

Numerische Modellierung der Sedimentation
im nördlichen Nordatlantik

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

der Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät

der Christian–Albrechts–Universität

zu Kiel

vorgelegt von

Bernd Joachim Haupt

Kiel

1994

Referent/in:

Korreferent/in:

Tag der mündlichen Prüfung:

Zum Druck genehmigt: Kiel, den

.....

Der Dekan

Zusammenfassung

Diese Arbeit stellt zwei neue numerische dreidimensionale Modelle zur Untersuchung der Sedimentationsdynamik im nördlichen Nordatlantik vor. Die beiden in FORTRAN programmierten Modelle SENNA (**SE**dimentation (Erosion, Transport and Deposition) in the Northern North Atlantic) und PATRINNA (**PA**rticle **TR**acing In the Northern North Atlantic) sind an das dreidimensionale Zirkulationsmodell SCINNA (**SE**nitivity and **CI**rculation in the Northern North Atlantic) angepaßt. Sie werden mit den von SCINNA vorgegebenen Daten angetrieben. Um die bodennahen und –parallelen Prozesse berücksichtigen zu können, beinhalten die Modelle SENNA und PATRINNA eine zusätzliche ein Zentimeter dicke zweidimensionale Bodenschicht.

Die Grundzusammenhänge der Sedimentbewegung werden in erster Linie von den rein mechanischen Vorgängen bestimmt. Diese sind gegenüber den biologischen Faktoren aus einer Vielzahl von Beobachtungen und Experimenten bekannt. Dadurch ist eine Parametrisierung der kritischen Geschwindigkeiten für den Beginn des Boden- und Suspensionstransports möglich, mit der in Abhängigkeit von den aus SCINNA vorgegebenen Geschwindigkeiten der Sedimenttransport bestimmt wird. Mit vorgegebenen Sedimentquellen wird dem Modellozean in den oberen 50 Metern Sediment zugeführt, welches dann mit der Zirkulation transportiert wird. In der zusätzlichen Bodenschicht wird das Sediment unter Berücksichtigung der Bodenneigung erodiert, *umgelagert* und deponiert, wobei die Bodengeschwindigkeiten aufgrund der Berücksichtigung der Bodenreibung reduziert werden.

Die Validierung der beiden Modelle SENNA und PATRINNA wird anhand der rezenten Zirkulation vorgenommen. In den mit SENNA modellierten Ergebnissen zeigt sich eine gute Übereinstimmung mit den bekannten Driften des nördlichen Nordatlantiks. Diese werden ebenfalls in den Ergebnissen der Experimente, die mit der Temperatur- und Salzgehaltsrekonstruktion des letzten glazialen Maximums sowie dem daraus sich ergebenden Zirkulationsmuster initialisiert und durchgeführt werden, bestätigt. Die Kongruenz zwischen der rezenten Zeitscheibe und der der letzten Maximalvereisung ist von entscheidender Bedeutung, weil sie den Beweis erbringt, daß die Nachbildung der über viele Millionen Jahre entstandenen Hauptsedimentdriften möglich ist. Gleichwohl die Zirkulationsschemata unterschiedlich sind, verstärkt sich die Sedimentation in bestimmten Regionen, was auch die mit PATRINNA modellierten Trajektorien einzelner Sedimentpartikel verdeutlichen. Sie zeigen, daß Sedimentablagerungen in einem Bereich aus verschiedenen Regionen und Zeiträumen stammen können. Bestätigt werden die Ergebnisse durch die Transportberechnungen an ausgewählten Querschnitten und Meeresengen.

Inhaltsverzeichnis

1	Vorwort	1
2	Einleitung	3
3	Ziele der Modellierung	4
3.1	Kopplung der Zirkulations- und Sedimentationsmodelle und Invers-Modellierung	4
3.2	Modellierung und empirische Daten	6
4	Das Modellgebiet und die Modelltopographie	8
5	Die Modellentwicklung von SENNA und PATRINNA	15
5.1	SENNA = SEdimentation (Erosion, Transport and Deposition) in the Northern North Atlantic	16
5.1.1	Die Modellgleichungen von SENNA	18
5.1.1.1	Die Gleichungen des dreidimensionalen Modells	19
5.1.1.2	Die Gleichungen des zweidimensionalen Modells	21
5.1.2	Die Kopplung der beiden Modelle von SENNA	23
5.1.3	Das Modellgitter und die zeitliche Integration	25
5.1.4	Diskretisierung der Gleichungen von SENNA	28
5.1.5	Speicheranforderungen und Datenmengen von SENNA	35
5.1.6	Die kritischen sedimentphysikalischen Modellgrößen von SENNA . .	35
5.1.6.1	Bestimmung der Sinkgeschwindigkeit der Partikel	36

5.1.6.2	Bestimmung der kritischen Erosions-, Transport- und Depositionsgeschwindigkeiten	46
5.1.6.3	Berücksichtigung der Bodenneigung bei den kritischen Geschwindigkeiten für die Bodenfracht und den Suspensionstransport	55
5.1.6.4	Bestimmung des Sedimenttransports	57
5.1.6.5	Berücksichtigung der Bodenneigung beim Sedimenttransport	61
5.2	PATRINNA = PArticle TRacing In the Northern North Atlantic	62
5.3	Die Modellgleichungen von PATRINNA	63
6	Ausgangsdaten zur Initialisierung der Modelle	66
6.1	Der rezente Datensatz zur Modellinitialisierung	67
6.1.1	Die rezente Bodengeschwindigkeit	71
6.2	Der Datensatz des letzten glazialen Maximums zur Modellinitialisierung . .	74
6.2.1	Die Bodengeschwindigkeit während der Maximalvereisung	80
6.3	Die Vorgabe des Sedimenteintrags	82
7	Modellvalidierung anhand der rezenten Zirkulation	86
7.1	Zwei Experimente im Vergleich	91
8	Experimente zur letzten Maximalvereisung	100
9	Schlußfolgerungen	109
10	Symbole und Definitionen	112
11	Literaturverzeichnis	117
12	Danksagung	129

1 Vorwort

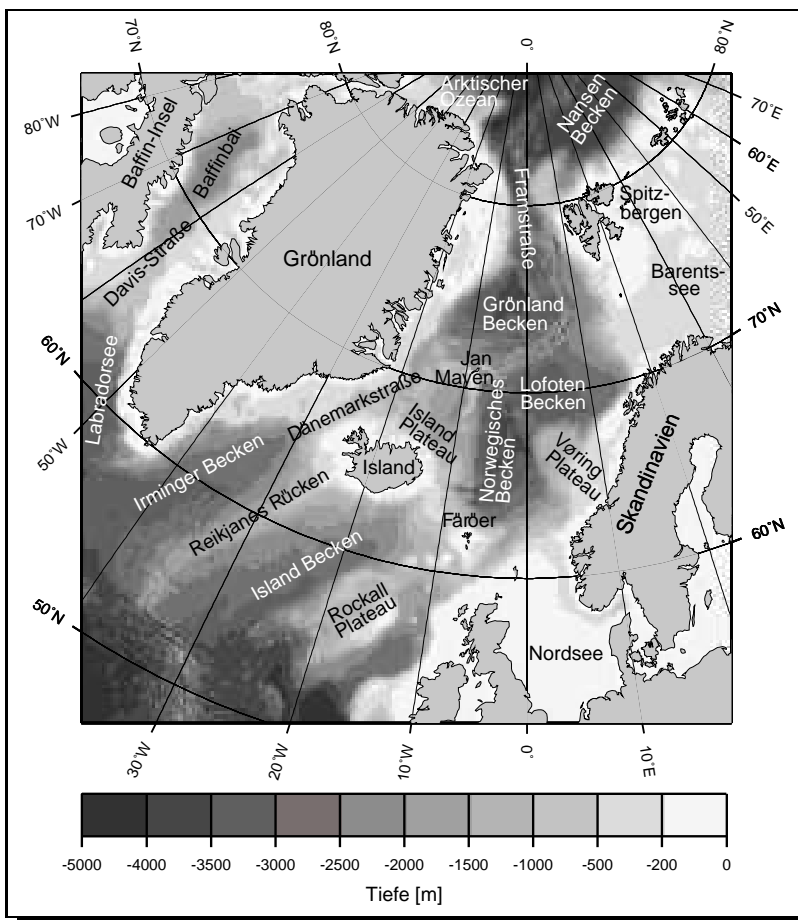


Abbildung 1: *Das Europäische Nordmeer*

Die Zirkulation im Weltozean und damit auch über das globale Weltklima: Dies erklärt sich aus der Schlüsselstellung des untersuchten Meeresgebietes (Abb. 1). Hier befindet sich eine wesentliche „Produktionsstätte“ kalten, salzhaltigen und damit besonders dichten, sauerstoffreichen Tiefenwassers. Dieses sinkt gerade in diesen nördlichen Breiten ab und setzt damit eine Zirkulation in Gang, die sich auf den gesamten Weltozean auswirkt [BROECKER und PENG, 1982; CROWLEY, 1989; KEIGWIN und LEHMAN, 1994].

Die Sedimentkerne geben Aufschluß darüber, daß die Wechselwirkungen zwischen Ozean und Atmosphäre keineswegs immer stabil waren, sondern daß dieses System durchaus sensibel auf Veränderungen in den klimatischen Bedingungen reagieren kann. Wenn es gelingt, durch ein Modell die Abläufe vergangener Jahrtausende nachzubilden, so bietet sich die interessante Möglichkeit, zukünftiges Klimageschehen vorherzusagen. Dabei würde sich zeigen, wie empfindlich das gekoppelte System Ozean/Atmosphäre auf anthropogene und biogene Einflüsse reagiert.

Die Sedimente des Europäischen Nordmeeres liefern ein einzigartiges Abbild der Klima- und Sedimentationsgeschichte des nördlichen Nordatlantiks: Die über Jahrtausende abgelagerten Sedimente können als „Gedächtnis bzw. Archiv des Meeres“ gelten, das erlaubt, die Entwicklungs- und Klimageschichte dieses Ozeanbeckens zu rekonstruieren: Sie sind also ein Schlüssel zur Geologie [SEIBOLD, 1993b]. Die aus Sedimentkernen gewonnenen Erkenntnisse werfen jedoch nicht nur Licht auf den nördlichen Nordatlantik im speziellen, sondern sie geben Aufschluß über

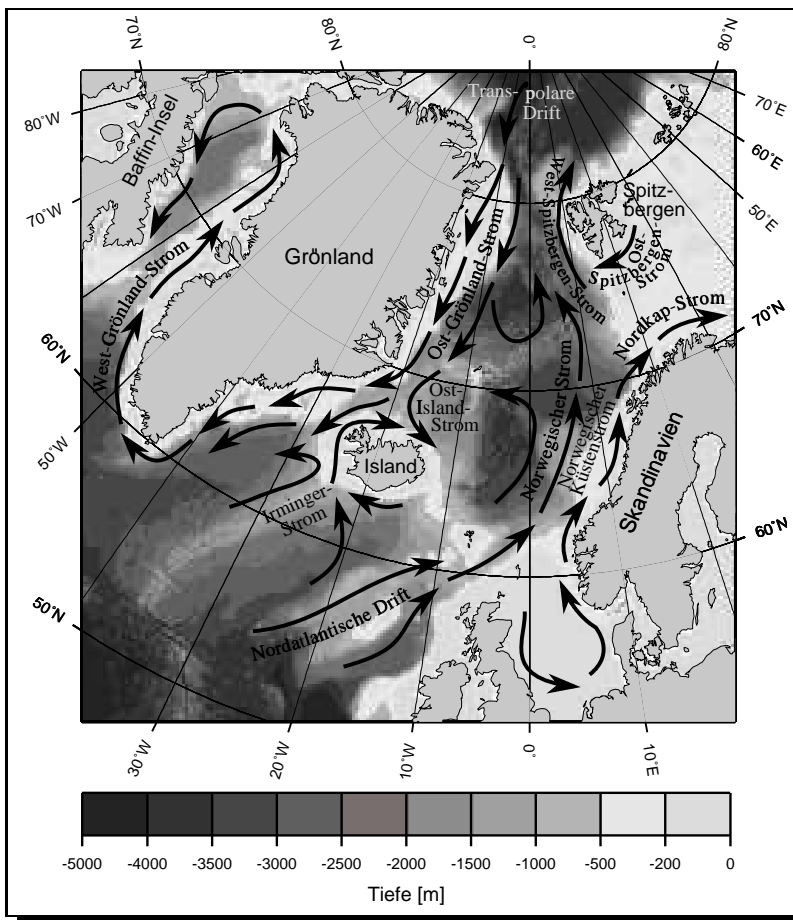


Abbildung 2: Die Hauptstromsysteme des Europäischen Nordmeeres; nach APEL [1987], BOHRMANN ET AL. [1990], BLAUME [1992], DIETRICH ET AL. [1975], JOHANNESSEN [1986], PAETSCH [1991], PICKARD und EMERY [1988], SWIFT [1986], THIEDE ET AL. [1991] und WAGNER [1993].

Bereits geringe Verschiebungen dieser Grenzen haben innerhalb nur weniger Dekaden weitreichende klimatische Auswirkungen.

Ziel dieser Dissertation ist die Entwicklung und Bereitstellung eines dreidimensionalen numerischen Modells zur Untersuchung der Sedimentationsdynamik. Es soll an den nördlichen Nordatlantik adaptiert werden, um die Flüsse von pelagischen und klastischen Sedimenten für einzelne ausgewählte Zeitscheiben der glazialen und postglazialen Erdgeschichte zu simulieren. Ein besonderes Augenmerk wird hierbei auf die Gebiete mit hohen Sedimentationsraten an den Kontinentalrändern gerichtet. Ein weiteres Ziel ist die Berechnung des Sedimenttransports durch vorgegebene Meeresengen sowie die Verweildauer einzelner Sedimentpartikel bzw. Sedimentwolken in den einzelnen Meeresbecken.

So ist ein Ziel des Sonderforschungsbereiches 313 (SFB 313) der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, der seit 1985 unter dem Titel „Sedimentation im Europäischen Nordmeer“ von der Deutschen Forschungsgesellschaft gefördert wird, die Erforschung und Entschlüsselung der Dynamik und der Kopplung der klimatischen, sedimentologischen und biologischen Prozesse. Diese sind besonders wichtig und von großer Aktualität, da im Europäischen Nordmeer (Grönland-See und Norwegische

2 Einleitung

Während der letzten Jahre wurden zahlreiche numerische Modelle entwickelt, mit denen sich die Füllungsgeschichte von Sedimentbecken simulieren und graphisch umsetzen läßt [PAOLA, 1989]. Viele dieser Computermodelle sind zweidimensional angelegt. Sie geben die Füllung eines Sedimentbeckens in Profilen wieder, die synthetischen Seismogrammen entsprechen. In die Modellrechnungen gehen Beckengeometrie, Subsidenz, Meeresspiegelschwankungen, Sedimentanlieferung und -abtrag ein. Simuliert werden in Abhängigkeit von der verwendeten Modellphysik Transport, Ablagerung, Erosion, Kompaktion und die daraus resultierenden Sedimentkörper [KENDALL ET AL., 1991; SYVITSKI und DAUGHNEY, 1992]. Prozeßgesteuerte dynamische zwei- und dreidimensionale Modelle benutzen Flüsse und deren Strömungsgeschwindigkeiten im Transportmedium sowie Sedimentpartikel verschiedener Korngrößen, um Erosion, Transport und Sedimentation zu modellieren [CAO und LERCHE, 1994; LEE und HARBAUGH, 1992]. Mit derartigen Modellen läßt sich, gesteuert von punktuellen Sedimentquellen, die Sedimentation in kleinen Becken simulieren. Die Kopplung von Sedimentationsmodellen mit ozeanischen Zirkulationsmodellen ist bisher nur in flachen Randmeeren versucht worden [ERICKSEN ET AL., 1989; SÜNDERMANN und KLÖCKER, 1983].

Der Größe des Modellgebietes und der gewünschten Kopplung mit einem Zirkulationsmodell Rechnung tragend, erweist sich die Adaptierung eines der bekannten Sedimentationsmodelle als nicht zweckmäßig. Aus diesem Grund sind im Rahmen dieser Dissertation zwei neue an den nördlichen Nordatlantik angepaßte Modelle entwickelt worden, mit denen der großräumige Transport *und* die Ab- und Umlagerung von biogenen und terrigenen Sedimenten sowie die Transportbahnen von Wassermassen und Sedimentpartikeln im nördlichen Nordatlantik modelliert werden können.

Die beiden neu entwickelten Modelle SENNA und PATRINNA werden in Kapitel 5 detailliert beschrieben. Zunächst seien zur Erleichterung des Verständnisses die beiden Modellnamen hier vorweggenommen, da aus ihnen bereits die jeweilige Modellfunktion ersichtlich wird:

SENNA: **S**Edimentation (Erosion, Transport and Deposition) in the Northern North Atlantic

PATRINNA: **P**Article **T**racing **I**n the Northern North Atlantic

3 Ziele der Modellierung

Bei der numerischen Simulation von Vorgängen stellt sich immer wieder die Frage nach der Glaubwürdigkeit der Modellergebnisse, weil viele Modelle irreversible und teilweise chaotische Prozesse simulieren. Folglich ist eine Überprüfung der mit oftmals sehr komplexen Modellen ermittelten Ergebnisse sehr schwer. Weiter stellt sich die Frage, ob die Komplexität der in der Natur vorkommenden Abläufe überhaupt in vereinfachte Modelle gepreßt werden sollte, da mit numerischen Simulationen immer nur versucht werden kann, einen kleinen Ausschnitt der Realität bzw. Natur nachzubilden. Dieser kurze Exkurs über die allgemeine Problematik von Simulationen bzw. Modellrechnungen soll zeigen, daß Modelle helfen können, einzelne in der Natur vorkommende Prozesse zu verstehen, wobei man jedoch immer bedenken muß, daß bei allen Modellsimulationen große raum- und zeitdimensionale Unterschiede zu der Natur bestehen. So können z. B. Materialunterschiede, wie sie in der Natur vorkommen, nicht identisch nachgebildet werden. Die Ziele der in dieser Arbeit vorgestellten, neu entwickelten Modelle werden in dem nächsten Abschnitt dargelegt.

Aus Untersuchungen geophysikalischer, sedimentologischer, stratigraphischer und mikropaläontologischer Art sowie aus Kohlenstoff- und Sauerstoff-Isotopen-Untersuchungen liegen eine Vielzahl von Proxy-Daten und Informationen über das Sedimentationsgeschehen des nördlichen Nordatlantiks vor. Es existieren — abgeleitet von diesen Daten — für bestimmte Zeitscheiben mehr oder weniger präzise Vorstellungen über den Verlauf der spätquartären Sedimentationsgeschichte. Mit Hilfe dieser Modellrechnungen soll nun versucht werden, die vorhandenen Daten zu ergänzen und die bisherigen Vorstellungen über die regionale Herkunft und den Transport von klastischem und pelagischem Material im nördlichen Nordatlantik zu bestätigen. Dieses könnte auch zu neuen Fragestellungen führen, die eventuell die bereits vorhandenen Theorien widerlegen könnten. Denkbar ist ebenso eine völlig neue Erkenntnis über den zeitlichen und räumlichen Ablauf von den Vorgängen im Ozean [CROSS und HARBAUGH, 1989].

3.1 Kopplung der Zirkulations- und Sedimentationsmodelle und Invers-Modellierung

Hinsichtlich der Zeitscheiben, die durch ihre Datenbasis relativ gut belegt sind (z. B. 18 000 (ca. 21 500 Kalenderjahre), 13 500 ^{14}C -Jahre v. h.), sollen die Modelle SENNA und PATRINNA dazu genutzt werden, komplette typische Szenarien zu rekonstruieren

[BARD ET AL., 1987; BARD ET AL., 1990; BISCHOF, 1991; CLIMAP, 1981; SARNTHEIN ET AL., 1994a; 1994b; VOGELSANG, 1990; WEINELT, 1993]. Hierfür wird ein spezielles Invers-Verfahren zur Rückkopplung der Meß- und Modellergebnisse verwendet, wie es ähnlich auch bei CROSS und HARBAUGH [1989] beschrieben wird. Dazu müssen die Zusammenhänge zwischen den einzelnen verwendeten Modellen bekannt sein:

Die beiden Modelle — SENNA und PATRINNA —, die mit geringfügigen Änderungen an verschiedene Zirkulationsmodelle adaptiert werden können, benötigen zur Modellinitialisierung zusammen mit sedimentphysikalischen Parametern den Output eines allgemeinen ozeanographischen Zirkulationsmodells (OGCM). In der vorliegenden Arbeit wird das OGCM SCINNA (Sensitivity and CIRCulation in the Northern North Atlantic) [HAUPT ET AL., 1994; 1995; SCHÄFER-NETH, 1994] verwendet, das aus MOM (Modular Ocean Model) [BRYAN, 1969; PACANOWSKI ET AL., 1993] weiterentwickelt wurde. Die sedimentphysikalischen Parameter im einzelnen werden an späterer Stelle beschrieben (Kapitel 5). In diesem Abschnitt soll die Rekonstruktion der Sedimentationsgeschichte mittels des oben erwähnten Invers-Verfahrens in ihren einzelnen Schritten dargestellt werden (Abb. 3) [KEIR ET AL., 1993].

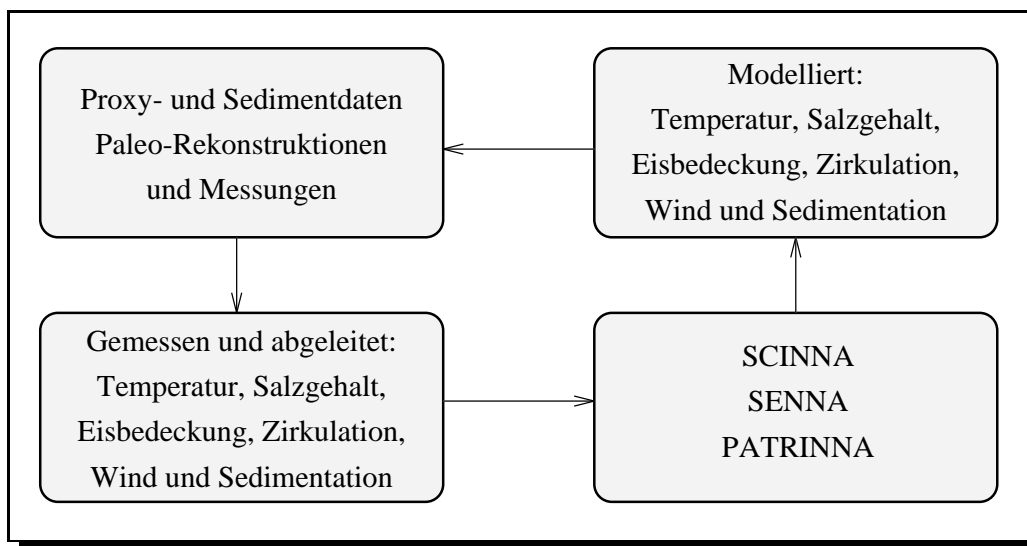


Abbildung 3: *Invers-Verfahren zur Rückkopplung von Meß- und Modellergebnissen: Das Diagramm zeigt auf der linken Seite den messenden und auf der rechten den modellierenden Zweig. Durch die Geschlossenheit des Verfahrens wird der Zusammenhang zwischen den Proxy-Daten, den Rekonstruktionen, den für die Modellierung benötigten Initialisierungs- und Forcing-Feldern, den numerischen Modellen sowie den modellierten Größen deutlich. Letztere gehen wiederum als Rückkopplung in die Rekonstruktionen ein.*

Aus den vorgegebenen rekonstruierten Proxy-Daten lassen sich für die Zirkulationsmodelle Initialisierungs- und Antriebsfelder — dieses sind die Temperatur- und Salzgehaltsverteilung, das dazugehörige rekonstruierte Windfeld und eine eventuell vorhandene Eisbedeckung des Meeres — bestimmen. Im diagnostischen Modellbetrieb ergibt sich ein mit dem Dichtefeld und der Topographie konsistentes Zirkulationsschema [HAUPT ET AL., 1992; SCHÄFER-NETH ET AL., 1992]. Die sich aus dieser Berechnung ergebenden Daten werden anschließend mit den sedimentphysikalischen Parametern zur Initialisierung und zum Antrieb der Modelle SENNA und PATRINNA herangezogen, um dann mit ihnen den Sedimenttransport und ein dazu passendes Sedimentationsmuster zu modellieren [HAUPT ET AL., 1994; 1995]. Die so aus den Modellen gewonnenen Daten müssen im Anschluß daran anhand der gemessenen Proxy-Daten und Sedimentationsraten überprüft werden. Eine weitere Überprüfung des Partikeltransports ist z. B. mit Hilfe der aus den Sedimentkernen extrahierten Foraminiferen, die als Temperaturanzeiger dienen, möglich. Bei ihnen besteht eventuell die Möglichkeit, daß sie aus weit entfernten Regionen stammen und in den nördlichen Breiten abgelagert wurden. Mittels PATRINNA lassen sich diese Transportwege bzw. -bahnen nachvollziehen. Eine eventuelle Korrektur der zur Modellinitialisierung und zum Modellantrieb erforderlichen dreidimensionalen Datenfelder dient *nicht nur* der Bereitstellung und Vervollständigung dieser, sondern parallel hierzu vielmehr der *Entwicklung von Szenarien* der mit Daten gut belegten Zeitscheiben.

Diese Dissertation hat die Entwicklung der beiden Modelle SENNA und PATRINNA sowie deren Einsatzmöglichkeiten anhand rezenter Daten zum Inhalt. Des weiteren werden in einem ersten Schritt der „Paläo“-Modellierung die Unterschiede zwischen dem heutigen Sedimentationsgeschehen und dem des letzten glazialen Maximums, welches relativ gut mit Daten belegt ist, herausgearbeitet und bilanziert.

3.2 Modellierung und empirische Daten

Über Anwendbarkeit und Ergebnisse von Modellierungen existieren unterschiedliche Auffassungen. Zum einen wird die Simulation negativ beurteilt und abgelehnt, weil sie niemals die Komplexität der Natur nachbilden kann bzw. können wird. Andererseits helfen die Modelle, seien sie nun experimenteller (Strömungs- und Transportversuche im Strömungskanal [ZIEBIS, 1992]) oder numerischer Natur, Prozesse zu verstehen. Und gerade dieses soll mit ihrer Hilfe erreicht werden, denn nur mit ihnen können in relativ kurzer Zeit eine Vielzahl von Parameterstudien — ausgehend von geologischen Messungen an Sedimentkernen — durchgeführt werden. Im folgenden soll dies verdeutlicht und das Ziel der Arbeit nochmals hervorgehoben werden:

Mittels geophysikalischer, sedimentologischer, stratigraphischer und mikropaläontologischer Untersuchungen lassen sich die unterschiedlichen Abfolgen der Sedimente herausarbeiten und darstellen. Weiter läßt sich die Strömung und Ausbreitung sowie der quantitative Transport der Sedimente aus den unterschiedlichen Sedimentationsraten, aus den Ablagerungen von Foraminiferen, aus Aschen von Vulkanausbrüchen oder auch — um nur einige zu nennen — aus roten oder besonders kalkhaltigen, aus eng begrenzten Regionen stammenden Sedimenten nachvollziehen.

Schwieriger ist jedoch die Bestimmung von Erosionsraten, des zeitlichen Verlaufs von Sedimentumlagerungen und die Bestimmung der Verweildauer einzelner Sedimentpartikel bzw. -wolken. Und genau die Bestimmung dieser genannten Größen ist ein wesentliches Ziel dieser Dissertation. Mit der Entwicklung, der Bereitstellung und der Validierung der beiden Modelle SENNA und PATRINNA, die einen Großteil dieser Arbeit ausmachen, wird ein Beitrag zur großräumigen sedimentdynamischen Modellierung von Ozeanbecken geleistet. Die Überprüfung der beiden Modelle besteht aus einem Vergleich der Modellergebnisse mit aus Messungen gewonnenen rezenten Daten (Kapitel 7). Bei der Simulation geht man davon aus, daß, wenn die Modelle für ein oder mehrere gut bekannte Szenarien glaubhafte Ergebnisse liefern, die Anwendbarkeit auf andere Zeitscheiben und Daten ähnlicher Struktur gegeben ist. Dies wird mit der Simulation der Sedimentdynamik im nördlichen Nordatlantik während der letzten Maximalvereisung exemplarisch vorgeführt (Kapitel 8).

4 Das Modellgebiet und die Modelltopographie

Das Modellgebiet umfaßt den nördlichen Nordatlantik, also die Labradorsee, den Nordostatlantik ab ca. $35^{\circ}\text{W}/35^{\circ}\text{N}$, die Grönlandsee, das Europäische Nordmeer, die Nordsee, die Norwegische See, die Barentssee sowie Teile des Nordpolarmeeres (das Frambecken) bis zum geographischen Nordpol (Abb. 4). Die Modellränder sind im Polarmeer, in der Barentssee und im Atlantik geschlossen.

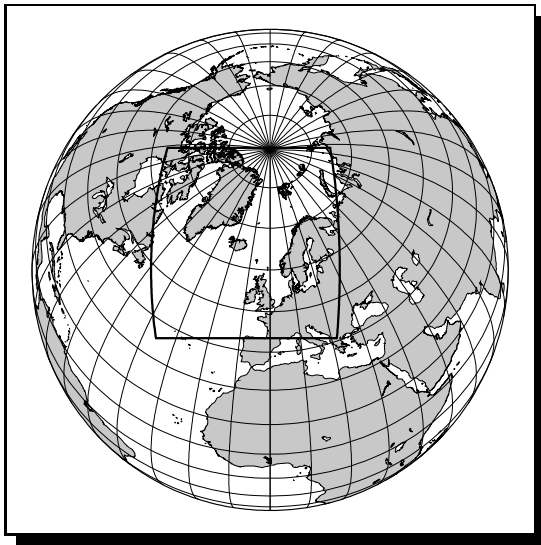


Abbildung 4: *Das Modellgebiet von SENNA und PATRINNA.*

Beschränkung auf einen relativ kleinen Teil des Weltozeans erforderlich, wenn man u. a. die Massen-, Wärme-, Salz- und Sedimenttransporte durch Meeresstraßen wie zum Beispiel die Dänemarkstraße (Breite ca. 250 km), den Island-Färöer-Rücken (Breite ca. 400 km) oder die Framstraße (Breite ca. 400 km) berechnen will. Durch diese Begrenzung ist es möglich, die horizontale räumliche Gitterauflösung auf einige zehn Kilometer zu erhöhen.

Es stellt sich die Frage, warum das Modellgebiet auf den nördlichen Nordatlantik eingegrenzt ist, da eine wirklich realistische Modellierung von Zirkulation und Sedimentation nur unter Berücksichtigung des gesamten Weltozeans wirklich möglich ist. Eine globale Modellierung läßt sich jedoch bei der zur Zeit zur Verfügung stehenden Rechenzeit modernster Computer nur mit einer räumlichen Auflösung von einigen hundert Kilometern durchführen [CROSS und HARBAUGH, 1989; TETZLAFF, 1989]. Da für eine sinnvolle Modellierung des Europäischen Nordmeeres Gitterabstände dieses Ausmaßes jedoch viel zu groß sind, ist eine

Durch die Abtrennung des Modellgebietes von dem Weltozean entstehen künstliche Ränder. Um dennoch zu realistischen Ergebnissen zu gelangen, legt man die künstlichen Modellränder weitab von dem eigentlichen Interessengebiet. Zusätzlich werden an diesen neu gebildeten Grenzen die Eigenschaften des restlichen Weltozeans vorgeschrieben [TETZLAFF, 1989]. Durch diese zusätzlichen Randbedingungen erreicht man die Interaktion zwischen dem Modell und der „umgebenden Welt“. Wichtig ist, daß diese Vorgaben von hoher Genauigkeit sind, da ungeeignete Flüsse in das bzw. aus dem Modellgebiet heraus zu einem dynamischen Ungleichgewicht führen, in welchem die Nettoerosion bzw.

–deposition nahe des Ein- bzw. Ausstroms „Löcher“ oder „Hügel“ produziert. Dieses Phänomen ist auch als „Wasserfalleffekt“ bekannt [TETZLAFF, 1989]. Er tritt auch bei einer ungünstigen Vorgabe von positiven Sedimentquellen für die Sedimentzufuhr und negativen Sedimentquellen für den Transport aus dem Modellgebiet heraus an den lateralen Rändern und am oberen Modellrand auf. In diesem Fall muß dann eine Adjustierung der Randbedingungen erfolgen (Kapitel 6) [TETZLAFF, 1989]. Mit Hilfe von geeigneten Vorgaben lassen sich zusätzlich auch die biologische Produktion bzw. der biologische Abbau in das Modell integrieren [MCLEAN, 1985].

Die in dieser Arbeit vorgestellten Modellversionen von SENNA und PATRINNA sind nicht auf dem normalen geographischen Koordinatensystem formuliert, sondern auf einem rotierten, bei dem der Schnittpunkt von Äquator und Nullmeridian um 60 Bogengrad nach Norden verdreht ist. Der „neue“ Nordpol hat dadurch seine Koordinaten bei $180^{\circ}\text{W}/30^{\circ}\text{N}$. Dadurch wird die Meridiankonvergenz minimiert. Diese führt bei den Vorgängerversionen zu sehr kleinen Gitterweiten in den hohen Breiten ($\approx 3.8\text{ km}$ bei 88° N im Vergleich zu $\approx 91\text{ km}$ bei 35° N) und damit zu unpraktikabel kurzen Zeitschritten sowie zu einem generell hohen Modellrauschen [KEIR ET AL., 1993]. In der aktuellen, im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Version wird mit der horizontalen Gitterauflösung von 95×95 Punkten durch die Koordinatenrotation eine Auflösung von 0.5 Grad (ca. 50 km) in beiden Koordinatenrichtungen erreicht. In der Vertikalen enthalten die beiden Modelle 17 Schichten; die einzelnen Tiefen der Modelltopographie sind in der nachstehenden Tabelle 1 aufgelistet. Die Dicke und Anzahl der Schichten ist so gewählt, daß bei einer Absenkung des globalen Meeresspiegels um 100 Meter im Glazial noch mindestens zwei Modellschichten über den Schwellen in der Framstraße sowie in der Dänemarkstraße und zwischen Island und Schottland vorhanden sind [BARD ET AL., 1990; DYER, 1986; FAIRBANKS, 1989; PELTIER, 1994; SEIBOLD, 1993b; VORREN ET AL., 1986b]. Dies ist besonders wichtig, weil, zumindest für die heutige Situation, nur so die Modellierung entgegengesetzter Strömungen und Sedimenttransporte realistische Ergebnisse erbringen kann [LEGUTKE, 1989, STEVENS, 1991]. Dazu kommt noch die 1 cm dicke Bodenschicht zur Modellierung der bodennahen Prozesse, auf die in Abschnitt 5.1 auf Seite 16 näher eingegangen wird.

Schicht	Schicht- unter- grenze	Schicht- dicke Δz	Schicht	Schicht- unter- grenze	Schicht- dicke Δz
1	50	50	10	1250	250
2	100	50	11	1500	250
3	150	50	12	2000	500
4	200	50	13	2500	500
5	300	100	14	3000	500
6	400	100	15	3500	500
7	500	100	16	4000	500
8	750	250	17	5000	1000
9	1000	250			

Tabelle 1: *Modelltiefen der Modelle im rotierten Koordinatensystem. Dargestellt sind die Anzahl der vertikalen Schichten sowie die Untergrenze und die Dicke der Schichten in Metern.*

Die folgende auf dem ETOPO5-Datensatz [1986] basierende bathymetrische Karte (Abb. 5) zeigt die Höhen- und Tiefenstufen der einzelnen Meeresbecken und -schwelen sowie der Meeresrücken und -kuppen. Ausgehend von diesem Datensatz sind für zwei Zeitscheiben mit den beiden unterschiedlichen Meeresspiegelwasserständen und Vereisungsstadien die auf das Modellgitter reduzierten Modelltopographien konstruiert worden. Diese werden auch in dem mit den Sedimentationsmodellen SENNA und PATRINNA gekoppelten ozeanischen Zirkulationsmodell SCINNA [SCHÄFER-NETH, 1994] verwendet.

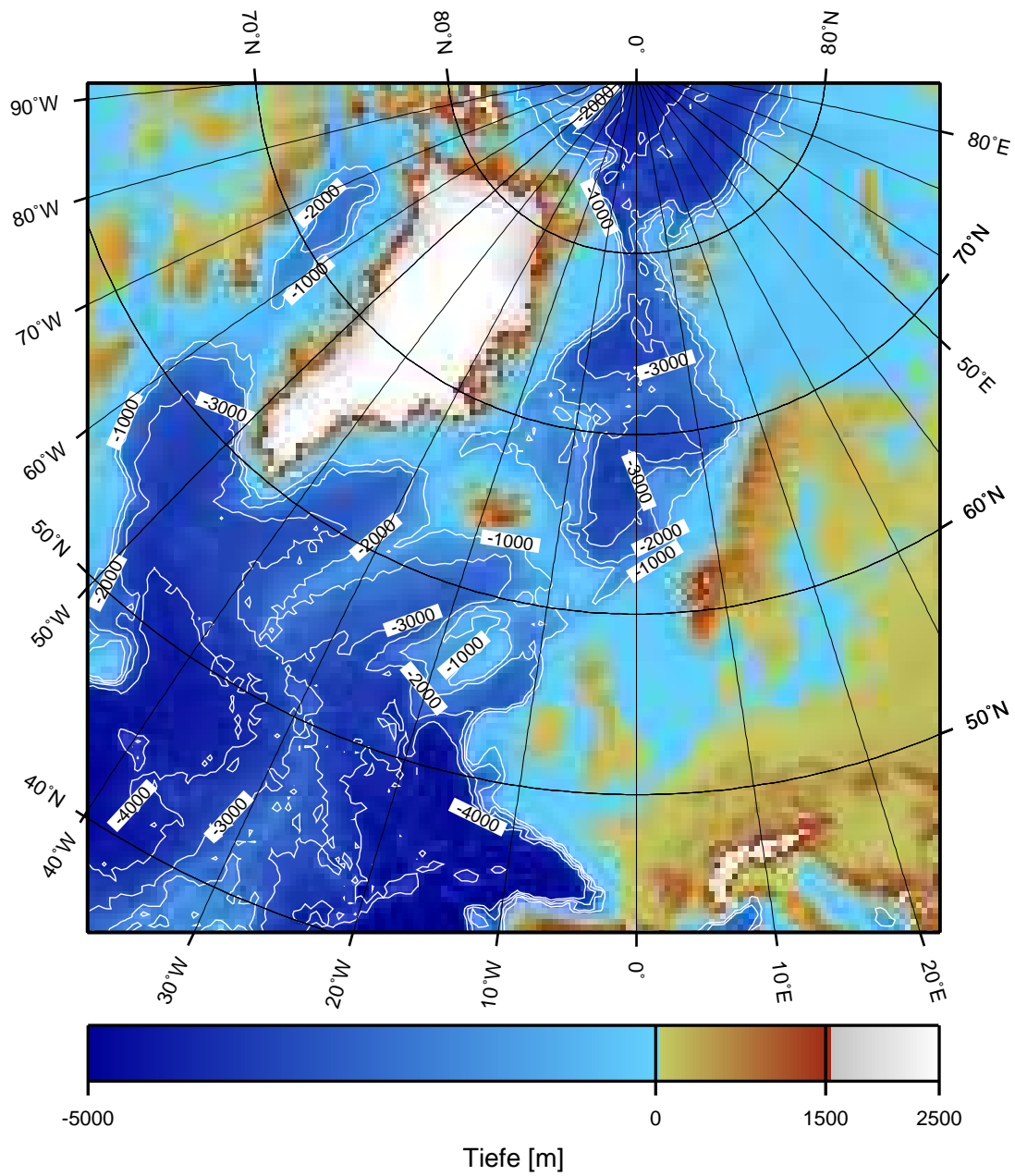


Abbildung 5: Das Modellgebiet von SENNA und PATRINNA: Dargestellt sind die Höhen und Tiefen aus dem ETOPO5-Datensatz [1986].

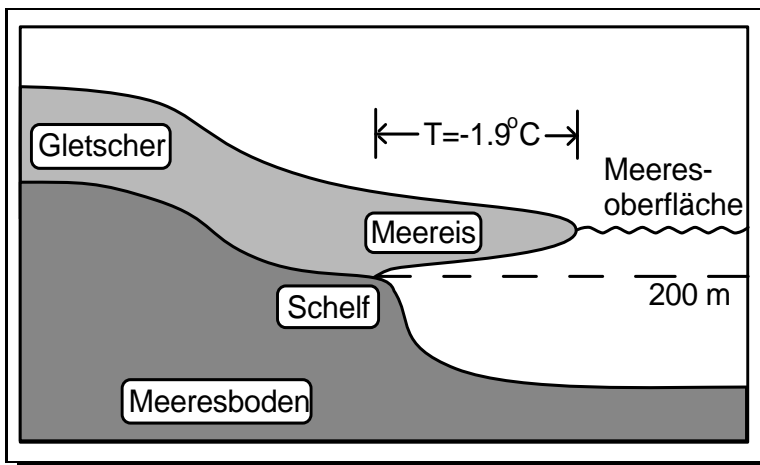


Abbildung 6: Berücksichtigung der Meeresspiegelabsenkung gegenüber der rezenten Topographie und der Vereisung der Schelfe.

Die beiden nächsten Abbildungen stellen die für die Modellrechnungen verwendeten Topographien dar: Abbildung 7 zeigt die rezente Modelltopographie, Abbildung 8 die Topographie des letzten glazialen Maximums vor 18 000 ^{14}C -Jahren mit einem um 100 Meter abgesenkten Meeresspiegel [BARD ET AL., 1990; FAIRBANKS, 1989; PELTIER, 1994; SEIBOLD, 1993b]. Des weiteren

wird die Schelfvereisung berücksichtigt (Abb. 6). Aus der Lage von Endmoränen, aus Messungen an Sedimentkernen, aus den Schleifmarken verdrifteter Eisberge („iceberg plough marks“), die durch den Bodenkontakt Material aufnehmen, mit sich tragen und beim Kalben und Abschmelzen an anderer Stelle wieder freigeben, lassen sich glaziale Vereisungszustände rekonstruieren [ANDERSEN, 1979; ANDREWS ET AL., 1994; CLIMAP, 1981; LEHMAN ET AL., 1991; MANGERUD ET AL., 1992; VORREN UND KRISTOFFERSEN, 1986a; VORREN ET AL., 1989]. In der genannten Literatur wird eine Vereisung der inneren Schelfgebiete bis in eine Tiefe von ca. 250 Metern genannt. Aus den Reflexionen seismischer Messungen hat sich ergeben, daß bei Wassertiefen — gemessen vom derzeitigen Meeresspiegelniveau — größer als 400 Meter keine Umwälzung bzw. Aufarbeitung des Meeresbodens durch Eisberge im Glazial stattgefunden hat [MIENERT ET AL., 1992]. Ausgehend von diesen Informationen ist der glaziale Modellozean (Abb. 8) nach der Meeresspiegelabsenkung um alle Regionen, die flacher als 200 Meter sind, reduziert worden. Hierdurch verringert sich das Modellgebiet um die Barentssee und die Nordsee [VOGT, 1986]. Die Querschnitte der Dänemarkstraße und der „Meeresenge“ zwischen Island und Schottland sowie derjenige der Framstraße werden ebenfalls kleiner.

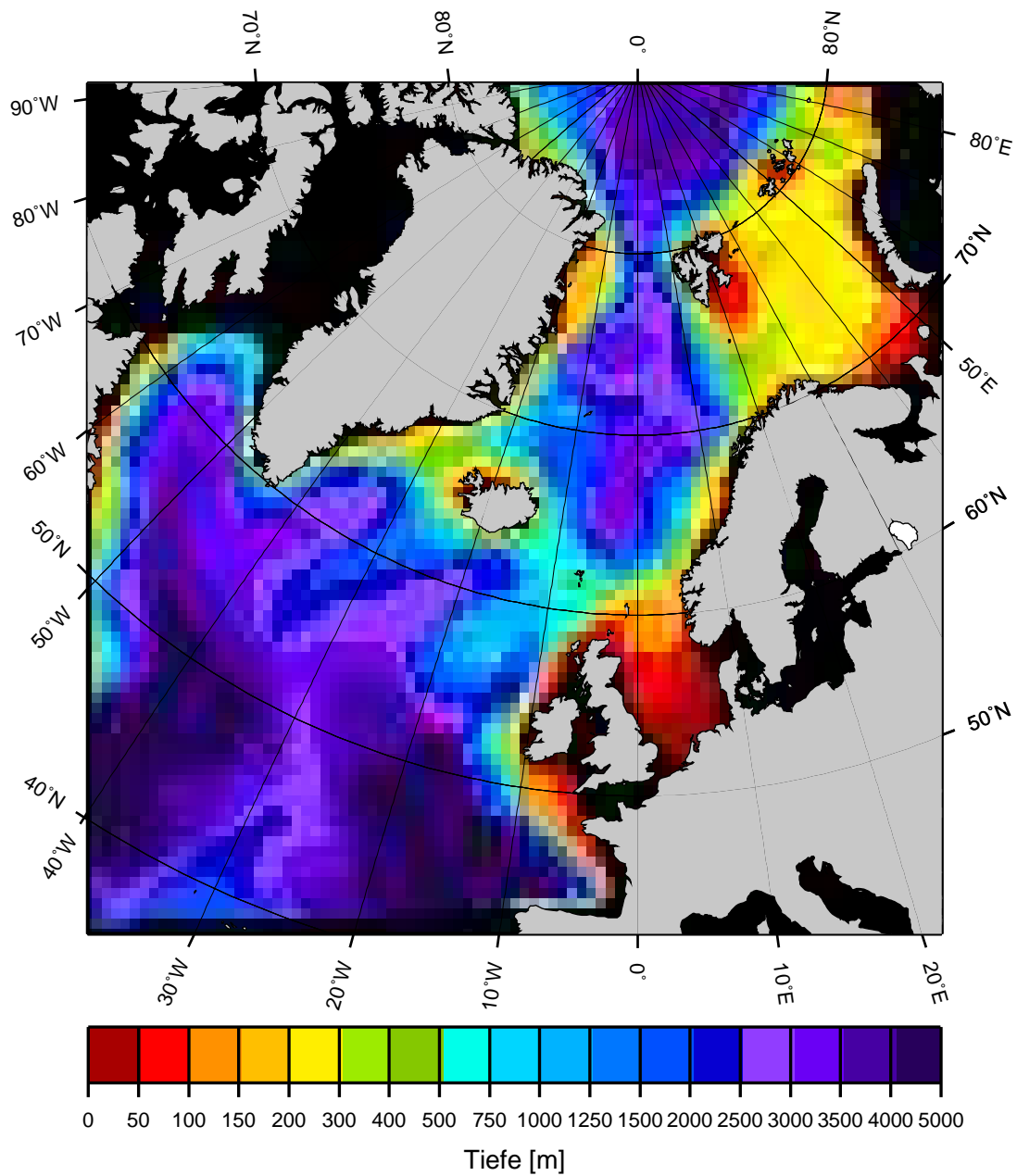


Abbildung 7: Die rezente auf dem ETOPO5-Datensatz [1986] basierende Modelltopographie von SENNA und PATRINNA.

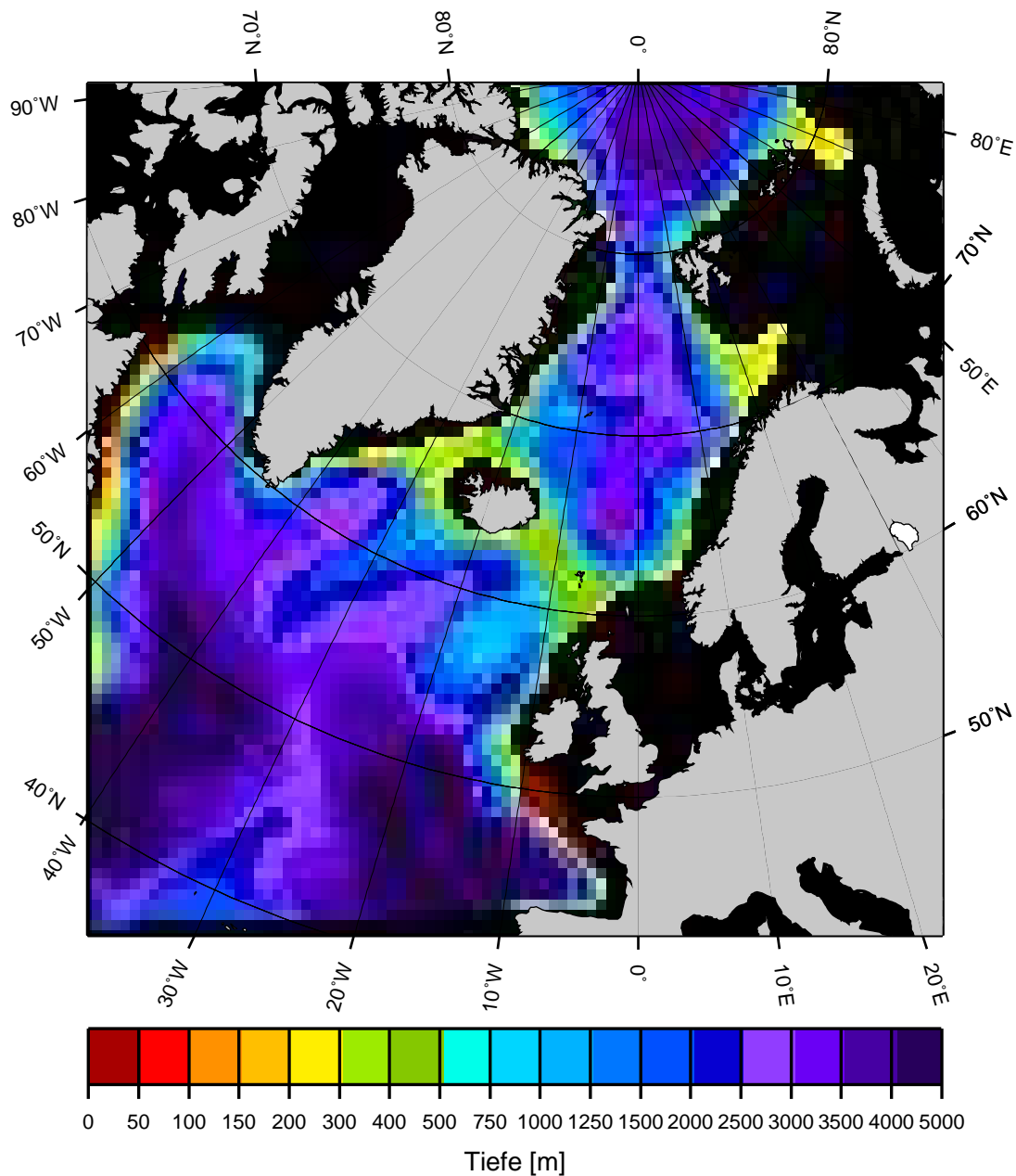


Abbildung 8: Darstellung der Modelltopographie des letzten glazialen Maximums vor 18 000 ¹⁴C-Jahren von SENNA und PATRINNA mit einem um 100 Meter [BARD ET AL., 1990; FAIRBANKS, 1989; PELTIER, 1994; SEIBOLD, 1993b] abgesenkten Meeresspiegel und einer simulierten Vereisung der Schelfe, bei der alle Gebiete, die flacher als 200 Meter sind, entfallen [ANDERSEN, 1979; ANDREWS ET AL., 1994; LEHMAN ET AL., 1991; MANGERUD ET AL., 1992; MIENERT ET AL., 1992; VORREN und KRISTOFFERSEN, 1986a; VORREN ET AL., 1989].

5 Die Modellentwicklung von SENNA und PATRINNA

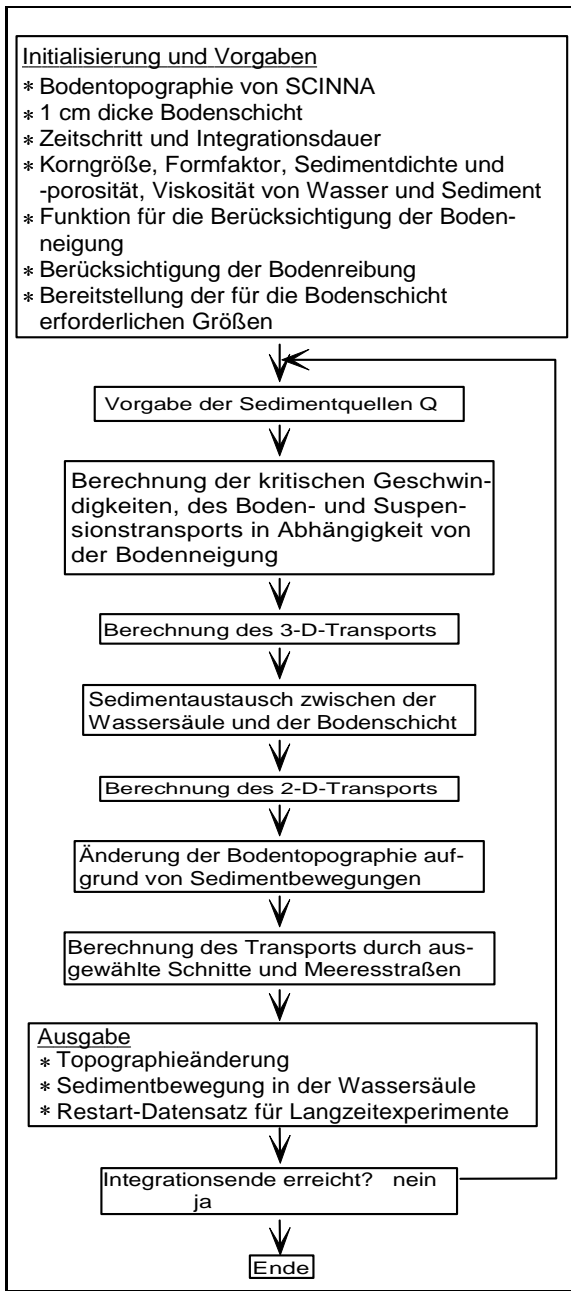


Abbildung 9: Das Flußdiagramm von SENNA.

Sedimentquelle bis zur Deposition oder bis zum Verlassen des Modellgebietes entsprechend den Strömungen im Ozean verfolgt werden („particle tracing“).

Die beiden im Rahmen dieser Dissertation neu entwickelten großräumigen dreidimensionalen numerischen Modelle SENNA und PATRINNA sind in FORTRAN programmiert: Es sind 41 FORTRAN-Routinen entwickelt worden. Der Quellcode von SENNA umfaßt 1 0001, der von PATRINNA 7 218 Zeilen (ca. 165 bzw. 120 Seiten), wobei die Dokumentation, die ungefähr ein Viertel ausmacht, hierin mit einbezogen ist. Die Analyse-Software umfaßt weitere 7 600 Programmzeilen (ca. 125 Seiten). Eine detaillierte Beschreibung erfolgt in den nachstehenden Abschnitten. Da die beiden Modelle speziell für Langzeitsimulationen konstruiert sind [HAUPT ET AL., 1992; SCHÄFER-NETH ET AL., 1992], muß die Modellphysik einfach strukturiert sein, um die Sedimentdynamik, ausgehend von terrigenem und biogenem Sedimenteintrag, mit einem vertretbaren Rechenzeitaufwand durchführen zu können. Ein wichtiges Ziel der Modellierung besteht darin, daß bei Erreichen von kritischen Geschwindigkeiten Sediment *aufgewirbelt*, transportiert *und somit umgelagert* werden kann. Es wird also nicht wie in vielen anderen Sedimentationsmodellen lediglich ein Meeresbecken aufgefüllt. Mit den beiden Modellen können nun vielmehr die Sedimentumlagerungen und -transporte sowie auch der Weg einzelner Partikel von der

5.1 SENNA = SEDimentation (Erosion, Transport and Deposition) in the Northern North Atlantic

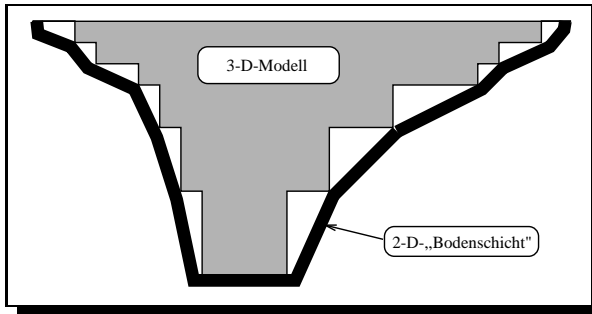


Abbildung 10: *Kopplung des dreidimensionalen Modells mit dem zweidimensionalen. Dargestellt sind das dreidimensionale Modell und die 1 cm dicke Bodenschicht.*

SENNA besteht im wesentlichen aus zwei gekoppelten Modellen, zwischen denen ein vertikaler Austausch von in Suspension befindlichem Sediment stattfindet (Abb. 9 und 10). Das erste Modell beinhaltet den dreidimensionalen Sedimenttransport in der Wassersäule [BITZER und PFLUG, 1990; MCCAVE und GROSS, 1991; ZANKE, 1977b], das zweite zweidimensionale Modell die bodennahen Prozesse in einer 1 cm starken Bodenschicht [PULS, 1981; SÜNDERMANN und KLÖCKER, 1983; ZANKE, 1978]. Diese verläuft in allen Tiefen parallel zum Boden. Obwohl das Modell für die Tiefsee eingesetzt werden soll, wurde die Schichtdicke von nur einem Zentimeter gewählt, weil aus einer Vielzahl von Beobachtungen und Versuchen im Strömungskanal die Zusammenhänge zwischen der Temperatur, dem Salzgehalt, der Viskosität, den Strömungsgeschwindigkeiten und dem Boden- und Suspensionstransport in Bodennähe relativ gut bekannt sind und damit entsprechende Gleichungen bereitstehen.

In dem ersten dreidimensionalen Teilmodell von SENNA wird der laterale Sedimenteintrag durch den Küstenabfluß (weltweit ca. 24 300 Mio t/yr [MARCINEK und ROSENKRANZ, 1988]) sowie der Eintrag von Partikeln in die Wassersäule berücksichtigt. Der Eintrag in die Wassersäule kann in zwei Tiefenhorizonte aufgeteilt werden: In den obersten „Stockwerken“ des Ozeans wird sedimentierbares Material durch verschiedene Prozesse zur Verfügung gestellt. Dieses sind u. a. der Eintrag von Material durch katabatische Winde in der Küstennähe von Grönland, durch die Winde in der Troposphäre (weltweit ca. 60 – 360 Mio t/yr) und durch das Abschmelzen sedimenthaltiger Eisberge, die mit der Strömung und dem Wind verdriftet werden (weltweit mit Gletschern ca. 100 Mio t/yr) [ALLEN, 1985; BLAUME, 1992; FRIEDMAN und SANDERS, 1978; GOLDSCHMIDT ET AL., 1992; MÖLLER, 1986; PICKARD und EMERY, 1988; REINECK und SINGH, 1980; SARNTHEIN ET AL., 1981; SEIBOLD und BERGER, 1993a]. Weiter gibt es eine Vielzahl von biologischen Faktoren — z. B. das Absterben von Plankton sowie die Produktion von Kotballen —, die bei der Vorgabe von geeigneten Sedimentquellen berücksichtigt werden können. So werden z. B. in den tieferen Horizonten die Kotballen in Aggregate eingebaut,

oder aber es erfolgt eine Biodegradation durch mikrobielle Aktivität [v. BODUNGEN ET AL., 1993]. Besonders wichtig ist zudem die Vorgabe des Sedimenteintrags bzw. der Sedimentverminderung an den künstlich geschaffenen Rändern — „Wasserfalleffekt“ —, um die Interaktion mit dem Weltozean herzustellen [MCLEAN, 1985; TETZLAFF, 1989].

Mit dem zweiten, die bodenparallelen Prozesse erfassenden zweidimensionalen Modell wird der Sedimentgehalt festgestellt, der durch Trübestrome bei Hangrutschungen („turbidity currents“) sowie von Erosion und Deposition in Abhängigkeit von den kritischen Geschwindigkeiten für den Boden- und Suspensionstransport, der Bodenneigung und der Bodenreibung bestimmt wird [ANDERSON und HUMPHREY, 1989; BOGÁRDI, 1974; GARDE und RANGA RAJU, 1977; HSÜ, 1989; PULS, 1981; SÜNDERMANN und KLÖCKER, 1983; ZANKE, 1976b; 1977a; 1978; 1982]. Aus den Änderungen des Sedimentgehalts in der 1 cm dicken Bodenschicht wird in Abhängigkeit von den genannten Größen die Änderung der Bodentopographie berechnet, die aus dem Zirkulationsmodell vorgegeben ist [KROHN, 1975; SÜNDERMANN, 1983].

Bei der Entwicklung eines Modells stellt sich die Frage nach den Prozessen, die durch dieses repräsentiert werden sollen. Da in einem einzigen Modell die Integration aller Abläufe, die in der Natur vorkommen, nicht möglich ist, können nur ausgewählte Prozesse modelliert werden. Welche das sind, hängt bei vorgegebener Fragestellung hauptsächlich von den Raum- und Zeitskalen ab. Die Herausforderung, die in der Entwicklung eines Modells liegt, besteht darin, daß die Prozesse so ausgesucht werden, daß sie die Hauptvorgänge räumlich und zeitlich weitestgehend beschreiben, ohne daß die Rechenleistung der zur Verfügung stehenden Computer überschritten wird. Simplifizierungen sind somit unumgänglich [CROSS und HARBAUGH, 1989].

Da viele geologische Prozesse noch nicht ausreichend bekannt sind, die Zusammenhänge in den numerischen Modellen aber in mathematische bzw. empirische Funktionen gefaßt werden müssen, wird vereinfachend in den beiden gekoppelten Modellen zunächst von einem homogenen Korngemisch mit einem mittleren Korndurchmesser ausgegangen [BITZER und PFLUG, 1989; SÜNDERMANN und KLÖCKER, 1983]. Die in der Wassersäule suspendierten Partikel werden mit der Strömung transportiert [BITZER und PFLUG, 1989]. Bei dem vertikalen Transport wird zusätzlich zur Vertikalgeschwindigkeit die Sinkgeschwindigkeit der in Suspension befindlichen Teilchen berücksichtigt. Diese hängt im Modell von der Korngröße, der Dichte und der kinematischen Viskosität des umgebenden Wassers ab sowie von der Partikeldichte, dem Formfaktor der einzelnen Partikel und dem Korndurchmesser und schließlich von der Schwerebeschleunigung [GIBBS ET AL., 1971; GIBBS, 1985a; MCCAVE und GROSS, 1991; ZANKE, 1977b]. Die Vertikalgeschwindigkeit ist also räumlich variabel und nicht wie in einigen Modellen beckenweit auf einen konstanten

Wert gesetzt [BITZER und PFLUG, 1989]. Dieses ist wichtig, da der Transport und die Deposition stark von der Sinkgeschwindigkeit w_s , die teilweise mehrere Größenordnungen über der Vertikalgeschwindigkeit des Wassers liegt, abhängig sind [MCCAVE, 1984].

Die Grundzusammenhänge bei der Sedimentbewegung werden in erster Linie von rein mechanischen Vorgängen bestimmt [DIETRICH ET AL., 1975; MILLER ET AL., 1977; ZANKE, 1982], und biologische Faktoren in Gewässern haben einen weitgehend unbekanntem Einfluß [RAUDKIVI, 1982]. Daher werden die folgenden Prozesse nicht berücksichtigt:

- Verkittung von Mikroorganismen (Koagulation)
- Änderung der Rauigkeit der Sedimente durch organischen Belag
- Flockenerscheinungen organischer Sedimente und Vermischung mit Sanden
- biologische und chemische Veränderungen organischer Sedimente
- Verwitterung des Ausgangsgesteins
- Wasserverschmutzung

Da bei der Rekonstruktion der Sedimentationsgeschichte jeweils maximale Zeitintervalle von ca. 1 000 Jahren betrachtet werden, kann davon ausgegangen werden, daß sich das Modellgebiet für diese aus geologischer Sicht relativ kurzen Zeitintervalle in einem isostatischen Gleichgewicht befindet [WOLD, 1992]. Tektonische Prozesse, die zu einer Veränderung des Meeresbodens durch langzeitige Hebungen und Senkungen führen, können somit vernachlässigt werden [SHAW und HAY, 1989]. Da Gegenstand der derzeitigen Modellversion nur die Modellierung der Änderung der Bodentopographie ist, wird die Kompaktion des Sediments wegen der geringen Sedimentauflast, die in den modellierten Zeiträumen von 500 bis 1 000 Jahren akkumuliert wird, nicht mit einbezogen. Die thermische Subsidenz kann als Effekt der Bodentopographieänderung ebenfalls vernachlässigt werden [STEPHENSON, 1989].

5.1.1 Die Modellgleichungen von SENNA

Das numerische Modell SENNA besteht aus einem dreidimensionalen Modell, das mit einem zweidimensionalen gekoppelt ist. Die benutzten Symbole und Abkürzungen sind in Tabelle 10 (S. 112ff.) einschließlich der verwendeten Einheiten aufgelistet.

5.1.1.1 Die Gleichungen des dreidimensionalen Modells

Das dreidimensionale Modell von SENNA umfaßt die folgenden Gleichungen: zum einen die Transportgleichung mit dem Quellterm Q [BRYAN, 1969; EPPEL, 1977/78; FAHRBACH ET AL., 1989; GERDES, 1988; STRUVE, 1978; TETZLAFF und HARBAUGH, 1989]

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\nabla \cdot (\vec{v} C) + Q, \quad (5.1)$$

zum anderen die Kontinuitätsgleichung für ein inkompressibles Medium ($d\rho_F/dt = 0$) [APEL, 1987; BRYAN, 1969; FAHRBACH ET AL., 1989; KURZ, 1977; KRAUSS, 1973; LEBLOND und MYSAK, 1978; POND und PICKARD, 1986; TETZLAFF und Harbaugh, 1989],

$$\nabla \cdot \vec{v} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (5.2)$$

und schließlich die hydrostatische Grundgleichung für den lokalen Druck [BRYAN, 1969; COX, 1990; HAUPT, 1990]

$$p(z) = p_{surf} + g \int_z^0 \rho_F dz. \quad (5.3)$$

Die nichtlineare Zustandsgleichung [MILLERO und POISSON, 1981; UNESCO, 1981]

$$\rho_F = \rho_F(T, S, p), \quad (5.4)$$

die Gleichung für die Sinkgeschwindigkeit w_s eines einzelnen Teilchens (s. Abschnitt 5.1.6.1, S. 36ff.)

$$w_s = w_s(\nu, \mu, d, \rho_F, \rho_S, FF, g) \quad (5.5)$$

und die Gleichung für die Bestimmung der dynamischen Viskosität [MATTHÄUS, 1972]

$$\mu = \mu(p, T, S) \quad (5.6)$$

werden durch Polynome approximiert. Die Gesamtvertikalgeschwindigkeit w_g der Teilchen setzt sich additiv aus der Vertikalgeschwindigkeit w des vorgegebenen Geschwindigkeitsfelds \vec{v} , die über die Kontinuitätsgleichung (5.2) errechnet wird, und der Sinkgeschwindigkeit w_s der Teilchen in der ruhenden Wassersäule zusammen:

$$w_g = w + w_s \quad (5.7)$$

Die Vertikalgeschwindigkeit w_{surf} an der Ozeanoberfläche ist aus dem Zirkulationsmodell SCINNA [SCHÄFER-NETH, 1994] durch die „rigid-lid“-Approximation mit

$$w_{surf} = 0 \quad \text{für } z = 0 \quad (5.8)$$

vorgegeben und verhindert vertikale Bewegungen an der Oberfläche [HAUPT ET AL., 1994]. Dadurch sind die schnellen externen Schwerewellen, die mit sehr kurzen Zeitskalen verbunden sind und somit auch den Zeitschritt Δt einer numerischen Integration begrenzen, eliminiert [COX, 1984; HAUPT, 1990; LEBLOND und MYSAK, 1978].

An den lateralen Berandungen (Küsten) gilt die „no-slip“-Bedingung [KRAUSS, 1966], die besagt, daß keine Tracerflüsse durch den Rand zugelassen sind, wobei der Index n die Ableitung normal zur Berandung beschreibt [LEBLOND und MYSAK, 1978]:

$$u, v, C_n = 0. \quad (5.9)$$

Am Boden gilt die „free-slip“-Randbedingung, das heißt, daß ohne Bodenreibung gerechnet wird

$$\frac{\partial u}{\partial z}, \frac{\partial v}{\partial z} = 0 \quad \text{für } z = -H, \quad (5.10)$$

und analog zu den lateralen Berandungen gibt es keine Flüsse von Tracern durch den Boden [COX, 1984; HAUPT, 1990]:

$$\frac{\partial T}{\partial z}, \frac{\partial S}{\partial z}, \frac{\partial C}{\partial z} = 0 \quad \text{für } z = -H. \quad (5.11)$$

Die Vertikalgeschwindigkeit w am Boden wird durch

$$w = - \left(u \frac{\partial H}{\partial x} + v \frac{\partial H}{\partial y} \right) \quad (5.12)$$

bestimmt [COX, 1984; HAUPT, 1990]. Durch das benutzte Diskretisierungsschema und Gitter ist sichergestellt, daß die Zirkulation und somit auch das transportierte Sediment der vorgegebenen Bodentopographie automatisch folgt.

5.1.1.2 Die Gleichungen des zweidimensionalen Modells

Das zweidimensionale Modell von SENNA ist in seinen Gleichungen ähnlich wie das dreidimensionale aufgebaut. Der Sedimenttransport wird durch die zweidimensionale Transportgleichung

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\nabla_H \cdot (\vec{v}_{bot} C) + Q \quad (5.13)$$

beschrieben.

Das zweidimensionale Modell enthält ebenso wie das dreidimensionale die hydrostatische Grundgleichung (vgl. Gl. (5.3)), die gleichen nichtlinearen Zustandsgleichungen zur Bestimmung der Dichte (vgl. Gl. (5.4)) und der dynamischen Viskosität (vgl. Gl. (5.6)). Ebenso wird neben der Sinkgeschwindigkeit w_s (s. Abschnitt 5.1.6.1, S. 36) auch die Vertikalgeschwindigkeit w über die Kontinuitätsgleichung (vgl. Gl. (5.2)) bestimmt, um die Gesamtvertikalgeschwindigkeit w_g der Sedimentpartikel zu errechnen. Obwohl dieses Modell aus nur einer 1 cm dicken Schicht besteht und die Bestimmung der Vertikalgeschwindigkeit überflüssig erscheinen mag, wird sie zur Kopplung der beiden Modelle benötigt. Die Kopplung der beiden Modelle sowie der Datenaustausch zwischen ihnen wird im folgenden Abschnitt 5.1.2 (s. S. 23) erläutert.

Weitere im Modell verwendete, durch Polynome approximierte Gleichungen sind die kritischen Geschwindigkeiten für den Beginn des Bodentransports (vgl. Abschnitt 5.1.6.2, S. 48)

$$v_{cm,b} = v_{cm,b}(|\vec{v}_{bot}|, \nu, \mu, d, \rho_F, \rho_S, FF, g) , \quad (5.14)$$

für den Beginn des Suspensionstransports (vgl. Abschnitt 5.1.6.2, S. 51)

$$v_{cm,s} = v_{cm,s}(\nu, \mu, d, \rho_F, \rho_S, FF, g) \quad (5.15)$$

und die kritische Geschwindigkeit für die Deposition (vgl. Abschnitt 5.1.6.2, S. 53):

$$v_{cm,d} = v_{cm,d}(\nu, \mu, d, \rho_F, \rho_S, FF, g) . \quad (5.16)$$

In Abhängigkeit von der in der 1cm dicken Bodenschicht reduzierten Geschwindigkeit \vec{v}_{bot} — PRANDTLsche Grenzschicht [SÜNDERMANN und KLÖCKER, 1983; ZANKE, 1978a] — (vgl. Gl. (5.45), Abschnitt 5.1.6.2, S. 46) am Boden wird der Bodentransport (vgl. Abschnitt 5.1.6.4, S. 58)

$$q_B = q_B(v_s, v_{c,b}, \nu, \mu, d, D^*, \rho_F, \rho_S, \rho', FF, g) \quad (5.17)$$

und der Suspensionstransport (vgl. Abschnitt 5.1.6.4, S. 59)

$$q_S = q_S(v_s, v_{c,b}, v_{c,s}, \nu, \nu_0, \mu, d, D^*, \rho_F, \rho_S, \rho', FF, g, p) \quad (5.18)$$

bestimmt. Der Gesamtsedimenttransport q ergibt sich additiv aus dem Boden- und Suspensionstransport:

$$q = q_B + q_S. \quad (5.19)$$

Die Änderung der Bodentopographie wird über die Kontinuitätsgleichung für Sediment berechnet [SÜNDERMANN und KLÖCKER, 1983; TETZLAFF und HARBAUGH, 1989]:

$$\gamma \frac{\partial h_{sed}}{\partial t} + \nabla_H \cdot q = 0. \quad (5.20)$$

Je nach Größe des möglichen Sedimenttransports und der im Fluid vorhandenen Sedimentmenge, die sich aus der Sedimentkonzentration C ergibt, kann Sediment erodiert bzw. abgelagert werden [GROSS und DADE, 1991; TETZLAFF, 1989]:

$$\frac{\partial h_{sed}}{\partial t} < 0 \quad \text{Erosion} \quad (5.21a)$$

$$\frac{\partial h_{sed}}{\partial t} > 0 \quad \text{Deposition} \quad (5.21b)$$

Dadurch ist eine *Umverteilung* von bereits abgelagerten Sedimenten möglich — ein Vorteil, über den viele andere Sedimentationsmodelle nicht verfügen [FROHLICH und MATTHEWS, 1991]. Befinden sich der mögliche und der tatsächlich vorhandene Gesamtsedimenttransport im Gleichgewicht, wird weder Sediment erodiert noch sedimentiert, sondern das in der Wassersäule vorhandene Material wird weitertransportiert. Im Modell wird für jeden Zeitschritt überprüft, ob dieses Transportgleichgewicht vorhanden ist.

5.1.2 Die Kopplung der beiden Modelle von SENNA

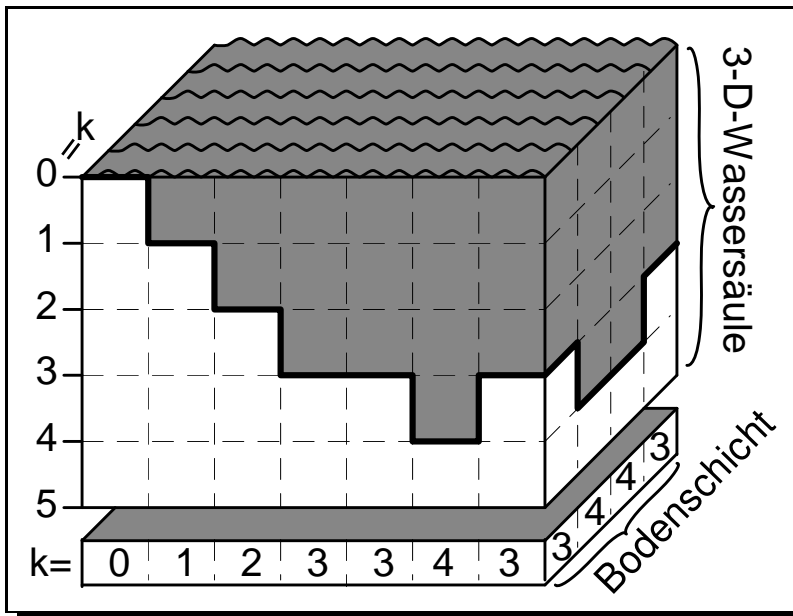


Abbildung 11: Projektion der untersten „Wasserschicht“ des dreidimensionalen Modells auf das zweidimensionale Modell.

Die Kopplung zwischen den beiden Modellen von SENNA besteht in dem Austausch von in Suspension befindlichem Sediment (Abb. 11). Initialisiert wird es mit den Daten des dreidimensionalen Modells. Hierzu wird an jedem Gitterpunkt (i, j) jeweils die unterste „Wasserschicht“ des dreidimensionalen Modells auf das zweidimensionale Gitter projiziert (vgl. Abschnitt 5.1.3, Abb. 12, S. 25 und Abb. 13, S. 26).

Wie bereits in dem vorhergehenden Kapitel 4 angesprochen, ist bei der Vorgabe von Randbedingungen eine hohe Genauigkeit entscheidend, da ungeeignete Flüsse in das bzw. aus dem Modellgebiet heraus zu einem dynamischen Ungleichgewicht führen, in welchem die Nettoerosion bzw. -deposition „Löcher“ oder „Hügel“ produziert [TETZLAFF, 1989]. Dieser Effekt tritt auch bei der Projektion des Geschwindigkeitsfelds vom dreidimensionalen Gitter auf das zweidimensionale Gitter überall dort auf, wo in der Modelltopographie durch eine Tiefenänderung eine Schicht hinzukommt bzw. entfällt. Dieses liegt darin begründet, daß die unterschiedlichen Tiefenhorizonte des vorgegebenen Geschwindigkeitsfelds aus SCINNA [SCHÄFER-NETH, 1994], die auf das zweidimensionale Gitter projiziert werden, in den Beträgen der Strömungsgeschwindigkeit sowie teilweise auch in den Richtungen aneinander angrenzender Volumenzellen nicht optimal zueinander passen: Allein durch die unterschiedlichen Strömungsgeschwindigkeiten ergeben sich an angrenzenden Volumenzellen unterschiedliche Transportraten für den Boden- und Suspensionstransport, die zum Teil auch noch in ihrer Richtung stark voneinander abweichen. Die Folge sind „Löcher“ und „Hügel“ in der Bodentopographie. Um diesen Effekt im Modell zu minimieren, kann das auf das zweidimensionale Modell projizierte Geschwindigkeitsfeld mit einem gleitenden, mit dem Abstand gewichteten Mittel, wahlweise über 9 oder 25 Punkte geglättet werden. In Simulationen mit den gleichen Randbedingungen hat sich gezeigt, daß nach fünf- bis zehnmalem Glätten — die Anzahl kann frei vorgegeben werden —

ein glattes, aber dennoch nach wie vor horizontal variierendes Geschwindigkeitsfeld vorliegt. Mit einem solchen Feld kann ein Experiment dann problemlos über 500 Modelljahre und länger gerechnet werden, ohne daß es zu extremen Unterschieden in der Transportkapazität der Bodenströmung an benachbarten Gitterpunkten kommt. Durch die Glättung des Bodengeschwindigkeitsfelds entfallen weitere Korrekturen wie z. B. eine Glättung des Felds mit der errechneten Änderung der Bodentopographie.

Der Austausch von Sediment ist abhängig von der Gesamtvertikalgeschwindigkeit w_g an der Grenzfläche zwischen den beiden Modellen. Ist diese positiv, also nach unten gerichtet, findet ein Transport vom dreidimensionalen Modell in das zweidimensionale statt, ist sie negativ, wird Sediment vom Boden in die Wassersäule befördert. Im Modell erfolgt dieser Austausch über eine eindimensionale Transportgleichung

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\frac{\partial w_g}{\partial z}, \quad (5.22)$$

wobei überprüft werden muß, ob in dem Modell, in dem die Sedimentkonzentration verringert wird, ausreichend Material vorhanden ist. Ist das nicht der Fall, wird der Austausch entsprechend verringert. Es besteht aber auch die Möglichkeit des Überangebots an Sediment im dreidimensionalen Modell. In diesem Fall kann bei einem vom zweidimensionalen ins dreidimensionale Modell gerichteten Transport die 1 cm dicke Bodenschicht nicht die gesamte Sedimentmenge aufnehmen. In diesem Fall wird der Sedimenttausch über den bzw. die nächsten Zeitschritte ohne Verletzung des COURANT-FRIEDRICHS-LEWY-Kriteriums [EPPEL, 1977/78; MESINGER und ARAKAWA, 1976; STRUVE, 1978], kurz CFL-Kriterium genannt, (s. Abschnitt 5.1.3, Gl. (5.25a-c), S. 27) verteilt. Damit können Langzeitsimulationen mit einem akzeptablen Zeitschritt gerechnet werden. Denn der maximale vertikale Zeitschritt wird, legt man eine konstante Vertikalgeschwindigkeit über die Tiefe zugrunde, durch die Schicht mit der geringsten Schichtdicke (vgl. Kapitel 4, Tab. 1, S. 10) begrenzt. Im dreidimensionalen Modell beträgt diese 50 m. Will man jedoch diese Maßnahme nicht anwenden, begrenzt die 1 cm dicke Bodenschicht den Zeitschritt, der dadurch in der derzeitigen Modellkonfiguration um den Faktor $1 \text{ cm}/50 \text{ m} = 1/5000$ verkleinert werden muß. In diesem Fall wird dann in sehr vielen kleinen Schritten das Sediment zwischen den beiden Modellen ausgetauscht. Da die Gesamtvertikalgeschwindigkeit w_g der sinkenden Teilchen in den größeren Tiefen durchweg ein bis mehrere Größenordnungen über den Horizontalgeschwindigkeiten liegt, würde man bei vergleichenden Experimenten zum gleichen Resultat gelangen — jedoch mit stark unterschiedlichen Rechenzeiten.

5.1.3 Das Modellgitter und die zeitliche Integration

SENNA wie auch PATRINNA (siehe Abschnitt 5.2, S. 62) sind in den vorgestellten „rotierten“ Versionen speziell an das Zirkulationsmodell SCINNA angepaßt [HAUPT ET AL., 1994; 1995; SCHÄFER-NETH, 1994]. Aus diesem Grund sind sie ebenfalls auf dem ARAKAWA-B-Gitter („staggered-grid“) diskretisiert [COX, 1984; MESINGER und ARAKAWA, 1976]. Bei diesem Gitter sind die Gitterpunkte des Geschwindigkeitsfelds um jeweils eine halbe Gitterweite gegenüber den Punkten, die mit der Temperatur, dem Salzgehalt und den sedimentologischen Modellvariablen besetzt sind, versetzt (Abb. 12).

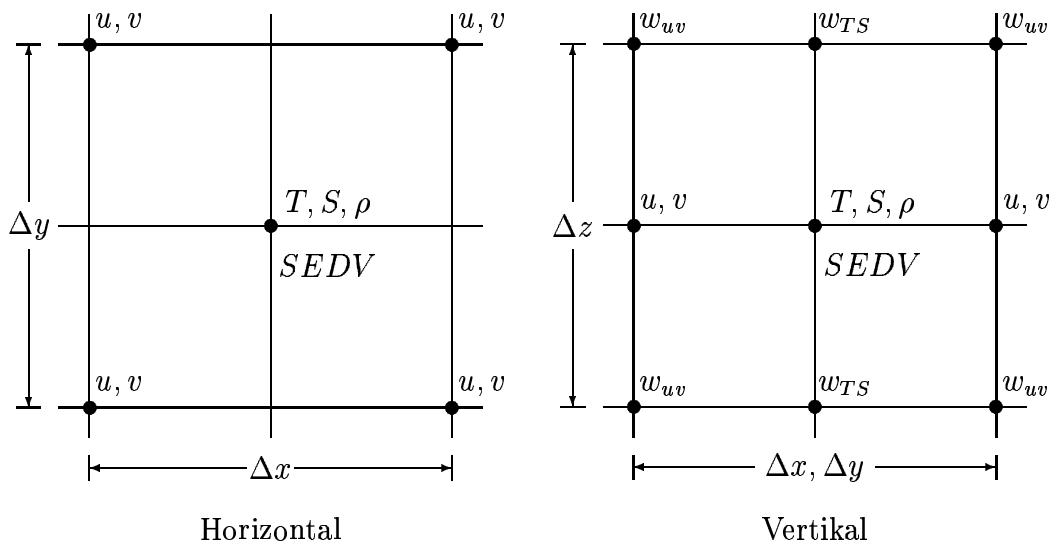


Abbildung 12: Das ARAKAWA-B-Gitter: Räumliche Diskretisierung des dreidimensionalen Modells von SENNA [COX, 1984; MESINGER und ARAKAWA, 1976]. Die Gitterpunkte des Geschwindigkeitsfelds (u, v) sind gegenüber denen der Temperatur (T), des Salzgehalts (S) sowie der sedimentologischen Variablen ($SEDV$) um eine halbe Gitterweite versetzt.

In der zusätzlich an das dreidimensionale Modell gekoppelten 1 cm starken Bodenschicht sind die Variablen horizontal ebenfalls auf dem ARAKAWA-B-Gitter angeordnet (vgl. Abb. 12). Vertikal sind jedoch sämtliche Gitterpunkte der Vertikalgeschwindigkeiten in der gleichen Ebene wie die Gitterpunkte der Horizontalgeschwindigkeiten, der Temperatur, des Salzgehalts und der sedimentologischen Variablen angeordnet (Abb. 13).

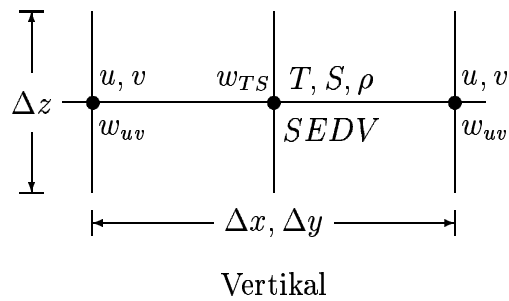


Abbildung 13: Räumliche Diskretisierung des zweidimensionalen Modells von SENNA: Horizontal sind die Variablen des Geschwindigkeitsfelds (u, v) gegenüber denen der Temperatur (T), des Salzgehalts (S) sowie der sedimentologischen Variablen ($SEDV$) um eine halbe Gitterweite versetzt; die Anordnung ist also identisch mit dem ARAKAWA-B-Gitter (vgl. Abb. 12) [COX, 1984; MESINGER und ARAKAWA, 1976]. Vertikal sind die Variablen alle in einer Ebene angeordnet.

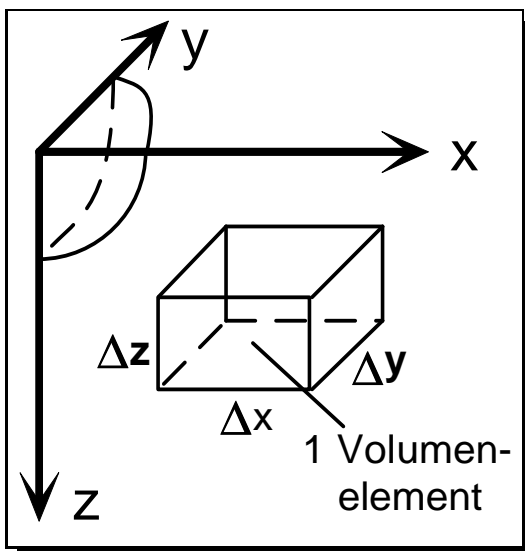


Abbildung 14: Das Koordinatensystem.

Die Modelle SENNA und PATRINNA verwenden ein rechtwinkliges kartesisches Koordinatensystem, bei dem die vertikale z -Achse positiv nach unten gerichtet ist (Abb. 14). Um die Kugelgestalt des betrachteten Erdausschnittes zu berücksichtigen, wird die gekrümmte Oberfläche durch variable horizontale Gitterabstände nachempfunden, das heißt, daß die zonalen Gitterabstände Δx ausgehend vom Äquator mit zunehmender Breite verringert werden. Die meridionalen und vertikalen Gitterabstände Δy und Δz bleiben dagegen fest.

Die zeitliche Integration wird ausgehend vom ruhenden Anfangszustand für $t = 0$ mittels des auf einer Differenzendarstellung beruhenden „upstream differencing“-Verfahrens realisiert [MESINGER und ARAKAWA, 1976; STRUVE, 1978]. Dieses Verfahren ist sehr zeitsparend [DUBE ET AL., 1986] und stellt einen wichtigen Faktor für Langzeitsimulationen dar. Maßgeblich ist jedoch, daß dieses Verfahren — auch „donor cell“- bzw. „upwind“-Verfahren genannt — positiv definit ist: Eine Größe, die positiv ist, bleibt während der Zeitintegration weiterhin positiv („positivity“) [EPPEL, 1977/78; SMOLARKIEWICZ, 1983]. Dies ist besonders wichtig beim Transport von positiven Größen, wie zum Beispiel bei dem Transport von Sediment oder aber von Wasserdampf und Spurengasen in der Atmosphäre, die sich zusätzlich auch noch über

komplexe Reaktionen ineinander umwandeln können. Weiterhin pflanzt sich eine vorgegebene Störung in Richtung der physikalisch korrekten Advektion fort und nicht wie in einigen anderen Zeitdiskretisierungen entgegengesetzt [MESINGER und ARAKAWA, 1976; STRUVE, 1978].

Das „upstream differencing“-Schema erfordert die zeitabhängigen Variablen zu zwei verschiedenen Zeitpunkten (t_n und t_{n+1}); die Variablen werden in den nächsten Abschnitten vorgestellt. Die Sedimentkonzentration C ist eine solche zeitabhängige Variable im Modell. Man benötigt also die folgenden Werte

$$\begin{aligned} C_n & : \text{Konzentration zum aktuellen Zeitpunkt } t_n \\ C_{n+1} & : \text{Konzentration zum nächsten, zu berechnenden Zeitpunkt } t_{n+1} \\ D(C_n) & : \text{Ortsableitung von } C_n \text{ zum Zeitpunkt } t_n \end{aligned}$$

während der Integration, wobei der Zeitpunkt t_n durch

$$t_n = t_0 + n \Delta t \quad \text{mit} \quad \begin{cases} n = 1, 2, 3, \dots \\ t_0 = \text{Zeit bei Beginn der Integration} \\ \Delta t = \text{Zeitschritt} \end{cases} \quad (5.23)$$

gegeben ist. Dabei wird der neu zu berechnende Modellzustand zum Zeitpunkt t_{n+1} aus dem aktuellen Zustand und den Ableitungen — beide zum Zeitpunkt t_n — wie folgt berechnet:

$$C_{n+1} = C_n + \Delta t * D(C_n) . \quad (5.24)$$

Das massenerhaltende „upstream differencing“-Schema zählt zu den Verfahren erster Ordnung, hat einen geringen Phasenfehler und unterliegt einer Dämpfung [STRUVE, 1978]. Es enthält gerade das Minimum an Diffusion, das notwendig ist, die Konzentration C zu jedem Zeitpunkt nicht negativ werden zu lassen [GERDES, 1988; STRUVE, 1978]. Voraussetzung für die Positivität ist die Erfüllung des COURANT-FRIEDRICHS-LEWY-Kriteriums [EPPPEL, 1977/78; MESINGER und ARAKAWA, 1976; SMOLARKIEWICZ, 1983; STRUVE, 1978]:

$$c \geq u \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (5.25a)$$

$$c \geq v \frac{\Delta t}{\Delta y} \quad \text{mit} \quad c \leq 1 \quad (5.25b)$$

$$c \geq w_g \frac{\Delta t}{\lambda_z} \quad (5.25c)$$

Der von dem vorgegebenen Geschwindigkeitsfeld, den Gitterabständen und dem Zeitschritt abhängige Phasenfehler sowie die Dämpfung können minimiert werden, indem der Zeitschritt Δt so gewählt wird, daß die COURANT-Zahl c gegen 1 konvergiert ($c \rightarrow 1$). Im Extremfall kann bei einem konstanten Geschwindigkeitsfeld mit $c = 1$ gerechnet werden [STRUVE, 1978]. Die COURANT-Zahl darf jedoch nicht größer als eins werden, da sonst die Positivität der Konzentration C nicht mehr gegeben ist [EPPEL, 1977/78; MESINGER und ARAKAWA, 1976]. Die Modelle für die einzelnen Simulationen werden mit jeweils einem konstanten Geschwindigkeitsfeld angetrieben. Das ermöglicht, den maximalen Zeitschritt von allen Gitterpunkten zu bestimmen:

$$\Delta t \leq \min \left(\frac{dx_{i,j}}{|u_{i,j,k}|}, \frac{dy_{i,j}}{|v_{i,j,k}|}, \frac{dz_k}{|w_{g_{i,j,k}}|} \right) \quad (5.26)$$

In der Gleichung (5.26) werden die horizontalen Gitterpunktabstände in Ostwest- und Nordsüdrichtung durch $dx_{i,j}$ und $dy_{i,j}$, die vertikalen Gitterabstände durch dz_k sowie die drei dazugehörigen Geschwindigkeitskomponenten $u_{i,j,k}$, $v_{i,j,k}$ und $w_{g_{i,j,k}}$ dargestellt.

5.1.4 Diskretisierung der Gleichungen von SENNA

Wie bereits angedeutet, müssen die programmierten Gleichungen bestimmte Eigenschaften erfüllen, damit man zu realistischen und physikalisch sinnvollen Ergebnissen gelangt. So muß gewährleistet sein, daß zum einen das System der Gleichungen massenerhaltend, das heißt numerisch stabil und zum anderen transportierend ist. Massenerhaltend bedeutet für die Transportgleichungen (5.1) und (5.13), daß sich zwar die Konzentration in den Volumenzellen mit der Zeit ändern darf, die Gesamtkonzentration bzw. die Gesamtmenge an transportiertem Sediment in der Summe über alle Volumenzellen gemittelt zeitlich konstant bleiben muß. Des weiteren müssen die Sedimentquellen und -senken im Gleichgewicht stehen. Weiter muß dafür gesorgt werden, daß bei der numerischen Advektion die diskretisiert programmierten Gleichungen transportierend sind. Eine weitere Anforderung besteht darin, daß sie einfach sind, damit die Simulation von Experimenten über Zeiträume von 500 bis 1000 Jahren bei angemessenem Rechenzeitaufwand möglich ist. Im vorherigen Abschnitt 5.1.3 ist bereits das explizite EULER-Einschrittverfahren erster Ordnung beschrieben worden, bei dem das Integral durch den Wert des Integranden zum Zeitpunkt t_n mal der Intervalllänge approximiert wird (vgl. Gl. (5.23)) [EPPEL, 1977/78; SMITH, 1971]. Bei dem verwendeten „upstream“-Verfahren werden für die Zeitableitung zeitliche Vorwärtsdifferenzen benutzt [EPPEL, 1977/78; MESINGER und ARAKAWA, 1976; SMITH, 1971; STRUVE, 1978]. (Zum besseren Verständnis werden in den folgenden Gleichungen dieses gesamten Abschnitts *nur* die relevanten Indizes in Koordinatenrichtung benutzt.)

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{C_{n+1} - C_n}{\Delta t} \quad (5.27)$$

Für die räumliche Ortsableitung werden im advektiven Term je nach Strömungsrichtung Rückwärts- und Vorwärtsdifferenzen verwendet:

$$\frac{\partial C}{\partial x} = \frac{C_i - C_{i-1}}{\Delta x} \quad \text{für } u_i \geq 0 \quad (5.28a)$$

$$\frac{\partial C}{\partial x} = \frac{C_{i+1} - C_i}{\Delta x} \quad \text{für } u_i < 0 \quad (5.28b)$$

$$\frac{\partial C}{\partial y} = \frac{C_j - C_{j-1}}{\Delta y} \quad \text{für } v_j \geq 0 \quad (5.28c)$$

$$\frac{\partial C}{\partial y} = \frac{C_{j+1} - C_j}{\Delta y} \quad \text{für } v_j < 0 \quad (5.28d)$$

$$\frac{\partial C}{\partial z} = \frac{C_k - C_{k-1}}{\Delta z} \quad \text{für } w_k \geq 0 \quad (5.28e)$$

$$\frac{\partial C}{\partial z} = \frac{C_{k+1} - C_k}{\Delta z} \quad \text{für } w_k < 0 \quad (5.28f)$$

Im Gegensatz zu den normalerweise für die räumlichen Differenzen benutzten zentralen Differenzen

$$\frac{\partial C_i}{\partial x} = \frac{C_{i+1} - C_{i-1}}{2\Delta x} \quad (5.29a)$$

$$\frac{\partial C_j}{\partial y} = \frac{C_{j+1} - C_{j-1}}{2\Delta y} \quad (5.29b)$$

$$\frac{\partial C_k}{\partial z} = \frac{C_{k+1} - C_{k-1}}{2\Delta z} \quad (5.29c)$$

sind die wechselseitigen Diskretisierungen (Gl. (5.28a-f)) transportierend und positiv definit [EPPPEL, 1977/78; STRUVE, 1978]. Die Kombination aus zeitlichen Vorwärtsdifferenzen und einseitigen strömungsrichtungsabhängigen Rückwärts- und Vorwärtsdifferenzen ist unter Berücksichtigung des CFL-Kriteriums (s. Gl. (5.25a-c)) positiv definit; es treten also keine negativen Konzentrationen auf [EPPPEL, 1977/78; MESINGER und ARAKAWA, 1976; STRUVE, 1978]. Der erste Term der Transportgleichung (5.1) erhält dadurch die folgende Form:

$$C_{n+1,i} = \begin{cases} C_{n,i} - c(C_{n,i} - C_{n,i-1}) & \text{für } c = u_i \frac{\Delta t}{\Delta x} \geq 0 \\ C_{n,i} - c(C_{n,i+1} - C_{n,i}) & \text{für } c = u_i \frac{\Delta t}{\Delta x} < 0 \end{cases} \quad (5.30)$$

Die Komponenten für die beiden noch verbleibenden Koordinatenrichtungen werden analog gebildet. Für jede der drei Koordinatenrichtungen existieren also zwei Transportansätze. Es können dabei acht mögliche Kombinationen auftreten. Diese zu jedem Zeitpunkt für jeden der rund 53 000 Gitterpunkte ($= 95 \times 95 \times 17$ abzüglich der Festlandbereiche) abzufragen, nimmt sehr viel Rechenzeit in Anspruch. Deshalb schreibt man die Gleichungen in der folgenden Form. Die um $\pm 1/2$ versetzten Indizes ergeben sich dabei aus der versetzten Gitterstruktur („staggered-grid“):

$$\begin{aligned}
C_{n+1,i,j,k} = C_{n,i,j,k} & - \left\{ F \left(C_{n,i}, C_{n,i+1}, u_{n,i+\frac{1}{2}} \right) - F \left(C_{n,i-1}, C_{n,i}, u_{n,i-\frac{1}{2}} \right) \right\} \\
& - \left\{ F \left(C_{n,j}, C_{n,j+1}, v_{n,j+\frac{1}{2}} \right) - F \left(C_{n,j-1}, C_{n,j}, v_{n,j-\frac{1}{2}} \right) \right\} \\
& - \left\{ F \left(C_{n,k}, C_{n,k+1}, w_{g,n,k+\frac{1}{2}} \right) - F \left(C_{n,k-1}, C_{n,k}, w_{g,n,k-\frac{1}{2}} \right) \right\}.
\end{aligned} \tag{5.31}$$

Für die von der Konzentration C und den Komponenten des Strömungsfelds abhängigen Funktionen F gilt:

$$F(C_i, C_{i+1}, u) = [(u + |u|) C_i + (u - |u|) C_{i+1}] \frac{\Delta t}{2\Delta x} \tag{5.32a}$$

$$F(C_j, C_{j+1}, v) = [(v + |v|) C_j + (v - |v|) C_{j+1}] \frac{\Delta t}{2\Delta y} \tag{5.32b}$$

$$F(C_k, C_{k+1}, w_g) = [(w_g + |w_g|) C_k + (w_g - |w_g|) C_{k+1}] \frac{\Delta t}{2\Delta z} \tag{5.32c}$$

Aus der so formulierten Gleichung wird ersichtlich, daß sich eine Abfrage der Strömungsrichtung erübrigt. Sie geschieht implizit über die „Betragfunktion“.

Da das „upstream“-Diskretisierungsschema einer Dämpfung unterliegt, in dem zweidimensionalen Modell auftretende „Sedimentfronten“ (z. B. durch Rutschungen oder lokal begrenzte Sedimentwolken hervorgerufen) aber modelliert werden sollen, muß eine numerische Diskretisierung gefunden werden, die einerseits die bereits erwähnten Eigenschaften wie die Transportfähigkeit und die Positivität erfüllt und die andererseits mit möglichst geringem Rechenzeitbedarf bei geringer Dämpfung auftretende, räumlich beschränkte Signale erhält. Das von SMOLARKIEWICZ [1983] für den Transport von „nichtdiffusiven skalaren Größen“ entwickelte Schema erfüllt die genannten Eigenschaften. Es ist weitestgehend mit dem bereits beschriebenen Transportschema identisch. Zusätzlich enthält die Transportgleichung von SMOLARKIEWICZ — zur Verkürzung wird nur ein Term dargestellt —

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(u C) = \frac{\partial}{\partial} \left(K_{impl} \frac{\partial C}{\partial x} \right) \quad \text{mit} \quad K_{impl} = 0.5 \left(|u| \Delta x - \Delta t u^2 \right) \quad (5.33)$$

noch einen Diffusionsterm. Dieser wird so gewählt, daß er die vorhandene numerische Diffusion aufhebt bzw. dieser mit der „Antidiffusionsgeschwindigkeit“ \tilde{u} entgegenwirkt. Die Transportgleichung (5.13) (s. S. 21) wird wie folgt diskretisiert:

$$C_{i,j,k}^* = C_{n,i,j,k} - \left\{ F \left(C_{n,i}, C_{n,i+1}, u_{n,i+\frac{1}{2}} \right) - F \left(C_{n,i-1}, C_{n,i}, u_{n,i-\frac{1}{2}} \right) \right\} \quad (5.34)$$

$$- \left\{ F \left(C_{n,j}, C_{n,j+1}, v_{n,j+\frac{1}{2}} \right) - F \left(C_{n,j-1}, C_{n,j}, v_{n,j-\frac{1}{2}} \right) \right\}$$

$$C_{n+1,i,j,k} = C_{i,j,k}^* - \left\{ F \left(C_i^*, C_{i+1}^*, \tilde{u}_{i+\frac{1}{2}} \right) - F \left(C_{i-1}^*, C_i^*, \tilde{u}_{i-\frac{1}{2}} \right) \right\} \quad (5.35)$$

$$- \left\{ F \left(C_j^*, C_{j+1}^*, \tilde{v}_{j+\frac{1}{2}} \right) - F \left(C_{j-1}^*, C_j^*, \tilde{v}_{j-\frac{1}{2}} \right) \right\}$$

$$\tilde{u}_{i+\frac{1}{2}} = \frac{\left(|u_{i+\frac{1}{2}}| \Delta x - \Delta t u_{i+\frac{1}{2}}^2 \right) (C_{i+1}^* - C_i^*)}{(C_i^* + C_{i+1}^* + \varepsilon) \Delta x} \quad (5.36a)$$

$$\tilde{v}_{j+\frac{1}{2}} = \frac{\left(|v_{j+\frac{1}{2}}| \Delta y - \Delta t v_{j+\frac{1}{2}}^2 \right) (C_{j+1}^* - C_j^*)}{(C_j^* + C_{j+1}^* + \varepsilon) \Delta y} \quad (5.36b)$$

In den obigen Gleichungen ist F wie in Gleichung (5.32a–b) definiert. ε stellt eine sehr kleine Zahl (z. B. 10^{-15}) dar, die sicherstellt, daß die Geschwindigkeiten \tilde{u} und \tilde{v} definiert sind, wenn $C_{i+1}^* = C_i^* = 0$ bzw. $C_{j+1}^* = C_j^* = 0$ sind.

In Abhängigkeit von den „Antidiffusionsgeschwindigkeiten“ kann nun erreicht werden, daß ein vorhandenes Signal während der Integration bzw. des Transports durch die Diffusion an Mächtigkeit verliert, gleich bleibt oder aber verstärkt wird. Die Änderung ist von der Größe der „Antidiffusionsgeschwindigkeiten“ abhängig.

$$\tilde{u}_{scale} = Sc \tilde{u} \quad (5.37a)$$

$$\tilde{v}_{scale} = Sc \tilde{v} \quad (5.37b)$$

Nach SMOLARKIEWICZ erreicht man mit einem Skalierungsfaktor Sc ($1 \leq Sc \leq 1.08$) das beste Ergebnis. Mit $Sc = 0$ ist dieses Verfahren identisch mit der Ausgangsdiskretisierung ohne den zusätzlichen „Antidiffusionsterm“. Die folgenden drei Abbildungen 15, 16 und 17 zeigen drei Experimente in einem Becken mit 100×100 Gitterpunkten. Mit Hilfe dieser Vorexperimente wird überprüft, ob die verwendeten Transportalgorithmen korrekt programmiert sind. Ausgehend von einer vorgegebenen Anfangsverteilung (Abb. 15) werden alle drei Experimente mit einem antizyklonalen Geschwindigkeitsfeld angetrieben. — Grün dargestellt ist die „Störung“, rot der Umgebungswert. Der Verdünnungseffekt ergibt sich aus dem Farbverlauf von grün über blau bis nach rot. Eine Erhöhung des umlaufenden Signals über den Anfangswert hinaus ist gelb eingefärbt. — Das erste Experiment (I) wird ohne „Antidiffusion“ ($Sc = 0$), das zweite (II) mit $Sc = 1$ und das dritte (III) mit $Sc = 1.08$ betrieben. In Abbildung 16 ist die horizontale Ausbreitung für einen Umlauf im Uhrzeigersinn als Draufsicht dargestellt. Abbildung 17 zeigt einen Querschnitt des transportierten Signals. Bei den Simulationen zeigt sich, daß der Skalierungsfaktor $Sc = 1$ das beste Ergebnis nach einem Umlauf ergibt. Mit $Sc = 1$ (Experiment II) bleiben die horizontale Ausdehnung sowie auch die Intensität des Signals relativ gut erhalten; ohne „Antidiffusion“ (Experiment I) dehnt sich das Signal horizontal stark aus und flacht dabei ab. Bei der Überbewertung der „Antidiffusion“ (Experiment III) erhöht es sich über den Anfangswert hinaus. Wichtig ist, daß alle drei Experimente massenerhaltend sind, das heißt, daß das Gesamtsignal über das gesamte Becken gemittelt konstant bleibt.

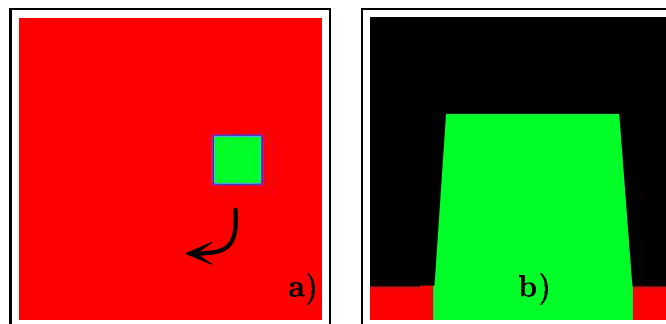


Abbildung 15: Ausgangssignal der drei Experimente I, II und III in Draufsicht (a) und als Schnitt (b) durch die Anfangsverteilung.

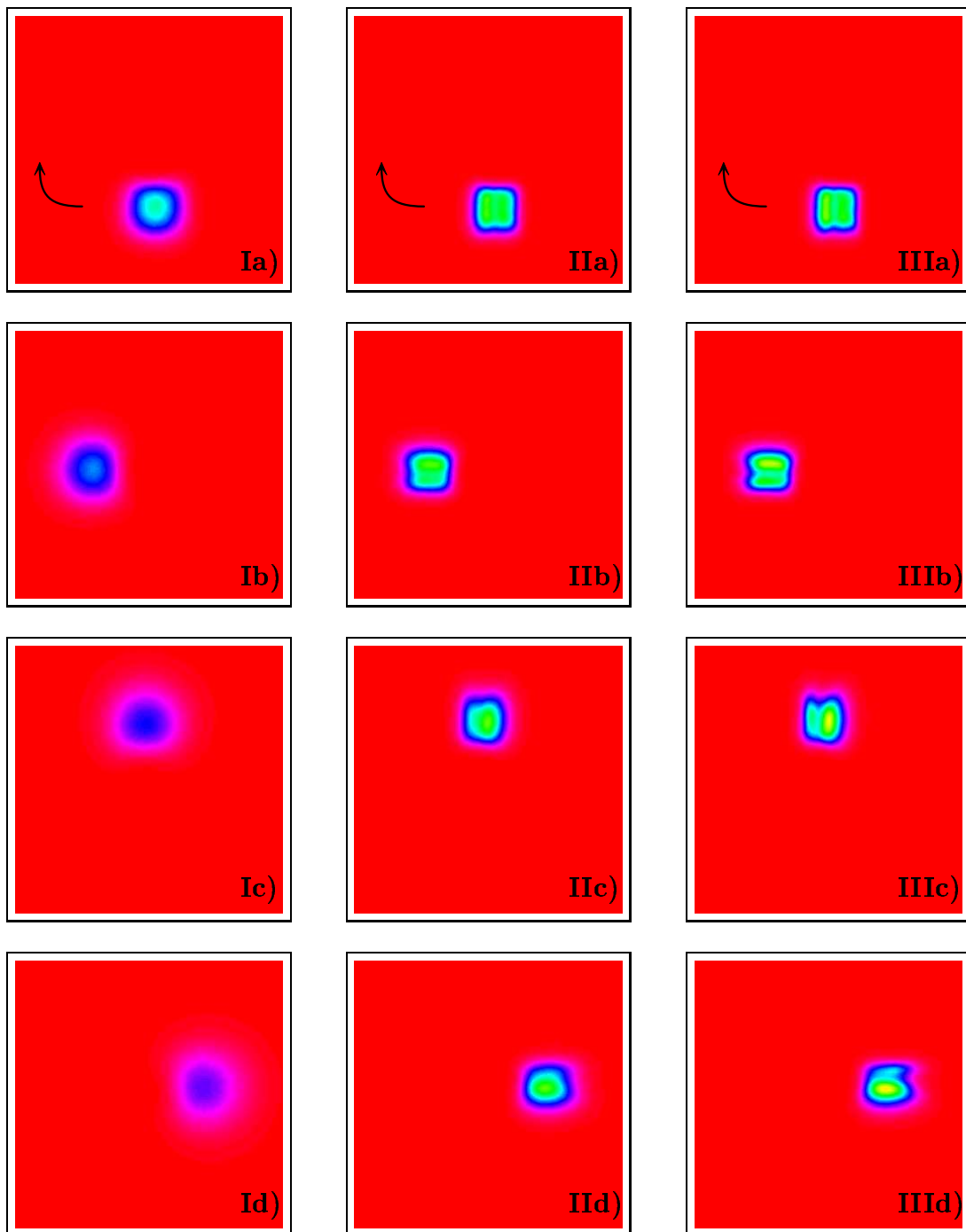


Abbildung 16: Darstellung des mit einer antizyklonalen Strömung transportierten Signals aus Abbildung 15 als Draufsicht. Experiment I wurde ohne ($Sc = 0$), die Experimente II ($Sc = 1$) und III ($Sc = 1.08$) mit „Antidiffusion“ gerechnet [SMOLARKIEWICZ, 1983].

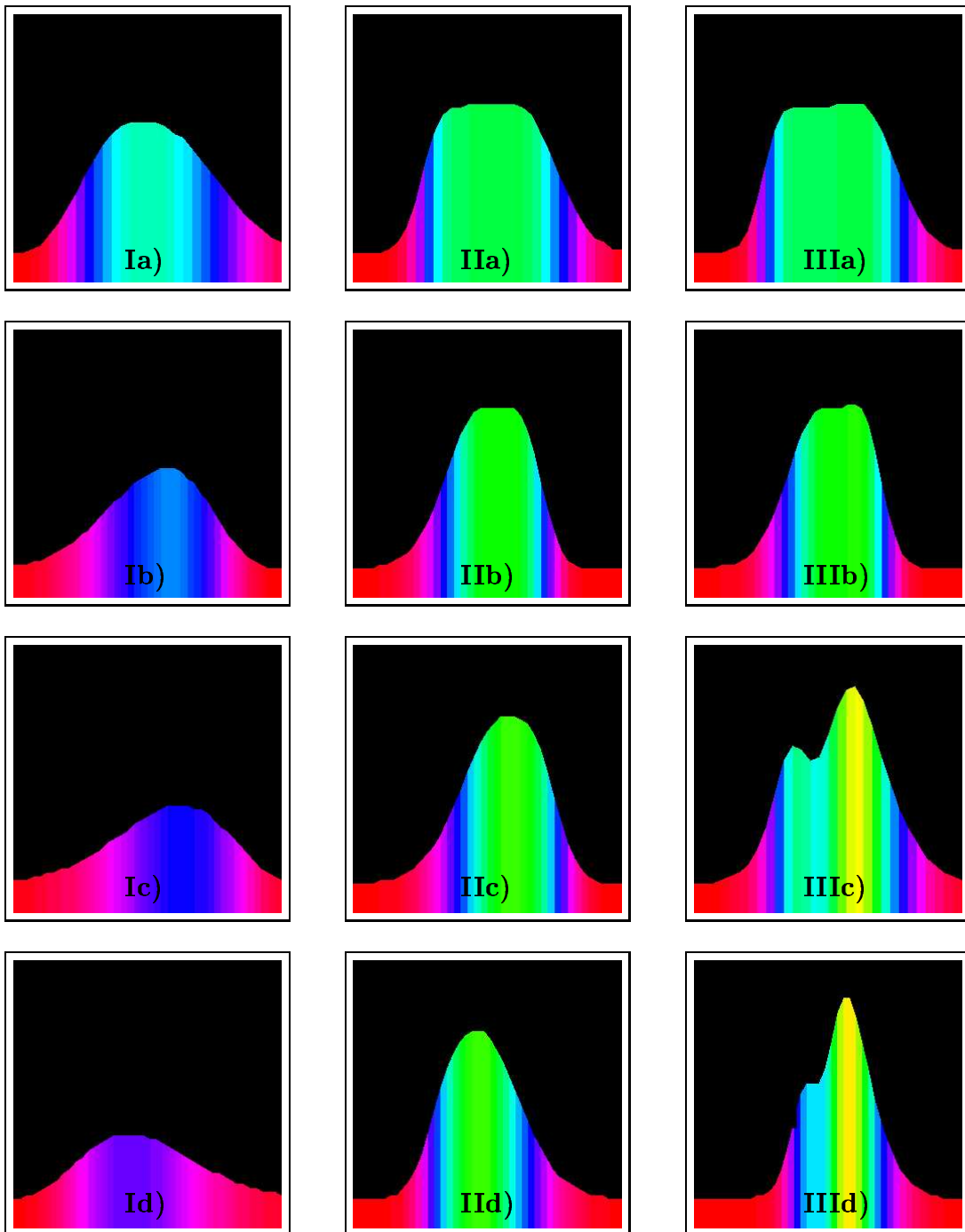


Abbildung 17: Darstellung des mit einer antizyklonalen Strömung transportierten Signals aus Abbildung 15 im Querschnitt. Experiment I wurde ohne ($Sc = 0$), die Experimente II ($Sc = 1$) und III ($Sc = 1.08$) mit „Antidiffusion“ gerechnet [SMOLARKIEWICZ, 1983].

5.1.5 Speicheranforderungen und Datenmengen von SENNA

SENNA benötigt in der derzeitigen Version ca. 23 Megabyte Arbeitsspeicher. Ein Experiment über 500 Jahre nimmt auf einer „IBM 550 Risc“-Workstation ca. 2 1/2 Tage Rechenzeit (CPU-Zeit), auf einer „IBM 220W Risc“-Workstation ca. eine Woche bei alleiniger Nutzung in Anspruch. Die anfallenden Daten — neben den Transportraten durch vorgegebene Querschnitte die Änderungen der Bodentopographie und die zwei- und dreidimensionalen Datenfelder mit den Sedimentkonzentrationen — erfordern ca. 50 Megabyte Plattenplatz, wenn die Daten in einem zeitlichen Abstand von zehn Jahren abgespeichert werden. Dazu kommen noch einmal ca. 10 Megabyte für Daten über den Stand diverser Variablen zum „Zustand“ des Modells während der Simulation. Diese Informationen bzw. „Restart“-Datensätze sind für Langzeitexperimente über mehrere tausend Jahre notwendig, da das Modell zu jedem Zeitpunkt gestoppt und anschließend mit neuen geänderten Randbedingungen und Antriebsfeldern wieder neu gestartet werden kann. Diese Möglichkeit ist in SENNA bereits vorhanden, jedoch werden die aufwendigen Simulationen in dieser Arbeit nicht eingesetzt.

5.1.6 Die kritischen sedimentphysikalischen Modellgrößen von SENNA

In den Modellen gibt es neben den mathematischen kritischen Größen wie zum Beispiel die Zeitschrittbegrenzung (COURANT-FRIEDRICH-LEVY-Kriterium, s. Gl. (5.25a-c)) [EPPEL, 1977/78] viele sedimentphysikalische Größen, die neben den Modellgleichungen in Formeln gefaßt werden müssen. Diese sind die kritischen Geschwindigkeiten für den Boden- und Suspensionstransport, die Sinkgeschwindigkeit der Teilchen in der Wassersäule sowie der Boden- und Suspensionstransport. Die genannten Größen hängen neben einer Vielzahl von im Modell schwer erfaßbaren biologischen Parametern von den nachstehenden gut bekannten physikalischen Parametern ab: Dies sind die Strömungsgeschwindigkeit, die Temperatur, der Salzgehalt, die Dichte und die kinematische Viskosität des umgebenden Wassers und Sediments, die Sinkgeschwindigkeit, die Sedimentkonzentration im Wasser, der Korndurchmesser, der Formfaktor, die Sedimentmächtigkeit der Bodenschicht einschließlich der Porosität des Sediments, die Bodenneigung sowie die Schwerkraft.

Die sedimentphysikalischen Parameter sind aus vielen Beobachtungen und Experimenten relativ gut bekannt. Aus ihnen lassen sich eine Vielzahl von mathematischen Formeln

ableiten. Bei der Modellierung stellt sich jedoch die Frage nach den geeigneten Parametrisierungen für das Modell. Sie läßt sich nicht eindeutig beantworten, weil viele Formeln empirisch sind oder aber oft an die spezielle Struktur eines Landes oder Meeresgebietes, in denen bzw. für welches sie entwickelt wurden, adaptiert sind [RAUDKIVI, 1982].

Da die Sedimentbewegung bzw. der Sedimenttransport eng mit den Strömungsvorgängen verbunden ist, ist eine Loslösung von der Hydro- oder Aerodynamik nicht möglich. Beides sind aber Fachgebiete, die selbst noch viele ungelöste Probleme aufweisen, so zum Beispiel in den Bereichen der Turbulenz und der Grenzschicht, also in Bereichen, die für die Modellierung der Sedimentbewegung wichtig sind. Eine weitere Schwierigkeit stellt das Strömungsproblem mit einer deformierbaren, aus Körnern bestehenden Grenzfläche dar [RAUDKIVI, 1982]. Um die komplizierten Vorgänge zu vereinfachen, beschränken sich die Parametrisierungen bzw. Formeln unter Vernachlässigung der biologischen und chemischen Eigenschaften auf die physikalischen Eigenschaften (vgl. Abschnitt 5.1, S. 18).

Daß trotz der Nichteinbeziehung vieler Faktoren gute Ergebnisse mit den beiden Modellen SENNA und PATRINNA erzielt werden, wird in den beiden Kapiteln 7 und 8 gezeigt. Das liegt darin begründet, daß diejenigen Größen, die die Sedimentdynamik hauptsächlich bestimmen, überwiegend von den mechanischen bzw. physikalischen Größen bestimmt werden [DIETRICH ET AL., 1975; MILLER ET AL., 1977; ZANKE, 1982]. Weiter ist es möglich, die kritischen Geschwindigkeiten, die Sinkgeschwindigkeit und die Transportraten in Formeln zu fassen, die für alle Tiefen- und Geschwindigkeitsbereiche gültig sind. In den folgenden Abschnitten werden diese unterschiedlichen numerischen Formeln bzw. Parametrisierungen, die sowohl in SENNA als auch in PATRINNA verwendet werden, vorgestellt.

5.1.6.1 Bestimmung der Sinkgeschwindigkeit der Partikel

Die Gesetze der vertikalen Bewegung werden als erstes behandelt, da die Sinkgeschwindigkeit, nicht nur für sich als solche betrachtet, eine wichtige Größe ist, sondern weil sie auch den Erosions- und Depositionsprozess beeinflusst [EINSELE, 1992; GIBBS, 1985b; MIDDLETON und SOUTHARD, 1984].

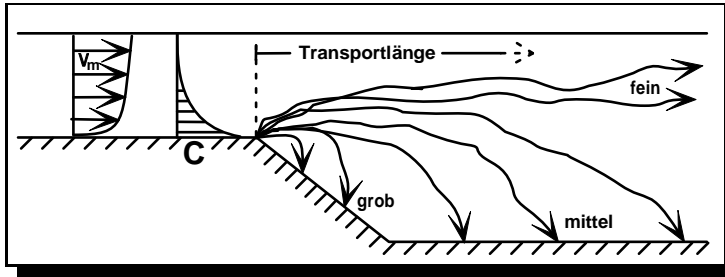


Abbildung 18: Skizze über die unterschiedliche Transportlänge, hervorgerufen durch die unterschiedliche Korngröße und Sinkgeschwindigkeit w_s ; nach MIDDLETON und SOUTHARD [1984] erweitert.

Weiter hängt von ihr wesentlich die Verweildauer der Sedimentpartikel und Partikelwolken in der Wassersäule ab (Abb. 18). Somit ändert sich in Abhängigkeit von dieser Berechnung bzw. Vorgabe der Transportdauer auch die Transportlänge der Teilchen [ALLEN, 1985; MCCAVE, 1984; PULS, 1981]. Ferner ist das Sinken von Teilchen im Wasser durch zwei unterschiedliche kinetische Strömungsarten, der laminaren und der turbulenten, geprägt. Diese Strömungszustände werden durch unterschiedliche Gesetze bestimmt. In einer laminaren Strömung bewegen sich die Flüssigkeitsteilchen in Schichten entlang gerader, paralleler Bahnen, wobei die Strömungsgeschwindigkeiten benachbarter Schichten nicht übereinstimmen müssen. Dagegen bewegen sich die Teilchen in einer turbulenten Strömung dem Zufallsprinzip entsprechend in alle Richtungen [GILES, 1976; Hsü, 1989].

Die Teilchen, die im folgenden betrachtet werden, sind wesentlich größer als ein hundertstel Mikrometer. Für sie gelten nicht mehr die Gesetze von Flüssigkeitsmolekülen, die in thermischer Bewegung sind. Zusätzlich wird zunächst angenommen, daß es sich bei ihnen um Kugeln handelt. Die Ausführungen werden durch die Einbeziehung des Formfaktors FF dahingehend erweitert, daß die Sinkgeschwindigkeit neben beliebigen Dichten der Feststoffe und Flüssigkeiten für Körper mit einem von der Kugelform abweichenden Äußeren bestimmt werden können. Unterschiedliche Teilchenbeschaffenheiten, z. B. eine mehr oder weniger raue Oberfläche oder Teilchen mit unterschiedlichen Achsenverhältnissen, werden durch die später angeführten Formeln berücksichtigt, wobei die Änderung der Rauigkeit einen kaum meßbaren Einfluß auf die Sinkgeschwindigkeit hat [BABA und KOMAR, 1981].

Die hier vorgestellten Partikel zeigen folgendes Verhalten: Setzt man sie in einer ruhenden Flüssigkeit frei, so werden sie durch die Schwerkraft F_G

$$F_G = \frac{4}{3} \pi (\rho_S - \rho_F) g \left(\frac{d}{2} \right)^3 \quad (5.38)$$

beschleunigt, und ihre Geschwindigkeit nimmt zu. Gleichzeitig wächst die entgegengerichtete Reibungskraft F_R

$$F_R = C_D \frac{\rho_F w_s^2}{2} d^2. \quad (5.39)$$

Sobald zwischen den beiden Kräften ein Gleichgewicht ($F_G = F_R$) besteht, beschleunigen die Partikel nicht weiter und sinken mit konstanter Geschwindigkeit, der sogenannten Fall- oder Sinkgeschwindigkeit. Teilchen, die die Größe eines Sandkorns haben bzw. kleiner sind, erreichen ihre „Endgeschwindigkeit“ nach sehr kurzer Zeit und Distanz [ALLEN, 1985; HSÜ, 1989; MIDDLETON und SOUTHARD, 1984; ZANKE, 1977b; 1982].

Wie bereits erwähnt, muß zwischen einem laminaren und einem turbulenten Sinken unterschieden werden. In welchem Zustand sich die Flüssigkeit befindet, wird durch die REYNOLDS-Zahl Re beschrieben:

$$Re = \frac{w_s d}{\nu} \quad (5.40)$$

Sie ist dimensionslos und gibt das Verhältnis von der Trägheitskraft zur Viskositätskraft an [GILES, 1976]. Ab welcher REYNOLDS-Zahl die Strömung von einem laminaren Zustand in einen turbulenten übergeht, ist nicht genau definiert und wird in der Literatur unterschiedlich angegeben. Eine annähernd übereinstimmende Einteilung ist jedoch möglich. Tabelle 2 beschreibt die unterschiedlichen Zustände einer umströmten Kugel [ALLEN, 1985; BOGÁRDI, 1974; DYER, 1986; FRIEDMAN und SANDERS, 1978; GILES, 1976; HARDTKE, 1979; HSÜ, 1989; KOMAR und REIMERS, 1978; KUCHLING, 1984; MIDDLETON und SOUTHARD, 1984; ZANKE, 1977b; 1982].

Die Sinkgeschwindigkeit w_s läßt sich durch viele mathematische Formulierungen beschreiben, die oft von dem ersten STOKESSchen Gesetz, also dem laminaren Sinken, abgeleitet und dann teilweise aus Beobachtungen und Messungen in Abhängigkeit von der jeweiligen Korngröße und den Eigenschaften des Modellgebietes modifiziert worden sind [HSÜ, 1989; RAUDKIVI, 1982]. Sie ergeben sich aus den beiden Gleichungen (5.38) und (5.39) sowie dem Strömungswiderstandsbeiwert C_D , der oft auch nur Widerstandsbeiwert genannt wird:

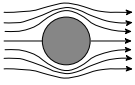
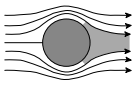
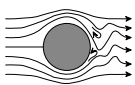
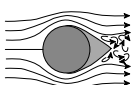
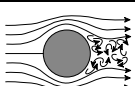
REYNOLDS-Zahl	Strömungszustand	
$Re < 0.002$ bis 0.02	vollständig laminar, STOKESSches Sinken	
$Re \leq 1$	mitwandernder Anteil der Flüssigkeit	
$1 < Re < 1 - 2 \cdot 10^3$	teilweise turbulent	
$Re \approx 5 \cdot 10^3$	turbulent mit wirbelfreier Zone	
$Re > 10^5$	vollständig turbulent	

Tabelle 2: Darstellung der unterschiedlichen Strömungszustände mit den dazugehörigen REYNOLDS-Zahlen sowie der entsprechenden Skizze einer umströmten Kugel [ALLEN, 1985; BOGÁRDI, 1974; DYER, 1986; FRIEDMAN und SANDERS, 1978; GILES, 1976; HARDTKE, 1979; HSÜ, 1989; KOMAR und REIMERS, 1978; KUHLING, 1984; MIDDLETON und SOUTHARD, 1984; ZANKE, 1977b; 1982].

$$w_s^2 = \frac{4}{3 C_D} \left(\frac{\rho_S - \rho_F}{\rho_F} \right) g d \quad (5.41)$$

Für den STOKESSchen Bereich ($Re < 1$) ergibt sich mit

$$C_D = \frac{24}{Re} \quad \text{und Gleichung (5.40)} \quad (5.42)$$

$$w_s = \frac{1}{18} \frac{\rho_S - \rho_F}{\mu} g d^2. \quad (5.43)$$

In Tabelle 3 sind diverse Ansätze verschiedener Autoren für den Widerstandsbeiwert und dessen Formulierung mit dem dazugehörigen Gültigkeitsbereich in Abhängigkeit von der REYNOLDS-Zahl tabellarisiert [ALLEN, 1985; BOGÁRDI, 1974; GIBBS, 1985; MIDDLETON und SOUTHARD, 1984; ZANKE, 1977b; 1982]. Diese lassen sich jedoch nicht mehr wie der STOKESSche Ansatz analytisch lösen. Daneben existieren auch eine Vielzahl von

Formeln, die die Sinkgeschwindigkeit w_s direkt in Abhängigkeit von den sedimentologischen Faktoren und denen des umgebenden Fluids angeben (Tab. 4) [BOGÁRDI, 1974; GIBBS, 1985; v. GILES, 1976; HSÜ, 1989; KUCHLING, 1984; MCCAVE und GROSS, 1991; MIDDLETON und SOUTHARD, 1984; RAUDKIVI, 1982; SEIBOLD und BERGER, 1993a; ZANKE, 1977b; 1978a; 1978b; 1982]. Um diese miteinander vergleichen zu können und eine für die Modelle SENNA und PATRINNA passende Formel auszuwählen, sind sie in einer Abbildung zusammengefaßt worden (Abb. 20). Soweit keine anderen angegeben werden, gelten folgende Randbedingungen, — der Salzgehalt ergibt sich, da dieser nicht angegeben wird, aus der Dichte und der Temperatur des Wassers bei einem Druck von $p = 1 \text{ atm}$ [APEL, 1987; DIETRICH ET AL., 1975; POND und PICKARD, 1986]:

Temperatur:	$T = 20^\circ\text{C}$
Salzgehalt:	$S = 35\text{‰}$
Druck:	$p = 1 \text{ atm}$
Dichte des Wassers:	$\rho_F = 1.025 \text{ g/cm}^3$
Dichte des Partikels:	$\rho_S = 2.65 \text{ g/cm}^3$
dynamische Viskosität:	$\mu_{20^\circ\text{C},35\text{‰}} = 1.0838 \cdot 10^{-2} \text{ g/cm s}$
kinematische Viskosität:	$\nu_{20^\circ\text{C},35\text{‰}} = 1.0573 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$
Formfaktor:	$FF = 0.7$
Normalfallbeschleunigung:	$g = 981 \text{ cm/s}^2$

Autor	C_D	Gültigkeitsbereich
DALLAVALLE	$\frac{24.4}{Re} + 0.4$	k. A.
GOLDSTEIN	$\frac{24}{Re} \left(1 + \frac{3}{16} Re - \frac{19}{1280} Re^2 + \frac{71}{20480} Re^3 \right)$	$Re < 2$
KASKAS	$\frac{24}{Re} + \frac{4}{Re^{0.5}} + 0.4$	k. A.
KAZANSKIJ	$\frac{24}{Re} + \frac{5.6}{Re^{0.5}} + 0.25$	$Re < 4.3 \cdot 10^3$
KNUDSEN/ KATZ	$\frac{7.7}{Re^{0.86}}$	k. A.
McNOWN	$K \frac{24}{Re}$ mit $K = 0.2$ für $FF = 0.5$ $K = 0.1$ für $FF = 0.7$ $K = 0.1$ für $FF = 0.9$	$0.006 \leq d \leq 1.0 \text{cm}$
NEWTON	≈ 0.4	$Re > 10^3$
OLSON	$\frac{24}{Re} \left(1 + \frac{3}{16} Re \right)^{0.5}$	$Re < 100$
OSEEN	$\frac{24}{Re} \left(1 + \frac{3}{16} \right) Re$	$Re < 2$
SCHILLER	$\frac{24}{Re} \left(1 + 0.15 Re^{0.687} \right)$	$Re < 800$
STOKES	$\frac{24}{Re}$	$Re < 1$
TOROBIN	$\frac{24}{Re} \left(1 + 0.197 Re^{0.63} + 0.0026 Re^{1.38} \right)$	$1 < Re < 100$
VOLLMERS/ PERNECKER	$\frac{14.2}{Re^{0.5}}$	$1 < Re < 2000$
ZANKE	$\frac{24}{Re} + 2.7 - 2.3 FF$	$Re < 2 \cdot 10^5$

Tabelle 3: Zusammenfassung von Ansätzen für den Strömungswiderstandsbeiwert C_D mit dem dazugehörigen Gültigkeitsbereich in Abhängigkeit von der REYNOLDS-Zahl [BOGÁRDI, 1974; GIBBS, 1985; MIDDLETON und SOUTHARD, 1984; SEIBOLD und BERGER, 1993a; ZANKE, 1977b; 1982].

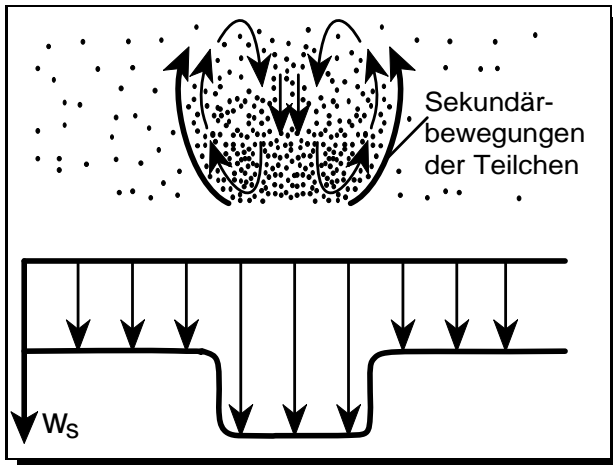


Abbildung 19: *Erhöhung der Sinkgeschwindigkeit von Korngruppen in einer Suspensionswolke gegenüber frei fallenden Einzelkörnern nach ZANKE [1982].*

in einer Suspensionswolke gegenüber Einzelkörnern, die zusätzlich auftretenden Sekundärbewegungen unterliegen, vergrößert (Abb. 19) [GIBBS, 1985a; EINSELE, 1992; GARDE und RANGA RAJU, 1977; KINECKE und STERNBERG, 1989; LICK ET AL., 1993; McCAVE, 1975; 1984; MIDDLETON und SOUTHARD, 1984; RAUDKIVI, 1982; ZANKE, 1982].

Aus der Abbildung 20 wird die Schwierigkeit ersichtlich, eine geeignete Formel für die beiden Modelle SENNA und PATRINNA zu finden. Teilweise weichen sie sehr stark von den theoretischen Ansätzen von NEWTON und STOKES ab, oder aber sie sind speziell an bestimmte Bedingungen und Umgebungen angepaßt. Die folgenden Auswahlkriterien haben zum Einsatz der ZANKE-Formel [1977b; 1978a; 1978b] geführt:

$$w_s = \frac{12\nu}{d(2.7 - 2.3FF)} \left(\sqrt{1 + \left(0.21 \left(\frac{(\rho_S - \rho_F) g}{\nu^2} \right)^{\frac{1}{3}} \right)^3} (2.7 - 2.3FF) - 1 \right) \quad (5.44)$$

Zum einen soll die Formel ein möglichst großes Kornspektrum umspannen, zum anderen soll sie bei kleinen REYNOLDS-Zahlen möglichst gut gegen die STOKES-Formel (vgl. Gl. (5.43) und Tab. 4) konvergieren und bei großen REYNOLDS-Zahlen ($Re \geq 1000$) nicht zu sehr von dem NEWTONSchen Gesetz (vgl. Tab. 4) abweichen. Diesen Forderungen konnten von den in Tabelle 4 und Abbildung 20 aufgeführten Formeln nur die von GIBBS ET AL. [1971] und RUBEY (1933) standhalten. Daß sie dennoch nicht zum Einsatz

Zu Tabelle 4 und Abbildung 20 muß ergänzend bemerkt werden, daß in ihr die Formeln tabelliert sind, die Gesetzmäßigkeiten von einzelnen Teilchen im Wasser wiedergeben. Für Korngruppen, mit denen eine Erhöhung der Suspensionskonzentration einhergeht, und für den Einfluß von biologischen Faktoren (Kapitel 5.1, Abschnitt 5.1) existieren zudem wiederum eine Vielzahl von Modifikationen der theoretischen Formeln sowie auch neue empirisch aufgestellte. An dieser Stelle ist weiter darauf hinzuweisen, daß sich die Sinkgeschwindigkeit w_s in Korngruppen

Autor	Definition der Sinkgeschwindigkeit w_s	Gültigkeitsbereich
GIBBS ^a	$\frac{-3\mu + \sqrt{9\mu^2 + g\left(\frac{d^2}{2}\rho_F(\rho_S - \rho_F)(0.015476 + 0.19841\frac{d}{2})\right)}}{\rho_F(0.011607 + 0.14881\frac{d}{2})}$	$20\mu\text{m} \leq d \leq 5\text{mm}$
GIBBS ^b	$1.73 d^{0.777}$	$1\mu\text{m} \leq d \leq 200\mu\text{m}$
IVICISIS	$0.238 d \left(\frac{g^2 FF^2 (1 + FF) \left(\frac{\rho_S - \rho_F}{\rho_F} \right)}{\nu} \right)^{\frac{1}{3}}$	$0.16\text{mm} \leq d \leq 1.5\text{mm}$ $10\text{mm} \leq d \leq 50\text{mm}$ $0.2 < FF < 0.9$
LEVI ¹	$\left(\frac{(g d)^{1.2} \frac{\rho_S - \rho_F}{\rho_F}}{4.4\nu^{0.2}} \right)^{\frac{1}{1.8}}$	$30 \leq Re \leq 400$
LEVI ²	$1.2 \sqrt{g d \frac{\rho_S - \rho_F}{\rho_F}}$	$Re > 400$
MCCAVE	$0.0694 (\rho_S - \rho_F) FF^{0.38} V^{\frac{2}{3}} \mu^{-1}$	k. A.
NEWTON	$1.83 \left(\left(\frac{\rho_S - \rho_F}{\rho_F} \right) g d \right)^{\frac{1}{2}}$	$Re > 10^3$
PRANDTL	$\left(\frac{(g d)^{\frac{2}{3}} \frac{\rho_S - \rho_F}{\rho_F}}{11.2\sqrt{\nu}} \right)^{\frac{2}{3}}$	$1 \leq Re \leq 30$
RAUDKIVI	$w_s = 660 d^{2.022}$	$d \leq 0.15\text{mm}$
RAUDKIVI	$134.5 \sqrt{d}$	$d \geq 1.5\text{mm}$
RUBEY	$\sqrt{\frac{2}{3} \left(\frac{\rho_S - \rho_F}{\rho_F} g d \right) + \frac{36\nu^2}{d^2} - \frac{6\nu}{d}}$	k. A.
SOKOLOV ³	$36 \sqrt{d}$	$30 \leq Re \leq 800$
STOKES	$\frac{1}{18} \frac{\rho_S - \rho_F}{\mu} g d^2$	$Re < 1$
ZANKE	$\frac{12\nu}{d(2.7 - 2.3FF)} \cdot \dots$ $\left(\sqrt{1 + \left(0.21 \left(\frac{\rho_S - \rho_F}{\nu^2} g \right)^{\frac{1}{3}} \right)^3} (2.7 - 2.3FF) - 1 \right)$	$Re < 2 \cdot 10^5$

Tabelle 4: Zusammenstellung von Formeln, die die Sinkgeschwindigkeit w_s direkt in Abhängigkeit von den sedimentologischen Faktoren und denen des umgebenden Mediums angeben [BOGÁRDI, 1974; GIBBS ET AL.^a, 1971; GIBBS^b, 1985; v. GILES, 1976; HSÜ, 1989; KUHLING, 1984; MCCAVE und GROSS, 1991; MIDDLETON und SOUTHARD, 1984; RAUDKIVI, 1982; ZANKE, 1977b; 1978a; 1978b; 1982].

¹abgeleitet von RICHARDS und ZEGZHDA (in BOGÁRDI, [1974]); laminar

²abgeleitet von RICHARDS und ZEGZHDA (in BOGÁRDI, [1974]); turbulent

³Temperatur: T = 10°C: in BOGÁRDI, [1974]

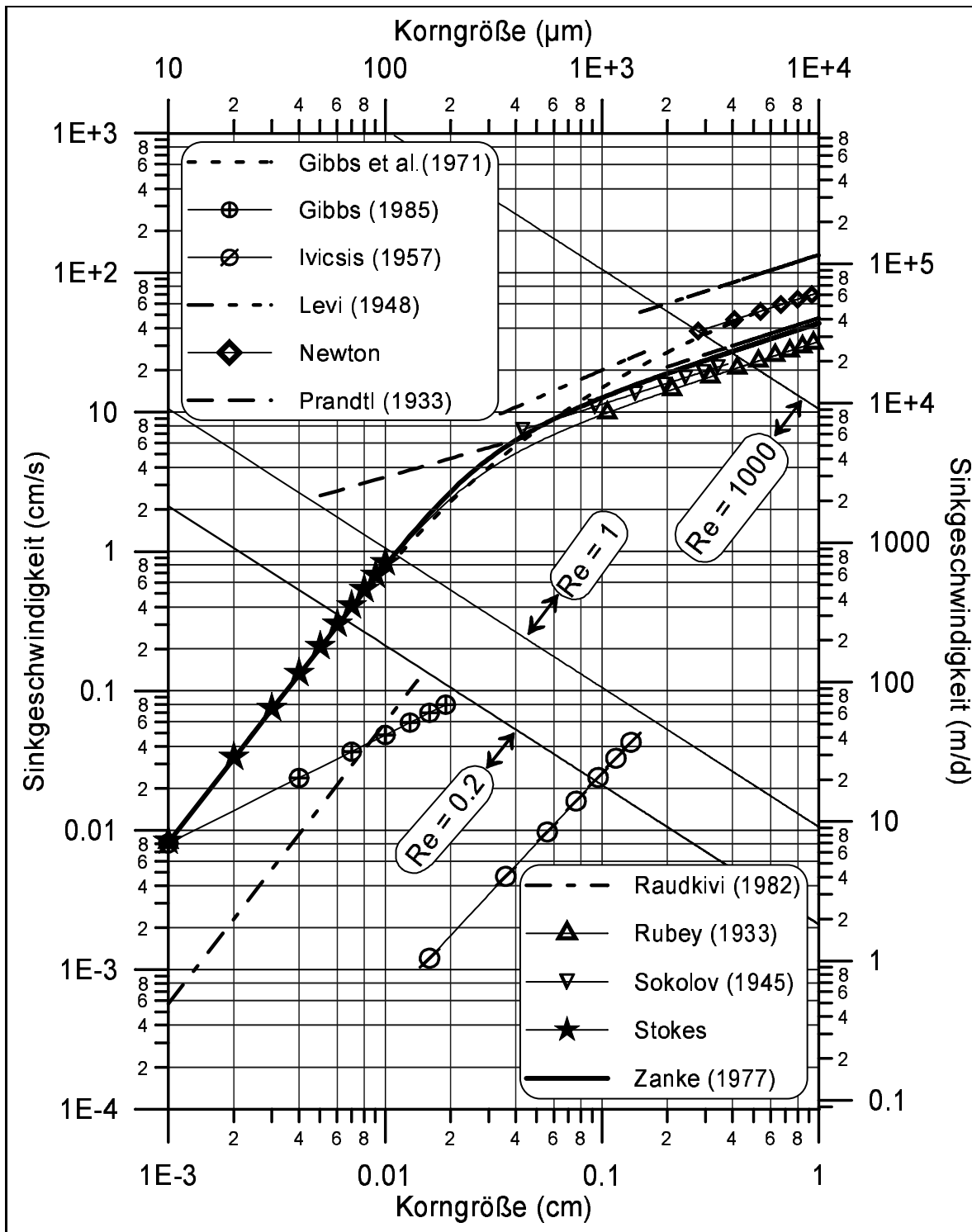


Abbildung 20: Darstellung der in Tabelle 4 aufgeführten Beziehungen zwischen der Sinkgeschwindigkeit w_s und der Korngröße d mit den folgenden Randbedingungen: $T=20^\circ\text{C}$, $S=35\text{\textperthousand}$, $p=1\text{ atm}$, $\rho_F=1.025\text{ g/cm}^3$, $\rho_S=2.65\text{ g/cm}^3$, $\mu_{20^\circ\text{C}, 35\text{\textperthousand}}=1.0838 \cdot 10^{-2}\text{ g/cm s}$, $\nu_{20^\circ\text{C}, 35\text{\textperthousand}}=1.0573 \cdot 10^{-2}\text{ cm}^2/\text{s}$, $FF=0.7$.

gekommen sind, liegt bei der Formel von GIBBS ET AL. [1971] daran, daß diese erst ab einer Korngröße von 0.02 cm ($= 20\mu\text{m}$) gültig ist; die 1933 von RUBEY aufgestellte Formel weicht bei den Korngrößen größer als 0.05 cm ($= 500\mu\text{m}$) erheblich stärker als die 1977 von ZANKE [1977b] formulierte von dem NEWTONSchen Bereich ab.

Da die Sinkgeschwindigkeit von ZANKE (Gl. (5.44)) ebenfalls in den Formeln für die kritische Suspensions- und Depositionsgeschwindigkeit ($v_{cm,s}$, $v_{cm,d}$) sowie in den Transportformeln für die Bodenfracht q_B und den Suspensionstransport q_S implementiert sind, soll an dieser Stelle ihre Temperaturabhängigkeit gezeigt werden. Aus Abbildung 21 läßt sich ablesen, daß im hydraulisch rauhen Bereich die Schwerkraft gegenüber den Temperatureffekten überwiegt. Wenn die Teilchen jedoch kleiner werden, muß die stark temperaturabhängige kinematische Viskosität ν — der Einfluß des Salzgehalts ist dagegen gegenüber der Temperatur nur gering — stärker berücksichtigt werden. Die im Modell auftretenden Temperaturen liegen in dem Bereich von -1.9°C im Norden bis annähernd 20°C an der südlichen Berandung.

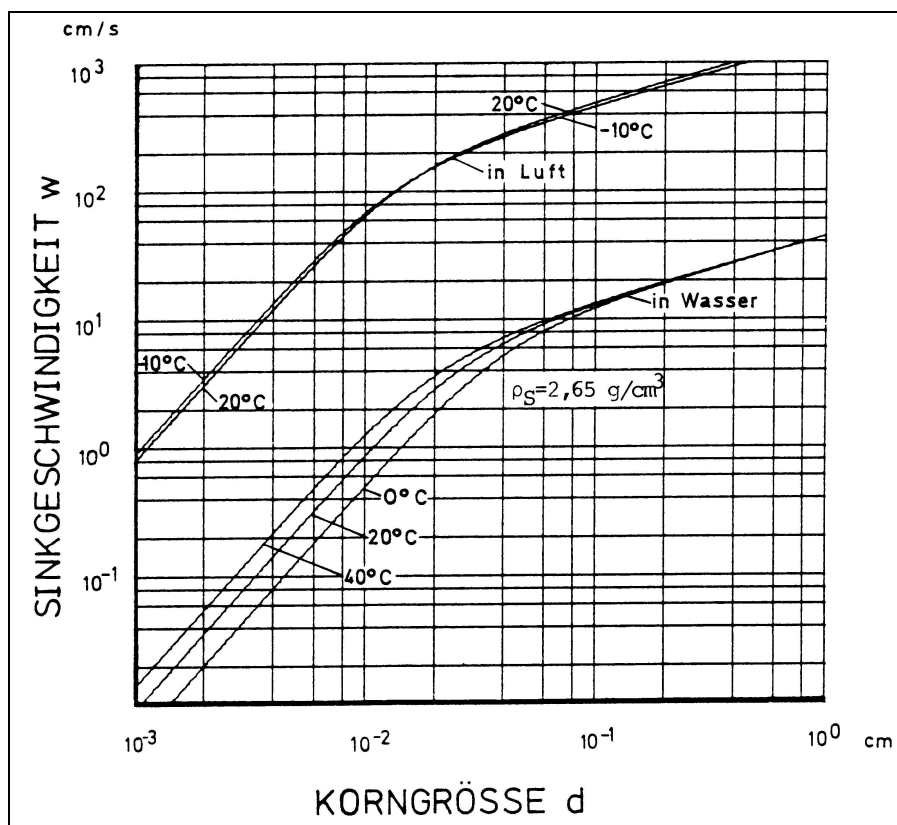


Abbildung 21: Sinkgeschwindigkeit von Sedimentteilchen mit $FF = 0.7$ in Wasser und in Luft; aus ZANKE [1982].

5.1.6.2 Bestimmung der kritischen Erosions-, Transport- und Depositionsgeschwindigkeiten

Der Beginn der Erosion, der daraus resultierende Transport des Sediments und schließlich wiederum die Deposition hängen zum einen von den biologischen Größen (s. S. 18), zum anderen in weit größerem Ausmaß von der Bodengeschwindigkeit in der zähen Unterschicht ab. Ebenso wie die bereits beschriebene Sinkgeschwindigkeit ist die Bestimmung der Bodengeschwindigkeit sowie die der kritischen Geschwindigkeiten für den Sedimenttransport von entscheidender Bedeutung. Von ihr hängen die Transportlänge und auch die Transportmenge ab.

Wie im vorhergehenden Abschnitt werden zunächst die unterschiedlichen Betrachtungsweisen und Formeln dargelegt. Denn bereits bei der Festlegung der reduzierten Bodengeschwindigkeit gibt es Abweichungen. Zum einen existieren in der Literatur unterschiedliche Angaben für die an der Grenzfläche Wasser/Sediment durch die Bodenreibung hervorgerufenen auf Bodenniveau reduzierten Geschwindigkeiten. Diese sind die mittlere Geschwindigkeit, die Bodenschubspannung, die turbulente Geschwindigkeit sowie die maximale Geschwindigkeit. Zum anderen ist die Angabe der Höhe über dem Boden unterschiedlich. Sie reicht von einem Meter über wenige Zenti- und Millimeter bis hin zu wenigen Mikrometern. Diese für die numerische Modellierung bestehende Problematik wird zusätzlich durch unterschiedliche Voraussetzungen der Beschaffenheit der Sohle verstärkt. Es wird hier zwischen einer glatten und einer rauhen Sohle unterschieden.

Während der überwiegende Teil der Formeln für eine über die Tiefe gemittelte Geschwindigkeit gilt, erfassen einige zusätzlich auch die Geschwindigkeiten für eine bestimmte Höhe in der Reibungsschicht. Damit die Vergleichbarkeit trotzdem gegeben ist, werden lediglich die über die Tiefe gemittelten Geschwindigkeiten herangezogen. Um den Sedimenttransport in der bodennahen Schicht bestimmen zu können, muß neben der über die Tiefe gemittelten mittleren kritischen Geschwindigkeit v_{cm} für den Beginn des Sedimenttransports auch die kritische Geschwindigkeit $v_{c,b}$ an der Sohle bekannt sein, da sie die wirklich maßgebende Geschwindigkeit ist [HARDTKE, 1979]. HJULSTÖM [1935] gibt als Verhältnis der vertikal über die Tiefe gemittelten Geschwindigkeit v_m zur Sohlengeschwindigkeit v_s in der Höhe von einem Zentimeter über der Sohle mit

$$\frac{v_m}{v_s} = 1.4 \quad (5.45)$$

an, wobei die Wassertiefe H mindestens 30 cm mit der FROUDE-Zahl

$$Fr \leq 0.65 \quad (5.46)$$

betragen muß [GARDE und RANGA RAJU, 1977; ZANKE, 1976; 1977a; 1978b]. Diese Forderung ist in den beiden Modellen überall erfüllt. Laut ZANKE [1977a] haben Meßergebnisse gezeigt, daß dieses Verhältnis mit einer Wassertiefe H , die deutlich geringer als 30 cm ist, kleiner wird. Bei einem Wasserstand von 1 cm muß $v_m/v_s = 1$ sein [ZANKE, 1977a]. Soll der Einfluß der Wassertiefe auch unterhalb von 30 cm berücksichtigt werden, läßt sich die Formel

$$\frac{v_m}{v_s} = 1 + 0.4 \tanh(3.09 \cdot 10^{-4} H^*) \quad (5.47)$$

mit

$$H^* = \left(\frac{g}{\nu^2}\right)^{\frac{1}{3}} (H - h') \quad \text{mit } h' = 1 \text{ cm} \quad (5.48)$$

anwenden [SÜNDERMANN und KLÖCKER (1983); ZANKE, 1977a; 1978a]. Sie wird auch in den beiden Modellen SENNA und PATRINNA verwendet, damit diese im Falle einer Adaption an ein flaches Randmeer durch die Reduzierung der vertikal gemittelten Geschwindigkeit v_m auf das Bodenniveau ihre Gültigkeit behalten.

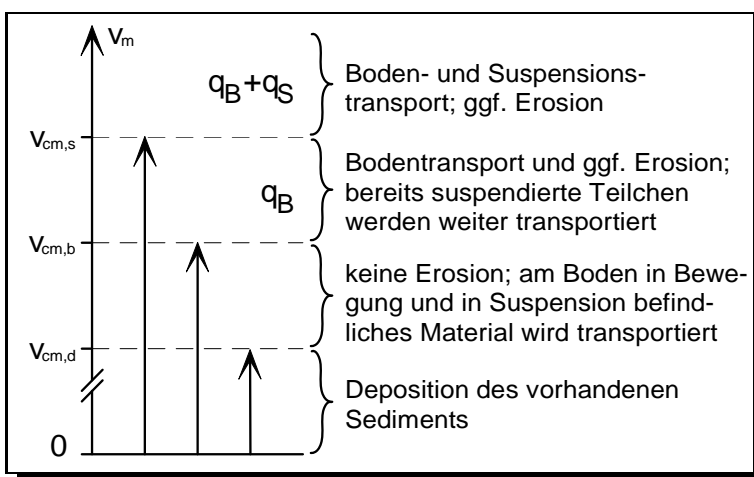


Abbildung 22: Zusammenhang zwischen den kritischen Geschwindigkeiten ($v_{cm,b}$, $v_{cm,s}$, $v_{cm,d}$) und dem dazugehörigen Boden- bzw. Suspensionstransport (q_B , q_S) in Abhängigkeit von der mittleren Strömungsgeschwindigkeit v_m .

Der Beginn des Sedimenttransports ist aufgrund von Bioturbation und Kohäsion — beide Faktoren können saisonal verschieden sein [GRANT ET AL., 1982] — nur schwer bestimmbar, da sich bei gleichen Strömungsverhältnissen die Körner unterschiedlich verhalten. Sie bewegen sich durch Rollen, Gleiten und werden teilweise kurzfristig aufgewirbelt („intermittent suspension“) [MIDDLETON und SOUTHARD, 1984]. Es gilt nun diejenige kritische Geschwin-

digkeit v_{cm} zu bestimmen, bei der sich Sediment in Bewegung setzt. Man unterteilt diese nochmals in die kritische Geschwindigkeit $v_{cm,b}$ für den Beginn des Bodentransports, die kritische Geschwindigkeit $v_{cm,s}$ für den Beginn des Suspensionstransports und die kritische Geschwindigkeit $v_{cm,b}$, unterhalb der transportiertes Sediment abgelagert wird. Für die Bestimmung dieser Geschwindigkeiten gibt es viele Ansätze, die zum einen aus theoretischen und empirischen Betrachtungen, zum anderen aus Beobachtungen und Versuchen im Strömungskanal abgeleitet wurden. Auch sie sind, wie bereits im Abschnitt 5.1.6 beschrieben, oft durch die Eigenschaften eines Meeresgebietes, für das sie entwickelt worden sind, geprägt [RAUDKIVI, 1982]. Jedoch beruhen sie durchweg auf den Abhängigkeiten, die von HJULSTRÖM 1935 und SHIELDS 1936 veröffentlicht wurden [ZANKE, 1977a]. Beide Kurven haben Vor- und Nachteile. So gilt die HJULSTRÖM-Kurve nur für Sedimente mit einer Dichte von $\rho_s = 2.65 \text{ g/cm}^3$ und einer Wassertemperatur von $10^\circ - 20^\circ\text{C}$. Dagegen ist die Kurve von SHIELDS allgemeiner, hat aber den Nachteil, daß sie sich nicht direkt auf die Strömungsgeschwindigkeiten bezieht, sondern auf die Bodenschubspannungen [ZANKE, 1977a]. Weil im Modell die Geschwindigkeiten als Formel benötigt werden, werden nur die Ansätze berücksichtigt, die die kritischen Geschwindigkeiten explizit angeben.

Da die kritische Geschwindigkeit des Sedimenttransports aus zwei Komponenten besteht, werden diese in den folgenden beiden Abschnitten getrennt behandelt.

5.1.6.2.1 Die kritische Geschwindigkeit für den Beginn des Bodentransports

Bei den im folgenden in Tabelle 5 vorgestellten Ansätzen muß beachtet werden, daß sie Unsicherheitsbereiche für den Bewegungsbeginn aufweisen. Diese liegen zum einen in der wechselnden Kornform bei gleichen Korngrößen und zum anderen in der unterschiedlichen subjektiven Beurteilung des Beginns der Bewegung [ZANKE, 1976b]. Im Gegensatz zu den in Abschnitt 5.1.6.1 auf Seite 36 angeführten Formeln sind die für den Transportbeginn aufgestellten nicht immer dimensionsecht. Im Fall einer solchen Ausnahme erfolgt ein Vermerk. Weiter sind zur besseren Vergleichbarkeit alle Ansätze für die vertikal über die Tiefe gemittelte Geschwindigkeit v_{cm} dargestellt. Je nachdem, für welche Sohlenhöhe unterhalb von 30 cm die kritische Geschwindigkeit bestimmt werden soll, muß die angegebene Geschwindigkeit noch mit Hilfe von Gleichung (5.45) bzw. Gleichung (5.47) modifiziert werden.

Um die unterschiedlichen Formeln des Sedimenttransportbeginns leichter miteinander vergleichen zu können und eine für die beiden Modelle SENNA und PATRINNA geeignete zu finden, sind sie in Abbildung 23 dargestellt. Es gelten für die Temperatur, den Salzgehalt, den Druck, die Dichte des Wassers und die der Partikel, für die dynamische und kinematische Viskosität sowie für den Formfaktor die gleichen Bedingungen, wie sie bereits in Abschnitt 5.1.6.1 auf Seite 40 festgelegt sind.

Autor	Geschwindigkeit $v_{cm,b}$	Gültigkeitsbereich
BOGÁRDI/ YEN	$30d^{0.45}$	$d \geq 0.3mm$ $2.61 \leq \rho_S \leq 2.64g/cm^3$
BONNEFILLE	$\left(\left(\frac{\rho_S}{\rho_F} - 1\right)g\right)^{\frac{1}{6}} \nu^{\frac{2}{3}} d^{-\frac{1}{2}}$	$Re < 1$
BONNEFILLE	$0.32 d^{\frac{1}{4}} \nu^{\frac{1}{6}} \left(\left(\frac{\rho_S}{\rho_F} - 1\right)g\right)^{\frac{5}{12}}$	$Re > 1$
BTU ¹	$33d^{0.14}$	$0.1 \leq d \leq 1mm$
BTU ¹	$33d^{0.47}$	$1 \leq d \leq 10mm$
MANOHAR	$0.44 \left(\left(\frac{\rho_S}{\rho_F} - 1\right)^3 g^3 \nu^2 d\right)^{\frac{1}{8}}$	$1 \leq Re \leq 10$
MAVIS/ LAUSHEY ²	$15.2 \left(\frac{\rho_S - \rho_F}{\rho_F}\right)^{\frac{1}{2}} d^{\frac{4}{9}}$	k. A.
NOVAK	$2.24 \left(\left(\frac{\rho_S - \rho_F}{\rho_F}\right) g d\right)^{\frac{1}{2}}$	k. A.
PULS	$1.15 d^{0.5}$	k. A.
SHIELDS	$0.06 \sqrt{(\rho_S - \rho_F) g d}$	k. A.
SHIELDS	$0.46 \left(\left(\frac{\rho_S}{\rho_F} - 1\right) g \nu\right)^{\frac{1}{3}}$	$Re < 5$
SHIELDS	$\left(\frac{\left(\frac{\rho_S}{\rho_F} - 1\right) g \nu^4}{d^3}\right)^{\frac{1}{6}}$	$5 \leq Re \leq 70$
SHIELDS	$0.224 \left(\left(\frac{\rho_S}{\rho_F} - 1\right) g d\right)^{\frac{1}{2}}$	$Re > 70$
WHITE	$\left(0.06 g \left(\frac{\rho_S - \rho_F}{\rho_F}\right) \nu^{\frac{1}{2}} d^{\frac{1}{2}}\right)^{\frac{2}{5}}$	$d > 20\mu m$
YEN	$22.9 d^{\frac{4}{9}} \sqrt{\left(\frac{\rho_S - \rho_F}{\rho_F}\right) - 1}$	$d \geq 1mm$ $2.61 \leq \rho_S \leq 2.64g/cm^3$
ZANKE ³	$2.8 \left(\left(\frac{\rho_S - \rho_F}{\rho_F}\right) g d\right)^{\frac{1}{2}} + 14.7 \frac{\nu}{d} c$	k. A.

Tabelle 5: Zusammenstellung von Formeln, die die über die Tiefe gemittelte Geschwindigkeit $v_{cm,b}$ für den Beginn der Sedimentbewegung direkt in Abhängigkeit von den sedimentologischen Faktoren und von denen des umgebenden Mediums angeben [BOGÁRDI, 1974; DYER, 1986; HSÜ, 1989; KROHN, 1975; PULS, 1981; ZANKE, 1977a; 1982].

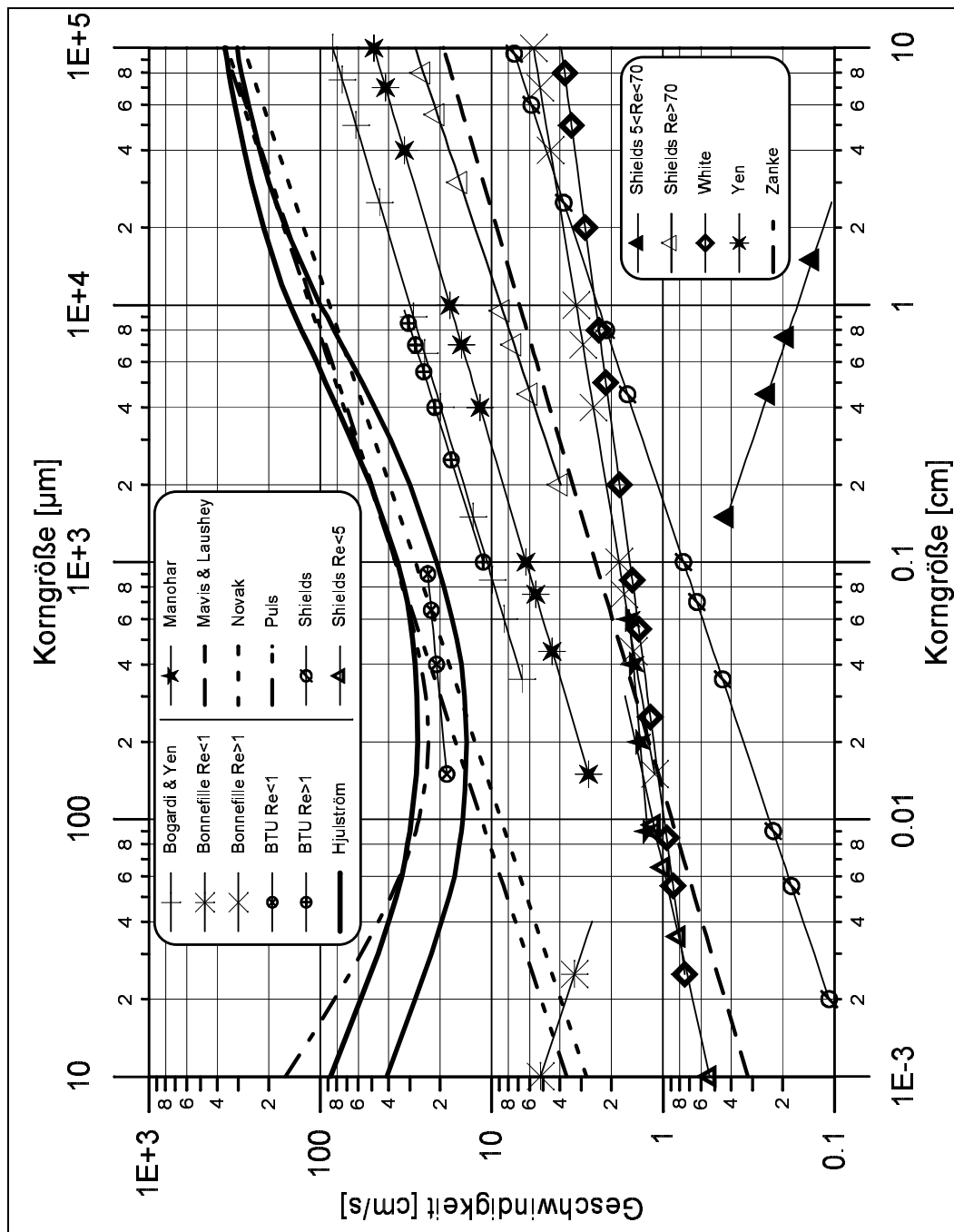


Abbildung 23: Darstellung der in Tabelle 5 aufgeführten Beziehungen zwischen der über die Tiefe gemittelten kritischen Geschwindigkeit $v_{cm,b}$ für den Beginn des Bodentransports und dem Korndurchmesser d mit den folgenden Randbedingungen: $T=20^{\circ}\text{C}$, $S=35\text{‰}$, $p=1\text{ atm}$, $\rho_F=1.025\text{ g/cm}^3$, $\rho_S=2.65\text{ g/cm}^3$, $\mu_{20^{\circ}\text{C},35\text{‰}}=1.0838 \cdot 10^{-2}\text{ g/cm s}$, $\nu_{20^{\circ}\text{C},35\text{‰}}=1.0573 \cdot 10^{-2}\text{ cm}^2/\text{s}$, $FF=0.7$.

Abbildung 23 zeigt, daß die Angaben über den Beginn des Bodentransports teilweise über mehrere Größenordnungen differieren oder sie nur für bestimmte Korngrößen ihre Gültigkeit haben. In den beiden Modellen ist die ZANKE-Formel [1976]

$$v_{cm,b} = 2.8 \left(\left(\frac{\rho_S - \rho_F}{\rho_F} \right) g d \right)^{0.5} + 14.7 \frac{\nu}{d} c \quad \text{mit } c = 1 \quad (5.49)$$

implementiert worden: Sie umfaßt ein breites Kornspektrum und gibt in guter Annäherung an die HJULSTRÖM-Kurve [1935] den hydraulisch rauhen Bereich sowie bei den kleinen Korngrößen im Gegensatz zu allen anderen Formeln den Einfluß der Adhäsion relativ genau wieder.

5.1.6.2 Die kritische Geschwindigkeit für den Beginn des Suspensionstransports

Während der Bodentransport sowohl in laminarer als auch in turbulenter Strömung vorkommt [ALLEN, 1985; BAGNOLD, 1955], ist für den Suspensionstransport Turbulenz Voraussetzung [ALLEN, 1985; MIDDLETON und SOUTHARD, 1984; REINECK und SINGH, 1980]. Es gilt nun, die kritische Geschwindigkeit $v_{cm,s}$ zu bestimmen, bei der Sedimentpartikel von der Sohle aufgehoben und von der Strömung infolge von Turbulenz in die darüberliegende Wasserschicht getragen werden. Da dieser Vorgang laut ZANKE [1982] ein stochastischer Prozeß ist, ist es schwierig, diesen deterministisch zu beschreiben. In der Literatur finden sich nur wenige Angaben über den Beginn des Suspensionstransports. Es besteht jedoch Einigkeit darüber, daß der Transport in Suspension sowie auch die Deposition der Partikel neben den biologischen Faktoren hauptsächlich von der Sinkgeschwindigkeit w_s abhängen [MCCAVE, 1984; REINECK und SINGH, 1980]. Die Horizontalgeschwindigkeit muß groß genug sein, die auf die einzelnen Partikel wirkende Schwerkraft zu überwinden. Dies drückt sich in den aufgestellten Formeln darin aus, daß sie durchweg entweder direkt in Abhängigkeit von der Sinkgeschwindigkeit w_s , oder aber von der FROUDE-Zahl

$$Fr = \frac{v_{cm}}{\sqrt{\rho' g d}} \quad (5.50)$$

angegeben werden [ALLEN, 1985; MIDDLETON und SOUTHARD, 1984]. In Tabelle 6 sind die in Abbildung 24 dargestellten Formeln aufgeführt. Um die Vergleichbarkeit mit der kritischen Geschwindigkeit für den Beginn des Bodentransports zu gewährleisten, wird

auch hier die über die Tiefe gemittelte Geschwindigkeit angegeben, die ebenfalls nach Gleichung (5.47) auf die 1 cm dicke zweidimensionale Bodenschicht reduziert wird.

Autor	Geschwindigkeit $v_{cm,b}$	Gültigkeitsbereich
KRESSER	$(Fr g d)^{0.5}$ mit $Fr = 360$	k. A.
ZANKE	$8.4 \frac{12 \nu}{d(2.7 - 2.3FF)} \cdot \dots$ $\left(\sqrt{1 + \left(0.21 \left(\frac{(\rho_S - \rho_F)g}{\nu^2} \right)^{\frac{1}{3}} \right)^3} (2.7 - 2.3FF) - 1 \right)$	$Re < 2 \cdot 10^5$

Tabelle 6: Zwei Formeln, die die über die Tiefe gemittelte Geschwindigkeit $v_{cm,s}$ für den Beginn der Sedimentbewegung direkt in Abhängigkeit von den sedimentologischen Faktoren und von denen des umgebenden Mediums angeben [BOGÁRDI, 1974; ZANKE, 1982].

Aus Abbildung 24 wird deutlich, daß beide Formeln für das gesamte dargestellte Kornspektrum — legt man die Meßergebnisse bzw. Kurven von HJULSTRÖM [1935] zugrunde — oberhalb der Grenzkurve Transport/Deposition liegen. Somit sind beide Formeln gültig, wobei der Kurvenverlauf der Formel von ZANKE [1982]

$$v_{cm,s} = 8.4 \frac{12 \nu}{d(2.7 - 2.3FF)} \left(\sqrt{1 + \left(0.21 \left(\frac{(\rho_S - \rho_F)g}{\nu^2} \right)^{\frac{1}{3}} \right)^3} (2.7 - 2.3FF) - 1 \right) \quad (5.51)$$

der oben angesprochenen Kurve von HJULSTRÖM [1935] näher kommt. Sie ist aber noch aus weiteren Gründen bei der Programmierung angewandt worden: Für sie existiert, wie noch gezeigt wird (vgl. Abschnitt 5.1.6.4.2, S. 59), eine auf diesen Ansatz abgestimmte Formel für den Suspensionstransport q_S . Hinzu kommt, daß die von dem Zirkulationsmodell SCINNA [SCHÄFER-NETH, 1994] vorgegebenen Geschwindigkeiten für die Tiefsee zu gering sind [SCHÄFER-NETH, persönliche Mitteilung] und die ausgewählte Formel im Vergleich zu der Formel von KRESSER [1964] den Suspensionstransport schon bei geringeren Geschwindigkeiten mit einbeziehen kann.

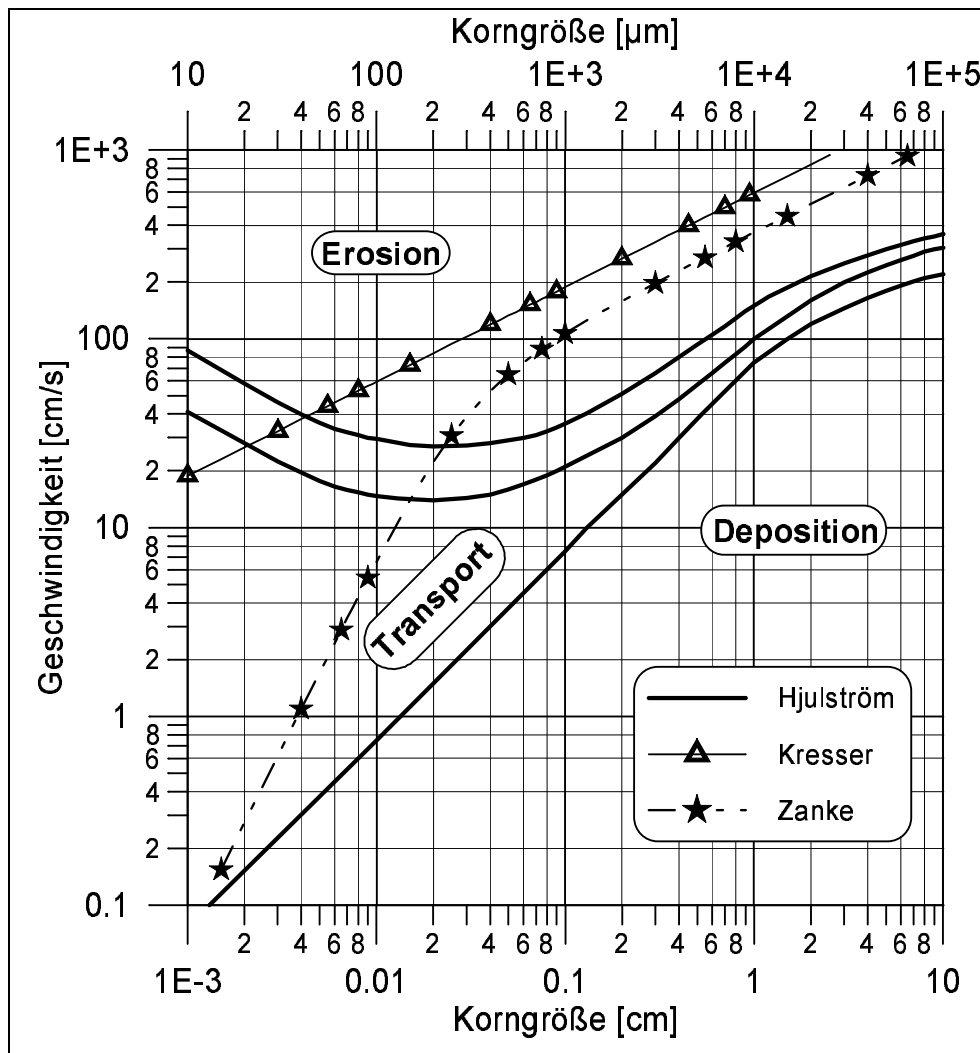


Abbildung 24: Darstellung der in Tabelle 6 aufgeführten Beziehungen zwischen der über die Tiefe gemittelten kritischen Geschwindigkeit $v_{cm,s}$ für den Beginn des Suspensionstransports und der Korngröße d mit den folgenden Randbedingungen: $T=20^{\circ}\text{C}$, $S=35\text{‰}$, $p=1\text{ atm}$, $\rho_F=1.025\text{ g/cm}^3$, $\rho_S=2.65\text{ g/cm}^3$, $\mu_{20^{\circ}\text{C}, 35\text{‰}}=1.0838 \cdot 10^{-2}\text{ g/cm s}$, $\nu_{20^{\circ}\text{C}, 35\text{‰}}=1.0573 \cdot 10^{-2}\text{ cm}^2/\text{s}$, $FF=0.7$.

5.1.6.2.3 Die kritische Depositionsgeschwindigkeit

Eine direkte Angabe einer mittleren kritischen Depositionsgeschwindigkeit $v_{cm,d}$ in Abhängigkeit von den sedimentphysikalischen Parametern existiert als Formel nur von ZANKE [1976b; SÜNDERMANN und KLÖCKER 1983]. Sie ist ebenfalls wie die mittlere kritische Geschwindigkeit $v_{cm,s}$ für den Suspensionsbeginn von der Sinkgeschwindigkeit w_s der Teilchen abhängig (Abb. 25):

$$v_{cm,d} = 3.93 \frac{12 \nu}{d(2.7 - 2.3FF)} \left(\sqrt{1 + \left(0.21 \left(\frac{(\rho_S - \rho_F)g}{\nu^2} \right)^{\frac{1}{3}} \right)^3} (2.7 - 2.3FF) - 1 \right) \quad (5.52)$$

5.1.6.2.4 Zusammenfassende Betrachtung der kritischen Geschwindigkeiten für den Beginn und das Ende der Bodenfracht bzw. des Suspensionstransports

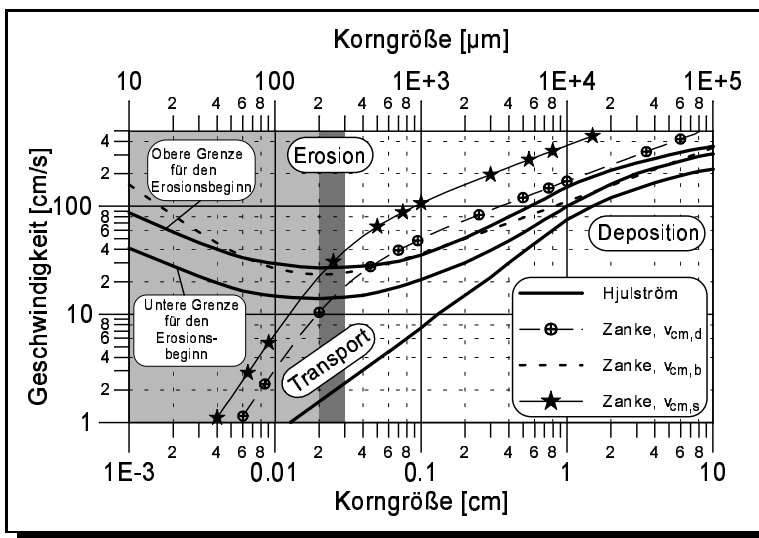


Abbildung 25: Zusammenstellung der in den beiden Modellen SENNA und PATRINNA genutzten kritischen Geschwindigkeiten in Abhängigkeit von der Korngröße d .

und $v_{cm,s}$, jedoch oberhalb der mittleren kritischen Depositionsgeschwindigkeit $v_{cm,d}$ liegt. Die in den beiden Modellen SENNA und PATRINNA verwendeten Gleichungen (5.44), (5.49) und (5.51) (s. S. 42, 51 und 52) für den Beginn und das Ende des Sedimenttransports sind in den beiden Modellen nur für Teilchen, deren mittlerer Korndurchmesser größer als $0.025\text{cm} (= 250\mu\text{m})$ ist (Abb. 25; dunkelgrau hinterlegt), direkt anwendbar. Denn unterhalb dieser Grenze liegt die mittlere kritische Geschwindigkeit $v_{cm,b}$ für den Beginn des Bodentransports über der mittleren kritischen Geschwindigkeit $v_{cm,s}$ des Suspensionstransports (Abb. 25; hellgrau hinterlegt). Um die beiden Modelle nicht auf Korngrößen oberhalb dieser Grenze beschränken zu müssen, ist ein Schalter implementiert, der es für $v_{cm,s} > v_{cm,b}$ erlaubt, entweder die kritische Geschwindigkeit $v_{cm,s}$ auf den Wert von $v_{cm,b}$ anzuheben oder aber umgekehrt $v_{cm,b}$ auf den Wert von $v_{cm,s}$ zu reduzieren. Diese Vorgehensweise ermöglicht eine physikalisch annehmbare Lösung. Denn nähme man diese Anpassung nicht vor, würde es bei den „kleinen“ Korngrößen dazu führen, daß die

Aus den Abbildungen 24 und 25 läßt sich ablesen, daß für die Erosion von Partikeln aus dem Sediment heraus mehr Energie benötigt wird, als für die Bewegung durch Rollen, Gleiten und den Transport in Schwebelage erforderlich ist: Das heißt, daß bereits in Bewegung befindliche Teilchen auch dann noch fortbewegt werden, wenn die mittlere Strömungsgeschwindigkeit deutlich unterhalb der kritischen Geschwindigkeiten $v_{cm,b}$

Teilchen bei Erreichen der kritischen Geschwindigkeit $v_{cm,s}$ in Suspension transportiert werden könnten, jedoch der Transport durch Geschiebe und Rollen nicht parallel dazu möglich wäre.

Zu dem Komplex der kritischen Geschwindigkeiten muß abschließend nochmals betont werden, daß es sich bei den angegebenen Formeln immer um Näherungswerte für bestimmte Strömungszustände handelt, da sie entweder aus Beobachtungen oder aber aus Experimenten im Strömungskanal hergeleitet wurden. Zu ergänzen wäre ebenfalls noch der biologische, nur schwer erfaßbare und saisonal teilweise unterschiedliche Einfluß auf diese Größen. Diese Einflüsse sind zwar vielfach beschrieben, jedoch steht für die Modellierung von Sedimenttransport eine Parametrisierung noch aus.

5.1.6.3 Berücksichtigung der Boden­neigung bei den kritischen Geschwindigkeiten für die Bodenfracht und den Suspensionstransport

Da die beiden Modelle mit einer konstanten vorgegebenen Geschwindigkeitsverteilung rechnen, die Dynamik jedoch erhalten bleiben soll, wird die Boden­neigung mit einbezogen. Diese ändert sich mit der Erosion und der Deposition von Sediment in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit und der Konzentration C des Sediments im Fluid sowie den lateral vorgegebenen Sedimentquellen.

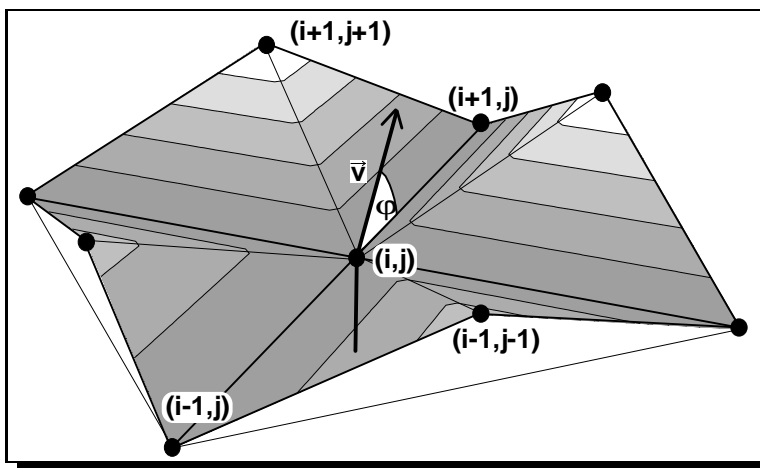


Abbildung 26: Skizze über die Bestimmung der Boden­neigung φ zur Reduzierung bzw. Erhöhung der kritischen Geschwindigkeiten $v_{cm,b}$ und $v_{cm,s}$ in Abhängigkeit von dieser; unterschiedliche Höhen werden durch die Graustufung dargestellt.

Um die Boden­neigung φ in Strömungsrichtung am Gitterpunkt (i, j) berücksichtigen zu können, werden die acht umliegenden Gitterpunkte in Abhängigkeit von der Strömungsrichtung betrachtet (Abb. 26). Durch Triangulation läßt sich die Fläche, die durch die angesprochenen acht umliegenden Gitterpunkte aufgespannt wird, mit dem neunten Punkt (i, j) , der sich im Zentrum dieser befindet, in acht Dreiecke einteilen. Betrachtet werden für die Bestimmung der Boden­neigung aber jeweils nur das Dreieck, aus dem die Strömung kommt,

sowie das Dreieck, in das sie hineinfließt. Aus diesen beiden Dreiecken läßt sich die mittlere Boden­neigung φ in Strömungsrichtung bestimmen. Bei einem Anstieg der Bodentopogra­phie in Strömungsrichtung werden die kritischen Geschwindigkeiten erhöht, bei einem Abfall verringert. Diese Verringerung bzw. Erhöhung ist über einen Schalter im Modell frei wählbar. Es stehen hierfür mehrere Funktionen für eine Modifizierung der kritischen Geschwindigkeiten zur Verfügung. Sie sind in Abbildung 27 einschließlich der Gleichungen aufgeführt.

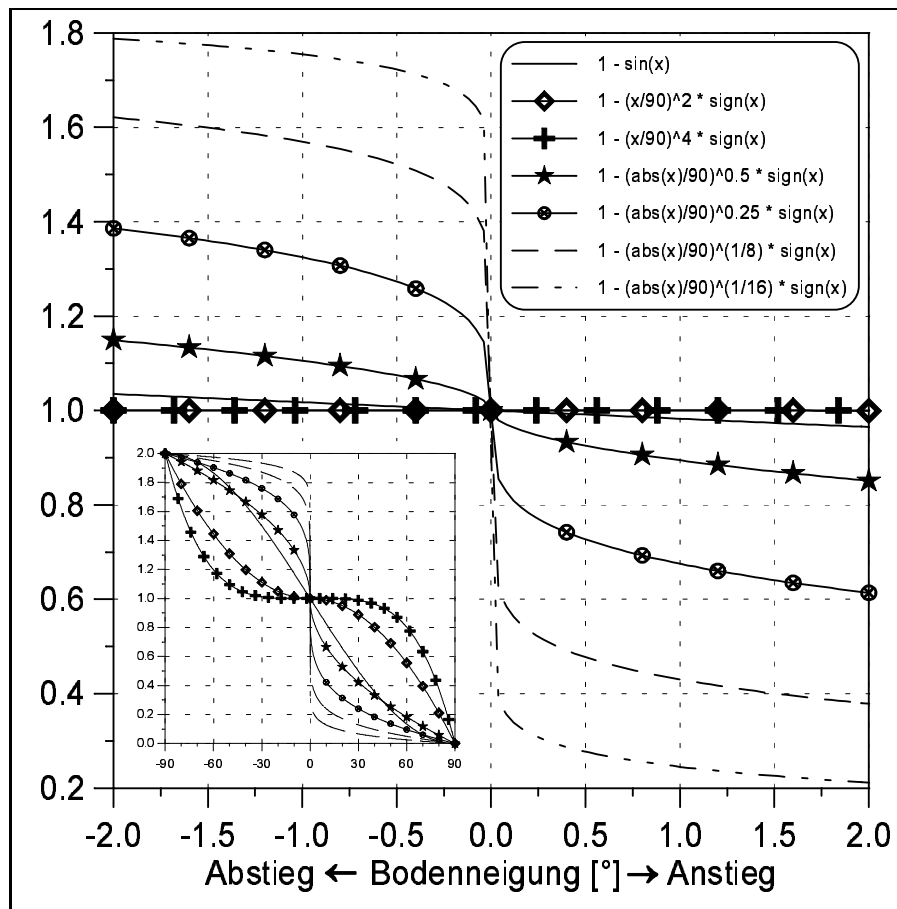


Abbildung 27: Berücksichtigung der Boden­neigung φ in Strömungsrichtung. Dargestellt sind die Funktionen, mit denen die kritischen Geschwindigkeiten $v_{cm,b}$ und $v_{cm,s}$ sowie die Sedimenttransporte q_B und q_S (s. Abschnitt 5.1.6.4, S. 57ff.) modifiziert werden. Das Bild im Bild stellt den gesamten Bereich ($\pm 90^\circ$) der Funktionen dar, die Hauptabbildung zeigt einen Ausschnitt ($\pm 2^\circ$), der bei den kleinen Neigungswinkeln φ relevant ist.

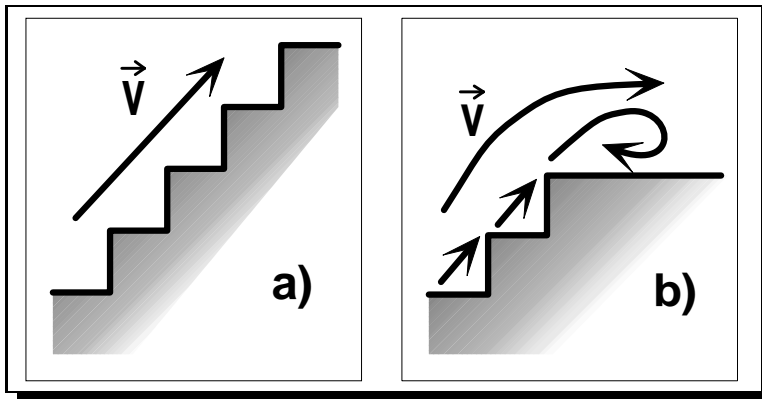


Abbildung 28: Skizze über die Loslösung der Strömung von der Bodentopographie [PULS, 1981]: a) von der Gitterstruktur losgelöster Sedimenttransport; b) nicht-realistischer, der Strömung entgegengesetzter Transport.

führen können (Abb. 28 b). Nach CROCKRELL und MARKLAND [PULS, 1981] ist die Strömung bei Neigungswinkeln unter 5° vollständig vom Gitter losgelöst, bei Winkeln, die größer als 10° sind, haftet sie am Gitter (Abb. 28b). Der Übergangsbereich zwischen 5° und 10° läßt sich nicht genau definieren. In den beiden vorliegenden Diskretisierungen der rezenten sowie der glazialen Bodentopographien (Abb. 7 und 8, S. 13 bzw. 14) mit der mittleren horizontalen Auflösung von ca. 50 km sind die vorliegenden Winkel im gesamten Modellgebiet kleiner als 2.65° (Maximum), im Mittel liegen sie unterhalb von 2° [HAUPT ET AL., 1994]. Da diese Gefälle sehr klein sind — $1:1\,000$ bis $1:10\,000$ für den Weltozean [PFANNENSTIEL, 1968] —, ändert sich der Faktor (Abb. 27), der zur Berücksichtigung dieser geringen Neigungsunterschiede dient und mit denen die kritischen Geschwindigkeiten $v_{cm,b}$ und $v_{cm,s}$ modifiziert werden, besonders bei Winkeln zwischen $\pm 2^\circ$.

5.1.6.4 Bestimmung des Sedimenttransports

Die rechnerische Erfassung des Sedimenttransports q durch eine gleichmäßige Strömung ist von großem Interesse. Aus diesem Grund existieren viele analytische Modelle, mit denen die Sedimentfracht berechnet werden kann [RAUDKIVI, 1982]. Dabei versucht man mittels der Boden- und Suspensionsfracht die Konzentrationsverteilung in der Wassersäule zu bestimmen. Zur Vereinfachung teilt man den Gesamttransport q in den Bodentransport q_B und den Suspensionstransport q_S auf. Die Bodenfracht q_B wird als derjenige Anteil definiert, der sich in dichtester Bodennähe mit überwiegender Kontakt zu der Sohle fortbewegt. Die Suspensionsfracht ist der Teil der Gesamtfracht, der sich vollständig ohne Bodenkontakt mit der Strömung bewegt [ZANKE, 1977a]. In der Natur — sieht man

Die Bodenneigung φ ist noch aus einem weiteren Grund von Bedeutung: Von ihr ist im Modell abhängig — dieses gilt allgemein für Modelle mit Treppenstufen —, ob die Bodenströmung vom Gitter losgelöst ist (Abb. 28a). Ist das nicht der Fall, so erzeugen die Treppenstufen Unstetigkeiten, die zu Turbulenzen mit einem teilweise gegen die Strömung gerichteten Sedimenttransport

von der klaren Definition des Bodentransports ab — läßt sich die Grenze zwischen dem Boden- und dem Suspensionstransport besonders bei einer ebenen Sohle oder einer Sohle mit verwaschenen Sohlformen kaum festlegen [YALIN, 1972]. Denn oftmals treten beide Transportformen mit dem Übergangsstadium „intermittent suspension load“ gemeinsam auf [MIDDLETON und SOUTHARD, 1984; RAUDKIVI, 1982; ZANKE, 1977a].

Die Frage nach einer günstigen Transportformel läßt sich, wie bereits bei den kritischen Geschwindigkeiten gezeigt, nicht beantworten. Laut KROHN [1975] ist keine der Gleichungen allgemein gültig, weil viele Faktoren wie z. B. die speziellen Strukturen eines Landes oder Meeresgebietes, in denen bzw. für das sie entwickelt wurden, nichteinheitliche Versuchsbedingungen usw. ihren Einfluß haben. Dieses führt dazu, daß sich die berechneten Transportraten der unterschiedlichen Formeln um mehrere Zehnerpotenzen unterscheiden können. Da eine große Vielzahl von Formeln existiert, eine umfassende Auflistung bzw. graphische Darstellung den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde, sind in den folgenden beiden Abschnitten diejenigen Formeln angeführt, die den Transport neben den sedimentphysikalischen Parametern direkt in Abhängigkeit von der mittleren und den kritischen Geschwindigkeiten angeben. Die Formeln, die nicht dimensionsecht sind, sind mit einem zusätzlichen Vermerk versehen.

5.1.6.4.1 Bestimmung des Bodentransports

VELIKANOV (1944) und POLYAKOV [BOGÁRDI, 1974] haben festgestellt, daß der Bodentransport q_B proportional zur vierten Potenz der mittleren Geschwindigkeit ist:

$$q_B = A v_m^4 \quad (5.53)$$

Diese Aussage spiegelt sich auch in den weiterentwickelten, durch Messungen und Beobachtungen präzisierten Formeln wieder. LEVI [BOGÁRDI, 1974] gibt unter Berücksichtigung der FROUDE-Zahl $Fr = v_m/\sqrt{gd}$ und der relativen Rauigkeit d/H den Bodentransport q_B mit

$$q_B = 0.002 \left(\frac{v_m}{\sqrt{gd}} \right)^3 d(v_m - v_{cm,b}) \left(\frac{d}{H} \right)^{0.25} \quad (5.54)$$

an. LEVIS Gleichung [BOGÁRDI, 1974] ist jedoch nicht dimensionsecht. Sie ist gültig, wenn die Größen q_B in $[m^3/m\ s]$, v_m und $v_{cm,b}$ in $[cm/s]$, g in $[m/s^2]$ sowie d und H in $[m]$ angegeben werden. Wie auch bei LEVI ist die Transportformel von ZANKE [1978a] proportional zur vierten Potenz der Geschwindigkeit. Mit dem Hohlraumverhältnis p , welches für natürliche Sande mit $p \approx 0.7$ angegeben wird, gibt ZANKE den Bodentransport durch die folgende dimensionsechte Gleichung an:

$$q_B = \frac{1}{p} 10^{-7} \left(\frac{v_s^2 - v_{c,b}^2}{w_s^2} D^{*2} \right)^2 \nu \quad (5.55)$$

In Gleichung (5.55) ist die Sinkgeschwindigkeit w_s der Sedimentpartikel durch Gleichung 5.44 in Abschnitt 5.1.6.1 (s. S. 42) angegeben.

$$D^* = \left(\frac{\rho' g}{\nu^2} \right)^{\frac{1}{3}} d \quad (5.56)$$

beschreibt den sedimentologischen Korndurchmesser. Die Formel von ZANKE, die in beiden Modellen verwendet wird, hat gegenüber der Formel von LEVI [BOGÁRDI, 1974] den Vorteil, daß sie die Temperaturabhängigkeit des Transports über die kinematische Viskosität ν berücksichtigt. Dadurch kann diese Formel laut ZANKE auch im hydraulisch rauhen Bereich verwendet werden. Das entspricht auch den von PANG-YUNG [PANG-YUNG, 1937; ZANKE, 1978a] veröffentlichten Ergebnissen, die besagen, daß der Bodentransport bei Korngrößen oberhalb von $d = 0.03\ cm$ in dem Bereich von $T = 2^\circ C - 45^\circ C$ mit steigender Temperatur wächst.

5.1.6.4.2 Bestimmung des Suspensionstransports

Die Berücksichtigung des Suspensionstransports im Modell ist von großer Relevanz, da er den überwiegenden Teil des Gesamtsedimenttransports ($q = q_B + q_S$) ausmacht. Aus untereinander unabhängigen Messungen von DILLO [1960], BOSSELMANN [1960], GILBRICH [1961], STÜCKRATH und ZSCHIESCHE [ZSCHIESCHE, 1961; ZANKE, 1978a] hat sich ergeben, daß der Suspensionstransport ungefähr um das zehnfache über dem des Bodentransports liegt, wenn die mittlere Geschwindigkeit v_m gleich oder aber größer als die kritische Geschwindigkeit $v_{cm,s}$ für den Beginn des Suspensionstransports ist. In den beiden gekoppelten Modellen von SENNA kann sich dieses Verhältnis noch weiter erhöhen, da

an den Stellen, an denen die Gesamtvertikalgeschwindigkeit w_g nach oben gerichtet ist, in Suspension befindliches Sediment von dem zweidimensionalen Modell in das dreidimensionale transportiert wird. Das hat zur Folge, daß diese Sedimentmenge in der Bodenschicht zusätzlich erodiert werden kann, damit die Balance zwischen der Transportfähigkeit in Suspension und der effektiven Sedimentkonzentration erneut hergestellt wird.

Im folgenden werden vier Formeln für den Suspensionstransport q_S vorgestellt. Sie sind alle dimensionsecht:

Autor	Suspensionstransport q_S	Anmerkung
ENGELUND/ HANSEN	$0.05 \rho_S g v_m^2 \left(\frac{d}{\frac{\rho_S}{\rho_F} - 1} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{v_+^2}{\frac{\rho_S}{\rho_F} - 1} \right)^{\frac{3}{2}}$ <p>mit $v_+ \approx 0.065 v_m - 0.09 v_m$</p>	<p>[g/cm s]</p> <p>$0.2mm \leq d \leq 1mm$</p>
KROHN	$q_{S0} v_m^\alpha (v_m^2 - v_{cm}^2)^\beta$ <p>mit $q_{S0} = 1$</p>	[g/cm s]
MEYER-PETER/ MÜLLER	$8 \rho_F \left(v_+^2 - 0.047 g d \left(\frac{\rho_S}{\rho_F} - 1 \right) \right)^{\frac{3}{2}}$ <p>mit $v_+ \approx 0.065 v_m - 0.09 v_m$</p>	[g/cm s]
ZANKE	$10^{-8} \frac{H}{h_1} \frac{(v_s^2 - v_{c,b}^2)(v_s^2 - v_{c,s}^2)}{w_s^4} \dots$ $D^{*4} \frac{1}{p} \nu \left(\frac{\nu}{\nu_0 - \nu} \right)^{\frac{1}{4}}$	k. A.

Tabelle 7: *Der Suspensionstransport in Abhängigkeit von den sedimentologischen Parametern, den Eigenschaften des Wassers sowie den Geschwindigkeiten* [ENGELUND und HANSEN, 1967; KROHN, 1975; YALIN, 1972; ZANKE, 1978a].

Weil die Gleichungen von KROHN [1975], ENGELUND und HANSEN [ENGELUND und HANSEN, 1967; ZANKE, 1978a] die Viskosität und somit die Temperaturabhängigkeit nicht berücksichtigen, die 1948 aufgestellte Gleichung von MEYER-PETER und MÜLLER [KROHN, 1975; YALIN, 1972] aber durch Nichtberücksichtigung der REYNOLDS-Zahl

nur für gröberes Korn [GEHRIG, 1967], für das sie speziell entwickelt worden ist, gültig ist, wird die ZANKE-Formel

$$q_S = 10^{-8} \frac{H}{h_1} \frac{(v_s^2 - v_{c,b}^2)(v_s^2 - v_{c,s}^2)}{w_s^4} D^{*4} \frac{1}{p} \nu \left(\frac{\nu}{\nu_0 - \nu} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (5.57)$$

verwendet. Sie entspricht auch den Messungen von DILLO [DILLO, 1967; ZANKE, 1978b], der festgestellt hat, daß der Suspensionstransport q_S für Korngrößen unterhalb von $d = 0.02 \text{ cm}$ in dem Bereich von $T = 0.3^\circ\text{C} - 40^\circ\text{C}$ mit steigender Temperatur stark abnimmt.

5.1.6.5 Berücksichtigung der Boden­neigung beim Sedimenttransport

Analog zu der Berücksichtigung der Boden­neigung bei den kritischen Geschwindigkeiten $v_{cm,b}$ und $v_{cm,s}$ wird sie bei den Transportraten q_B und q_S ebenfalls getrennt berücksichtigt. Dies wird durch die Modifikation mit entsprechend vorgegebenen Funktionen, die von dem räumlich variierenden Boden­neigungswinkel φ abhängig sind, erreicht. Diese Funktionen wurden bereits in Abschnitt 5.1.6.3 auf Seite 55ff. in Abbildung 27 dargestellt. An dieser Stelle soll jedoch erneut darauf hingewiesen werden, daß für jede der in den beiden Modellen SENNA und PATRINNA durch die Boden­neigung φ beeinflußten Größen ($v_{cm,b}$, $v_{cm,s}$, q_B , q_S) die Funktionen einzeln, also unabhängig voneinander gewählt werden können.

5.2 PATRINNA = PArticle TRacing In the Northern North Atlantic

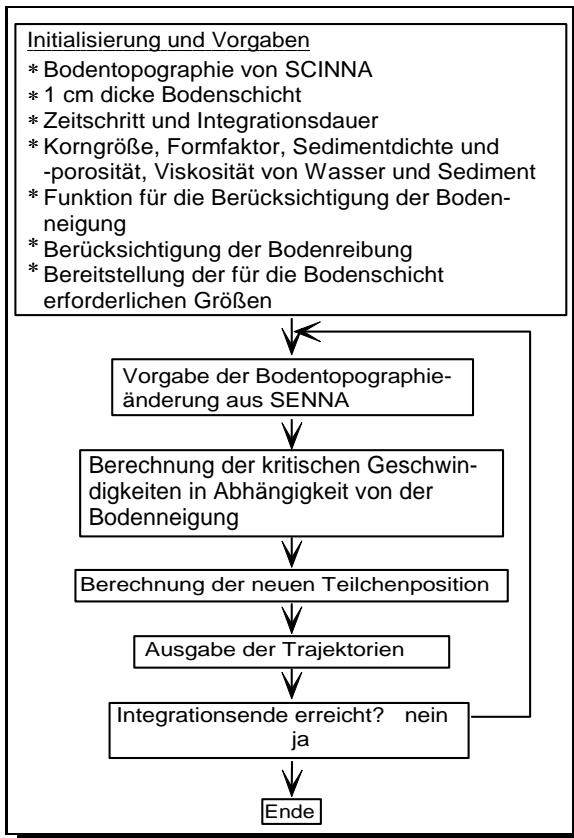


Abbildung 29: Das Flußdiagramm von PATRINNA.

zu den Ergebnissen des Zirkulationsmodells auch noch Daten aus den Modellergebnissen von SENNA in die Simulationen mit ein. Als Antrieb für PATRINNA dienen wiederum die Temperatur-, Salzgehalts- und horizontalen Geschwindigkeitsfelder des Zirkulationsmodells SCINNA [HAUPT ET AL., 1994; SCHÄFER-NETH, 1994]. Die im nächsten Abschnitt beschriebenen Gleichungen sind auf den gleichen Gittern wie in SENNA diskretisiert (vgl. Abb. 12 und Abb. 13, Abschnitt 5.1.3, S. 25ff.).

Die Bodentopographie ergibt sich aus der vorgegebenen Topographie aus SCINNA sowie aus der modellierten Änderung der Bodentopographie aus SENNA, wobei die zeitliche Entwicklung der Bodentopographie während eines Modellaufs berücksichtigt wird. Weil die Boden- neigung φ in Strömungsrichtung ebenfalls mit einbezogen wird, bleibt PATRINNA trotz konstanter Antriebsfelder aufgrund der Änderungen der Bodentopographie ein dynamisches Modell.

PATRINNA besteht ebenso wie SENNA aus zwei gekoppelten Modellen (Abb. 10 und 29). Mit dem dreidimensionalen wird die dreidimensionale Drift einzelner Partikel und Partikelwolken in der Wassersäule, mit dem zweidimensionalen die Drift parallel zum Boden modelliert. Mit diesem Modellverbund sollen die Hauptdriften sowie die horizontale und vertikale Verweildauer von Teilchen bzw. Teilchenwolken in bestimmten Modellregionen und Tiefenhorizonten bzw. Meeresbecken entsprechend der ozeanischen Zirkulation herausgearbeitet werden.

PATRINNA ist parallel zu SENNA entwickelt worden; das heißt, daß die Voraussetzungen und Annahmen, die für SENNA gelten, auch für die beiden Teilm Modelle von PATRINNA bis auf eine Ausnahme Gültigkeit haben: PATRINNA bezieht zusätzlich

5.3 Die Modellgleichungen von PATRINNA

Es wird wie bereits auch in SENNA davon ausgegangen, daß sich die Teilchen horizontal mit der vorgegebenen Horizontalgeschwindigkeit bewegen [BITZER und PFLUG, 1989]. Ebenso setzt sich die Gesamtvertikalgeschwindigkeit w_g (vgl. Abschnitt 5.1.1.1, Gl. (5.7), S. 20), mit der sich die Partikel bewegen, aus der Vertikalgeschwindigkeit w , die mittels der Kontinuitätsgleichung (vgl. Abschnitt 5.1.1.1, Gl. (5.2), S. 19) aus den Horizontalgeschwindigkeiten bestimmt wird, und aus der Sinkgeschwindigkeit w_s eines einzelnen Teilchens zusammen (s. Abschnitt 5.1.6.1, S. 36ff.). Diese hängt wie auch bei SENNA von verschiedenen physikalischen Größen ab und ist räumlich variabel [GIBBS ET AL., 1971; GIBBS, 1985a; MCCAVE und GROSS, 1991; ZANKE, 1977b].

Weil wie in SENNA die Sinkgeschwindigkeiten w und w_s und die kritischen Geschwindigkeiten $v_{cm,b}$, $v_{cm,s}$ und $v_{cm,d}$ vom Druck p , der Dichte ρ_F des umgebenden Wassers, der dynamischen (μ) und kinematischen Viskosität ν abhängen, werden diese Größen ebenfalls über die gleichen Gleichungen und Polynomapproximationen bestimmt. Sie wurden ausführlich in Abschnitt 5.1.1 (S. 18ff.) erläutert.

Um die Trajektorien, die den zeitlichen Weg der Teilchen beschreiben und so ein wertvolles Hilfsmittel bei der Bestimmung der Standorte von Treibkörpern sind [DIETRICH ET AL., 1975], berechnen zu können, müssen neben einer vorgegebenen Startposition die Geschwindigkeiten bestimmt werden, die auf jedes einzelne Teilchen wirken. Dieses sind im dreidimensionalen Modell das Geschwindigkeitsfeld aus dem Zirkulationsmodell SCINNA [SCHÄFER-NETH, 1994] und die Gesamtvertikalgeschwindigkeit w_g (vgl. Gl. (5.7), Abschnitt 5.1.1.1, S. 19), die sich aus der vorgegebenen Vertikalgeschwindigkeit des Zirkulationsmodells *und* der Vertikalgeschwindigkeit der Teilchen in der Wassersäule zusammensetzt.

Der jeweils neue Ort eines jeden Partikels wird mit Hilfe des ursprünglichen Ortes über den folgenden Zusammenhang bestimmt [Goldstein, 1985; KURZ, 1977]:

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \vec{v}. \quad (5.58)$$

Die Art dieser LAGRANGIAN Ortsbestimmung zu den einzelnen Zeitpunkten setzt voraus, daß die Richtung und Geschwindigkeit der Strömung an einer großen Anzahl von

Punkten bekannt ist [DIETRICH ET AL., 1975]. Um dieses bei der vorgegebenen horizontalen Gitterauflösung von ca. 50 km und einer vertikalen Auflösung zwischen 50 und 1000 Metern (vgl. Tab. 1, S. 10 in Kapitel 4) im Modell zu erreichen, werden zu jedem Zeitschritt Δt die drei Komponenten der Geschwindigkeit eines jeden Partikels (u_{r_x} , v_{r_y} und $w_{g_{r_z}}$), das zwischen den Gitterpunkten liegt, aus den Werten der jeweils acht umliegenden Gitterpunkte unter Berücksichtigung des Abstandes zu diesen räumlich gewichtet gemittelt [HAUPT, 1991; KIRWAN ET AL., 1979]. Die Ortsbestimmung für den Zeitschritt $(n + 1)$ in diskretisierter Form ergibt die folgenden drei Gleichungen [HAUPT ET AL., 1994; PICHLER, 1986]:

$$r_{x,n+1} = r_{x,n} + u_r \Delta t \quad (5.59a)$$

$$r_{y,n+1} = r_{y,n} + v_r \Delta t \quad (5.59b)$$

$$r_{z,n+1} = r_{z,n} + w_{g_r} \Delta t \quad (5.59c)$$

In der Bodenschicht wird wie in SENNA eine durch die Bodenreibung reduzierte Horizontalgeschwindigkeit zugrunde gelegt (vgl. Gl. (5.47), Abschnitt 5.1.6.2, S. 46) [SÜNDERMANN, 1983; ZANKE, 1978]. Die Ortsbestimmung der einzelnen Teilchen in dem zweidimensionalen Modell wird analog zum dreidimensionalen Modell (Gl. (5.58)) durchgeführt. In diskreter Form sieht die Gleichung (5.58) für die Berechnung der zweidimensionalen Transportbahnen wie folgt aus:

$$r_{bot,x,n+1} = r_{bot,x,n} + u_{bot,r} \Delta t \quad (5.60a)$$

$$r_{bot,y,n+1} = r_{bot,y,n} + v_{bot,r} \Delta t \quad (5.60b)$$

Der Austausch der Teilchen zwischen dem zwei- und dem dreidimensionalen Modell wird über die Gesamtvertikalgeschwindigkeit w_g an der Grenzfläche zwischen den beiden Modellen realisiert. Die Teilchen bewegen sich also je nach Richtung bzw. Vorzeichen von w_g entweder von der Bodenschicht in die darüberliegende Wassersäule bzw. von dieser in Richtung Boden. Dabei muß die Tiefenangabe der Teilchen in der zweidimensionalen Bodenschicht gesondert betrachtet werden. Unter der Annahme, daß die Strömungsgeschwindigkeit ausreicht, also oberhalb der Depositionsgeschwindigkeit liegt, und keine aufwärtsgerichtete Vertikalgeschwindigkeit vorliegt, werden sich die Teilchen in der Bodenschicht fortbewegen. Dabei gelangen sie, ohne das zweidimensionale Modell zu verlassen,

in andere Tiefen, weil sich die Bodenschicht wie eine „Gummimatte“ an die vorgegebene idealisierte Topographie anschmiegt (vgl. Abschnitt 5.1, Abb. 10, S. 16). Da diese Tiefenänderung aufgrund der fehlenden Vertikalkomponente jedoch nicht wie in den Gleichungen (5.59a–c) mit den Gleichungen (5.60a) und (b) bestimmt werden kann, wird die Tiefe über die vorgegebene Modelltopographie errechnet. Berücksichtigt werden dabei die vier umliegenden untersten Gitterpunkte der Wassersäule. Aus ihnen wird über ein räumlich gewichtetes Mittel der Tiefenwert des betrachteten Teilchens bestimmt. So ist es möglich, daß die Teilchen zwischen den beiden gekoppelten Modellen ohne Höhen- bzw. Tiefensprünge zu vollführen, über die interne Grenzschicht hinweggelangen können.

Die Bewegung der Teilchen hängt neben der Bodenströmung zusätzlich von der kritischen Geschwindigkeit $v_{cm,b}$ für den Beginn des Bodentransports und von der kritischen Depositionsgeschwindigkeit $v_{cm,d}$ ab (vgl. Abschnitte 5.1.6.2.1, S. 48 und 5.1.6.2.3, S. 53), wobei auch hier wieder — wie auf Seite 55 in Abschnitt 5.1.6.3 beschrieben — die Bodenneigung φ mit einbezogen wird.

Abschließend soll noch mal hervorgehoben werden: Durch die Berücksichtigung der mit SENNA modellierten zeitlichen Änderung der Bodentopographie während eines Experiments ist die Dynamik dieses Modells dadurch gegeben, daß sich durch die Bodentopographieänderungen jeweils die Bodenneigung in Bewegungsrichtung und damit auch die dazugehörigen kritischen Geschwindigkeiten ändern.

6 Ausgangsdaten zur Initialisierung der Modelle

In diesem Kapitel werden die Ausgangsdaten, mit denen die beiden Modelle SENNA und PATRINNA initialisiert und angetrieben werden, vorgestellt. Das sind neben den aus SCINNA [SCHÄFER-NETH, 1994] vorgegebenen Daten diejenigen, die auf die Bodenschicht projiziert werden. Weiter sind dies die für die Bodenschicht geglätteten Geschwindigkeitsfelder (vgl. Abschnitt 5.1.2, S. 23). Außerdem erfolgt die graphische Darstellung der Sedimentquellen einschließlich einer tabellarischen Auflistung der Autoren, die den Sedimenteintrag quantifizieren.

Um Sedimentpartikel bzw. Partikelwolken im Ozean sowie auch im Modell bewegen zu können, ist als Hauptantriebskraft ein dreidimensionales Geschwindigkeitsfeld erforderlich. Dieses muß in sich konsistent sein, das heißt, daß es mit dem Dichtefeld, welches sich hauptsächlich aus der vorgegebenen Temperatur- und Salzgehaltsverteilung ergibt, harmonieren muß. Für die numerische Modellierung der Sedimentdynamik dienen zwei Datensätze, die mit dem Zirkulationsmodell SCINNA erzeugt werden, als Vorgabe. Jeder Datensatz umfaßt ein dreidimensionales Temperatur- und Salzgehaltsfeld und die daraus resultierende dreidimensionale Geschwindigkeitsverteilung.

In den nun folgenden beiden Abschnitten werden die beiden vorliegenden Datensätze vorgestellt: Anhand des rezenten Datensatzes wird überprüft und gezeigt, daß die beiden Modelle SENNA und PATRINNA realistische Ergebnisse liefern und damit die aktuellen geologisch-ozeanographischen Verhältnisse reproduzieren. Die Validierung der beiden Modelle besteht in einem Vergleich zwischen der für den heutigen Zustand modellierten Sedimentverteilung und den aus Messungen gewonnenen Daten. Mit dem zweiten Datensatz, der ein mögliches Szenario des letzten glazialen Maximums darstellt [HAUPT ET AL., 1994; 1995], wird ein Schritt in Richtung Paläo-Modellierung unternommen und exemplarisch vorgeführt (vgl. Kapitel 8).

Der rezente Datensatz bezieht sich auf die Wintersituation, während die Paläorekonstruktion den glazialen Sommer darstellt, da von SCHÄFER-NETH [1994] große Ähnlichkeiten zwischen dem heutigen Winter und dem glazialen Sommer herausgearbeitet werden konnten.

6.1 Der rezente Datensatz zur Modellinitialisierung

Der rezenten Zirkulation liegen die Daten des Januarwindes (Abb. 30) [HELLERMAN und ROSENSTEIN, 1983], die der winterlichen Meeresoberflächentemperatur- und die der Meeresoberflächensalzgehaltsverteilung zugrunde [HAUPT ET AL., 1994; 1995].

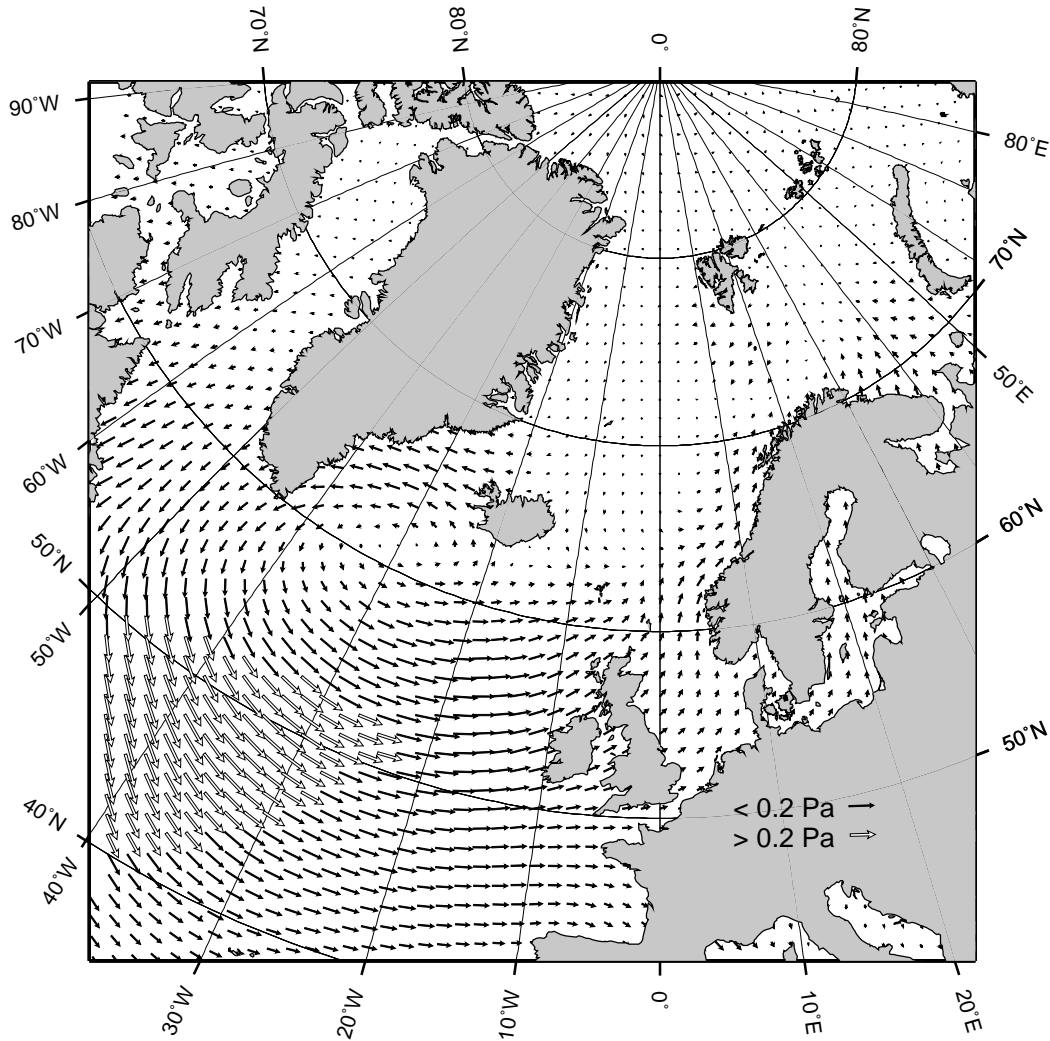


Abbildung 30: *Der Januarwind von HELLERMAN und ROSENSTEIN [1983].*

Die dreidimensionale Temperaturverteilung entspricht der Wintersituation, die LEVITUS [1982] in seinem klimatologischen Atlas des Weltozeans darstellt (Abb. 31).

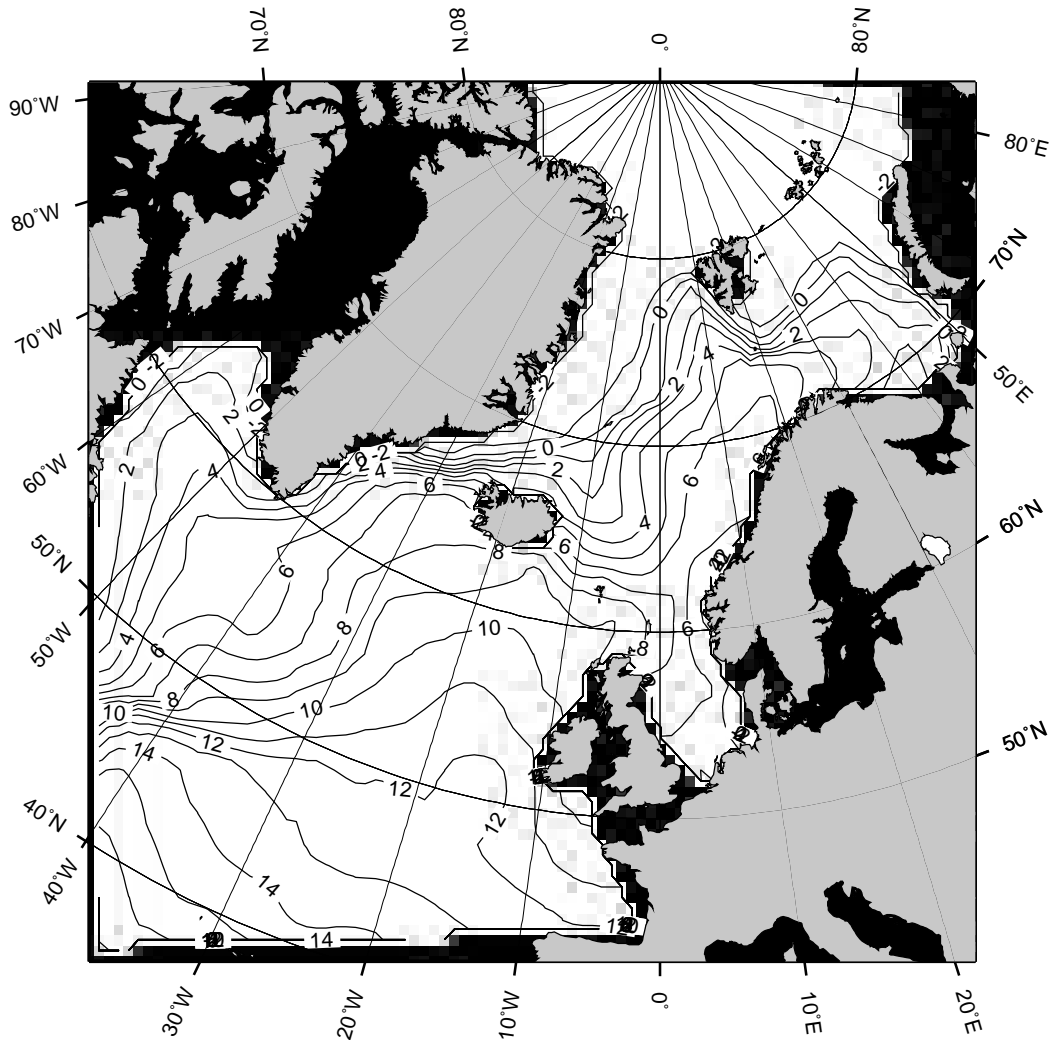


Abbildung 31: Die rezente Oberflächentemperatur (Wintersituation) nach LEVITUS [1982].

Die Reduzierung der Temperatur an der Meeresoberfläche auf Gefrierpunktstemperatur (-1.9°C) realisiert die Eisbedeckung im nördlichen Teil des Europäischen Nordmeers. (Abb. 31) [WADHAMS, 1986]. In den vereisten Regionen ist die Windschubspannung auf Null gesetzt worden. Die aus dem Modell SCINNA [SCHÄFER-NETH, 1994] vorgegebene Salzgehaltsverteilung (Abb. 32) entspricht den von DIETRICH [1969] aus synoptischen Messungen gewonnenen Daten (Abb. 33).

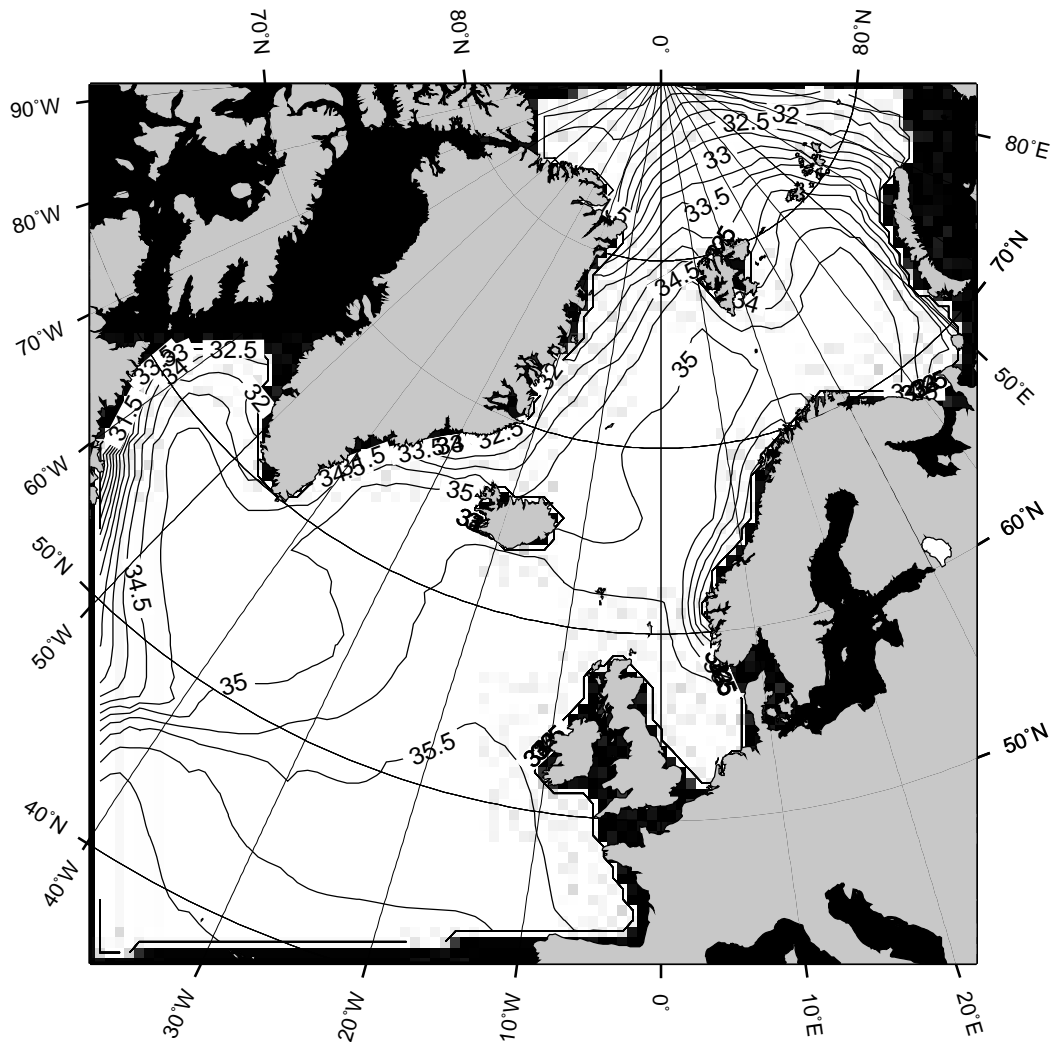


Abbildung 32: Der rezente Oberflächensalzgehalt (Wintersituation) nach DIETRICH [1969].

Mit dem thermohalinen Forcing und dem HELLERMAN und ROSENSTEIN-Windfeld [1983] ergibt sich das in Abbildung 33 dargestellte Geschwindigkeitsfeld in 25 Metern Tiefe. Es zeigt die Hauptstromsysteme des nördlichen Nordatlantiks einschließlich des Europäischen Nordmeers (vgl. Abb. 2, S. 2 in Kapitel 1): Dieses sind die Nordatlantische Drift, der Norwegische Strom und der Norwegische Küstenstrom mit dem sich daran anschließenden Nordkap-Strom. Weiter lassen sich der Jan-Mayen-Polar-Strom, der West- und Ost-Spitzbergen-Strom sowie die transpolare Drift erkennen. Gut zu identifizieren ist der Ost-Grönland-Strom, der sich durch die Dänemarkstraße fortsetzt und von dem nördlich

von Island der Ost-Island-Strom nach Südosten abzweigt. Ebenso sind der Irminger-Strom und der West-Grönland-Strom in der modellierten Zirkulation vorhanden.

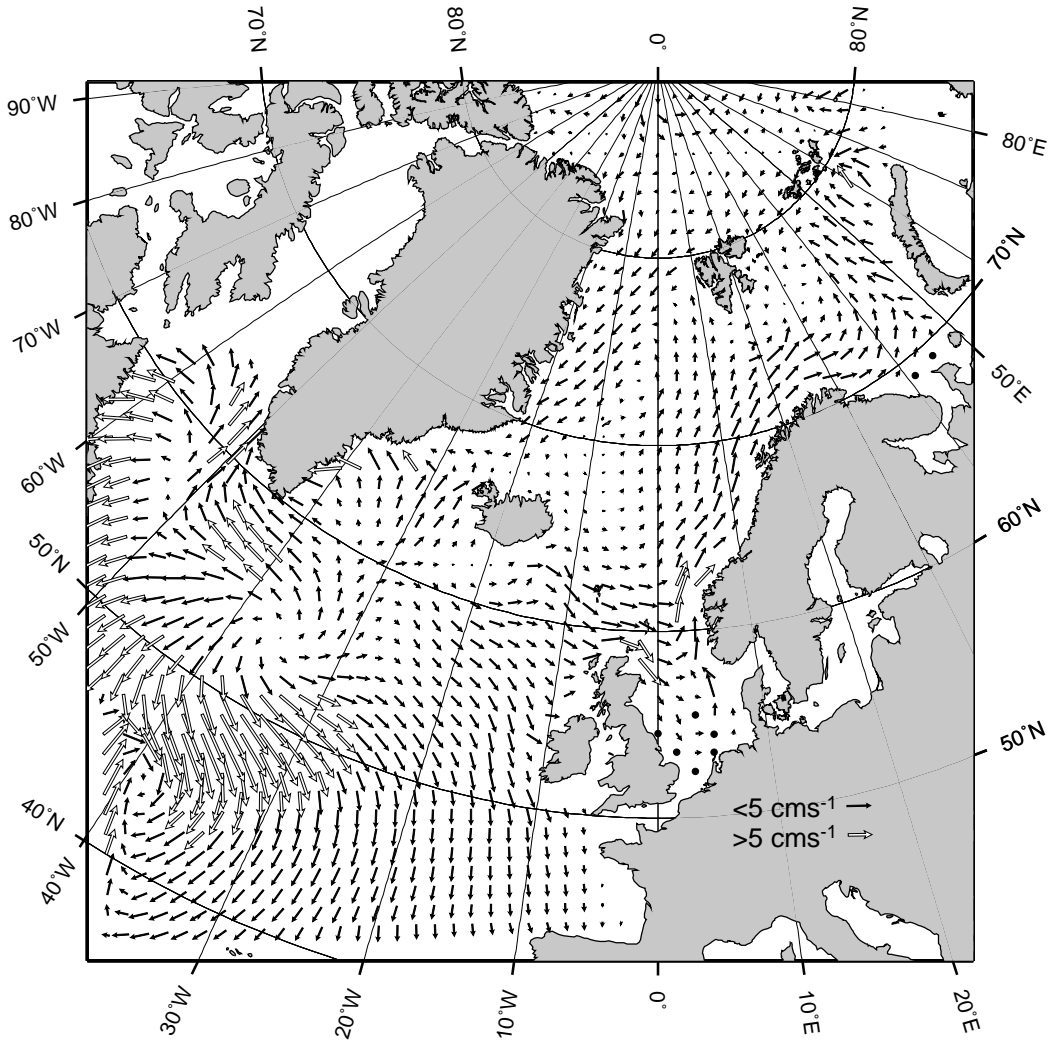


Abbildung 33: Die rezente modellierte Strömung in 25 Metern Tiefe.

Da der mit SENNA modellierte Sedimenttransport aber nicht nur von der Geschwindigkeit in 25 Metern Tiefe abhängt, zeigt die folgende Abbildung 34 die aus den 17 Schichten vertikal gemittelte Geschwindigkeit, wobei die unterschiedliche Schichtdicke (vgl. Tabelle 1, S. 10) berücksichtigt ist.

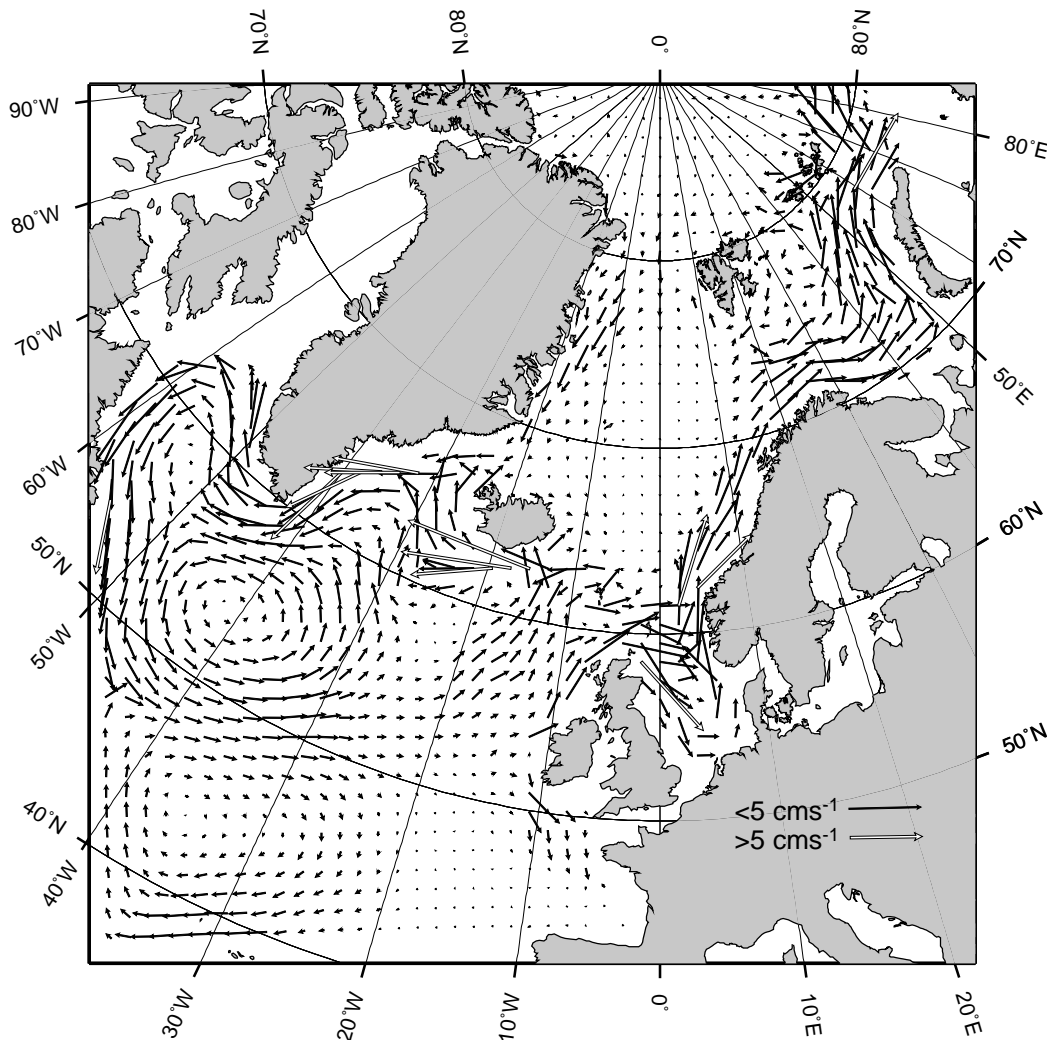


Abbildung 34: *Das rezente vertikal gemittelte Zirkulationssystem.*

6.1.1 Die rezente Bodengeschwindigkeit

Die Geschwindigkeit in der 1 cm dicken Bodenschicht ergibt sich aus der Projektion der untersten „Wasserschicht“ des dreidimensionalen Modells in das zweidimensionale Modell (vgl. Kapitel 5, Abschnitt 5.1.2, S. 23). Abbildung 35 zeigt die Bodengeschwindigkeiten direkt nach der Projektion. Deutlich werden dabei die in Richtung und Betrag stark unterschiedlichen Geschwindigkeiten an benachbarten Gitterpunkten, speziell im Bereich der Dänemarkstraße und im Bereich des Island–Schottland–Rückens.

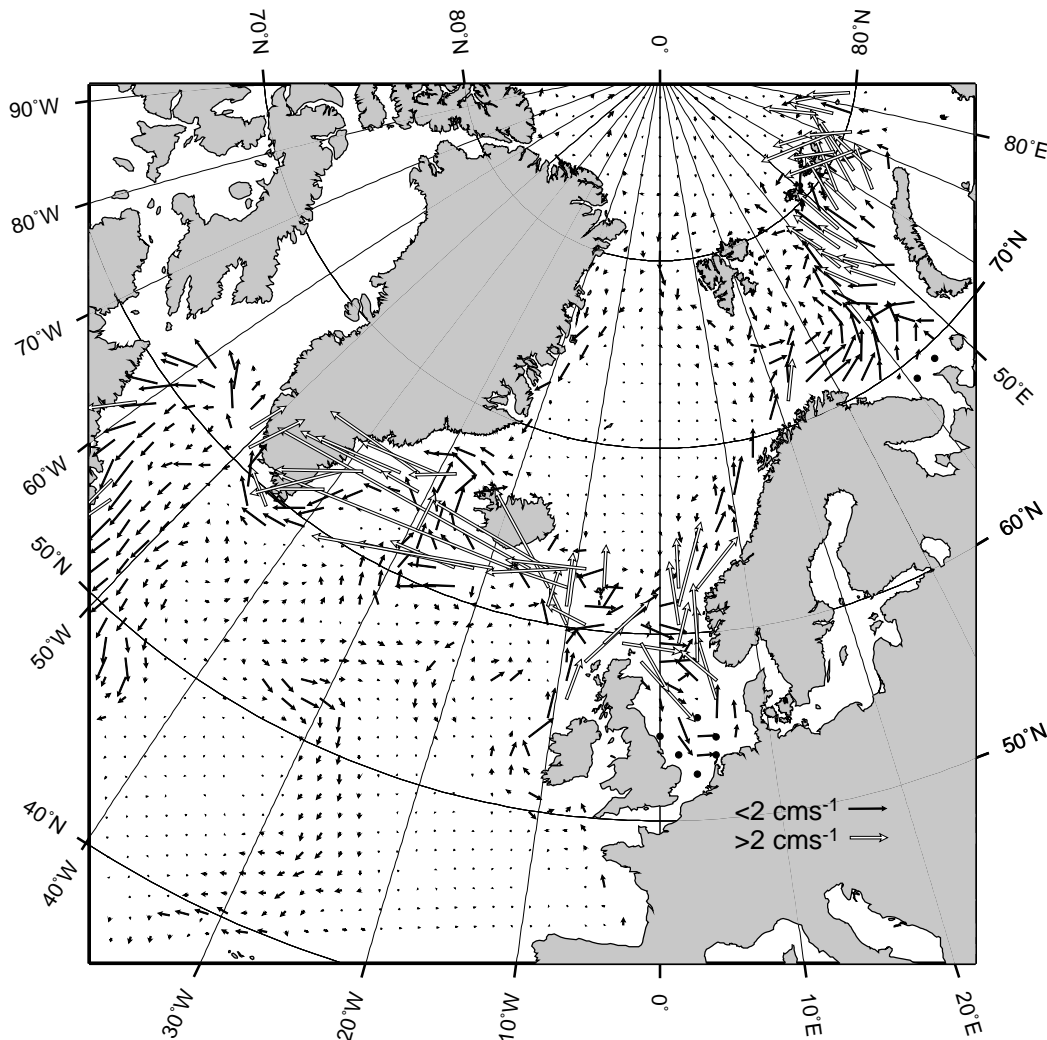


Abbildung 35: Darstellung der ungeglätteten, vom dreidimensionalen Modell in die ein Zentimeter dicke Bodenschicht projizierten rezente Geschwindigkeiten.

Das Geschwindigkeitsfeld aus Abbildung 35 ist mit einem 25 Punkte umfassenden gleitenden Mittel geglättet worden, wobei die Entfernung der umliegenden Gitterpunkte vom Zentrum über eine Abstandsfunktion mit berücksichtigt wird. Diese Glättung wird mehrere Male wiederholt, weil so ein für die weiteren Experimente benötigtes, glattes, von Gitterpunkt zu Gitterpunkt nicht zu extrem variierendes Geschwindigkeitsfeld konstruiert werden kann.

In Vorexperimenten zu den in den beiden nächsten Kapiteln vorgestellten Ergebnissen, hat sich herausgestellt, daß ein zehnmaliges Glätten (Abb. 36) erforderlich ist, um zu positiven Ergebnissen zu gelangen. Auch nach dem Glätten bleiben in dem Bereich von Island, der Nordsee und westlich von Grönland die Richtung und Charakteristiken der Zirkulation unter Verminderung der Extremwerte erhalten.

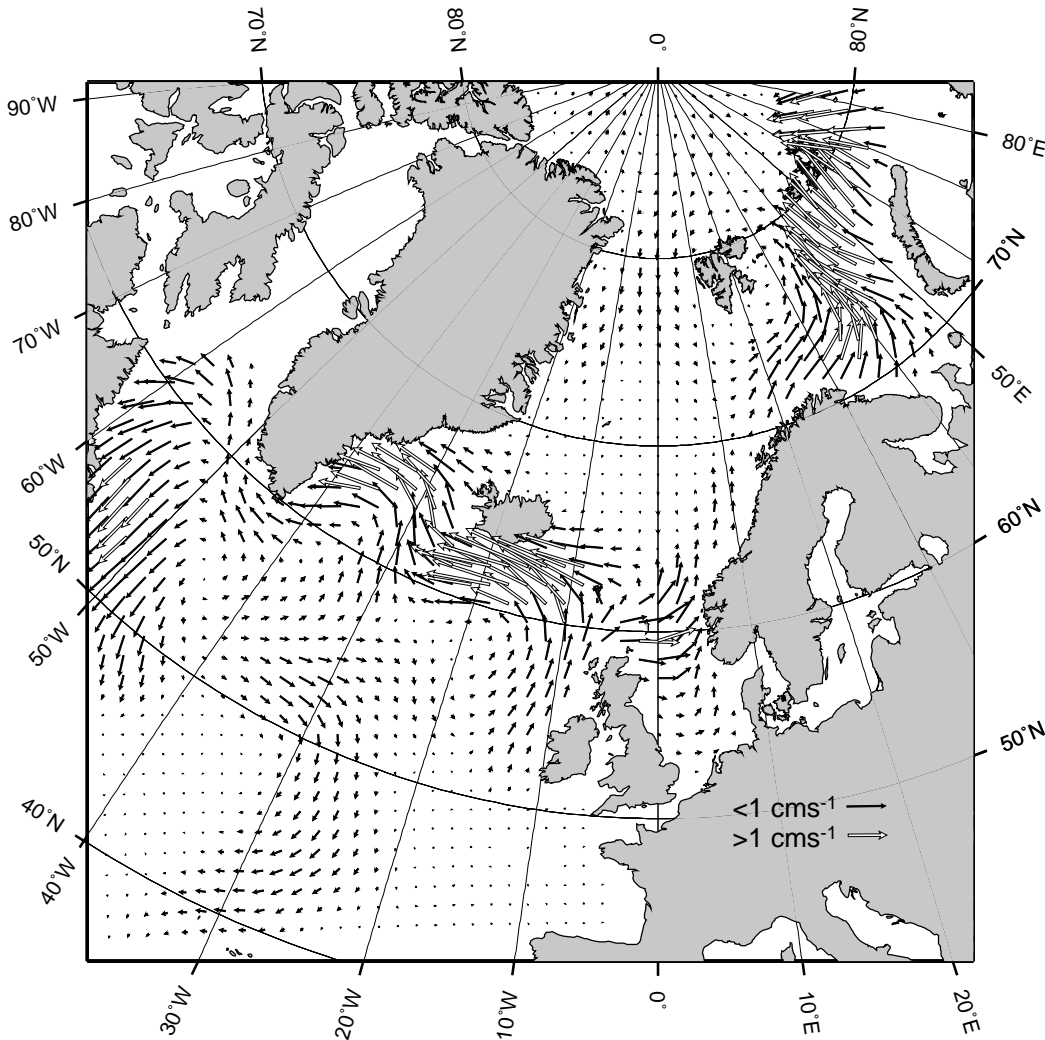


Abbildung 36: Darstellung des Geschwindigkeitsfelds nach zehnmaligem Glätten mit einem 25 Gitterpunkte umfassenden gleitenden Mittel.

Mit dem auf diese Weise neu erstellten zweidimensionalen Geschwindigkeitsfeld werden die im nächsten Kapitel 7 beschriebenen und mit SENNA und PATRINNA durchgeführten Simulationen initialisiert. Anhand eines Experiments wird dort gezeigt, daß mit einem

ungeeigneten Bodengeschwindigkeitsfeld an einzelnen Gitterpunkten im Modell eine extrem hohe Erosion bzw. Deposition hervorgerufen wird, weil die Transportraten aufgrund der Geschwindigkeitsschwankungen ebenfalls stark veränderlich sind. Dieses kommt einer unpassenden Vorgabe von Sedimentquellen und –senken gleich, ein Phänomen, was nach McLEAN [1985] und TETZLAFF [1989] in der Literatur als „Wasserfalleffekt“ beschrieben wird.

6.2 Der Datensatz des letzten glazialen Maximums zur Modellinitialisierung

Um einen Schritt in Richtung Paläo-Modellierung gehen zu können, muß ein Datensatz vorliegen, der in sich konsistent ist: Das bedeutet, daß die aus Eis- und Sedimentkernen rekonstruierten Temperaturen und Salzgehalte für das letzte glaziale Maximum gleiche Frontensysteme in der Temperatur- und Salzgehaltsverteilung aufweisen müssen. Denn nur so kann für das Europäische Nordmeer eine zusätzlich durch den Wind modifizierte thermohaline Zirkulation aufrechterhalten werden.

Die von dem Zirkulationsmodell SCINNA [SCHÄFER-NETH, 1994] vorgegebene Temperaturverteilung an der Meeresoberfläche (Abb. 37) entspricht weitgehend den CLIMAP-Sommertemperaturen [CLIMAP, 1981] des letzten glazialen Maximums. Diese weichen mit der weit nach Süden reichenden Eisbedeckung deutlich von der heutigen Situation im Gegensatz zu den von SCHULZ (persönliche Mitteilung) rekonstruierten Temperaturen mit einem im Zentralteil eisfreien nördlichen Nordatlantik ab.

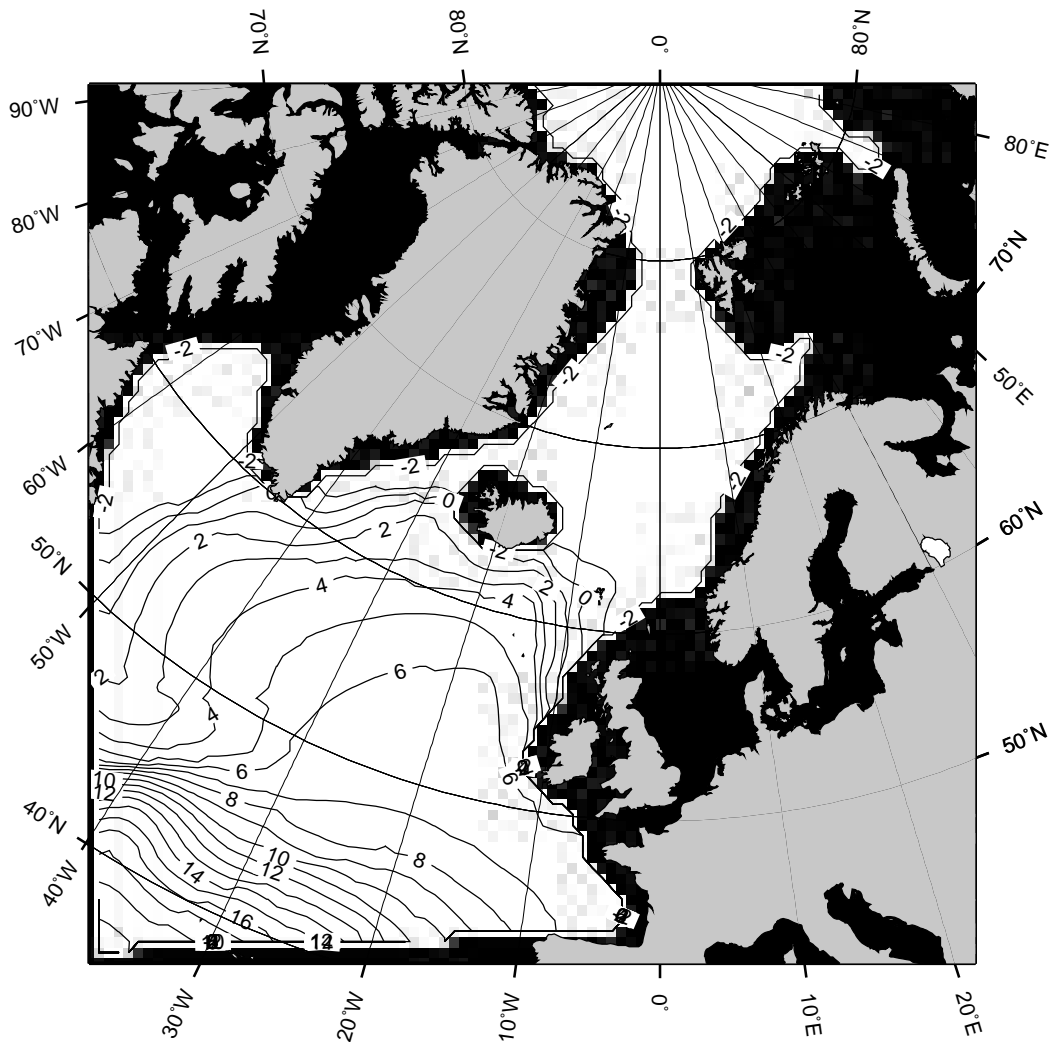


Abbildung 37: Die Oberflächentemperatur (Sommersituation) des letzten glazialen Maximums nach CLIMAP [1981].

Die Rekonstruktion des Oberflächensalzgehalts des letzten glazialen Maximums ist eine Superposition [SEIDOV ET AL., 1994] aus verschiedenen Datenquellen: Die Regionen der einzelnen von SEIDOV ET AL. [1994] zusammengeführten Salzgehaltsrekonstruktionen von DUPLESSY ET AL. [1991], SARNTHEIN ET AL. [1992, 1994a, 1994b] sowie die Meeresoberflächensalzgehalte von LEVITUS [1982] zeigt Abbildung 38:

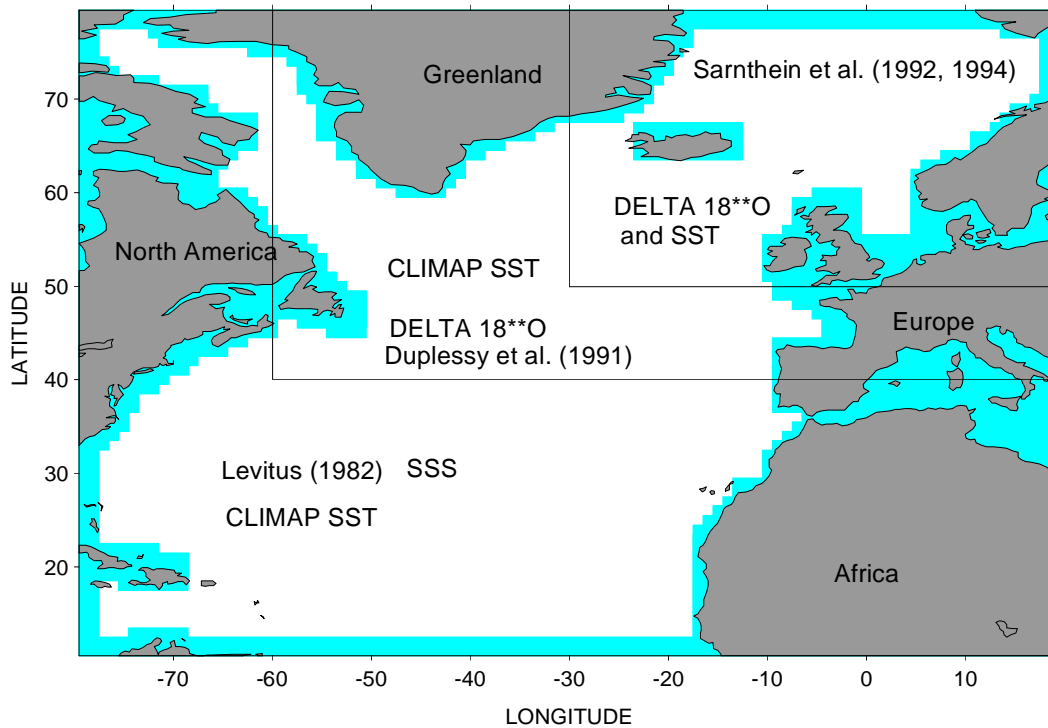


Abbildung 38: Die Regionen der von SEIDOV ET AL. [1994] benutzten Rekonstruktionen des Oberflächensalzgehalts von DUPLESSY ET AL. [1991], SARNTHEIN ET AL. [1992, 1994a, 1994b] sowie die Daten von LEVITUS [1982].

Der von SEIDOV ET AL. [1994] entwickelte Oberflächensalzgehalt, der konsistent mit der Temperaturverteilung der letzten Maximalvereisung ist, wird in Abbildung 39 wiedergegeben:

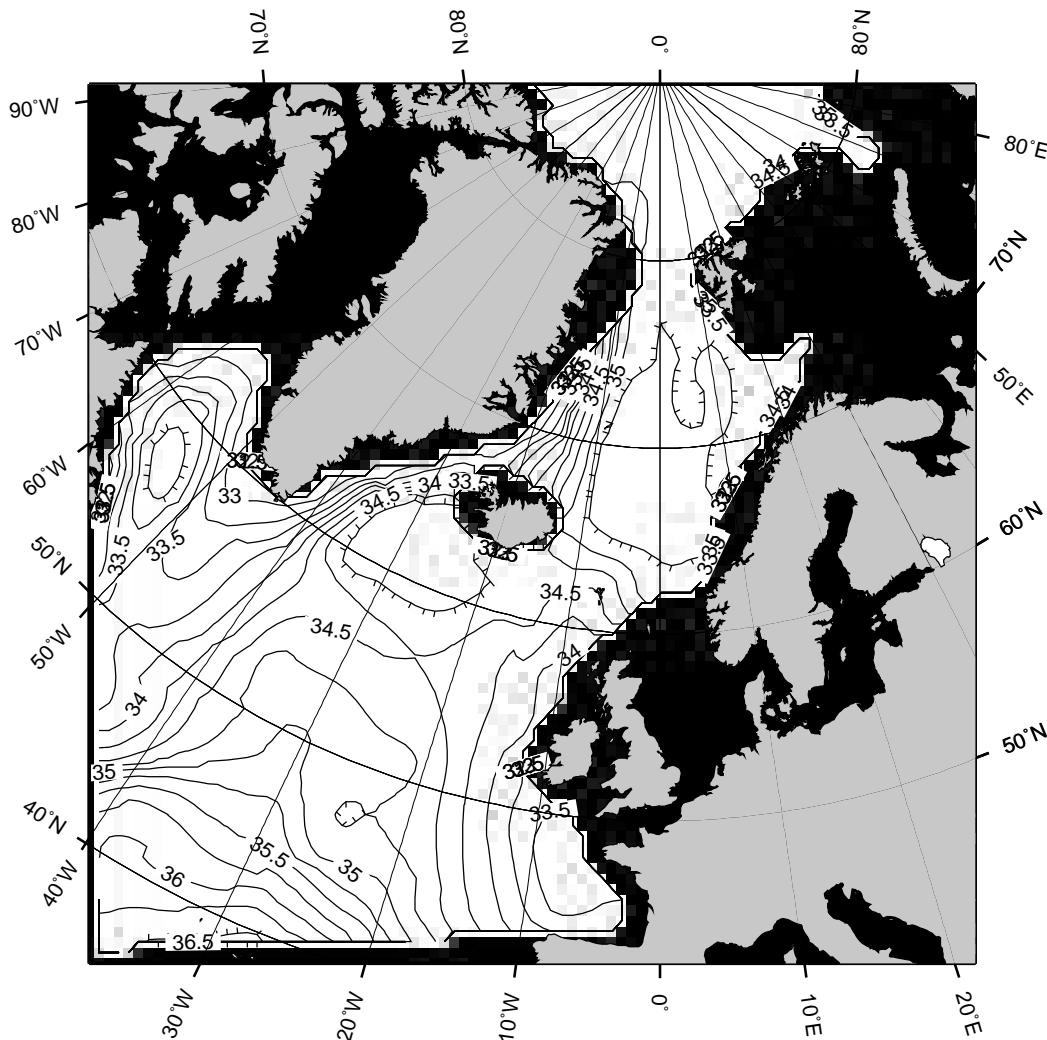


Abbildung 39: Die von SEIDOV ET AL. [1994] rekonstruierte Oberflächensalzgehaltsverteilung (Sommersituation) des letzten glazialen Maximums.

Zusätzlich zum thermohalinen Forcing wird die Zirkulation durch den Wind beeinflusst. Aus Untersuchungen von Staub und Aerosolen an Eiskernen aus Grönland und der Antarktis ist bekannt, daß während der Kaltzeiten im Vergleich zu den Warmzeiten höhere Windgeschwindigkeiten auftraten [ARRHENIUS, 1952; KEIR, 1989; 1993; MAYEWSKI ET AL., 1993]. Das hier verwendete Windfeld (Abb. 40) ist am Max-Planck-Institut für Meteorologie in Hamburg mit dem T42-Modell für den glazialen Sommer errechnet worden [LAUTENSCHLAGER und HERTERICH, 1991; LAUTENSCHLAGER, 1991; 1994, persönliche Mitteilung].

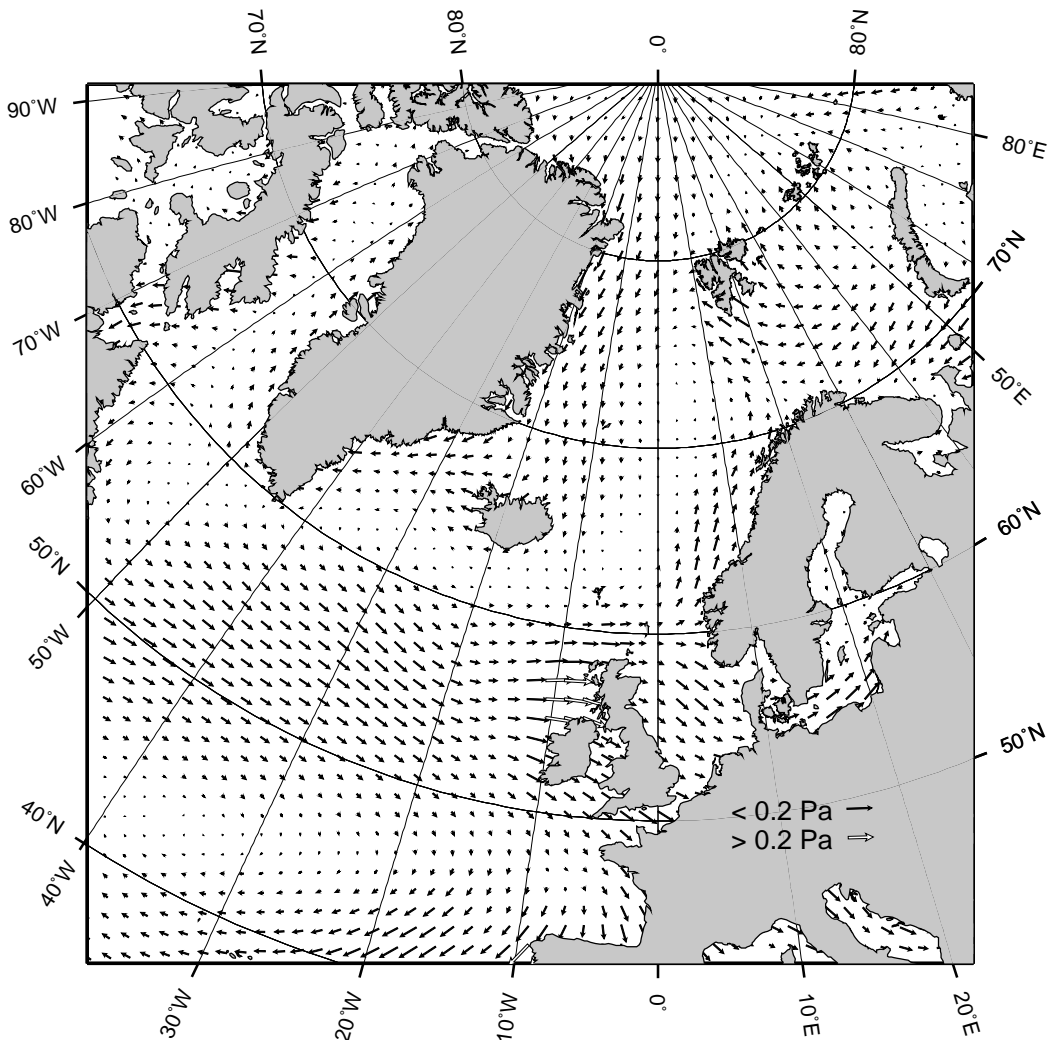


Abbildung 40: Der mit dem T42-Modell modellierte Wind für den glazialen Sommer [LAUTENSCHLAGER 1991; 1994, persönliche Mitteilung].

Mit diesem thermohalinen Forcing ergibt sich die in Abbildung 41 dargestellte Zirkulation in 25 Metern Tiefe, die mit der vorgegebenen Temperatur- und Salzgehaltsverteilung konsistent ist [HAUPT ET AL., 1994; 1995]:

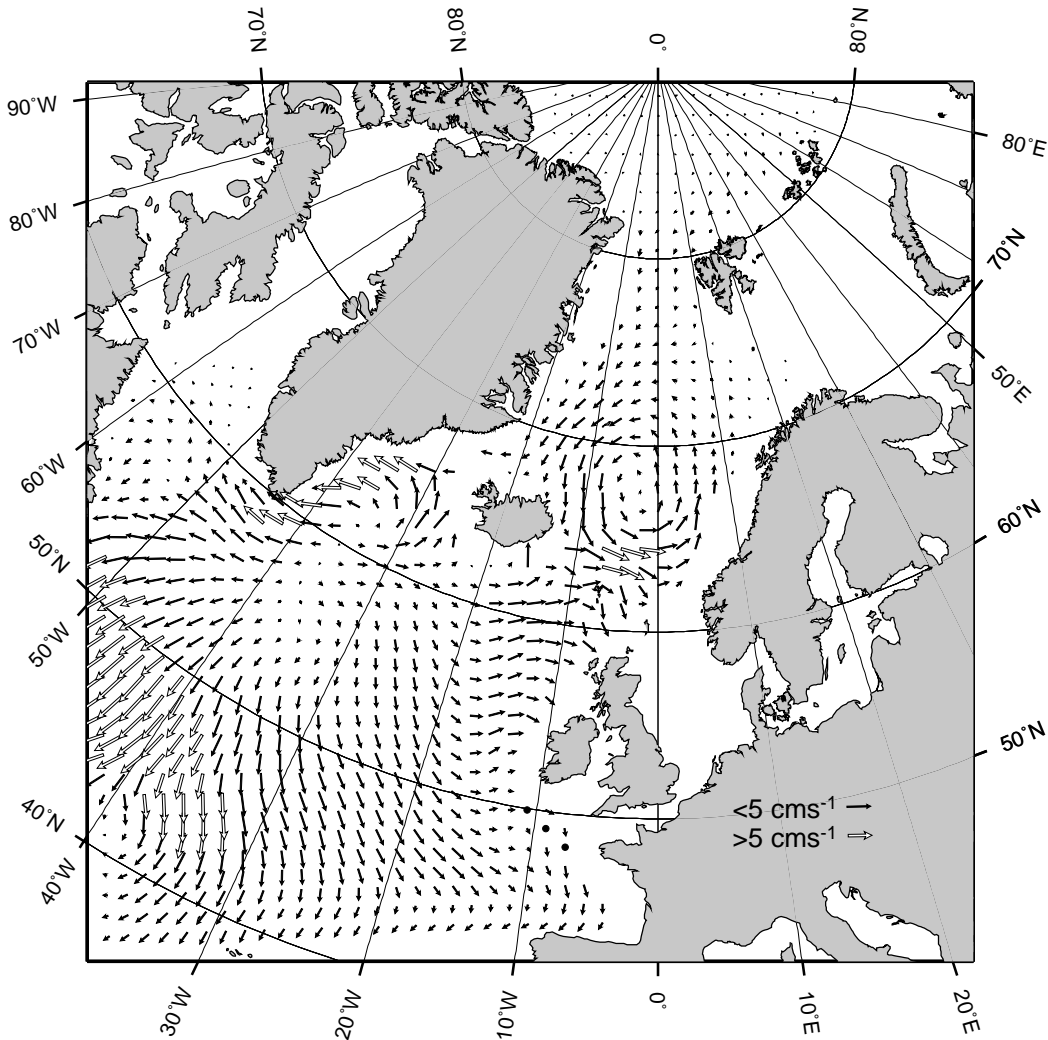


Abbildung 41: Die für die letzte Maximalvereisung modellierte Strömung in 25 Metern Tiefe.

Die vertikal über die 17 Schichten gemittelte Zirkulation, die einen ungefähren Überblick über den mittleren Sedimenttransport in der dreidimensionalen Wassersäule bietet, ist in Abbildung 42 wiedergegeben:

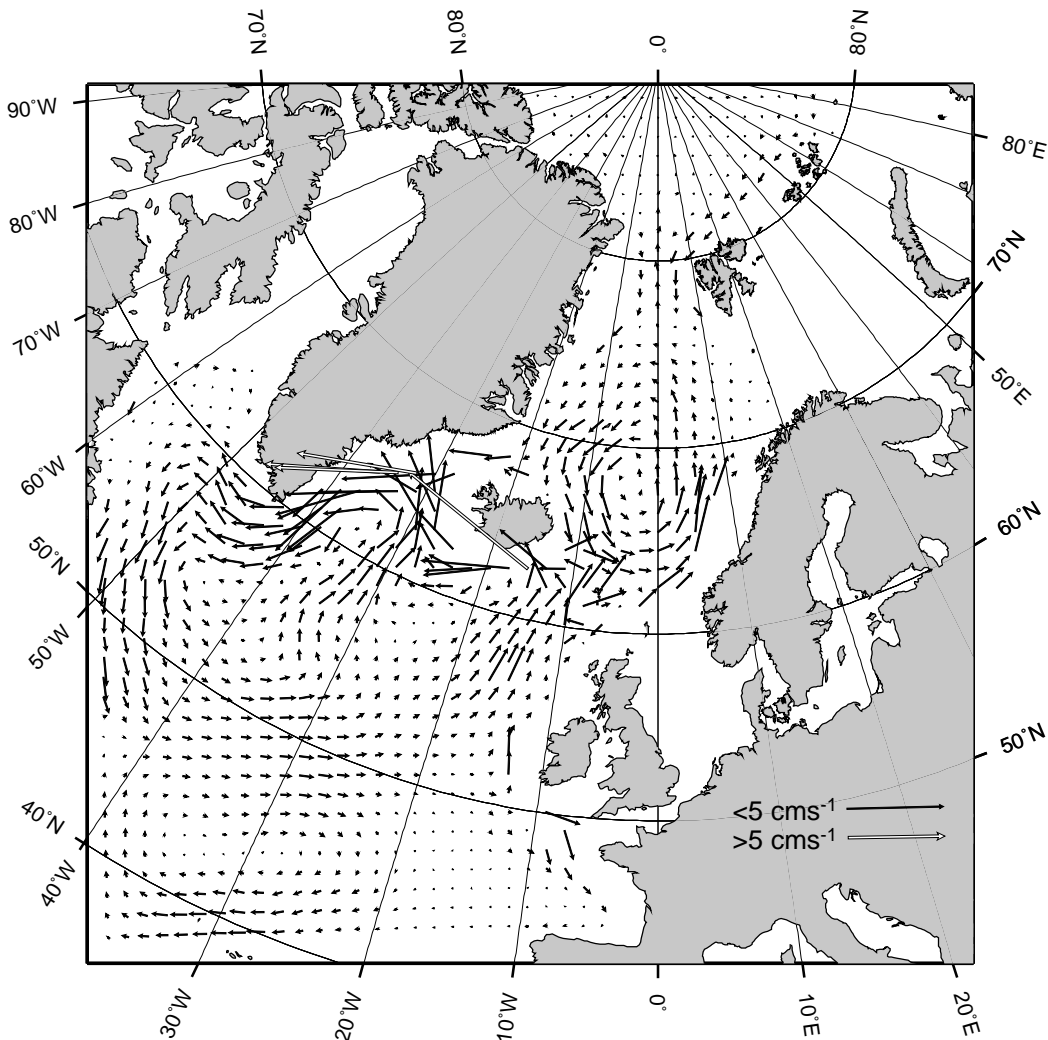


Abbildung 42: Das vertikal gemittelte Zirkulationssystem des letzten glazialen Maximums.

6.2.1 Die Bodengeschwindigkeit während der Maximalvereisung

In den folgenden Abbildungen werden analog zu Abschnitt 6.1.1 die vom dreidimensionalen Modell auf die ein Zentimeter dicke Bodenschicht projizierten Geschwindigkeiten dargestellt. Gezeigt werden das Ausgangsfeld (Abb. 43) und die Geschwindigkeitsverteilung (Abb. 44), die zehnmal geglättet worden ist und für die Experimente zur Rekonstruktion

der Sedimentbewegung während der letzten Maximalvereisung verwendet wird.

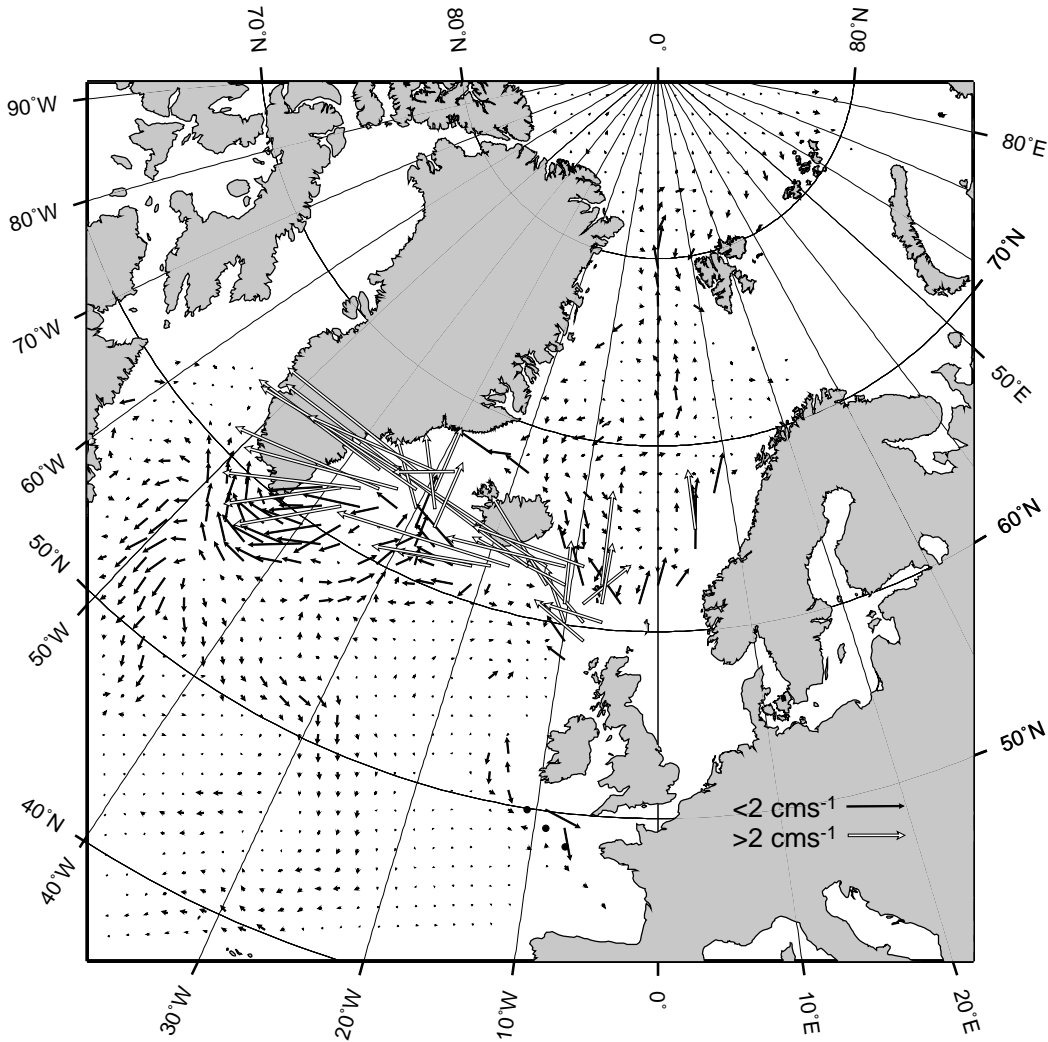


Abbildung 43: Darstellung der ungeglätteten, vom dreidimensionalen Modell in die ein Zentimeter dicke Bodenschicht projizierten Geschwindigkeiten der letzten Maximalvereisung.

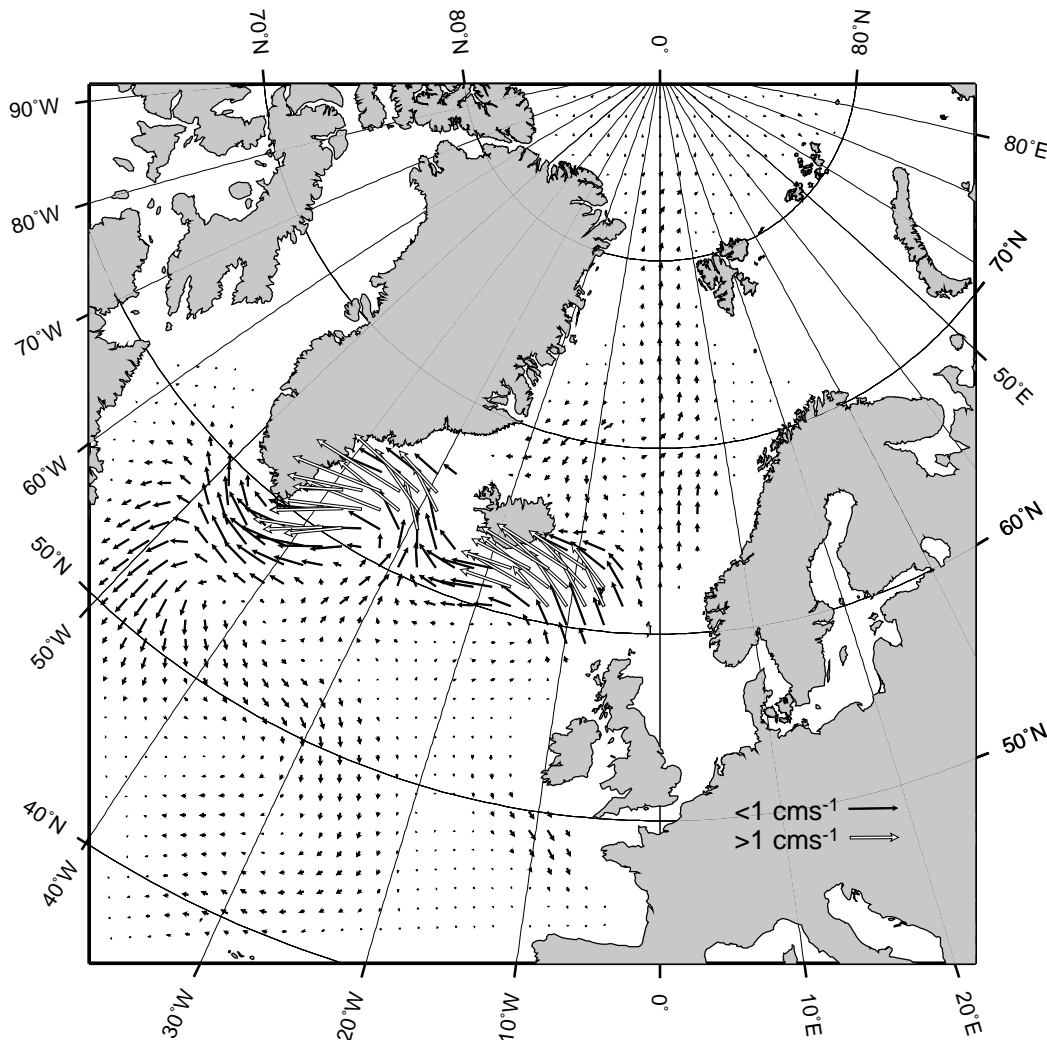


Abbildung 44: Darstellung des Geschwindigkeitsfelds der Bodenschicht nach zehnmaligem Glätten mit einem 25 Gitterpunkte umfassenden gleitenden Mittel für die letzte Maximalvereisung.

6.3 Die Vorgabe des Sedimenteintrags

Im Modell SENNA ändert sich der Sedimentgehalt in der Wassersäule auf zwei Arten: Zum einen kann der Wassersäule in dem dreidimensionalen Modell Sediment mittels Vorgaben zugeführt bzw. entzogen werden. Zum anderen ändert er sich in der zweidimensionalen Bodenschicht durch Erosion und Deposition in Abhängigkeit von der vorhandenen Sedimentkonzentration, von der Bodenneigung sowie von den Bodengeschwindigkeiten, die

die Transportraten bestimmen. In diesem Abschnitt werden zwei Datenfelder vorgestellt, mit denen die Experimente betrieben werden. Der hier aufgeführte Sedimenteintrag erfolgt ausnahmslos in der obersten Modellschicht — also in den oberen 50 Metern —, weil in der Literatur eine für die Modellierung nicht ausreichende Anzahl von quantitativen Angaben über den lateralen Sedimenteintrag in tiefere Schichten existiert.

Das erste Datenfeld mit den vorgegebenen Sedimentquellen gibt einen konstanten beckenweiten Sedimenteintrag von $1.0 \times 10^{-13} \text{ g/cm}^2 \text{ s}$ ($\approx 0.0864 \text{ mg/m}^2 \text{ d}$) in die oberen 50 Meter der Wassersäule vor [HAUPT ET AL., 1994; 1995]. Dieser Wert liegt an der Untergrenze der aus der Literatur bekannten Werte [MILLER ET AL., 1977; HONJO, 1990]. Er ist deshalb so niedrig gewählt, damit eine übermäßige Sedimentzufuhr die Erosions- und Umlagerungsprozesse nicht zu stark überdeckt.

Um den Einfluß des Sedimenteintrags, der aus Flüssen und durch das Abschmelzen von Eisbergen herrührt, zu untersuchen, ist der erste bereits beschriebene Datensatz um diese zusätzlichen Sedimentquellen, den sogenannten Runoff, erweitert worden. Die verwendeten Quellen sind in Tabelle 8 einschließlich der Literaturangaben aufgelistet und in Abbildung 45 abgebildet. Der Sedimenteintrag im Modell findet an den Flußmündungen nur an unmittelbar angrenzenden Gitterpunkten statt, obwohl die Sedimentausbreitung aufgrund von gemessenen Transportfahnen hinreichend bekannt ist. Es wird deshalb so vorgegangen, weil die beiden numerischen Modelle die Aufgaben der Sedimentausbreitung übernehmen und derartige Vorgaben der Transportbahnen die Ergebnisse in Richtung auf bereits vorhandene Vorstellungen lenken würden. Der terrigene Sedimenteintrag beträgt etwa 70% des Gesamteintrags unter Berücksichtigung aller Quellen, wobei dieser hohe Wert durch die Sedimentzufuhr an der deutschen und jütländischen sowie der französischen und südeinglischen Küste zustande kommt. (vgl. Tab. 8). Unter Vernachlässigung dieser hohen Werte beträgt der laterale Eintrag lediglich 3% des Gesamteintrags.

Region	Fläche [$\times 10^6 km^2$]	Sedimenteintrag [$t/km^2 yr$]	Referenz
nördlicher Nordatlantik	k. a.	3.156×10^{-2}	HONJO, 1990/ MILLER ET AL., 1977
Ost-Grönland	k. a.	6.96×10^{-2}	ENOS, 1991
Island	k. a.	$6.1 \times 10^{-2} - 1.085 \times 10^{-1}$	ENOS, 1991
norwegische Küste	k. a.	$6.06 \times 10^{-2} - 6.93 \times 10^{-2}$	ENOS, 1991
Elbe	0.13	84	MILLIMAN/ SYVITSKI, 1992
Weser	0.038	33	MILLIMAN/ SYVITSKI, 1992
Seine	0.065	114.2	MILLIMAN/ SYVITSKI, 1992
Loire	0.115	150	MILLIMAN/ SYVITSKI, 1992
Südengland	k. a.	< 10	EINSELE, 1992

Tabelle 8: Zusammenstellung der vorgegebenen Sedimentquellen. Bei Umrechnungen ist eine Dichte des Sediments von $\rho_S = 2.6 g/cm^3$ und eine Porosität $\gamma = 0.75$ benutzt worden [ZANKE, 1982]. In dem Fall, daß sich Angaben über einen größeren Bereich erstrecken, ist der untere Wert zugrunde gelegt worden.

Nicht aufgeführt und berücksichtigt wird der Sedimenttransport durch Eisberge im Inneren von fast geschlossenen Fjorden. Dort werden zwar Sedimentationsraten von bis zu $100 mm/yr$ ($= 1000 cm/kyr$) erreicht, jedoch sind diese Ereignisse lokal begrenzt und liefern zum großräumigen Sedimenttransport im nördlichen Nordatlantik keinen Beitrag [DOWDESWELL und DOWDESWELL, 1989; DOWDESWELL und MURRAY, 1990]. Die Ergebnisse über die freiwerdenden Sedimente aus abschmelzenden Eisbergen von BISCHOF ET AL. [1990] und PFIRMAN ET AL. [1990] (persönliche Mitteilung) sind nicht mit in die Sedimentvorgaben aufgenommen, weil eine konkrete Quantifizierung derzeit noch nicht vorliegt.

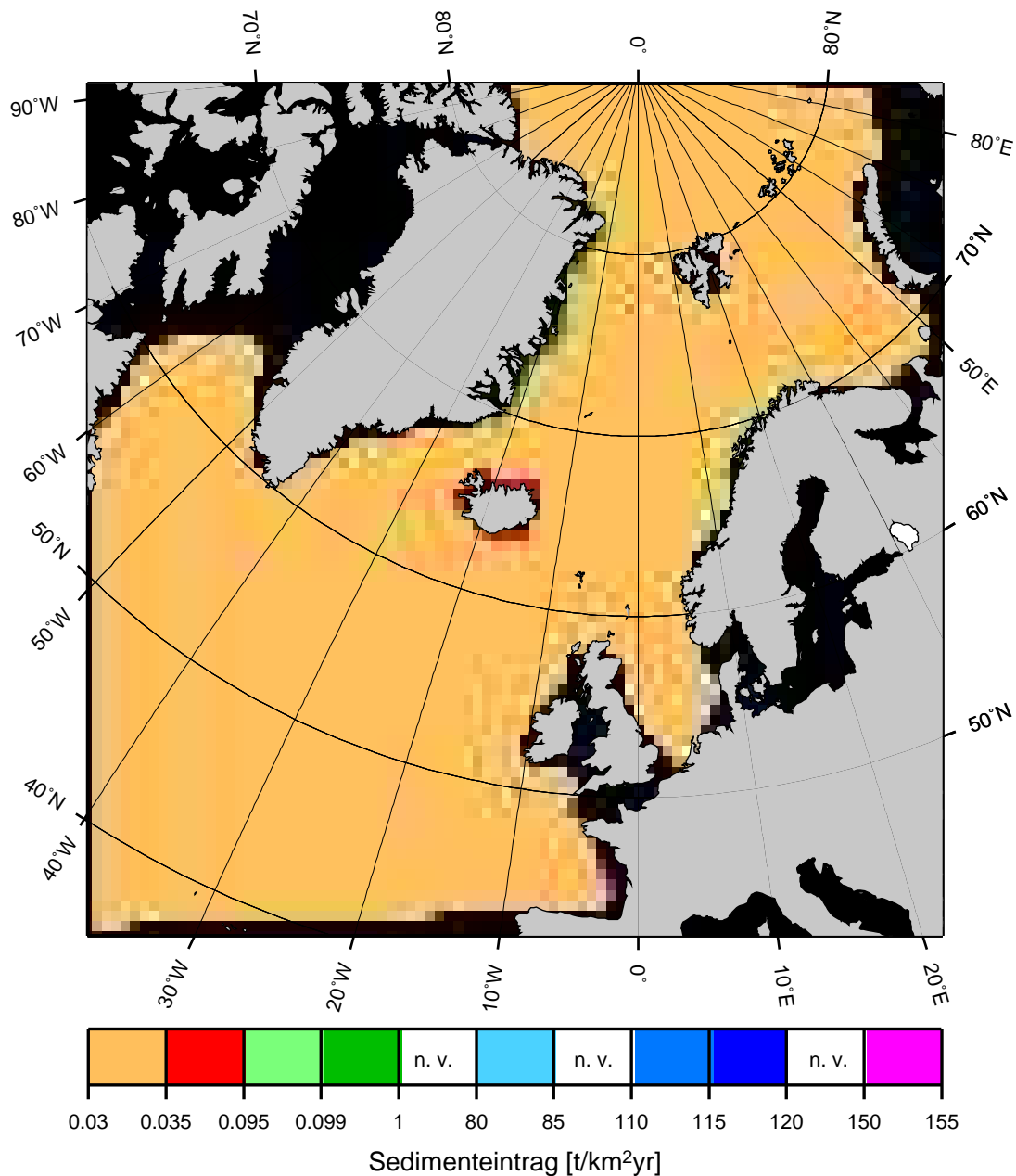


Abbildung 45: Abbildung der vorgegebenen Sedimentquellen. Bei Umrechnungen ist eine Dichte des Sediments von $\rho_s = 2.6 \text{ g/cm}^3$ und eine Porosität von $\gamma = 0.75$ zugrunde gelegt [ZANKE, 1982].

Aufgrund der Tatsache, daß keine direkt gemessenen Informationen über den Sedimenteintrag aus Flüssen und von eistransportiertem Material existieren, fällt für die Experimente der letzten Maximalvereisung der laterale Sedimenteintrag weg. Es sind zwar Angaben über die Sedimentherkunft verfügbar, jedoch sind diese durchweg aus Sedimentkernen gewonnen und somit für die Modellierung ungeeignet, da diese bereits mit den Vorstellungen bzw. Denkmodellen über die Zirkulationsschemata und Transportbahnen des Sediments vergangener Zeitscheiben behaftet sind.

7 Modellvalidierung anhand der rezenten Zirkulation

In diesem Kapitel wird gezeigt, daß es mit den beiden numerischen Modellen SENNA und PATRINNA möglich ist, mit den in Kapitel 6 beschriebenen Vorgaben die heutigen bekannten großskaligen Sedimentdriften herauszuarbeiten. Im nördlichen Nordatlantik sind dieses die in Abbildung 46 gezeigte Feni Drift, die Hatton Drift, die Bjorn Drift, die Gardar Drift, die Snorri Drift, die Eirik Drift sowie die Gloria Drift [BOHRMANN ET AL., 1990; MCCAVE und TUCHOLKE, 1986; WOLD, 1992]. Diese Sedimentdriften zwischen der Charlie-Gibbs-Fracture-Zone und dem Grönland-Schottland-Rücken stammen von der äquatorwärts gerichteten thermohalin getriebenen Tiefenwasserzirkulation, die durch die Coriolis-Kraft nach Westen hin abgelenkt wird. Die Tiefenströmungen des Zirkulationssystems werden weiter durch die Bodentopographie geführt und intensiviert. Solche Konturströme erodieren und transportieren Sedimente bei höheren Strömungsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit von der Korngröße.

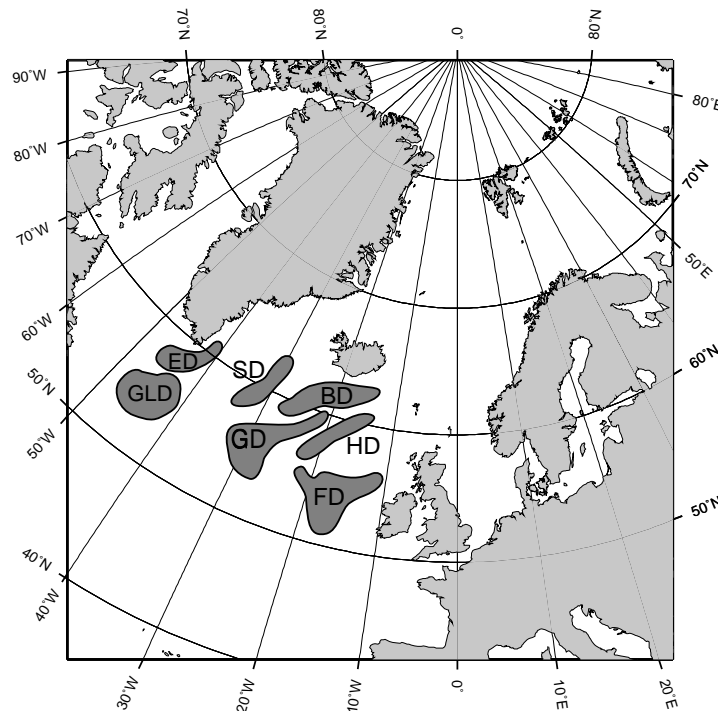


Abbildung 46: Die Hauptdriften im nördlichen Nordatlantik: Feni Drift (FD), die Hatton Drift (HD), die Bjorn Drift (BD), die Gardar Drift (GD), die Snorri Drift (SD), die Eirik Drift (ED) sowie die Gloria Drift (GLD) [BOHRMANN ET AL., 1990; MCCAVE und TUCHOLKE, 1986; WOLD, 1992].

Anhand des folgenden Experiments wird gezeigt, daß es möglich ist, mit relativ wenigen Vorgaben und Annahmen die Hauptdriften zu modellieren: Sediment wird dem Modell nur in der oberen Schicht zugeführt. Der vorgeschriebene, niedrig gewählte Sedimentfluß beträgt $1.0 \times 10^{-13} g/cm^2 s$ ($\approx 0.0864 mg/cm^2 d$) (vgl. Tab. 8) [HONJO, 1990; MILLER ET AL., 1977].

Dadurch wird deutlich, daß Sediment in der Bodenschicht umgelagert und nicht nur abgelagert wird. Der Haupttransport von Sediment findet also in der ein Zentimeter dicken Bodenschicht statt, während der Einfluß der dreidimensionalen Wassersäule im Mittel nur geringfügig zur Änderung der Bodentopographie beiträgt. Die Sinkgeschwindigkeit beträgt in allen Experimenten $0.05 cm/s$ ($\approx 43.2 m/d$) [SHANKS und TRENT, 1980]. Die kritischen Geschwindigkeiten für den Boden- und den Suspensionstransport sind soweit reduziert worden, daß sie teilweise unterhalb der horizontalen Geschwindigkeiten in der Bodenschicht liegen. Die kritischen Geschwindigkeiten (vgl. Kapitel 5, Abschnitt 5.1.6.2, S. 46ff.), wie sie von HJULSTRÖM [1935] und ZANKE [1978a] ermittelt wurden, können nicht verwendet werden, weil sie eher für Flachwasserregionen im Bereich des Gezeiteninflusses als für die Tiefsee entwickelt worden sind. Die Reduktion der kritischen Geschwindigkeiten für den Beginn des Boden- und des Suspensionstransports — beide auf $0.5 cm/s$ — ist notwendig, weil die von dem Zirkulationsmodell SCINNA vorgegebenen Geschwindigkeiten zu gering sind (SCHÄFER-NETH, persönliche Mitteilung): Sie liegen in den flacheren Gebieten (vgl. Abb. 5, S. 11 und vgl. Abb. 7, S. 13) wie zum Beispiel in der Barentssee, der Dänemarkstraße oder der Schwelle zwischen Island und Schottland bei Verwendung der ungeglätteten Geschwindigkeiten (vgl. Abb. 35, S. 72) im Bereich von $10 cm/s$ und bei Verwendung der geglätteten Geschwindigkeiten (vgl. Abb. 36, S. 73) im Bereich von $< 3 cm/s$. In den tiefen Becken liegen sie unterhalb von $0.01 cm/s$. Die unterschiedlich großen Bodengeschwindigkeiten verdeutlicht Abbildung 47: Sie zeigt 495 Sedimentpartikel, die in der Bodenschicht gestartet — der Startpunkt ist durch einen Punkt gekennzeichnet — und über einen Zeitraum von zehn Jahren mit PATRINNA und dem in Abbildung 36 vorgestellten Geschwindigkeitsfeld integriert worden sind.

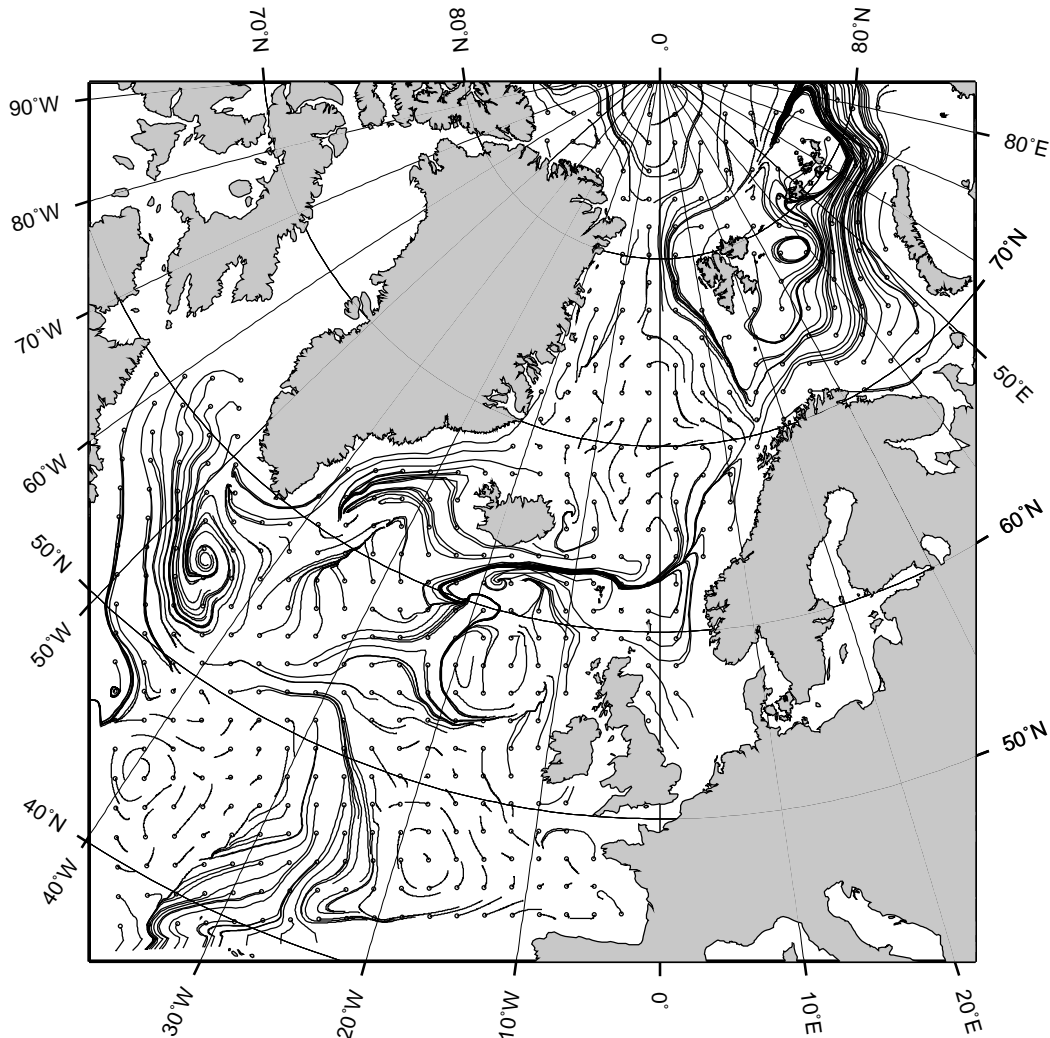


Abbildung 47: Die Trajektorien von 495 Sedimentpartikeln in der ein Zentimeter dicken Bodenschicht: Sie sind mittels des rezenten Geschwindigkeitsfelds aus Abbildung 36 mit dem Modell PATRINNA [HAUPT ET AL., 1994; 1995] über einen Zeitraum von zehn Jahren integriert worden.

Die mit SENNA modellierte Änderung der Bodentopographie (vgl. Abb. 7, S. 13) ist in Abbildung 48 dargestellt. Die Sedimentationsrate wird in cm/kyr angegeben. Das Experiment selbst ist über 500 Jahre gerechnet worden. Während die mittlere Sedimentationsrate, vorgegeben durch die Sedimentzufuhr an der Meeresoberfläche, zwischen 4.5 cm/kyr und 4.6 cm/kyr liegt, haben sich mit diesem Experiment im Bereich des Irminger und des Island Beckens Sedimentationsmuster ergeben, die von Nordosten nach Südwesten verlaufen. Dabei wechseln sich parallel zueinander liegende Gebiete mit einer erhöhten bzw.

verringerten Sedimentationsrate ab. Die erhöhte Sedimentation ist überall dort zu finden, wo die Zirkulation aus flacheren Gebieten, die sich durch stärkere Strömungen auszeichnen, in tiefere übergeht. Vergleicht man dieses Sedimentationsmuster mit den Hauptdriften (Abb. 46), so lassen sich Gemeinsamkeiten erkennen: Südöstlich von Grönland im Bereich des Ost-Grönland-Stroms hat sich in diesem Modellauf ein Gebiet mit einer erhöhten Sedimentationsrate ($4.6 - 5.0 \text{ cm/kyr}$) ergeben, das sich gut mit der Lage der Eirik Drift und der Gloria Drift deckt. Weiter befindet sich südlich von Island an der Ostflanke des Reikjanes Rückens ein Gebiet mit erhöhter Sedimentationsrate, das mit der Lage der Bjorn Drift und der Gardar Drift übereinstimmt. Weitere Erosions- und Akkumulationsgebiete bilden sich im Bereich des Island-Schottland-Rückens sowie am Norwegischen Kontinentalabhang im Bereich des Vøring Plateaus heraus. Die beiden Gebiete am südlichen Modellrand, ausgezeichnet durch besonders niedrige Sedimentationsraten ($< 4 \text{ cm/kyr}$), ergeben sich an diesen Stellen aus einer im Mittel in nördliche Richtung gerichteten Strömung (vgl. Abb. 34). Diese „Löcher“ sind der Effekt eines nicht genau vorgeschriebenen Sedimenttransports an den lateral zum Weltmeer hin künstlich geschlossenen Rändern („Wasserfalleffekt“ [McLEAN, 1985; TETZLAFF, 1989]).

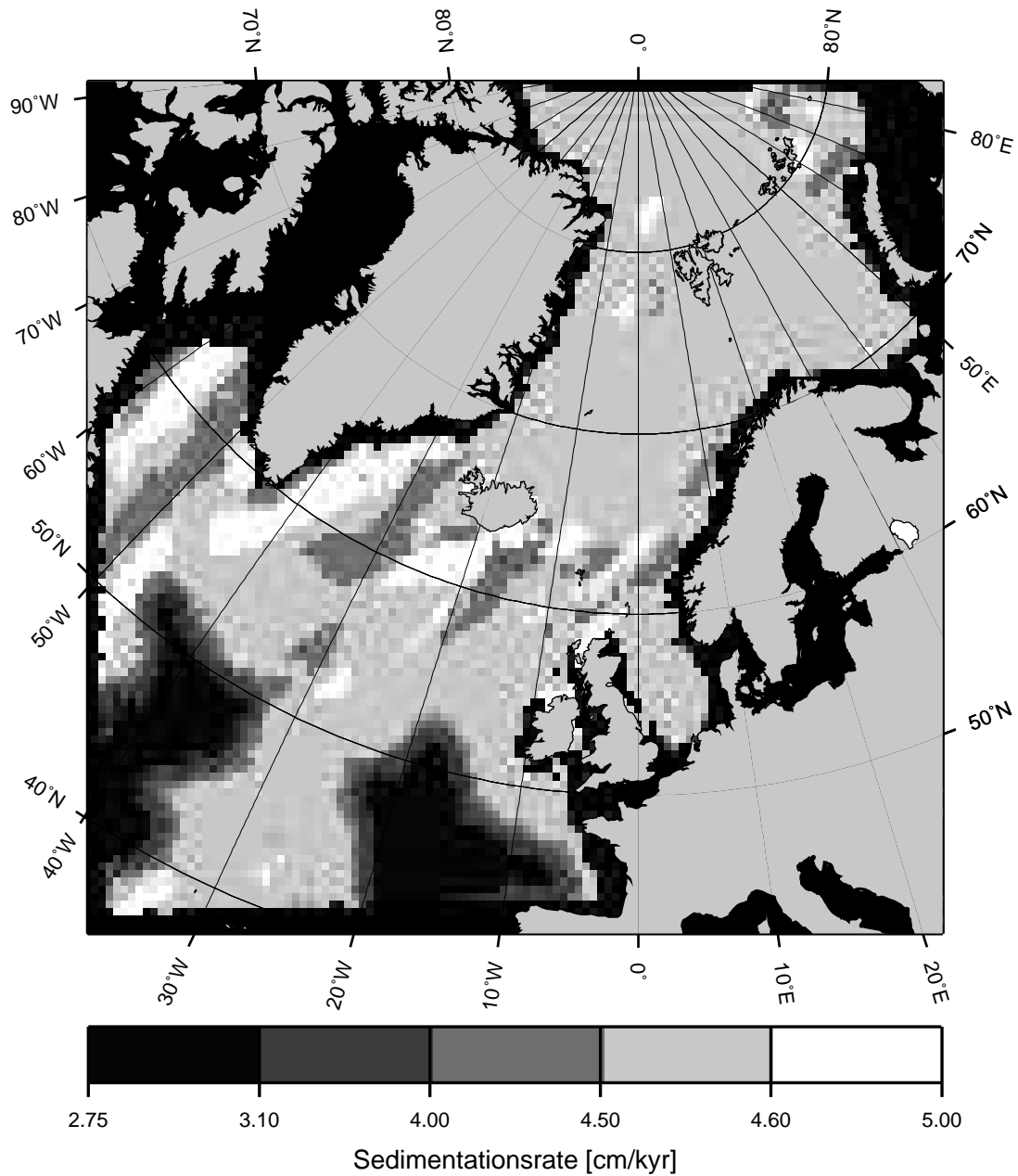


Abbildung 48: *Experiment R1: Änderung der Bodentopographie in cm/kyr: Im Vergleich mit der Abbildung 46 zeigen sich Gemeinsamkeiten in der Lage der Driftgebiete [HAUPT ET AL., 1994; 1995]. Die kritischen Geschwindigkeiten $v_{cm,b}$ und $v_{cm,s}$ für den Beginn des Boden- bzw. Suspensionstransports sind auf 0.5 cm/s reduziert.*

7.1 Zwei Experimente im Vergleich

Die beiden in diesem Abschnitt vorgestellten Experimente sind bis auf den unterschiedlich vorgegebenen Sedimenteintrag an der Meeresoberfläche identisch. Dem Experiment R2 wird mit der konstanten Sedimentvorgabe an der Meeresoberfläche, dem Experiment R3 mit dem in Abbildung 45 (s. Kap. 6) vorgestellten Quellfeld Sediment zugeführt.

Die kritischen Geschwindigkeiten für den Beginn des Bodentransports sind in beiden Experimenten auf 0.002 cm/s und diejenigen für den Beginn des Suspensionstransports auf 0.02 cm/s reduziert worden. Mit diesen Werten und den zehnmal geglätteten Bodengeschwindigkeiten (vgl. Abb. 36) ist es möglich, die Änderung des Bodentransports so zu modellieren, daß selbst bei Unterschieden in der Strömungsgeschwindigkeit und -richtung an benachbarten Gitterpunkten keine „Löcher“ oder „Hügel“ entstehen. Diese Unterschiede treten im Modellgebiet besonders im Bereich der Dänemarkstraße, des Island-Schottland-Rückens und der Framstraße auf (vgl. Abb. 47), wo durch die Projektion der Geschwindigkeiten aus der untersten „Wasserschicht“ des dreidimensionalen Modells in die Bodenschicht Geschwindigkeitswerte unterschiedlicher Tiefenstufen zueinander parallel verlaufen. Dies trifft zum Beispiel für den Bereich südwestlich der Dänemarkstraße zu. Gleiches wird auch aus der Abbildung 49 deutlich, die den Weg von 415 an der Oberfläche gestarteten und über einen Zeitraum von zwei Jahren integrierten Teilchen bis zum Boden beschreibt. Die unterschiedliche Transportlänge (vgl. Abb. 18, S. 37) der einzelnen Partikel mit einer Sinkgeschwindigkeit von 0.05 cm/s wird aus den Trajektorien deutlich, die einerseits von der Sinkgeschwindigkeit und andererseits sehr stark von der Horizontalgeschwindigkeit abhängt. Der Tiefenhorizont von 0 – 1 000 Meter ist rot gekennzeichnet, der von 1 000 – 2 000 grün und der Bereich unterhalb von 2 000 Metern blau.

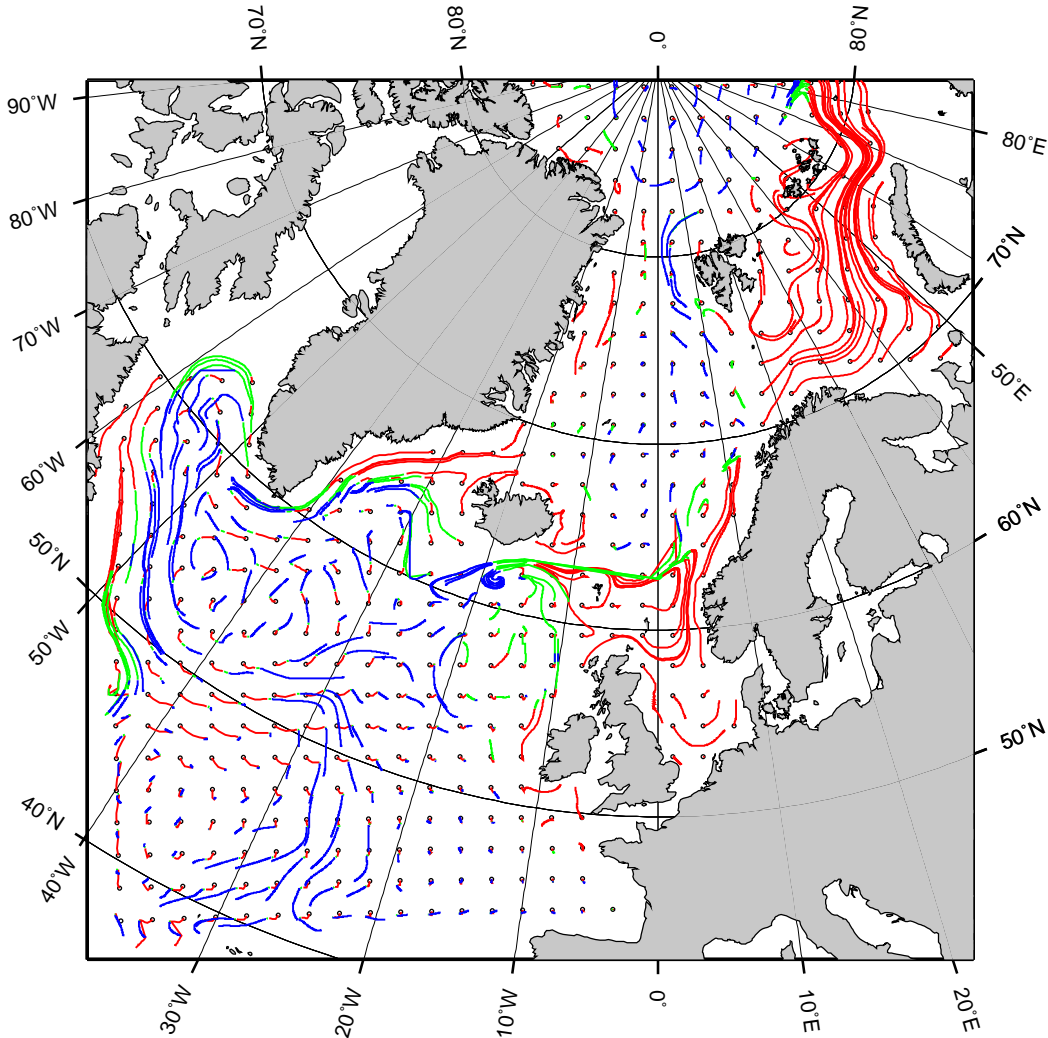


Abbildung 49: *Trajektorien von 415 Sedimentpartikeln: Die Partikel sind an der Meeresoberfläche gestartet und über einen Zeitraum von zwei Jahren integriert worden. Ihre Sinkgeschwindigkeit beträgt 0.05 cm/s , die durch die um ca. ein bis zwei Zehnerpotenzen geringere, von SCINNA vorgegebene Vertikalgeschwindigkeit [SCHÄFER-NETH, 1994] nur geringfügig modifiziert wird. Tiefenbereiche: 0 – 1000 Meter (rot), 1000 – 2000 Meter (grün) und unterhalb von 2000 Metern (blau).*

Aus den Abbildungen 47 und 49 wird deutlich, daß die Hauptsedimentbewegungen und –umlagerungen im Bereich des Irminger Beckens, südlich der Spitze Grönlands, an den Flanken des Reikjanes Rückens, im Bereich des Rockall Plateaus, des Norwegischen Kontinentalhangs, des Barentsschelfs sowie westlich von Spitzbergen in der Framstraße zu erwarten sind.

Um den Effekt der starken Geschwindigkeitsabnahme mit der Tiefe südlich der Dänemarkstraße und des Island–Schottland–Rückens zu vermindern, mit dem eine Überhöhung der Sedimentation verbunden ist, wird die Boden­neigung in die Berechnungen mit einbezogen (vgl. Kapitel 5, Abschnitt 5.1.6.3, S. 55ff.). Bei einem Gefälle in Strömungsrichtung werden die kritischen Geschwindigkeiten für den Beginn des Boden– und Suspensionstransports in Abhängigkeit von der Boden­neigung φ bis auf maximal die Hälfte reduziert, während der Transport bis auf das Doppelte erhöht wird (vgl. Kapitel 5, Abschnitt 5.1.6.2, S. 46ff.). Dadurch wird erreicht, daß sich die Transportlänge des Sediments erhöht.

Die nächsten Abbildungen 50 und 51 zeigen die beiden Experimente R2 und R3, die bis auf die Sedimentvorgabe mit den gleichen beschriebenen Randbedingungen initialisiert worden sind. Zur besseren Vergleichbarkeit wird in den Abbildungen 50 und 51 das gleiche Farbschema verwendet.

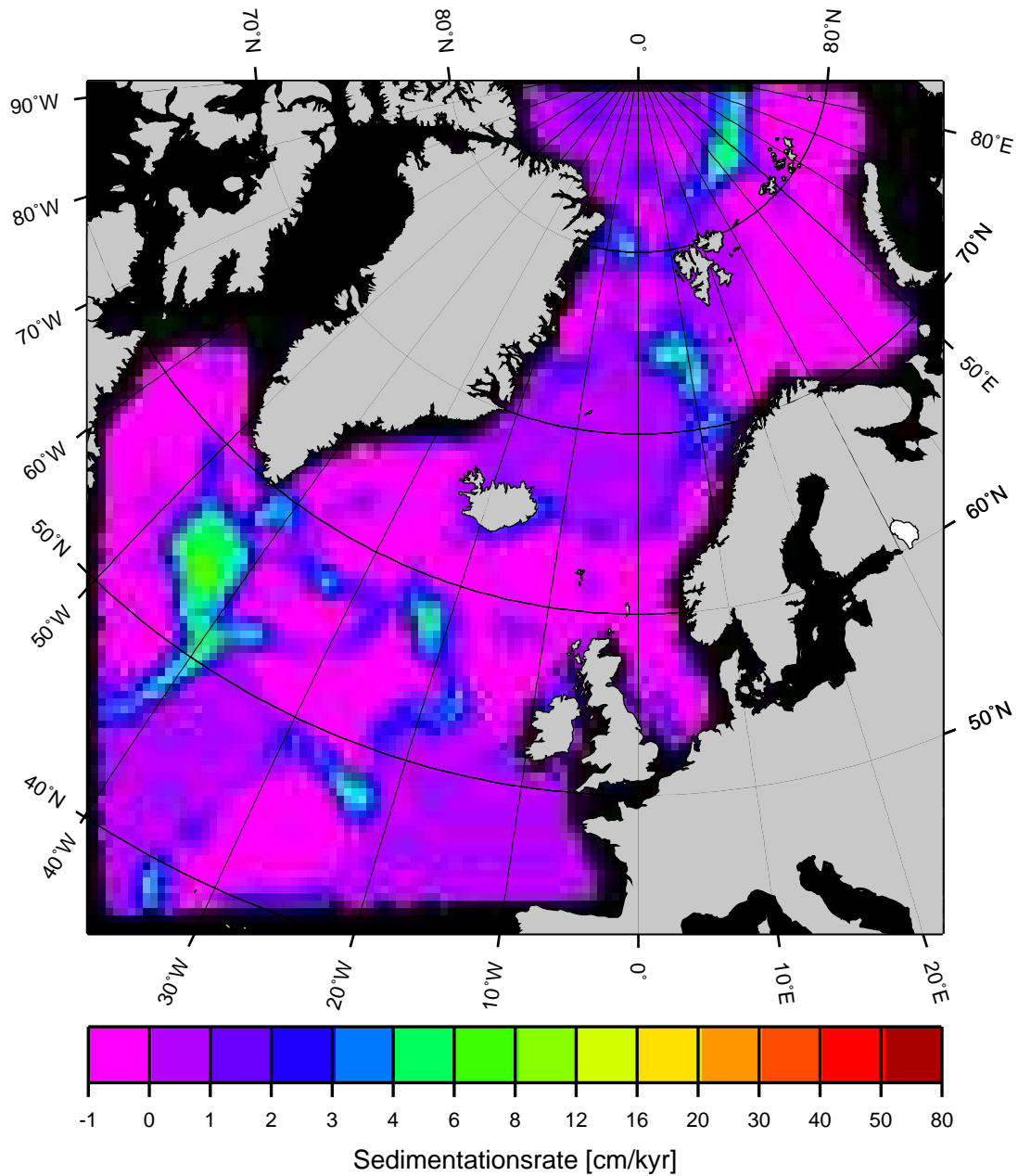


Abbildung 50: *Experiment R2: Änderung der Bodentopographie in cm/kyr. Die Sedimentvorgabe an der Meeresoberfläche beträgt $1.0 \times 10^{-13} \text{ g/cm}^2 \text{ s}$ ($\approx 0.0864 \text{ mg/cm}^2 \text{ d}$) (vgl. Tab. 8) [HONJO, 1990; MILLER ET AL., 1977]. Die kritischen Geschwindigkeiten $v_{cm,b}$ und $v_{cm,s}$ für den Beginn des Boden- bzw. Suspensionstransports sind auf 0.02 cm/s bzw. 0.002 cm/s reduziert.*

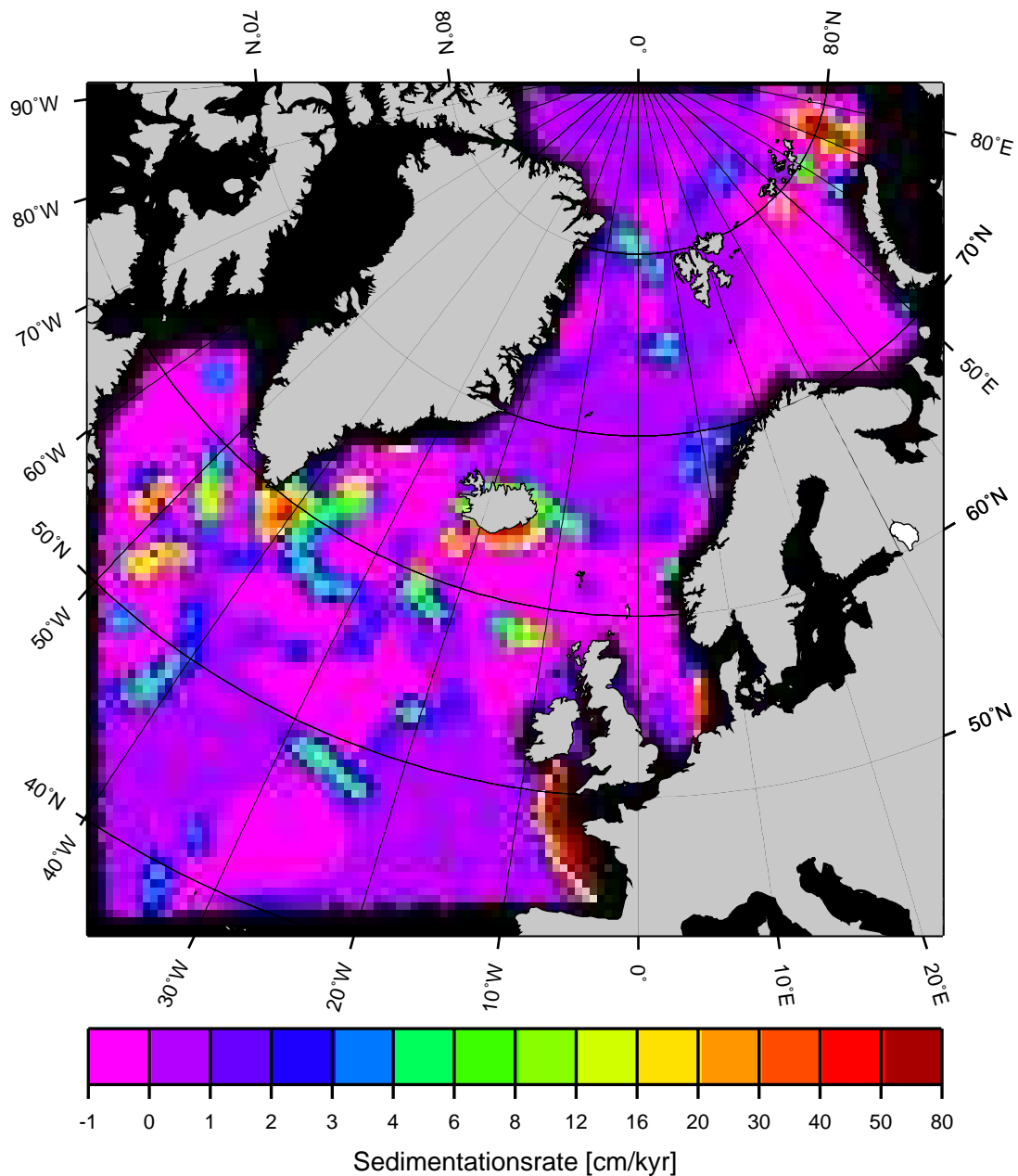


Abbildung 51: *Experiment R3: Änderung der Bodentopographie in cm/kyr. Als Sedimentquelle an der Meeresoberfläche dient das in Abbildung 45 vorgestellte Quellfeld (vgl. Tab. 8). Die kritischen Geschwindigkeiten $v_{cm,b}$ und $v_{cm,s}$ für den Beginn des Boden- bzw. Suspensionstransports sind auf 0.02 cm/s bzw. 0.002 cm/s reduziert.*

Beide Experimente sind bis auf die unterschiedliche Sedimentzufuhr in ihren Randbedingungen identisch. Es ist daher zu erwarten, daß die Abbildungen 50 und 51 viele Gemeinsamkeiten aufweisen. Diese sowie die Unterschiede werden im folgenden beschrieben und

erläutert, wobei in den weiteren Ausführungen der Bereich südlich von 50° N nicht weiter betrachtet wird, weil hier aufgrund der starken Beeinflussung durch den Modellrand keine realistischen Ergebnisse zu erwarten sind („Wasserfalleffekt“; vgl. Kapitel 4, S. 8). Um diese Region modellieren zu können, muß entweder das Modellgebiet vergrößert oder ein passender Fluß von Sediment in das bzw. aus dem Modellgebiet heraus vorgeschrieben werden. Gleiches gilt auch für den nördlichen Rand im Arktischen Ozean. Hier ist der sogenannte „Wasserfalleffekt“ nicht so deutlich ausgeprägt, weil die Strömungsgeschwindigkeiten im Vergleich zum südlichen Modellrand kleiner sind.

Der Vergleich der Experimente R2 (Abb. 50) und R3 (Abb. 51) gibt zu erkennen, daß in der Grönlandsee sowie in der Islandsee ein nur sehr geringer, gleichmäßiger Lateraltransport aufgrund der geringen Strömungsgeschwindigkeiten von der Meeresoberfläche bis zum Boden hin (vgl. Abb. 49) sowie auch in der 1 cm dicken Bodenschicht stattfindet. Abweichungen treten in der Framstraße auf: In Experiment R3 erhöht sich in dem Bereich von 80° N und zwischen 0° und 10° W die Bodentopographie von $3 - 6$ cm/kyr durch die Sedimentzufuhr an der nördlichen grönländischen Küste (80° N) auf bis zu 12 cm/kyr. Ebenso erhöht sich die Sedimentationsrate östlich von Spitzbergen: Diese Erhöhung um ca. 7 cm/kyr ist jedoch dem geschlossenen nordöstlichen Rand zuzuschreiben. Das hier abgelagerte Material stammt von der nördlichen Küste Skandinaviens. Es wird mit dem Nordkap- und dem Bäreninselstrom durch die Barentssee nach Nordwesten transportiert, wie es die Trajektorien in den Abbildungen 47 und 49 zeigen. Da der geschlossene Nordrand des Modellgebiets keinen Fluß durch diesen zuläßt [SCHÄFER-NETH, 1994], setzt sich die Strömung aus Kontinuitätsgründen in Richtung des arktischen Ozeans fort. Dabei wird ein Großteil der Sedimentfracht nordwestlich von Nowaja Semlja sowie südlich des Franz-Josef-Lands abgelagert. Ein geringer Teil wird weiter mit der Zirkulation durch die Framstraße transportiert und westlich von Spitzbergen sedimentiert.

Der hohe Sedimenteintrag vom Englischen Kanal und von der Loire ist hingegen auf den englischen und französischen Schelf begrenzt und mit hohen Sedimentationsraten verbunden [EINSELE, 1992]. Nicht auf den Mündungsbereich begrenzt ist die Sedimentzufuhr durch Elbe und Weser an der deutschen Nordseeküste. Zwar wird ein Großteil des zugeführten Materials vor der Küste Jütlands abgelagert, ein Teil jedoch wird, wie auch aus Abbildung 49 zu erkennen ist, im Bereich der Norwegischen Rinne mit dem Norwegischen Küstenstrom bis zum südlichen Vøring Plateau (63° N, $5^\circ - 7^\circ$ O) transportiert und dort sedimentiert.

Erhebliche Auswirkungen auf die Sedimentationsmuster im nördlichen Teil des nordatlantischen Ozeans hat die Sedimentzufuhr an der ostgrönländischen Küste im Bereich des

Ost-Grönland-Stroms und an der Küste Islands. Ebenso leistet auch der Eintrag an der skandinavischen Küste einen Beitrag zu der Sedimentanlagerung südlich von Island. Bedingt wird dieser Transport durch das kalte arktische Bodenwasser, das am Boden von Norden kommend über den mittleren Teil des Island-Färöer-Rücken strömt und weiter, hervorgerufen durch seine große Dichte, am Südhang mit hoher Geschwindigkeit in das Island Becken fließt [DIETRICH ET AL., 1975]. Dieses Überströmen zeigt sich auch in den mit PATRINNA bestimmten Teilchenbahnen. Die mitgeführte Sedimentfracht wird im westlichen Teil der Bjorn Drift abgeladen (vgl. Abb. 46). Die im Vergleich zum Experiment R2 in Experiment R3 erhöhte Sedimentablagerung rund um Island kann eindeutig der dortigen Sedimentzufuhr zugeordnet werden. Die südlich von Island abgelagerten Sedimente decken sich in ihrer horizontalen Ausdehnung ebenfalls gut mit der Bjorn Drift (vgl. Abb. 46). Ein Teil des an der Südküste Islands zugeführten Sediments wird mit dem Irminger Strom in Richtung des Ost-Grönland-Stroms verdriftet und im Bereich westlich der Snorri Drift abgelagert. Die dem Ost-Grönland-Strom zugeführten Sedimente werden nach Südwesten durch die Dänemarkstraße mitgeführt und teilweise an der Südspitze Grönlands im Bereich der Eirik Drift und im Bereich der Gloria Drift sedimentiert. Im Gegensatz zum Experiment R2, wo die Ablagerung nahezu identisch mit der Gloria Drift ist, ist die Sedimentationsrate in Experiment R3 in diesem Gebiet sehr viel geringer. Da dies nicht aus den Teilchenbahnen in der Bodenschicht (Abb. 47) ersichtlich ist, läßt sich dieses Phänomen zum gegenwärtigen Stand der Modellentwicklung noch nicht abschließend erklären. Eine Ursache für die nach Westen verschobene Ablagerung der Sedimentfracht ist in der Sedimentablagerung an der Südspitze Grönlands im Bereich der Eirik Drift zu suchen. Dadurch, daß in diesem Gebiet viel Sediment abgelagert wird, steigt die Boden­neigung in Strömungsrichtung an. Hierdurch wird eine Herabsetzung der Transportkapazität bei einer gleichzeitigen Heraufsetzung der kritischen Geschwindigkeit für den Beginn des Sedimenttransports bewirkt.

Der West-Grönland-Strom geht in den Labradorstrom über, erodiert Sediment in der Labrador-See, verläßt diese — das Sediment mit sich tragend — geht im Modell aufgrund der geschlossenen Ränder in den Nordatlantischen Strom über und trägt so dazu bei, daß sich die Sedimentationsraten im Bereich der Gardar Drift und auf dem Rockall Plateau erhöhen.

Bei dem Vergleich der beiden Experimente R2 und R3 zeigt sich, daß eine relativ lokal begrenzte Sedimentzufuhr Auswirkungen auch auf die Sedimentverteilung in entfernten Regionen hat. Die Unterschiede in den beiden Modellläufen lassen sich quantitativ gut

belegen: Die Sedimenttransporte für ausgewählte Querschnitte sind für die beiden Experimente R2 (Abb. 52) und R3 (Abb. 53) berechnet worden, wobei die Transporte für die Wassersäule und die Bodenschicht getrennt aufgeführt sind. Bis auf den Bodentransport in der Dänemarkstraße erhöhen sich die Transporte durch die Sedimentzufuhr. Zwischen Island und den Färöern findet in dem Experiment R3 durch die zusätzlichen Sedimentquellen (vgl. Abb. 45) im Gegensatz zu Experiment R2 ein Sedimenttransport vom Nordatlantik in das Europäische Nordmeer statt. In Vorversuchen hat sich gezeigt, daß gerade in dieser Region eine geringe Verschiebung dieses Querschnitts zu unterschiedlichen Ergebnissen führt, weil der Schnitt sowie auch die Strömung nahezu parallel verlaufen.

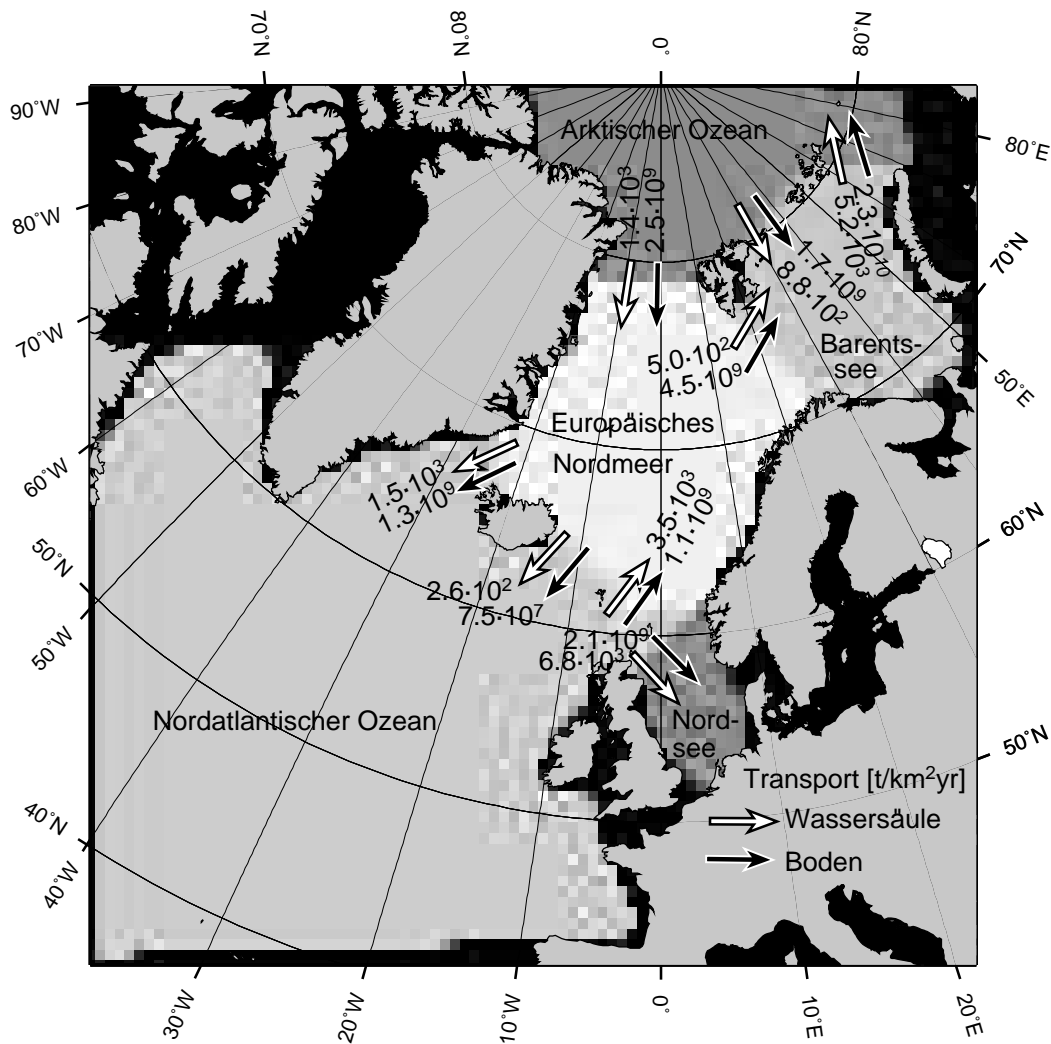


Abbildung 52: *Experiment R2: Berechnete Transporte in der Wassersäule sowie in der Bodenschicht.*

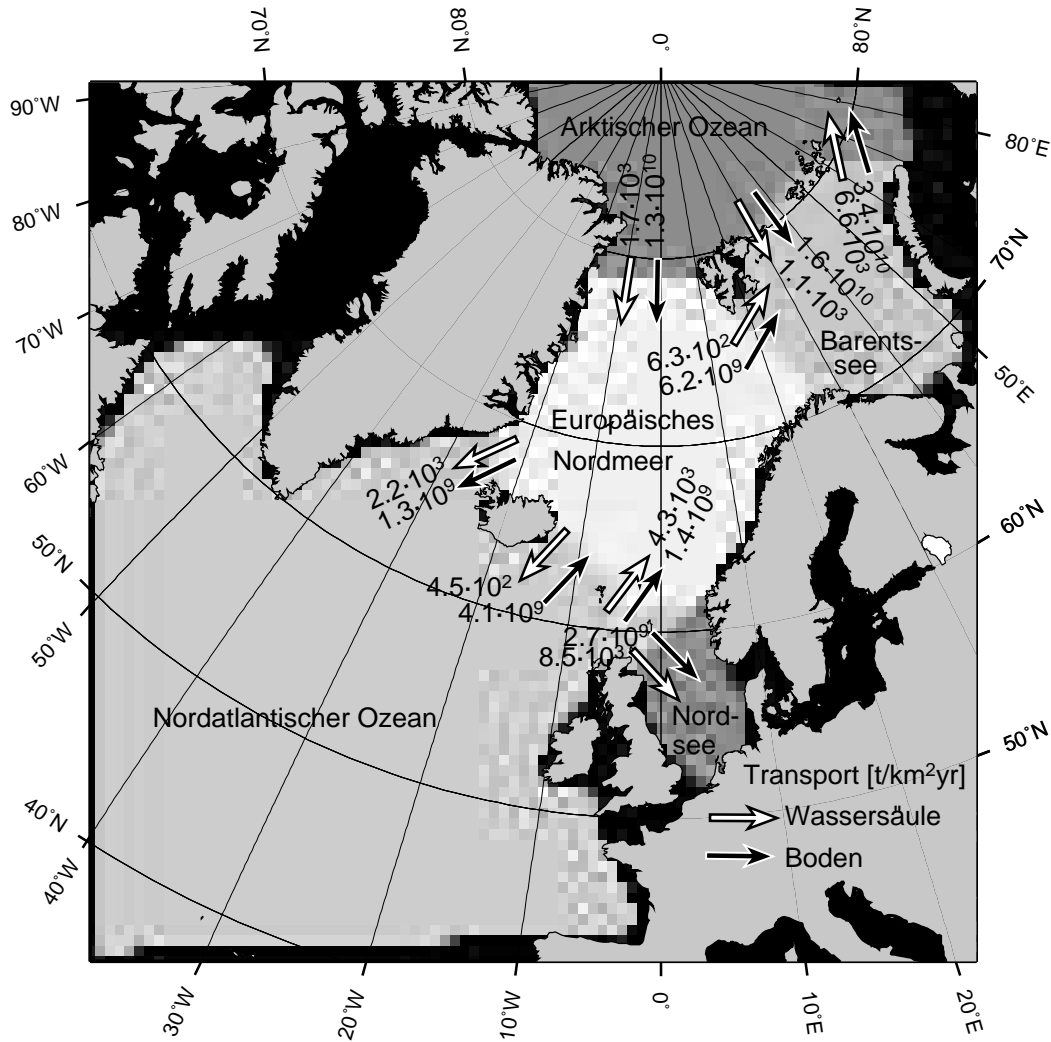


Abbildung 53: *Experiment R3: Berechnete Transporte in der Wassersäule sowie in der Bodenschicht.*

8 Experimente zur letzten Maximalvereisung

In diesem Kapitel werden zwei Experimente zum letzten glazialen Maximum beschrieben. Um die Gemeinsamkeiten und Unterschiede zwischen dem rezenten Szenario und dem des letzten glazialen Maximums herausarbeiten zu können, sind die Experimente mit den gleichen Modellparametern und –einstellungen gerechnet worden. Die Unterschiede, die zu anderen Sedimentverteilungen führen, sind die gegenüber der heutigen Situation geänderte Bodentopographie (100 Meter Meeresspiegelabsenkung, 200 Meter Schelfvereisung, Abb. 7 und Abb. 8), die unterschiedliche Salzgehalts– (Abb. 32 und Abb. 39) und Temperaturverteilung (Abb. 31 und Abb. 37) und die damit verbundene Änderung der Zirkulation im Europäischen Nordmeer und im nördlichen Nordatlantik im Bereich des Irminger Beckens und des Island Beckens [HAUPT ET AL., 1994; 1995; SCHÄFER–NETH, 1994]. Diese Änderungen führen im Vergleich zum Rezenten zu einem veränderten modellierten Zirkulationsschema während der letzten Maximalvereisung. Bei der Betrachtung der mit PATRINNA berechneten Trajektorien wird diese Änderung deutlich (Abb. 54). Abbildung 54 zeigt die Teilchenbahnen von 344 an der Oberfläche gestarteten und über einen Zeitraum von zwei Jahren integrierten Teilchen, die mit einer Sinkgeschwindigkeit von 0.05 cm/s ($\approx 43.2\text{ m/d}$) [SHANKS und TRENT, 1980] zu Boden sinken. Analog zu Abbildung 49 ist der Tiefenhorizont von 0 – 1 000 rot, der von 1 000 – 2 000 grün und der Bereich unterhalb von 2 000 Metern blau gekennzeichnet.

Gegenüber dem rezenten Zirkulationsschema ist der Ost–Grönland–Strom von gleichmäßiger Stärke entlang des Schelfs (Abb. 54). Im Bereich von 75° N sowie nördlich von Island können Teilchen beobachtet werden, welche zunächst auf über 1 000 Meter absinken und sich anschließend *hangaufwärts* bewegen. Dieser Aufwärtstransport ist ein Beweis dafür, daß in den Modellen SENNA und PATRINNA nicht nur Sediment in Form von sogenannten Delta–Schüttungen abgelagert wird, wie es in vielen Sedimentationsmodellen der Fall ist [KAUFMAN ET AL., 1991, SYVITSKI, 1989]. Veränderungen zwischen den beiden rekonstruierten Szenarien existieren auch im Irminger Becken sowie im Labrador Becken (Abb. 54 und 55). Während der letzten Maximalvereisung ist die Transportlänge der Teilchen südlich von Grönland in den Tiefen unterhalb von 2 000 Metern größer, während sie oberhalb von 1 000 Metern nur vergleichsweise geringfügig verdriftet werden (vgl. Abb. 49 und Abb. 54). Des weiteren ist der Ost–Grönland–Strom während des Glazials sehr viel schwächer ausgeprägt, wodurch eine Sedimentablagerung in dieser Region bewirkt wird (Abb. 56).

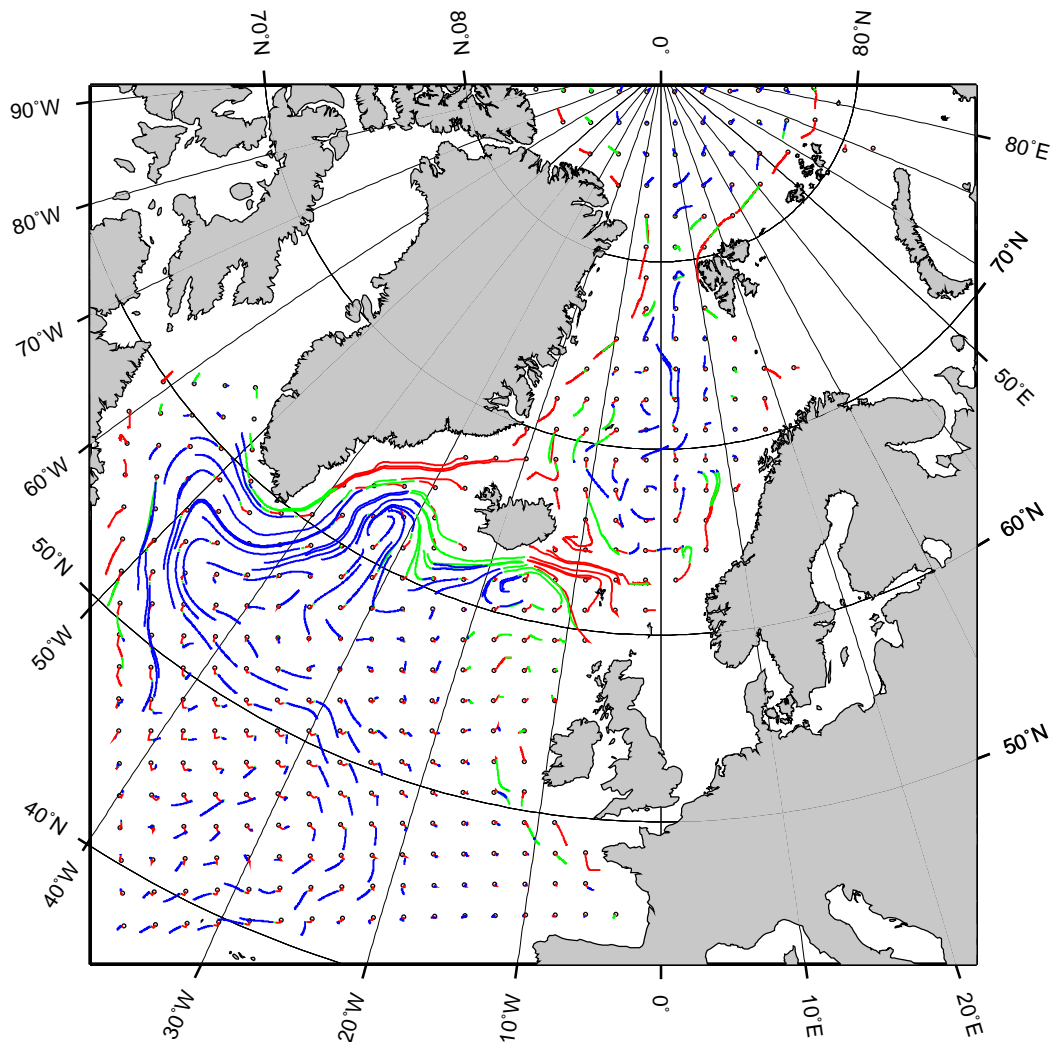


Abbildung 54: *Trajektorien von 344 Sedimentpartikeln: Die gezeigten Sedimentpartikel sind an der Meeresoberfläche gestartet und über einen Zeitraum von zwei Jahren integriert worden. Ihre Sinkgeschwindigkeit beträgt 0.05 cm/s und wird durch die um ca. ein bis zwei Zehnerpotenzen geringere von SCINNA [SCHÄFER-NETH, 1994] vorgegebene Vertikalgeschwindigkeit nur geringfügig modifiziert. Tiefenbereiche: 0 – 1 000 Meter (rot), 1 000 – 2 000 Meter (grün) und unterhalb von 2 000 Metern (blau).*

Im Verlauf der letzten Maximalvereisung ist der Norwegische Küstenstrom sehr viel schwächer ausgebildet (Abb. 54): Auch VOGELSANG [1990] leitet dies damit übereinstimmend aus den an fossilen planktischen Foraminiferen gemessenen Sauerstoff- und Isotopenverhältnissen ab. Im Modell hat sich aufgrund der parallel zum Island-Färöer-Schottland-Rücken verlaufenden Salzgehalts- und Temperaturfront im Europäischen Nordmeer eine zyklonale Zirkulation ausgebildet [HAUPT ET AL., 1994; 1995; SCHÄFER-NETH, 1994]. Das für die rezente Zeitscheibe modellierte Zirkulationssystem zeigt in der Framstraße nahezu in der gesamten Wassersäule einen vom Arktischen Ozean in das Grönland

Becken nach Süden gerichteten Transport, der durch den Transport durch die Barentssee ausgeglichen wird. Mit dem Fehlen dieser Schelfregion (vgl. Abb. 8) infolge der Meeresspiegelabsenkung und der Schelfvereisung hat sich die Zirkulation geändert, so daß dieser Ausgleich nun durch den Norwegischen Strom, der sich in dem West-Spitzbergen-Strom fortsetzt, in der Bodenschicht vollzieht (Abb. 54 und Abb. 55).

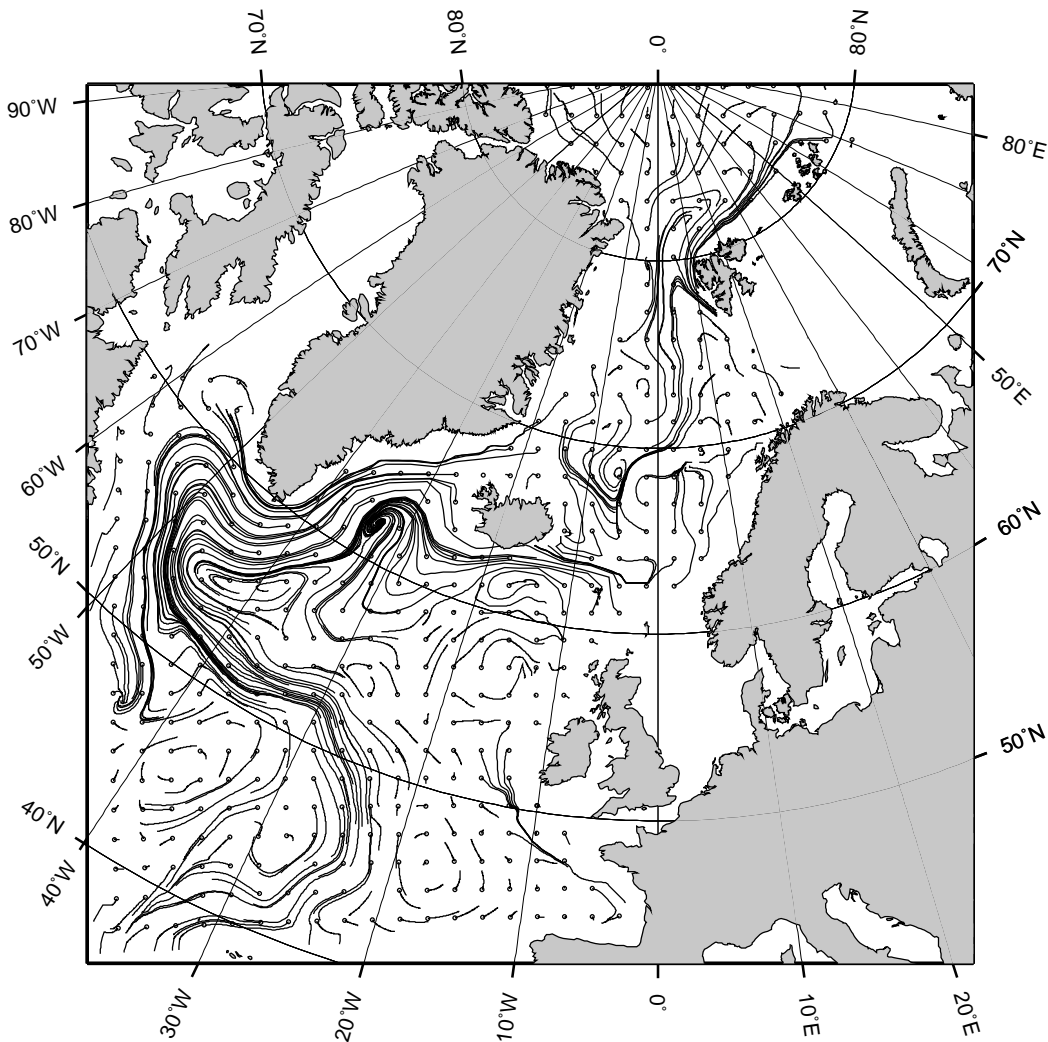


Abbildung 55: Die Trajektorien von 408 Sedimentpartikeln in der ein Zentimeter dicken Bodenschicht: Sie sind mittels des Geschwindigkeitsfelds aus Abbildung 44 mit dem Modell PATRINNA [HAUPT ET AL., 1994; 1995] über einen Zeitraum von zehn Jahren integriert worden.

Mit dieser geänderten Zirkulation ergeben sich südlich der Dänemarkstraße und des Island-Färöer-Schottland-Rückens ähnliche von Nordosten nach Südwesten verlaufende Sedimentationsmuster (Abb. 56), wie sie in den rezenten Modellergebnissen in Experiment R1 (Abb. 48) vorliegen. In den weiteren Ausführungen wird wiederum der Bereich

südlich von 50° N nicht weiter betrachtet, weil er durch die zum Weltozean hin geschlossenen Modellränder beeinflusst wird („Wasserfalleffekt“ [MCLEAN, 1985; TETZLAFF, 1989]). Das Experiment LGM1 (Abb. 56) ist mit den gleichen Randbedingungen wie Experiment R1 (Abb. 48) gerechnet worden.

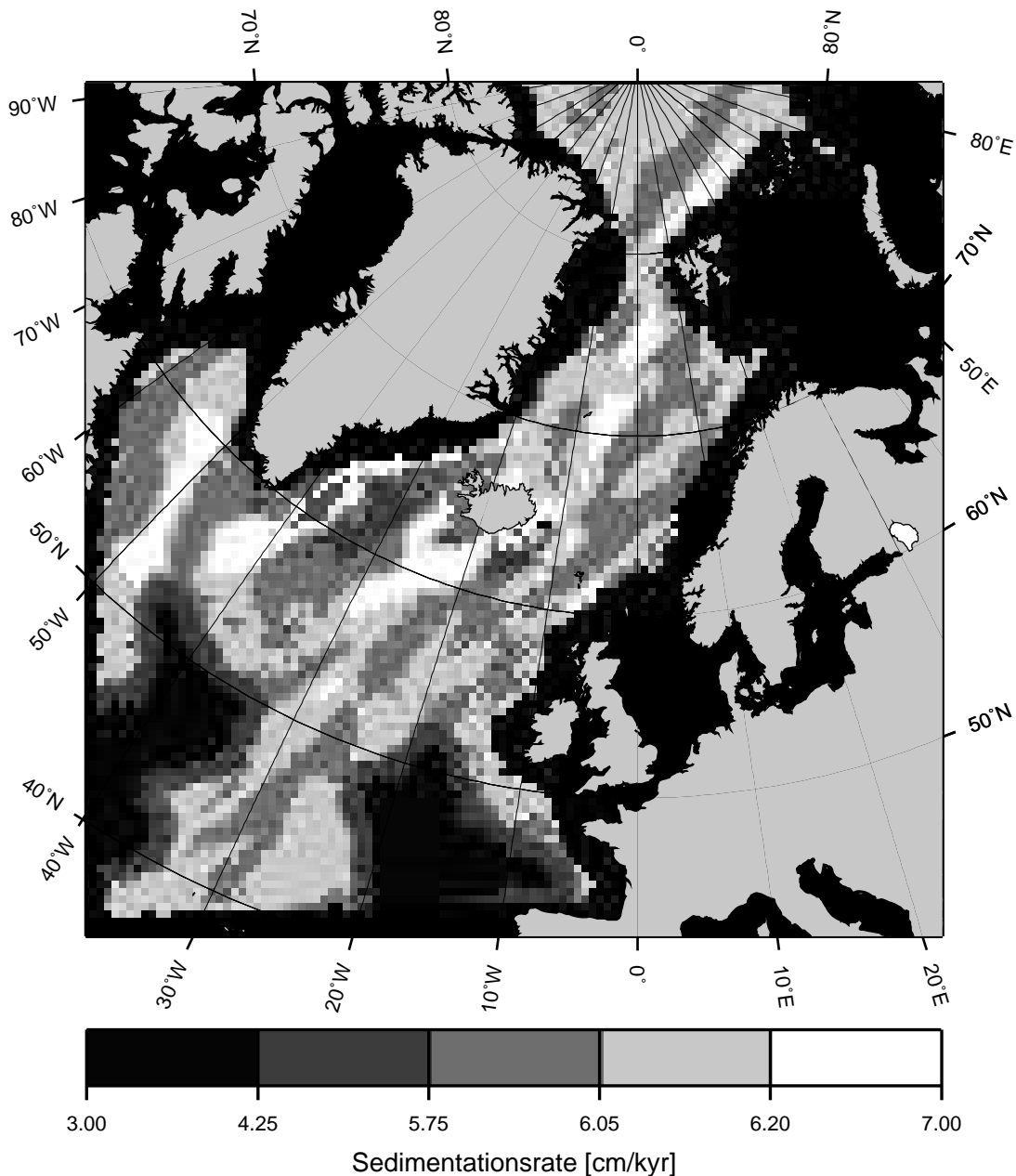


Abbildung 56: *Experiment LGM1: Änderung der Bodentopographie in cm/kyr: Im Vergleich mit der Abbildung 46 und 48 zeigen sich Gemeinsamkeiten in der Lage der Driftgebiete [HAUPT ET AL., 1994; 1995]. Die kritischen Geschwindigkeiten $v_{cm,b}$ und $v_{cm,s}$ für den Beginn des Boden- bzw. Suspensionstransports sind auf 0.5 cm/s reduziert.*

Südlich von Grönland (Gloria Drift) und im Bereich des Irminger Beckens (Eirik Drift) und des Reikjanes Rückens ergibt sich eine ähnliche Sedimentverteilung wie in Experiment R1 (Abb. 48). Die Änderung der Bodentopographie, hervorgerufen durch den intensivierten Irminger-Strom, ist während der letzten Maximalvereisung stärker ausgeprägt (Abb. 54 und Abb. 55). Auch stimmt die Lage der Bjorn Drift und die der Gardar Drift gut überein. Diese Kongruenz zeigt, daß das Modell in der Lage ist, die Driften, obwohl sie über viele Millionen von Jahren entstanden sind, in den einzelnen Simulationen für unterschiedliche Zeitscheiben nachzubilden.

Die Übereinstimmung der in Experiment R1 und LGM1 gewonnenen Ergebnisse wird deutlich, wenn die Sedimentverteilungen übereinander gelegt werden (Abb. 57): Die Hauptdriften — die Eirik Drift, die Gloria Drift, die Bjorn Drift, die Gardar Drift sowie die Hatton Drift — bleiben erhalten (vgl. Abb. 46).

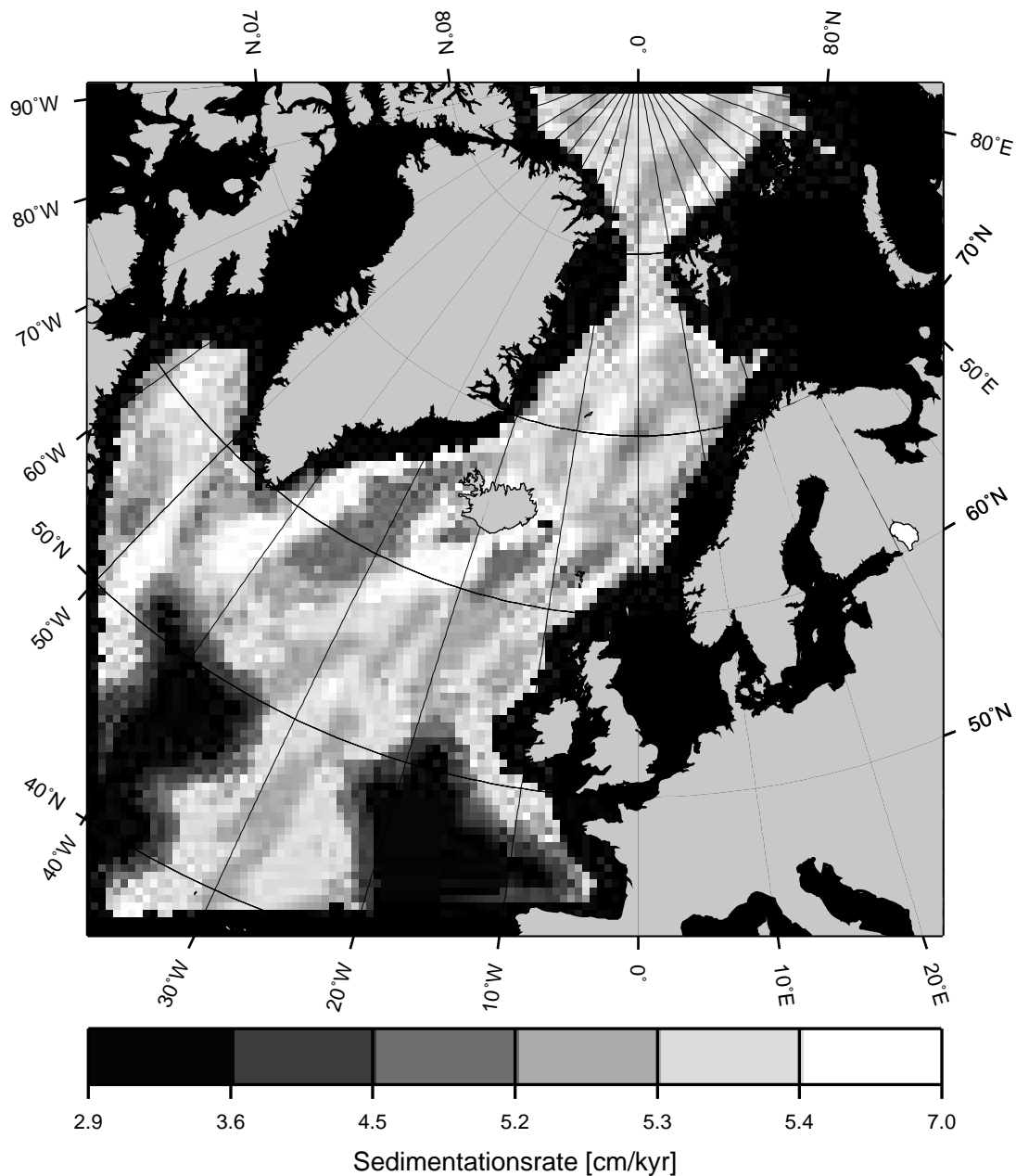


Abbildung 57: Überlagerung der Ergebnisse von den Experimenten R1 und LGM1: Änderung der Bodentopographie in cm/kyr: Im Vergleich mit der Abbildung 46, 48 und 56 zeigen sich Gemeinsamkeiten in der Lage der Driftgebiete [HAUPT ET AL., 1994; 1995].

Deutliche Veränderungen im Europäischen Nordmeer zeigen sich zwischen der rezenten Zeitscheibe und dem Szenario während der letzten Maximalvereisung. Durch die im letzten glazialen Maximum geschlossene Zirkulation im Grönlandbecken sowie aufgrund der stärkeren Strömung in der Framstraße ergeben sich in diesen Bereichen verstärkte Umlagerungen. Dieses wird auch aus dem folgenden Experiment LGM2 (Abb. 58) deutlich,

das mit den gleichen Einstellungen wie das Experiment R2 (Abb. 50) gerechnet wird: Die kritischen Geschwindigkeiten für den Beginn des Bodentransports und des Suspensions- transports sind von 0.5 cm/s auf 0.002 cm/s bzw. 0.02 cm/s reduziert worden.

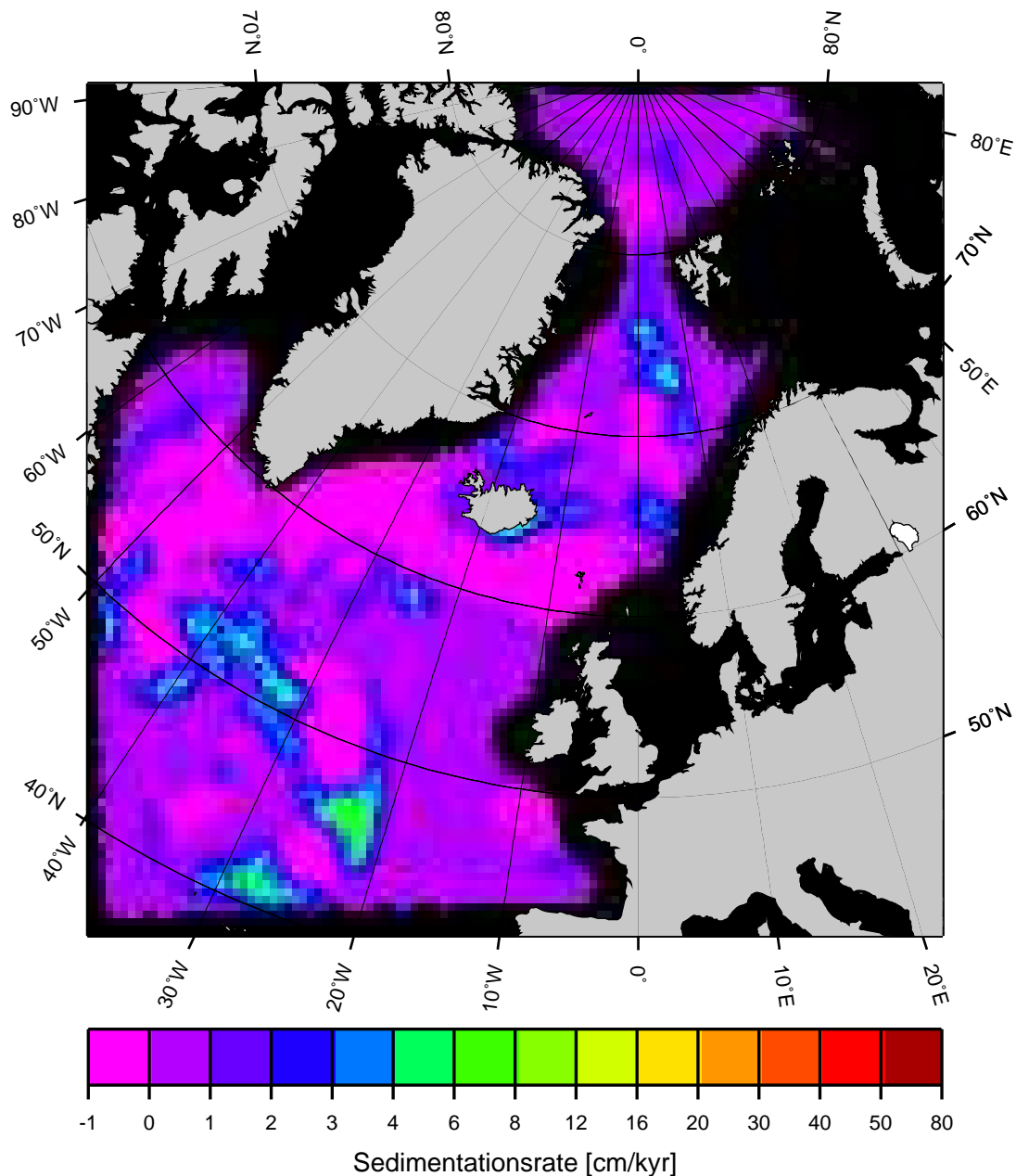


Abbildung 58: *Experiment LGM2: Änderung der Bodentopographie in cm/kyr. Die Sedimentvorgabe an der Meeresoberfläche beträgt $1.0 \times 10^{-13} \text{ g/cm}^2 \text{ s}$ ($\approx 0.0864 \text{ mg/cm}^2 \text{ d}$) (vgl. Tab. 8) [MILLER ET AL., 1977; HONJO, 1990]. Die kritischen Geschwindigkeiten $v_{cm,b}$ und $v_{cm,s}$ für den Beginn des Boden- bzw. Suspensionstransports sind auf 0.02 cm/s bzw. 0.002 cm/s reduziert.*

Ähnlich wie in den beiden Experimente R1 (Abb. 48) und LGM1 (Abb. 56) zeigen die Experimente R2 (Abb. 50) und LGM2 (Abb. 58) viele Gemeinsamkeiten: Durch die reduzierten kritischen Geschwindigkeiten wird wie in Experiment R2 im südlichen Bereich der Dänemarkstraße, südlich von Island sowie im nördlichen Teil des Island Beckens durch die relativ hohen Strömungsgeschwindigkeiten Sediment erodiert. In den genannten Regionen wird kein Sediment abgelagert, weil sich hier im Gegensatz zum rezenten Szenario (Abb. 49) der Irminger Strom sowie der Ost-Grönland-Strom südlich der Dänemarkstraße als breites Stromband ohne Unterbrechungen (Abb. 54) präsentieren, das sich bis in den Nordatlantik fortsetzt. Auch in diesem Experiment wird der Bereich südlich von 50° N aus bereits genannten Gründen nicht betrachtet („Wasserfalleffekt“).

Größere Unterschiede zwischen den beiden Modellläufen R2 (Abb. 50) und LGM2 (Abb. 58) gibt es im Europäischen Nordmeer aufgrund der unterschiedlichen Zirkulation. Durch die Meeresspiegelabsenkung sowie durch die Schelfvereisung gibt es keinen Norwegischen Küstenstrom und keinen Nordkap Strom, der auf dem skandinavischen Schelf Sediment erodieren und dieses durch die Barentssee ins Nansen Becken transportieren kann, wo es aufgrund geringer Strömungsgeschwindigkeiten nördlich von Franz-Josef-Land deponiert wird.

Besonders prägnant ist die Sedimentablagerung am Ostrand des Grönlandbeckens im Bereich von 0° – 10° O. Während des letzten glazialen Maximums ist dort Sediment aus dem ostgrönländischen Bereich, im rezenten Modellauf aus dem arktischen Ozean abgelagert worden, wie es die Abbildungen 47 und 55 zeigen. Das Erosionsgebiet südwestlich von Jan Mayen entsteht durch den im Vergleich zum Rezenten stärkeren Ost-Grönland-Strom. Die Ablagerungen zwischen Island und Südkandinavien nördlich des Island-Färöer-Schottland-Rückens sind das Ergebnis eines verringerten Wassermassenaustausches zwischen dem Island Becken und dem Norwegischen Becken. Die Berechnungen der Sedimenttransporte (Abb. 59) durch die Framstraße, die Dänemarkstraße sowie über den Island-Färöer-Rücken hinweg sind erforderlich, weil ohne sie nur eine rein qualitative Beschreibung des Sedimenttransports möglich ist. Aus den Strömungskarten, aus der berechneten Änderung und damit der *Umverteilung* des Sediments sowie schließlich aus den Trajektorien lassen sich zwar Abschätzungen vornehmen, eine Aussage läßt sich jedoch nur aus der Betrachtung aller Ergebnisse treffen, was am Beispiel der Framstraße deutlich wird: In der obersten Modellschicht (Abb. 41) ist der Transport ausschließlich nach Süden gerichtet, das vertikal gemittelte Geschwindigkeitsfeld (Abb. 42) zeigt parallel dazu einen Transport vom Arktischen Ozean in das Grönland Becken *und* gleichzeitig einen Transport in die entgegengesetzte Richtung. Zwar legt die Abbildung 42 nahe, daß der Transport nach Süden besonders in der Bodenschicht stärker ist, was sich auch in den Trajektorien (Abb. 55) widerspiegelt. Tatsächlich ergibt sich mittels der Transportberechnungen (Abb. 59) in der Wassersäule ein Transport nach Süden, der am Boden jedoch nach Norden in den Arktischen Ozean gerichtet ist, da die Barentssee für einen

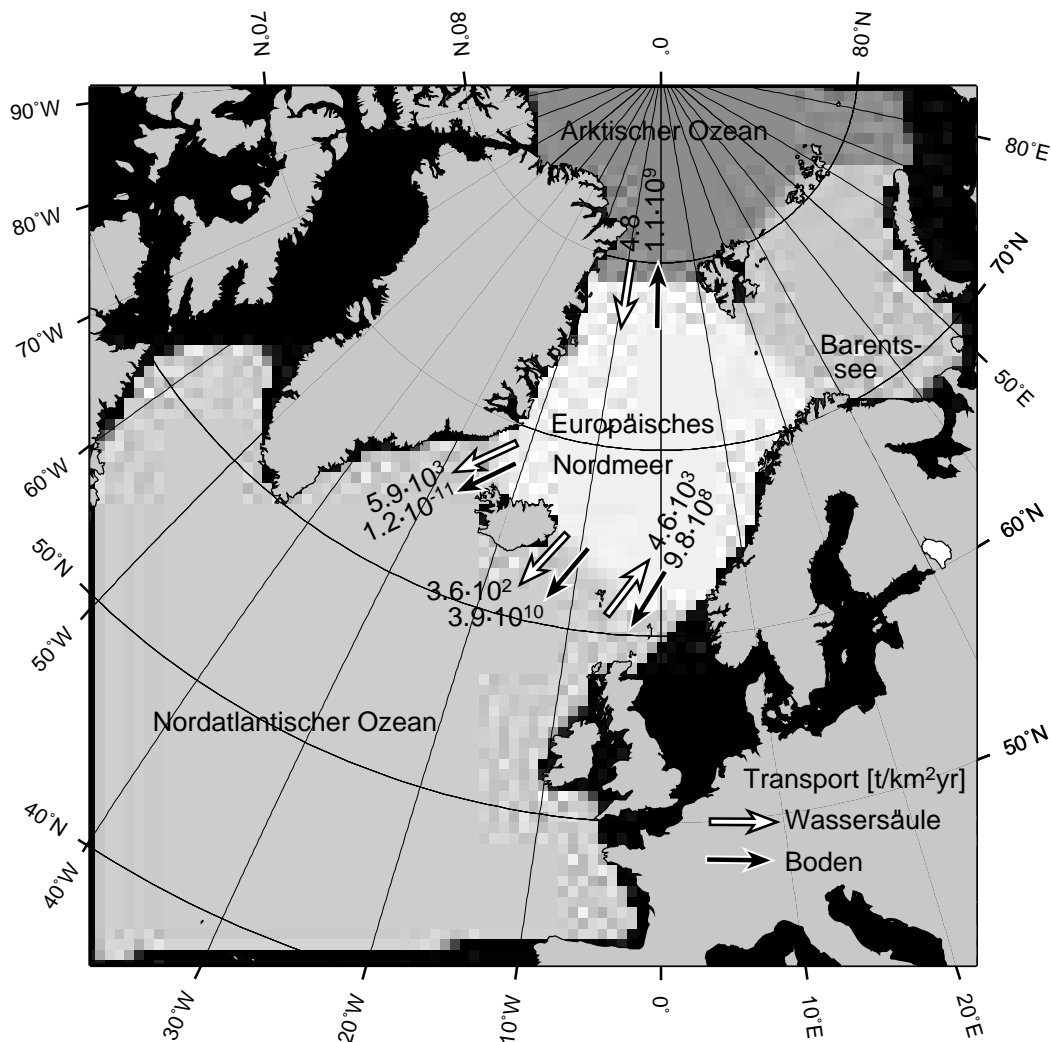


Abbildung 59: *Experiment LGM2: Berechnete Transporte in der Wassersäule sowie in der Bodenschicht.*

Transport nach Norden nicht zur Verfügung steht. Ganz ähnlich verhält es sich auch in der Dänemarkstraße: Im Vergleich mit dem rezenten Experiment R2 würde man aus den Strömungskarten unter Zuhilfenahme der Trajektorien ähnliche Ergebnisse erwarten. Die Transportberechnungen zeigen demgegenüber während der letzten Maximalvereisung einen fast verdreifachten Sedimenttransport in der Wassersäule, wobei der Transport in der Bodenschicht vergleichsweise verschwindend gering ist.

Für den Bereich des Island–Färöer–Rückens ist eine Beurteilung der Transporte sehr schwierig, da, wie auch in den beiden rezenten Experimenten R2 und R3, eine geringe Verschiebung der Querschnitte nach Norden bzw. Süden zu unterschiedlichen Ergebnissen führt, weil die Zirkulation im gesamten Bereich des Rückens parallel verläuft.

9 Schlußfolgerungen

In den letzten Jahren wurden zahlreiche numerische Modelle zur Modellierung der Sedimentation entwickelt. Mit ihnen läßt sich die Füllungsgeschichte von Sedimentbecken simulieren und graphisch umsetzen [PAOLA, 1989]. Mit vielen dieser überwiegend zweidimensionalen Modelle läßt sich, gesteuert von punktuellen Sedimentquellen, die Sedimentation in kleinen Becken modellieren. Die Kopplung von Sedimentationsmodellen mit einem ozeanischen Zirkulationsmodell ist bisher nur in Randmeeren versucht worden [ERICKSEN ET AL., 1989; SÜNDERMANN und KLÖCKER, 1983]. Für die Modellierung des großräumigen Sedimenttransports im nördlichen Nordatlantik erweist sich die Adaptierung eines der bekannten Sedimentationsmodelle als nicht zweckmäßig. Aus diesem Grund sind zwei neue Modelle entwickelt worden, die an das allgemeine Zirkulationsmodell SCINNA (Sensitivity and **C**irculation in the Northern North Atlantic) [SCHÄFER-NETH, 1994] angepaßt sind: Mit SENNA (**S**edimentation (Erosion, Transport and Deposition) in the Northern North Atlantic) werden der großräumige Transport *und* die Ab- und Umlagerung von Sedimenten, mit PATRINNA (**P**article **T**racing In the Northern North Atlantic) die Transportbahnen von Wassermassen und Sedimentpartikeln modelliert [HAUPT ET AL., 1994].

Zur Berücksichtigung des Bodentransports sind die beiden beckenweiten Sedimentationsmodelle SENNA und PATRINNA um eine ein Zentimeter dicke Bodenschicht ergänzt worden. Für diese bodenparallele Schicht existieren aus Beobachtungen und Messungen im Strömungskanal eine Vielzahl von Formeln für den Beginn sowie das Ende des Boden- und Suspensionstransports. Die Frage nach den am besten geeigneten Parametrisierungen läßt sich nicht eindeutig beantworten, weil viele Formeln empirisch sind oder aber oft an die spezielle Struktur eines Landes oder Meeresgebietes, in denen bzw. für welches sie entwickelt wurden, adaptiert sind [RAUDKIVI, 1982]. In dieser Arbeit sind die Formeln von ZANKE [1976a; 1976b; 1977a; 1977b; 1978a; 1978b; 1982] für die Berechnung der Sinkgeschwindigkeit der Teilchen, der kritischen Geschwindigkeiten für den Boden- und Suspensionstransport, der Depositionsgeschwindigkeit sowie der von der vorgegebenen Strömungsgeschwindigkeit abhängigen Transportraten für den Boden- und Suspensionstransport programmiert worden. Sie haben gegenüber den Formeln anderer Autoren den Vorteil, daß sie zum einen für größere Korngrößenbereiche gültig sind und daß zum anderen die beste Übereinstimmung mit den theoretischen Ansätzen — z. B. von NEWTON und STOKES — bzw. mit den gemessenen Ergebnissen z. B. von HJULSTRÖM [1935] besteht. Die ausgewählten Formeln sind (vgl. Kapitel 5), jede für sich betrachtet, für das gesamte Modellgebiet gültig, das heißt für einen Tiefenbereich von der Meeresoberfläche bis in die Tiefe von 5 000 Metern, für einen Temperaturbereich von -1.9°C – 20°C und

einen Salzgehaltsbereich von 31‰ – 37‰. Dadurch besteht die Möglichkeit, die Modelle SENNA und PATRINNA sowohl an andere Zirkulationsmodelle als auch an andere Regionen anzupassen.

Damit Sediment in der Bodenschicht erodiert *und* umgelagert werden kann, werden die kritischen Geschwindigkeiten für den Beginn des Boden- und Suspensionstransports auf Werte unterhalb von 0.5 cm/s reduziert: Das ist erforderlich, weil einerseits die von dem Zirkulationsmodell SCINNA vorgegebenen Geschwindigkeiten zu gering sind, um Sediment erodieren zu können und andererseits die Formeln für die kritischen Geschwindigkeiten eher für Flachwasserregionen mit Gezeiteneinfluß als für die Tiefsee entwickelt wurden. Damit der Effekt der Erosion die Sedimentumlagerung nicht durch eine übermäßige Sedimentzufuhr überdeckt, wird an der Meeresoberfläche ein sehr geringer Sedimenteintrag ($1.0 \times 10^{-13} \text{ g/cm}^2 \text{ s}$ (vgl. Tab. 8 und Abb. 45) [HONJO, 1990; MILLER ET AL., 1977] vorgeschrieben.

Mit diesen Vorgaben ist es möglich, die heute bekannten großskaligen Sedimentdriften (Abb. 46) sowohl für die rezente Situation (Experiment R1, Abb. 48) als auch für die letzte Maximalvereisung (Experiment LGM1, Abb. 56) herauszuarbeiten. Bei der Überlagerung der für die beiden Zeitscheiben simulierten Sedimentdriften zeigt sich eine gute Übereinstimmung (Abb. 57). Das heißt, daß das Modell SENNA in der Lage ist, die im Bereich des Irminger Beckens und des Island Beckens von Nordosten nach Südwesten verlaufenden Driften, obwohl sie über viele Millionen Jahre entstanden sind, in den einzelnen Experimenten nachzubilden. Im Vergleich zu den aus Sedimentkernen bestimmten Sedimentationsraten [vgl. VOGELANG, 1990; WEINELT, 1993] ergibt sich für die zentralen Teile des nördlichen Nordatlantiks teilweise eine Erhöhung um den Faktor 2–3 in Abhängigkeit von den kritischen Geschwindigkeiten. Die weitere Herabsetzung der kritischen Geschwindigkeiten für den Boden- und den Suspensionstransport auf 0.002 cm/s bzw. 0.02 cm/s läßt die Gebiete hervortreten, in denen Sediment erodiert wird. Die Transportwege einzelner Sedimentpartikel zeigen die mit PATRINNA berechneten Trajektorien. Aus dem Vergleich der Experimente R2 (Abb. 50) und R3 (Abb. 51), die bis auf den unterschiedlichen lateralen Sedimenteintrag (Tab. 8 und Abb. 45) identisch sind, wird deutlich, daß die hohe Sedimentzufuhr an der französischen und englischen Küste in der Ausbreitung auf den Schelf begrenzt bleibt und dort mit hohen Sedimentationsraten verbunden ist [EINSELE, 1992]. Dagegen wird an der deutschen Nordseeküste zugeführtes Sediment entlang der jütländischen Küste transportiert, wo ein Großteil abgelagert wird, und von dort weiter im Bereich der Norwegischen Rinne mit dem Norwegischen Küstenstrom bis zum südlichen Vøring Plateau (63° N, 5° – 7° O) verdriftet und in dieser Region sedimentiert. Durch die zusätzliche Sedimentzufuhr an der skandinavischen Küste

wird Sediment in der Bodenschicht über den Island–Färöer–Schottland–Rücken hinweg in das Island Becken transportiert und dort abgelagert (vgl. Abb. 47). Insgesamt erhöhen sich die Sedimenttransporte durch den lateralen Sedimenteintrag beckenweit (Abb. 52 und 53). In der Dänemarkstraße zeigt sich durch die Transportberechnungen, daß das Sediment, welches an der ostgrönländischen Küste dem Modellozean zugeführt wird, mit dem Ost–Grönland–Strom in der dreidimensionalen Wassersäule nach Süden transportiert wird, weil hier keine Erhöhung des Sedimenttransports in der Bodenschicht stattfindet.

Durch die Verringerung des Modellgebiets um die Nordsee und die Barentssee während des letzten glazialen Maximums ergeben sich in der Zirkulation Unterschiede, die zu geänderten Sedimenttransportbahnen führen (Abb. 54 und 55). Durch die Meeresspiegelabsenkung sowie durch die Schelfvereisung existiert weder ein Norwegischer Küstenstrom noch ein Nordkap Strom, der wie in Experiment R2 und R3 entlang der skandinavischen Küste durch die Barentssee hindurch Sediment in den Arktischen Ozean transportiert. Von hier wird ein Teil des Sediments in den rezenten Experimenten vom Arktischen Ozean zurück in das Europäische Nordmeer verdriftet (Abb. 52 und 53). Aufgrund der geschlossenen Zirkulation muß der südwärtige Sedimenttransport in dem Experiment LGM2 ebenfalls im Arktischen Ozean ausgeglichen werden. Aus den berechneten Trajektorien (Abb. 54 und 55) würde man einen in der Wassersäule sowie auch in der Bodenschicht nach Süden gerichteten Sedimenttransport erwarten. Die Transportbilanzierung ergibt jedoch einen in der Bodenschicht vom Europäischen Nordmeer nach Norden in den Arktischen Ozean gerichteten Sedimenttransport (Abb. 59).

Die Modellergebnisse zeigen, daß die Größenordnung der unterschiedlich hohen kritischen Geschwindigkeiten sowie die Vorgabe lateraler Sedimentquellen zu abweichenden Ergebnissen führt. Die Transportberechnungen durch ausgewählte Querschnitte bestätigen diese Unterschiede. Im Bereich des Island–Färöer–Schottland–Rückens führt eine geringe Verschiebung der Querschnitte nach Norden oder Süden zu verschiedenen Ergebnissen, weil hier die Zirkulation nahezu im gesamten Bereich parallel zum Rücken verläuft. Für eine Beurteilung der Transportberechnungen gerade in dieser Region sind deshalb weitere Experimente erforderlich.

10 Symbole und Definitionen

Abkürzungen und Definitionen			
c	=	COURANT-Zahl	—
C	=	Sedimentkonzentration im Fluid	g/cm^3
C_n	=	Sedimentkonzentration zum Zeitschritt n	g/cm^3
C_D	=	Strömungswiderstandsbeiwert	—
d	=	Korngröße	cm
$dx_{i,j}$	=	diskreter zonaler Gitterabstand am Gitterpunkt (i, j, k)	cm
$dy_{i,j}$	=	diskreter meridionaler Gitterabstand am Gitterpunkt (i, j, k)	cm
dz_k	=	diskreter vertikaler Gitterabstand der Modellschicht (k)	cm
D^*	=	sedimentologischer Korndurchmesser $\left(\frac{\rho'g}{\nu^2}\right)^{\frac{1}{3}}$	—
FF	=	Formfaktor	—
Fr	=	FROUDE-Zahl $\frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{Schwerkraft}}$ $\frac{v_{cm}}{\sqrt{\rho'gd}}$	—
F_G	=	Schwerkraft	$g\ cm/s^2$
F_R	=	Reibungskraft	$g\ cm/s^2$
g	=	Erdbeschleunigung	cm/s^2
h_{sed}	=	Änderung der Bodentopographie durch Erosion, Umlagerung und Deposition	cm
h_1	=	Bodenschicht mit 1 cm Dicke	cm
H	=	Wassertiefe	cm
i	=	zonale Gittervariable	

Abkürzungen und Definitionen			
		$i = 1, \dots, 95$	—
j	=	meridionale Gittervariable	
		$j = 1, \dots, 95$	—
k	=	vertikale Gittervariable	
		$i = 1, \dots, 18$	—
n	=	Zeitschritt	
		$n = 1, 2, 3, \dots$	—
p	=	Hohlraumverhältnis bei natürlich gelagerten Sanden	—
p	=	Druck	$g/cm\ s$
p_{surf}	=	Druck an der Wasseroberfläche bei $z = 0$	$g/cm\ s$
q	=	Gesamtsedimenttransport	
		$q = q_B + q_S$	$cm^3/cm\ s$
q_B	=	Bodentransport	$cm^3/cm\ s$
q_S	=	Suspensionstransport	$cm^3/cm\ s$
q_{S0}	=	freier Faktor beim Suspensionstransport	$cm^3/cm\ s$
Q	=	Quellterm für den Sedimenteintrag; bei positivem Vorzeichen handelt es sich um eine Quelle, bei negativem um eine Senke	$cm^3/cm\ s^2$
$r_{x,n}$	=	zonaler Ort eines Teilchens zum Zeitschritt n	cm
$r_{bot,x,n}$	=	zonaler Ort eines Teilchens zum Zeitschritt n in der Bodenschicht	cm
$r_{y,n}$	=	meridionaler Ort eines Teilchens zum Zeitschritt n	cm
$r_{bot,y,n}$	=	meridionaler Ort eines Teilchens zum Zeitschritt n in der Bodenschicht	cm
$r_{z,n}$	=	vertikaler Ort eines Teilchens zum Zeitschritt n	cm
\vec{r}	=	Ort eines Teilchens in der Wassersäule	cm
Re	=	Reynoldszahl	
		$\frac{\text{Trägheitskraft}}{\text{kin. Viskositätskraft}}$	

Abkürzungen und Definitionen			
		$\frac{v_{cm}d}{v}$	—
t	=	Zeit	s
t_n	=	Zeit zum Zeitschritt n	s
t_0	=	Zeit bei Beginn der Integration	s
T	=	Temperatur	$^{\circ}\text{C}$
S	=	Salzgehalt	‰
u	=	Zonalgeschwindigkeit	cm/s
u_r	=	Zonalgeschwindigkeit am Ort \vec{r}	cm/s
$u_{bot,r}$	=	Zonalgeschwindigkeit in der Bodenschicht am Ort \vec{r}	cm/s
$u_{i,j,k}$	=	diskreter Wert der Zonalgeschwindigkeit am Gitterpunkt (i, j, k)	cm/s
\vec{v}	=	dreidimensionaler Geschwindigkeitsvektor	cm/s
\vec{v}_{bot}	=	zweidimensionaler Geschwindigkeitsvektor in der 1 cm dicken Bodenschicht	cm/s
v	=	Meridionalgeschwindigkeit	cm/s
v_r	=	Meridionalgeschwindigkeit am Ort \vec{r}	cm/s
$v_{bot,r}$	=	Meridionalgeschwindigkeit in der Bodenschicht am Ort \vec{r}	cm/s
$v_{c,b}$	=	kritische Geschwindigkeit beim Beginn des Bodentransports an der Sohle	cm/s
$v_{c,s}$	=	kritische Geschwindigkeit beim Beginn des Suspensionstransports an der Sohle	cm/s
v_{cm}	=	mittlere kritische Geschwindigkeit beim Beginn der Sedimentbewegung	cm/s
$v_{cm,b}$	=	mittlere kritische Geschwindigkeit beim Beginn des Bodentransports	cm/s
$v_{cm,d}$	=	mittlere kritische Geschwindigkeit beim Beginn der Deposition	cm/s
$v_{cm,s}$	=	mittlere Geschwindigkeit beim Beginn des Suspensionstransports	cm/s

Abkürzungen und Definitionen			
$v_{i,j,k}$	=	diskreter Wert der Meridionalgeschwindigkeit am Gitterpunkt (i, j, k)	cm/s
v_m	=	mittlere Geschwindigkeit	cm/s
v_s	=	Geschwindigkeit an der Sohle (1 cm Höhe)	cm/s
v_+	=	Schubspannungsgeschwindigkeit	cm/s
w	=	Vertikalgeschwindigkeit im Modell	cm/s
w_{g_r}	=	Vertikalgeschwindigkeit am Ort \vec{r}	cm/s
w_g	=	Gesamtsinkgeschwindigkeit eines einzelnen Sedimentpartikels in der Wassersäule	
		$w + w_s$	cm/s
$w_{g_{i,j,k}}$	=	diskreter Wert der Vertikalgeschwindigkeit am Gitterpunkt (i, j, k)	cm/s
w_s	=	Sinkgeschwindigkeit eines einzelnen Sedimentpartikels in ruhender Flüssigkeit	cm/s
x	=	horizontale, nach Osten weisende Koordinate des kartesischen Koordinatensystems	cm
y	=	horizontale, nach Norden weisende Koordinate des kartesischen Koordinatensystems	cm
z	=	vertikale, nach unten weisende Koordinate des kartesischen Koordinatensystems	cm
Δt	=	Zeitschritt	s
Δx	=	zonaler Gitterabstand	cm
Δy	=	meridionaler Gitterabstand	cm
Δz	=	vertikaler Gitterabstand	cm
γ	=	Porosität des Sediments	—
∇	=	dreidimensionaler Nabla-Operator	
		$\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}$	cm^{-1}
∇_H	=	zweidimensionaler Nabla-Operator	
		$\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}$	cm^{-1}
μ	=	dynamische Viskosität	$g/cm\ s$

Abkürzungen und Definitionen			
ν	=	kinematische Viskosität $\frac{\mu}{\rho_F}$	cm^2/s
ν_0	=	kinematische Viskosität bei $T = 0^\circ C$	cm^2/s
φ	=	mittlere Boden­neigung in Strömungsrichtung	°
ρ_F	=	Dichte des Fluids	g/cm^3
ρ_S	=	Dichte des Sediments	g/cm^3
ρ'	=	relative Dichte $\frac{\rho_S - \rho_F}{\rho_F}$	—

11 Literaturverzeichnis

- AAGAARD, K., J. H. SWIFT und E. C. CARMACK, 1985: *Thermohaline Circulation in the Arctic Mediterranean Seas*, Journal of Geophysical Research, **90**, **3**, 4833–4646
- ALLEN, J. R. L., 1985: *Principles of Physical Sedimentology*, George Allen & Unwin, London, Boston, Sydney, 272 Seiten
- ANDERSEN, R. S., 1979: *The Deglaciation of Norway 15,000–10,000 B. P.*, Boreas, **8**, 80–87
- ANDERSON, R. S. und N. F. HUMPHREY, 1989: *Interaction of Transport Processes in the Evolution of Arid Landscapes*, Quantitative Dynamic Stratigraphy, hrsg. v. T. A. Cross, Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 349–361
- ANDREWS, J. T., K. TEDESCO, W. M. BRIGGS und L. W. EVANS, 1994: *Sediments, Sedimentation Rates, and Environments, Southeast Baffin Shelf and Northwest Labrador Sea, 8–26 ka*, Canadian Journal of Earth Sciences, **31**, 90–103
- APEL, J. R., 1987: *Principles of Ocean Physics*, Academic Press, London, San Diego, New York, Berkeley, Boston, Sydney, Tokyo, Toronto, **38**, 634 Seiten
- ARRHENIUS, G., 1952: *Sediment Cores from the East Pacific*, Rep. Swed. Deep-Sea Exped. 1947–1948, **5**, 1–228
- BABA, J. und P. D. KOMAR, 1981: *Measurements and Analysis of Settling Velocities of Natural Quartz Sand Grains*, Journal of Sedimentary Petrology, **51**, **2**, 631–640
- BAGNOLD, R. A., 1955: *Some Flume Experiments on Large Grains but Little Denser than the Transporting Fluid, and their Implications*, Proc. Instn of Civ. Engrs, London, **4**, 174–205
- BARD E., M. ARNOLD, P. MAURICE, J. DUPRAT und J.-C. DUPLESSY, 1987: *Retreat Velocity of the North Atlantic Polar Front During the Last Deglaciation Determined by ^{14}C Accelerator Mass Spectrometry*, Nature, **328**, 791–794
- BARD, E., B. HAMELIN, R. G. FAIRBANKS und A. ZINDLER, 1990: *Calibration of the ^{14}C Timescale over the Past 30 000 Years Using Mass Spectrometric U–Th Ages from Barbados Corals*, Nature, **345**, 405–410
- BISCHOF, J., J. KOCH, M. KUBISCH, R. F. SPIELHAGEN und J. THIEDE, 1990: *Nordic Seas Surface Ice Drift Reconstructions: Evidence from Ice Rafted Coal Fragments during Oxygen Isotope Stage 6*, Glaciomarine Environments: Processes and Sediments, hrsg. v. J. A. DOWDESWELL und J. D. SCOURCE, Geological Society Special Publication, **53**, 235–251
- BISCHOF, J., 1991: *Dropstones im Europäischen Nordmeer — Indikatoren für Meeresströmungen in den letzten 300 000 Jahren*, Berichte aus dem Sonderforschungsbe-
reich 313: Veränderungen der Umwelt — Der nördliche Nordatlantik, Universität
Kiel, **30**, 203 Seiten

- BITZER, K. und R. PFLUG, 1989: *DEPOD: A Three-Dimensional Model for Simulating Clastic Sedimentation and Isostatic Compensation in Sedimentary Basins*, Quantitative Dynamic Stratigraphy, hrsg. v. T. A. Cross, Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 335–348
- BLAUME, F., 1992: *Hochakkumulationsgebiete am norwegischen Kontinentalabhang: Sedimentologische Abbilder Topographie-geführter Strömungsmuster*, Berichte aus dem Sonderforschungsbereich 313: Veränderungen der Umwelt — Der nördliche Nordatlantik, Universität Kiel, **36**, 150 Seiten
- V. BODUNGEN, B., B. ZEITSCHEL, A. ANTIA, E. BAUERFEIND, W. HAGEN, O. HAUPT, W. KOEWE, E. MACHADO, I. PEEKEN, R. PEINERT, S. REITMEIER, C. RICHTER, C. THOMSEN, M. VOSS, M. WUNSCH und U. ZELLER, 1993: *Pelagische Prozesse und vertikaler Partikelfluß*, Berichtsband 91–92–93, Sonderforschungsbereich 313: Veränderungen der Umwelt: Der nördliche Nordatlantik, Band 1, Universität Kiel, 7–48
- BOGÁRDI, J. L., 1974: *Sediment Transport in Alluvial Streams*, Akadémiai Kiadó, Budapest, 826 Seiten
- BOHRMANN, G., R. HENRICH und J. THIEDE, 1990: *Miocene to Quaternary Paleocceanography in the Northern North Atlantic: Variability in Carbonate and Biogenic Opal Accumulation*, Geological History of the Polar Oceans: Arctic versus Antarctic, hrsg. v. U. Bleil und J. Thiede, Kluwer Academic Publishers, Netherland, 647–675
- BOSSELMANN, O., 1960: *Sandwanderung in Tideflüssen*, Diplomarbeit, Franzius-Institut für Grund- und Wasserbau der Technischen Hochschule Hannover, Hannover, unveröffentlicht
- BROECKER, W. S. und T.-H. PENG, 1982: *Tracers in the Sea*, Eldigio Press, Columbia University, Palisades, 690 Seiten
- BRYAN, K., 1969: *A Numerical Method for the Study of the Circulation of the World Ocean*, Journal of Computational Physics, **4**, 347–376
- CAO, S. und I. LERCHE, 1994: *A Quantitative Model of Dynamical Sediment Deposition and Erosion in Three Dimensions*, Computer & Geosciences, **20**, **4**, 635–663
- CLIMAP PROJECT MEMBERS, 1981: *Seasonal Reconstructions of the Earth's Surface at the Last Glacial Maximum*, — GSA Map and Chart Service, MC-36, Geological Society of America, Boulder, Colorado
- COX, M. D., 1984: *A Primitive Equation, 3-Dimensional Model of the Ocean*, GFDL Ocean Group Technical Report No. 1, Geophysical Fluid Dynamics Laboratory/NOOA, Princeton University
- CROSS, T. A. und J. W. HARBAUGH, 1989: *Quantitative Dynamic Stratigraphy: A Workshop, a Philosophy, a Methodology*, Quantitative Dynamic Stratigraphy, hrsg. v. T. A. Cross, Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 3–20
- CROWLEY, T.-J., 1989: *Paleoclimate Perspectives on a Greenhousing Warming*, Climate on Geo-Sciences, A Challenge for Science and Society in the 21st Century,

-
- hrsg. v. A. Berger, S. Schneider und J. C. Duplessy, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 179–207
- DIETRICH, G., 1969: *Atlas of the Hydrography of the Northern North Atlantic Ocean*, Conseil international pour l'exploration de la mer, service hydrographique, Charlottenlund Slot — Danemark
- DIETRICH, G., K. KALLE, W. KRAUSS und G. SIEDLER, 1975: *Allgemeine Meereskunde — Eine Einführung in die Ozeanographie*, Gebrüder Borntraeger, Berlin, Stuttgart, 3. Auflage, 593 Seiten
- DILLO, H. G., 1960: *Sandwanderung in Tideflüssen*, Mitteilungen des Franzius-Instituts für Grund- und Wasserbau der Technischen Hochschule Hannover, Hannover, Heft 17
- DOWDESWELL, J. A. und E. K. DOWDESWELL, 1989: *Debris in Icebergs and Rates of Glaci-Marine Sedimentation: Observations from Spitzbergen and a Simple Model*, Journal of Geology, **97**, 221-231
- DOWDESWELL, J. A. und T. MURRAY, 1990: *Modelling Rates of Sedimentation from Icebergs*, Glacimarine Environments: Processes and Sediments, hrsg. v. J. A. Dowdeswell und J. D. Scourge, Geological Society Special Publication, **53**, 121–137
- DUPLESSY, J.-C., L. LABEYRIE, A. JUILLET-LECLERC, F. MAITRE, J. DUPART und M. SARNTHEIN, 1991: *Surface Salinity Reconstruction of the North Atlantic during the Last Glacial Maximum*, Oceanologica Acta, **14**, 311-324
- DUBE, S. K., M. E. LUTHER und J. J. O'BRIEN, 1986: *Documentation of the FSU Indian Ocean Model*, Cooperative Indian Ocean Modelling Project Technical Report, Prepared at Mesoscale Air-Sea Interaction Group, The Florida State University, Tallahassee, FL 32306, 87 Seiten
- DYER, K. R., 1986: *Coastal and Estuarine Sediment Dynamics*, John Wiley & Sons, Chichester, New York, Brisbane, Toronto, Singapore, 342 Seiten
- EINSELE, G., 1992: *Sedimentary Basins; Evolution, Facies, and Sediment Budget*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, Barcelona, Budapest, 628 Seiten
- ENGELUND, F. und E. HANSEN, 1967: *A Monograph on Sediment in Alluvial Streams*, Teknisk Vorlag, Copenhagen, aus: ASCE Task Committee on Preparation of Sedimentation Manual, 1971: *Sediment Transportation Mechanics: Sediment Discharge Formulas*, Proc. ASCE, HY4, **97**
- ENOS, P., 1991: *Sedimentary Parameters for Computer Modeling*, Sedimentary Modeling: Computer Simulation and Methods for Improved Parameter Definition, hrsg. v. E. K. FRANSEEN, W. L. WATNEY, C. G. ST. C. KENDALL und W. ROSS, Kansas Geological Survey, **233**, 63–98
- EPPEL, D. P., 1977/78: *Numerische Simulation mesoskaliger Phänomene I*, Skriptum zur Vorlesung — gehalten im Institut für Meereskunde an der Universität Kiel, Forschungszentrum Geesthacht GmbH — GKSS, Geesthacht, 105 Seiten

-
- ERICKSON, M. C., D. S. MASSON, R. SLINGERLAND und D. W. SWETLAND, 1989: *Numerical Simulation of Circulation and Sediment Transport in the Late Devonian Catskill Sea*, Quantitative Dynamics Stratigraphy, hrsg. v. T. A. Cross, Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 293–305
- ETOPO5, 1986: *Digital Relief of the Surface of the Earth*, National Geophysical Data Center, Boulder, Colorado
- FAHRBACH, E., H. FRANZ, G. GUST, M. HANTEL, J. MEINCKE, P. MÜLLER, M. RHEIN, W. ROETHER und J. WILLEBRAND, 1989: *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology — Oceanography*, Landolt-Börnstein, New Series Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, **3c**, 398 Seiten
- FAIRBANKS, R. G., 1989: *A 17,000 Year Glacio-Eustatic Sea Level Record: Influence of Glacial Melting Rates on the Younger Dryas Event and Deep-Ocean Circulation*, *Nature*, **342**, 637–642
- FRIEDMAN, G. F. und J. E. SANDERS, 1978: *Principles of Sedimentology*, John Wiley & Sons, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, 792 Seiten
- FROHLICH, C. und R. K. MATTHEWS, 1991: *Strata-VariouS: A Flexible Fortran Program for Dynamic Forward Modeling of Stratigraphy*, Sedimentary Modeling: Computer Simulation and Methods for Improved Parameter Definition, hrsg. v. E. K. FRANSEEN, W. L. WATNEY, C. G. ST. C. KENDALL und W. ROSS, Kansas Geological Survey, **233**, 449–461, 524 Seiten
- GARDE, R. J. und K. G. RANGA RAJU, 1977: *Mechanics of Sediment Transportation and Alluvial Stream Problems*, Wiley Eastern Limited, New Delhi, Bangalore, Bombay, 483 Seiten
- GEHRIG, W., 1988: *Über die Frage der naturähnlichen Nachbildung der Feststoffbewegung in Modellen*, Mitteilungen des Franzius-Instituts für Grund- und Wasserbau der Technischen Hochschule Hannover, Hannover, Heft 29
- GERDES, R., 1988: *Die Rolle der Dichtediffusion in numerischen Modellen der Nordatlantischen Zirkulation*, Berichte aus dem Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität Kiel, **179**, 176 Seiten
- GIBBS, R. J., M. D. MATTHEWS und D. A. LINK, 1971: *The Relationship between Sphere Size and Settling Velocity*, *Journal of Sedimentary Petrology*, **41**, Nr. 1, 7–18
- GIBBS, R. J., 1985a: *Settling Velocity, Diameter, and Density for Flocs of Illite, Kaolinite, and Montmorillonite*, *Journal of Sedimentary Petrology*, **55**, 65–68
- GIBBS, R. J., 1985b: *Estuarine Flocs: Their Size, Settling Velocity and Density*, *Journal of Geophysical Research*, **90**, 3249–3251
- GILBRICH, W. H., 1961: *Sandwanderung in Tideflüssen*, Diplomarbeit, Franzius-Instituts für Grund- und Wasserbau der Technischen Hochschule Hannover, unveröffentlicht
- v. GILES, R., 1976: *Strömungslehre und Hydraulik, Theorie und Anwendung* (Titel der englischsprachigen Ausgabe: „Theory and Problems of Fluid Mechanics and

- Hydraulics“), Schaum's Outline, McGraw-Hill Book Company GmbH, Düsseldorf, Auckland, Johannesburg, Kuala Lumpur, London, Mexico, Montreal, New Delhi, New York, Panama, Paris, San Francisco, Sao Paulo, Singapore, St. Louis, Sydney, Tokyo, Toronto, 272 Seiten
- GOLDSCHMIDT, P. M., S. L. PFIRMANN, I. WOLLENBURG und R. HENRICH, 1992: *Origin of Sediment Pellets from the Arctic Seafloor: Sea Ice or Icebergs?*, Deep-Sea Research, **39**, 539–565
- GOLDSTEIN, H., 1985: *Klassische Mechanik*, AULA-Verlag, Wiesbaden, 8. Auflage, 443 Seiten
- GRANT, W. D., L. F. BOYER und L. P. SANFORD, 1982: *The Effects of Bioturbation on the Initiation of Motion of Intertidal Sands*, Journal of Marine Research, **40**, 659–677
- GROSS, T. F. und W. D. DADE, 1991: *Suspended Sediment Storm Modeling*, Marine Geology, **99**, 343–360
- HARDTKE, P. G., 1979: *Turbulenz erzeugte Sedimentriffeln*, Dissertation, Fakultät für Bauingenieur- und Vermessungswesen der Universität Karlsruhe (TH), 232 Seiten; diese Arbeit ist in gleicher Fassung auch als Heft 14 der Mitteilungen des Instituts Wasserbau III sowie als Bericht Nr. ET/93 des Sonderforschungsbereichs 80 an der Universität Karlsruhe erschienen.
- HAUPT, B. J., 1990: *Fluß-Gradient-Beziehung in wirbelaflösenden Modellen*, Diplomarbeit, Institut für Meereskunde Kiel, Universität Kiel, 97 Seiten
- HAUPT, B. J., 1991: *Ergebnisse von Driftern in einem numerischen Modell*, unveröffentlichter Bericht, Institut für Meereskunde Kiel, Universität Kiel, 51 Seiten
- HAUPT, B. J., CHR. SCHÄFER-NETH und K. STATTEGGER, 1992: *Towards Modelling the Paleocirculation and Sedimentation of the Northern North Atlantic*, Fourth International Conference on Paleoceanography, Kiel, 137–138
- HAUPT, B. J., CHR. SCHÄFER-NETH und K. STATTEGGER, 1994: *Modelling Sediment Drifts; A Coupled Oceanic Circulation-Sedimentation Model of the Northern North Atlantic*, Paleoceanography, **9/6**, 897–916
- B. J. HAUPT, CHR. SCHÄFER-NETH und K. STATTEGGER, 1995: *3-D Numerical Modelling of Late Quaternary Paleoceanography and Sedimentation in the Northern North Atlantic*, Geologische Rundschau, **84**, 137–150
- HELLERMAN, S. und M. ROSENSTEIN, 1983: *Normal Monthly Wind Stress Over the World Ocean with Error Estimates*, Journal of Physical Oceanography, **13**, 1093–1104
- HJULSTRÖM, F., 1935: *Studies of the Morphological Activity of Rivers as Illustrated by the River Fyris*, Bulletin of the Geological Institution of the University of Upsala, Upsala
- HONJO, S., 1990: *Particle Fluxes and Modern Sedimentation in the Polar Oceans*, Polar Oceanography, Part B, hrsg. v. W. O. Smith Jr., Academic Press, Boston, Massachusetts, 687–739

-
- Hsü, K. J., 1989: *Physical Principles of Sedimentology*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, 231 Seiten
- JOHANNESSEN, O. P., 1986: *Brief Overview of the Physical Oceanography, The Nordic Seas*, hrsg. v. B. G. Hurdle, Springer Verlag, New York, Berlin, Heidelberg, Tokyo, 103–128
- KAUFMAN, P., J. P. und D. S. MCCORMICK, 1991: *Depth-Dependent Diffusion Algorithm for Simulation of Sedimentation in Shallow Marine Depositional Systems*, Sedimentary Modeling: Computer Simulation and Methods for Improved Parameter Definition, hrsg. v. E. K. FRANSEEN, W. L. WATNEY, C. G. ST. C. KENDALL und W. ROSS, Kansas Geological Survey, **233**, 489–508
- KENDALL, C. G. ST. C., P. MOORE, J. STROBEL, R. CANNON, M. PERLMUTTER, J. BEZDEK und G. BISWAS, 1991: *Simulation of the Sedimentary Fill of Basins*, Kansas Geological Survey Bulletin, **233**, 9–30
- KEIR, R. S., 1989: *Paleoproduction and Atmospheric CO₂ Based on Ocean Modeling*, Productivity of the Ocean: Present and Past, hrsg. v. W. H. BERGER, V. S. SMETACEK und G. WEFER, John Wiley & Sons, 395–406
- KEIR, R. S., K. STATTEGGER, B. J. HAUPT, CHR. SCHÄFER-NETH und D. SEIDOV, 1993: *Numerische Modelle von Paläoklima, Paläoozeanographie und Sedimentation*, Berichtsband 91–92–93, Sonderforschungsbereich 313: Veränderungen der Umwelt: Der nördliche Nordatlantik, Band 1, Universität Kiel, 250–280
- KEIR, R. S., 1993: *Cold Surface Ocean Ventilation and Its Effect on Atmospheric CO₂*, Journal of Geophysical Research, **98/C1**, 849–856
- KEIGWIN, L. D. und S. J. LEHMAN, 1994: *Deep Circulation Change Linked to HEINRICH Event 1 and Younger Dryas in a Middepth Atlantic Core*, Paleoceanography, **9**, **2**, 185–194
- KINECKE, G. C. und R. W. STERNBERG, 1989: *The Effect of Particle Settling Velocity on Computed Suspended Sediment Concentration Profiles*, Marine Geology, **90**, 159–174
- KIRWAN, A. D., G. MCNALLY, S. PARZWAN und R. WERT, 1979: *Analysis of Surface Current Response to Wind*, Journal of Physical Oceanography, **9**, 401–412
- KOMAR, P. D. und C. E. REIMERS, 1978: *Grain Shape Effects on Settling Rates*, Journal of Geology, **86**, 193–209
- KRAUSS, W., 1966: *Methoden und Ergebnisse der Theoretischen Ozeanographie — Interne Wellen*, Band II, Gebrüder Borntraeger, Berlin-Nikolassee, 302 Seiten
- KRAUSS, W., 1973: *Methoden und Ergebnisse der Theoretischen Ozeanographie/Methods and Results of Theoretical Oceanography — Dynamics of the Homogeneous and the Quasihomogeneous Ocean*, Volume I, Gebrüder Borntraeger, Berlin, Stuttgart, 302 Seiten
- KRESSER, W., 1964: *Gedanken zur Geschiebe- und Schwebstoffführung der Gewässer*, Österreichische Wasserwirtschaft, Jahrgang 16, Heft 1/2

- KROHN, J., 1975: *Ein mathematisches Modell des großräumigen gezeitenbedingten Sedi-
menttransports mit Anwendung auf die Nordsee*, Diplomarbeit am IFM Hamburg
- KUCHLING, H., 1984: *Taschenbuch der Physik*, Verlag Harri Deutsch, Thun und Frank-
furt/Main, 6. Auflage, 687 Seiten
- KURZ, M., 1977: *Leitfäden für die Ausbildung im Deutschen Wetterdienst — Synoptische
Meteorologie*, Selbstverlag des Deutschen Wetterdienstes, Offenbach am Main, 8, 127
Seiten
- LAUTENSCHLAGER, M., 1991: *Simulation of the Ice Age Atmosphere — January and
July Means*, Geologische Rundschau, **80/3**, 513–534
- LAUTENSCHLAGER, M. und K. HERTERICH, 1991: *Atmospheric Response to Ice Age
Conditions: Climatology near the Earth's Surface*, Journal of Geophysical Research,
95, 2547–2557
- LEBLOND, P. H. und L. A. MYSAK, 1978: *Waves in the Ocean*, Elsevier Scientific
Publishing Company, Amsterdam, Oxford, New York, 602 Seiten
- LEE, Y.-H. und J. W. HARBAUGH, 1992: *Stanford's SEDSIM Project: Dynamic Three-
Dimensional Simulation of Geologic Processes that Affect Clastic Sediments*, Com-
puter Graphics in Geology, hrsg. v. R. Pflug und J. W. Harbaugh, Springer, Berlin,
Heidelberg, New York, 113–127
- LEGUTKE, S., 1989: *Modell-Untersuchungen zur Variabilität im Strömungssystem des
Europäischen Nordmeers*, Berichte aus dem Zentrum für Meeres- und Klimafor-
schung der Universität Hamburg, **4**, 212 Seiten
- LEHMAN, S. J., G. A. JONES, L. D. KEIGWIN, E. S. ANDERSEN, G. BUTENKO und
S.-R. ØSTMO, 1991: *Initiation of Fennoscandian Ice-Sheet Retreat During the Last
Deglaciation*, Nature, **349**, 513–516
- LEVITUS, S., 1982: *Climatological Atlas of the World Ocean*, NOAA Prof. Paper, **13**,
US Govt. Print. Office, Washington DC, 173 Seiten
- LICK, W., H. HUANG und R. JEPSEN, 1993: *Flocculation of Fine-Grained Sediments
Due to Differential Settling*, Journal of Geophysical Research, **89, C6**, 10,279–10,288
- MANGERUD, J., M. BOLDSTAD, A. ELGERSMA, D. HELLIKSEN, J. D. LANDVIK,
I. LØNNE, A. K. LYCKE, O. SALVIGSEN, T. SANDAHL und J. I. SVENDSEN,
1992: *The Last Glacial Maximum on Spitsbergen, Svalbard*, Quaternary Research,
38, 1–31
- MARCINEK, J. und E. ROSENKRANZ, 1988: *Das Wasser der Erde — Eine geographische
Meeres- und Gewässerkunde*, VEB Hermann Hack, Geographisch-Kartographische
Anstalt, Gotha, 318 Seiten
- MAYEWSKI, P. A., L. D. MEEKER, S. WHITLOW, M. S. TWICKLER, M. C. MORRI-
SON, P. BLOOMFIELD, G. C. BOND, R. B. ALLEY, A. J. GOW, P. M. GROOTES,
D. A. MEESE, M. RAM, K. C. TAYLOR und W. WUMKES, 1994: *Changes in At-
mospheric Circulation and Ocean Ice Cover Over the North Atlantic During the
Last 41 000 Years*, Science, **263**, 1747–1750

-
- MATTHÄUS, D. J., 1972: *Die Viskosität des Meerwassers*, Beiträge zur Meereskunde, **29**, 93–107
- MCLEAN, S. R., 1985: *Theoretical Modelling of Deep Ocean Sediment Transport*, Marine Geology, Elsevier Science Publishers B. V., Amsterdam, **66**, 243–265
- MCCAVE, I. N., 1975: *Vertical Flux of Particles in the Ocean*, Deep-Sea Research, **22**, 491–502
- MCCAVE, I. N., 1984: *Erosion, Transport and Deposition of Fine-Grained Marine Sediments*, Fine-Grained Sediments: Deep-Water Processes and Facies, hrsg. v. D. A. V. Stow und D. J. W. Piper, 35–69
- MCCAVE, I. N. und B. E. TUCHOLKE, 1986: *Deep Current Controlled Sedimentation in the Western North Atlantic*, The Geology of North America, hrsg. v. P. R. VOGT und B. E. TUCHOLKE, Geological Society of America, Boulder, Colorado, M, 451–468
- MCCAVE, I. N. und T. F. GROSS, 1991: *In-Situ Measurements of Particle Settling Velocity in Deep Sea*, Marine Geology, **99**, 403–411
- MESINGER, F. und A. ARAKAWA, 1976: *Numerical Methods Used in Atmospheric Models*, GARP Publication Series, **17/1**, 64 Seiten
- METEOR, 1991: *Forschungsschiff METEOR, Fahrt Nr. 17, Nördlicher Nordatlantik*, Sonderforschungsbereich 313, hrsg. v. Institut für Meereskunde der Universität Hamburg, Leitstelle METEOR, gefördert durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG), Bundesminister für Forschung und Technologie (BMFT)
- MIDDLETON, G. V. und J. B. SOUTHARD, 1984: *Mechanics of Sediment Movement*, Society of Economic Paleontologists and Mineralogists, USA, 2. Auflage, 401 Seiten
- MIENERT, J., J. T. ANDREWS und J. D. MILLIMAN, 1992: *The East Greenland Continental Margin (63° N) Since the Last Deglaciation: Changes in Seafloor Properties an Ocean Circulation*, Marine Geology, **106**, 217–238
- MILLER, M. C., I. N. MCCAVE und P. D. KOMAR, 1977: *Threshold of Sediment Motion under Unidirectional Currents*, Sedimentology, **24**, 507–527
- MILLERO, F. J. und A. POISSON, 1981: *International One-Atmosphere Equation of State of Sea-Water*, Deep Sea Research, **28A**, 625–629
- MÖLLER, F., 1986: *Einführung in die Meteorologie*, Band 1: Meteorologische Elementarphänomene, B. I.-Hochschul-Taschenbücher, Band 276, Bibliographisches Institut Mannheim, Wien, Zürich, 222 Seiten
- PACANOWSKI, R., K. DIXON und A. ROSATI, 1993: *The G. F. D. L Modular Ocean Model Users Guide*, GFDL Ocean Group Technical Report No. 2, Geophysical Fluid Dynamics Laboratory/NOAA, Princeton University
- PAETSCH, H., 1991: *Radioisotopische, geochemische und tonmineralogische Untersuchungen spätquartärer Ablagerungen*, Berichte aus dem Sonderforschungsbereich 313: Veränderungen der Umwelt — Sedimentation im Europäischen Nordmeer, Universität Kiel, **29**, 101 Seiten

-
- PANG-YUNG, H., 1937: *Abhängigkeit der Geschiebebewegung von der Kornform und der Temperatur*, Mitteilungen der Preußischen Versuchsanstalt für Wasser-, Erd- und Schiffbau, Berlin, Heft 37
- PAOLA, C., 1989: *A Simple Basin-Filling Model for Coarse-Grained Alluvial Systems*, Quantitative Dynamic Stratigraphy, hrsg. v. T. A. Cross, Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 363–374
- PELTIER, W. R., 1994: *Ice Age Paleotopography*, Science, **265**, 195–201
- PFANNENSTIEL, M., 1968: *Das Relief der Ozeanböden*, Vom Erdkern bis zur Magnetosphäre, hrsg. v. H. Murawski, Umschau Verlag, Frankfurt am Main, 249–274
- PFIRMAN, S., M. A. LANGE, I. WOLLENBURG und P. SCHLOSSER, 1990: *Sea Ice Characteristics and the Role of Sediment Inclusions in Deep-Sea Deposition: Arctic — Antarctic Comparisons*, Geological History of the Polar Oceans: Arctic versus Antarctic, hrsg. v. U. Bleil und J. Thiede, Kluwer Academic Publishers, Netherland, 187–211
- PICHLER, H., 1986: *Dynamik der Atmosphäre*, 2. Auflage, Bibliographisches Institut, Mannheim, Wien, Zürich, 459 Seiten
- PICKARD, G. L. und W. J. EMERY, 1988: *Descriptive Physical Oceanography — An Introduction*, Pergamon Press, Oxford, New York, Beijing, Frankfurt, São Paulo, Sydney, Tokyo, Toronto, 4. erweiterte Auflage, 249 Seiten
- POND, S. und G. L. PICKARD, 1986: *Introductory Dynamical Oceanography*, Second Edition, Pergamon Press, Oxford, New York, Toronto, Sydney, Frankfurt, 329 Seiten
- PULS, W., 1981: *Numerical Simulation of Bedform Mechanics*, Mitteilungen des Instituts für Meereskunde der Universität Hamburg, erschienen im Eigenverlag des Instituts für Meereskunde der Universität Hamburg, 147 Seiten
- RAUDKIVI, A. J., 1982: *Grundlagen des Sedimenttransports*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 255 Seiten
- REINECK, H.-E. und I. B. SINGH, 1980: *Depositional Sedimentary Environments*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2. Auflage, 551 Seiten
- SARNTHEIN, M., G. TETZLAFF, B. KOOPMANN, K. WOLTER und U. PFLAUMANN, 1981: *Glacial and Interglacial Wind Regimes over the Eastern Subtropical Atlantic and North-West Africa*, Nature, **293**, Nr. 5829, 193–196
- SARNTHEIN, M., K. WINN, S. J. A. JUNG, J.-C. DUPLESSY, L. LABEYRIE, H. ERLLENKEUSER und G. GANSSSEN, 1994a: *Changes in East Atlantik Deepwater Circulation over the Last 30 000 Years: Eight Time Slice Reconstructions*, Paleoceanography, **9/2**, 209–267
- SARNTHEIN, M., E. JANSEN, M. WEINELT, M. ARNOLD, J.-C. DUPLESSY, H. ERLLENKEUSER, A. FLATØY, G. JOHANNESSEN, T. JOHANNESSEN, S. J. A. JUNG, N. KOC, M. MASLIN, U. PFLAUMANN und H. SCHULZ, 1994b: *Variations in Atlantic Surface Ocean Paleoceanography, 50°–85° N: A Time-Slice Record of the Last 55 000 Years*, Paleoceanography, eingereicht

- SCHÄFER-NETH, CHR., B. J. HAUPT und K. STATTEGGER, 1992: *Strömungsmuster im Nordatlantik, rezent und letzte Maximalvereisung: erste Ergebnisse mit dem SCINNA-Modell*, Berichtskolloquium SFB 313, Abstracts, Kiel
- SCHÄFER-NETH, CHR., 1994: *Modellierung der Paläoozenaographie des nördlichen Nordatlantiks zur letzten Maximalvereisung*, Dissertation, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät der Universität Kiel, 106 Seiten
- SEIBOLD, E. und W. H. BERGER, 1993a: *The Sea Floor; An Introduction to Marine Geology*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, Barcelona, Budapest, 2. Auflage, 356 Seiten
- SEIBOLD, E., 1993b: *Das Meer — ein Schlüssel zur Geologie*, Naturwissenschaftliche Rundschau, 46. Jahrgang, Heft 2
- SEIDOV, D., M. SARNTHEIN, K. STATTEGGER, R. PRIEN und M. WEINELT, 1994: *Toward a Better Understanding of the Melt Water Event Near 13.6 ky BP — A Numerical Modeling Approach*, Journal of Geophysical Research, eingereicht
- SHANKS, A. L. und J. D. TRENT, 1980: *Marine Snow: Sinking Rates and Potential Role in Vertikal Flux*, Deep-Sea Research, **27A**, 137–143
- SHIELDS, A., 1936: *Anwendung der Ähnlichkeitsmechanik und der Turbulenzforschung auf die Geschiebebewegung*, Mitteilung der Preußischen Versuchsanstalt für Wasser und Schiffbau, Berlin, Heft 26
- SIEDLER, G., 1982: *SI-Einheiten in der Ozeanographie*, Berichte aus dem Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität Kiel, **101**, 30 Seiten
- SMITH, G. D., 1971: *Numerical Solutions of Partial Differential Equations*, Oxford Mathematical Handbooks, London, 179 Seiten
- SMOLARKIEWICZ, P. K., 1983: *A Simple Definite Advection Scheme with Small Implicit Diffusion*, American Meteorological Society, **111**, 479–486
- STEPHENSON, R., 1989: *Beyond First-Order Thermal Subsidence Models for Sedimentary Basins?*, Quantitative Dynamic Stratigraphy, hrsg. v. T. A. Cross, Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 113–125
- STEVENS, D. P., 1991: *A Numerical Ocean Circulation Model of the Norwegian and Greenland Sea*, Progress in Oceanography, **27**, 365–402
- STRUVE, S., 1978: *Transport und Vermischung einer passiven Beimengung in einem Medium mit einem vorgegebenen Geschwindigkeitsfeld*, Berichte aus dem Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität Kiel, **57**, 28 Seiten
- SÜNDERMANN, J. und R. KLÖCKER 1983: *Sediment Transport Modelling with Applications to the North Sea*, North Sea Dynamics, hrsg. v. J. Sündermann und W. Lenz, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 453–471
- SWIFT, J. H., 1986: *The Arctic Waters, The Nordic Seas*, hrsg. v. B. G. Hurdle, Springer Verlag, New York, Berlin, Heidelberg, Tokyo, 129–154
- SWIFT, J. H. und K. P. KOLTERMANN, 1988: *The Origin of Norwegian Sea Deep Water*, Journal of Geophysical Research, **93/C4**, 3563–3569

-
- SYVITSKI, J. P. M., 1989: *The Process-Response Model in Quantitative Dynamic Stratigraphy*, Quantitative Dynamics Stratigraphy, hrsg. v. T. A. Cross, Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 309–334
- SYVITSKI, J. P. M. und S. DAUGHNEY, 1992: *Delta2: Delta Progradation and Basin Filling*, Computer & Geosciences, **18/7**, 839–897
- TETZLAFF, D. M., 1989: *Limits to the Predictive Ability of Dynamic Models that Simulate Clastic Sedimentation*, Quantitative Dynamics Stratigraphy, hrsg. v. T. A. Cross, Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 55–66
- TETZLAFF, D. M. und J. W. HARBAUGH, 1989: *Simulating Clastic Sedimentation*, Van Nostrand Reinhold, New York, 202 Seiten
- THIEDE, J., S. A. GERLACH und A. V. ALTENBACH, 1991: *Organisation und Forschungsprogramm des Sonderforschungsbereiches 313 für den Zeitraum 1991–1993*, Berichte aus dem Sonderforschungsbereich 313: Veränderungen der Umwelt — Der nördliche Nordatlantik, Universität Kiel, **28**, 249 Seiten
- UNESCO, 1981: *Tenth Report of the Joint Panel on Oceanographic Tables and Standards*, UNESCO Technical Papers in Marine Science, **36**, 24 Seiten
- VOGELSANG, E., 1990: *Paläo-Ozeanographie des Europäischen Nordmeeres an Hand stabiler Kohlenstoff- und Sauerstoffisotope*, Berichte aus dem Sonderforschungsbereich 313: Veränderungen der Umwelt — Sedimentation im Europäischen Nordmeer, Universität Kiel, **23**, 179 Seiten
- VORREN, T. O. und Y. KRISTOFFERSEN, 1986a: *Late Quaternary Glaciation in the South-Westerns Barents Sea*, Boreas, **15**, 51–59
- VORREN, T. O., Y. KRISTOFFERSEN und K. ANDREASSEN, 1986b: *Geology of the Inner Shelf West of North Cape, Norway*, Norsk Geologisk Tidsskrift, **66**, 99–105
- VORREN, T. O., E. LEBESBYE, K. ANDREASSEN und K.-B. LARSEN, 1989: *Glacigenic Sediments on a Passive Continental Margin as Exemplified by the Barents Sea*, Marine Geology, **85**, 251–272
- YALIN, M. S., 1972: *Mechanics of Sediment Transport*, Pergamon Press, Oxford, New York, Toronto, Sydney, Braunschweig, 290 Seiten
- VOGT, P. R., 1986: *Seafloor Topography, Sediments, and Paleoenvironments*, The Nordic Seas, hrsg. v. B. G. Hurdle, Springer Verlag, New York, Berlin, Heidelberg, Tokyo, 237–410
- WADHAMS, P., 1986: *The Ice Cover*, The Nordic Seas, hrsg. v. B. G. Hurdle, Springer Verlag, New York, Berlin, Heidelberg, Tokyo, 21–86
- WAGNER, T., 1993: *Organisches Material in pelagischen Sedimenten: Glaziale/Interglaziale Variationen im Europäischen Nordmeer*, Berichte aus dem Sonderforschungsbereich 313: Veränderungen der Umwelt — Der nördliche Nordatlantik, Universität Kiel, **42**, 175 Seiten
- WEINELT, M., 1993: *Veränderungen der Oberflächenzirkulation im Europäischen Nordmeer während der letzten 60.000 Jahre — Hinweise aus stabilen Isotopen*, Berichte

-
- aus dem Sonderforschungsbereich 313: Veränderungen der Umwelt — Der nördliche Nordatlantik, Universität Kiel, **41**, 131 Seiten
- WOLD, C. N., 1992: *Paleobathymetry and Sediment Accumulation in the Northern North Atlantic and Southern Greenland–Iceland–Norwegian Sea*, Dissertation, Mathematisch–Naturwissenschaftliche Fakultät der Universität Kiel, 255 Seiten
- YALIN, M. S., 1972: *Mechanics of Sediment Transport*, Pergamon Press, Oxford, New York, Toronto, Sydney, Braunschweig, 290 Seiten
- ZANKE, U., 1976a: *Über den Einfluß von Kornmaterial, Strömungen und Wasserständen auf die Kenngrößen von Transportkörpern in offenen Gerinnen*, Mitteilungen des Franzius–Instituts für Wasserbau und Küsteningenieurwesen der Technischen Universität Hannover, **44**, 1–111
- ZANKE, U., 1976b: *Über die Naturähnlichkeit von Geschiebeversuchen bei einer Gewässersohle mit Transportkörpern*, Mitteilungen des Franzius–Instituts für Wasserbau und Küsteningenieurwesen der Technischen Universität Hannover, **44**, 289–324
- ZANKE, U., 1977a: *Neuer Ansatz zur Berechnung des Transportbeginns von Sedimenten unter Strömungseinfluß*, Mitteilungen des Franzius–Instituts für Wasserbau und Küsteningenieurwesen der Technischen Universität Hannover, **46**, 156–178
- ZANKE, U., 1977b: *Berechnung von Sinkgeschwindigkeiten von Sedimenten*, Mitteilungen des Franzius–Instituts für Wasserbau und Küsteningenieurwesen der Technischen Universität Hannover, **46**, 230–245
- ZANKE, U., 1978a: *Zusammenhänge zwischen Strömung und Sedimenttransport; Teil 1: Berechnung des Sedimenttransportes — allgemeiner Fall —*, Mitteilungen des Franzius–Instituts für Wasserbau und Küsteningenieurwesen der Technischen Universität Hannover, **47**, 214–345
- ZANKE, U., 1978b: *Zusammenhänge zwischen Strömung und Sedimenttransport; Teil 2: Berechnung des Sedimenttransportes hinter befestigten Sohlenstrecken — Sonderfall zweidimensionaler Kolk —*, Mitteilungen des Franzius–Instituts für Wasserbau und Küsteningenieurwesen der Technischen Universität Hannover, **48**, 1–95
- ZANKE, U., 1982: *Grundlagen der Sedimentbewegung*, Springer–Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 402 Seiten
- ZIEBIS, W., 1992: *Experiment im Strömungskanal zum Einfluß der Makrofauna auf den bodennahen Partikeltransport*, Berichte aus dem Sonderforschungsbereich 313: Veränderungen der Umwelt — Der nördliche Nordatlantik, Universität Kiel, **37**, 83 Seiten
- ZSCHIESCHE, O., 1961: *Geschiebeversuche mit Korndurchmessern über 3 mm*, Mitteilungen der Forschungsanstalt für Schifffahrt, Wasser– und Grundbau, Berlin, Heft 1

12 Danksagung

Diese Arbeit entstand im Sonderforschungsbereich 313 der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel.

Für die Betreuung meiner Arbeit gilt mein besonderer Dank meinem Doktorvater Herrn Professor Dr. K. Stattegger. Er gab mir weitgehende Freiheit zur Bearbeitung des mir gestellten Themas. Seine vielen fachübergreifenden Anregungen in den zahlreichen Diskussionen waren sehr hilfreich und haben mir weitere Einblicke in die Geologie gegeben.

Herr Professor Dr. M. Sarnthein, Herr Dr. U. Pflaumann und viele ungenannte Mitarbeiter des Geologischen Instituts unterstützten mich durch ihre Hilfsbereitschaft und in Diskussionen zu paleoozeanographischen und geologischen Fragestellungen.

Herrn K. Michels, Herrn Professor Dr. D. Seidov und meinem Arbeitskollegen Herrn C. Schäfer-Neth möchte ich meinen Dank für die fachliche Unterstützung, die vielen Anregungen und Diskussionen aussprechen.

Herrn F. Kucharski danke ich für die Hilfestellung zu Beginn der Arbeit sowie der besonders kritischen Durchsicht speziell des fünften Kapitels.

Allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Sonderforschungsbereiches 313 danke ich für das positive Arbeitsklima und dafür, daß sie mich in angenehmer Atmosphäre aufgenommen haben, stets unterstützten und mir in aller Offenheit mit Rat zur Seite standen.

Meinen Eltern, meiner Schwester und Frau S. Wrage danke ich für die kritische Durchsicht des Manuskripts und dafür, daß sie mich in vielfacher Hinsicht unterstützt haben.