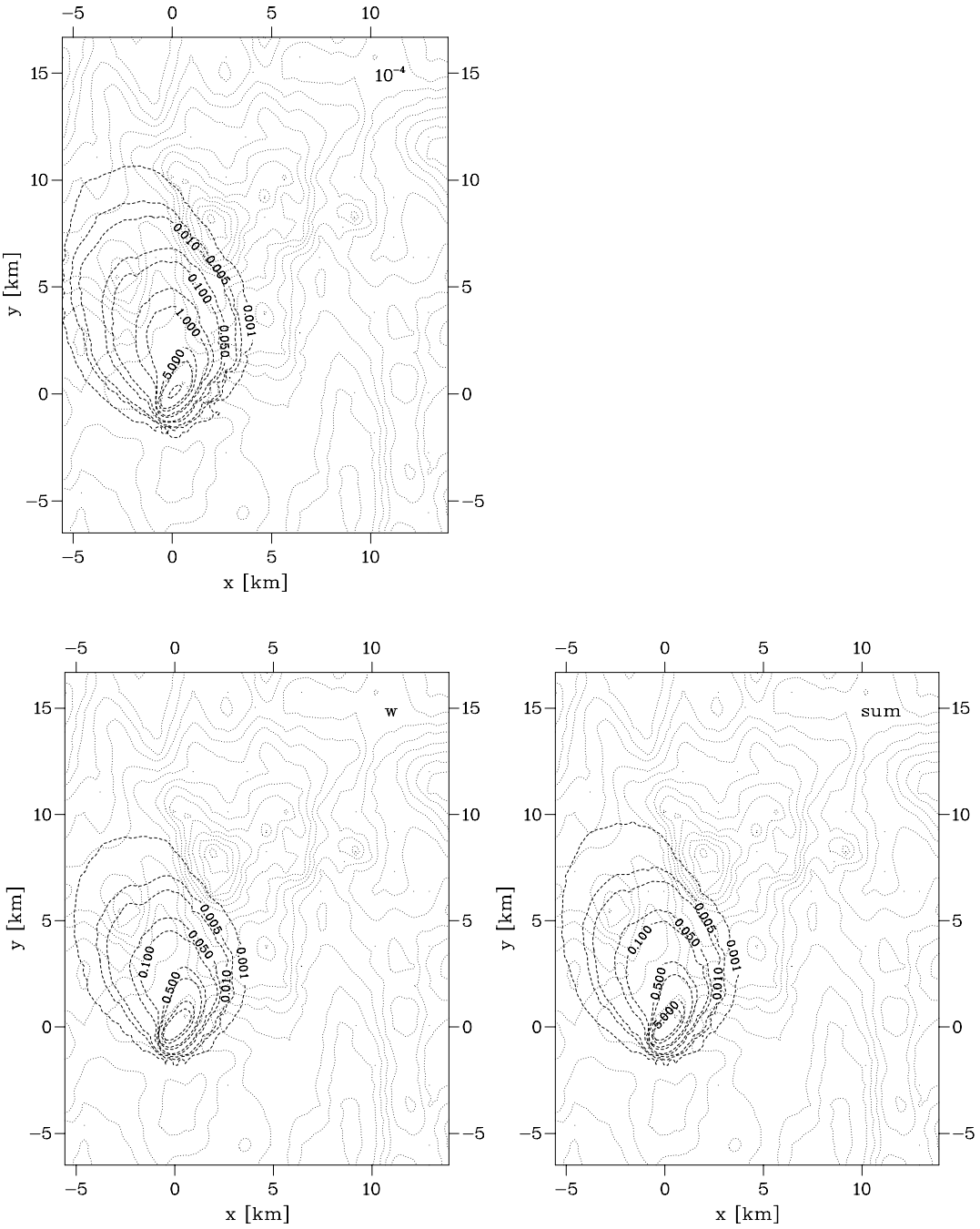



Abbildung 4.23: Maximale Konzentration 1 mab [mg/l] 3 Tage nach Beginn der Einleitung für die konstante mittlere Sinkgeschwindigkeit ($10^{-4}$, $w$) und zusammengesetztes Sediment ($sum$). Isolinien sind logarithmisch verteilt.

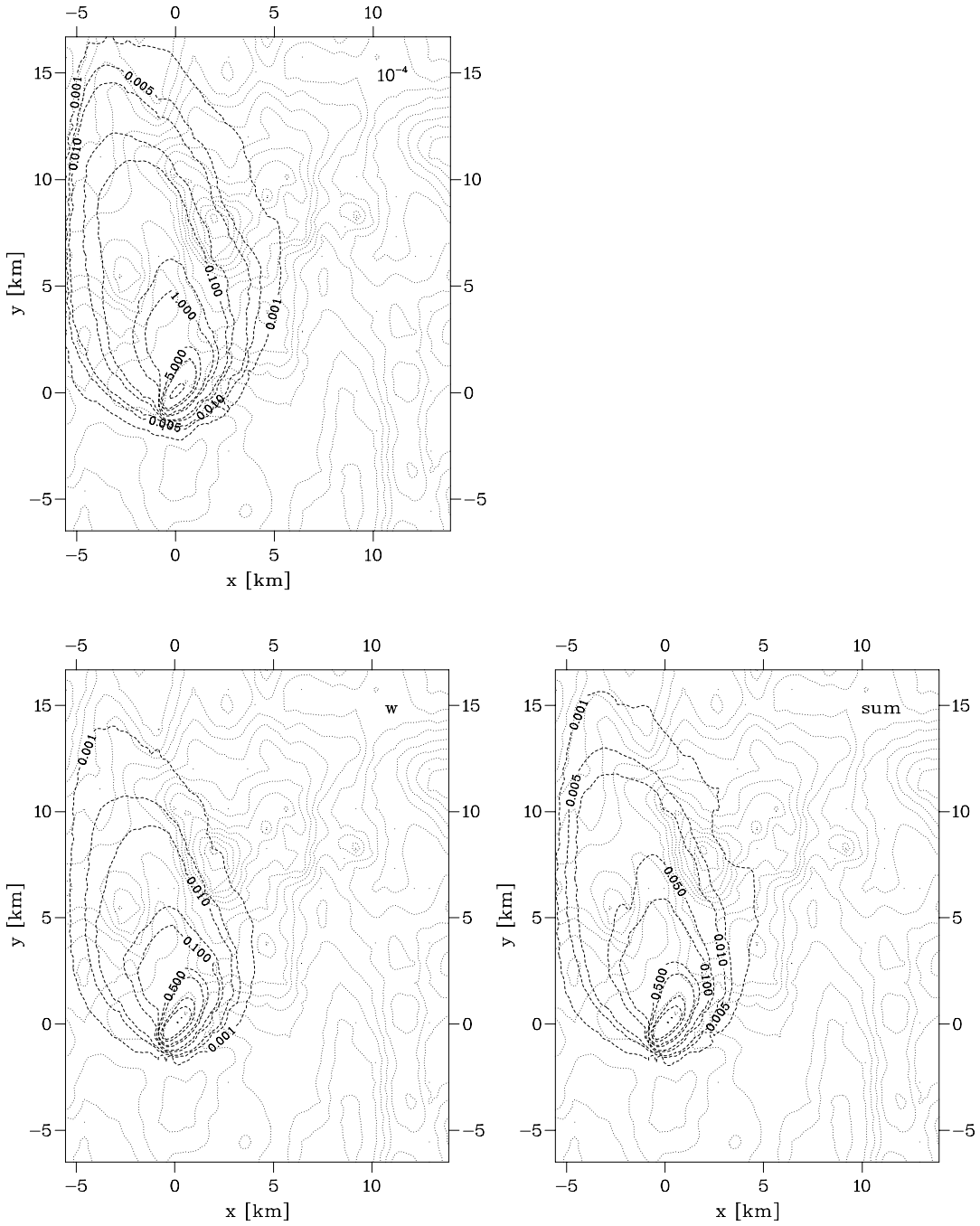



Abbildung 4.24: Maximale Konzentration 1 mab [mg/l] 6 Tage nach Beginn der Einleitung für die konstante mittlere Sinkgeschwindigkeit ($10^{-4}$, $w$) und zusammengesetztes Sediment ($sum$). Isolinien sind logarithmisch verteilt.

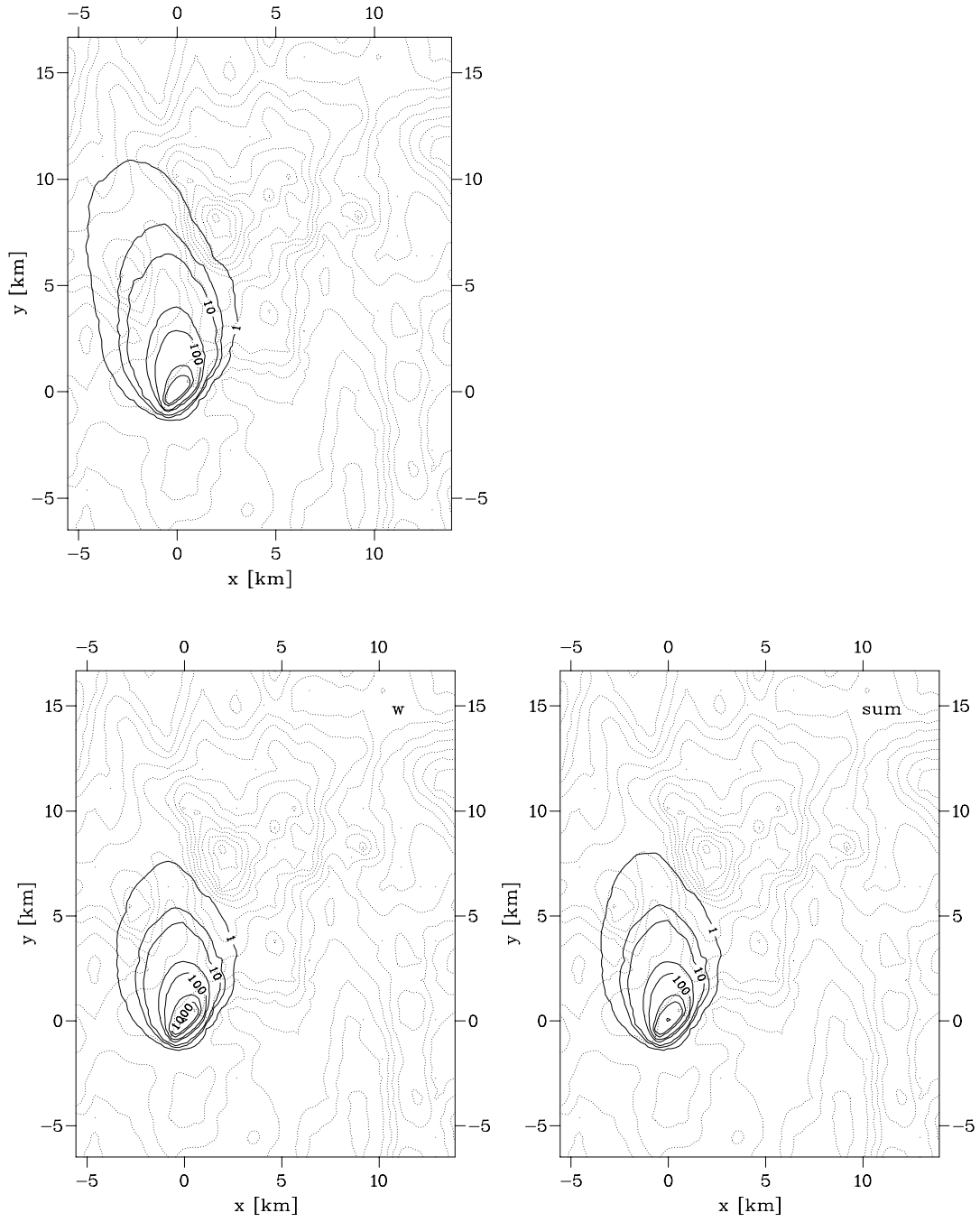



Abbildung 4.25: Resedimentationsmenge [g/m$^2$] 6 Tage nach Beginn der Einleitung für die konstanten mittleren Sinkgeschwindigkeiten ($10^{-4}$, $w$) und zusammengesetztes Sediment ($sum$). Isolinien sind logarithmisch verteilt.

# Kapitel 5

# Schlußfolgerungen und Ausblick

## 5.1 Diskussion der erzielten Ergebnisse für das Discol–Referenzgebiet

Das beschriebene numerische Modell erlaubt die Simulation des Sedimenttransports in den komplizierten Verhältnissen der ozeanischen Bodengrenzschicht über einer variierenden Bodentopographie. Die vorhandenen bathymetrischen Daten aus dem DISCOL–Gebiet im Perubecken erlauben Ausbreitungssimulation mittels des erstellten Modells für die Zeiträume von 1–2 Wochen. Um einen Vergleich zwischen verschiedenen Fällen der Parameterstudien zu ermöglichen, wurde diese Zeit auf 6 Tage begrenzt. Die Studien konzentrieren sich auf die unvermeidbaren und hauptsächlich auftretenden Tiefseebergbau–Einleitungen in der benthischen Grenzschicht. Die Stärke und Form der Einleitung entspricht dem Abbau mit Hilfe eines einzelnen Kollektors. Es wurden die verfügbaren Felduntersuchungen interpretiert und in das Modell einbezogen. Die Umgebung des DISCOL–Gebietes wird hier nur als Referenzgebiet betrachtet. Das Modell ist unabhängig von den spezifischen Eigenschaften dieses Areals und kann auf andere Tiefseegebiete angewendet werden.

Das Modell kann auf eine relativ einfache Weise kalibriert werden, besonders hinsichtlich der Hydrodynamik in der benthischen Grenzschicht sowie der Formulierungen der Sinkgeschwindigkeit. Die gesammelten Erfahrungen zeigen, daß die größten Schwierigkeiten bei der Modellierung von Sedimenttransport in der Tiefsee auf den Mangel an Verifikationsdaten zurückzuführen sind, wodurch die Zuverlässigkeit einer Prognose beeinträchtigt wird.

Um trotzdem eine Prognose zu ermöglichen, die das Verhalten des eingeleiteten Schwebstoffes in der zeitlich und räumlich variierenden natürlichen und durch die Einleitung bedingten Verhältnissen beschreiben soll, wurden die wesentlichen Parameter in deren Streuungsbereich variiert. Dadurch wird auch bei der derzeitigen Datenlage eine Abschätzung der Verweilzeit gewährleistet.

Der Streuungsbereich der hydrodynamischen sowie sedimentologischen Parameter kann mittels vorhandener Daten abgeschätzt werden, obwohl die Genauigkeit der Aussage

noch nicht zufriedenstellend ist. Die für die Modellierung notwendigen Stützdaten können durch Feldarbeiten ermittelt werden, was auch teilweise durch kleinskalige Experimente erfolgen kann.
Die Gewinnung von Daten über die Anfangsbedingung der Ausbreitung benötigen Messungen in der direkten Nähe des arbeitenden Kollektors oder eines Simulators [7, 64]. Solche Messungen können auch Hinweise über die Konzentrationsverteilung im Moment, wenn die passive Ausbreitung durch die Hintergrundströmung beginnt und über Bedeutung und Ausmaß der induzierten Dichteströmungen liefern.
Eine vollständige Verifikation des Transportmodells kann nur während der Tests in industriellem Ausmaß unter Verwendung der Prototypen von Bergbaumaschinen und mit der Verfolgung der eingeleiteten Trübungswolke erfolgen [61]. Die für die zweite Phase des TUSCH–Projektes geplanten kleinskaligen Experimente oder das internationale *Benthic Impact Experiment* (BIE, unter Leitung von NOAA) liefern hauptsächlich Stützdaten zur Modellierung und nur teilweise Verifikationsdaten.

Die Flokkulations- und Zerbrechensprozesse, die in der eingeleiteten Trübungswolke stattfinden, wurden nicht in-situ gemessen, wobei die Laborexperimente eine Abhängigkeit der Sinkgeschwindigkeit des Tiefseetons von seiner Konzentration bestätigen [53]. Wenn die entsprechenden Daten vorhanden sind, kann das im Paragraph 2.3 beschriebene empirische Modell der Sinkgeschwindigkeit eingesetzt werden.

Die erzielten Ergebnisse zeigen ein relativ schnelles Absinken der eingeleiteten Masse während der Simulationszeit. Die diskutierten Flokkulationsprozesse können die Verweilzeit nur verringern, weil das Zerbrechen der Partikel unter den natürlichen Bedingungen in der benthischen Grenzschicht weitgehend unbedeutend ist (Par. 2.3). Die Flokkulation kann für kontinuierliche Einleitungen oder für schwächere Strömungen (Par. 4.6) eine wesentliche Rolle spielen, die weiter studiert werden sollen.

Die Studie für zusammengesetztes nicht-kohäsives Sediment, das durch meherere Sedimentklassen beschrieben wird (Par. 4.5), hat bewiesen, daß ein Bruchteil der eingeleiteten Masse, der aus den feinsten Partikeln besteht, eine längere Verweilzeit besitzen kann. In wieweit die Anzahl dieser feinen Sedimentpartikel durch die Flokkulationsprozesse in der Nähe der Einleitung reduziert wird, bleibt unbekannt. Die Schwebstoffwolke für eine zeitlich begrenzte Einleitung ist jedoch nach 6 Tagen so verdünnt ($c < 1$ mg/l, Par. 4.4), daß die charakteristischen Flokkulationszeiten erheblich steigen werden. Ähnlich geringe Konzentrationen sind bei der kontinuierlichen Emission (hier 6 Tage) schon in der Entfernung von ungefähr 3 km von der Einleitungsstelle vorhanden. Die gröberen Fraktionen des eingeleiteten Sediments werden relativ schnell absinken (bis 6 Tage) in einem Radius von maximal 10 km von der Einleitungsstelle.

Der Reinigungsprozess der Wassersäule von diesen feinsten Partikel kann nur durch die intensiveren Flokkulationsprozessen in den ersten Stadien der Ausbreitung, wenn die Konzentrationen hoch bleiben, oder in einigen Gebieten und Jahreszeiten durch Interaktion mit schnell absinkenden, natürlich vorhandenen *marine snow*–Partikeln [4], erfolgen. Im DISCOL-Gebiet wurde *marine snow* nicht beobachtet.

Die Ergebnisse zeigen, daß bei den Untersuchungen der Beeinträchtigung der marinen Umwelt durch den Tiefseebergbau neben der unvermeidbaren Zerstörung und Verwühlung des Meeresbodens oder Veränderungen des chemischen Milieus, auch Freisetzungen von Schwermetallen als gleichberechtigte Gefahren angesehen werden müssen und für eine Erweiterung des Modells in Betracht gezogen werden sollen.

Das erstellte Modell ist ein erster Schritt in der Entwicklung eines zuverlässigen Werkzeuges für die zukünftige Umweltverträglichkeitstudien in den Nutzungsgebieten.

## 5.2 Ausblick

Dieser Paragraph beinhaltet eine kürze Skizze der für 1995–97 geplanten und beantragten Fortsetzung des in diesem Bericht beschriebenen Projektes.

### 5.2.1 Ziele des neu geplanten Forschungsvorhabens

Das neu geplante Vorhaben hat folgende Ziele:

- Die Ermöglichung einer zuverlässigen Vorhersage der Ausbreitung von eingeleiteten Sedimenten aus dem Tiefseebergbau im Nahfeld und im mesoskaligen Bereich.
- Erfassung des Transportes von mobilisierten Stoffen, die in Wechselwirkung untereinander sowie mit suspendierten und abgelagerten Sedimenten stehen, exemplarisch durchgeführt an reaktiven und konservativen Elementen, wie Mangan und Molybdän.
- Aussagen über den notwendigen Umfang zukünftiger Umweltverträglichkeitsuntersuchungen in den Nutzungsgebieten.

Für diese Ziele soll das im ersten Teil entstandene Modell weiterentwickelt, durch die Einbeziehung von Meßdaten vervollständigt, teilweise validiert und angewendet werden. Diese Aspekte sollen in enger Zusammenarbeit mit anderen Mitgliedern des Forschungsverbundes in Vorbereitung, Durchführung und Auswertung des Experiments ausgearbeitet werden. Das Modell soll am Ende des Projekts ein Werkzeug sein, das die Definition der Mindestvoraussetzungen für die zukünftigen Umweltverträglichkeitsuntersuchungen in den Nutzungsgebieten ermöglichen kann.

### 5.2.2 Kurzdarstellung des geplanten Projekts

Das neu beantragte Fortsetzungsprojekt baut auf den Ergebnissen des laufenden Projektes sowie den Arbeiten anderer TUSCH-Mitglieder auf. Die Schlußfolgerungen aus dem Projekt 1992–94 und die Untersuchungen anderer Mitglieder des TUSCH–Forschungsverbundes haben gezeigt, daß ein vollständiges Ausbreitungsmodell auch die physikochemischen Prozesse in der Trübungswolke berücksichtigen muß.

Bei dem unterseeischen Bergbau werden nicht nur Sedimente, sondern auch verschiedene in Wechselwirkung stehende Stoffe mobilisiert. Eine besondere Bedeutung haben hier

Schwermetalle, die beim unterseeischen Abbau von Manganknollen oder Manganerzkrusten freigesetzt werden können. Da die natürlichen Konzentrationen der Schwermetalle im Meerwasser extrem niedrig sind, ist zu erwarten, daß wegen des kleinen Anpassungsvermögens der Organismen in der Tiefsee schon sehr geringe Veränderungen große Auswirkungen haben können.

Daher ist das Hauptziel die Fertigstellung und Validierung eines Modells für das Nahfeld und den mesoskaligen Bereich des Tiefseebergbaus, das die Einleitung, den Transport und die Sedimentation von Schwebstoffen unter Berücksichtigung der wichtigsten physikochemischen Prozesse (z.B. Freisetzung und Adsorption von Schermetallen) beschreiben soll.

Hierzu soll auch ein neues, im Institut entwickeltes *particle tracing*-Modell angepaßt und getestet werden. Dieses Modell eignet sich besonders für die Modellierung des Austausches des Metallgehaltes verschiedener Stofftypen untereinander. Es soll auch die Möglichkeit der Anwendung eines gemischten Modells (z.B. ein Schwermetall durch ein *particle tracing*-Modell und andere Stoffe durch die Konzentrationsmodelle erfaßt) untersucht werden und gegebenenfalls angewendet werden.

Das Projekt soll sich hauptsächlich an der Einbeziehung der existierenden und zu gewinnenden Daten orientieren. Eine abschließende Validierung des Modells könnte nur durch Versuche im industriellen Ausmaß erfolgen. Im Gegensatz dazu liefert ein kleinskaliges Experiment hauptsächlich Eingangs- und Steuerungsdaten und nur teilweise Validierungsdaten.

Eines der Hauptziele des TUSCH-Experiments im Perubecken (Anfang 1996) ist die gezielte Verbesserung der Eingabedaten für die Modellierung. Um die Fähigkeiten des Modells noch vor dem Experiment testen zu können, sollen auch andere Möglichkeiten der Anwendung und Validierung ausgenutzt werden. Hierzu sollen ergänzend zu den TUSCH-Arbeiten die dem Institut zur Verfügung gestellten Daten benutzt werden, die während des in der pazifischen Clarion-Clipperton Provinz durchgeführten internationalen *Benthic Impact Experiments* (BIE) von NOAA (1993) gewonnen wurden. Durch die Einbeziehung von Meßdaten und eine partielle Validierung wird die Modellerstellung vervollständigt und die Anwendung zur Prognose der Beeinträchtigung des Meeres durch die aufgewirbelten Schwebstoffe ermöglicht.

Die Bedeutung des Ausbreitungsmodells ist auch durch die Tatsache begründet, daß Versuche in einer industriellen Größenordnung wegen der hohen Kosten und nicht vorhersehbaren Folgen für die marine Umwelt nicht verantwortbar sind. Die vorgeplanten *in situ* Experimente und Laborarbeiten liefern Basisdaten, die nur durch eine Extrapolation auf die industriellen Maßstäbe mittels einer Computersimulation für eine Bewertung der zukünftigen Bergbauleistungen in der Tiefsee nützlich werden können.

Obwohl die experimentellen Arbeiten sich an die Einleitungen in der benthischen Grenzschicht konzentrieren und benötigte Stützdaten teilweise fehlen, soll eine Studie über die Auswirkung einer eventuellen Einleitung der Tailings aus einem Bergbauschiff oder

durch einen Bruch des Transportrohres in den mittleren Tiefen des Ozeans durchgeführt werden.

Ein solches Modell kann als wichtiges Werkzeug für die zukünftigen Umweltverträglichkeitsuntersuchungen in den Nutzungsgebieten betrachtet werden. Insbesondere sollen Leitlinien für die in den UVUs benötigte Modellierung, hier an dem Beispiel der Einleitungen aus dem Tiefseebergbau, ausgearbeitet werden. Dazu sollen neben der Auswertung der Ergebnisse auch modellspezifische Aussagen formuliert werden, nämlich welche physikalischen und numerischen Mindestvoraussetzungen die auf den Tiefseebergbau angewandten Ausbreitungsmodelle berücksichtigen sollen.

Nach der Einbeziehung der Meßdaten sollen mit dem Modell in Kooperation und Diskussion mit anderen TUSCH–Gruppen Parameterstudien durchgeführt werden, die die mit Tiefseebergbau verbundenen Umweltrisiken abschätzen sollen. Als Grundlage der Extrapolation der Störung auf industrielle Maßstäbe werden die gelieferten Basisdaten benutzt. Die umweltbezogene Bedeutung verschiedener physikochemischer Prozesse in der Trübungswolke und eine Abschätzung der zur Simulation benötigten numerischen Komplexität von den auf den Tiefseebergbau angewandten Modellen soll in enger Absprache mit anderen TUSCH-Mitgliedern diskutiert werden. Als Ergebnis soll ein Anforderungskatalog an die hydrodynamisch–numerische Modellierung der Ausbreitung der aus dem Tiefseebergbau stammenden Einleitungen erstellt werden, mit besonderem Hinblick auf die Bereitstellung von Kriterien der zukünftigen Umweltverträglichkeitsuntersuchungen.

Die im Forschungsprojekt entwickelten Methoden und Erkenntnisse haben auch über den Meeresbergbau hinaus Bedeutung. Sie sind in hohem Maße auch auf die Ausbreitung von Schadstoffen aus Deponien im Meer und die Einleitung von flüssiger und fester Fremdstoffe übertragbar; dies gilt insbesondere für die entwickelten numerischen Modelle.

# Literaturverzeichnis


[1] Adams Jr., C., and Weatherly, G., 1981. Some effects of suspended sediment stratification on an oceanic bottom boundary layer. *Journal of Geophysical Research*, **86**(C5), 4161–4172.

[2] Amann, H., 1989. The Red Sea Pilot Project: lessons for future ocean mining. *Marine Mining*, **8**(1), 1–22.

[3] Armi, L., and Millard, Jr., R. C., 1976. The bottom boundary layer of the deep ocean. *Journal of Geophysical Research*, **81**, 4983–4990.

[4] Asper, V., 1987. Measuring the flux and sinking of marine snow aggregates. *Deep-Sea Research*, **34**, 1–17.

[5] Baturin, G., Demidova, T., Kontar', Y., and Kurlayev, N., 1991. The recovery and processing of the iron-manganese nodules and the turbidity of the bottom layer of the ocean. *Oceanology*, **31**(4), 473–481.

[6] Bischoff, J., Heath, G., and Leinen, M., 1979. Geochemistry of deep-sea sediments from the Pacific manganese nodule province: DOMES sites A, B, and C. In *Marine Geology and Oceanography of the Pacific Manganese Nodule Province*, J. Bischoff and D. Piper, Eds., Plenum Press, pp. 397–436.

[7] Brockett, T., and Richards, C., 1994. Deepsea mining simulator for environmental impact studies. *Sea Technology*, **1994**(8), 77–82.

[8] Caldwell, D., van Atta, C., and Helland, K., 1972. A laboratory study of the turbulent Ekman layer. *Geophys. Fluid Dyn.*, **3**, 125–160.

[9] Charnock, K., Edmond, J., McCave, I., Rice, A., and Wilson, T., Eds., 1990. The deep sea bed: its physics, chemistry and biology (discussion), vol. A331 of *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*. Royal Society, London.

[10] Csanady, G., 1967. On the 'resistance law' of a turbulent Ekman layer. *J. Atmos. Sci.*, **24**, 467–471.

[11] Dyer, K., 1989. Sediment processes in estuaries: future research requirements. *Journal of Geophysical Research*, **C10**, 14327–14332.

[12] Friedlander, S., Ed., 1977. Smoke, dust and haze. John Wiley & Sons, New York, London, Sydney, Toronto. 317 p.

[13] Galland, J.-C., Goutal, N., and Hervouet, J.-M., 1991. TELEMAC: A new numerical model for solving shallow water equations. *Adv. Water Resources*, **14**(3), 138–148.

[14] GESAMP (Joint Group of Experts on the Scientific Aspects of Marine Pollution), 1983. *An oceanographic model for the dispersion of wastes disposed in the deep sea.* International Atomic Energy Agency, Vienna. Reports and Studies, No. 19, 181 pp.

[15] Gill, A. E., 1982. Atmosphere-ocean dynamics. Academic Press, San Diego, Ca. 662 pp.

[16] Goutal, N., 1989. Finite element solution for the transcritcal shallow-water equation. *Mathematical Methods in the Applied Sciences*, **11**, 503–524.

[17] Gross, T., and Dade, W., 1991. Suspended sediment storm modeling. *Marine Geology*, **99**(3/4), 343–360.

[18] Gross, T. F., Williams, A. J., and Grant, W. D., 1986. Long-term in situ calculations of kinetic energy and Reynolds stress in a deep sea boundary layer. *Journal of Geophysical Research*, **91**(C7), 8461–8469.

[19] Hughes, T., Ferencz, R., and Hallquist, J., 1987. Large-scale vectorized implicit calculations in solid mechanics on a Cray X-MP/48 utilizing EBE preconditioned conjugate gradients. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, **61**, 215–248.

[20] Janin, J.-M., Lepeintre, F., and Pechon, P., 1992. TELEMAC-3D: A finite element code to solve 3D free surface flow problems. Tech. rep., Electricité de France.

[21] Jankowski, J., Malcherek, A., and Zielke, W., 1994. Numerical modeling of sediment transport processes caused by deep sea mining discharges. In *Proceedings of the OCEANS 94 Conference, Brest*, vol. III, IEEE/SEE, pp. 269–276.

[22] Jankowski, J., Malcherek, A., and Zielke, W., 1995. Numerical modelling of suspended sediment due to deep sea mining. Submitted to *Journal of Geophysical Research – Oceans.*

[23] Jankowski, J., and Zielke, W., 1993. Mesoskalige Stofftransporte im Pazifik als Folge des Tiefseebergbaus. Report, Institut für Strömungsmechanik und ERiB, Universität Hannover. Bericht Nr. JJ/01/1993, 136 pp.

[24] Jankowski, J., and Zielke, W., 1994. Mesoskalige Stofftransporte im Pazifik als Folge des Tiefseebergbaus. Report, Institut für Strömungsmechanik und ERiB, Universität Hannover. Bericht Nr. JJ/01/1994, 66 pp.

[25] Klein, H., 1993. Near-bottom currents in the deep Peru Basin, DISCOL Experimental Area. *Deutsche Hydrographische Zeitschrift*, **45**, 31–42.

[26] Krone, R., 1962. Flume studies of the transport of sediment in estuarial shoaling processes. Final report, Hydraulic Engineering Laboratory, University of California, Berkeley.

[27] Kunzendorf, H., 1988. Proposed marine mineral exploration strategies for the nineties. *Marine Mining*, **7**, 233–247.

[28] Lavelle, J., 1987. Effects of boundary layer structure and macro-particle scavenging on the benthic deposition of fine sediment resuspended during nodule mining. Final report to noaa office of ocean and coastal resource management, NOAA Pacific Marine Environmental Laboratory, Seattle. 39 pp.

[29] Lavelle, J., and Ozturgut, E., 1981. Dispersion of deep-sea mining particulates and their effect on light in ocean surface layers. *Marine Mining*, **3**(1/2), 185.

[30] Lavelle, J., Ozturgut, E., Baker, E., and Swift, S., 1982. Discharge and surface plume measurements during manganese nodule mining tests in the North Equatorial Pacific. *Marine Environmental Research*, **7**, 51–70.

[31] Lavelle, J., Ozturgut, E., Swift, S., and Ericson, B., 1981. Dispersal and resedimentation of the benthic plume from deep-sea mining operations: a model with calibration. *Marine Mining*, **3**(1/2), 59.

[32] LeBlond, P., and Mysak, L., 1978. Waves in the ocean. Elsevier Oceanography Series 20. Elsevier, Amsterdam–Oxford–New York. 602 pp.

[33] LeNormant, C., Lepeintre, F., Teisson, C., Malcherek, A., Markofsky, M., and Zielke, W., 1993. Three dimensional modelling of estuarine processes. In *MAST Days and Euromar Market, Project Reports Volume 1*, K.-G. Barthel, M. Bohle-Carbonell, C. Fragakis, and M. Weydert, Eds., Brussels.

[34] Leussen, W., v., 1988. Aggregation of particles, settling velocities of mud flocs. a review. In *Physical Processes in Estuaries*, J. Dronkers and v. Leussen, W., Eds. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, pp. 347–403.

[35] Leussen, W., v., 1994. Estuarine macroflocs and their role in fine-grained sediment transport. PhD thesis, University of Utrecht. Utrecht, Netherlands.

[36] Malcherek, A., 1992. TELEMAC-3D. Tech. rep., Institut für Strömungsmechanik und ERiB, Universität Hannover.

[37] Malcherek, A., 1994. Mathematische Modellierung von Strömungen und Stofftranportprozessen in Ästuaren. PhD thesis, Universität Hannover. Institut für Strömungsmechanik und ERiB.

[38] Malcherek, A., Jankowski, J., and Hoyme, H., 1992. SEACLOUD: Ein analytisches Modell zur Berechnunpg des mesoskaligen Stofftransports als Folge des Tiefseebergbaus. Report, Institut für Strömungsmechanik und ERiB, Universität Hannover. (Bericht Nr. AM/003/1992), 144 pp.

[39] Malcherek, A., Markofsky, M., and Zielke, W., 1994. Numerical modelling of settling velocity variations in estuaries. *Archiv für Hydrobiologie, Beihefte Ergebnisse der Limnologie*. in press.

[40] Malcherek, A., Markofsky, M., Zielke, W., Le Normant, C., Lepeintre, F., and Teisson, C., 1993. Final Report to the EC Contract MAST-0034-C. Tech. rep., Electricité de France (EDF) and Institut für Strömungsmechanik und ERiB, Universität Hannover.

[41] Marietta, M., and Simmons, W., 1988. Dispersal of radionuclides in the oceans: models, data sets and regional descriptions. *Feasibility of disposal of high–level radioactive waste into the seabed*. Nuclear Energy Agency, Paris. 462 pp.

[42] McCave, I., 1984. Size-spectra and aggregation of suspended particles in the deep ocean. *Deep-Sea Research*, **31**.

[43] McCave, I., and Gross, T., 1991. In-situ measurements of particle settling velocity in the deep sea. *Marine Geology*, **99**(3/4), 403–412.

[44] McCave, I., and Swift, S., 1976. A physical model for the rate of deposition of fine-grained sediments in the deep sea. *Geological Society of America Bulletin*, **87**, 541–546.

[45] McLean, S. R., 1985. Theoretical modelling of deep ocean sediment transport. *Marine Geology*, **66**, 243–265.

[46] Mehta, A., 1988. Laboratory studies on cohesive sediment transport in rivers and estuaries. In *Physical processes in estuaries*, J. Dronkers and W. van Leussen, Eds. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, pp. 427–445.

[47] Middleton, G., 1993. Sediment deposition from turbidity currents. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, **21**, 89–114.

[48] Mofjeld, H., and Lavelle, W., 1984. Settling the length scale in a second-order closure model of the unstratified bottom boundary layer. *Journal of Physical Oceanography*, **14**, 833–839.

[49] Monin, A., and Ozmidov, R., 1985. Turbulence in the ocean. D. Reidel Publishing Co., Dordrecht, Boston, Lancaster. 247 p.

[50] Nihoul, J., and Djenidi, S., 1987. Perspective in three-dimensional modelling of the marine system. In *Three-Dimensional Models of Marine and Estuarine Dynamics*, J. Nihoul and B. Jamart, Eds., vol. 45 of *Elsevier Oceanography Series*. Elsevier, Amsterdam, pp. 1–34.

[51] Nowell, A., Ed., 1991. Deep sea sediment transport, vol. 99 (3/4, special issue) of *Marine Geology*. Elsevier, Amsterdam. 461 pp.

[52] Nowell, A., and Hollister, C., Eds., 1985. Deep ocean sediment transport - preliminary results of the High Energy Benthic Boundary Layer Experiment, vol. 66 (special issue) of *Marine Geology*. Elsevier, Amsterdam. 409 pp.

[53] Ozturgut, E., and Lavelle, J., 1986. Settling analysis of fine sediments in salt water at concentrations low enough to preclude flocculation. *Marine Geology*, **69**, 353–362.

[54] Ozturgut, E., Lavelle, J., and Erickson, B., 1981. Estimated discharge characteristics of a commercial nodule mining operation. *Marine Mining*, **3**(1/2), 1–13.

[55] Platzman, G., 1971. Ocean tides and related waves. In *Mathematical problems of in the Geophysical Sciences*, W. Reid, Ed., vol. 14. American Mathematical Society, Providence, Rhode Island, pp. 239–291.

[56] Pond, S., and Pickard, G., 1983. Introductory dynamical oceanography. Pergamon Press, Oxford. 329 pp.

[57] Schlittgen, R., and Streitberg, B. H., 1991. Zeitreihenanalyse. R. Oldenbourg Verlag, München, Wien.

[58] Sheng, Y., 1983. Mathematical modeling of three-dimensional coastal currents and sediment dispersion. model development and application. Technical report CERC-83-2, US Army Corps of Engineers, Vicksburg, Miss., USA. 288 pp.

[59] Sternberg, R., 1970. Field measurements of the hydrodynamic roughness of the deep-sea boundary. *Deep-Sea Research*, **17**, 413–420.

[60] Teisson, C., 1991. Cohesive suspended sediment transport: feasibility and limitations of numerical modelling. *Journal of Hydraulic Research*, **29**(4), 755–769.

[61] Thiel, H., 1991. From MESEDA to DISCOL: a new approach to deep-sea mining risk assessments. *Marine Mining*, **10**, 369–386.

[62] Thiel, H., Foell, E., and Schriever, G., 1991. Potential Environmental Effects of Deep Sea Mining. Report Nr. 26, Zentrum für Meeres- und Klimaforschung der Universität Hamburg. 243 pp.

[63] Thiel, H., and Schriever, G., 1989. Cruise report DISCOL 1, SONNE-cruise 61. Report Nr. 3, Zentrum für Meeres- und Klimaforschung der Universität Hamburg. 75 pp.

[64] Trueblood, D., 1993. US Cruise report for BIE II. NOAA Technical Memorandum NOS OCRM 4, NOAA, National Ocean Service.

[65] Turekian, K., 1976. Oceans. Prentice Hall Inc., Englewood Cliffs, NJ, USA.

[66] Unesco, 1987. *International Oceanographic Tables, Vol. 4.* Unesco technical papers in marine science, No. 40.

[67] Villaret, C., and Trowbridge, J., 1991. Effects of stratification by suspended sediments on turbulent shear flow. *Journal of Geophysical Research*, **96**(C6), 10659–10680.