

MODELLUNTERSUCHUNG ZUR ERWÄRMUNG DES BODENWASSERS DER GRÖNLANDSEE

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften im Department
Geowissenschaften
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Kai Logemann

aus

Brake/Unterweser

Hamburg

2007

Als Dissertation angenommen vom Department Geowissenschaften der Universität Hamburg

auf Grund der Gutachten von
und

Prof. Dr. Detlef Quadfasel
Dr. habil. Thomas Pohlmann

Hamburg, den 01. Febr. 2007

Professor Dr. Kay-Christian Emeis
Leiter des Departments Geowissenschaften

Meiner Mutter gewidmet.

*The great sea
Has set me adrift,
It moves me as a weed in a great river,
Earth (Nuna) and the Great Weather (Sila)
Move me,
Have carried me away
And move my inward parts with joy.*

Uvanuk, Grönländerin, aufgezeichnet von Knud Rasmussen in den 1920ern.

INHALT

Kurzfassung	7
1. Einleitung – Vertikalbewegungen im Ozean	9
2. Das Europäische Nordmeer	17
2.1. Bathymetrie.....	17
2.2. Klima.....	18
2.3. Hydrographie.....	21
2.3.1. Oberflächennaher Bereich.....	22
2.3.1.1. Atlantische und Arktische Domäne.....	23
2.3.1.2. Polare Domäne und Ostgrönlandstrom.....	24
2.3.1.3. Eis.....	26
2.3.2. Tiefsee.....	27
3. Die Erwärmung der Tiefsee	33
3.1. Klimatologischer Hintergrund.....	33
3.2. Einfluss der NAO auf das Europäische Nordmeer.....	35
3.3. Erwärmung des Bodenwassers.....	38
3.4. Zusammenfassung.....	43
4. Das numerische Modell CODE	45
4.1. Physikalische Gleichungen.....	49
4.1.1. Turbulenzschließung.....	53
4.1.2. Randbedingungen.....	53
4.2. Numerische Techniken.....	55
4.2.1. Berechnung der Advektion.....	56
4.2.2. Räumliche Diskretisierung.....	58
4.3. Grundlegender experimenteller Aufbau.....	61
5. Sedimentplumes	63
5.1. Auflösungsabhängigkeit der Simulation, Teil 1.....	65
5.2. Überprüfung der adaptiven Gitterverfeinerung.....	69
5.3. Auflösungsabhängigkeit der Simulation, Teil 2.....	76
5.4. Erwärmung durch Kompression.....	80
5.5. Einfluss der Plume-Eigenschaften auf den spezifischen Wärmetransport..	81
5.5.1. Intensität.....	82
5.5.2. Entstehungstiefe.....	84
5.5.3. Korngröße.....	86
5.5.4. Optimaler Sedimentplume.....	88
5.6. Dreidimensionale Simulation.....	90
5.6.1. Modellgitter und Topographie.....	91
5.6.2. Modellierung der Zirkulation.....	94
5.6.2.1. Initialisierung und Forcierung.....	94
5.6.2.2. Ergebnisse.....	95
5.6.3. Sedimentplume-Experiment.....	102
5.6.3.1. Experimenteller Aufbau.....	102
5.6.3.2. Simulation.....	103
5.7. Zusammenfassung der Ergebnisse.....	108

6. Turbulente Vermischung und Sekundärzirkulation.....	110
6.1. Vertikale turbulente Vermischung.....	110
6.1.1. Vertikale turbulente Vermischung als alleiniger Prozess.....	113
6.1.1.1. Experimenteller Aufbau.....	113
6.1.1.2. Ergebnisse.....	115
6.1.2. Horizontale Vermischung und Tertiärzirkulation.....	118
6.1.2.1. Experimenteller Aufbau.....	121
6.1.2.2. Ergebnisse.....	122
6.2. Sekundärzirkulation.....	127
6.2.1. Gleichförmiger hangparalleler Druckgradient.....	132
6.2.1.1. Experimenteller Aufbau.....	132
6.2.1.2. Ergebnisse.....	133
6.2.2. Hangnormal variabler hangparalleler Druckgradient.....	135
6.2.2.1. Experimenteller Aufbau.....	136
6.2.2.2. Ergebnisse.....	138
6.2.3. Prognostische Simulationen.....	144
6.2.3.1. Experimenteller Aufbau.....	144
6.2.3.2. Ergebnisse.....	144
6.3. Zusammenfassung der Ergebnisse.....	151
7. Zusammenfassung und Diskussion.....	157
8. Literaturverzeichnis.....	166
Anhang.....	179
Danksagung.....	183

KURZFASSUNG

Die während der letzten Dekaden stark reduzierte tiefreichende thermische Konvektion in der Grönlandsee ermöglicht den Einblick in weitere Tiefseeventilationsprozesse, die hier unabhängig von Konvektion stattfinden. Diese bewirken eine Erwärmung des Bodenwassers der Grönlandsee (unterhalb von 2500 m Tiefe) etwa seit Beginn der 1980er Jahre von etwa 0.1 K pro Dekade.

Mit Hilfe eines neu entwickelten Ozeanmodells wird in einer Reihe numerischer Experimente versucht, den diese Erwärmung hauptsächlich bewirkenden Ventilationsmechanismus zu bestimmen. Dabei ermöglicht die Technik horizontaler und vertikaler Gitterverfeinerung über den Hängen des Tiefseebeckens die Auflösung der für die Tiefseeventilation wichtigen Prozesse in der Bodengrenzschicht.

Es werden drei Prozesse untersucht: 1. sedimentgetriebene Hangkonvektion, 2. vertikale (diapykische) turbulente Vermischung und 3. vertikale Advektion im Rahmen einer Sekundär- und Tertiärzirkulation.

Die Simulationen deuten darauf, dass das Erwärmungspotential von durch Sedimentaufwirbelung verursachten Trübeströmen am ostgrönländischen Kontinentalhang um mindestens zwei Größenordnungen zu gering ist, um die beobachtete Erwärmung zu bewirken. Einen wesentlich größeren Beitrag leistet vertikale Diffusion. Aufgrund der im Tiefseebereich der Grönlandsee außerordentlich intensiven Turbulenz beträgt dieser 20 bis 40 % der beobachteten Erwärmung.

Den wichtigsten Prozess stellt jedoch eine Absinkbewegung im Inneren des Beckens dar ($\approx (2-3) \times 10^{-6} \text{ m s}^{-1}$), die für 60 bis 80 % der Erwärmung verantwortlich ist. Diese Absinkbewegung ist Teil einer aus zwei übereinanderliegenden Zellen bestehenden Sekundärzirkulation, die vom entlang der Beckenberandung gerichteten Druckgradienten angetrieben wird. Die untere der beiden Zellen führt Bodenwasser den Hang hinauf, von der Tiefseeebene bis in eine Tiefe von 1500 m, wodurch die häufig beobachtete bodennahe Kaltfront an den Rändern des Tiefseebeckens entsteht. Das so den Bodenwasserbereich verlassende kalte Wasser wird weiter im Beckeninneren durch absinkendes wärmeres Wasser ersetzt, dessen Temperatur sich durch den entlang des Weges zunehmenden Druck zusätzlich erhöht.

Diese Ergebnisse deuten auf eine möglicherweise generell unterschätzte Bedeutung der Sekundärzirkulation für die Ventilation der Tiefsee hin.

ABSTRACT

For the past two decades the extreme reduction of deep winter convection in the Greenland Sea enables insights into further, still working processes of the Greenland Sea's bottom water ventilation. Since the beginning of the 1980s these processes are causing a warming of waters below 2500 m at about 0.1 K per decade.

The warming processes are examined by a set of numerical experiments performed by a new ocean model. The model uses adaptive horizontal and vertical mesh refinement at the continental slopes in order to resolve the bottom boundary layer sufficiently.

The examined processes are: 1. sediment-induced slope convection, 2. vertical (diapycnal) turbulent mixing, and 3. vertical advection caused by a secondary or tertiary circulation.

The simulations show that the potential warming caused by turbidity currents of suspended sediment flowing down the east Greenland slope is too small, by at least two orders of magnitude, to explain the observed warming. Vertical diffusivity seems to be more important. Between 20 and 40 % of the overall warming are caused by the Greenland Sea's comparable intense turbulent mixing.

However, the most effective process is a sinking in the basin's interior ($\approx (2-3) \times 10^{-6} \text{ m s}^{-1}$), which causes between 60 to 80 % of the overall warming. This sinking is part of a secondary circulation consisting of two cells, which are driven by the along-slope pressure gradient at the basin margin. Within the bottom boundary layer the deeper cell's cross-slope transport leads to upwelling of bottom water up to the depth of 1500 m. This causes the cold front near the bottom often observed at the east Greenland continental slope. Downwelling warmer water replaces the upwelling cool water in the central basin. The adiabatic warming along the sinking water path increases the secondary circulation warming effect significantly.

The results point towards the possibility of a general underestimation of secondary circulation effects in deep sea ventilation scenarios.

1. EINLEITUNG – VERTIKALBEWEGUNGEN IM OZEAN

Könnte man den Ozean isoliert von der Erde in seiner tatsächlichen räumlichen Ausdehnung betrachten, fiel einem wahrscheinlich zuerst auf, dass der Ozean, der oft als Synonym für Tiefe dient, in Wirklichkeit einem dünnen Film gleicht. Trüge man ihn maßstabsgetreu auf eine basketballgroße Erde auf, könnte ein Mensch diesen Wasserfilm kaum fühlen (Bascom 1961). Der Inhalt eines halben Schnapsglases bildete auf 70.5 % der Balloberfläche einen im Mittel 0.07 mm dicken Film.

Als Konsequenz dieser Form verlaufen die großskaligen, d.h. die stark durch die Erdrotation beeinflussten, Meeresströmungen nahezu ausschließlich horizontal, d.h. parallel zur Meeresoberfläche (Pedlosky 1987). Diese Ausrichtung existiert ebenfalls in kleinskaligen Strukturen wie Turbulenzelementen. Denn aufgrund der Schwerkraft der Erde und der aus ihr resultierenden Schichtung des Ozeans lösen Vertikalbewegungen sofort rücktreibende Kräfte aus (Pedlosky 1987).

Doch gleichwohl existiert im Ozean eine Vielzahl unterschiedlicher Vertikalbewegungen (Abb. 1.1.), und obwohl diese im Vergleich zu den horizontalen Strömungen im Allgemeinen um mehrere Größenordnungen langsamer sind (Pedlosky 1987), sind die mit ihnen verbundenen Massen- und Wärme-flüsse für das Klima- und Ökosystem der Erde von großer Bedeutung (Sverdrup 1955, Weischet 1991, Lalli & Parsons 1997).

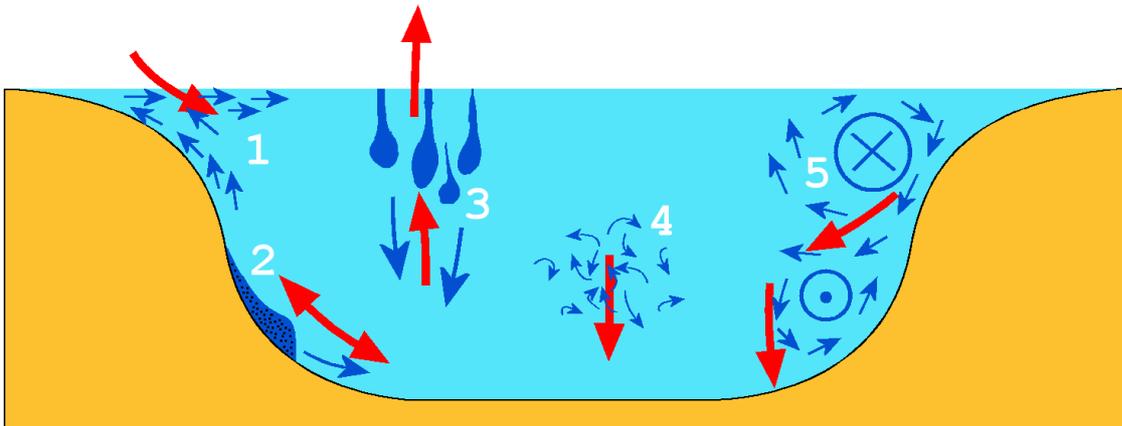


Abb. 1.1.: Schematische Darstellung vertikaler Bewegungen (blaue Pfeile) und der aus ihnen resultierenden Wärme-flüsse (rote Pfeile). 1) küstennahes Aufsteigen von Wasser, 2) Hangkonvektion, 3) Konvektion im offenen Ozean, 4) turbulente Diffusion, 5) Sekundärzirkulation.

So vertieft vertikale, durch Windschubspannungen verursachte, turbulente Vermischung die durch solare Einstrahlung erwärmte oberste Schicht des Ozeans – von etwa 20 m (der Eindringtiefe solarer Strahlung, Dietrich et al. 1975) auf 200 bis 300 m in niedrigen und mittleren Breiten (Apel 1987) – und verstärkt so die auf das Klima thermisch ausgleichende Wirkung des Ozeans (Weischet 1991). Daneben versorgt die vertikale Vermischung die oberflächennahe, lichtdurchdrungene (euphotische) Zone des Ozeans mit Nährstoffen (Marra 1980).

Ablandige windgetriebene Strömungen vor Chile und Peru, Kalifornien, Portugal und Westafrika, Namibia und Südafrika erzeugen küstennahe Auftriebsgebiete, in denen nährstoffreiches Wasser aus der Tiefe in die euphotische Zone gelangt und damit die Grundlage für die hier stattfindende hohe biologische Produktion bildet (Dietrich et al. 1975). Zusammen mit den ebenfalls durch divergente windgetriebene Strömungen verursachten Auftriebsgebieten entlang des Äquators und entlang der antarktischen Divergenz zwischen 60° S und 70° S erzeugen diese Gebiete einen Großteil der Biomasse der Weltmeere (Pickard & Emery 1990, Lalli & Parsons 1997, Sommer 1998). Von klimatologischer Bedeutung im Bereich der subtropischen Auftriebsgebiete ist die Abkühlung der Atmosphäre durch das aufsteigende kalte Wasser. Vor den Küsten Perus, Chiles, Namibias und Südafrikas kommt es zu häufigem Küstennebel, der, sobald er das durch solare Strahlung erwärmte Land erreicht, schnell verdunstet. Die ohnehin trockene Luft dieser Regionen kann über dem kalten Humboldt- bzw. Benguelastrom nur wenig Feuchtigkeit aufnehmen und über dem Land keine Regenwolken bilden. Extrem trockene küstennahe Wüsten – die Atacama westlich der Anden bzw. die Namib östlich der Skelettküste Afrikas sind die Folge (Dietrich et al. 1975).

Umgekehrt ist die Situation im Bereich der großen Subtropenwirbel, in denen konvergente windgetriebene Strömungen ein Absinken des Wassers bewirken (Pickard & Emery 1990). In der euphotischen Zone sammelt sich hier durch vorangegangene biologische Produktion bereits nährstoffarmes Wasser, das durch das stets vorhandene Absinken organischen Materials („biologische Pumpe“, Raven & Falkowski 1999) weitere Nährstoffe verliert. Die biologische Produktion dieser Regionen ist daher äußerst gering (Dietrich et al. 1975), zuweilen werden sie als „ozeanische Wüsten“ bezeichnet (Lalli & Parsons 1997). Die Verdunstung über dem warmen oberflächennahen Wasser ist hoch, die daraus resultierenden feuchtwarmen Luftmassen führen über den angrenzenden Kontinenten zu warmgemäßigten Klimaten mit in allen Monaten ausreichendem Niederschlag (Weischet 1991).

Neben den Windschubspannungen wirkt ebenfalls die Bodenreibung als Auslöser vertikaler Strömungen. Dies geschieht vor allem im Bereich der Randströme, in denen die horizontale Geschwindigkeit hoch und der Meeresboden aus zumeist steil abfallenden Kontinentabhängen besteht. Eine quer zur horizontalen (Primär-) Strömung gerichtete Sekundär- oder Quercirkulation führt in der Bodengrenzschicht entweder den Hang hinab (in zyklonalen Primär-Strömungssystemen) oder den Hang hinauf (in antizyklonalen Primär-Strömungssystemen) und bildet im Beckeninneren eine gegenläufige Kompensationsströmung (Pond & Pickard 1983, Garrett et al. 1993). Im geschichteten Ozean mit zyklonaler bzw. antizyklonaler Primär-Strömung führt diese Sekundärzirkulation zu einer negativen bzw. positiven Dichteanomalie am Hang. Diese kann eine tiefer liegende, entlang des Hangs gerichtete Gegenströmung auslösen, die mit einer gegenläufigen Sekundärzirkulation verbunden ist (Chapman & Lentz 1994). Entlang der Front zwischen beiden Sekundärzirkulationszellen treten dann besonders ausgeprägte, aus der Bodengrenzschicht ins Innere des Beckens gerichtete Vertikalbewegungen auf (Pickart 2000).

Neben den bisher betrachteten Vertikalbewegungen im stabil geschichteten Ozean, die letztlich alle auf der Dissipation kinetischer Energie beruhen, existieren weitere Formen, die aus

der Umwandlung der potentiellen Energie eines instabil geschichteten Ozeans in kinetische entstehen. In den polaren und subpolaren Regionen gibt der Ozean Wärme, die er in niedrigeren Breiten aufgenommen hat, wieder an die Atmosphäre ab. Die damit verbundene Abkühlung erhöht die Dichte des Wassers nahe der Oberfläche. In einigen Regionen wird durch den Salzlakenausstoß neu gebildeten Eises der oberflächennahe Salzgehalt und damit die Dichte weiter erhöht (Pickard & Emery 1990). Während des späten Winters hat die oberflächennahe Dichtezunahme dann häufig ein solches Maß erreicht, dass die Wassersäule instabil wird. Es kommt zur Konvektion, d.h. zu vertikalen, von der Schwerkraft angetriebenen Strömungen. Konvektion findet in Form von nahe der Oberfläche entstehender Plumes statt. Mit Plumes bezeichnet man hier in vertikaler Richtung langgestreckte Wasserkörper, in denen abwärtsgerichtete Vertikalgeschwindigkeiten bis 0.1 m s^{-1} erreicht werden (Schott et al. 1993). Der horizontale Durchmesser solcher Plumes liegt unter 1 km, ihre Lebenszeit bei nur einigen Tagen (Marshall & Schott 1999). Besonders effektive Konvektion im offenen Ozean existiert in der Grönlandsee und der Labradorsee (Pickard & Emery 1990). Eine andere Form der Konvektion – thermohaline Schelfhangkonvektion – existiert in küstennahen Polynien des Nordpolarmeers sowie im antarktischen Ross- und Wedellmeer. Während des Winters werden hier große Mengen von Eis gebildet. Dabei wird kaltes und durch den Salzlakenausstoß des neu gebildeten Eises salzreiches Wasser geformt, das in Form von Plumes den Schelfhang hinunter, teilweise bis in die Tiefsee strömt (Pickard & Emery 1990, Swift et al. 1997, Morales Maqueda et al. 2004).

Eine weitere, von Wärme- und Salzflüssen unabhängige Form der Konvektion wird durch Aufwirbelung von Sedimenten verursacht. Im Allgemeinen sind die aufgewirbelten Sedimentpartikel so klein, dass das Zweiphasengemisch aus Sediment und Wasser sich wie ein Wasserkörper erhöhter Dichte verhält (z.B. Adams & Weatherly 1981). Wird durch einen Erdbeben, eine starke Strömung oder durch den Seegang im Küstenbereich Sediment aufgewirbelt und weist der Meeresboden ein Gefälle auf, beginnt dieser Wasserkörper – Sedimentplume genannt – den Hang hinabzugleiten. Später gerät seine Bewegung, je nach Größe und Geschwindigkeit des Plumes, mehr oder weniger ins geostrophische Gleichgewicht, was eine eher hangparallele, in Kelvinwellen-Richtung erfolgende Ausbreitung zur Folge hat (z.B. Fohrmann et al. 1998). Die Größenordnungen der Abmessungen eines solchen Plumes sind 100 km in Ausbreitungsrichtung, 10 km quer dazu und 100 m in vertikaler Richtung (Fohrmann et al. 1998). Es ist möglich, dass durch die Bewegung des Sedimentplumes weiteres Sediment aufgewirbelt wird. Die Dichte des Plumes und damit seine Geschwindigkeit wird dadurch weiter erhöht, was wiederum die Aufwirbelung von noch mehr Sediment begünstigt. Dieser Lawineneffekt kann im Extremfall zu Strömungsgeschwindigkeiten von über 10 m s^{-1} und zu Sedimentkonzentrationen über 50 kg m^{-3} führen (Heezen & Ewing 1952, Menard 1964, Parker et al. 1986). Eine weitere, bzgl. vertikaler Flüsse interessante Eigenschaft von Sedimentplumes ist ihre Fähigkeit, Wasser in die Tiefe zu verfrachten, das, nachdem der Sedimentplume zur Ruhe gekommen ist und sich das Sediment abgesetzt hat, für die erreichte Tiefe eine anormal geringe Dichte aufweist. Sedimentplumes können also den unteren Bereich der Wassersäule destabilisieren und eine, sonst nur aus der Atmosphäre bekannte, vom Boden ausgehende Konvektion auslösen (Quadfasel et al. 1990, Kerr 1991).

Von ökologisch und klimatologisch großer Bedeutung ist die auf thermischer bzw. thermohaliner Konvektion beruhende Tiefenwasserbildung in der Grönland- und Labradorsee bzw. im Ross- und Wedellmeer. Zum Einen wird sauerstoffreiches Oberflächenwasser in die Tiefsee verfrachtet, wo es sich horizontal im gesamten Weltozean ausbreitet (z.B. Schmitz 1996) und den Sauerstoff für viele Lebensformen liefert (Lalli & Parsons 1997). Zum Anderen stellt die, von horizontalen Dichteunterschieden angetriebene, Ausbreitungsbewegung des Tiefen-

wassers, also der Transport kalten Wassers von hohen in niedrige Breiten, einen (negativen) meridionalen Wärmetransport dar. Verbunden mit einem umgekehrt gerichteten oberflächennahen Transport warmen Wassers bildet dieser, thermohaline Zirkulation (THC für *thermohaline circulation*) genannte, Kreislauf einen für das Klima der Erde wichtigen Prozess (Broecker 1991), (Abb. 1.2.). Die gesamte meridionale Umwälzung der Wassermassen (MOC für *meridional overturning circulation*), die zusätzlich winderzeugte Komponenten enthält, ist für 90 % des meridionalen Wärmetransports des Nordatlantiks verantwortlich (Quadfasel 2005). Die MOC hält weite Teile des Europäischen Nordmeers ganzjährig eisfrei (Dietrich et al. 1975). Zusätzlich verstärken die für ihre geographische Breite hohen Wasseroberflächentemperaturen den meridionalen Wärmefluss der Atmosphäre, der dann, wieder bezogen auf die geographische Breite, für das ungewöhnlich milde Klima Nordwesteuropas verantwortlich ist (Rahmstorf & Ganopolski 1999).

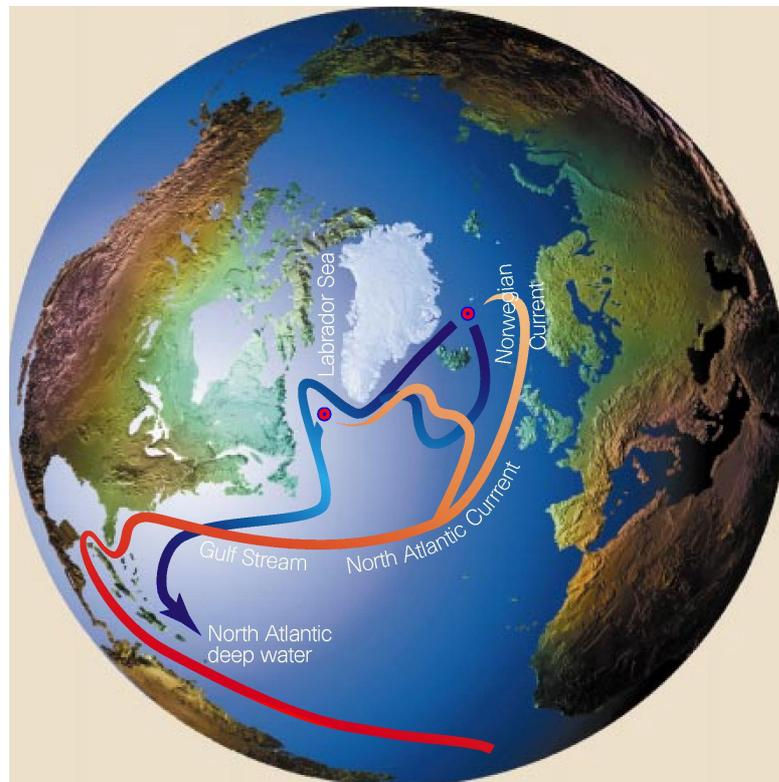


Abb. 1.2.: Schematische Darstellung der thermohalinen Zirkulation (THC) des Nordatlantiks. Rot eingezeichnet sind warme Oberflächenströmungen, blau kalte Tiefenströmungen. Die rotblauen Punkte markieren Orte, in denen Oberflächenwasser durch Abkühlung in größere Tiefen absinkt (aus: Rahmstorf 1999).

Änderungen der MOC des Nordatlantiks sind möglicherweise für Klimaschwankungen der Vergangenheit, wie der „kleinen Eiszeit“ (14. bis Mitte des 19. Jahrhunderts), verantwortlich gewesen (Broecker 2000). Ein intensiv behandelter Gegenstand aktueller Klimaforschung sind die möglichen Folgen einer globalen Erwärmung für die MOC und damit für das Klima in Europa. Diese sind unklar (Hansen et al. 2004). Ein fallender Oberflächensalzgehalt im subpolaren Atlantik in Verbindung mit höheren Lufttemperaturen könnte die Wassersäule hier weiter stabilisieren und die Konvektion und damit den meridionalen Dichtegradienten des Tiefenwassers reduzieren. In diesem Fall käme es zu einer Abschwächung der MOC (Broecker 1987, Wood et al. 1999, Rahmstorf 1999). Für dieses Szenario könnten Messungen sprechen, die auf eine Abnahme der MOC um 30 % zwischen den Jahren 1957 und 2004 deuten (Bryden et al. 2005). Der geringere ozeanische und atmosphärische Wärmetransport nach Norden könnte eine Abkühlung des Klimas in Nordwesteuropa zur Folge haben. Diese Abkühlung könnte katastrophale 5 bis 10 K betragen (Rahmstorf & Ganopolski 1999). Wahrscheinlicher ist hingegen ein schwächeres Abkühlungssignal, das die globale Erwärmung lediglich lokal abschwächt (Olsen & Buch 2004). Auch könnte ein steigender Salzgehalt der nach Norden transportierten subtropischen Wassermassen der Stabilisierung der Wassersäule und somit der Abschwächung der MOC entgegenwirken (Latif et al. 2000).

Die Unklarheit über die zukünftige Entwicklung der THC und deren klimatische Konsequenzen hat eine Ursache in den noch nicht vollständig verstandenen vertikalen Wärme- und Massenflüssen des Ozeans (Schopf et al. 2002). Eine zentrale Frage in diesem Zusammenhang lautet (z.B. Webb & Sugimotohara 2001, Alford 2003): Welche Prozesse sorgen für die Vermischung des konvektiv neu entstandenen Tiefenwassers, reduzieren damit seine Dichte und sorgen so für den Antrieb der THC?

Ein möglicher Prozess ist vertikale (diapyknische) turbulente Vermischung. Geht man von 25 bis 30 Sv ($1 \text{ Sv} = 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$) Tiefen- und Bodenwasser aus, die in eine Tiefe von etwa 4000 m in den Ozean gebracht werden und gleichzeitig in höhere Schichten diffundieren, setzt dies einen globalen Tiefsee-Diffusionskoeffizienten von $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ voraus (Munk 1966). Turbulenzmessungen (Polzin 1995, Gregg 1998), Tracer-Release-Experimente (Ledwell et al. 1998) und theoretische Arbeiten (Garret & Munk 1972, 1975, Osborn 1980, McComas & Müller 1981) weisen jedoch einheitlich auf einen Wert bei $10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Zwar wurden in Bodennähe über schroffer Topographie deutlich höhere Werte gemessen (Polzin et al. 1997), doch es ist bisher unklar, welchen Einfluss diese auf die globale turbulente Vermischung des Tiefenwassers haben und ob sie deren Effizienz um eine Größenordnung anheben können (Webb & Sugimotohara 2001, Schopf et al. 2002).

Modellstudien (Döös & Coward 1997, Toggweiler & Samuels 1998) deuten darauf, dass 9 bis 12 Sv Tiefenwasser in der antarktischen Divergenz bis zur Oberfläche aufsteigen, wo, überwiegend durch Frischwassereintrag, eine Reduktion der Dichte erfolgt. Webb und Sugimotohara (2001) folgern daraus, dass für die Vermischung des verbleibenden Tiefenwassers ein mit den Beobachtungen konsistenterer Betrag des globalen Diffusionskoeffizienten von $3 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ausreicht und dass lokal hohe Vermischungsraten keinen großen Einfluss auf die THC haben.

Die Bedeutung des Wissens um die tatsächlich stattfindenden vertikalen Transporte im Ozean wird deutlich vor dem Hintergrund rechnergestützter Klimavorhersagen. Die hierfür benutzten Modelle müssen Zeiträume von vielen Dekaden simulieren können und haben, aufgrund begrenzter Rechnerleistungen, eine relativ geringe räumliche Auflösung. Diese gestattet es ihnen nicht, Prozesse wie vertikale Turbulenz, Konvektion oder Bodengrenzschichttransporte aufzulösen. Stattdessen werden Parametrisierungen dieser Prozesse benutzt, die wiederum von unserem Wissen um die tatsächlich stattfindenden vertikalen Transporte abhängen. Somit

sind die vertikalen ozeanischen Transporte, die Dreh- und Angelpunkte für Klimavariabilität und –wandel, die unsicherste Komponente in numerischen Ozeanmodellen (Schopf et al. 2002).

Eine Möglichkeit, dieses Problem zu beheben, sind numerische Prozessstudien. In diesen können kleine Regionen des Ozeans hoch aufgelöst und Prozesse studiert werden, die in globalen Ozeanmodellen fehlen oder lediglich parametrisiert werden. Im Idealfall lassen sich die Ergebnisse verallgemeinern und führen zu neuen Algorithmen oder verbesserten Parametrisierungen im globalen Modell.

Als numerische Prozessstudie befasst sich diese Arbeit daher mit den vertikalen Flüssen im Tiefseebereich der Grönlandsee. Für die Wahl dieser Region, die nördlich des Grönland-Schottland-Rückens, unterhalb dessen Schwellentiefe liegt und somit keinen direkten Einfluss auf die THC hat, gibt es trotzdem mehrere Gründe:

Seit Beginn der 1980er Jahre wird im Bodenwasserbereich der Grönlandsee eine Zunahme der Temperatur (Abb. 1.3.), des Salzgehalts und der Konzentration von Fluorchlorkohlenwasserstoffen (FCKWs) beobachtet (Bönisch et al. 1997, Visbeck & Rhein 2000, Karstensen et al. 2005). Dies ist wahrscheinlich die Folge einer seit den 1980er Jahren reduzierten thermischen Konvektion, die in den vorangegangenen Dekaden das Bodenwasser mit kaltem, relativ salzarmem Wasser versorgte und so den unbekanntem Prozess der Ventilation balancierte, der nun dominiert (Walter 2004). Aufgrund der lateralen Abgeschlossenheit dieser Wassermasse durch ostgrönländischen Schelf und mittelatlantischen Rücken, kann ein lateraler Austausch mit benachbarten Wassermassen als Ursache der beobachteten Entwicklung ausgeschlossen werden. Zudem weisen die benachbarten Tiefseebecken eine geringere FCKW-Konzentration auf (Walter 2004). Die beobachteten Änderungen im Bodenwasser der Grönlandsee müssen also durch vertikale Flüsse entstanden sein. Dies ist vor allem deshalb interessant, weil die beobachteten Änderungen – die Erwärmung beträgt etwa 0.1 K pro Dekade – so schnell sind, dass sie keinesfalls mit vertikaler Diffusion in der Größenordnung von $10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ erklärt werden können. Die Frage hier ähnelt also der nach dem Vermischungsprozess des Tiefenwassers im Weltozean. In beiden Fällen sieht man die Folgen einer Vermischung, deren Ursache unbekannt ist (Visbeck & Rhein 2000, Walter 2004, Naveira Garabato et al. 2004).

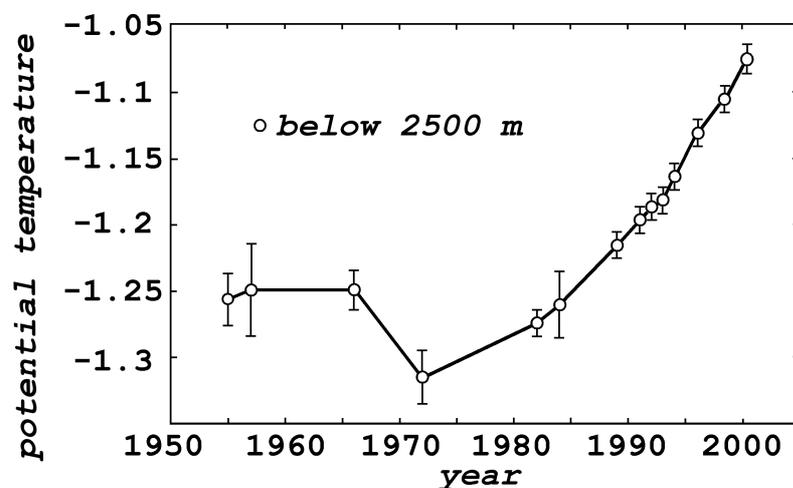


Abb. 1.3.: Zeitserie der mittleren potentiellen Temperatur der Grönlandsee unterhalb 2500 m (modifiziert nach Bönisch et al. 1997, Visbeck & Rhein 2000, Karstensen et al. 2005)

Prozessstudien der vertikalen Transporte im Tiefseebereich der Grönlandsee könnten somit nicht nur Einblicke in Tiefseeventilation der Grönlandsee, sondern auch Hinweise auf entsprechende Prozesse im globalen Maßstab liefern. Bezogen auf die Grönlandsee werden neben der thermischen Konvektion drei weitere Ventilationsmechanismen diskutiert:

- **Sedimentplumes:** Mit dem durch die Framstraße nach Süden driftenden Eis gelangt lithogenes Material in das Europäische Nordmeer (Wollenburg 1993). Ein Teil davon, aus dem schmelzenden Eis des Ostgrönlandstroms freigesetzt, setzt sich auf dem Meeresboden im Bereich des ostgrönländischen Kontinentalhangs ab (Bauerfeind et al. 2005). Dieses Sediment könnte in Form von Sedimentplumes weiter in die angrenzende Tiefseeebene transportiert werden (Kämpf & Fohrmann 2000). Numerische Prozessstudien der durch Sedimentaufwirbelung verursachten Hangkonvektion (Fohrmann 1996, Fohrmann et al. 1998, Kämpf et al. 1999, Kämpf & Fohrmann 2000) weisen auf die Möglichkeit einer Tiefseeventilation durch diesen Prozess hin.
- **vertikale turbulente Diffusion:** Abschätzungen der turbulenten Vermischung anhand von vertikalen Geschwindigkeits- und Dichteprofilen in der Tiefsee der Grönlandsee zeigen in der hier vergleichsweise schwach geschichteten Wassersäule (Dietrich et al. 1975) Diffusionskoeffizienten von etwa $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ im Inneren des Beckens und von 10^{-2} bis $1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ in der Bodengrenzschicht (Walter 2004, Naveira Garabato et al. 2004). Diese Werte liegen also um zwei bzw. fünf Größenordnungen über den typischen Tiefseewerten und könnten groß genug sein, um die beobachtete Ventilation der Tiefsee zu bewirken (Visbeck & Rhein 2000, Walter 2004, Naveira Garabato et al. 2004).
- **Tertiär- und Sekundärzirkulation:** Budéus et al. (1998), Visbeck und Rhein (2000) diskutieren die mögliche Existenz einer Tertiärzirkulationszelle, die, angetrieben von starker Vermischung in der Bodengrenzschicht, aus an der Peripherie der Tiefsee aufsteigendem und im Zentrum des Beckens absinkendem Wasser besteht. Visbeck und Rhein (2000) argumentieren, dass ein Diffusionskoeffizient von $10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ in einer 200 m mächtigen Bodengrenzschicht eine Zelle antreiben könnte, die stark genug wäre, die beobachtete Ventilation der Tiefsee zu bewirken. Messungen der Diffusion (siehe voriger Punkt) deuten darauf, dass diese Annahme nicht unrealistisch ist. Des Weiteren zeigen Strömungsmessungen (z.B. Woodgate et al. 1999), dass die primäre Zirkulation der Grönlandsee – der zyklonale Grönlandseewirbel – bis 40 Sv stark, überwiegend windgetrieben und damit auf Zeitskalen von wenigen Tagen stark variabel ist und dass im bodennahen Tiefseebereich Strömungen zeitlich variabler Richtungen der Größenordnung 0.1 m s^{-1} existieren (Aagaard et al. 1973, Foldvik et al. 1988, Strass et al. 1993, Woodgate et al. 1999, Woodgate & Fahrbach 1999). Zusammen mit der nur schwach ausgebildeten Schichtung sind dies gute Voraussetzungen für die Ausbildung einer Sekundärzirkulation (Garrett et al. 1993).

Die vorliegende Arbeit berichtet über die Simulation der drei obigen Prozesse mit Hilfe des vom Autor entwickelten numerischen Ozeanmodells CODE (*Cartesian coordinates Ocean model with three-Dimensional adaptive mesh refinement and primitive Equations*). Die Modellregion besteht in den meisten Experimenten aus einem zweidimensionalen, etwa zonal entlang 75° N verlaufenden Schnitt durch die Grönlandsee. In einem Experiment wird eine dreidimensionale Modellregion, die den gesamten Nordatlantik darstellt, gewählt. Das Modell arbeitet mit finiten Differenzen in kartesischen Koordinaten. Um Regionen besonderen Interesses – wie die Kontinentalhänge oder die Bodengrenzschicht – ausreichend aufzulösen, ohne dabei den Rechenaufwand in die Undurchführbarkeit zu steigern, wird die Technik adaptiver Gitterverfeinerung benutzt. Gefüttert wird das Modell mit aktuellen topographischen, hydrographischen und klimatologischen Datensätzen. Des Weiteren werden neben

hochauflösenden Fächersonaraufnahmen des ostgrönländischen Kontinentalhangs CTD-Daten der Forschungsfahrt *Lance-21/2001* (Logemann 2001) verwandt, die einen hangnormalen Schnitt bei 75° N sowie einige hochauflösende (Stationsabstand ≈ 1 km) bodennahe TS-Schnitte aus dem Tiefseebereich enthalten.

Die numerischen Experimente sollen helfen, die folgenden Fragen zu beantworten:

Bezüglich Sedimentplumes:

- Wie beeinflussen die Korngröße des Sediments, der Entstehungsort (Wassertiefe) des Plumes, seine Sedimentmasse, seine Ausdehnung und Geschwindigkeit den durch den Plume verursachten Wärmetransport ins Bodenwasser?
- Bei Annahme günstigster Voraussetzungen - wie hoch wäre der maximale Wärmetransport der Sedimentplumes und welche Bedeutung hätte dieser für die Erwärmung des Bodenwassers?

Bezüglich vertikaler Diffusion:

- Ist vertikale Diffusion die Hauptursache der Bodenwassererwärmung?
- Wie sähe in einem solchen Fall das Temperaturfeld der Grönlandsee aus?

Bezüglich Tertiär- und Sekundärzirkulation:

- Wie sieht die numerische Lösung der von Visbeck und Rhein (2000) diskutierten Tertiärzirkulation aus?
- Gibt es eine Sekundärzirkulation?
- Wenn ja, welche Struktur hat sie, welchen Antrieb, zu welchem Wärmetransport ins Bodenwasser führt sie?

Der Aufbau dieser Arbeit gliedert sich wie folgt: Zuerst wird ein kurzer Überblick über die Morphologie, Klimatologie und Hydrographie des Europäischen Nordmeers gegeben, gefolgt von einem Kapitel über die Erwärmung des Tiefseebereichs der Grönlandsee einschließlich der wahrscheinlichen klimatologischen Ursachen der Reduktion thermischer Konvektion während der letzten Dekaden. Der dritte Teil beschreibt das numerische Modell, die physikalischen Gleichungen und die numerischen Methoden, mit denen diese gelöst werden. In den darauf folgenden zwei Kapiteln werden nacheinander die drei Ventilationsprozesse: Sedimentplumes, vertikale Diffusion und Tertiär/Sekundärzirkulation behandelt. Neben der Beschreibung und Diskussion relevanter Beobachtungen und Theorien werden insgesamt 35 numerische Experimente dargestellt und diskutiert. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und Diskussion der Ergebnisse.

In der Grönlandsee ist unterhalb einer Tiefe von etwa 2000 m die Erwärmung der Tiefsee grundsätzlich mit einer Zunahme des Salzgehalts und der Konzentration anthropogener Tracer, wie dem FCKW, verbunden (Walter 2004). Somit wäre der Begriff „Ventilation der Tiefsee“ umfassender. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wird in dieser Arbeit vorwiegend der Anstieg der Temperatur behandelt, welcher den gleichzeitigen Anstieg der anderen Parameter impliziert.

2.2. Klima

Das Klima des Europäischen Nordmeers wird von dem auf der Erde einmaligen Nebeneinander einer kalten, Eis transportierenden Meeresströmung im Westen und dem Einstrom warmen Wassers subtropischen Ursprungs im Osten geprägt (Dietrich et al. 1975). Man bewegt sich auf nahezu konstanter geographischer Breite von West nach Ost durch drei Klimazonen (Gathman 1986). Die Westgrenze bildet die arktische Tundra Grönlands. Das Klima ist polar. Die mittlere Lufttemperatur im Winter beträgt hier etwa -20°C und steigt nur im Sommer kurzzeitig über den Gefrierpunkt (siehe Klimadaten der westlichen Grönlandsee in Abb. 2.3.). Die Niederschläge liegen das ganze Jahr über bei geringen 20 bis 50 mm pro Monat. Weiter östlich, etwa im Zentrum des Europäischen Nordmeers, gelangt man in die subpolare Klimazone (östliche Grönlandsee in Abb. 2.3.). Durch die Wärmeabgabe des Ozeans verursacht, liegen die mittleren winterlichen Lufttemperaturen von etwa -5°C deutlich über den westlichen Werten. Die Zunahme der Verdunstung von Meerwasser bewirkt einen Anstieg des Niederschlags und des Bewölkungsgrads. Weiter östlich gelangt man schließlich in ein gemäßigtes Seeklima. Die mittlere Lufttemperatur liegt im Winter knapp unterhalb des Gefrierpunkts und im Sommer bei etwa 12°C (Gathman 1986). Der Niederschlag erreicht an der Küste Norwegens Werte von bis zu 130 mm pro Monat. Das Europäische Nordmeer grenzt hier an sommergrüne Laub- und Mischwälder.

Ebenfalls von großer Bedeutung für das Klima des Europäischen Nordmeers ist die große jährliche Variation der Tageslänge (Gathman 1986). Auf der Breite von 72°N schwankt diese zwischen 0 h im Winter (Mitte November bis Ende Januar) und 24 h im Sommer (Mitte Mai bis Ende Juli). Während des Winters kühlen sich daher die Luftmassen über dem nordamerikanischen Kontinent stark ab. Gelangt diese Luft über das relativ warme Europäische Nordmeer, erwärmt sie sich, steigt auf, lässt weitere Kaltluft seitlich heranströmen und führt so zur Entstehung von Tiefdruckgebieten (Weischet 1991). Das zeitlich gemittelte Windfeld über dem Europäischen Nordmeer ist daher zyklonal und im Winter wesentlich intensiver als im Sommer (Abb. 2.2.).

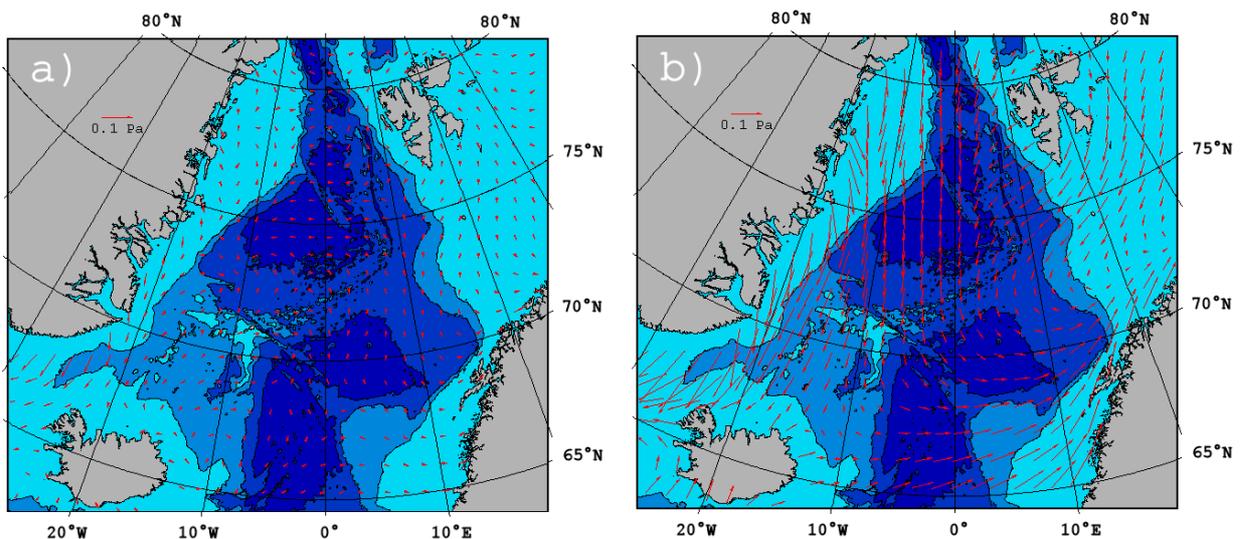


Abb. 2.2.: Mittel des a) sommerlichen (Juni-August) und b) winterlichen (Dezember-Februar) Windstresses über dem Europäischen Nordmeer, aus dem OMIP-Datensatz (Röske 2001).

Die Tiefdruckgebiete entstehen zumeist südöstlich von Island und ziehen von hier, in Form zum Teil kräftiger Zyklone, in nordöstliche Richtung in die nördliche Norwegen- und in die Barentssee (Gathman 1986). Dabei treiben sie Meeresströmungen an, die ihrerseits für die hohen Wassertemperaturen verantwortlich sind, was einen typischen Wechselwirkungsprozess zwischen Ozean und Atmosphäre darstellt (Wang et al. 2004). Neben den Tiefdruckgebieten dominiert ein Hoch über dem grönländischen Eisschild die Struktur des Luftdruckfeldes (Gathman 1986).

Zur Beschreibung der Klimavariabilität des Europäischen Nordmeers wird oft der Index der Nordatlantischen Oszillation (NAO-Index, Hurrell 1995, Hurrell et al. 2003) benutzt. Die NAO ist eine Schwankung der Massenverteilung zwischen Islandtief und Azorenhoch. Der NAO-Index ist die normierte Luftdruckdifferenz zwischen diesen beiden Druckgebieten. Ein hoher Index ist mit stark ausgebildeter Westwinddrift in mittleren Breiten, die feuchtwarme Luft herantransportieren, verbunden. Die Intensität der Winterstürme über dem europäischen Nordmeer ist in diesem Fall erhöht und damit auch die durch die Stürme verursachte Warmluftadvektion. Ein niedriger Index markiert hingegen ein im zeitlichen Mittel schwächer ausgebildetes Islandtief, dessen Lage sich in südwestliche Richtung verschiebt und eine schwächere Westwinddrift (McCartney 1996). Über dem Europäischen Nordmeer dominieren kältere und trockenere Luftmassen eher arktischen Ursprungs. Die Windgeschwindigkeiten sind deutlich reduziert (Hurrell et al. 2003). Die Folgen der NAO für die Hydrographie des Europäischen Nordmeers werden in Kapitel 3 behandelt.

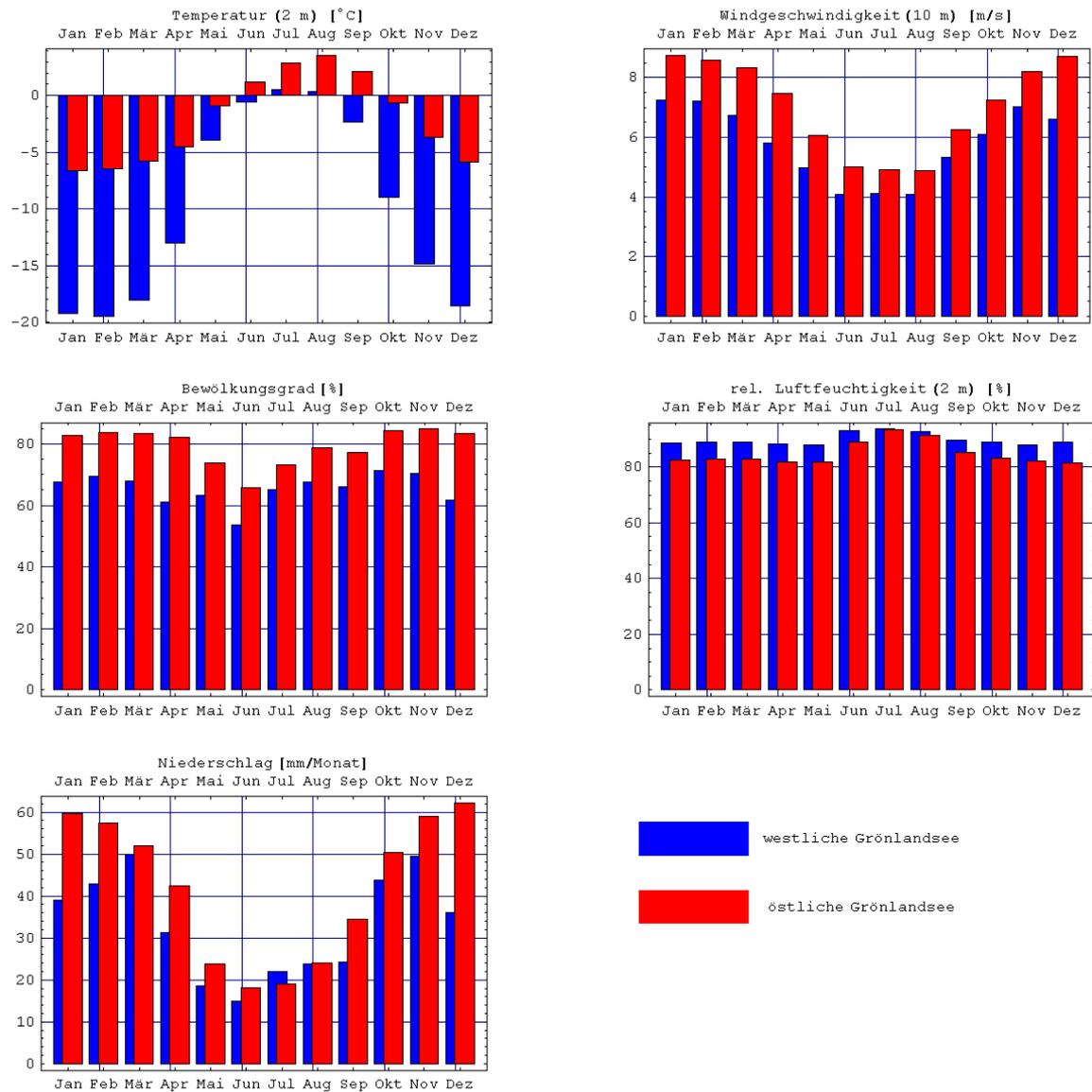


Abb. 2.3.: Klimatologische Parameter der westlichen und östlichen Grönlandsee. Abgeleitet aus dem OMIP-Datensatz (Röske 2001), der die ECMWF-Reanalyse-Felder der Jahre 1979 bis 1993 (Gibson et al. 1997) beinhaltet.

2.3. Hydrographie

Die Zirkulation des Nordatlantiks besteht, vereinfachend dargestellt, aus drei ozeanischen Drucksystemen: einem subtropischen Hoch-, einem subpolaren Tief- und einem polaren Hochdruckgebiet (Dietrich et al. 1975), (Abb. 2.4.). Das subtropische Hoch befindet sich etwa zwischen 10° und 40° nördlicher Breite. Es wird im Süden vom Passat, im Norden von der Westwinddrift angetrieben. Nahe der Oberfläche herrscht in ihm eine antizyklonale Strömung von durch solarer Strahlung erwärmtem und durch Verdunstung salzreichem Wasser. Die antizyklonale Strömung bewirkt eine Anhebung der Meeresoberfläche um etwa einen Meter. Nördlich davon, etwa zwischen 50° und 80° N, liegt das subpolare Tief. Seine zyklonale Zirkulation wird von der hier nach Norden hin abnehmenden Westwinddrift angetrieben. Warmes und salzreiches Wasser aus dem Süden wird hier abgekühlt und durch Niederschlag ausgesüßt. Gleichzeitig wird kaltes und salzarmes Wasser aus dem Norden nach Süden verfrachtet. Die Zirkulation bewirkt eine Absenkung der Meeresoberfläche um etwa einen Meter. Noch weiter nördlich, im Nordpolarmeer vor der Küste Kanadas und Alaskas, liegt das polare Hoch, auch Beaufortwirbel genannt. Die nahe der Oberfläche antizyklonale Strömung wird durch das Windfeld des Nordamerikanischen Atmosphärenhochs angetrieben. Kaltes und durch Flusswassereintrag salzarmes Oberflächenwasser sammelt sich hier an. Die Meeresoberfläche ist um etwa einen halben Meter angehoben (Stommel 1964).

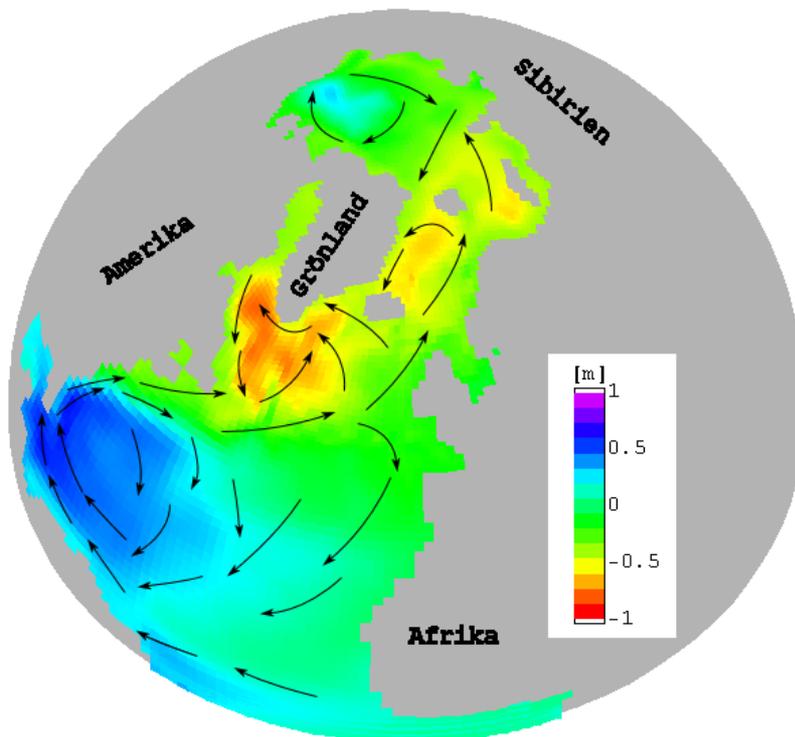


Abb. 2.4.: Schematische Darstellung der oberflächennahen Zirkulation des Nordatlantiks und dynamisch bedingte Auslenkung der Meeresoberfläche (numerisch modelliertes Tagesmittel des 28. August 2003, ohne Gezeiteneinfluss (Logemann & Harms 2006)).

Das Europäische Nordmeer bildet den nördlichen Teil des in Abbildung 2.4. dargestellten ozeanischen Tiefdrucksystems. Es wird in drei Seegebiete unterteilt: nordwestlich des mittelatlantischen Rückens die Grönlandsee, südöstlich davon die Norwegensee und über dem Islandplateau die Islandsee (Abb. 2.5.). In allen drei Seegebieten wird die primär windgetriebene Zirkulation zyklonal entlang der Ränder der Ozeanbecken bzw. des Islandplateaus geführt (Dietrich et al. 1975). Das zyklonale Windfeld hat einen divergenten Ekmantransport zur Folge, der das Wasser in den Zentren der jeweiligen Wirbel aufsteigen lässt. Dadurch wird die Stabilität der ozeanischen Schichtung vermindert, so dass eine durch winterliche Kühlung erzeugte Dichteerhöhung nahe der Oberfläche zu einer bis in große Tiefen instabilen Wassersäule führen kann, die Konvektion auslöst (Pickard & Emery 1990). Auf diese Weise entsteht eine Wassermasse, die durch die Dänemarkstraße und den Färöer-Bank-Kanal nach Süden strömt und damit wesentlich zur Entstehung von Nordatlantischem Tiefenwasser beiträgt (Dietrich et al. 1975).

2.3.1. Oberflächennaher Bereich

Der oberflächennahe Bereich des Europäischen Nordmeers wird, ebenso wie die angrenzende Atmosphäre, in drei meridional verlaufende Klimazonen unterteilt (Swift 1986). Im Westen, oberhalb des ostgrönländischen Schelfs, befindet sich die polare Domäne mit sehr kaltem und salzarmem Wasser polaren Ursprungs. Das Wasser der Arktischen Domäne, im Zentrum des Europäischen Nordmeers, ist wärmer und salzreicher. Die noch wärmere und salzreichere Atlantische Domäne im Osten wird durch den Einstrom von Atlantikwasser (Wasser subtropischen Ursprungs) geprägt (Abb. 2.5. und 2.6.). Im Übergangsbereich zwischen diesen Domänen kommt es zur Ausbildung ozeanischer Fronten. Die Polarfront trennt die Polare von der Arktischen Domäne und verläuft etwa entlang der ostgrönländischen Schelfkante. Die Arktische Front trennt die Arktische von der Atlantischen Domäne. Sie verläuft zonal entlang der nordisländischen Schelfkante und weiter entlang des Island-Schottland-Rückens, bis sie sich bei etwa 0° Ost nach Norden wendet, durchs zentrale Norwegenbecken und dann entlang des Mohns- und des Knipovichrückens führt (Swift 1986).

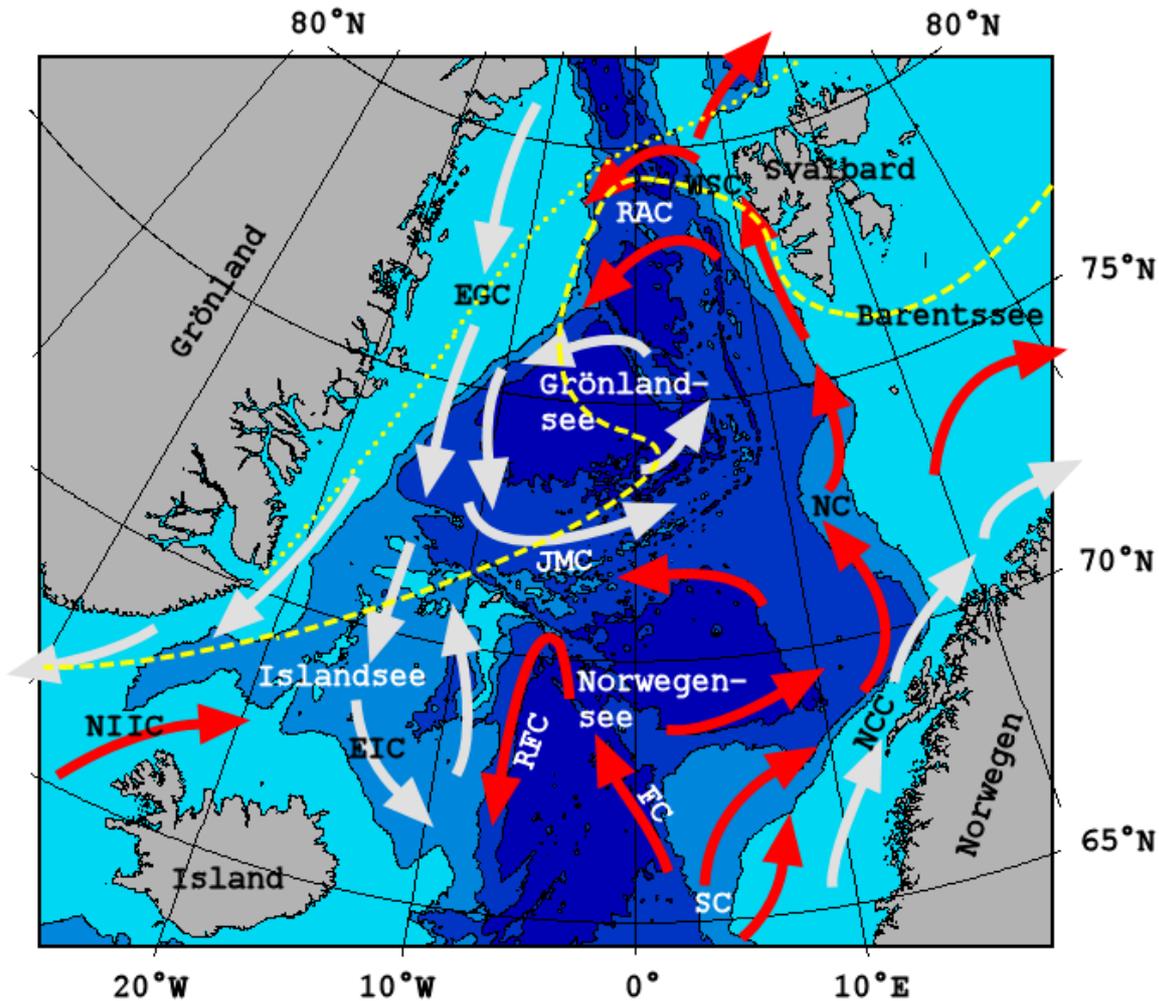


Abb. 2.5.: Schematische Darstellung der oberflächennahen Zirkulation. Rote Pfeile symbolisieren den Einstrom von Atlantikwasser, weiße Pfeile symbolisieren Strömungen anderer Wassermassen. Die gestrichelte Linie markiert die mittlere Ausbreitung der Eisgrenze im März, die gepunktete Linie die im September. Abkürzungen: EGC: Ostgrönlandstrom, EIC: Ostislandstrom, FC: Färöerstrom, NIIC: Nordislandischer Irmingerstrom, JMC: Jan-Mayen-Strom, NC: Norwegischer Strom, NCC: Norwegischer Küstenstrom, RAC: rückläufiger Atlantikstrom, RFC: rückläufiger Färöerstrom, SC: Shetlandstrom, WSC: Westspitzbergenstrom, (modifiziert nach Gloersen & Campbell 1993, Hansen & Østerhus 2000, Blindheim & Østerhus 2004).

2.3.1.1. Atlantische und Arktische Domäne

Die Wassermasse, die von Süden über den Grönland-Island-Schottland-Rücken ins Europäische Nordmeer einströmt, wird Nordatlantikwasser (NAW) genannt. Aufgrund ihres subtropischen Ursprungs stellt sie die wärmste ($T > 7^\circ \text{C}$) und salzreichste ($S > 35.1 \text{ psu}$) Wassermasse im Europäischen Nordmeer dar (Dietrich et al. 1975). Der Einstrom erfolgt westlich von Island durch den etwa 1 Sv ($1 \text{ Sverdrup} = 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$) starken Nordislandischen Irmingerstrom (NIIC), westlich der Färöer-Inseln durch den 3.3 Sv starken Färöerstrom (FC) und entlang der europäischen Schelfkante durch den 3.7 Sv starken Shetlandstrom (SC) (Abb. 2.5.), (Hansen & Østerhus 2000). Ein Teil des NAW wird von der Westkante des Vøringplateaus nach Westen und dann entlang des Jan-Mayen-Rückens zurück nach Süden geführt (rückläufiger Färöerstrom - RFC). Der Großteil strömt jedoch entlang der norwegischen Schelfkante mit dem Norwegenstrom (NC) nach Norden. Weiter stromabwärts fließen etwa 2 Sv NAW in die Barentssee (Blindheim 1989), während etwa 9 Sv, der Schelfkante weiterhin folgend, mit dem Westspitzbergenstrom (WSC) in die Framstraße

strömen (Fahrbach et al. 2001). Davon rezirkulieren etwa 6 Sv innerhalb oder unmittelbar außerhalb der Framstraße (Rudels 1987, Manley 1995) und bilden so den rückläufigen Atlantikstrom (RAC). Entlang seines Weges durchs Europäische Nordmeer wird das NAW abgekühlt und ausgesüßt. So sinkt die Temperatur auf den ersten 1500 km vor der Küste Norwegens um etwa 4 K, der Salzgehalt sinkt um etwa 0.2 psu (Blindheim & Østerhus 2004). Während die Abkühlung vor allem durch die Wärme Flüsse an der Meeresoberfläche erfolgt, wird die Aussüßung primär durch laterale Vermischung mit den salzärmeren Wassermassen des Norwegischen Küstenstroms (NCC) und der Arktischen Domäne verursacht (Mork & Blindheim 2003).

Das oberflächennahe Wasser der Arktischen Domäne kann als lange dem arktischen Klima ausgesetztes NAW mit Anteilen von Polarem Wasser bezeichnet werden (Swift 1986). Das Bewegungsfeld in der Arktischen Domäne besteht im Wesentlichen aus zwei zyklonalen Wirbeln – dem Grönlandsee- und dem Islandseewirbel, deren geringer meridionaler Nettotransport für einen langen Kontakt des Oberflächenwassers mit der angrenzenden arktischen Atmosphäre sorgt. Dieser Kontakt führt zur Abkühlung und Aussüßung des Wassers. Aufgrund der Abkühlung ist die Stabilität der Wassersäule nur gering. Daher reicht hier die winterliche Konvektion mehrere hundert Meter tief und führt so zur Bildung einer Wassermasse, die Arktisches Zwischenwasser (AIW) genannt wird. Seine Temperatur liegt zwischen -1 und 4°C , der Salzgehalt zwischen 34.6 und 34.9 psu (Swift 1986). Das AIW weist ein Temperatur- und Salzgehaltsmaximum von etwa 3°C und 34.9 psu in Tiefen zwischen 250 bis 400 m auf, das durch laterale Einmischung von Atlantikwasser entsteht. Darüber, in einer Tiefe zwischen 75 und 150 m, existiert ein durch die Konvektion verursachtes Temperaturminimum. Während des Sommers kommt es durch Sonneneinstrahlung zur Erwärmung der oberen Schichten des AIW. Die Wassermasse oberhalb der so entstehenden saisonalen Thermokline wird Arktisches Oberflächenwasser (ASW) genannt. Es weist Temperaturen zwischen 0°C im Westen und 5°C im Osten auf. Durch die konvektive Entstehung bedingt, reicht das AIW bis in eine Tiefe von 1000 bis 1500 m und hat eine höhere Dichte als die benachbarten oberflächennahen Wassermassen (Swift 1986). Daher breitet es sich horizontal unterhalb der Fronten in die Atlantische und Polare Domäne aus. Dort schichtet es sich zwischen dem oberflächennahen Atlantischen bzw. Polaren Wasser und dem Tiefenwasser ein, womit sich seine Bezeichnung als Zwischenwasser erklärt. Die Ausbreitung des AIW reicht in südlicher Richtung bis an den Island-Schottland-Rücken. Hier strömen etwa 3 Sv AIW mit geringeren Anteilen von Tiefenwasser der Norwegensee durch den Färöer-Bank-Kanal als kalte Tiefenströmung nach Süden (Hansen & Østerhus 2000).

2.3.1.2. Polare Domäne und Ostgrönlandstrom

In der Polaren Domäne, zwischen der Küste Grönlands und der Polarfront, bestehen die obersten etwa 100 m der Wassersäule aus sogenanntem Polarem Wasser (PW). Das PW entsteht im Nordpolarmeer, wo der Einstrom großer sibirischer und nordamerikanischer Ströme eine salzarme Oberflächenschicht erzeugt, deren Temperatur nur knapp oberhalb des Gefrierpunktes liegt. Dieses Wasser verlässt das Nordpolarmeer durch die Framstraße und strömt mit dem Ostgrönlandstrom (EGC) entlang der grönländischen Küste nach Süden. Der Definition von Swift (1986) folgend liegt der Salzgehalt des PW unterhalb von 34.4 psu, die Temperatur unterhalb von 0°C . Salzgehalte unterhalb von 30 psu sind jedoch keine Seltenheit, und auch sommerliche Oberflächentemperaturen von 3 bis 5°C sind möglich, wenn die solare Einstrahlung den durch die salzarme Oberflächenschicht stabil geschichteten Ozean erwärmt (Swift 1986).

Der EGC verläuft als westliche Randströmung entlang der ostgrönländischen Schelfkante von der Framstraße im Norden bis zur Dänemarkstraße im Süden (Abb. 2.5.). In der Framstraße bei 79° N beträgt sein Transport etwa 11 Sv (Fahrbach et al. 2001). Davon besteht etwa 1 Sv aus PW (Fahrbach et al. 2001), etwa 4 Sv zu gleichen Teilen aus Zwischen- und Tiefenwasser des Nordpolarmeers (Aagaard et al. 1991, Rudels et al. 2002) und die restlichen 6 Sv aus rezirkulierendem Atlantikwasser (Rudels 1987, Manley 1995). Das rezirkulierende Atlantikwasser bildet etwa zwischen 150 und 800 m Tiefe eine warme ($T > 0^\circ$ C) und salzreiche ($S > 34.93$ psu) Komponente des EGC. Darunter, im Bereich des Tiefenwassers, ist die Strömung wiederum kälter und salzärmer. Stromabwärts, bei etwa 77° N, werden Teile des EGC durch die Grönland-Bruchzone (Abb. 2.1.) in südöstliche Richtung abgelenkt und bilden einen zyklonalen Wirbel im Boreasbecken (Quadfasel & Meincke 1987). Trotzdem nimmt der Volumenfluss des EGC stromabwärts zu, bis er, am Rande des Grönlandbeckens bei 75° N, im Jahresmittel 20 bis 25 Sv, im Winter bis 40 Sv beträgt (Fahrbach et al. 1995, Woodgate et al. 1999). Der Grund hierfür ist ein zweiter, wesentlich größerer, stark windgetriebener zyklonaler Wirbel im Grönlandbecken, der sogenannte Grönlandseewirbel. Aufgrund der Erhaltung der potentiellen Vorticity ist dieser Wirbel westlich intensiviert, d.h. im Westen schmaler und schneller. Während des Winters bildet er somit den, überwiegend aus Tiefenwasser der Grönlandsee bestehenden, Hauptbestandteil des EGC bei 75° N. Der Kern der Strömung befindet sich nahe der Oberfläche, über dem Kontinentalhang, etwa oberhalb der 2200 m Tiefenlinie. Die Strömungsgeschwindigkeit kann nahe der Oberfläche 1 m s^{-1} betragen, im Mittel liegt sie hier bei 24 cm s^{-1} und nahe des Bodens bei 6 bis 10 cm s^{-1} . Die Gezeitenströmung im Bereich des EGC beträgt maximal 4 cm s^{-1} (Woodgate et al. 1999).

Weiter stromabwärts, bei etwa 71° N, trifft der EGC auf die Jan-Mayen-Bruchzone (Abb. 2.1.). Diese lenkt einen großen Teil des oberflächennahen und 100 % des Wassers unterhalb von 1600 m mit dem Jan-Mayen-Strom nach Osten und bildet damit den südlichen Abschnitt des Grönlandseewirbels (Abb. 2.5.), (Blindheim & Østerhus 2004). Der verbleibende Teil des EGC strömt weiter südlich mit dem Ostislandstrom nach Osten in die Islandsee oder verlässt das Europäische Nordmeer durch die Dänemarkstraße. In der Dänemarkstraße besteht der EGC nahe der Oberfläche aus 1 Sv bis 2 Sv PW und darunter aus 3 Sv sogenanntem Dänemarkstraßen-Overflow, einer kalten ($T < 1^\circ$ C) und salzreichen ($S > 34.8$ psu) bodenintensivierten, starken (bis 1 m s^{-1}) baroklinen Strömung. Die Herkunft der hier transportierten Wassermasse ist unklar. So liegt sie für Strass et al. (1993) in der im EGC stattfindenden Vermischung von rezirkulierendem Atlantikwasser mit Arktischem Zwischenwasser, während ihn Jónsson und Valdimarsson (2004) zumindest für Teile des Overflow-Wassers in einer aus der Islandsee kommenden, entlang des nordisländischen Schelfhangs führenden westlichen Tiefenströmung sehen.

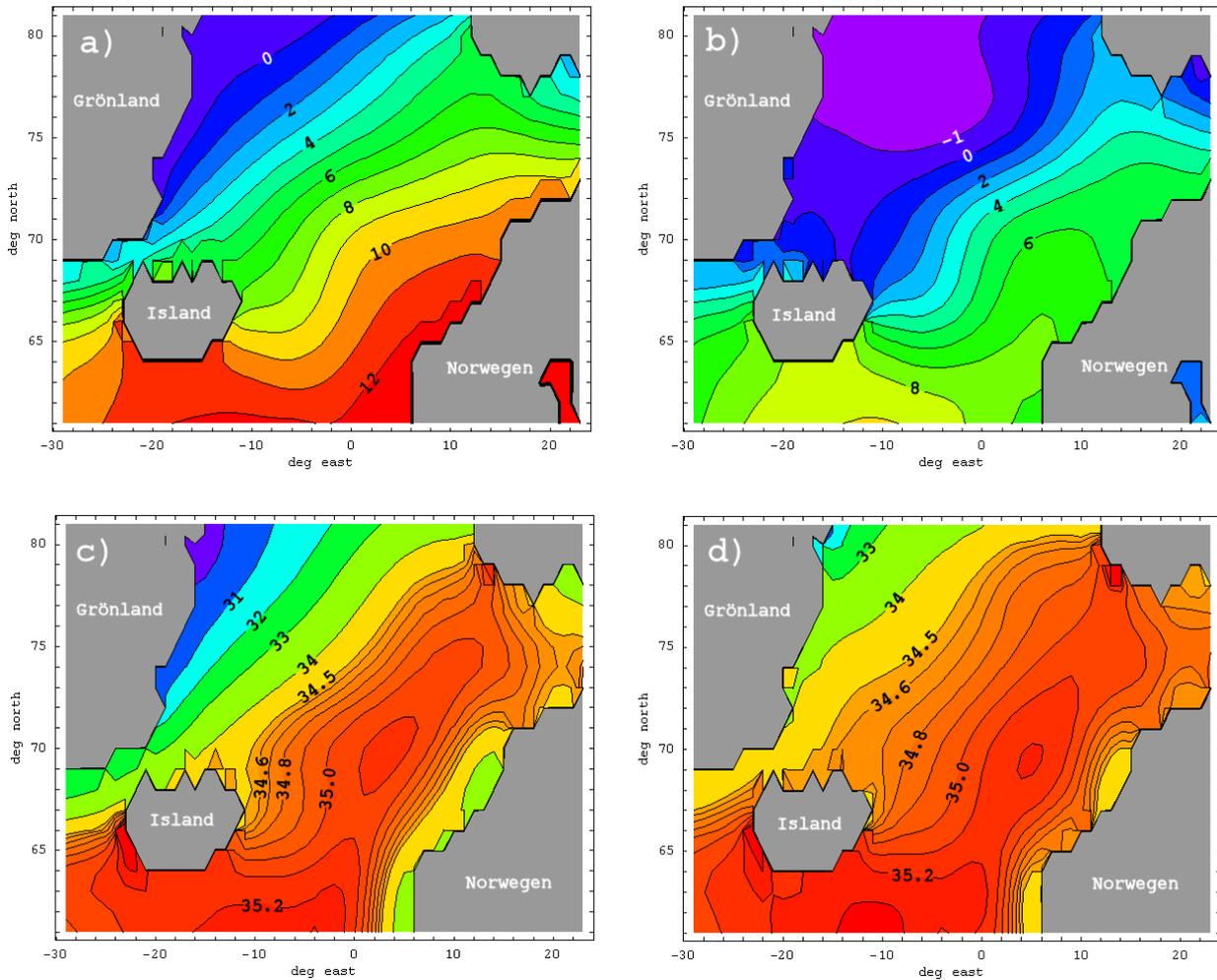


Abb. 2.6.: Mittlere Temperatur [°C] und Salzgehalt [psu] der Meeresoberfläche im Europäischen Nordmeer. **a)** Temperatur im Zeitraum Juli bis September **b)** Temperatur, März bis Mai, **c)** Salzgehalt, Juli bis September, **d)** Salzgehalt, März bis Mai. Dargestellt sind Daten der *Polar Science Center Hydrographic Climatology* (PHC) (Steele et al. 2001). Dieser Datensatz ist, für das Gebiet des Europäischen Nordmeers, mit dem *World Ocean Atlas 1994* Datensatz (Levitus et al. 1994), der im Experiment RUN18 benutzt wird, identisch (Steele et al. 2001).

2.3.1.3. Eis

Große Teile der Polaren Domäne sind das ganze Jahr über mit Packeis bedeckt (Abb. 2.5.), das überwiegend aus dem Nordpolarmeer stammt (Pickard & Emery 1990). Hier treibt es mit der Transpolaren Drift von den sibirischen Schelfgebieten durchs Eurasische Becken bis zur Framstraße, von wo es mit dem EGC weiter nach Süden transportiert wird. Der EGC beinhaltet damit den größten meridionalen Eistransport der Erde. Dieser Eistransport unterliegt einer starken saisonalen und interannualen Variabilität. Der Modellstudie von Harder et al. (1998) zufolge liegt er in der Framstraße im langjährigen Mittel bei $2700 \text{ km}^3 \text{ a}^{-1}$, mit einem saisonalen Maximum von $4400 \text{ km}^3 \text{ a}^{-1}$ im März und einem auf Null zurückgehenden Transport im August. Seine interannuale Variabilität weist einen Faktor von 2 auf. Dies stimmt mit Beobachtungen gut überein. So lag der mittlere Eistransport bei Foldvik et al. (1988) zwischen 4000 und $5000 \text{ km}^3 \text{ a}^{-1}$, Aagaard und Carmack (1989) maßen $2790 \text{ km}^3 \text{ a}^{-1}$, Mitchelson-Jacob (1993) $3000 \text{ km}^3 \text{ a}^{-1}$ und Martin und Wadhams (1999) $1530 \text{ km}^3 \text{ a}^{-1}$. Die Eismächtigkeit liegt in der Framstraße zwischen 2 und 3 m (Vinje et al. 1998) und nimmt von hier aus nach Süden hin mit etwa 0.2 m pro Grad nördlicher Breite ab (Wadhams 1997). Die mittlere Driftgeschwindigkeit des Eises liegt bei 5 bis 10 cm s^{-1} im

Sommer und $15 \text{ bis } 20 \text{ cm s}^{-1}$ im Winter (Martin & Wadhams 1999). Während des Winters kommt es auch südlich der Framstraße zu Eisbildung. Dies geschieht vor allem in offenen Rinnen und Kanälen innerhalb des Packeises und auch in größeren Gebieten offener See, sogenannten Polynien, die durch ablandigen Wind nahe der ostgrönländischen Küste entstehen. Das Eis, das zu dieser Zeit durch die Dänemarkstraße nach Süden driftet, besteht zu einem signifikanten Teil aus in der Grönlandsee gebildetem Eis (Wadhams 1986). Während besonders eisreicher Winter bilden die nach Osten führenden Abzweigungen des EGC, der Jan-Mayen- und der Ostislandstrom, weit nach Osten reichende Zungen von Eis, den Is Odden nördlich von Jan-Mayen bzw. den Selneset nordöstlich von Island (Wadhams 1986).

Im Sommer führt der reduzierte Import von Eis aus dem Nordpolarmeer und die verstärkte Eisschmelze in der Grönlandsee zu einer schmalen eisbedeckten Zone, die, im langjährigen Mittel, im Süden nur bis vor die Mündung des Scoresby-Sunds reicht (Abb. 2.5.), (Wadhams 1986, Gloersen & Campbell 1993). Beim Schmelzen wird im Eis enthaltenes lithogenes Material freigesetzt, das sich zum Teil am Boden der Grönlandsee absetzt. Dies geschieht überwiegend im Bereich des ostgrönländischen Kontinentalhangs (Ramseier et al. 1999) und bildet hier den Hauptmechanismus der Sedimentation (Wollenburg 1993). Der Ursprung dieses Materials liegt überwiegend in den küstennahen, seichten ($D < 30 \text{ m}$) Regionen der Laptevsee, in denen ein Großteil des arktischen Packeises gebildet wird (Darby 2003). In diese Region wiederum gelangt es durch Erosion der sibirischen Küste oder wird aus weit entfernten Gebieten durch das Lena-Delta herangespült (Eicken et al. 2000). Thermohaline Konvektion und Gezeitenströmung bewirken seine Aufwirbelung, so dass es vom sich bildenden Eis eingeschlossen werden kann (Eicken et al. 2000). Zusätzlich setzt sich vom Festland herangewehtes Material auf der Eisoberseite ab (Wollenburg 1993). Der Massenfluss des lithogenen Materials, das auf diese Weise mit der Transpolaren Drift und dem EGC bis in die Grönlandsee transportiert wird, wird von Wollenburg (1993) auf $7 \times 10^9 \text{ kg a}^{-1}$, von Eicken et al. (2000) auf $10 \times 10^9 \text{ kg a}^{-1}$ geschätzt.

2.3.2. Tiefsee

Etwa 70 % des Gesamtvolumens des Europäischen Nordmeers bestehen aus Tiefenwasser (Swift 1986). Dieses befindet sich unterhalb einer Tiefe von etwa 1500 m, in der Regel unterhalb des Arktischen Zwischenwassers (AIW). Man unterscheidet zwischen dem Grönlandsee-Tiefenwasser (GSDW) und dem Tiefenwasser der Norwegen- und Islandsee, dem Norwegensee-Tiefenwasser (NSDW). Nach Blindheim und Østerhus (2004), die sich auf Messungen aus dem Jahr 1999 beziehen, liegt die potentielle Temperatur des GSDW zwischen -1.4 und -1.0° C und sein Salzgehalt zwischen 34.89 und 34.90 psu. Damit stellt es die dichteste Wassermasse des Nordatlantiks dar. Die Dichte des NSDW ist aufgrund der höheren potentiellen Temperatur, die zwischen -1.1 und -0.6° C liegt, geringer, obwohl sein Salzgehalt mit Werten zwischen 34.90 und 34.92 psu über denen des GSDW liegt (Hansen & Østerhus 2000, Blindheim & Østerhus 2004), (Abb. 2.8.).

Aufgrund der nur geringen Zahl von tiefreichenden Strömungsmessungen ist nur wenig über die Zirkulation der Tiefsee bekannt. Vermutlich ähnelt sie der oberflächennahen Zirkulation, mit einer nach Norden führenden Strömung im Osten und einer nach Südwesten gerichteten Strömung im Westen (Eldevik et al. 2004). Daneben besteht die Tiefseezirkulation aus topographisch geführten zyklonalen Wirbeln oder Schleifen in den einzelnen Becken (Abb. 2.7.), (Quadfasel & Meincke 1987, Nøst & Isachsen 2003, Blindheim & Østerhus 2004, Eldevik et al. 2004), von denen der stark windgetriebene Grönlandseewirbel im Grönlandbecken mit einem Tiefenwasseranteil von bis zu 25 Sv der stärkste ist (Fahrbach et al. 1995, Woodgate et

al. 1999). Dies ist die Folge einer Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre, die über dem Grönlandseewirbel zu einer maximalen Rotation des Windstresses führt (Jónsson 1991).

Bereits gegen Ende des 19. Jahrhunderts beobachtete Mohn (1887) die hohe Meerwasser-dichte nahe der Oberfläche im Zentrum des Grönlandseewirbels in Verbindung mit einer nur schwach ausgebildeten Schichtung. Daraufhin entwickelte Nansen (1906) das bis heute gültige Modell zur Entstehung von GSDW. Demzufolge entsteht das Tiefenwasser im Zentrum des Grönlandseewirbels an der Meeresoberfläche durch tiefreichende thermische Konvektion, die durch Ausbrüche grönländischer Kaltluft verursacht wird. Weil allerdings bis zum Meeresboden reichende Konvektion in der Grönlandsee bis heute nicht beobachtet wurde, schlugen Carmack und Aagaard (1973) ein Modell vor, in dem zwei großskalige konvektive Schichten (oberes AIW und unteres AIW) über eine doppeldiffusive Grenzschicht miteinander gekoppelt sind. Doch gegen diesen internen Weg der Vermischung sprechen die Tiefenwasserkonzentrationen von Tracern wie Krypton-85, Tritium, Kohlenstoff-14 oder Argon-39, die deutlich auf eine Beteiligung oberflächennaher Schichten an der Tiefenwasserbildung hinweisen (Smethie et al. 1986). Die fehlende Beobachtung der konvektiven Tiefenwasserbildung ist somit wahrscheinlich die Folge zu seltener Messversuche eines räumlich wie zeitlich begrenzten Prozesses, dessen Häufigkeit und Intensität als Folge einer globalen Erwärmung zudem abgenommen hat (Dickson et al. 1996).

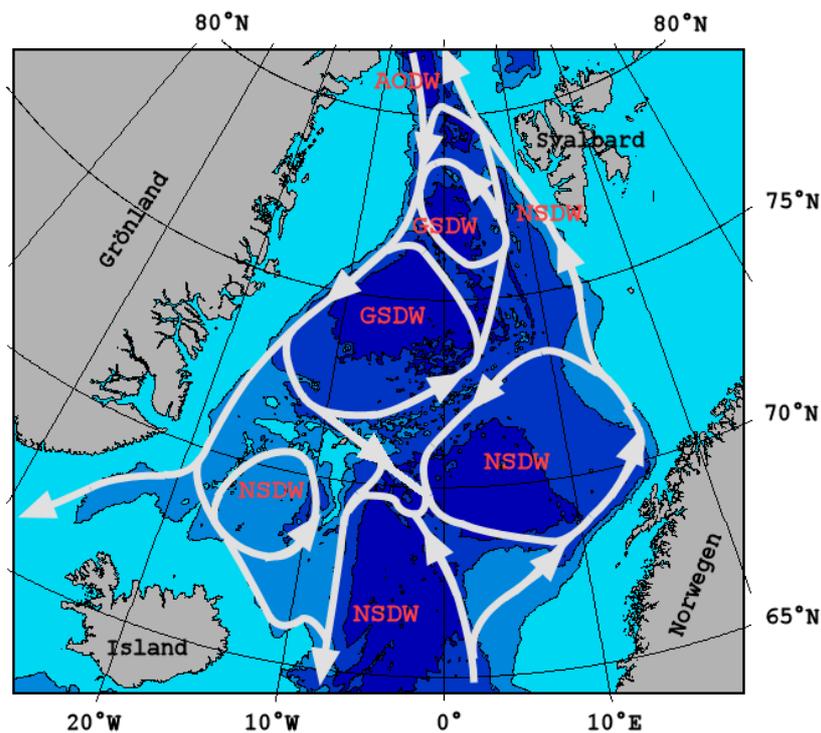


Abb. 2.7.: Schematische Darstellung der Tiefseezirkulation und der beteiligten Wassermassen. AODW: Nordpolarmeer-Tiefenwasser, GSDW: Grönlandsee-Tiefenwasser, NSDW: Norwegensee-Tiefenwasser (modifiziert nach Hansen & Østerhus 2000, Blindheim & Østerhus 2004, Eldevik et al. 2004).

Das GSDW entsteht also durch thermische Konvektion, aus abgekühltem AIW und ASW, was den relativ niedrigen Salzgehalt und die niedrige Temperatur des GSDW erklärt.

Im Nordpolarmeer dominieren hingegen andere Prozesse die Tiefenwasserbildung: Durch die 2600 m tiefe Framstraße strömen GSDW und NSDW von Süden in das Eurasische Becken ein und werden hier durch thermohaline Schelfhangkonvektion modifiziert. Im Winter strömen die durch Eisbildung erzeugten kalten und salzreichen Plumes den Schelfhang hinunter und gelangen teilweise bis in die Tiefsee (Swift et al. 1997, Morales Maqueda et al. 2004). In 150 m bis 900 m Tiefe treffen sie auf warmes und salzreiches Atlantikwasser, das, aus der Framstraße und Barentssee stammend, entlang des eurasischen Kontinentalhangs nach Osten strömt (Rudels et al. 1994). Sie vermischen sich mit dem Atlantikwasser und transportieren so dessen Wärme und Salz in die Tiefsee (Aagaard et al. 1985, Backhaus et al. 1997). Die thermohaline Schelfhangkonvektion bewirkt somit eine Erwärmung und Salzanreicherung im Tiefenwasser des Nordpolarmees (AODW), dessen potentielle Temperatur und Salzgehalt zwischen -1.0 und -0.5°C bzw. zwischen 34.91 und 34.93 psu liegt (Blindheim & Østerhus 2004).

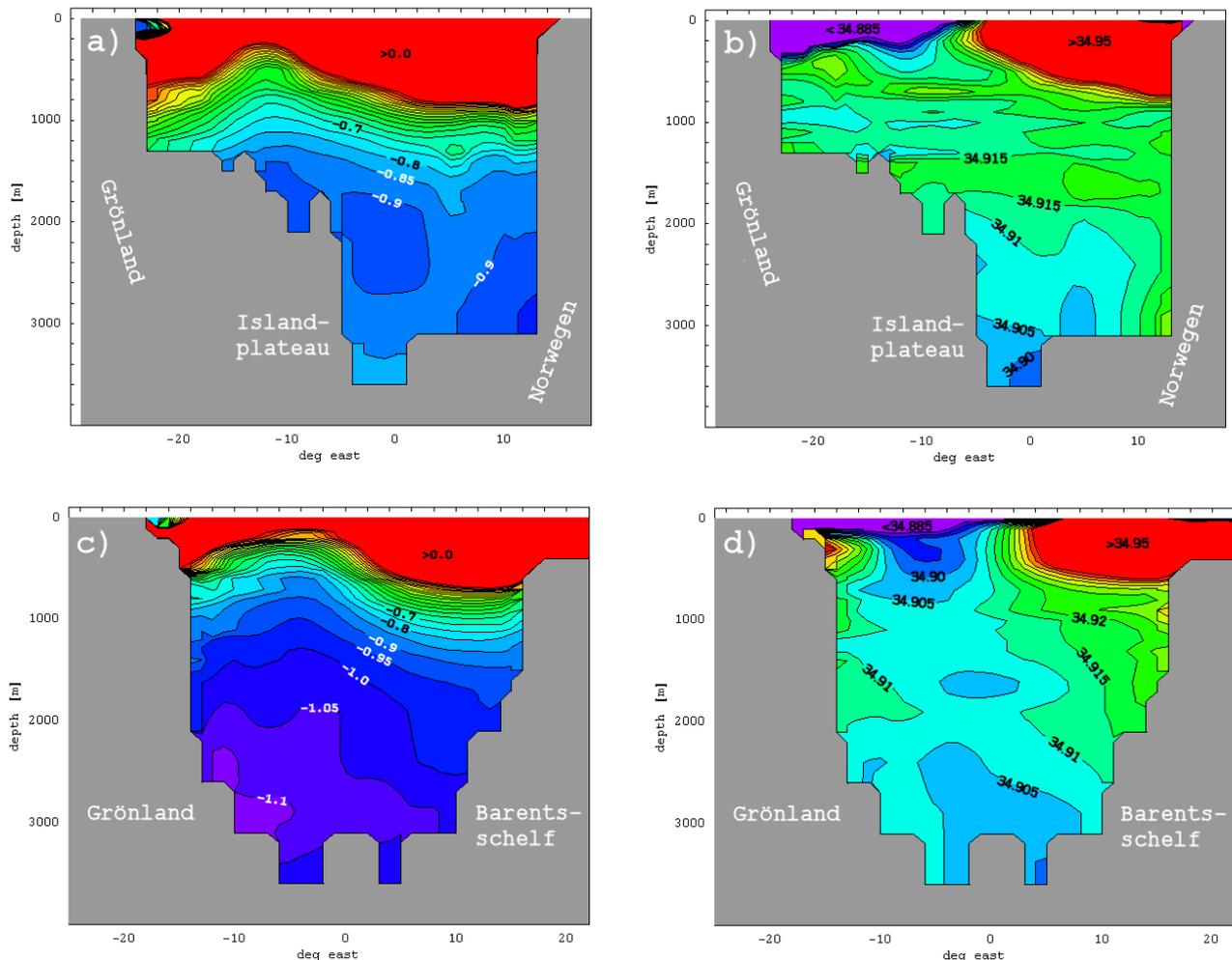


Abb. 2.8.: Zonale Temperatur- und Salzgehaltsschnitte durch das Europäische Nordmeer, Mittelwerte für den Zeitraum Juli bis September: **a)** Temperatur [$^\circ\text{C}$] entlang 70°N , **b)** Salzgehalt [psu] entlang 70°N , **c)** Temperatur [$^\circ\text{C}$] entlang 75°N , **d)** Salzgehalt [psu] entlang 75°N . Dargestellt sind Daten der *Polar Science Center Hydrographic Climatology* (PHC) (Steele et al. 2001).

Durch die westliche Framstraße strömen etwa 2 Sv AODW nach Süden in die Grönlandsee (Aagaard et al. 1991, Rudels et al. 2002). Hier schichtet sich diese Wassermasse zwischen dem AIW und dem GSDW, in einer Tiefe zwischen 1500 bis 2500 m, ein und bildet dort ein lokales Salzgehaltsmaximum (Aagaard et al. 1991), (Abb. 2.9.). Die Strömung des AODW in der Grönlandsee verläuft in Form von topographisch geführten zyklonalen Schleifen entlang des ostgrönländischen Kontinentalhangs, der beiden Bruchzonen und des Mittelatlantischen Rückens. Zwischen 1500 und 2500 m Tiefe kommt es zu isopyknischer Vermischung zwischen dem AODW am Rand des Beckens und dem GSDW im Inneren, so dass der Einfluss des AODW bis in die zentrale Grönlandsee reicht (Aagaard et al. 1991). Außerdem kommt es an den Rändern des Grönlandbeckens zu diapiknischer Vermischung von AODW und GSDW (Aagaard et al. 1991). Ihr Produkt ist das Norwegensee-Tiefenwasser (NSDW), (Bjerknes 1962, Aagaard et al. 1985). Dieses fließt durch Bereiche der Jan-Mayen-Bruchzone in die Islandsee und durch Bereiche des Mohnsrückens, wie dem etwa 2200 m tiefen, nördlich der Insel Jan Mayen liegenden Jan-Mayen-Kanal, in die Norwegensee (Østerhus & Gammelsrød 1999). In der Island- wie in der Norwegensee bildet es somit den Hauptbestandteil des Tiefenwassers.

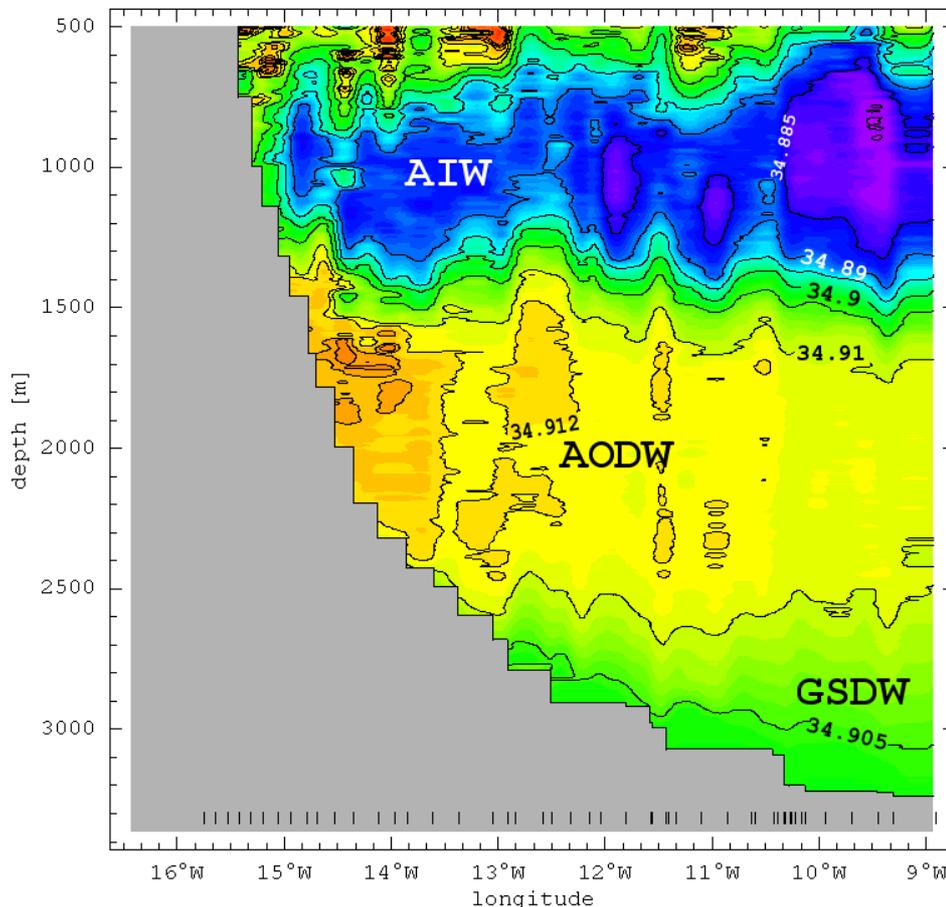


Abb. 2.9.: Salzgehaltsschnitt normal zum ostgrönländischen Kontinentalhang bei etwa 75° N gemessen im September 2001 (Logemann 2001) mit skizzierter Lage des Arktischen Zwischenwassers (AIW), des Nordpolarmeer-Tiefenwassers (AODW) und des Grönlandsee-Tiefenwassers (GSDW). Die vertikalen Striche am unteren Bildrand geben die Lage der einzelnen CTD-Profile an.

Der Einstrom von AODW in die Grönlandsee und die Vermischung dieser Wassermasse mit dem GSDW führt zu einer Erwärmung, Salzanreicherung und Dichteabnahme im Tiefenwasser (Abb. 2.10.). Die Stabilität der Wassersäule in der Grönlandsee wird dadurch reduziert und die Voraussetzung für tiefreichende Konvektion verbessert (Aagaard et al. 1991, Blindheim & Østerhus 2004). Die tiefreichende Konvektion wiederum produzierte neues GSDW, und die beschriebenen Prozesse der Wassermassentransformation könnten von Neuem beginnen. Soweit, grob skizziert, das Bild einer auf großen Zeitskalen stationären thermohalinen Zirkulation des Europäischen Nordmeers und des Nordpolarmeers. Es ist allerdings fragwürdig, ob ein solcher stationärer Zustand überhaupt existiert (Aagaard et al. 1985). Des Weiteren wirft es die Frage auf, woher die Energie für die diapkyknische Vermischung des Tiefenwassers stammt (Aagaard et al. 1991, Visbeck & Rhein 2000, Walter 2004, Naveira Garabato et al. 2004).

Die obigen Autoren stellten sich diese Frage bei der Betrachtung der Vermischung von AODW und GSDW in der Grönlandsee. Aber auch im Eurasischen Becken des Nordpolarmeers wird dichtes, kaltes und salzarmes Tiefenwasser in weniger dichtes, wärmeres und salzreicher umgeformt. Vermischungsprozesse wie Cabbeling oder Doppeldiffusion würden die Dichte des Tiefenwassers erhöhen (z.B. Pickard & Emery 1990). Das Einmischen der warmen, salzreichen Plumes am eurasischen Kontinentalhang kann die Temperatur- und Salzgehaltzunahme des Tiefenwassers erklären, nicht aber dessen Dichteabnahme.

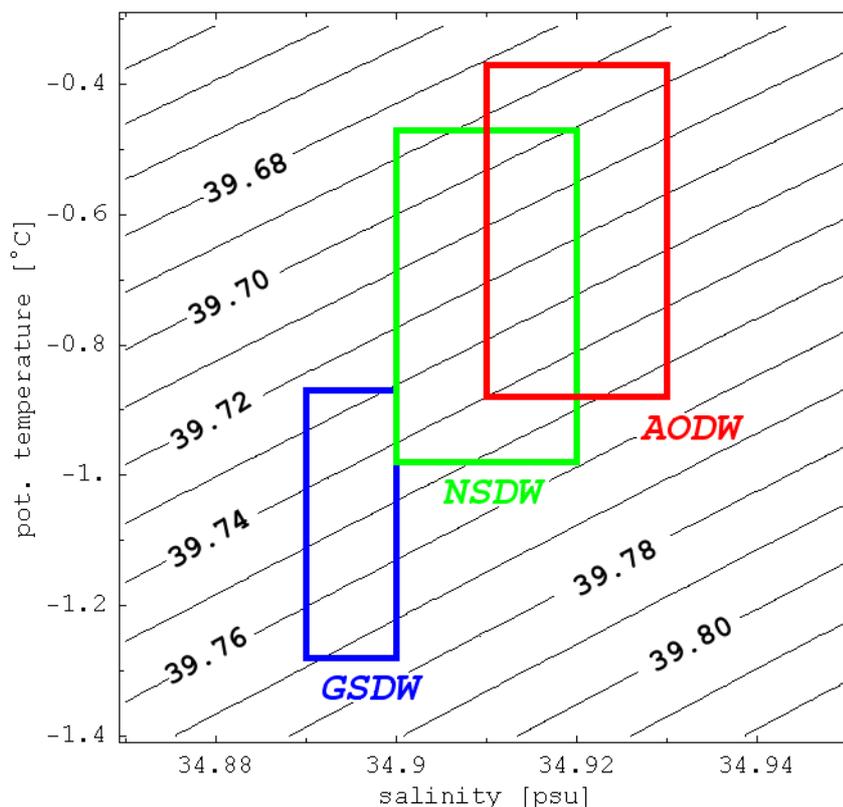


Abb. 2.10.: TS-Diagramm der Tiefseewassermassen im Europäischen Nordmeer. Die Konturlinien geben die Dichte $\sigma_{\theta,p=2500 \times 10^4 \text{ Pa}}$ [kg m^{-3}] an. Die potentielle Temperaturen und Dichtewerte beziehen sich auf die Tiefe von 2500 m, um das Verhältnis der drei Dichten darzustellen. Dieses kehrt sich um, wenn die Meeresoberfläche als Referenzniveau gewählt wird, wie dies in Tabelle 2.1 getan wurde. Die Temperaturwerte dort sind daher um etwa 0.1 K niedriger.

Tabelle 2.1.: Potentielle Temperatur θ und Salzgehalt S der wichtigsten Wassermassen im Europäischen Nordmeer. Nordatlantikwasser: NAW, Arktisches Zwischenwasser: AIW, Polares Wasser: PW, Grönlandsee-Tiefenwasser: GSDW, Norwegensee-Tiefenwasser: NSDW, Nordpolarmeer-Tiefenwasser: AODW, (Swift 1986, Blindheim & Østerhus 2004).

	θ [$^{\circ}\text{C}$]	S [psu]
NAW	> 7	>35.1
AIW	$-1 - 4$	$34.6 - 34.9$
PW	< 0	< 34.4
GSDW	$-1.4 - -1.0$	$34.89 - 34.90$
NSDW	$-1.1 - -0.6$	$34.90 - 34.92$
AODW	$-1.0 - -0.5$	$34.91 - 34.93$

3. DIE ERWÄRMUNG DER TIEFSEE

3.1. Klimatologischer Hintergrund

Seit Beginn der industriellen Revolution, Mitte des 18. Jahrhunderts, übt der Mensch einen deutlichen Einfluss auf die Zusammensetzung der Atmosphäre aus. So ist z.B. die CO₂-Konzentration durch die Verwendung fossiler Brennstoffe und Brandrodung seit 1750 von etwa 280 auf 370 ppm gestiegen, bei einer Zunahme von 1.8 ppm pro Jahr während der 1990er Jahre (Keeling et al. 1976, 1982, 1995). Die Fähigkeit der Atmosphäre, die vom Erdboden ausgesandte langwellige Strahlung zu absorbieren und in Wärme umzusetzen, vergrößert sich dadurch. Dieser sogenannte anthropogene Glashauseffekt hat während der letzten 100 Jahre zu einer globalen Erwärmung der Erdoberfläche von 0.6 ± 0.2 K geführt (IPCC 2001), (Abb. 3.1.). Seit dem Ende einer Phase kurzer Stagnation, die von der Mitte der 1940er bis zur Mitte der 1960er Jahre andauerte, hat sich die Atmosphäre kontinuierlich erwärmt. Als Folge wird etwa seit Mitte der 1970er Jahre das Wasser des Subtropenwirbels wärmer und salziger (Parilla et al. 1994, Levitus et al. 2000, Curry et al. 2003), während die sommerliche Ausdehnung des arktischen Packeises abnimmt (Wadhams & Davis 2000, Johannessen et al. 2002).

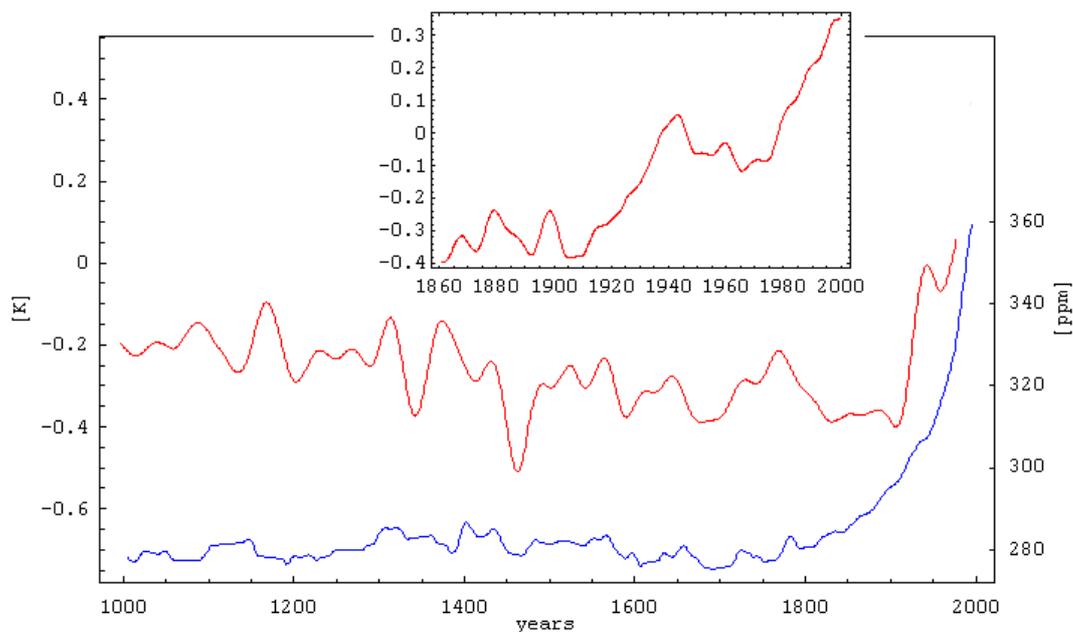


Abb. 3.1.: Abweichung der Erdoberflächentemperatur (rot) vom Mittel des Zeitraums 1961-1990 (große Graphik: Mittel der Nordhemisphäre, kleine Graphik: globales Mittel) und CO₂-Konzentration (blau) der Atmosphäre während der letzten 1000 Jahre (modifiziert nach IPCC (2001)).

Während der letzten Dekaden weist neben der globalen Erdoberflächentemperatur ebenfalls der NAO-Index einen deutlichen Anstieg auf. So fiel der mittlere winterliche Luftdruck in Island um etwa 7 hPa während der letzten 30 Jahre (Gillet et al. 2003). Auf diesen Trend lässt sich, aufgrund der bei hohem NAO-Index intensivierten Warmluftadvektion, mehr als 50 % des Anstiegs der winterlichen Oberflächentemperaturen Eurasiens und große Teile der Niederschlagstrends in Westeuropa zurückführen (Hurrell 1996, Thompson et al. 2003). Aktuelle Rekonstruktionen des NAO-Index, die bis ins Jahr 1400 zurückreichen, zeigen einen ungewöhnlich hohen Index im 20. Jahrhundert, wenngleich ähnliche Phasen wahrscheinlich bereits im 15. und 16. Jahrhundert existierten (Luterbacher et al. 1999, 2002, Cook 2003). Trotzdem ist es wahrscheinlich, dass der gegenwärtige Trend, zumindest teilweise, durch eine globale Erwärmung verursacht wird (Gillet et al. 2003). Statistische Analysen (Osborn et al. 1999, Gillet et al. 2000, 2001, Thompson et al. 2000) ergeben, dass der NAO-Trend der letzten 4 Dekaden außerhalb der internen NAO-Variabilität liegt, dass er auf einem externen, natürlichen oder anthropogenen, Antrieb beruht. Einheitlich zeigen die Klimamodelle HadCM3, ECHAM3, ECHAM4, GISS-S (Gillet et al. 2002), CCCma (Fyfe et al. 1999), CSIRO, NCAR-PCM (Osborn 2002) und GFDL (Stone et al. 2001) einen steigenden NAO-Index als Folge einer steigenden atmosphärischen CO₂-Konzentration, wenn auch die Modelle den realen NAO-Trend allesamt unterschätzen (Abb. 3.2.). Die Art der Kopplung von globaler Erwärmung und NAO ist kaum verstanden (Gillet et al. 2003), der Anstieg der tropischen Meeresoberflächentemperatur scheint dabei eine wichtige Rolle zu spielen (Hoerling et al. 2001).

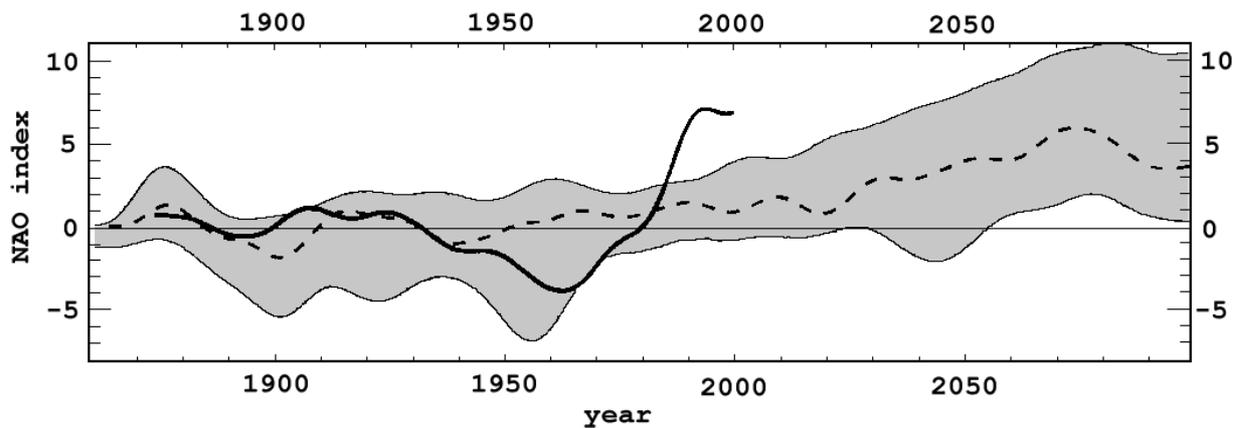


Abb. 3.2.: Der beobachtete NAO-Index (durchgezogene Kurve) und der aus den Läufen von sieben Klimamodellen ermittelte Durchschnittswert (gestrichelte Kurve). Der grau schattierte Bereich beinhaltet die Ergebnisse aller sieben Simulationen. In den Modellen wird der NAO-Trend durch einen Anstieg der CO₂-Konzentration um 1 % pro Jahr nach 1990 bewirkt (nach Gillet et al. 2003).

3.2. Einfluss der NAO auf das Europäische Nordmeer

Der deutliche Anstieg des NAO-Index während der letzten vier Dekaden hat im Europäischen Nordmeer hydrographische Änderungen bewirkt, die in einigen Fällen zu bisher unbeobachteten Strukturen geführt haben (Visbeck et al. 2003), wenngleich dies, betrachtet man die Länge der Zeitserien hydrographischer Beobachtungen von einigen Dekaden, keine allzu großen klimatologischen Rückschlüsse zulässt. Diese Änderungen sind im Wesentlichen durch den Einfluss der NAO auf fünf Prozesse verursacht (Visbeck et al. 2003):

i) *Einstrom von Atlantikwasser*: Die mit einem erhöhten NAO-Index verbundene Intensivierung der Winterstürme über der Norwegensee (Rogers 1990, Alexandersson et al. 1998, Hurrell et al. 2003) erhöht, neben der Warmluftadvektion, den Einstrom von Atlantikwasser ins Europäische Nordmeer (Dickson 1997, Dye 1999, Mork & Blindheim 2000). Mit dem erhöhten Einstrom ist ein Erwärmungssignal verbunden, das sich über das Europäische Nordmeer (Østerhus et al. 1996, Bönisch et al. 1997, Østerhus & Gammelsrod 1999) bis in intermediäre Schichten des Nordpolarmeers ausbreitet (Quadfasel et al. 1991, Carmack et al. 1995, Swift et al. 1997, Grotedefndt et al. 1998, Dickson et al. 2000, Johannessen et al. 2002). Der Import von durch Vermischung mit dem Atlantikwasser vermutlich ebenfalls wärmer gewordenem AODW aus dem Nordpolarmeer in die Grönlandsee steigt ebenfalls (Meincke & Rudels 1995, Meincke et al. 1997, Blindheim & Østerhus 2004). Diese Wärmequelle für die Tiefsee der Grönlandsee wird so intensiviert.

ii) *Import von Eis und Frischwasser durch den Ostgrönlandstrom*: Ein erhöhter NAO-Index ist, aufgrund der veränderten ozeanischen und atmosphärischen Zirkulation, mit größerem Eis- und Frischwasserimport aus dem Nordpolarmeer verbunden (Vinje et al. 1998, Kwok & Rothrock 1999, Vinje 2001a, 2001b, Dickson et al. 2000).

iii) *Eisproduktion*: Die mit einem erhöhten NAO-Index verbundenen höheren Lufttemperaturen (Hurrell et al. 2003) und selteneren Ausbrüche grönländischer Kaltluft über die angrenzende Grönlandsee reduzieren hier die spätwinterliche Eisproduktion (Deser et al. 2000).

iv) *Niederschlag*: Die bei hohem NAO-Index intensivierte Sturmaktivität ist mit einem Anstieg des Niederschlags entlang des Norwegischen Stroms verbunden (Dickson et al. 2000).

Die hydrographische Folge der Prozesse ii) bis iv) ist eine deutliche Salzgehaltsabnahme im Europäischen Nordmeer oberhalb einer Tiefe von 1000 bis 1500 m (Blindheim et al. 2000, Visbeck et al. 2003, Dickson et al. 1996, 2003), (Abb. 3.3.). Dieses Aussüßungssignal reicht damit tief genug, um mit dem Overflow in das Tiefenwasser des Nordatlantiks getragen zu werden (Turrell et al. 1999, Dickson et al. 2002).

v) *Konvektion in der Grönlandsee*: Die mit einem hohen NAO-Index verbundene Aussüßung und Erwärmung des oberflächennahen Wassers reduziert dessen Dichte und erhöht somit die Stabilität der Wassersäule. Zusätzlich sind die Lufttemperaturen höher, was die winterliche Wärmeabgabe an der Meeresoberfläche und dessen destabilisierende Wirkung reduziert (Aagaard 1968). Dies führt zu einer deutlichen Reduktion der Tiefe und Intensität der Konvektion in der Grönlandsee in Phasen mit hohem NAO-Index (Schlosser 1991, Dickson et al. 1996, Verduin & Quadfasel 1999).

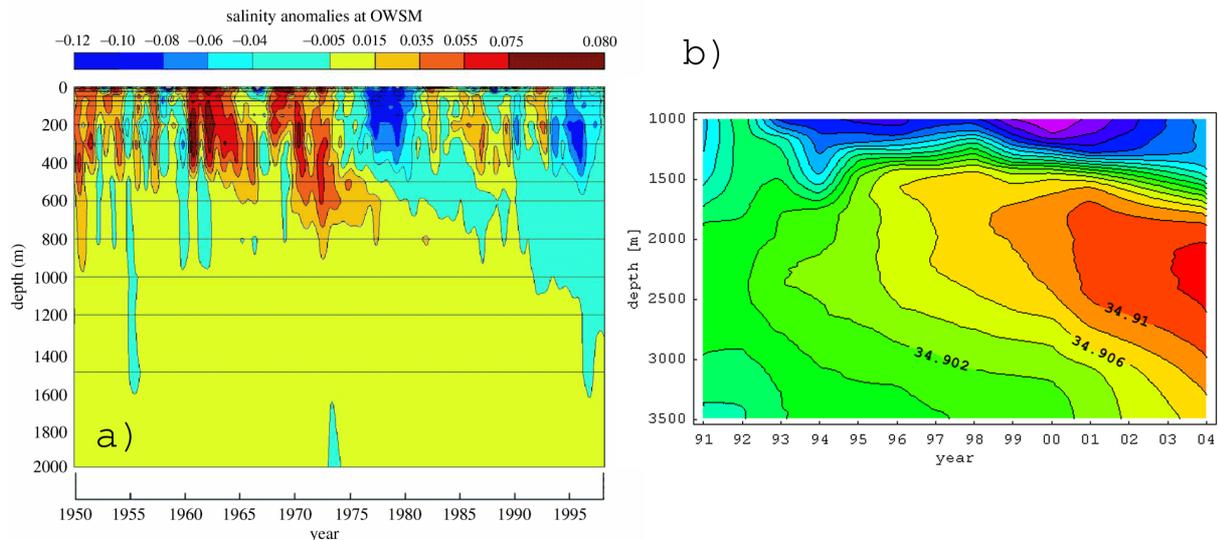


Abb. 3.3.: Zeitserien **a)** der Salzgehaltsänderung aufgezeichnet vom Wetterschiff *Mike* (66° N, 2° E) in der Norwegensee (modifiziert nach Dickson et al. 2003), **b)** des Salzgehalts der zentralen Grönlandsee (modifiziert nach Logemann 2001, Mortensen 2004, Blindheim & Østerhus 2004).

Durch tiefreichende Konvektion wird neues kaltes und relativ salzarmes GSDW gebildet, die Tiefsee der Grönlandsee auf diese Weise abgekühlt (Aagaard 1968). Zwischen 1500 und 2500 m Tiefe wird diese Abkühlung durch laterale Wärmeadvektion (AODW-Advektion) aus dem Nordpolarmeer balanciert. Diese Balance variiert mit der NAO, so dass es in der Tiefsee der Grönlandsee zu einem Zyklus aus Erwärmungs- und Abkühlungsperioden kommt (Clarke et al. 1990, Meincke et al. 1992, Meincke & Rudels 1995, Verduin & Quadfasel 1999).

Ein Maß für die Stärke der winterlichen Konvektion in der Grönlandsee ist die maximale Tiefe, die das an der Oberfläche abgekühlte und dann absinkende AIW bis zum Ende des Winters erreicht. Blindheim und Østerhus (2004) schlagen als Indikator dieser Tiefe die Lage der 34.89 psu Isohaline vor. Demnach zeigen Messungen aus dem Spätwinter 1971 (Malmberg 1983) eine Konvektionstiefe von 3500 m. In den 1980er Jahren verringerte sich diese auf Werte unterhalb von 1600 m (Meincke et al. 1992). In der ersten Hälfte der 1990er Jahre nahm sie bis auf 700 m ab, um in den folgenden Jahren auf Werte zwischen 1100 und 1300 m anzuwachsen (Budéus et al. 1998, Blindheim & Østerhus 2004).

Seit den 1970er Jahren ist somit ein steigender NAO-Index mit reduzierter Konvektion und steigender Tiefseetemperatur in der Grönlandsee verbunden (Abb. 3.4.). Zwischen 2000 und 2500 m Tiefe beträgt diese Erwärmung gegenwärtig etwa 0.02 K pro Jahr, die Salzanreicherung etwa 0.6×10^{-3} psu pro Jahr (Logemann 2001, Blindheim & Østerhus 2004, Mortensen 2004). Im Gegensatz zum Temperaturtrend kehrt sich der Salzgehaltstrend mit abnehmender Tiefe um. Oberhalb der Tiefe von 2000 m dominiert das aus geringeren Tiefen stammende Aussüßungssignal. Die Abnahme des Salzgehalts zwischen 1500 und 2000 m Tiefe beträgt etwa -1.6×10^{-3} psu pro Jahr (Logemann 2001, Blindheim & Østerhus 2004, Mortensen 2004). Auf die Meerwasserdichte des Tiefseebereichs der Grönlandsee hat die Temperaturentwicklung im Vergleich zu der des Salzgehalts einen stärkeren Einfluss. Die Dichte nimmt daher in der gesamten Wassersäule ab.

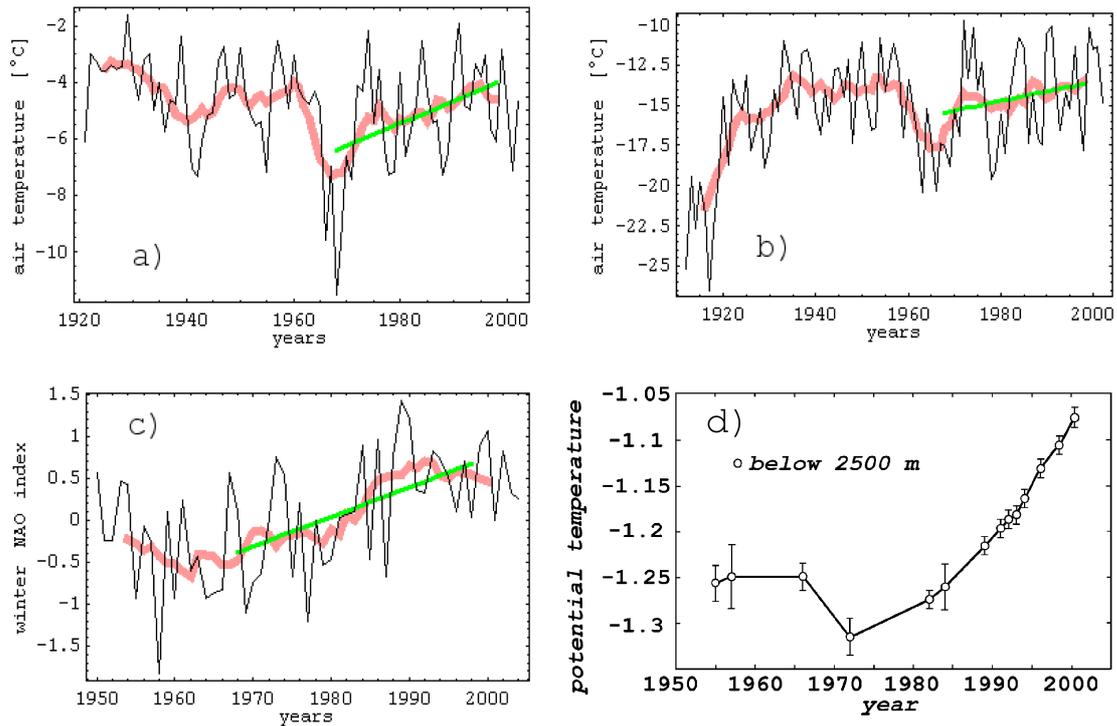


Abb. 3.4.: Zeitserien der **a)** bodennahen Lufttemperatur auf Jan Mayen, **b)** auf Svalbard, **c)** des Winter-NAO-Index (Januar-März) und **d)** die mittlere potentielle Temperatur der Grönlandsee unterhalb 2500 m Tiefe. Die schwarzen Kurven geben Jahresmittelwerte, die roten ein gleitendes Mittel über 9 Jahre an. Die grünen Linien zeigen die Trends zwischen 1968 und 1998. Diese betragen: a) Jan Mayen 0.08 K a^{-1} , b) Svalbard 0.06 K a^{-1} , c) Winter-NAO-Index: 0.04 a^{-1} . (Lufttemperaturdaten aus der *Unaami Data Collection*, *National Oceanic and Atmospheric Administration* (NOAA), (Overland et al. 2004), NAO-Daten vom *Climate Prediction Center*, NOAA, Hydrographische Daten nach Bönisch et al. 1997, Visbeck & Rhein 2000, Karstensen et al. 2005).

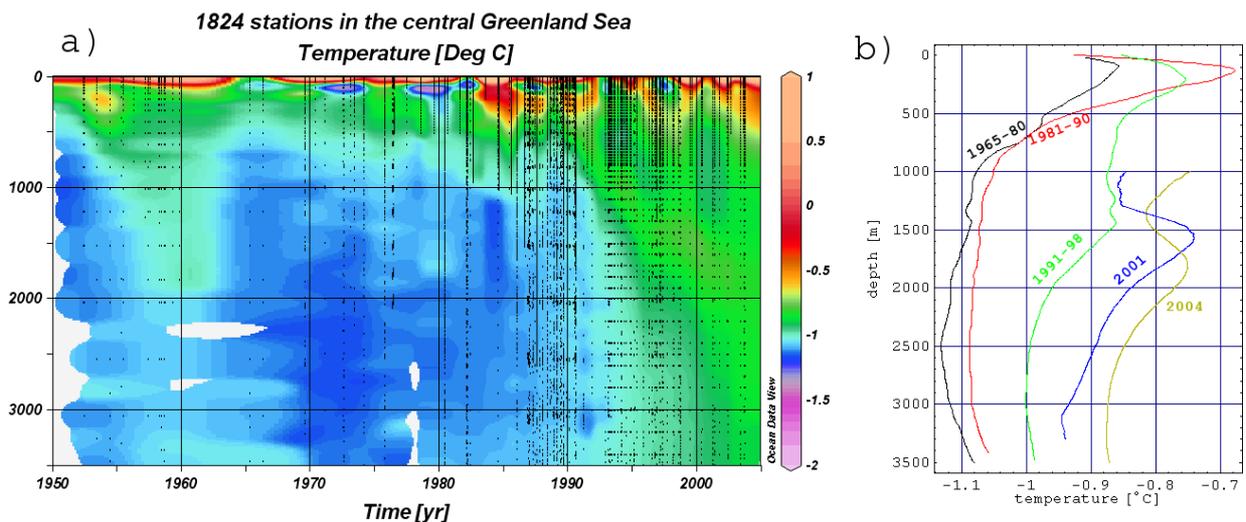


Abb. 3.5.: Temperaturentwicklung in der zentralen Grönlandsee. **a)** Darstellung von Janus Larsen, International Council of the Exploration of the Sea (ICES), 2005. **b)** Mittlere winterliche Temperaturprofile unterschiedlicher Zeiträume (modifiziert nach Alekseev et al. 2001) und mittlere im September/Oktober 2001 und 2004 aufgezeichnete Profile (Logemann 2001, Mortensen 2004).

Zwischen 1500 und 2500 m Tiefe beträgt diese Abnahme $-1.6 \times 10^{-3} \text{ kg m}^{-3}$ pro Jahr. Die Dichteabnahme nimmt mit der Tiefe leicht zu, so dass die mittlere Stabilität in diesem Tiefenbereich abnimmt (Blindheim & Østerhus 2004). So fiel zwischen 2001 und 2004 die Brunt-Väisälä-Frequenz N^2 von $2.5 \times 10^{-7} \text{ s}^{-2}$ auf $2.4 \times 10^{-7} \text{ s}^{-2}$ (Logemann 2001, Mortensen 2004). Die abnehmende Schichtung der Tiefsee könnte das Aufkommen tieferreichender Konvektion in Zukunft begünstigen (Blindheim & Østerhus 2004).

Die in Abbildung 3.5.b dargestellten Temperaturprofile der zentralen Grönlandsee der Jahre 2001 und 2004 zeigen ein Temperaturmaximum in der Tiefsee, das sich 2001 in 1550 m, 2004 in 1800 m Tiefe befindet. Dieses Maximum wird durch AODW gebildet, dessen Temperatur mit abnehmender Tiefe zunimmt. Dieser Temperaturgradient wird dort, wo das AODW auf das durch winterlichen Konvektion abgekühlte AIW trifft, umgekehrt, wobei sich das Maximum herausformt (Blindheim & Østerhus 2004). Die zwischen 2001 und 2004 gemessene Zunahme der Tiefe dieses Temperaturmaximums könnte somit auf eine tieferreichende Konvektion im Jahr 2004 hindeuten. Andererseits könnte, bei Annahme einer Konvektionstiefe unterhalb von 1500 m nach 2001, die Tiefenzunahme des Maximums auch auf eine Absinkbewegung des Tiefenwassers deuten (Budéus et al. 1998).

An der Ausbildung des Salzgehaltsmaximums zwischen 1500 und 2500 m Tiefe (Abb. 3.3.) ist die laterale Advektion von AODW als Ursache der Salzanreicherung der Tiefsee erkennbar (Blindheim & Østerhus 2004).

3.3. Erwärmung des Bodenwassers

Unterhalb einer Tiefe von 2500 m weist die Grönlandsee eine mit der darüber liegenden Schichten sehr ähnliche Entwicklung auf. Auch hier steigt die Temperatur, der Salzgehalt und die Konzentration anthropogener Tracer seit den frühen 1970er Jahren (Abb. 3.3. bis 3.7.). Zwischen den Jahren 1972 und 2001 betrug der Anstieg der mittleren potentiellen Temperatur unterhalb von 2500 m durchschnittlich 8.4 mK a^{-1} (Bönisch et al. 1997, Visbeck & Rhein 2000, Karstensen et al. 2005). Der zeitliche Verlauf dieser Temperatur ist in Abb. 1.3. und 3.4.d dargestellt. Man erkennt eine stete Zunahme der Erwärmungsrate. So betrug diese während der 1970er Jahre 4 mK a^{-1} , während der 1980er Jahre 9 mK a^{-1} und während der 1990er Jahre 17 mK a^{-1} . Die Erwärmungsrate hat sich also während der letzten 30 Jahre alle 10 Jahre etwa verdoppelt. Ein Vergleich zwischen Messungen aus den 1990er Jahren (Blindheim & Østerhus 2004) und denen der Jahre 2001 und 2004 (Logemann 2001, Mortensen 2004) zeigt, dass diese Entwicklung bis 2004 angehalten hat. So stieg die Erwärmungsrate in 3000 m Tiefe von etwa 10 mK a^{-1} während der 1990er auf 20 mK a^{-1} zwischen 2001 und 2004. Die Salzanreicherung in 3000 m Tiefe stieg von $0.7 \times 10^{-3} \text{ psu a}^{-1}$ während der 1990er auf $1.5 \times 10^{-3} \text{ psu a}^{-1}$ zwischen 2001 und 2004. Die gegenwärtige Erwärmungsrate in 3000 m Tiefe ist damit ebenso groß wie die mittlere Erwärmungsrate zwischen 2000 und 2500 m Tiefe (20 mK a^{-1}). Der gegenwärtige Salzgehaltsanstieg in 3000 m Tiefe übersteigt sogar den Wert im AODW-Einstrombereich ($0.6 \times 10^{-3} \text{ psu a}^{-1}$ zwischen 2000 und 2500 m).

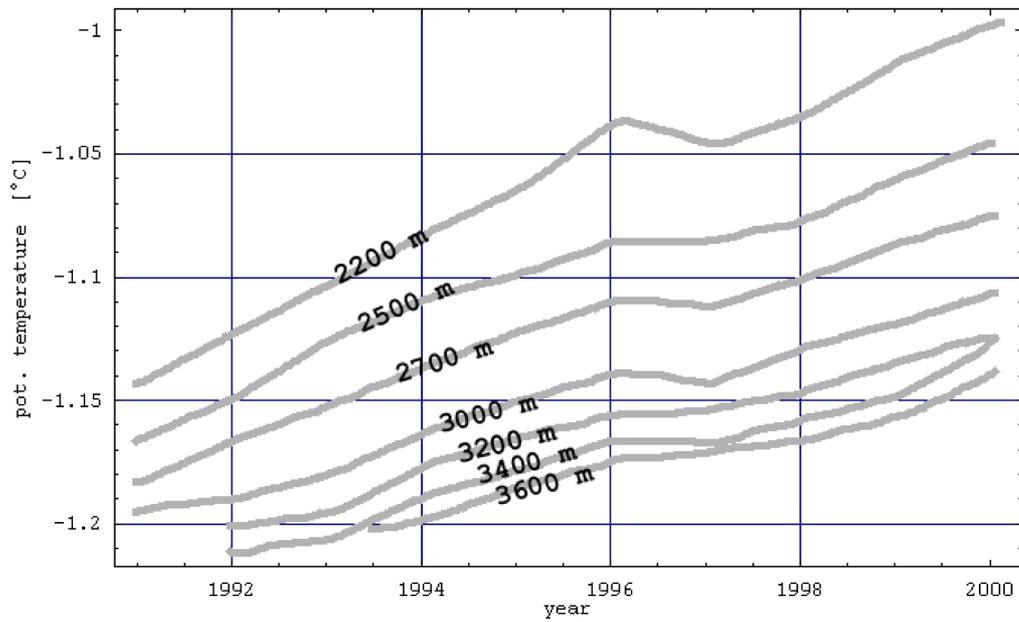


Abb. 3.6.: Entwicklung der potentiellen Temperatur im Tiefseebereich der zentralen Grönlandsee (modifiziert nach Blindheim & Østerhus (2004)).

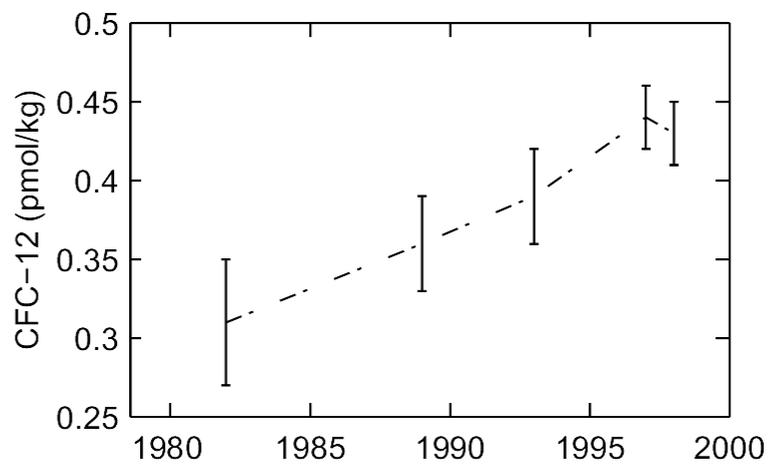


Abb. 3.7.: Zeitserie der mittleren FCKW-Konzentration unterhalb von 2500 m in der Grönlandsee. Die Fehlerbalken geben die Standardabweichung der jeweiligen Profile an (nach Visbeck & Rhein 2000, Walter 2004).

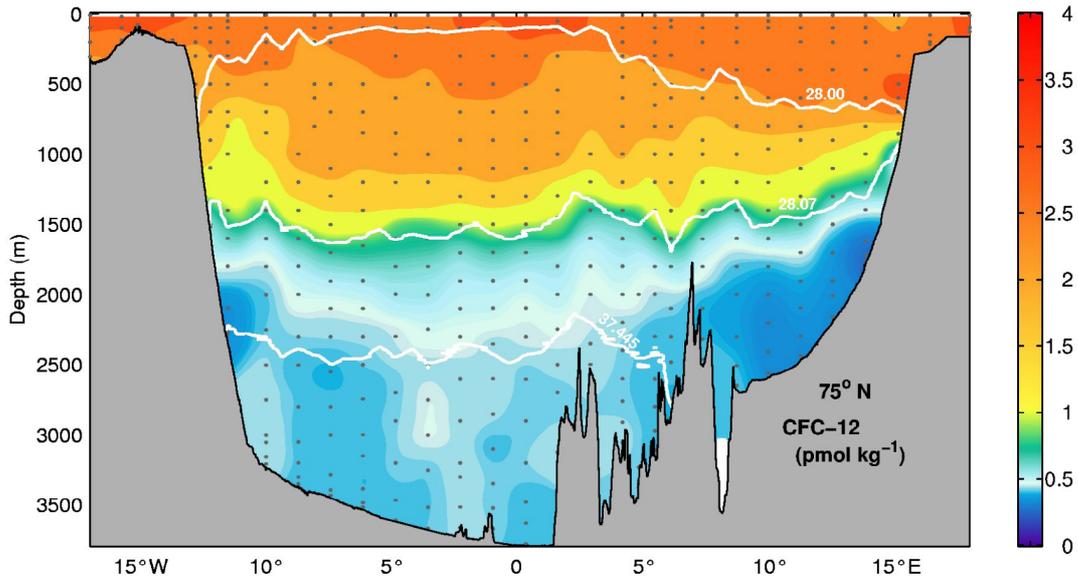


Abb. 3.8.: Zonaler Schnitt der FCKW-Konzentration durch die Grönlandsee bei 75° N (ARK XIV/2, Fahrbach 1999). Die Konturintervalle sind 0.01 pmol kg⁻¹ für Konzentrationen unterhalb 1 pmol kg⁻¹ und 1.0 pmol kg⁻¹ für Werte darüber. Die grauen Punkte geben die Lage der einzelnen Messwerte wieder. Am grönländischen Kontinentalhang in 2000 bis 2500 m Tiefe ist ein durch AODW-Advektion verursachtes Minimum zu erkennen (aus Walter 2004).

Das Salzgehaltsmaximum zwischen 1500 und 2500 m Tiefe (Abb. 3.3.b) und die Schichtung der Wassersäule (Abb. 3.9.) zeigen, dass der Einfluss der lateralen Advektion von AODW nicht tiefer als etwa 2500 bis 2600 m – die Schwellentiefe der Framstraße – reicht. Ein Hinabgleiten des AODW, nach Verlassen der Framstraße, in den Bereich des Bodenwassers der Grönlandsee ist aufgrund der zu geringen Dichte des AODW nicht möglich. So zeigt das Dichteprofil in Abbildung 3.9. eine deutliche Dichtedifferenz zwischen dem schwach geschichteten, konvektiv gebildeten, dichteren GSDW und dem stärker geschichteten, weniger dichten AODW darüber. Im Jahr 2001 betrug die Dichtedifferenz zwischen 2500 und 3000 m Tiefe 0.004 kg m⁻³. Dieser Wert stieg auf 0.005 kg m⁻³ im Jahr 2004. Dieser Trend der Stabilisierung der Wassersäule an der oberen Grenze des Bodenwassers existierte ebenso in den 1990er Jahren (Blindheim & Østerhus 2004).

Eine weitere Beobachtung, die nicht nur gegen laterale Advektion von AODW in das Bodenwasser, sondern auch gegen den Import von AODW (lateral, vertikal, diffusiv oder advektiv) als alleinigen Prozess der Bodenwassertransformation spricht, ist die relativ hohe FCKW-Konzentration des Bodenwassers, die deutlich über der des AODW liegt (Budéus et al. 1998, Walter 2004) (Abb. 3.8.). Eine ausschließlich über den Austausch mit AODW stattfindende Ventilation des Bodenwasser wäre somit mit einer hier abnehmenden FCKW-Konzentration verbunden, Messungen zeigen jedoch das Gegenteil (Bönisch et al. 1997, Budéus 1998, Visbeck & Rhein 2000, Walter 2004), (Abb. 3.7.). Tiefreichende Konvektion als Ursache der in den 1980er und 1990er Jahren wachsenden FCKW-Konzentration ist unwahrscheinlich (Budéus et al. 1998). Es scheint daher ein weiterer vertikaler Transportprozess zu existieren, der neben AODW auch höher liegende Wassermassen wie AIW oder AW ins Bodenwasser verfrachtet. Dieser Transport könnte auf das GSDW oberhalb von 2500 m Tiefe und auf das Bodenwasser darunter in gleicher Weise wirken, womit die Gleichförmigkeit der Trends in beiden Tiefenregionen zu erklären wäre.

Einen solchen Transport beinhaltet der Erklärungsansatz zur Erwärmung des Bodenwassers von Meincke und Rudels (1995), (Dickson et al. 1996). Sie argumentieren, dass als Folge der nachlassenden Rotation der Windschubspannung und der reduzierten Tiefenwasserbildung das Doming, d.h. das Emporwölben der Isopyknen in der zentralen Grönlandsee, nachgelassen habe. Dass das damit verbundene Absinken der Isopyknen mit Erwärmung auf festen Tiefenniveaus verbunden sei. Dass die Abschwächung des Grönlandseewirbels zusätzlich einen stärkeren Einstrom von AODW in die Grönlandsee ermöglichte, und dass dieses, hatte es als Randströmung die Grönlandsee erreicht, von den Rändern als Kompensationsströmung für das im Zentrum der Grönlandsee absinkende Wasser ins Beckeninnere vorstieß.

Gegen diese These spricht, dass ein Doming unterhalb einer Tiefe von 1000 m in den 1990er Jahren kaum noch existierte (Budéus et al. 1998), die Erwärmungsrate aber weiterhin zunahm. Gleichwohl sehen Budéus et al. (1998) in den hydrographischen Daten der 1980er und 1990er Jahre Hinweise auf eine Absinkbewegung im Inneren der Grönlandsee, die sie mit 0.6 Sv abschätzen. Als Ursache dieser Bewegung vermuten sie eine Sekundär- oder Tertiärzirkulation, die aus Absinken im Beckeninneren und Aufsteigen an der Peripherie bestehen könnte. Diese Zirkulationszelle könnte nicht nur das Bodenwasser in der beobachteten Form ventilieren, die radiale Strömungskomponente in der Bodengrenzschicht, die auf 5 mm s^{-1} geschätzt wird, könnte überdies das häufig beobachtete für das jeweilige Tiefenniveau relativ kalte Wasser an den Rändern des Tiefseebeckens erklären (Abb. 3.10.). Für die Existenz einer effektiven Sekundärzirkulation sprechen Beobachtungen von Strömungsgeschwindigkeiten in der Bodengrenzschicht in der Größenordnung von 0.1 m s^{-1} (Aagaard et al. 1973, Foldvik et al. 1988, Strass et al. 1993, Woodgate et al. 1999, Woodgate & Fahrbach 1999), die auf Bodenreibung und somit auf Boden-Ekman-Transporte schließen lassen (Budéus et al. 1998). Allerdings würde der zyklonale Grönlandseewirbel kein Aufsteigen sondern ein Absinken an der Peripherie bewirken, so dass zur Erklärung der Beobachtungen eine Tertiärzirkulation vorgeschlagen wird (Budéus et al. 1998), in der der durch Vermischung bewirkte Dichteverlust in der Bodengrenzschicht durch aufsteigendes Wasser kompensiert wird (Garrett et al. 1993). Vertikale Vermischung als Ursache der Bodenwasserventilation halten Budéus et al. (1998) aufgrund zu geringer horizontaler und vertikaler Gradienten für unwahrscheinlich. Und auch die Bedeutung einer geothermischen Erwärmung scheint klein: Geht man von einem geothermischen Wärmefluss von 70 mW m^{-2} aus (Crane & Solheim 1995), würde dieser die untersten 1000 m der Wassersäule um 0.5 mK a^{-1} erwärmen, diese Rate liegt aber eine Größenordnung unter den Beobachtungen.

Visbeck und Rhein (2000) halten vertikale Vermischung im Beckeninneren ebenfalls für zu gering, um die beobachtete Ventilation der Tiefsee zu erklären. Anhand der Theorie von McDougall (1989) zur Tertiärzirkulation und Messungen bodennaher Diffusionskoeffizienten (Polzin et al. 1997) weisen sie darauf hin, dass ein möglicher Diffusionskoeffizient von $10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ in der Bodengrenzschicht eine Tertiärzirkulation von 0.1 bis 0.5 Sv verursachen könnte und somit stark genug wäre, die beobachtete Ventilation zu erzeugen. Des Weiteren weisen Visbeck und Rhein (2000) darauf hin, dass eine derart intensive Vermischung in der Bodengrenzschicht, auch ohne vertikale Advektion eine effektive Bodenwasserventilation bewirken könnte. Walter (2004) und Naveira Garabato et al. (2004) schätzen anhand von Strömungs- und Schichtungsmessungen den vertikalen Diffusionskoeffizienten im Inneren der Grönlandsee unterhalb der Tiefe von 2000 m auf etwa $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ab – um zwei Größenordnungen über bisherigen Annahmen (Visbeck & Rhein 2000) – und weisen auf die Möglichkeit einer diapycnischen Vermischung im Beckeninneren als wichtigem Ventilationsmechanismus hin.

Schließlich besteht die Möglichkeit, dass durch Sedimentplumes Wasser aus höheren Schichten entlang des ostgrönländischen Kontinentalhangs in den Tiefseebereich transportiert wird. Numerische Prozessstudien weisen auf die mögliche Bedeutung von Sedimentplumes bei der Formation des Tiefenwassers im Nordpolarmeer hin (Fohrmann 1996, Fohrmann et al. 1998, Kämpf et al. 1999). Die Voraussetzung hierfür ist die Verfügbarkeit erodierbarer Oberflächensedimente, die über den arktischen Schelfen, durch den Eintrag der sibirischen Ströme, gegeben ist (Fohrmann 1996). Ein Teil dieses Sediments wird vom arktischen Packeis mit der Transpolaren Drift bis in die Grönlandsee transportiert, wo es sich, aufgrund der hier erfolgenden Eisschmelze, im Bereich des ostgrönländischen Kontinentalhangs absetzt (Wollenburg 1993, Ramseier et al. 1999). Dieser Sedimentfluss liegt etwa bei $(7-10) \times 10^9$ kg pro Jahr (Wollenburg 1993, Eicken et al. 2001) und könnte, einen etwa gleich großen Transport vom Kontinentalhang in die Tiefseeebene in Form von Sedimentplumes vorausgesetzt, einen wichtigen Prozess der Tiefenwasserventilation darstellen (Kämpf & Fohrmann 2000).

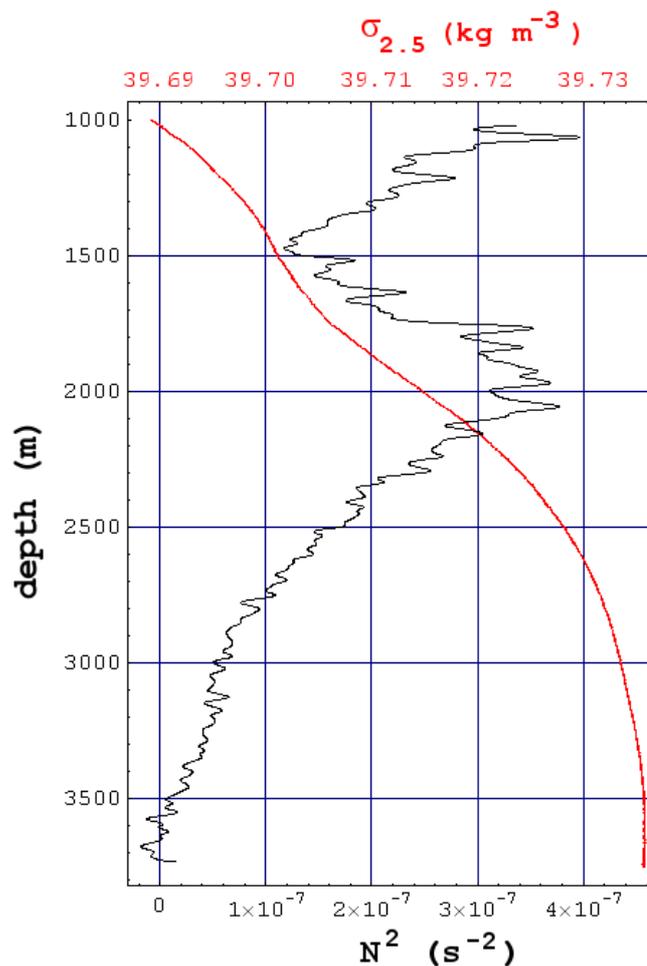


Abb. 3.9.: Mittleres Profil der Dichte ($\sigma_{\theta,p=2500 \times 10^4\ Pa}$) und der Brunt-Väisälä-Frequenz N^2 der zentralen Grönlandsee im Jahr 2004 gemessen während *Lance 2004/15* (Mortensen 2004).

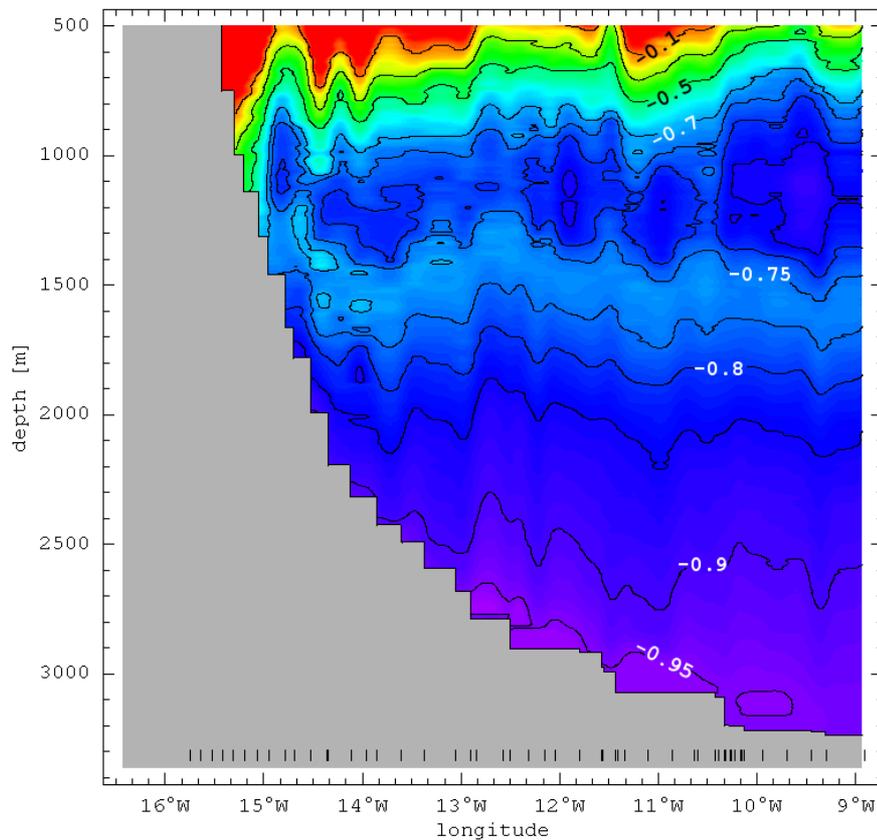


Abb. 3.10.: In-situ-Temperatur normal zum ostgrönländischen Kontinentalhang bei etwa 75° N gemessen im September 2001 (Logemann 2001). Die vertikalen Striche am unteren Bildrand geben die Lage der einzelnen CTD-Profile an.

3.4. Zusammenfassung

Seit Mitte der 1970er Jahre weist der NAO-Index ungewöhnlich hohe Werte auf, welche in den letzten Dekaden ein 400-Jahres-Maximum bildeten (Cook 2003). Wahrscheinlich wird diese Entwicklung, zumindest teilweise, durch die globale Erwärmung durch anthropogene Treibhausgase verursacht (Gillet et al. 2003).

Über dem Europäischen Nordmeer ist diese Anomalie der atmosphärischen Zirkulation mit höheren Lufttemperaturen verbunden (Alexandersson et al. 1997), die hier zu einer Reduktion der winterlichen Wärmeabgabe des Ozeans führen (Aagaard 1968). Daneben bewirkt der gewachsene Import atlantischen Wassers einen Temperaturanstieg, während der Salzgehalt oberhalb von etwa 1500 m durch erhöhten Eis- und Frischwasserimport aus der Arktis, durch reduzierte Eisbildung und durch vermehrten Niederschlag abnimmt (Visbeck et al. 2003).

Dies hat zu einer stabiler geschichteten Wassersäule in der Grönlandsee geführt, so dass tiefreichende thermische Konvektion seit Mitte der 1970er Jahre nur noch sehr eingeschränkt oder gar nicht mehr stattgefunden hat (Dickson et al. 1996, Blindheim & Østerhus 2004).

Die Temperatur des Tiefseebereichs der Grönlandsee wird durch das Zusammenwirken von Abkühlung durch tiefreichende thermische Konvektion und Erwärmung durch laterale Ad-

vektion von AODW, durch vertikale Vermischung und möglicherweise durch eine Absinkbewegung im Zentrum des Beckens bewirkt (Budéus et al. 1998, Visbeck & Rhein 2000, Walter 2004, Naveira Garabato et al. 2004). Auch eine durch Sedimentplumes verursachte Hangkonvektion könnte einen Wärmetransport in die Tiefsee verursachen (Kämpf & Fohrmann 2000). Mit der Konvektion wurde der Abkühlungsmechanismus reduziert, so dass sich die Tiefsee der Grönlandsee seit Mitte der 1970er Jahre erwärmt. Diese Erwärmung beträgt unterhalb einer Tiefe von 2500 m, also unterhalb des AODW-Einstroms, etwa 0.1 K pro Dekade (Abb. 3.4.-3.6.) und ist in geringeren Tiefen noch intensiver (Bönisch et al. 1997, Visbeck und Rhein 2000, Blindheim & Østerhus 2004, Karstensen et al. 2005).

Welcher der genannten Prozesse das Bodenwasser der Grönlandsee unterhalb von 2500 m Tiefe erwärmt, ist unklar (Budéus et al. 1998, Visbeck & Rhein 2000, Walter 2004, Naveira Garabato et al. 2004). Sicher ist hingegen, aufgrund der lateralen Abgeschlossenheit des Boreas- und Grönlandbeckens und der geringeren Dichte benachbarter Wassermassen, dass der in Frage kommende Wärmefluss in vertikaler Richtung verläuft (Budéus et al. 1998).

Im Folgenden werden mit numerischen Prozessstudien die Bodenwasser-Ventilationsprozesse:

- sedimentgetriebene Hangkonvektion
- turbulente Vermischung
- vertikale Advektion in Verbindung mit einer Tertiär- oder Sekundärzirkulation

untersucht. Das Ziel ist, den verschiedenen Prozessen die jeweilige Größenordnung des durch sie bewirkten Wärmefflusses zuzuordnen.

4. DAS NUMERISCHE MODELL CODE

In dieser Studie wird das vom Autor neu entwickelte Ozeanmodell CODE (*Cartesian coordinates Ocean model with three-Dimensional adaptive mesh refinement and primitive Equations*) benutzt. CODE wurde speziell für die Simulation der hier betrachteten Prozesse der Bodenwasserventilation konzipiert. Neben dem vollständig neu verfassten FORTRAN-Quelltext des Modells, ist es vor allem die Zusammenstellung bekannter physikalischer Gleichungen und numerischer Verfahren, die etwas Neuartiges darstellt.

Die Entwicklung geschah unter der Annahme, dass sich die betrachteten Prozesse mit den Primitiven Gleichungen, formuliert in kartesischen Koordinaten, beschreiben lassen. Die Primitiven Gleichungen beinhalten folgende Annahmen:

- *Inkompressibilität*: Bewegungen des Wassers, die sich aus Kompression oder Expansion eines Wasservolumens ergeben, werden als klein gegenüber der mittleren Strömung angenommen und vernachlässigt.
- *Boussinesq-Approximation*: Die räumlichen Dichteunterschiede sind klein gegenüber dem Betrag der mittleren Dichte. Ihre Auswirkungen auf die Dynamik werden nur in den horizontalen Druckgradienten berücksichtigt.
- *Hydrostasie*: Die Größenordnung der Vertikalbewegungen des Wassers ist klein gegenüber der der Horizontalbewegungen. Es wird daher eine Balance zwischen vertikaler Komponente der Druckgradientkraft und der Schwerkraft angenommen.
- Die *Reynoldsspannungen*, die sich durch vom Modell nicht aufgelöste turbulente Schwankungsbewegungen ergeben, werden als linear abhängig von den mittleren Scherraten angenommen.
- Die molekulare Viskosität wird vernachlässigt.

Die Modellentwicklung hatte das Ziel, die folgenden Gegenstände in ein Modell zu integrieren, um deren Wechselwirkungen untersuchen zu können:

- die großskalige Topographie, Hydrographie und Zirkulation der Grönlandsee
- die Bodengrenzschicht
- das Sediment, dessen mögliche Aufwirbelung und Bildung von Sedimentplumes
- kleinskalige topographische Strukturen wie Rinnen am ostgrönländischen Kontinentalhang
- die in-situ Schichtung des Bodenwassers (Die potentielle Dichte des AODW liegt über der des GSDW, bei den in-situ Dichten ist es umgekehrt.)

Bisherige numerische Studien zur Sedimentplume-Dynamik (z.B. Parker et al. 1986, 1987, Stacey & Bowen 1988a,b, Bonnetaze et al. 1993, Zeng & Lowe 1997, Fohrmann et al. 1998, Chao 1998, Kämpf et al. 1999, Kämpf & Fohrmann 2000) benutzen größtenteils reduced-gravity Plume-Modelle, die den Ozean in zwei Schichten (Sedimentplume und seine Umgebung) aufteilen und vertikal integrierte Eigenschaften des Sedimentplumes berechnen. Das Modell von Stacey und Bowen (1988a,b) beinhaltet die vertikale Struktur des Sedimentplumes, beschränkt sich auf einen Hang mit konstanter Neigung und vernachlässigt die Erdrotation. Das Modell von Chao (1998) löst mit seinen dem Boden folgenden σ -Koordinaten (Abb. 4.1c.) die Bodengrenzschicht auf und berücksichtigt die Erdrotation sowie variable Bodenreibungen. Die Simulationen behandeln den Bereich von Flussmündungen und beschränken sich daher auf die oberen 30 m der Wassersäule. Das zweidimensionale Modell von Kämpf et al. (1999) besteht aus einem hangnormalen Schnitt, während das dreidimensionale Modell von Kämpf und Fohrmann (2000) ein dem Boden folgendes Koordinatensystem

benutzt, das die Ausdehnung der Modellregion auf die gesamte Wassersäule ausschließt (Abb. 4.1b.), da hier die vertikalen Koordinatenachsen senkrecht zum Meeresboden und, bei gekrümmtem Verlauf des Meeresbodens, nicht parallel zueinander verlaufen. Ein Problem, das von Kämpf und Fohrmann (2000) dadurch umgangen wird, dass sie den maximalen Bodenabstand ihrer Modellregion mit 200 m begrenzen.

Modellstudien zur Hydrographie und Zirkulation des Europäischen Nordmeers reichen bis in die 1970er Jahre zurück. Die ersten Modelle, die das Europäische Nordmeer und das Nordpolarmeer umfassen (z.B. Creegan 1976, Semtner 1976), besitzen eine horizontale Auflösung von etwa 100 km und sind somit kaum in der Lage, die für die großskalige Zirkulation entscheidenden topographischen Strukturen, wie z.B. den Mohnsrücken, aufzulösen. Die Modelle benutzen z -Koordinaten, in denen die horizontalen Achsen Ebenen gleichen Geopotentials aufspannen (Abb. 4.1a.). Der Bodenwasserbereich der Grönlandsee wird hier mit etwa einer Schicht dargestellt. Beide Modelle simulieren die Eisbedeckung, worauf sich ebenfalls Hibler und Bryan (1987) in ihrer Arbeit konzentrieren und dabei eine noch gröbere Auflösung (150 km) in Kauf nehmen. Legutkes Modell (1989) beschränkt sich auf das Europäische Nordmeer, löst dieses mit einer Gitterweite von 20 km aber wesentlich höher auf. Es benutzt ebenfalls z -Koordinaten, die die Wassersäule in 12 Schichten unterteilen. Der Bodenwasserbereich der Grönlandsee wird hier weiterhin mit einer Schicht aufgelöst. Das Modell von Häkkinen und Mellor (1992, Häkkinen et al. 1992, Häkkinen 1995) beinhaltet das Europäische Nordmeer (nördlich von 60° N) und das Nordpolarmeer mit einer horizontalen Auflösung zwischen 28 und 150 km. Vertikal wird der Ozean in 18 σ -Level aufgeteilt, mit einer Mächtigkeit der untersten Schicht im Tiefseebereich der Grönlandsee zwischen 800 und 900 m. Es folgen Arbeiten mit einem isopyknischen Modell (Aukrust & Oberhuber 1995, Holland et al. 1995), das den gesamten Atlantik nördlich des Äquators mit 9 Schichten gleicher Dichte darstellt und eine horizontale Auflösung von etwa 30 km im Bereich des Europäischen Nordmeers aufweist. Doch gerade für die Simulation der nur schwach geschichteten, zu tiefreichender Konvektion tendierenden Grönlandsee erweist sich der Ansatz isopyknischer Koordinaten als problematisch (Holland et al. 1995).

Neuere Modellstudien zur Grönlandsee benutzen fast ausnahmslos globale z -Koordinaten-Eis-Ozeanmodelle mit 30 Schichten, die die Auflösung des Bodenwasserbereichs mit mehr als nur einer Schicht erlauben (etwa 4 bis 5 Schichten mit 200 bis 300 m Mächtigkeit). Neben der bemerkenswerten Ähnlichkeit im vertikalen Aufbau, variiert die horizontale Auflösung dieser Modelle zwischen etwa 200 km (Timmermann et al. 2005), etwa 28 km (Gerdes et al. 2003, Karcher et al. 2003) und 18 km (Zhang et al. 1998, 1999). Eine Ausnahme stellt das Modell von Pietrzak et al. (2002) dar, das sich, wie bei Legutke (1989), auf das Europäische Nordmeer beschränkt und dieses horizontal mit 20 km auflöst. Die Wassersäule wird hier mit 20 σ -Level aufgelöst, mit Schichtmächtigkeiten von etwa 200 m im Bodenwasserbereich.

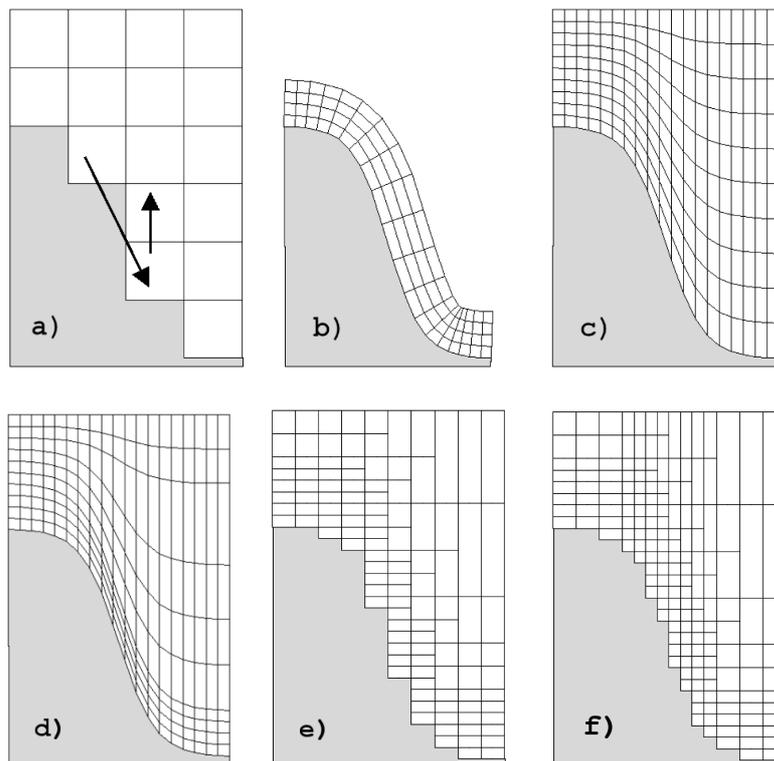


Abb. 4.1.: Darstellung eines Hangs in den Koordinatensystemen verschiedener Ozeanmodelle. **a)** z -Koordinatensystem mit grober horizontaler und vertikaler Auflösung. Die Pfeile skizzieren den vom Algorithmus von Beckmann und Döscher (1997) berechneten advektiven Fluss. **b)** Dem Boden folgendes Koordinatensystem mit normal zum Meeresboden ausgerichteter vertikaler Achse (Kämpf und Fohrmann 2000). **c)** Normales σ -Koordinatensystem. **d)** Verallgemeinertes σ -Koordinatensystem mit hoher Bodenauflösung (Pietrzak et al. 2002). **e)** z -Koordinatensystem mit vertikal adaptivem Gitter (Backhaus 2000). **f)** Das von CODE benutzte z -Koordinatensystem mit dreidimensionaler Gitterverfeinerung.

Aus der obigen Auflistung von Modellstudien zum Europäischen Nordmeer wird deutlich, dass mit der Entwicklung immer leistungsfähigerer Rechner die räumliche Auflösung der Modelle kontinuierlich gewachsen ist. Zuerst stand die realistische Darstellung der Topographie und der mit dieser verbundenen horizontalen hydrographischen Struktur des Ozeans im Vordergrund. Dies gelang näherungsweise mit Auflösungen von 20 bis 30 km (Legutke 1989). (In der Grönlandsee beträgt der interne Rossby-Radius etwa 5 km). Danach konzentrierte man sich eher auf die Verbesserung der vertikalen Auflösung, dies vor allem im oberflächennahen Bereich. Denn hier lag das Hauptinteresse fast aller zitierten Autoren. Ob lokale Phänomene der Eisbedeckung wie die Is-Odden (Zhang et al. 1999, Pietrzak et al. 2002), Trends der Eisbedeckung (Timmermann et al. 2005), die laterale Advektion von Signalen der globalen Erwärmung (Gerdes et al. 2003, Karcher et al. 2003) oder die Änderung der Konvektionstiefe in der Grönlandsee (Aukrust & Oberhuber 1995, Holland et al. 1995, Häkkinen 1995), all diese Prozesse finden im oberen Bereich der Wassersäule statt oder haben hier ihren Ursprung.

Die Konsequenz ist, dass die genannten Modelle einen geneigten Meeresboden in Form von überdimensionalen Treppenstufen (200 bis 300 m hoch) darstellen mit angrenzenden Modellschichten, die zu mächtig sind (200 bis 300 m), um die Bodengrenzschicht aufzulösen, wozu eine vertikale Auflösung deutlich unter 100 m erforderlich wäre (Armi & Millard 1976). Um die Simulation von dichtem Wasser, das einen Hang hinabströmt, zu verbessern, haben z.B.

Timmermann et al. (2005) einen Algorithmus von Beckmann und Döscher (1997) (Abb. 4.1a.) in ihr Modell integriert. Dieser führt weitere, dem Boden folgende Koordinaten ein, entlang derer ein direkter advektiver Transport zwischen den bodennächsten Zellen benachbarter Wassersäulen berechnet wird. Um Massenerhaltung zu gewährleisten, wird ein weiterer, vertikaler, den obigen Transport kompensierender Transport eingeführt.

Das Modell von Pietrzak et al. (2002) benutzt ein „verallgemeinertes“ σ -Koordinatensystem. Ohne die Anzahl der Schichten und damit den Rechenaufwand zu erhöhen, bietet dieses die Möglichkeit, die vertikale Auflösung in einer dem Boden folgenden Schicht konstant hoch zu halten (Abb. 4.1d.). Ein solches Gitter ist ideal für die Berechnung dem Boden folgender Advektion und könnte in Zukunft das Standardkoordinatensystem in der Ozeanmodellierung, zumindest für den bodennahen Bereich, werden (Adcroft et al. 2005).

σ -Koordinatensysteme haben jedoch den Nachteil, dass bei geneigtem Meeresboden die horizontalen Ebenen keine Flächen gleichen Geopotentials darstellen, wie es bei z -Koordinatensystemen der Fall ist. Dies hat zur Folge, dass auch in einem ruhenden Ozean die Differenz des hydrostatischen Drucks zwischen zwei horizontal benachbarten Zellen nicht gleich Null ist. Die Simulation von allein durch das Koordinatensystem erzeugten Strömungen, die die physikalisch bedingten verfälschen, kann die Folge sein (Kliem & Pietrzak 1999).

CODE benutzt ein kartesisches z -Koordinatensystem, welches eine präzisere Berechnung des hydrostatischen Drucks erlaubt, aber damit das Problem des geneigten Meeresbodens in Form von Treppenstufen hat. Doch wird dieses Problem minimiert, wenn die Bodengrenzschicht ausreichend hoch, vertikal wie horizontal, aufgelöst wird und die Treppenstufen dadurch so klein werden, dass ihr Einfluss auf die Dynamik der Grenzschicht abnimmt. Um dieses zu erreichen, ohne dabei zu schnell an die Grenzen der Rechnerkapazitäten zu gelangen, benutzt CODE die Technik dreidimensionaler Gitterverfeinerung (Abb. 4.1.f). Der Hauptunterschied zu anderen adaptiven Modellen auf vergleichbaren Gittern, z.B. dem Modell von Khokhlov (1998) oder GERRIS (Popinet 2003), ist die Vermeidung eines rechentechnisch aufwändigen (multilevel) Poisson-Gleichungslösers zur Druckberechnung. Durch die Annahme der Hydrostasie werden durch vertikale Druckgradienten verursachte Beschleunigungen, die Teil der Poisson-Gleichung sind, vernachlässigt. Dieser Gewinn an Einfachheit in den Modellgleichungen wird bezahlt mit einer Einschränkung in der Form der räumlichen Gitterverfeinerung: Die horizontale Auflösung einer Wassersäule, aus der der hydrostatische Druck abgeleitet wird, darf sich in vertikaler Richtung nicht ändern (Abb. 4.1.f). Denn die horizontale Divergenz des Bewegungsfeldes muss mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung eindeutig einer Vertikalbewegung und einem Druck zugeordnet werden, was bei vertikal variierender Horizontalauflösung nicht möglich ist.

Außerhalb dieser Arbeit wurde CODE im EU-Projekt METACOD zur Simulation des Nordatlantiks mit hochaufgelösten isländischen und schottischen Küstengewässern benutzt (Logemann & Harms 2006).

4.1. Physikalische Gleichungen

Die Grundlage des Modells ist die Diskretisierung der Navier-Stokes-Gleichung unter Annahme der hydrostatischen und der Boussinesq-Approximation. In dem als inkompressibel angenommenen Ozean werden des Weiteren die Erhaltungsgleichungen von Masse, Salz, Sedimentkonzentration und Wärme behandelt. Die Krümmung der Erdoberfläche wird vernachlässigt, d.h. die ungestörte Meeresoberfläche wird als horizontale Ebene ($z = 0$) in einem rotierenden kartesischen Koordinatensystem genähert. Die x - und y -Achsen spannen somit Flächen gleichen Geopotentials auf, während die z -Achse der Schwerebeschleunigung entgegengesetzt gerichtet, positiv nach oben zeigt.

Das Meerwasser wird als Newtonsches Fluid angenommen. Diese Annahme wird auch für den Fall suspendierten Sediments beibehalten. Dies wiederum beruht auf den Annahmen, dass die kleinsten Längenskalen der Turbulenz groß gegenüber der Sedimentkorngröße sind, dass die Partikelkonzentration groß genug ist, um ein Kontinuum zu repräsentieren aber klein genug, um Interaktionen zwischen den Partikeln auszuschließen und dass die Partikel sphärischer Form und nicht kohäsiv sind (Adams & Weatherly 1981). Das Zweiphasengemisch aus Meerwasser und Sedimentpartikel wird dann wie Meerwasser mit erhöhter Dichte, welche durch die Volumenanteile von Meerwasser und Sedimentpartikel bestimmt wird, behandelt (Adams & Weatherly 1981, Fohrmann 1996, Fohrmann et al. 1998, Kämpf & Fohrmann 2000).

Ohne die Berücksichtigung gezeitenerzeugender Kräfte erhalten die horizontalen Komponenten der Navier-Stokes-Gleichung die Form (z.B. Apel 1987):

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla u - f v = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + F_u \quad , \quad (4.1.)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla v + f u = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + F_v \quad , \quad (4.2.)$$

mit der Kontinuitätsgleichung

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad . \quad (4.3.)$$

Aus der hydrostatischen Approximation für den Druck

$$p = \int_{z'=z}^{z'=\zeta} \rho g dz' \quad , \quad (4.4.)$$

folgt für die Druckgradientterme in (4.1) und (4.2)

$$-\frac{1}{\rho_0} \nabla p = -\frac{g}{\rho_0} \int_{z'=z}^{z'=\zeta} \nabla \rho dz' - g \nabla \zeta \quad . \quad (4.5.)$$

In (4.5) werden durch das Hineinziehen der horizontalen Dichtegradientberechnung in das vertikale Integral numerische Scheindruckgradienten, die bei der Berechnung von

$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\int_z^\zeta \rho g dz' \right)$ zwischen Wassersäulen unterschiedlicher vertikaler Auflösung entstehen, vermieden. Diese Scheindruckgradienten sind die Analogie zur Differenz der Abschätzung des Flächeninhalts unterhalb einer Kurve bei unterschiedlicher Zahl der Stützstellen.

Die Dichtegradienten werden berechnet mit

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} = rx \left(\frac{\partial T}{\partial x}, \frac{\partial S}{\partial x}, \frac{\partial C}{\partial x}, p \right), \quad (4.6.)$$

wobei rx eine lineare Funktion des Drucks und der Gradienten von Temperatur T , Salzgehalt S und Sedimentkonzentration C darstellt, die an Daten der Funktionen (4.8) und (4.9) gefittet wurde (siehe Anhang). Die verbleibenden numerisch bedingten horizontalen Scheindichtegradienten zwischen Zellen unterschiedlicher Mächtigkeit im geschichteten Ozean werden durch einen Wechsel zur nächst niedrigeren Ebene der vertikalen Auflösung vermieden (siehe Kap. 4.2.2. und Abb. 4.5.).

Eine Gleichung für die zeitliche Änderung der Auslenkung der Meeresoberfläche ζ erhält man durch vertikale Integration von (4.3.)

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = w(z = \zeta) = - \int_{z=-H}^{z=\zeta} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) dz, \quad (4.7.)$$

wobei H die Tiefe des ungestörten Ozeans darstellt. Der Einfluss der Konzentration suspendierten Sediments C auf die Dichte des Meerwassers ρ wird nach Adams und Weatherly (1981) über die Summe der Volumenanteile von Sediment und Wasser, multipliziert mit der jeweiligen Dichte, berechnet. Also mit

$$\rho = \rho_w (1 - C_V) + \rho_s C_V, \quad (4.8.)$$

wobei

$$\rho_w = \rho_w(S, T, p) \quad (4.9.)$$

die Meerwasserdichte ohne Sedimenteinfluss, die mit der nichtlinearen Zustandsgleichung von Millero et al. (1980, UNESCO 1981) berechnet wird, $\rho_s = 2651 \text{ kg m}^{-3}$ die Dichte des Sediments und $C_V = C/\rho_s$ den Volumenanteil des Sediments darstellt. Der Wert von ρ_s entspricht der Dichte von Quarz, welcher ein Hauptbestandteil des Sediments auf Arktischen Schelfen ist (Fohrmann et al. 1998). Wird die obige Definition von C_V in Gleichung (4.8.) eingesetzt, folgt

$$\rho = \rho_w + \left(1 - \frac{\rho_w}{\rho_s}\right) C. \quad (4.8.b)$$

Die Erhaltungsgleichungen für Temperatur T , Salzgehalt S und Sedimentkonzentration C lauten:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -u \frac{\partial T}{\partial x} - v \frac{\partial T}{\partial y} - w \left(\frac{\partial T}{\partial z} + \Gamma \right) + F_T, \quad (4.10.)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = -u \frac{\partial S}{\partial x} - v \frac{\partial S}{\partial y} - w \frac{\partial S}{\partial z} + F_S, \quad (4.11.)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -u \frac{\partial C}{\partial x} - v \frac{\partial C}{\partial y} - (w + w_s) \frac{\partial C}{\partial z} + F_C. \quad (4.12.)$$

Dabei ist

$$\Gamma = \Gamma(S, T, p) \quad (4.13.)$$

der adiabatische Temperaturgradient nach Fofonoff und Millard (1983) (siehe Anhang) und w_s die Absinkgeschwindigkeit der Sedimentpartikel (Fohrmann et al. 1998), die mit dem Stokes'schen Gesetz nach Zanke (1982)

$$w_s = -\frac{1}{18} \frac{\rho_s - \rho_w}{\mu} g D_s^2 \quad (4.14.)$$

berechnet wird, wobei $\mu = 1.89 \times 10^{-3} \text{ kg m}^{-1} \text{ s}^{-1}$ die molekulare Viskosität von Seewasser bei $T = -1^\circ \text{ C}$, $S = 34.9 \text{ psu}$ und $p = 2500 \text{ db}$ darstellt (Matthäus 1972) und D_s die Korngröße des Sediments.

In den Gleichungen (4.1.) und (4.2.) stellt der Operator

$$F_\Psi = \frac{\partial}{\partial x} \left(A_H \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A_H \frac{\partial \Psi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(A_V \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right) \quad (4.15.)$$

die turbulente Impulsdiffusion dar. A_H und A_V sind hierin die Austauschkoefizienten der horizontalen bzw. vertikalen turbulenten Viskosität. In der Gleichung (4.10.) erhält der Operator die Form

$$F_T = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_H \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_H \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_V \left(\frac{\partial T}{\partial z} - \Gamma \right) \right) \quad (4.16.)$$

und in Gleichung (4.11.) und (4.12.)

$$F_\Psi = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_H \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_H \frac{\partial \Psi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_V \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right), \quad (4.17.)$$

mit den Diffusionskoeffizienten K_H und K_V .

Tabelle 4.1.: Variablen

<i>Symbol</i>	<i>Bedeutung</i>	<i>Symbol</i>	<i>Bedeutung</i>
A_H	Koeffizient der horizontalen turbulenten Viskosität	p	hydrostatischer Druck
A_V	Koeffizient der vertikalen Viskosität	ρ	Dichte
C	Sedimentkonzentration	ρ_w	Dichte ohne Berücksichtigung der Sedimentkonzentration
C_V	Volumenanteil des Sediments	S	Salzgehalt
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	Gitterweite in x -, y -, z -Richtung	t	Zeit
D	Sedimentdeposition, Tiefe des Ozeans in Kap. 6	τ_B	Bodenschubspannung
D_S	Korngröße des Sediments	τ_S	Windschubspannung
E	Sedimenterosion	T	Temperatur (in situ)
f	Coriolisparameter	Θ	potentielle Temperatur
Γ	adiabatischer Temperaturgradient	$\mathbf{u} = (u, v, w)$	Strömungsvektor
h_{sed}	Sedimentmächtigkeit am Boden	w_S	Absinkgeschwindigkeit der Sedimentpartikel
H	Tiefe des ungestörten Ozeans	x, y, z	Achsen des kartesischen Koordinatensystems
K_H	Koeffizient der horizontalen Diffusion	ζ	Auslenkung der Meeresoberfläche
K_V	Koeffizient der vertikalen Diffusion		

Tabelle 4.2.: Konstanten

<i>Symbol</i>	<i>Bedeutung</i>	<i>Symbol</i>	<i>Bedeutung</i>
$c_h = 0.4$	Smagorinsky-Konstante	$\mu = 1.89 \times 10^{-3}$ $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$	molekulare Viskosität von Seewasser bei $T = 0^\circ \text{C}$ und $S = 35$ psu
$c_v = 0.05$	Kochergin-Konstante	$r = 3 \times 10^{-3}$	Bodenreibungskoeffizient
$C_D = 1.2 \times 10^{-3}$	Reibungskoeffizient	$\rho_0 = 1028 \text{ kg m}^{-3}$	Hintergrundsdichte
$E_0 = 8 \times 10^{-5} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$	Erosionsrate wenn $ \tau_B = 2 \tau_C$	$\rho_A = 1.28 \text{ kg m}^{-3}$	Luftdichte
$g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$	Gravitationsbeschleunigung	$\rho_S = 2651 \text{ kg m}^{-3}$	Sedimentdichte
$H_{MIX} = 50 \text{ m}$	vertikale Mischungsweglänge	$\tau_C = 0.075 \text{ Pa}$	kritische Bodenschubspannung für Erosion/Deposition

4.1.1. Turbulenzschließung

Die Berechnung des Koeffizienten des horizontalen turbulenten Austauschs wird mit dem Ansatz von Smagorinsky (1963) durchgeführt:

$$K_H = A_H = c_h^2 \Delta x \Delta y \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x}\right)^2}, \quad (4.18.)$$

mit der Konstanten $c_h = 0.4$ (z.B. Oey et al. 1985, Kämpf & Fohrmann 2000) und der Gitterweite in x - bzw. in y -Richtung: Δx und Δy .

Die Parametrisierung des vertikalen turbulenten Austauschs erfolgt nach Kochergin (1987). Für den vertikalen Viskositätskoeffizienten folgt:

$$A_V = (c_v H_{MIX})^2 \sqrt{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2 + \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z}} \quad (4.19.)$$

mit der Konstanten $c_v = 0.05$ (Kochergin 1987) und dem vertikalen Mischungsweg $H_{MIX} = 50$ m (Kämpf & Fohrmann 2000). Ein A_V -Wert unterhalb des typischen Tiefseewertes von $10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (z.B. Polzin et al. 1995) wird mit

$$A_V = \max(10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}, A_V) \quad (4.20.)$$

ausgeschlossen. Der vertikale Diffusionskoeffizient wird wie bei Chapman und Lentz (1994) oder Kämpf und Fohrmann (2000) mit

$$K_V = A_V \quad (4.21.)$$

genähert. Die turbulente Prandtl-Zahl wird also, wie schon in Gleichung (4.18.) gleich 1 gesetzt.

Treten im Modell instabile Schichtungen auf, wird ein Algorithmus aktiviert, der die Wassersäule im instabilen Bereich innerhalb eines Zeitschritts bis zur vertikalen Homogenität vermischt.

4.1.2. Randbedingungen

Horizontale Impulsdiffusion nahe der seitlichen Ränder wird mit der sogenannten *Semi-Slip*-Bedingung berechnet. Innerhalb der wandnächsten Zelle wird hier eine durch Reibung bedingte Geschwindigkeitsabnahme vorgeschrieben, die der halben Geschwindigkeit innerhalb der Zelle entspricht.

Der durch die Windschubspannung erzeugte Impulseintrag an der Meeresoberfläche wird nach Large und Pond (1981) mit

$$\tau_s = \rho_A C_D \begin{pmatrix} w_X \\ w_Y \end{pmatrix} \sqrt{w_X^2 + w_Y^2} \quad (4.22.)$$

berechnet, wobei $\rho_A = 1.28 \text{ kg m}^{-3}$ die Dichte der Luft, $C_D = 1.2 \times 10^{-3}$ den Reibungskoeffizienten und (w_X, w_Y) den Windgeschwindigkeitsvektor 10 m über der Meeresoberfläche darstellt. In ähnlicher Weise wird die Schubspannung am Meeresboden berechnet:

$$\tau_B = \rho_0 r \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix} \sqrt{u^2 + v^2}, \quad (4.23.)$$

wobei $r = 3 \times 10^{-3}$ den Bodenreibungskoeffizienten (Jungclaus & Backhaus 1994, Kämpf & Fohrmann 2000) und (u, v) den Strömungsvektor der bodennächsten Zelle darstellt.

Wärme- und Frischwasserquellen und -senken an der Meeresoberfläche werden vernachlässigt, ebenfalls geothermische Wärmequellen am Meeresboden. Für den vertikalen Fluss der Sedimentkonzentration am Meeresboden gilt

$$-w_S C + K_V \frac{\partial C}{\partial z} = D - E \quad (4.24.)$$

(Hamblin 1989, Chao 1998, Kämpf & Fohrmann 2000). Dabei symbolisiert D das Absetzen (Deposition) und E die Erosion von Sediment. Deposition tritt dann auf, wenn der Betrag der Bodenschubspannung $|\tau_B|$ unterhalb des kritischen Wertes $\tau_C = 0.075 \text{ Pa}$ liegt, welcher, unter Berücksichtigung von (4.23), einer bodennahen Strömung von 16 cm s^{-1} entspricht. In diesem Fall ist

$$D = -w_S \left(1 - \min \left(\frac{|\tau_B|}{\tau_C}, 1 \right) \right) C \quad (4.25.)$$

(Fohrmann et al. 1998).

Ist $|\tau_B| > \tau_C$, folgt für die Erosionsrate (Kuijper et al. 1989, Chao 1998):

$$E = E_0 \left(\max \left(\frac{|\tau_B|}{\tau_C}, 1 \right) - 1 \right), \quad (4.26.)$$

mit $E_0 = 8 \times 10^{-5} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (Chao 1998). Das zeitliche Integral von $(D-E)$, dividiert durch die Sedimentdichte, ergibt die Mächtigkeit der Sedimentschicht am Meeresboden h_{sed} .

$$\frac{\partial h_{sed}}{\partial t} = \frac{1}{\rho_S} (D - E) \quad (4.27.)$$

Ist h_{sed} gleich Null, wird ebenfalls E gleich Null gesetzt.

4.2. Numerische Techniken

CODE besteht aus der Diskretisierung der obigen Gleichungen in finite Volumina auf einem Arakawa-C-Gitter (Mesinger & Arakawa 1976). Die Mehrheit der zeitlich variablen Größen wird explizit mit zwei Zeitebenen berechnet. Eine Ausnahme bildet die Auslenkung der Meeresoberfläche ζ (Gleichung 4.7.), die in impliziter Weise berechnet wird (Backhaus 1985). Dasselbe gilt für die Terme der vertikalen Diffusion in den Gleichungen (4.15.) bis (4.17.). Die entsprechenden Gleichungssysteme für die auf der neuen Zeitebene definierten Werte von ζ , U , V , T , S und C werden mit dem Gauß-Seidel-Iterationsverfahren (z.B. Faires & Burden 1994) gelöst. Durch die implizite ζ -Berechnung wird das Courant-Friedrich-Levy-Stabilitätskriterium für den Zeitschritt Δt bezüglich langer Oberflächenwellen (Mesinger & Arakawa 1976)

$$\Delta t < \frac{\Delta x}{\sqrt{2 g H}} \quad (4.28.)$$

umgangen. Ein weiterer Vorteil der impliziten Berechnung von ζ ist die Dämpfung von Reflexionen und Brechungen von Oberflächenwellen an Grenzen zwischen Regionen unterschiedlicher horizontaler Auflösung (Popinet 2003) (siehe auch Kap. 5.2 und Abb. 5.11.).

Diffusion wird mit Hilfe zentraler Differenzen berechnet. Die Coriolis-Beschleunigung wird pro Zeitschritt durch Rotation des horizontalen Geschwindigkeitsvektors in der Form

$$\begin{pmatrix} u' \\ v' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ -\beta & \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}, \quad (4.29.)$$

mit $\alpha = \sin(f \cdot \Delta t)$ und $\beta = \cos(f \cdot \Delta t)$ berechnet (Backhaus 1985). Es wird also versucht, der Coriolis-Beschleunigung eine möglichst energieerhaltende numerische Entsprechung zu geben.

Optional arbeitet CODE mit einer auf MPI-Software (*message-passing interface*) (Gropp et al. 1994, Marinho & Silva 1998) basierenden Parallelisierung. Hierfür wird die Modellregion in mehrere gleich große Gebiete unterteilt, die dann jeweils von einem Prozessor bearbeitet werden. Über das MPI tauschen die Prozessoren in jedem Zeitschritt die explizit berechneten Variablen der jeweiligen Grenzregionen aus. Das Iterationsverfahren zur Lösung des ζ -Gleichungssystems wird hingegen von einem Prozessor durchgeführt, um den Datentransfer zwischen den Prozessoren zu minimieren und damit die Laufzeit zu verkürzen.

4.2.1. Berechnung der Advektion

Das im Folgenden beschriebene Advektionsverfahren wird für die skalaren Felder (T, S, C) sowie für die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten u und v benutzt. Bei den letzteren ändern sich die Differenzenapproximationen aufgrund des C-Gitters etwas, ohne sich aber im Wesentlichen von den hier gezeigten zu unterscheiden.

Um zu starke numerische Diffusion zu vermeiden, die z.B. aus dem Upwind-Verfahren resultieren kann (Abb. 4.3a.), wird vom FTCS-Verfahren (*forward in time, centered in space*) ausgegangen. Die Eigenschaft T auf der neuen Zeitebene $n+1$, in der Zelle i und in der Strömung u (Abb. 4.2.) wird danach mit

$$T_i^{n+1} = T_i^n - \frac{u_{i-1}^n \Delta t}{2 \Delta x} (T_i^n - T_{i-1}^n) - \frac{u_i^n \Delta t}{2 \Delta x} (T_{i+1}^n - T_i^n) \quad (4.30.)$$

berechnet.

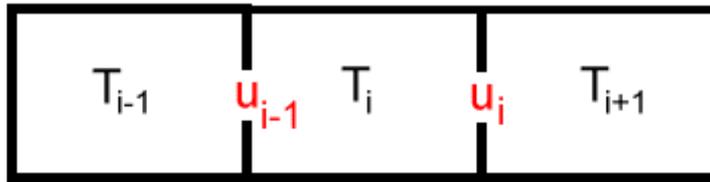


Abb. 4.2.: Drei Zellen im C-Gitter, die die Eigenschaft T tragen und in einer von links nach rechts (oder umgekehrt) gerichteten Strömung u liegen.

Dieses Verfahren ist jedoch instabil und wird erst durch die Einführung einer *Flux-Limiter* Funktion nach van Leer (1979), die die Einhaltung der *total variation diminishing* (TVD) Bedingung gewährleistet, praktikabel. Das so formulierte Advektionsverfahren zeichnet sich durch minimale numerische Diffusion bei vollständiger Vermeidung sogenannter *over-shoots* aus, unrealistisch hoher oder niedriger Werte der advehierten Eigenschaft, die durch numerische Dispersion auftreten können (Abb. 4.3b.).

Indem auch die übernächsten Nachbarn der Zelle i betrachtet werden, ist nach van Leer (1979):

$$\Theta_R = \frac{T_i^n - T_{i-1}^n}{T_{i+1}^n - T_i^n} k_1 + \frac{T_{i+2}^n - T_{i+1}^n}{T_{i+1}^n - T_i^n} k_2, \quad (4.31a.)$$

und

$$\Theta_L = \frac{T_{i-1}^n - T_{i-2}^n}{T_i^n - T_{i-1}^n} k_1 + \frac{T_{i+1}^n - T_i^n}{T_i^n - T_{i-1}^n} k_2, \quad (4.31b.)$$

wobei k_1 , und k_2 die Richtung der mittleren Strömung widerspiegeln.

$$k_1 = \begin{cases} 1, & \text{wenn } (u_{i-1}^n + u_i^n) \geq 0 \\ 0, & \text{sonst} \end{cases}, \quad k_2 = 1 - k_1. \quad (4.32.)$$

Der Fluss durch die rechte und linke Seitenwand der Zelle i wird kontrolliert durch die beiden *Flux-Limiter*:

$$FL_R = \frac{\Theta_R + |\Theta_R|}{1 + |\Theta_R|}, \quad (4.33a.)$$

$$FL_L = \frac{\Theta_L + |\Theta_L|}{1 + |\Theta_L|}. \quad (4.33b.)$$

Werden diese eingesetzt in das FTCS-Verfahren (4.30), folgt:

$$\begin{aligned} T_i^{n+1} = & -\frac{\Delta t}{2\Delta x} u_{i-1}^n k_1 (T_{i+1}^n FL_R - T_i^n FL_L) \\ & -\frac{\Delta t}{2\Delta x} u_i^n k_2 (T_i^n FL_R - T_{i-1}^n FL_L) \\ & -\frac{\Delta t}{2\Delta x} u_{i-1}^n k_1 (T_i^n (2 - FL_R) - T_{i-1}^n (2 - FL_L)) \\ & -\frac{\Delta t}{2\Delta x} u_i^n k_2 (T_{i+1}^n (2 - FL_R) - T_i^n (2 - FL_L)). \end{aligned} \quad (4.34.)$$

Die Arbeitsweise des Flux-Limiters besteht darin, aus dem zu advehierenden Signal (z.B. das Rechtecksignal in Abb. 4.3.) nur so wenig kurzweilige Anteile wie nötig herauszufiltern und anschließend das Signal in seiner Form möglichst zu konservieren.

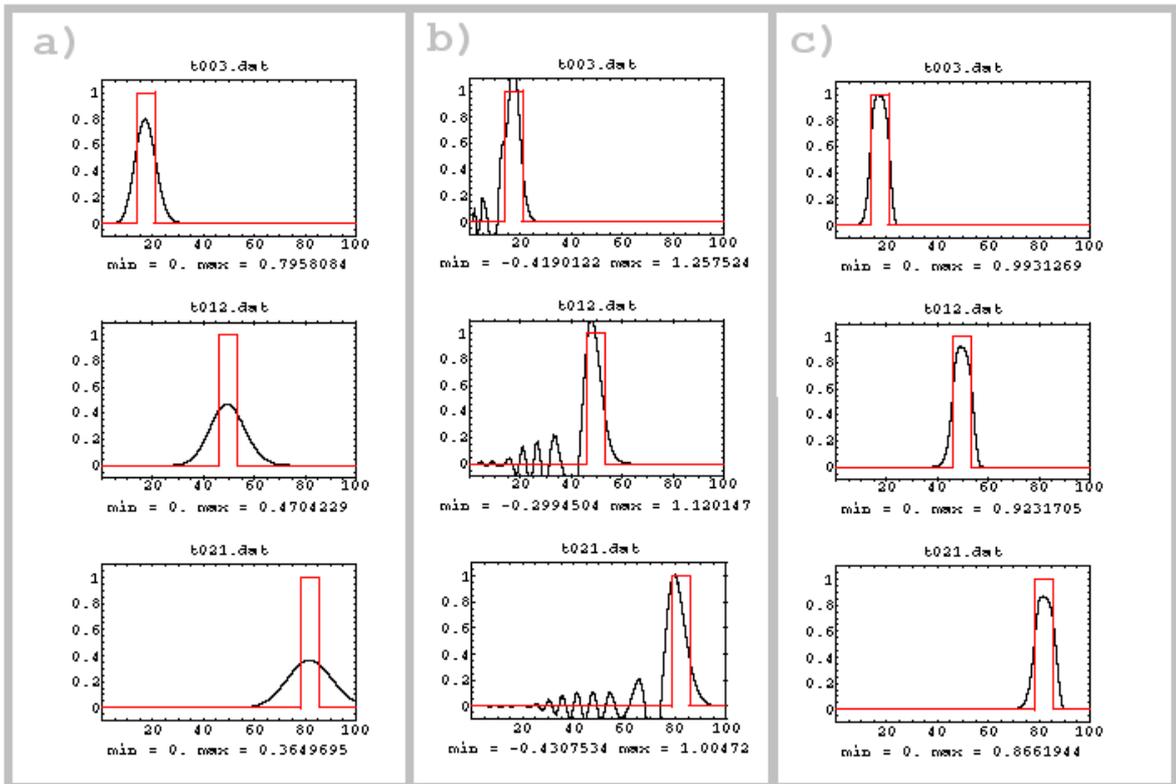


Abb. 4.3.: Advektion eines 7 km breiten Rechtecksignals mit $u = 1 \text{ m s}^{-1}$, $\Delta x = 1 \text{ km}$, $\Delta t = 60 \text{ s}$. Gezeigt wird das Signal nach 3, 12 und 21 Stunden. Die rote Kurve stellt die analytische, die schwarzen die numerischen Lösungen dar – **a)** diffusives Upwind-Verfahren, **b)** dispersives Lax-Wendroff-Verfahren, **c)** FTCS-Verfahren mit van Leer Flux-Limiter.

4.2.2. Räumliche Diskretisierung

Die räumliche Diskretisierung sowie die Organisation der einzelnen Gitterzellen benutzt den „Baum“-Algorithmus von Khokhlov (1998) (Abb. 4.4.). Hierin wird jeder Zelle ein Paar natürlicher Zahlen (n, m) zugeordnet, das den Grad der horizontalen Gitterverfeinerung (n) sowie den der vertikalen Gitterverfeinerung (m) beschreibt. Wird einer Zelle das Paar (n, m) zugeordnet, so beträgt ihre horizontale Ausdehnung

$$\Delta x = \Delta x_0 \times 2^{-n} \quad (4.35.)$$

und ihre vertikale

$$\Delta z = \Delta z_0 \times 2^{-m}. \quad (4.36.)$$

Dabei bezeichnen Δx_0 und Δz_0 die einheitliche horizontale bzw. vertikale Ausdehnung relativ großer Basiszellen vom Gitterverfeinerungsgrad $(0,0)$, mit denen die Modellregion im ersten Schritt aufgelöst wird. Im darauf folgenden Schritt werden ausgesuchte Zellen horizontal verfeinert, d.h. diesen Zellen werden jeweils vier „Kinder“ zugeordnet, jeweils vom Gitterverfeinerungsgrad $(1,0)$, die zusammen das Volumen ihrer „Eltern“-Zelle einnehmen. In den darauf folgenden Schritten werden manche dieser Kinder ihrerseits Eltern-Zellen von noch kleineren Zellen. Die Gitterverfeinerung wird zunächst nur horizontal und säulenweise durchgeführt (Abb.4.4.), um eindeutig definierte Wassersäulen zur Berechnung des hydrostatischen Drucks

zu gewährleisten. Erst nachdem die gewünschte horizontale Auflösung erreicht ist, beginnen die analogen Schritte zellenweiser vertikaler Gitterverfeinerung, bis das endgültige Gitter, das aus allen „Generationen“ besteht, gebildet ist. Die Modellgleichungen werden ausschließlich für die „Blätter“ gelöst, d.h. für die Zellen, die nicht verfeinert wurden und keine Kinder haben (rot markiert in Abb. 4.4.). Die Eltern-Zellen erhalten in jedem Zeitschritt die mittleren Eigenschaften ihrer Kinder.

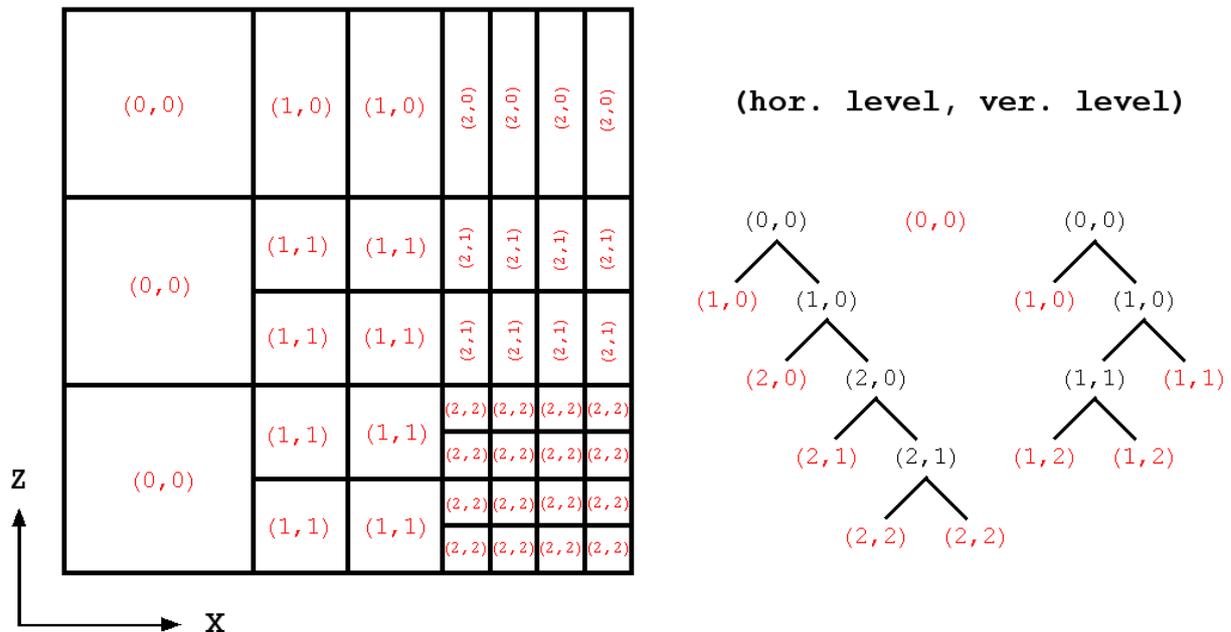


Abb. 4.4.: Die von CODE angewandte räumliche Diskretisierung. **Links:** Schematische Darstellung des aus unterschiedlich großen Zellen bestehenden Gitters, mit den Zahlenpaaren (n,m) , die die Ebene der horizontalen bzw. vertikalen Verfeinerung angeben. **Rechts:** Darstellung des gittererzeugenden Baum-Algorithmus. Oben befinden sich die großen Zellen des uniformen Basisgitters mit den Ausmaßen Δx_0 und Δz_0 und dem Zahlenpaar $(0,0)$. Einigen dieser Zellen werden „Kinder“ zugeordnet, die hier eine Reihe tiefer angeordnet sind.

Der Unterschied in der Gitterweite benachbarter Zellen beträgt maximal 2. Jeder Zelle wird ein Index i , der auf den Speicherplatz im Rechner weist, zugeordnet. Daneben werden jeder Zelle i mit Hilfe der Variablen $nb(i,k)$ die Indizes von 6 Nachbarn zugewiesen, wobei $k = 1,2,\dots,6$ die Richtung des Nachbarn (West, Ost, Süd, Nord, unten, oben) festlegt. Als Nachbar wird eine benachbarte Zelle gleicher Größe definiert. Ist eine solche nicht vorhanden, wird auf die größere Nachbarzelle zugegriffen. Auf diese Weise werden Differenzenapproximationen der Art:

$$\frac{\partial T}{\partial x}(x = x_0 + \frac{1}{2} \Delta x) \approx \frac{T(nb(i,2)) - T(i)}{\Delta x}, \quad (4.37.)$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}(x = x_0) \approx \frac{T(nb(i,2)) - 2T(i) + T(nb(i,1))}{\Delta x^2} \quad (4.38.)$$

oder

$$\frac{\partial T}{\partial x}(x = x_0 + \frac{3}{2} \Delta x) \approx \frac{T(nb(nb(i,2),2)) - T(nb(i,2))}{\Delta x} \quad (4.39.)$$

gebildet.

Eine Ausnahme bildet die Berechnung horizontaler Gradienten zwischen Zellen unterschiedlicher Mächtigkeit. In diesen Fällen wird der Wert der weniger mächtigen Zelle durch den Wert der jeweiligen Eltern-Zelle ersetzt (Abb. 4.5.). Auf diese Weise werden numerische Scheingradienten vermieden, die zwischen aufgelöster und nichtaufgelöster Schichtung entstehen und numerische Störungen des Druckfeldes bewirken.

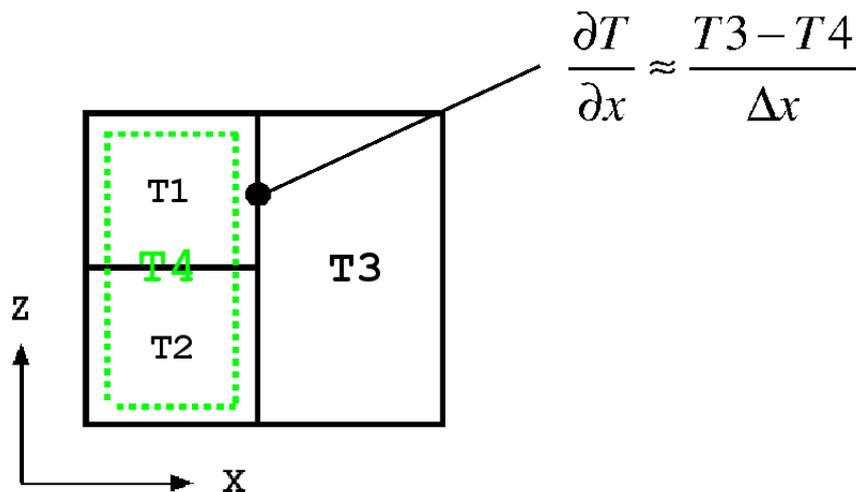


Abb. 4.5.: Schematische Darstellung der horizontalen Gradientenberechnung zwischen Zellen unterschiedlicher Mächtigkeit. Man betrachte den horizontal homogenen und geschichteten Fall. D.h. $0.5 \times (T1 + T2) = T3$ and $T1 \neq T2$. Um die numerisch bedingten Scheingradienten zwischen den Zellen T1 und T3 zu umgehen, wird die Differenz zwischen T3 und der Elternzelle von T1, der Zelle $T4 = 0.5 \times (T1 + T2)$ gebildet.

Eine weitere Ausnahme bildet die Mittlung von Geschwindigkeitsvektoren auf die jeweilige Elternzelle. Da das Modell ein Arakawa-C-Gitter benutzt, sind die Komponenten des Vektors (u,v,w) an der östlichen, nördlichen bzw. oberen Grenze der Zelle definiert, so dass der Wert der Elternzelle nur aus den dort befindlichen Kindern berechnet wird (Abb. 4.6.).

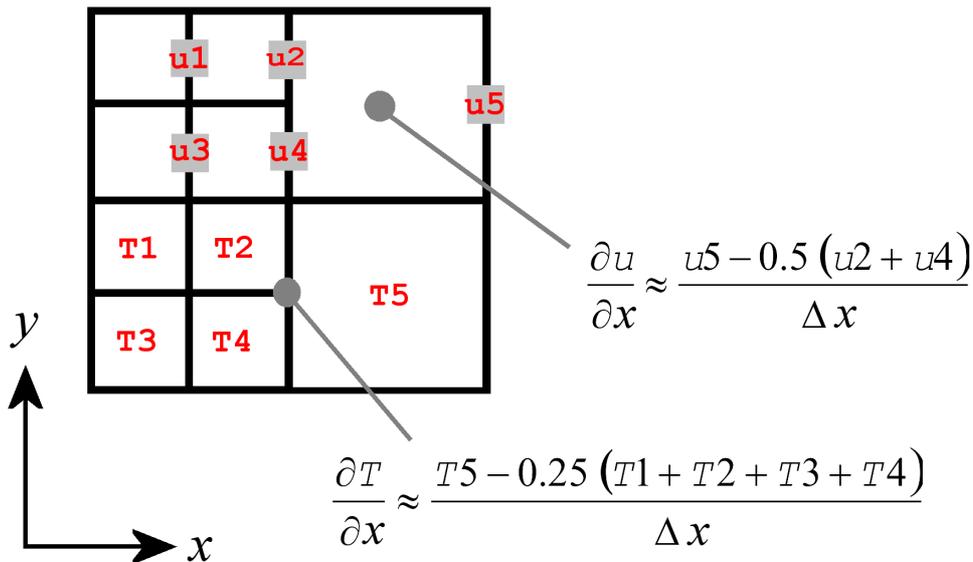


Abb. 4.6.: Schematische Darstellung der unterschiedlichen Berechnung einer Divergenzberechnung ($\partial u/\partial x$) und des Gradienten eines Skalars ($\partial T/\partial x$) bei variabler horizontaler Auflösung.

4.3. Grundlegender experimenteller Aufbau

Die in dieser Arbeit durchgeführten 35 numerischen Experimente finden, mit einer Ausnahme (RUN18), in einer zweidimensionalen Modellregion statt, die von der vertikalen z -Achse und der horizontalen x -Achse aufgespannt wird und quer durch die Grönlandsee auf einer Breite zwischen $74^\circ 20' \text{ N}$ und $77^\circ 40' \text{ N}$ verläuft (Abb. 4.7. und 4.8.). Bis auf den Gradienten des Wasserstandes in den Experimenten RUN21 bis RUN23c werden alle hangparallel (in y -Richtung) gerichtete Gradienten als gleich Null angenommen. Das Modell ähnelt in dieser Hinsicht dem von Garret et al. (1993) und MacCready und Rhines (1993), welches ebenfalls für die Simulation hangnormaler Transporte konzipiert wurde. Das Experiment RUN18 wird in einer dreidimensionalen Modellregion, die den gesamten Nordatlantik umfasst, durchgeführt. Diese Modellmatrix wird im Kapitel 5.6.1. näher beschrieben.

Die topographischen Daten (Abb. 4.8.) der zweidimensionalen Matrix entstammen dem GEBCO-Atlas (BODC 2003), der entlang des Modellschnitts eine Auflösung von 480 m aufweist. Zu Beginn jeder Simulation weist die Modellregion ein horizontal homogenes Temperatur- und Salzgehaltsfeld auf. Das entsprechende Temperatur- und Salzgehaltsprofil entspricht dem horizontalen Mittel von im September 2001, etwa entlang des Modellschnitts, durchgeführten CTD-Messungen (Logemann 2001). Einen dynamischen Antrieb erfährt das Modell über Dichteanomalien durch Sedimentsuspension, Windschubspannungen oder hangparallelen Gradienten des Wasserstandes.

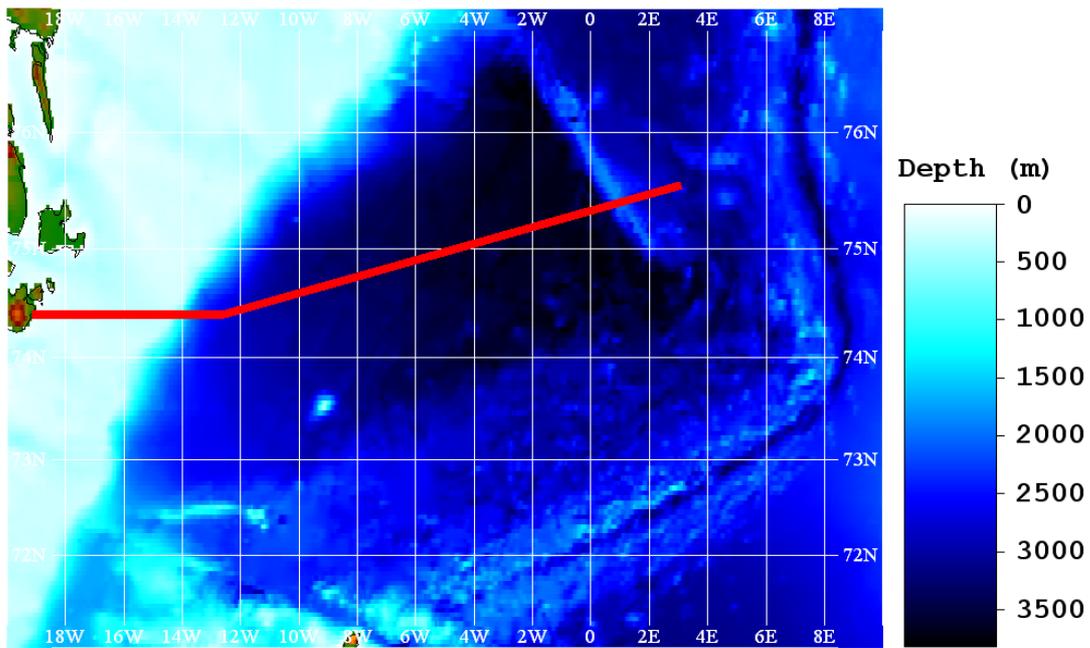


Abb. 4.7.: Bathymetrie der Grönlandsee (GEBCO Digital Atlas, BODC 2003) und Lage des hangnormal verlaufenden bathymetrischen Schnitts, der dem numerischen Modell zugrunde liegt. Der Schnitt verläuft von ($74^{\circ} 19' N, 19^{\circ} 12' W$) über ($74^{\circ} 19' N, 13^{\circ} 21' W$) nach ($75^{\circ} 39' N, 3^{\circ} 19' E$).

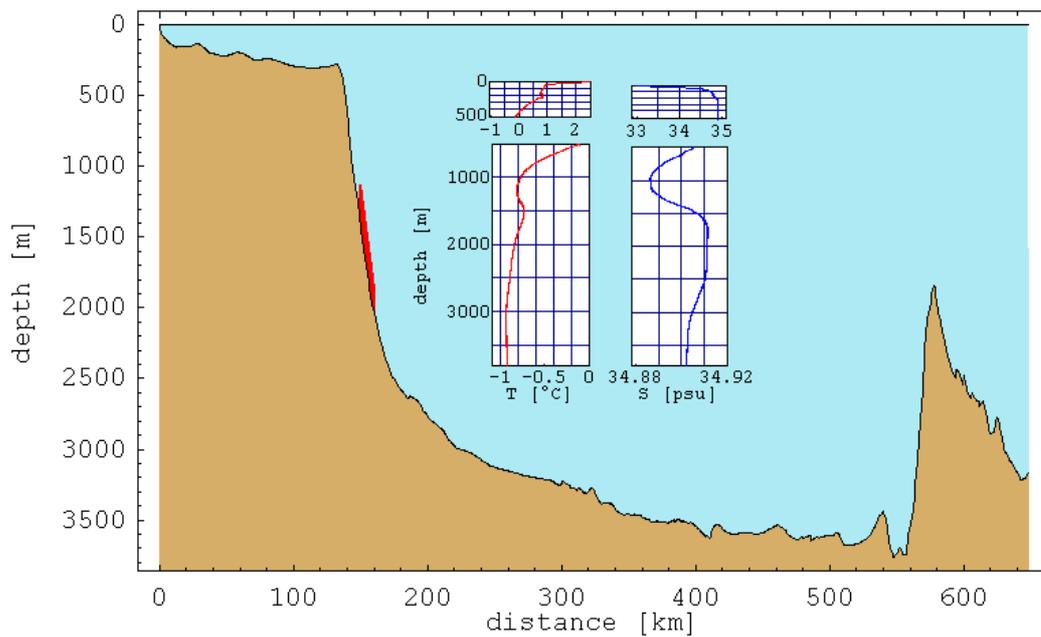


Abb. 4.8.: Die Modelltopographie (bathymetrischer Schnitt in Abb. 4.7.) und das vertikale Temperatur- bzw. Salzgehaltsprofil, welches zur Initialisierung des Modells benutzt wird. Beide Profile sind horizontale Mittel von im September 2001 durchgeführten CTD-Messungen (Logemann 2001). Das rot markierte Gebiet am Kontinentaltlang zeigt die Position der Sedimentplume-Initialisierung in den Experimenten RUN01 bis 12, 15 und 16. Sie liegt zwischen $x = 144$ km (Wassertiefe 998 m) und $x = 160$ km (Wassertiefe 2025 m) in den untersten 160 m der Wassersäule.

5. SEDIMENTPLUMES

In den Jahren 1993 und 1994 wurden am Fuß des ostgrönländischen Kontinentalhanges in 3300 m Tiefe bei 75° N und 8° W von verankerten Strömungsmessern mehrere, jeweils etwa eine Woche andauernde Ereignisse einer starken (bis 43 cm s^{-1}) bodenintensivierten Strömung registriert (Abb. 5.1.). Woodgate und Fahrbach (1999) werfen daraufhin die Frage auf, ob es sich bei diesen „benthischen Stürmen“ um bodengeführte Trübeströmungen handelt.

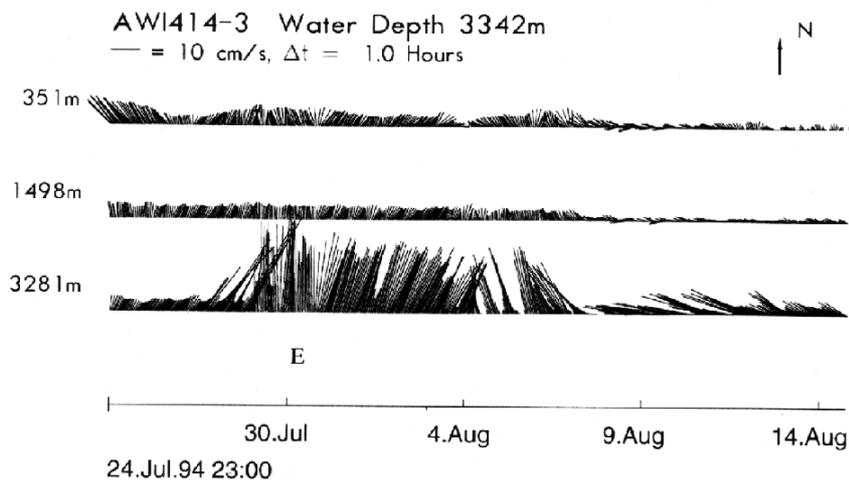


Abb. 5.1.: Messung eines benthischen Sturms, dargestellt sind stündliche, ungefilterte Daten (aus Woodgate und Fahrbach (1999)).

Die Dauer der gemessenen benthischen Stürme und deren Geschwindigkeit stimmen gut mit Beobachtungen eines Sedimentplumes vom September 1979 (Richardson et al. 1981, Hollister & McCave 1984) überein. Zu dieser Zeit hatte sich ein Sedimentplume am Fuß des amerikanischen Kontinentalhanges in 5000 m Tiefe bei 40° N und 64° W mit bis zu 70 cm s^{-1} parallel zum Hang in südwestlicher Richtung fortbewegt. Auch dieses Ereignis dauerte etwa eine Woche. Des Weiteren zeigen Beobachtungen von Sedimentplumes aus dem östlichen Nordatlantik (Klein 1987) und numerische Prozessstudien zur Dynamik von Trübeströmungen (z.B. Fohrmann et al. 1998) die Ähnlichkeit der von Woodgate und Fahrbach beschriebenen Strömungsanomalien mit solchen, die von Sedimentplumes erzeugt werden. Die nach Norden zeigende Richtung des in Abb. 5.1. dargestellten benthischen Sturms könnte anhand der Simulationen von Fohrmann et al. (1998) als nach Norden führende Kompensationsströmung eines Sedimentplumes, der sich aufgrund der Topographie und der Einhaltung des geostrophischen Gleichgewichts notwendigerweise nach Süden bewegen müsste, interpretiert werden (Woodgate & Fahrbach 1999).

Ebenfalls auf die Existenz von Sedimentplumes deuten hochauflösende Messungen der Topographie des ostgrönländischen Kontinentalhanges (Mienert 1995, Hollender 1996). Sie zeigen ein weitverzweigtes System von Rinnen im Meeresboden, die mehr als 100 km lang, etwa 5 km breit und etwa 100 m tief sind (Abb. 5.2.) und in der Regel von Sedimentplumes erzeugt werden (Hollister & McCave 1984). Bisher wurde dieses jedoch starker Sedimentplumeaktivität der jüngeren Dryas (vor etwa 10.000 Jahren) zugeschrieben (Hollender 1996).

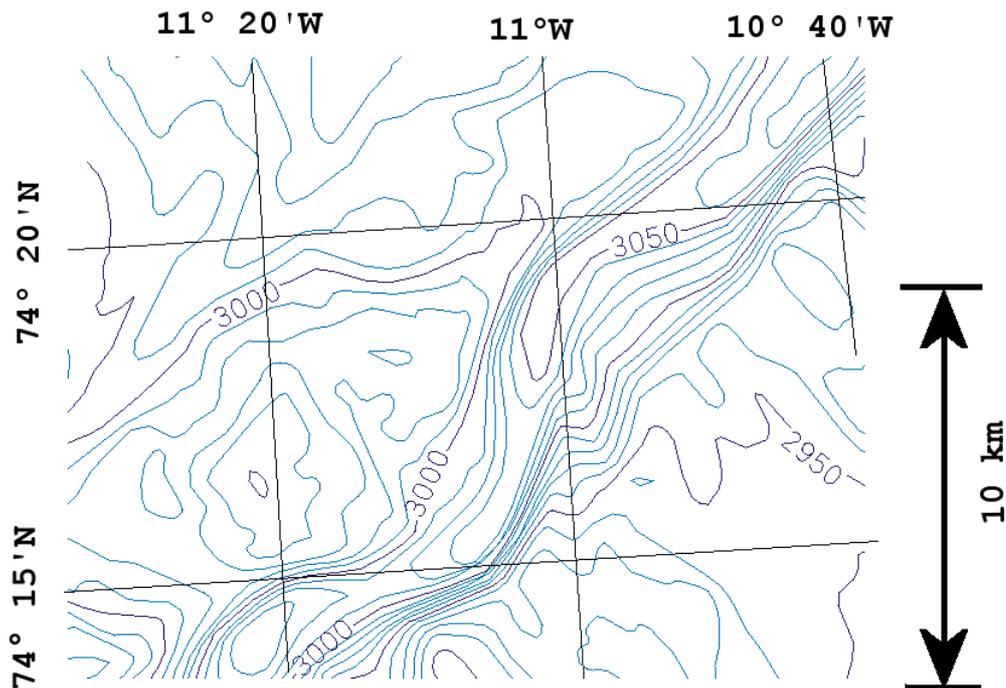


Abb. 5.2.: Topographie (Meerestiefe in Metern) eines Teils der im Projekt ARKTIEF vermessenen Ardencaple-Rinne, die am Fuß des ostgrönländischen Kontinentalhangs in dem Bereich liegt, in dem Woodgate und Fahrbach (1999) die benthischen Stürme registrierten (AOSB 2003).

Die Rinnen verlaufen in einer Tiefe zwischen etwa 2700 und 3200 m nahezu exakt hangnormal, was auf hochgradig ageostrophische, sehr starke Trübestrome hinweist, während die Messungen von Woodgate und Fahrbach auf einen langsameren, in geostrophischer Balance befindlichen Plume hindeuten. Treffen solche dichtegetriebenen geostrophischen Bodenströmungen jedoch auf eine Rinne, die quer zu ihrer Ausbreitungsrichtung verläuft, so kann es in dieser Rinne zu einem hangabwärts gerichteten Fluss des dichteren Wassers kommen (Kämpf 2000, Wählin 2002). Als Kriterium für einen solchen Fluss gibt Kämpf (2000) an, dass das Verhältnis von Rinnentiefe zur Rinnenbreite größer sein muss als die Steigung des Hangs. Dies wird am Fuß des ostgrönländischen Kontinentalhangs, im Tiefenbereich der Rinnen erfüllt. In Prozessstudien untersuchen Kämpf und Fohrmann (2000) von solchen Rinnen geführte Sedimentplumes bei unterschiedlichen Steigungen des Hangs. Demzufolge ist die Steigung des ostgrönländischen Kontinentalhangs im Bereich der Rinnen mit 0.26° groß genug, um in den Rinnen durch Sedimentaufwirbelung sich selbst beschleunigende Sedimentplumes zu erzeugen. Kämpf und Fohrmann zeigen, dass mit dem Sedimentplume Wasser aus höheren Schichten in die Tiefsee der Grönlandsee transportiert wird. Unklar bleibt jedoch, wie viel Sediment in Form von Sedimentplumes in den Tiefseebereich transportiert werden müsste, um die Wassermassenmodifikation von beobachteter Größe in der Tiefsee zu bewirken und wie diese Modifikationen letztlich aussähen.

Im Rahmen des Projekts ARKTIEF wurde eine der Rinnen am Fuß des ostgrönländischen Kontinentalhangs – die Ardencaple-Rinne, östlich des Ardencaple-Fjords – mit einem Fächer-sonar topographisch vermessen (Abb. 5.2.), (AOSB 2003). Diese Rinne liegt zwischen 74° N und 75° N und zwischen 8° W und 12° W, in dem Bereich, in dem Woodgate und Fahrbach (1999) die benthischen Stürme registriert haben. Anschließend wurden Strömung, Tempera-

tur, Salzgehalt und Trübung des Wassers im Bereich der Rinne mit Hilfe von Verankerungen und schiffsgestützten CTD-Profilen gemessen, (Holfort 2000, 2002, Logemann 2001). Innerhalb der drei Jahre Projektlaufzeit konnte jedoch kein Sedimentplume beobachtet werden.

Mit dem Eis des Ostgrönlandstroms driften jährlich etwa 7×10^9 bis 10×10^9 kg lithogenes, von den sibirischen Schelfen stammendes Material durch die Framstraße in das Europäische Nordmeer (Wollenburg 1993, Eicken et al. 2000). Um den Teil abzuschätzen, der aus dem in der Grönlandsee schmelzenden Eis ausfällt, sich im Bereich des ostgrönländischen Kontinentalhangs absetzt und so die Grundlage für dort entstehenden Sedimentplumes bildet, wird folgende Berechnung durchgeführt: Bauerfeind et al. (2005) messen zwischen Juli 1994 und August 1995 am ostgrönländischen Kontinentalhang bei $74^\circ 57.7' \text{ N}$, $12^\circ 58.7' \text{ W}$ eine Sedimentation lithogenen Materials von 27 g m^{-2} . Nimmt man diesen Wert für eine 200 km breite und 1000 km lange Zone entlang des ostgrönländischen Kontinentalhangs an, folgt für diese Zone eine lithogene Sedimentation von 5×10^9 kg pro Jahr. Eine, aufgrund der großflächigen Zone großzügige Schätzung, die gleichzeitig die Größenordnung der Schätzung von Wollenburg (1993) und Eicken et al. (2000) bestätigt. Setzt man für diese Zone ein Gleichgewicht zwischen dem sich neu absetzenden und dem von Sedimentplumes in die Tiefsee abtransportierten Sediment voraus, stehen den Sedimentplumes somit 5×10^9 kg Sediment pro Jahr zur Verfügung. Die im Folgenden beschriebenen numerischen Experimente sollen helfen, den mit diesem Massenfluss verbundenen Wärmetransport abzuschätzen.

5.1. Auflösungsabhängigkeit der Simulation, Teil 1

Der dynamische Antrieb der Experimente RUN01 bis RUN03 besteht in der Vorgabe einer Quelle suspendierten Sediments in den untersten 160 m der Wassersäule zwischen den Positionen $x = 144 \text{ km}$ (Wassertiefe 998 m) und $x = 160 \text{ km}$ (Wassertiefe 2025 m) (Abb. 4.8.). Während der ersten zehn simulierten Stunden beträgt diese Quelle $1.39 \times 10^{-4} \text{ kg m}^{-3} \text{ s}^{-1}$. Danach wird sie auf Null gesetzt. In die Modellregion wird somit die Sedimentmasse von $12.8 \times 10^6 \text{ kg m}^{-1}$ gebracht. (Aufgrund der zweidimensionalen Struktur der Modellregion werden den ganzen Ozean betreffende Größen mit dem Zusatz „pro Meter entlang des Hangs“ versehen.) Wie bei Kämpf und Fohrmann (2000) wird zu Beginn der Simulation eine 0.5 mm mächtige Schicht abgesetztes aber erodierbares Sediment am Meeresboden angenommen, dies entspricht $8.6 \times 10^6 \text{ kg m}^{-1}$ Sediment. Für die Korngröße des Sediments werden $48 \mu\text{m}$ angenommen (Kämpf & Fohrmann 2000). Die Gleichung (4.14.) führt damit zu einer Absinkgeschwindigkeit des Sediments von -1.1 mm s^{-1} .

RUN01: Die Modellregion wird mit einem gleichförmigen Gitter aufgelöst (Abb. 5.3.). Die Gitterweite beträgt 16 km in horizontaler und 160 m in vertikaler Richtung. Der Zeitschritt beträgt 5 Minuten. Während der ersten 12 simulierten Stunden bildet sich ein Sedimentplume, dessen Geschwindigkeit und Sedimentfracht wächst und der eine starke, hangabwärtsgerichtete ageostrophische Bewegungskomponente aufweist. So beträgt der horizontale Geschwindigkeitsvektor aus x -Komponente (hangnormal nach rechts) und y -Komponente (hangparallel in die Bildebene hinein) im Zentrum des Plumes nach 6 Stunden (0.25 m s^{-1} , -0.40 m s^{-1}) bei einer maximalen Sedimentkonzentration von 2.5 kg m^{-3} . Nach 12 Stunden beträgt dieser Vektor (0.17 m s^{-1} , -0.53 m s^{-1}) und die maximale Sedimentkonzentration ist 3.3 kg m^{-3} . Bedingt durch die ausgeprägte hangnormale Bewegungskomponente, verlagert sich der Plume relativ rasch hangabwärts. So vertieft sich sein Zentrum innerhalb der ersten 24 Stunden von 1500 m auf 2200 m Tiefe (Abb. 5.3.). Der Vektor beträgt nach 24 Stunden (0.09 m s^{-1} , -0.46 m s^{-1}), die maximale Sedimentkonzentration 2.5 kg m^{-3} . Nach einer Woche

hat der Plume den Fuß des Kontinentalhangs erreicht und strömt in 3100 m Tiefe mit $(0.015 \text{ m s}^{-1}, -0.25 \text{ m s}^{-1})$ in nahezu geostrophischem Gleichgewicht, bei einer maximalen Sedimentkonzentration von 0.9 kg m^{-3} . Während der darauf folgenden Tage nimmt die Geschwindigkeit – aufgrund von Reibung und reduzierter sedimentbedingter Dichteanomalie – und die Sedimentfracht – aufgrund von Deposition – stetig ab. So beträgt der Strömungsvektor nach 14 Tagen $(0.005 \text{ m s}^{-1}, -0.10 \text{ m s}^{-1})$ und die maximale Sedimentkonzentration 0.8 kg m^{-3} bei starker Volumenabnahme des Plumes. Nach etwa 22 Tagen hat sich das Sediment vollständig abgesetzt und der Plume ist verschwunden.

Während dieser 22 Tage hat der Plume $8.8 \times 10^6 \text{ kg m}^{-1}$ Sediment in den Bodenwasserbereich unterhalb einer Tiefe von 2500 m verfrachtet (Abb. 5.4.). Mit dem Sediment wurde wärmeres Wasser aus höheren Schichten in das Bodenwasser gemischt, so dass das Wasser hier um bis zu 0.021 K erwärmt wurde (Abb. 5.3.). Der durch den Plume bewirkte Wärmegewinn des Bodenwassers beträgt $0.97 \times 10^{12} \text{ J m}^{-1}$ (Abb. 5.4.).

Die für diese Studie entscheidende Eigenschaft des Sedimentplumes ist der Wärmetransport ins Bodenwasser pro Masseneinheit des dabei verfrachteten Sediments. Diese Eigenschaft wird im Folgenden *spezifischer Wärmetransport des Sediments* q_s genannt. Aus den oben genannten Werten ergibt sich somit

$$q_s = \frac{0.97 \times 10^{12} \text{ J m}^{-1}}{8.8 \times 10^6 \text{ kg m}^{-1}} = 110 \text{ kJ kg}^{-1}.$$

Wie groß müsste dieser Wert sein, um Sedimentplumes einen der beobachteten Erwärmung des Bodenwassers entsprechenden Wärmetransport zu geben? Der Sedimentmassenfluss vom Kontinentalhang in den Bodenwasserbereich $\partial m_s / \partial t$ wird, der großzügigen Schätzung nach Wollenburg (1993) und Bauerfeind et al. (2005) zufolge, mit $5 \times 10^9 \text{ kg a}^{-1}$ angenommen. Die Dichte des Bodenwassers wird mit $\rho = 1040 \text{ kg m}^{-3}$, seine spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck mit $c_p = 3900 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ (Dietrich et al. 1975) angenommen. Das Volumen des Bodenwassers, d.h. das Volumen der Grönlandsee unterhalb einer Tiefe von 2500 m, beträgt $Vol = 1.485 \times 10^{14} \text{ m}^3$ (GEBCO Digital Atlas, BODC 2003). Dieses erwärmt sich mit etwa $\partial T / \partial t = 10 \text{ mK a}^{-1}$ (Budéus et al. 1998). Damit folgt für den erforderlichen spezifischen Wärmetransport des Sediments:

$$q_s = \frac{\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} Vol}{\frac{\partial m_s}{\partial t}} = \frac{1040 \text{ kg m}^{-3} 3900 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1} 10 \text{ mK a}^{-1} 1.485 \times 10^{14} \text{ m}^3}{5 \times 10^9 \text{ kg a}^{-1}} = 1.2 \times 10^6 \text{ kJ kg}^{-1}.$$

Der spezifische Wärmetransport des simulierten Sedimentplumes beträgt also nur 0.01 % des erforderlichen Wertes.

RUN02: Um die Abhängigkeit dieses Ergebnisses von der räumlichen Auslösung des Modells zu untersuchen, wird die Gitterweite im Experiment RUN02 halbiert (Abb. 5.3.). Sie beträgt somit 8 km in horizontaler und 80 m in vertikaler Richtung. Das Gitter ist ebenfalls gleichförmig strukturiert, und auch alle anderen Details des Versuchsaufbaus stimmen mit denen in RUN01 überein. Die Simulation zeigt einen energetischeren Plume, der deutlich höhere Strömungsgeschwindigkeiten und eine etwas größere Sedimentfracht aufweist. So hat er nach 24 Stunden bereits eine Tiefe von 2700 m erreicht (Abb. 5.3.) – 500 m unter der seines Vorgängers zum selben Zeitpunkt – mit einem Strömungsvektor im Plumezentrum von $(0.19 \text{ m s}^{-1}, -0.66 \text{ m s}^{-1})$, dessen Betrag sich im Vergleich zu RUN01 um 46 % vergrößert hat.

Die maximale Sedimentkonzentration nach 24 Stunden beträgt 1.32 kg m^{-3} . Etwa zwei Tage früher als sein Vorgänger, nach etwa 20 Tagen, hat sich das Sediment vollständig am Fuß des Kontinentalhanges abgesetzt. Nach 20 Tagen beträgt die maximale plumebedingte Erwärmung unterhalb von 2500 m Tiefe 0.085 K (300 % Steigerung bzgl. RUN01), (Abb. 5.3.), der Wärmegewinn des Bodenwassers beträgt $2.23 \times 10^{12} \text{ J m}^{-1}$ (130 % Steigerung bzgl. RUN01), und der Bodenwasserbereich hat $1.07 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$ Sediment hinzugewonnen (22 % Steigerung bzgl. RUN01), (Abb. 5.4.). Damit folgt für den spezifischen Wärmetransport:

$$q_s = \frac{2.23 \times 10^{12} \text{ J m}^{-1}}{1.07 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}} = 208 \text{ kJ kg}^{-1} .$$

Dieser ist also aufgrund der Halbierung der Gitterweite um 89 % angestiegen. Die Höhe und Breite der Treppenstufen, mit denen das Modell den Meeresboden des Kontinentalhanges nähert, wirkt sich bremsend auf die Strömung des Sedimentplumes aus. Je größer die Treppenstufen sind, desto mehr Wasser muss seine hangnormale Bewegung in Treppenform vollziehen, also mit 90° -Richtungswechseln, die mit bremsenden Trägheitskräften verbunden sind. Des Weiteren ermöglicht eine höhere räumliche Auflösung die Simulation höherer räumlicher Dichtegradienten, die den Antrieb des Plumes darstellen. Eine intensiviertere bodennahe Strömung ist, aufgrund der größeren vertikalen Strömungsscherung, mit größerer vertikaler Vermischung verbunden (Gln. 4.19). Das Entrainment, d.h. das Einmischen von Umgebungswasser in den Plume wird verstärkt und damit der Transport wärmeren Wassers in das Bodenwasser.

Diese Arbeit soll eine obere Abschätzung des spezifischen Wärmetransports des Sediments liefern. Um dies zu erreichen, muss die Auflösung des Modells so lange vergrößert werden, bis die auflösungsbedingte Unterschätzung von q_s verschwindet.

RUN03: Die Gitterweite wird nochmals halbiert und beträgt nun 4 km horizontal und 40 m vertikal (Abb. 5.3.). Das Gitter ist weiterhin räumlich gleichförmig strukturiert, der Versuchsaufbau ist wieder identisch mit dem von RUN01. Die Simulation bestätigt die oben beobachtete Abhängigkeit der Plumedynamik von der Auflösung. Der Plume ist noch schneller und befindet sich nach 24 Stunden bereits in 3000 m Tiefe (Abb. 5.3.), nochmals 300 m tiefer als in RUN02. Der Strömungsvektor im Plumezentrum beträgt nach 24 Stunden (0.49 m s^{-1} , -0.66 m s^{-1}). Während sich die hangparallele y -Komponente der Strömung im Vergleich zu RUN02 kaum geändert hat, hat sich die hangnormale, über die Treppenstufen führende x -Komponente um 158 % verstärkt. Bereits nach etwa 16 Tagen hat sich das Sediment vollständig am Meeresboden abgesetzt. Nach 20 Tagen beträgt das maximale Erwärmungssignal unterhalb der Tiefe von 2500 m 0.113 K (33 % Steigerung bzgl. RUN02), (Abb. 5.3.). Die in das Bodenwasser geführte Wärmemenge ist $5.29 \times 10^{12} \text{ J m}^{-1}$ (137 % Steigerung bzgl. RUN02) und die in den Bodenwasserbereich gelangte Sedimentmasse beträgt $1.21 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$ (13 % Steigerung bzgl. RUN02), (Abb. 5.4.). Für den spezifischen Wärmetransport folgt:

$$q_s = \frac{5.29 \times 10^{12} \text{ J m}^{-1}}{1.21 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}} = 437 \text{ kJ kg}^{-1} ,$$

also wiederum eine Zunahme um 110 % bzgl. RUN02.

Das wichtigste Ergebnis dieser ersten drei Experimente ist, dass sich im Auflösungsbereich $\Delta x \in [4 \text{ km}, 16 \text{ km}]$, $\Delta z \in [40 \text{ m}, 160 \text{ m}]$ der spezifische Wärmetransport der Sedimentplumes etwa umgekehrt proportional zur Höhe der Treppenstufen verhält, so dass

$$q_s \sim \frac{1}{\sqrt{\Delta x \Delta z}}$$

gilt.

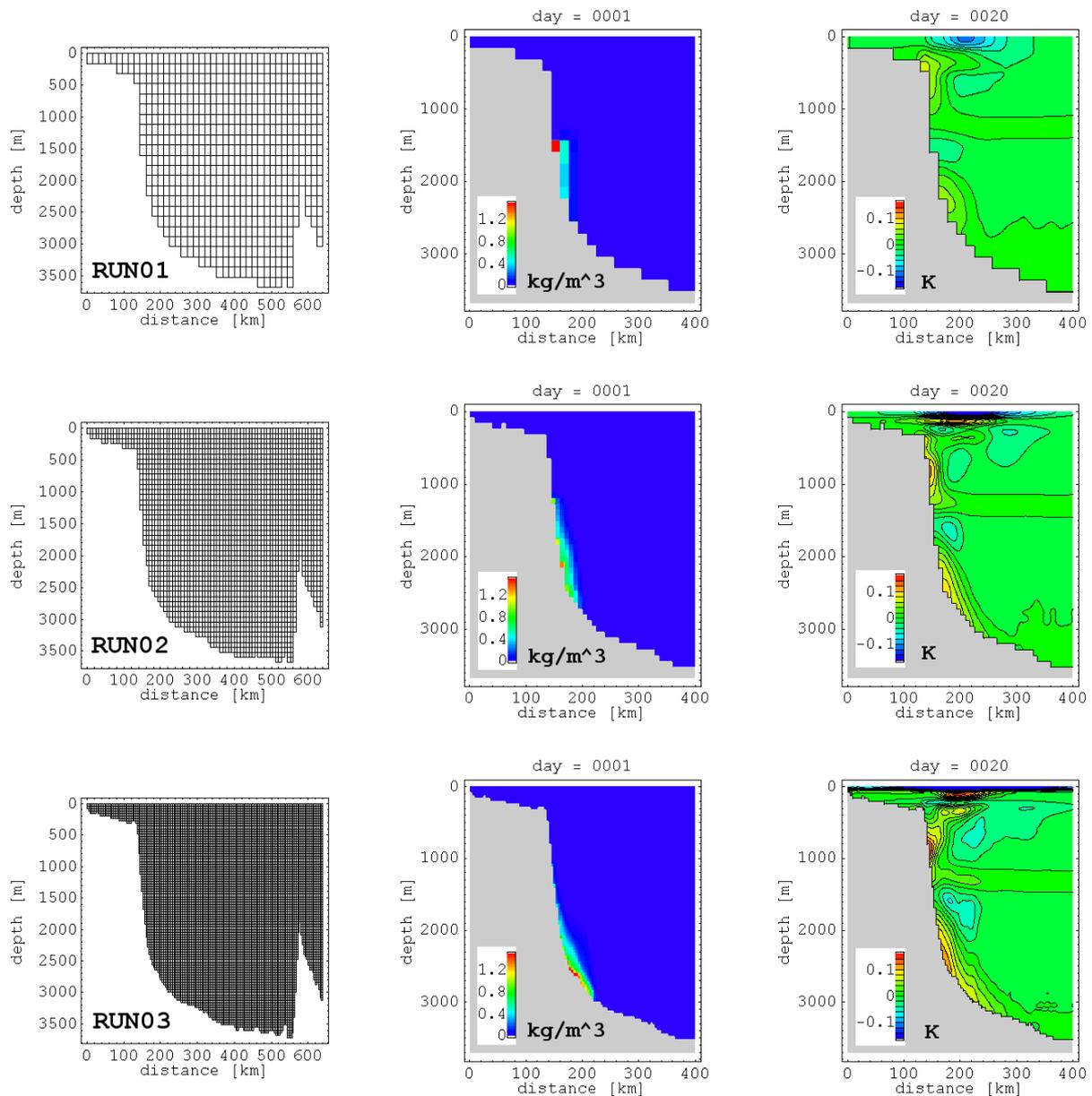


Abb. 5.3.: Gitterstruktur, die simulierte Sedimentkonzentration 24 Stunden nach der Plume-Initialisierung und die durch den Plume bewirkte Änderung der Temperatur nach 20 Tagen. Die erste Zeile zeigt die Ergebnisse von RUN01. Die zweite Zeile die von RUN02 und die dritte die von RUN03. Die Auflösung des RUN01-Gitters beträgt 16 km horizontal und 160 m vertikal, die des RUN02-Gitters 8 km horizontal und 80 m vertikal und die des RUN03-Gitters 4 km horizontal und 40 m vertikal. Die maximale Tiefe der Konzentration von 0.1 kg m^{-3} nach 24 Stunden beträgt in RUN01 2160 m, in RUN02 2680 m und in RUN03 2980 m. Die maximale Temperaturänderung unterhalb von 2500 m Tiefe nach 20 Tagen ist in RUN01 0.021 K, in RUN02 0.085 K und in RUN03 0.113 K.

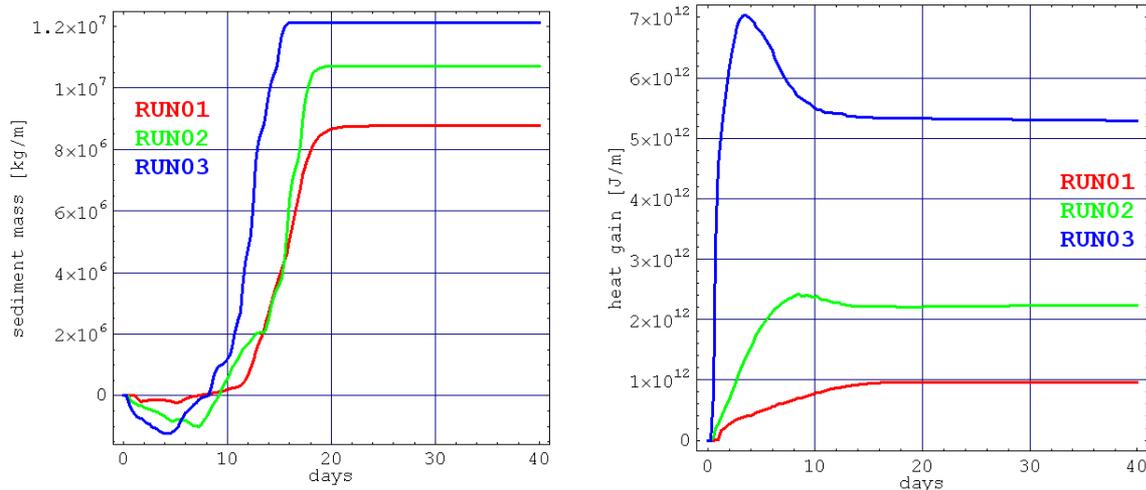


Abb. 5.4.: Die durch den Plume verursachte Änderung der Masse des Bodensediments unterhalb der Tiefe von 2500 m (links) und der simulierte durch den Plume verursachte Wärmegewinn des Ozeans unterhalb von 2500 m Tiefe. Dargestellt sind die Ergebnisse der Simulationen RUN01 (rote Kurven), RUN02 (grüne Kurven) und RUN03 (blaue Kurven). Nach 40 simulierten Tagen beträgt der Zugewinn an Sedimentmasse in RUN01 $0.88 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$, in RUN02 $1.07 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$ und in RUN03 $1.21 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$. Der Wärmegewinn nach 40 Tagen beträgt in RUN01 $0.97 \times 10^{12} \text{ J m}^{-1}$, in RUN02 $2.23 \times 10^{12} \text{ J m}^{-1}$ und in RUN03 $5.29 \times 10^{12} \text{ J m}^{-1}$.

5.2. Überprüfung der adaptiven Gitterverfeinerung

Die Ergebnisse des vorigen Abschnitts zeigen, dass zur Abschätzung des spezifischen Wärmetransports des Sediments Gitterweiten unterhalb von 4 km horizontal und 40 m vertikal erforderlich sind. Da sich bei jeder einheitlichen Halbierung der Gitterweite die Zahl der Gitterzellen vervierfacht, kann auf diese Weise schnell die Leistungsgrenze des Rechners erreicht werden. Daher ist es sinnvoll, das Gitter nur an den Orten der Modellregion zu verfeinern, in denen die höhere Auflösung besonders benötigt wird. Im vorliegenden Fall ist dieser Ort die Bodengrenzschicht, also etwa die untersten 100 m der Wassersäule (Kämpf & Fohrmann 2000), im Bereich des Kontinentalhangs.

RUN04: Der Versuchsaufbau entspricht wieder dem von RUN01 bis RUN03. Geändert wird lediglich die Struktur des Gitters. Dieses weist in seitlichem Abstand vom Kontinentalhang die geringe räumliche Auflösung von RUN01 auf ($\Delta x = 16 \text{ km}$, $\Delta z = 160 \text{ m}$). Über dem Kontinentalhang wird die horizontale Gitterweite jedoch auf $\Delta x = 4 \text{ km}$ und dort in der Bodengrenzschicht die vertikale Gitterweite auf $\Delta z = 40 \text{ m}$ reduziert (Abb. 5.5.). Im hochaufgelösten Bereich der Modellregion existiert also die in RUN03 benutzte Auflösung. Das Ziel ist somit die auf einem gleichförmigen Gitter gerechnete Simulation RUN03 möglichst exakt zu reproduzieren bei einer um 70 % reduzierten Anzahl der Gitterzellen (Gitterzellen in RUN03: 9996, in RUN04: 3015).

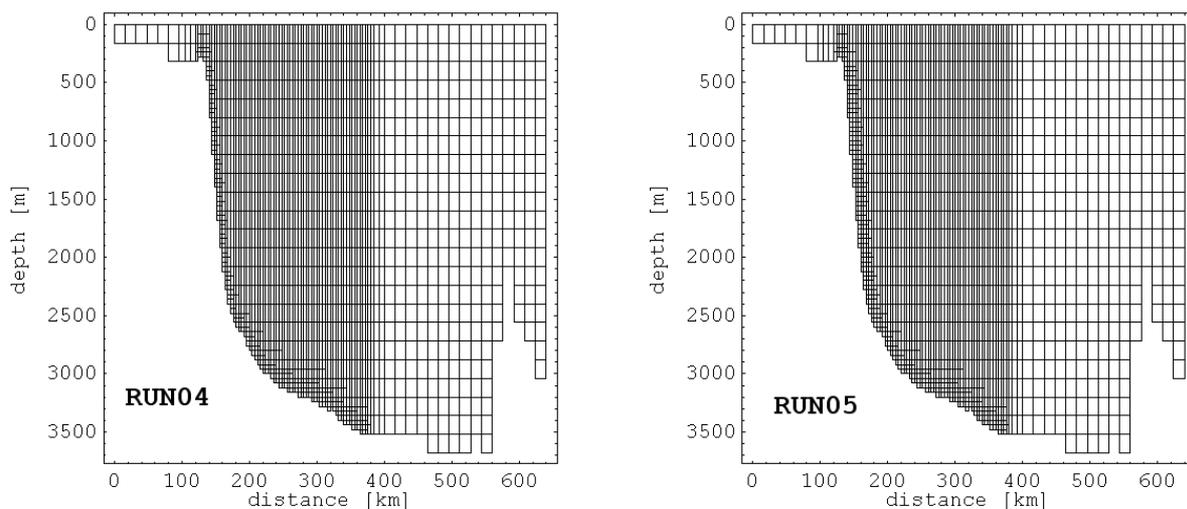


Abb. 5.5.: Die adaptierten Gitter der Simulationen RUN04 (links) und RUN05 (rechts). In beiden Gittern beträgt die Auflösung neben dem Kontinentalhang 16 km horizontal und 160 m vertikal. Über dem Kontinentalhang wächst die horizontale Auflösung auf 4 km an. Die vertikale Auflösung wächst hier in Bodennähe auf 40 m an.

Die Simulation RUN04 zeigt in der Tat einen mit dem der Simulation RUN03 sehr ähnlichen Plume (Abb. 5.6.). Wie in RUN03 hat dieser nach 24 Stunden eine Tiefe von 3000 m erreicht. Der Strömungsvektor im Zentrum des Plumes beträgt zu diesem Zeitpunkt (0.60 m s^{-1} , -0.62 m s^{-1}), die maximale Sedimentkonzentration 1.75 kg m^{-3} . Vergleicht man den Strömungsvektor mit dem entsprechenden aus RUN03 ($(0.49 \text{ m s}^{-1}, -0.66 \text{ m s}^{-1})$), erkennt man eine Zunahme der hangnormalen x -Komponente um 22 %, während sich der Wert der maximalen Sedimentkonzentration nach 24 Stunden nur um 2 % vergrößert hat. Die Ursache dieser Geschwindigkeitszunahme ist eine reduzierte parametrisierte Impulsdiffusion an der oberen Grenze der Bodengrenzschicht, in der die Mächtigkeit der Gitterzellen anwächst. An der Obergrenze der Bodengrenzschicht ist ebenfalls die Einmischung von Umgebungswasser in den Plume reduziert. Dies hat zur Folge, dass nach 20 Tagen das maximale Erwärmungssignal unterhalb der Tiefe von 2500 m nur 0.090 K beträgt, 20 % unter dem von RUN03. Entsprechend liegt auch die ins Bodenwasser geführte Wärmemenge mit $4.81 \times 10^{12} \text{ J m}^{-1}$ 9 % unter dem Wert von RUN03, während sich der Sedimenttransport in den Bodenwasserbereich mit $1.173 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$ um 3 % reduziert hat (Abb. 5.7.). Der spezifische Wärmetransport beträgt 410 kJ kg^{-1} und hat sich bzgl. RUN03 um 6 % reduziert.

RUN05: Eine hangabwärts führende Strömung durch die in Abbildung 5.5. gezeigten adaptiven Gitter ist in den bodennächsten Zellen stets mit einer ausschließlich horizontalen Strömung ins Beckeninnere verbunden. In Abhängigkeit von der Neigung des Meeresbodens vergrößert diese Strömung den Abstand des in ihr befindlichen Wassers vom Meeresboden. Ist die Mächtigkeit des hochaufgelösten Bereichs kleiner als der Wassertiefenunterschied innerhalb eines oder mehrerer horizontaler Gitterschritte, verlässt das Wasser auf diese Weise den hochaufgelösten Bereich. Dies ist die Hauptursache für die Unterschiede zwischen RUN03 und RUN04. Das Gitter der Simulation RUN05 versucht, diesen Effekt zu minimieren. Hier wird die Mächtigkeit der hochaufgelösten bodennahen Schicht in Abhängigkeit vom Gefälle des Meeresbodens weiter vergrößert. So wird sie z.B. über dem 1500 m tiefen Meeresboden von 600 m (RUN04) auf 1080 m vergrößert (Abb. 5.5.).

Der Effekt ist eine weitere deutliche Annäherung der Simulation an RUN03 (Abb. 5.6. und 5.7). Nach 24 Stunden beträgt der Strömungsvektor im Zentrum des Plumes (0.56 m s^{-1} , -0.65 m s^{-1}), die maximale Sedimentkonzentration 1.75 kg m^{-3} . Die Erhöhung der hangnormalen Strömungskomponente bzgl. RUN03 beträgt also nur noch 14 % im Vergleich zu den 22 % von RUN04. Eine noch deutlichere Übereinstimmung ergibt die Betrachtung des Sedimenttransports in den Bodenwasserbereich: $1.206 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$, 0.7 % unter dem Wert von RUN03, und des Wärmetransports ins Bodenwasser: $5.28 \times 10^{12} \text{ J m}^{-1}$, 0.2 % unter dem Wert von RUN03. Folglich liegt der spezifische Wärmetransport des Sediments mit 438 kJ kg^{-1} sehr nahe am Ergebnis von RUN03: 437 kJ kg^{-1} .

Obwohl sich beim Wechsel vom gleichförmigen RUN03-Gitter zum adaptiv verfeinerten RUN05-Gitter die Zahl der Gitterzellen um 68 % verringert hat, ändert sich dadurch die Simulation der in dieser Studie wichtigsten Eigenschaft von Sedimentplumes – des spezifischen Wärmetransports – um nur 0.2 %.

Die Abbildung 5.8. und Tabelle 5.1. vergleichen detailliert die Eigenschaften des RUN03- und RUN05-Plumes während seiner Passage der Position $x = 240 \text{ km}$ in 3080 m Wassertiefe. Die Unterschiede in den plumebedingten Anomalien der Sedimentkonzentration, des Salzgehalts, der Temperatur und der Strömung liegen zwischen einem und sechs Prozent. Aus Abbildung 5.8. wird ebenfalls deutlich, dass die vertikale Auflösung der Bodengrenzschicht mit $\Delta z = 40 \text{ m}$ den Plume nur unzureichend auflöst, da er in vertikaler Richtung nur den Raum einer Gitterzelle einnimmt. Abbildung 5.9. zeigt die Mächtigkeit des sich abgesetzten Sediments am Ende der Simulationen RUN03 und RUN05. Ohne nennenswerte Unterschiede in der räumlichen Struktur zwischen RUN03 und RUN05 setzt sich der größte Teil des Sediments im Bodenwasserbereich zwischen 2900 und 3300 m Tiefe ab.

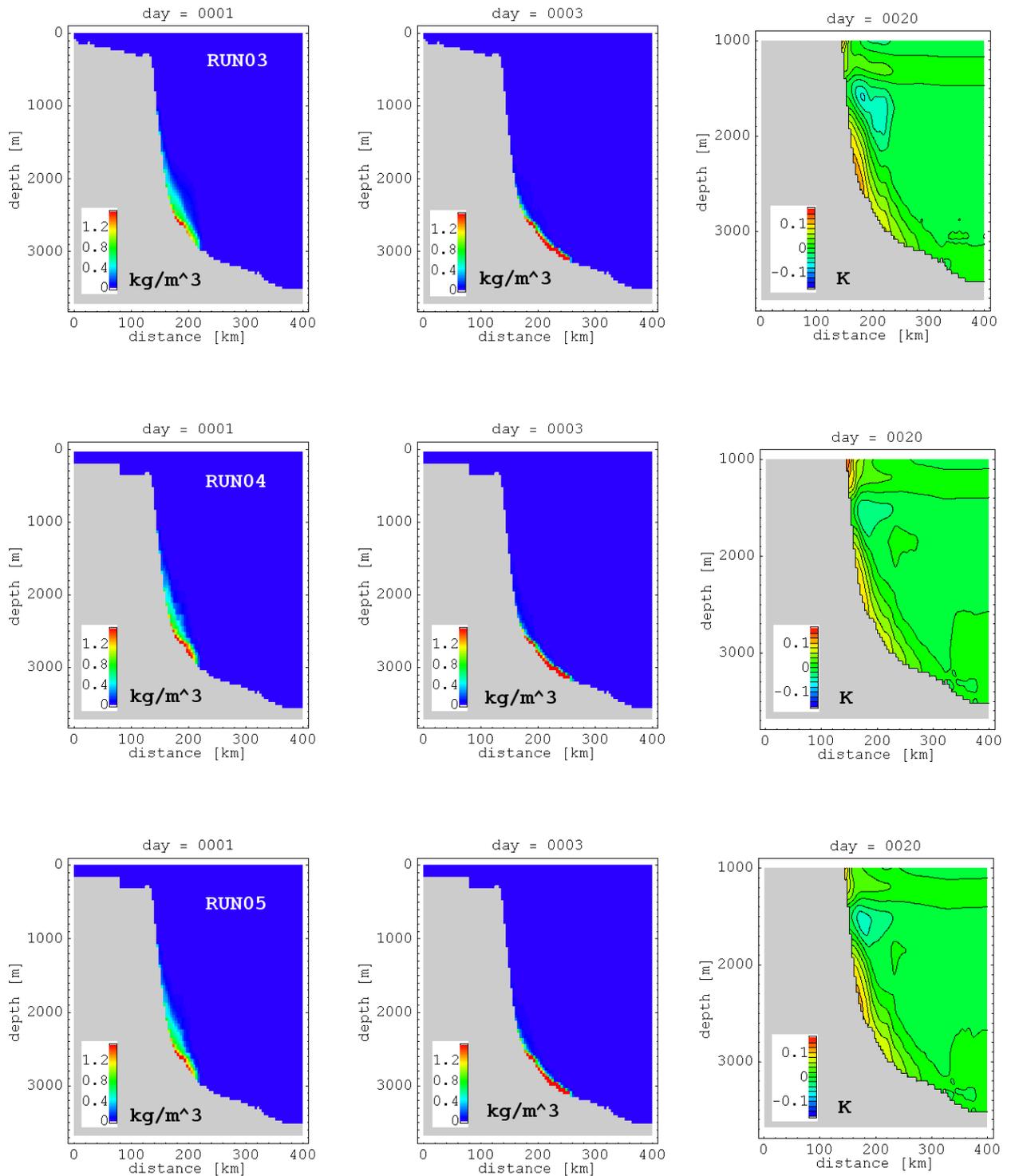


Abb. 5.6.: Die simulierte Sedimentkonzentration 24 und 72 Stunden nach der Plume-Initialisierung und die durch den Plume bewirkte Änderung der Temperatur nach 20 Tagen. Die erste Zeile zeigt die Ergebnisse von RUN03 (nicht adaptiertes Gitter). Die zweite und dritte Zeile zeigen die Ergebnisse von RUN04 bzw. RUN05 (adaptierte Gitter, die nur nahe des Kontinentalhangs die Auflösung des RUN03-Gitters aufweisen.) Die maximale Temperaturänderung unterhalb von 2500 m Tiefe nach 20 Tagen ist in RUN03 0.113 K, in RUN04 0.090 K und in RUN05 0.102 K.

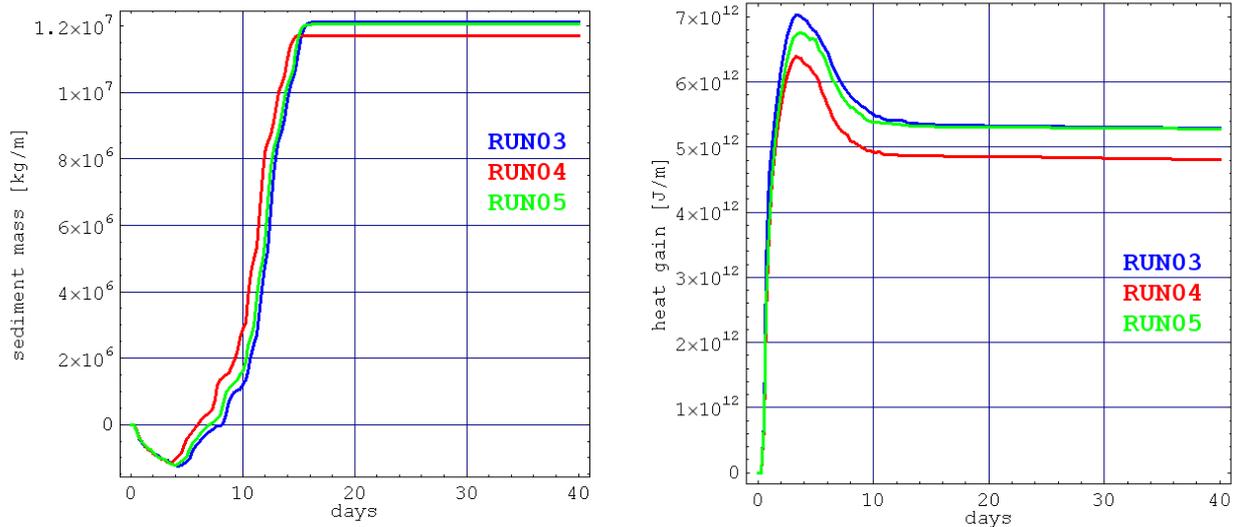


Abb. 5.7.: Die durch den Plume verursachte Änderung der Masse des Bodensediments unterhalb der Tiefe von 2500 m (links) und der simulierte durch den Plume verursachte Wärmegewinn des Ozeans unterhalb von 2500 m Tiefe (rechts). Dargestellt sind die Ergebnisse der Simulationen RUN03 (blaue Kurven), RUN04 (rote Kurven) und RUN05 (grüne Kurven). Nach 40 simulierten Tagen beträgt der Zugewinn an Sedimentmasse in RUN03 1.214×10^7 kg m⁻¹, in RUN04 1.173×10^7 kg m⁻¹ und in RUN05 1.206×10^7 kg m⁻¹. Der Wärmegewinn nach 40 Tagen beträgt in RUN03 5.29×10^{12} J m⁻¹, in RUN04 4.81×10^{12} J m⁻¹ und in RUN05 5.28×10^{12} J m⁻¹.

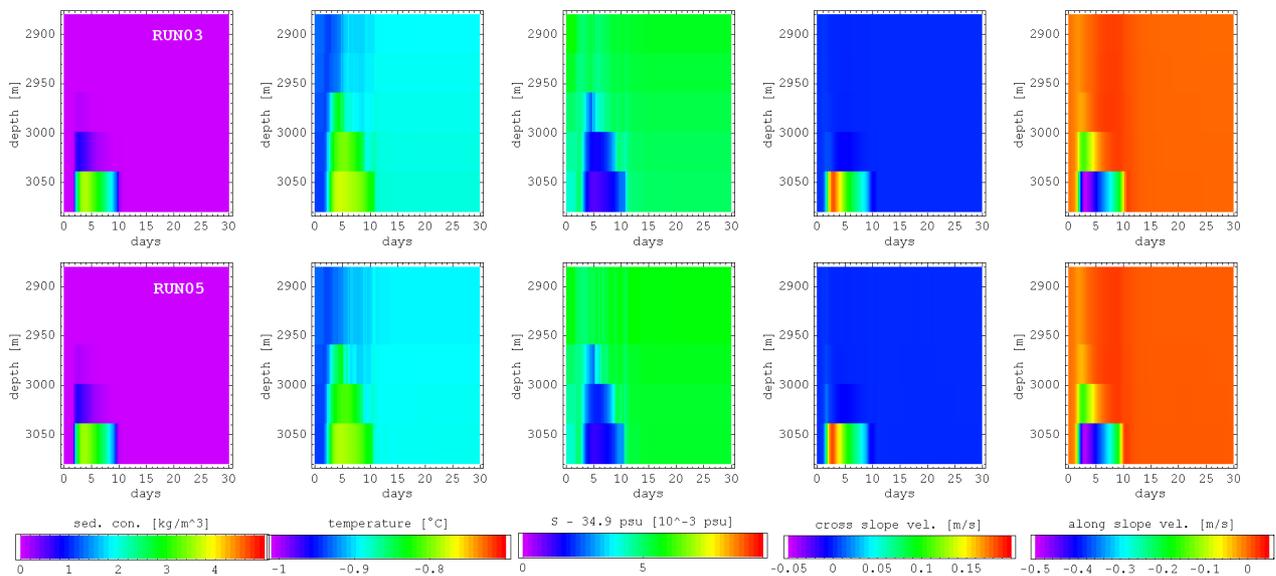


Abb. 5.8.: Hovmüller-Diagramme der Sedimentkonzentration, der Temperatur, des Salzgehalts, der hangnormal und der entlang des Hangs gerichteten Strömung. Dargestellt sind die untersten 200 m der Wassersäule bei Position $x = 240$ km (Wassertiefe = 3080 m). Die obere Reihe zeigt die Ergebnisse von RUN03 auf dem nicht adaptierten Gitter, die untere Reihe zeigt RUN05 auf dem adaptierten Gitter. (Siehe auch Tab. 5.1.).

Tab. 5.1.: Die durch den Sedimentplume an der Position $x = 240$ km (Wassertiefe = 3080 m) bewirkten Anomalien in den untersten 200 m der Wassersäule. Vergleich der Simulation RUN03 (nicht adaptiertes Gitter) und RUN05 (adaptiertes Gitter).

<i>Parameter</i>	<i>RUN03</i>	<i>RUN05</i>	<i>Differenz [%]</i>
Sedimentkonzentration [kg m^{-3}]	3.622	3.572	-1.4
Temperatur [K]	0.168	0.160	-4.8
Salzgehalt [psu]	-0.0032	-0.0030	-6.3
Strömung quer zum Hang [m s^{-1}]	0.184	0.185	0.5
Strömung entlang des Hangs [m s^{-1}]	-0.494	-0.489	-1.0

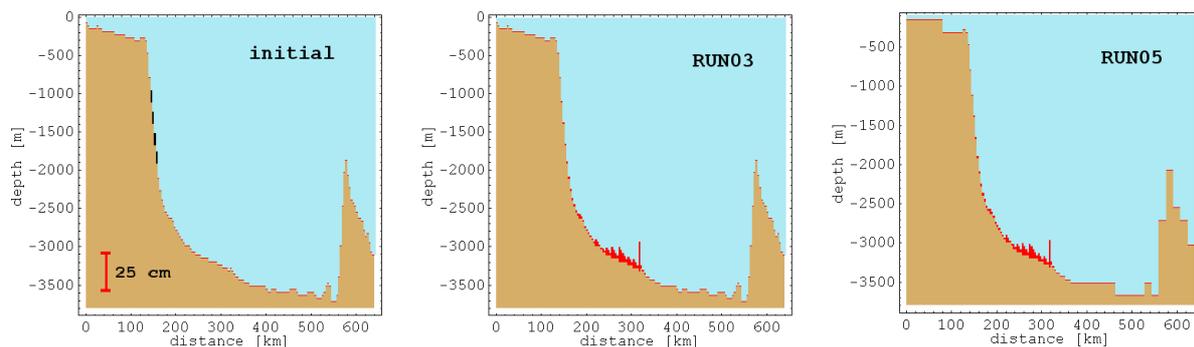


Abb. 5.9.: Die Mächtigkeit der Sedimentschicht am Boden vor und nach dem Abgang des Plumes. **Links:** Die Anfangsbedingung der Simulationen. In der gesamten Modellregion existiert hier eine 0.5 cm mächtige Sedimentschicht. Schwarz markiert sind die Zellen (mit der Gesamtfläche von $160 \text{ km} \times 160 \text{ m}$), die während der ersten 10 simulierten Stunden als Sedimentquellen der Stärke $1.39 \times 10^{-4} \text{ kg m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ fungieren. **In der Mitte und rechts:** Die Mächtigkeit der Sedimentschicht nach 30 Tagen, in denen sich der Sedimentplume vollständig abgesetzt hat, simuliert auf dem nicht adaptierten Gitter (RUN03) und auf einem adaptierten (RUN05). Der Zuzugewinn von Sediment unterhalb der Tiefe von 2500 m beträgt in RUN03 $1.214 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$ und in RUN05 $1.206 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$. Die Abweichung beträgt somit 0.7 %.

Abschließend werden zwei weitere Tests der Funktionsweise des Modells auf einem adaptiv verfeinerten Gitter durchgeführt:

i) *Massen- und Energieerhaltung:* Während der Simulation RUN05 wird in Abständen von 6 simulierten Stunden die Gesamt-Sedimentmasse (am Boden abgesetzte und im Wasser suspendierte) der Modellregion berechnet. Ebenso wird der gesamte Wärmehalt des Wassers der Modellregion berechnet. Aus den so produzierten zwei Zeitserien (Abb. 5.10.) folgt, dass während der ersten 20 Tage der maximale numerisch bedingte Fehler des ozeanischen Wärmehalts $4.94 \times 10^{10} \text{ J m}^{-1}$ und der der Gesamt-Sedimentmasse -288 kg m^{-1} beträgt. Der Fehler des Wärmehalts wird hauptsächlich durch numerische Ungenauigkeiten in der Advektions- und Diffusionsberechnung erzeugt. Der Fehler der Sedimentmasse hingegen entsteht überwiegend beim Absetzen des Sediments am Meeresboden, wenn Informationen der mit doppelter Genauigkeit (ca. 15 Ziffern Rechengenauigkeit) behandelten Sedimentkonzentration C der mit einfacher Genauigkeit (ca. 7 Ziffern Rechengenauigkeit) behandelten Bodensediment-Mächtigkeit h_{sed} übergeben werden. Bezogen auf die in dieser Studie relevanten Größen im Experiment RUN05: Wärmegewinn des Bodenwassers ($5.28 \times 10^{12} \text{ J m}^{-1}$) und Sedimentmassengewinn des Bodenwasserbereichs ($1.206 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$) folgen numerisch bedingte Fehler von 0.94 % für den Wärmegewinn und 0.0024 % für den Sedimentmassengewinn.

ii) *Das Verhalten langer Oberflächenwellen im Übergangsbereich unterschiedlicher räumlicher Auflösungen:* Aufgrund des impliziten Verfahrens zur Berechnung des Wasserstandes sollten numerische Störungen, in der Form von Reflektionen und Brechungen von Oberflächenwellen an Übergängen unterschiedlicher räumlicher Auflösung, vermieden werden (Popinet 2003). Um dies zu überprüfen, wird die Ausbreitung einer langen Oberflächenwelle durch die gesamte Modellregion auf dem gleichförmigen RUN03-Gitter mit der auf dem adaptierten RUN05-Gitter verglichen (Abb. 5.11.). Während zwei simulierter Stunden beträgt die maximale Differenz der Meeresoberflächenauslenkung zwischen beiden Wellen 20 %, welche primär durch die unterschiedlich feine Abtastung der Wellen begründet ist. Reflektionen oder andere numerische Störungen sind im Vergleich zum Wellensignal äußerst gering (Abb. 5.11.).

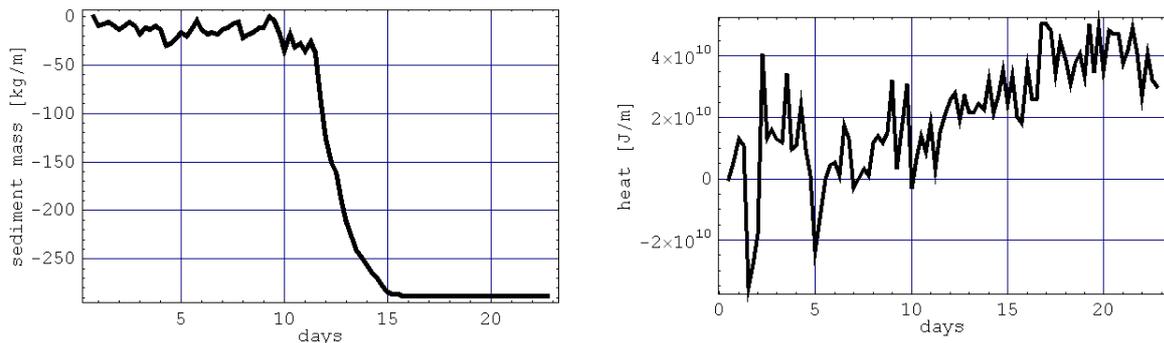


Abb. 5.10.: Die in RUN05 durch numerische Ungenauigkeit bewirkte Änderung der Gesamt-Sedimentmasse (links) und des ozeanischen Wärmehalts (rechts). Der maximale numerische Fehler bei der Sedimentmassen- und Wärmeerhaltung ist -288 kg m^{-1} bzw. $4.94 \times 10^{10} \text{ J m}^{-1}$. Daraus folgt für den in Abb. 5.7. gezeigten Sedimentmassen- und Wärmegewinn des Bodenwassers ein Fehler von 0.0024 % bzw. 0.94 %.

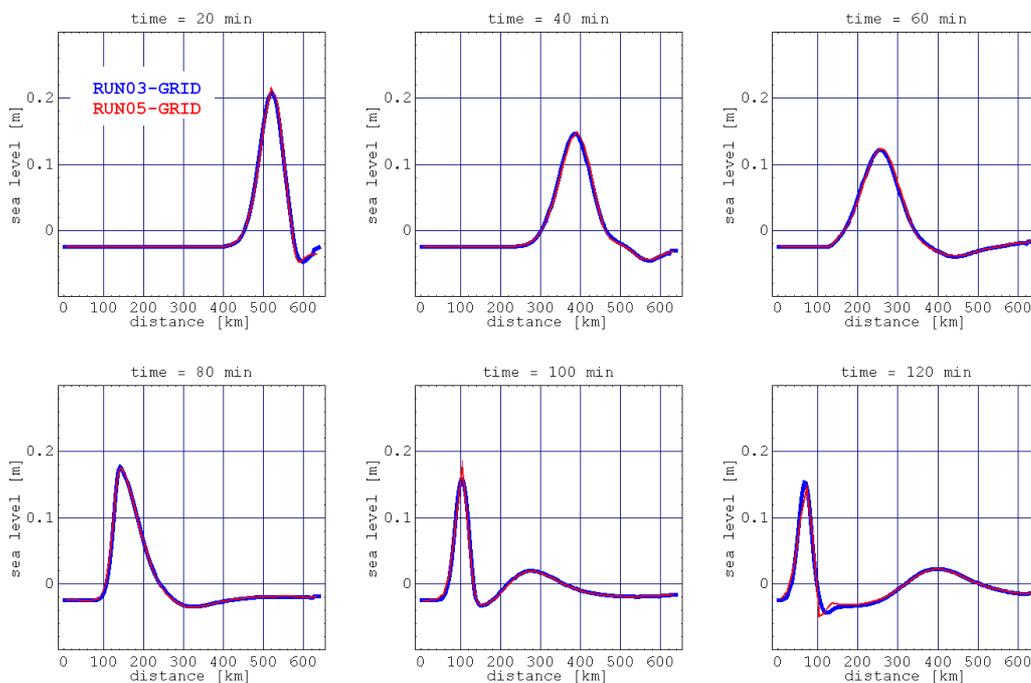


Abb. 5.11.: Simulation einer langen Oberflächenwelle, die von rechts nach links durch die Modellregion läuft. Gezeigt wird die Auslenkung der Meeresoberfläche in zeitlichen Abständen von 20 Minuten. Die blaue Kurve zeigt die auf dem gleichförmigen RUN03-Gitter simulierte Welle, die rote Kurve die auf dem adaptiven RUN05-Gitter simulierte. Die Welle wandert hier in den horizontal hochaufgelösten Bereich (zwischen $x = 150 \text{ km}$ und $x = 380 \text{ km}$) hinein und anschließend wieder heraus, ohne dass Reflektionen oder andere Störungen erkennbar werden.

5.3. Auflösungsabhängigkeit der Simulation, Teil 2

In Kapitel 5.1. wurde gezeigt, dass der modellierte spezifische Wärmetransport der Sedimentplumes unterhalb der Auflösung von $\Delta x = 4$ km, $\Delta z = 40$ m stark von der Auflösung des Modells abhängt, dass er mit kleiner werdenden Gitterweiten größer wird. Kapitel 5.2. zeigt, dass das Modell sehr ähnliche Ergebnisse zeigt, wenn nur die Bodengrenzschicht über dem Kontinentalhang höher aufgelöst wird und die restliche Modellregion niedrig aufgelöst verbleibt. Die folgenden drei Simulationen: RUN06, RUN07 und RUN08 benutzen daher analog dem RUN05-Gitter adaptiv verfeinerte Gitter, die die Bodengrenzschicht über dem Kontinentalhang mit $\Delta x = 2$ km und $\Delta z = 20$ m (RUN06), $\Delta x = 1$ km und $\Delta z = 10$ m (RUN07), $\Delta x = 0.5$ km und $\Delta z = 5$ m (RUN08) auflösen (Abb. 5.12.). Wie in den vorigen Läufen bleiben auch hier alle anderen Modellkonfigurationen unverändert.

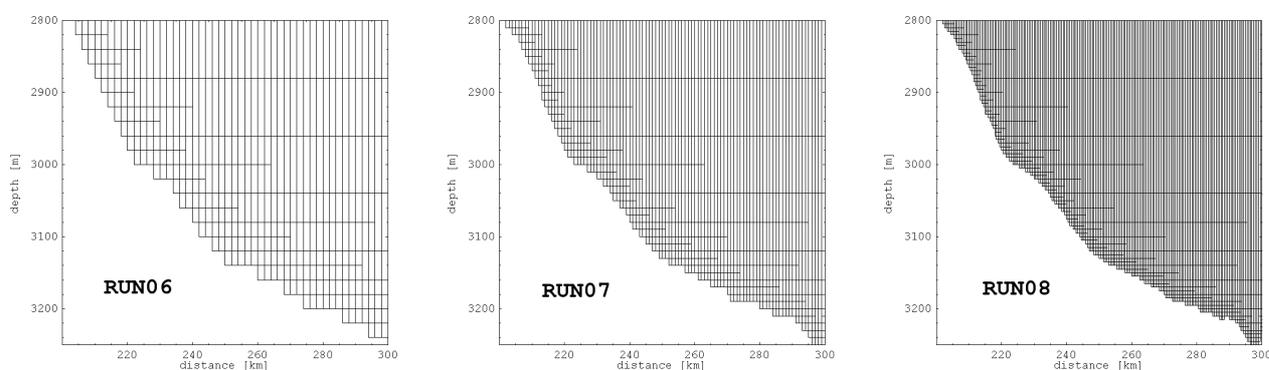


Abb. 5.12.: Zoom in die adaptiven Gitter der Simulationen RUN06 (links), RUN07 (mittig) und RUN08 (rechts). Die maximale Auflösung am Kontinentalhang beträgt in RUN06 2 km horizontal und 20 m vertikal, in RUN07 1 km horizontal und 10 m vertikal und in RUN08 0.5 km horizontal und 5 m vertikal.

Die Ergebnisse zeigen mit zunehmender räumlicher Auflösung eine Abnahme der Plumemächtigkeit bei gleichzeitiger Zunahme der Sedimentfracht (Abb. 5.13.). Definiert man die Plumemächtigkeit als den Abstand vom Meeresboden in dem die Sedimentkonzentration unterhalb 2 kg m^{-3} sinkt, so beträgt diese in 3080 m Tiefe maximal 40 m in RUN06, 30 m in RUN07 und 20 m in RUN08. Die maximale Sedimentkonzentration in 3080 m Tiefe beträgt 3.5 kg m^{-3} in RUN06, 4.7 kg m^{-3} in RUN07 und 9.8 kg m^{-3} in RUN08. Die größer werdenden Konzentrationen sind mit wachsendem Sedimenteintrag in den Bodenwasserbereich verbunden: $1.266 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$ in RUN06, $1.300 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$ in RUN07 und $1.453 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$ in RUN08 (Abb. 5.14.).

Die sedimentgetriebene Strömung ändert sich hingegen nicht so stark. Die bodennahe Strömung der Läufe RUN06 bis RUN08 unterscheidet sich deutlich von der im geringer aufgelösten Lauf RUN05, untereinander bleiben sie jedoch relativ gleichförmig (Abb. 5.15.). So beträgt in 3080 m Tiefe der maximale Bodenabstand, in dem eine hangnormale Geschwindigkeit von 0.2 m s^{-1} erreicht wird, 50 m in RUN06, 60 m in RUN07 und 50 m in RUN08. Auch die maximale hangnormale Strömung ändert sich zumindest zwischen den letzten beiden Läufen nicht mehr stark: 0.65 m s^{-1} in RUN06, 0.95 m s^{-1} in RUN07 und 1.10 m s^{-1} in RUN08.

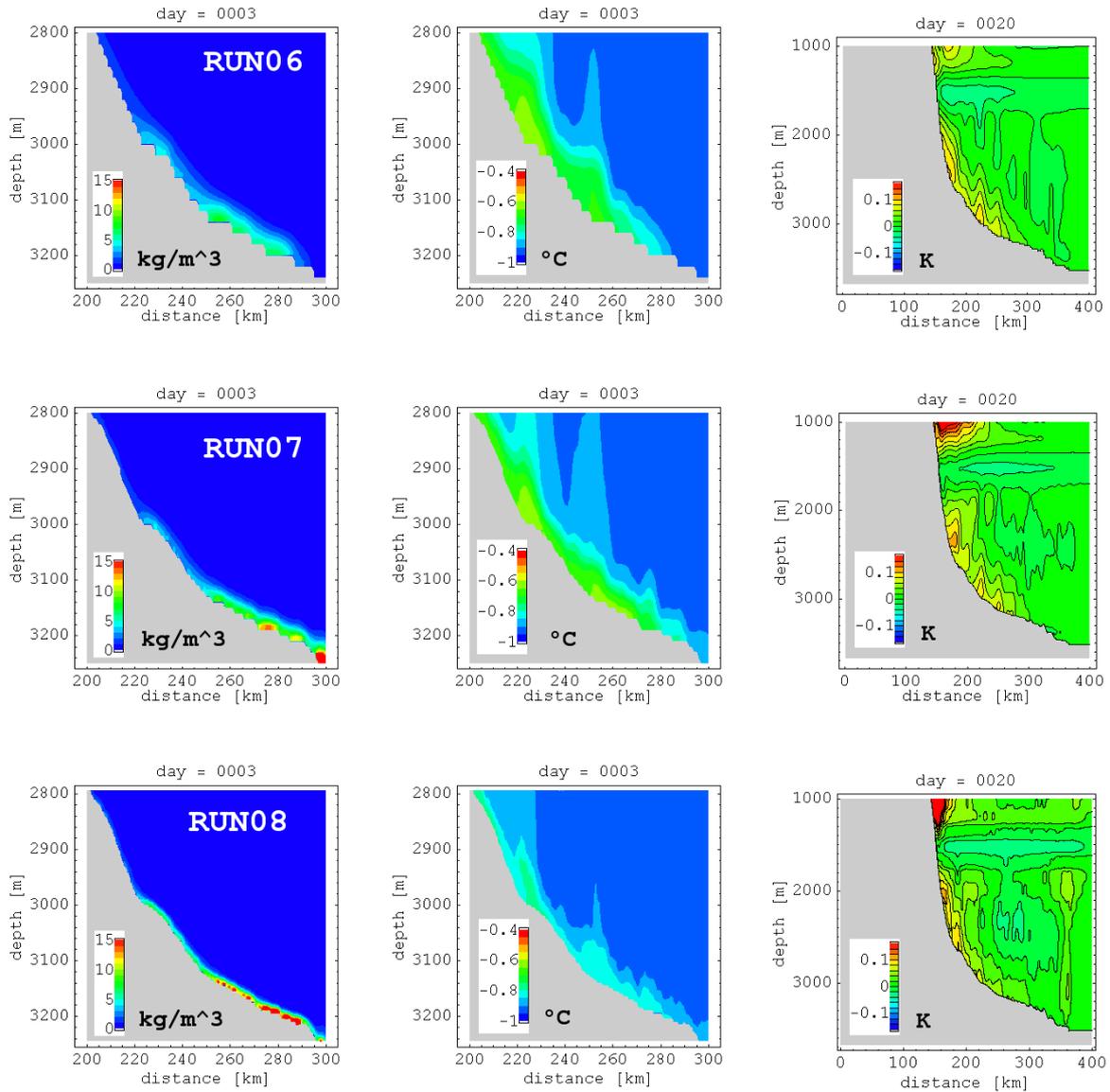


Abb. 5.13.: Die simulierte Sedimentkonzentration und Temperatur 72 Stunden nach der Plume-Initialisierung und die durch den Plume bewirkte Änderung der Temperatur nach 20 Tagen in den Simulationen RUN06 ($\Delta x = 2$ km, $\Delta z = 20$ m), RUN07 ($\Delta x = 1$ km, $\Delta z = 10$ m) und RUN08 ($\Delta x = 0.5$ km, $\Delta z = 5$ m). Die maximale Temperaturänderung unterhalb von 2500 m Tiefe nach 20 Tagen ist in RUN06 0.104 K, in RUN07 0.099 K und in RUN08 0.104 K.

Innerhalb des Plumes bleibt die bodennahe vertikale Stromscherung während der Läufe RUN06 bis RUN08 somit relativ konstant, während sich die bodennahe Schichtung durch die stark gewachsene bodennahe Sedimentkonzentration vergrößert. Als Folge der Gleichung (4.19.) führt dies zu einer Abnahme der vertikalen Vermischung an der Obergrenze des Plumes, so dass das Entrainment des Umgebungswassers in den Plume reduziert wird. Dies führt schließlich (zwischen RUN07 und RUN08) zu einer Abnahme des plumebedingten Wärmetransports ins Bodenwasser trotz steigenden Sedimenttransports (Abb. 5.14.). Der Wärmetransport beträgt: $8.62 \times 10^{12} \text{ J m}^{-1}$ in RUN06, $11.09 \times 10^{12} \text{ J m}^{-1}$ in RUN07 und $10.83 \times 10^{12} \text{ J m}^{-1}$ in RUN08.

Die Auflösung von $\Delta x = 1 \text{ km}$ und $\Delta z = 10 \text{ m}$ in RUN07 führt also zum maximalen spezifischen Wärmetransport von 853 kJ kg^{-1} , während die geringere Auflösung von RUN06 zu 681 kJ kg^{-1} und die höhere von RUN08 zu 746 kJ kg^{-1} führt (Abb. 5.16.).

Tabelle 5.2.: Die maximale räumliche Auflösung des Gitters, die ins Bodenwasser gelangte Sediment- und Wärmemenge und der daraus resultierende spezifische Wärmetransport in den Experimenten RUN01 bis RUN03 und RUN06 bis RUN08.

<i>Experiment</i>	Δx [km]	Δz [m]	<i>Sedimentmasse</i> [10^7 kg m^{-1}]	<i>Wärme</i> [10^{12} J m^{-1}]	<i>spez. Wärmetransp.</i> [kJ kg^{-1}]
RUN01	16	160	0.877	0.97	110
RUN02	8	80	1.071	2.23	208
RUN03	4	40	1.214	5.29	436
RUN06	2	20	1.266	8.62	681
RUN07	1	10	1.300	11.09	853
RUN08	0.5	5	1.453	10.83	746

Da diese Studie eine obere Abschätzung für die sedimentbedingten Wärme Flüsse ins Bodenwasser sucht, wird daher in den folgenden Experimenten das Gitter von RUN07 benutzt. Auch wenn die Ergebnisse von RUN08 darauf deuten, dass realistische Sedimentplumes möglicherweise höher konzentriert, weniger mächtig und weniger turbulent sind und dass Gitterweiten unterhalb $\Delta x = 0.5 \text{ km}$ und $\Delta z = 5 \text{ m}$ für eine realistischere Simulation erforderlich wären.

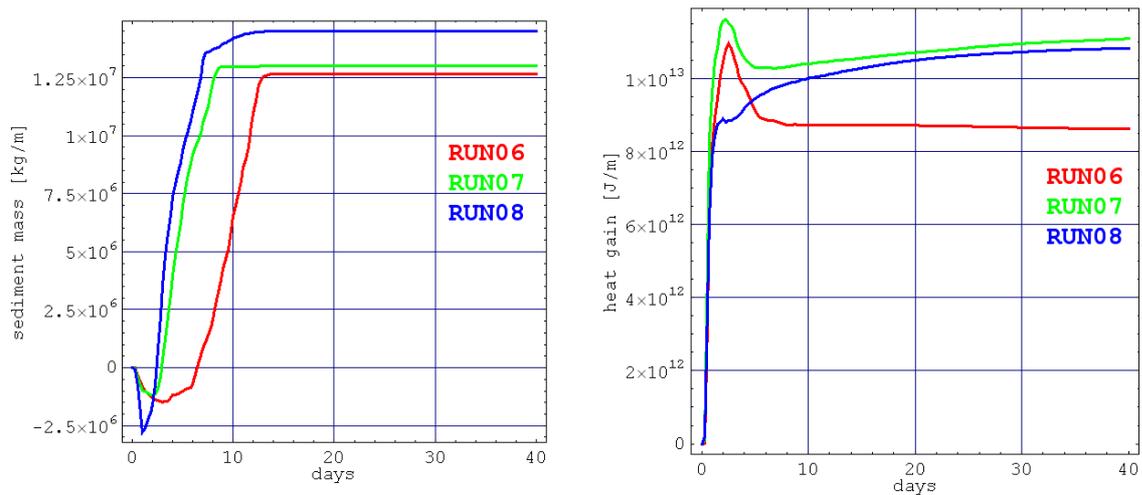


Abb. 5.14.: Die durch den Plume verursachte Änderung der Masse des Bodensediments unterhalb der Tiefe von 2500 m (links) und der simulierte durch den Plume verursachte Wärmegewinn des Ozeans unterhalb von 2500 m Tiefe. Dargestellt sind die Ergebnisse der Simulationen RUN06 (rote Kurven), RUN07 (grüne Kurven) und RUN08 (blaue Kurven). Nach 40 simulierten Tagen beträgt der Zugewinn an Sedimentmasse in RUN06 $1.266 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$, in RUN07 $1.300 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$ und in RUN08 $1.453 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$. Der Wärmegewinn nach 40 Tagen beträgt in RUN06 $8.62 \times 10^{12} \text{ J m}^{-1}$, in RUN07 $11.09 \times 10^{12} \text{ J m}^{-1}$ und in RUN08 $10.83 \times 10^{12} \text{ J m}^{-1}$.

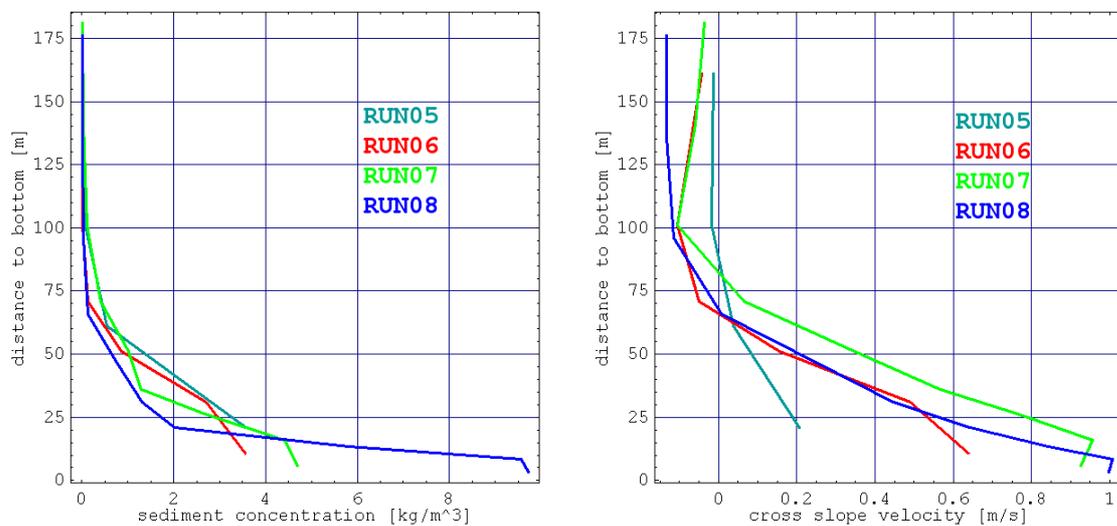


Abb. 5.15.: Vertikale Profile der Sedimentkonzentration (links) und der hangnormalen Strömungsgeschwindigkeit (rechts) der untersten 175 m der Wassersäule an der Position $x = 240 \text{ km}$ (Wassertiefe 3080 m) zum Zeitpunkt der durch den Plume verursachten maximalen Anomalie (zwischen 3 und 5 Tagen nach der Plume-Initialisierung) in den Simulationen RUN05 (magenta), RUN06 (rot), RUN07 (grün) und RUN08 (blau).

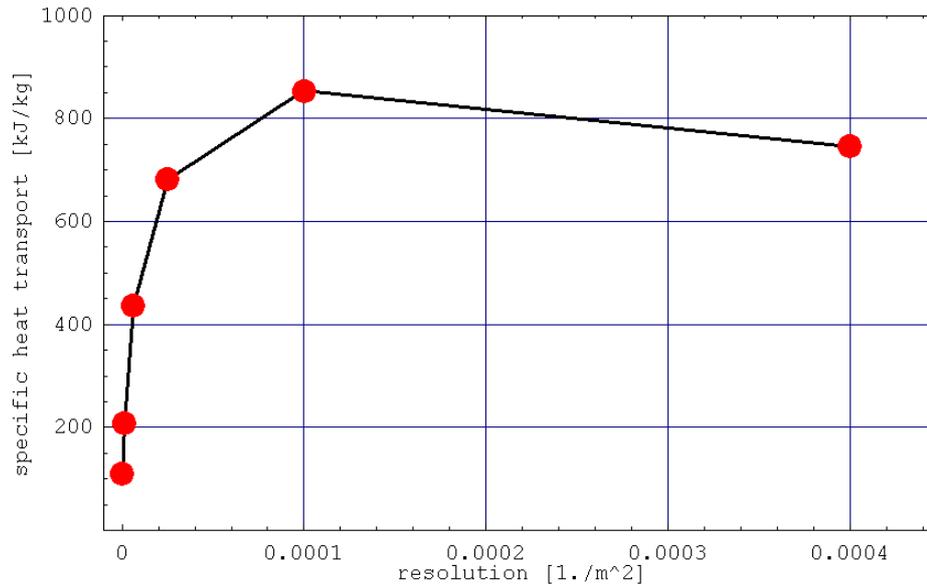


Abb. 5.16.: Der spezifische Wärmetransport des Sediments in den Ozean unterhalb von 2500 m Tiefe (Wärmegewinn dividiert durch den Sedimentmassengewinn) als Funktion der maximalen räumlichen Auflösung $(\Delta x_{\min} \Delta z_{\min})^{-1}$ der verwendeten Gitter. Dargestellt sind die Ergebnisse der Simulationen RUN01 (110 kJ kg⁻¹), RUN02 (208 kJ kg⁻¹), RUN03 (437 kJ kg⁻¹), RUN06 (681 kJ kg⁻¹), RUN07 (853 kJ kg⁻¹) und RUN08 (746 kJ kg⁻¹).

5.4. Erwärmung durch Kompression

Bisher wurde bei der Diskussion des plumebedingten Wärmetransports nur das Einmischen von wärmerem Umgebungswasser höherer Schichten in den Plume und dessen Verfrachtung in das kältere Bodenwasser betrachtet, also die vertikale Advektion von Wärme. Die mit den simulierten Sedimentplumes verbundene adiabatische Wasserverlagerung von etwa 1000 auf 3000 m Tiefe innerhalb von etwa 24 Stunden ist jedoch zusätzlich mit Erwärmung durch Kompression verbunden. Wird ein Wasserpaket mit $T = 0^\circ \text{C}$, $S = 34.9$ psu adiabatisch von 1000 auf 3000 m verschoben, erhöht sich seine Temperatur um etwa 0.14 K (Fofonoff & Millard 1983). In den im vorigen Kapitel behandelten Simulationen beträgt die plumeerzeugte Temperaturanomalie in 3000 m Tiefe etwa 0.3 K (in RUN06 und RUN07) (Abb. 5.13). Beruht also etwa ein Drittel dieser Anomalie nicht auf Wärmeadvektion sondern auf Kompression?

Um diese Frage zu klären, werden die Experimente RUN09 und RUN10 durchgeführt, die bis auf die im Folgenden angegebenen Änderungen dem Experiment RUN07 entsprechen.

RUN09: Der adiabatische Temperaturgradient Γ in Gleichung 4.10. wird gleich Null gesetzt, der Effekt der Erwärmung durch Kompression damit aus dem Modell entfernt. Die Auswirkung dieses Eingriffs auf den Sedimenttransport in den Bodenwasserbereich ist sehr gering. So beträgt dieser in RUN09 sowie RUN07 jeweils $1.300 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$. Der Wärmetransport ins Bodenwasser hingegen ist im Vergleich zu RUN07 um 32 % reduziert, beträgt $7.52 \times 10^{12} \text{ J m}^{-1}$ im Vergleich zu $11.09 \times 10^{12} \text{ J m}^{-1}$ in RUN07 (Abb. 5.17).

RUN10: Hier wird in Umkehrung des obigen Versuchsaufbaus die Wärmeadvektion durch Annahme eines homogenen Temperaturfeldes ($T = 0^\circ \text{C}$) in der gesamten Modellregion ausgeschlossen. Der Salzgehalt wird ebenfalls als räumlich homogen angenommen ($S = 34.9$ psu). Durch die so reduzierte Schichtung erhöht sich der Sedimenttransport in den

Bodenwasserbereich um 2 % und beträgt $1.322 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$. Ins Bodenwasser gelangt eine Wärmemenge von $3.84 \times 10^{12} \text{ J m}^{-1}$, also 35 % der in RUN07 simulierten Wärmemenge (Abb. 5.17).

Betrachtet man die spezifischen Wärmetransporte, ergeben sich 578 kJ kg^{-1} für reine Wärmeadvektion (RUN09) und 290 kJ kg^{-1} für Erwärmung durch Kompression (RUN10). Die Summe beider Werte (868 kJ kg^{-1}) liegt nahe am Wert von RUN07 (853 kJ kg^{-1}). Die durch den Sedimentplume bewirkte Erwärmung unterhalb der Tiefe von 2500 m in RUN07 beruht also tatsächlich zu etwa zwei Drittel auf vertikaler Wärmeadvektion und zu einem Drittel auf Erwärmung durch Kompression.

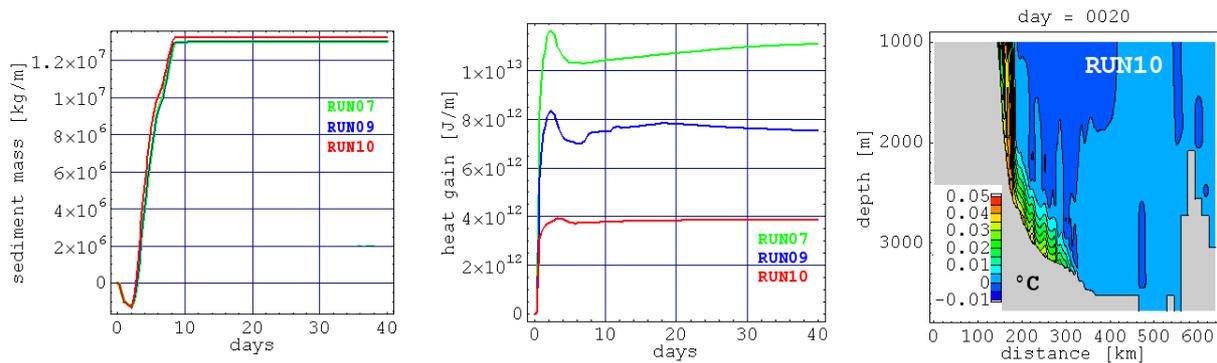


Abb. 5.17.: Die durch den Plume verursachte Änderung der Masse des Bodensediments unterhalb der Tiefe von 2500 m (links), der simulierte durch den Plume verursachte Wärmegewinn des Ozeans unterhalb von 2500 m Tiefe (mittig) und die in RUN10 simulierte Temperatur nach 20 Tagen (rechts). Dargestellt sind die Ergebnisse der Simulationen RUN07 (grüne Kurven), RUN09 (blaue Kurven, Vernachlässigung der adiabatischen Erwärmung bei Druckerhöhung) und RUN10 (rote Kurven, Annahme eines anfänglich homogenen Ozeans mit $T = 0 \text{ °C}$, $S = 34.9 \text{ psu}$).

5.5. Einfluss der Plume-Eigenschaften auf den spezifischen Wärmetransport

In den bisher vorgestellten zehn Sedimentplume-Simulationen weist RUN07 auflösungsbedingt den höchsten spezifischen Wärmetransport (853 kJ kg^{-1}) auf. Bezogen auf den Wert von $1.2 \times 10^6 \text{ kJ kg}^{-1}$, der den Sedimentplumes die notwendige Effektivität gäbe, um die beobachtete Bodenwassererwärmung auszulösen, ist dieser Wert klein (0.07 %) und spricht für die untergeordnete Bedeutung von Sedimentplumes für die Tiefseeventilation.

Andererseits wurde in den bisherigen Experimenten ausschließlich ein spezieller Sedimentplume betrachtet – ein zwischen 1000 und 2000 m Tiefe entstehender Plume suspendierten Sediments der Korngröße von $48 \text{ }\mu\text{m}$, der etwa $1.3 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$ Sediment vom Kontinentalhang in den Bodenwasserbereich verfrachtet. Die in diesem Abschnitt beschriebenen Experimente sollen klären, wieweit sich Variationen der Sedimentplume-Eigenschaften auf dessen spezifischen Wärmetransport auswirken. Alle im Folgenden dargestellten Experimente sind daher Wiederholungen von RUN07 mit jeweils einer Änderung in der Beschaffenheit des Sedimentplumes bzgl. Intensität, Entstehungstiefe oder Korngröße des Sediments.

5.5.1. Intensität

Mit der Intensität des Plumes ist hier der Betrag der Sedimentmasse, die der Bereich unterhalb von 2500 m hinzugewinnt, gemeint. Je weniger Sediment aufgewirbelt wird, desto kleiner die diesbezügliche Dichteanomalie, desto schwächer die bodennahe Strömung, die so schwach werden kann, dass die Erosion weiterer Sedimentpartikel verhindert wird. Ein Plume mit zu geringer Intensität würde nur zu einer kurzzeitigen, schwachen Strömungsanomalie am Kontinentalhang führen. Das Sediment könnte sich vor dem Erreichen des Bodenwassers wieder absetzen. Sein Einfluss auf das Bodenwasser wäre damit gleich Null. Andererseits nimmt mit zunehmender Intensität des Plumes das Verhältnis von Plumeoberfläche, an der die Vermischung mit dem Umgebungswasser stattfindet, zum Plumevolumen ab. Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit, dass ein Sedimentpartikel aktiv am Entrainment teilnimmt, mit zunehmender Intensität geringer, was sich ebenfalls negativ auf den spezifischen Wärmetransport auswirkt.

In den folgenden vier Experimenten wird versucht, die optimale Intensität zu bestimmen, die einen Plume beschreibt, der energetisch genug ist, das Bodenwasser zu erreichen und klein genug, um eine effektive Vermischung mit dem Umgebungswasser zu gewährleisten, dessen spezifischer Wärmetransport also maximal ist.

Die Plume-Intensität im Modell wird zum Einen über die Stärke der Sedimentquelle, die während der ersten 10 simulierten Stunden über dem Kontinentalhang zwischen 1000 und 2000 m Tiefe existiert, gesteuert. Zum Anderen wird über die Variation der anfänglichen Mächtigkeit des erodierbaren Sediments am Meeresboden das auf Erosion beruhende Anwachsen des Plumes kontrolliert.

Ausgehend vom Experiment RUN07 und den hier benutzten Werten der Sedimentquelle von $1.39 \times 10^{-4} \text{ kg m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ und der anfänglichen Bodensedimentmächtigkeit von 0.5 mm, werden diese Werte in den Experimenten RUN11, RUN11b und RUN11c auf 50 %, 25 % und 12.5 % reduziert. In RUN12 hingegen betragen beide Werte 200 %.

In den Simulationen der Sedimentplumes unterschiedlicher Intensität (Abb. 5.18) variiert der Sedimenteintrag in den Bodenwasserbereich zwischen 0.146×10^7 und $2.616 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$. Dabei zeigt sich, dass die Plumes mit etwa $0.3 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$ Sedimenteintrag den höchsten spezifischen Wärmetransport aufweisen, der bei 1200 kJ kg^{-1} liegt (Tab. 5.2., Abb. 5.19.).

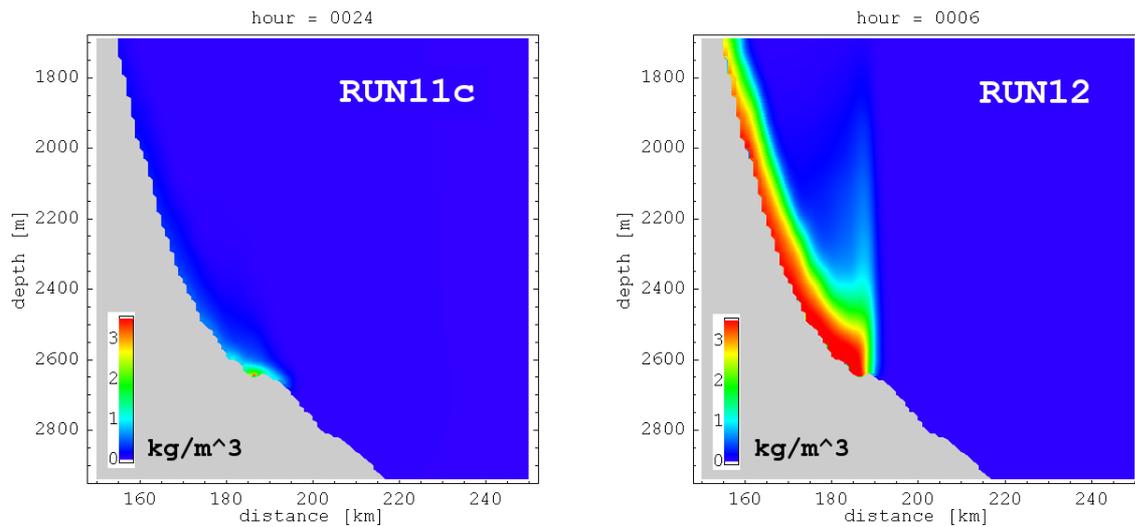


Abb. 5.18.: Sedimentkonzentration nach 24 Stunden in der Simulation RUN11c (geringe Intensität) und nach 6 Stunden in der Simulation RUN12 (hohe Intensität).

Tabelle 5.3.: Die ins Bodenwasser gelangte Sediment- und Wärmemenge und der daraus resultierende spezifische Wärmetransport in den Experimenten RUN07, RUN11, RUN11b, RUN11c und RUN12.

<i>Experiment</i>	<i>Sedimentmasse</i> <i>[10⁷ kg m⁻¹]</i>	<i>Wärme [10¹² J m⁻¹]</i>	<i>spez. Wärmetransp. [kJ kg⁻¹]</i>
RUN11c	0.146	1.67	1144
RUN11b	0.312	3.71	1189
RUN11	0.640	7.03	1098
RUN07	1.300	11.09	853
RUN12	2.616	18.61	711

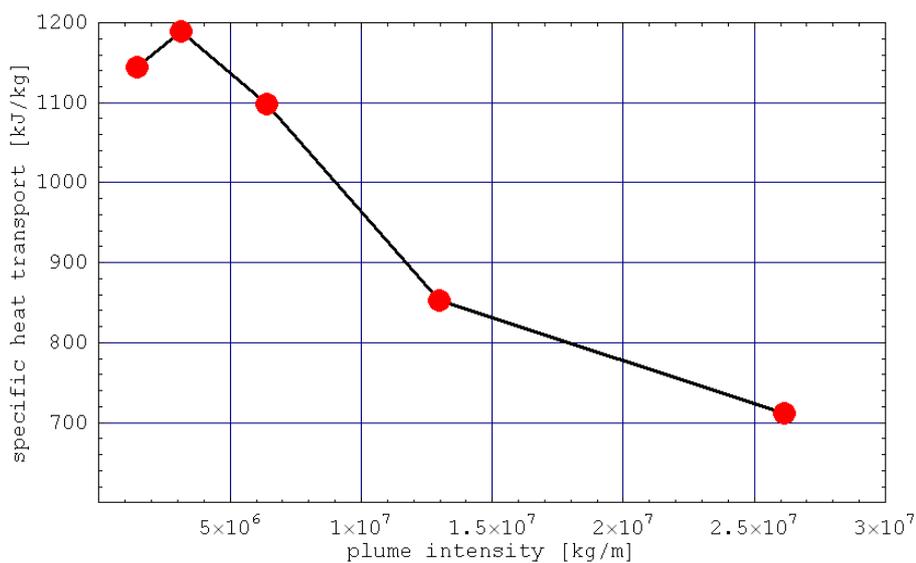


Abb. 5.19.: Der spezifische Wärmetransport des Sediments in Abhängigkeit von der Plume-Intensität. Dargestellt sind die Ergebnisse der Simulationen RUN07, RUN11, RUN11b, RUN11c und RUN12. Der maximale spezifische Wärmetransport von 1189 kJ kg⁻¹ wird in RUN11b (Plumestärke 0.312×10⁷ kg m⁻¹) simuliert.

5.5.2. Entstehungstiefe

Eine andere, für den spezifischen Wärmetransport sehr wichtige Eigenschaft von Sedimentplumes ist ihre Entstehungstiefe, also die Tiefe der Stelle, an der der Sedimentplume seinen Ursprung hat. Aufgrund des vertikalen Temperaturprofils der Grönlandsee (Abb. 3.10. und 4.8.) ist das in den Sedimentplume eingeschlossene Wasser umso wärmer, je höher sich diese Position befindet. Dies ist sicher bis etwa zum Erreichen der Schelfkante in 300 m Tiefe gültig. Eine darüber stattfindende Sedimentplumbildung könnte, je nach Lage der Polarfront, mit dem Einschluss von Polarem Wasser verbunden sein, was zu niedrigeren Temperaturen im Plume führen würde. Da das numerische Modell mit einem Temperaturprofil aus horizontal gemittelten Daten der Grönlandsee initialisiert wird, gibt es hier keine Polarfront. Das Temperaturprofil weist nahe der Oberfläche die höchste Temperatur auf ($>2^{\circ}\text{C}$). In den hier diskutierten Modellexperimenten sollte der spezifische Wärmetransport des Sediments also mit abnehmender Entstehungstiefe grundsätzlich zunehmen. Sedimentplumes, die im Polaren Wasser über dem grönländischen Schelf entstehen, werden auf diese Weise nicht berücksichtigt.

In RUN07 wird der Sedimentplume durch Freisetzen von $12.8 \times 10^6 \text{ kg m}^{-1}$ Sediment in den untersten 160 m der Wassersäule über dem Kontinentalhang zwischen den Positionen $x = 144 \text{ km}$ und $x = 160 \text{ km}$ ausgelöst. Die mittlere Tiefe des Meeresbodens in dieser Region – die Entstehungstiefe – beträgt 1550 m.

In den Simulationen RUN13 und RUN13b wird die Entstehungsregion weiter hangaufwärts verlagert, so dass die Entstehungstiefe in RUN13 350 m und in RUN13b 280 m beträgt. In RUN13b wird ein auf dem Schelf entstehender Plume simuliert, der somit die minimale Entstehungstiefe aufweist, weil geringere Wassertiefen in der Modellregion nicht existieren. In RUN14 wird der Sedimentplume weiter hangabwärts, in einer mittleren Tiefe von 2340 m initialisiert.

Erwartungsgemäß weisen die in geringeren Tiefen initialisierten Plumes deutlich höhere Temperaturen auf, so liegt das plumebedingte Temperaturmaximum unterhalb von 2500 m in RUN13b mit 0.23°C um 0.95 K über dem in RUN14 (-0.72°C) (Abb. 5.21). Folglich zeigen die Experimente einen Anstieg des spezifischen Wärmetransports mit abnehmender Entstehungstiefe. In RUN14 beträgt dieser Wert etwa 500 kJ kg^{-1} und steigt bis auf etwa 1700 kJ kg^{-1} in RUN13b (Tab. 5.3. und Abb. 5.21).

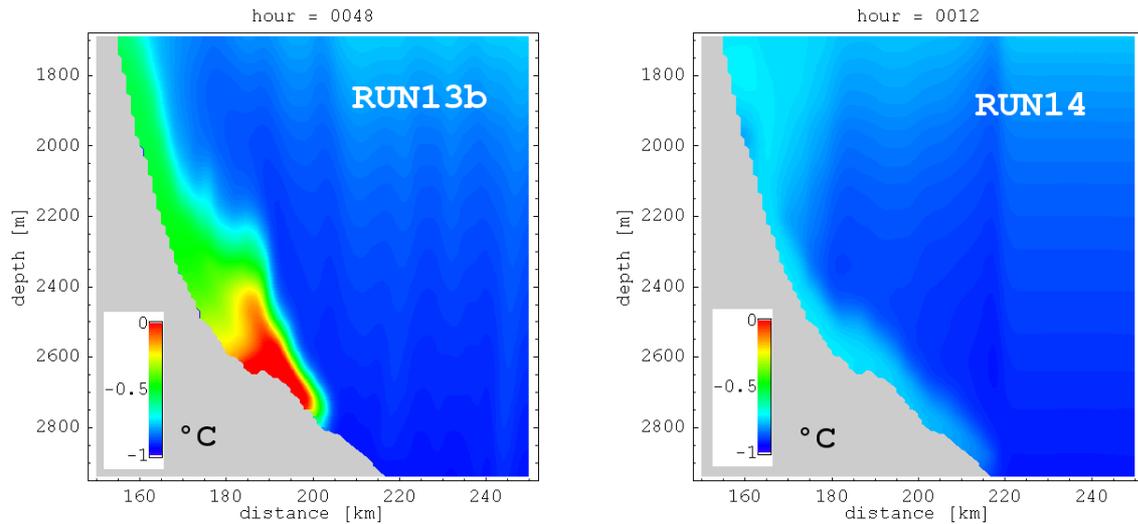


Abb. 5.20.: Temperatur am Kontinentalhang während der Passage des Plumes. **Links:** Temperatur nach 48 Stunden in der Simulation RUN13b (mittlere Entstehungstiefe 280 m). **Rechts:** Temperatur nach 12 Stunden in der Simulation RUN14 (mittlere Entstehungstiefe 2340 m).

Tabelle 5.4.: Die mittlere Entstehungstiefe des Plumes, die ins Bodenwasser gelangte Sediment- und Wärmemenge und der daraus resultierende spezifische Wärmetransport in den Experimenten RUN07, RUN13, RUN13b, und RUN14.

<i>Experiment</i>	<i>Entstehungstiefe</i> [m]	<i>Sedimentmasse</i> [10^7 kg m^{-1}]	<i>Wärme</i> [10^{12} J m^{-1}]	<i>spez. Wärmetransp.</i> [kJ kg^{-1}]
RUN13b	280	0.838	13.96	1666
RUN13	350	1.058	14.62	1382
RUN07	1550	1.300	11.09	853
RUN14	2340	1.299	6.46	497

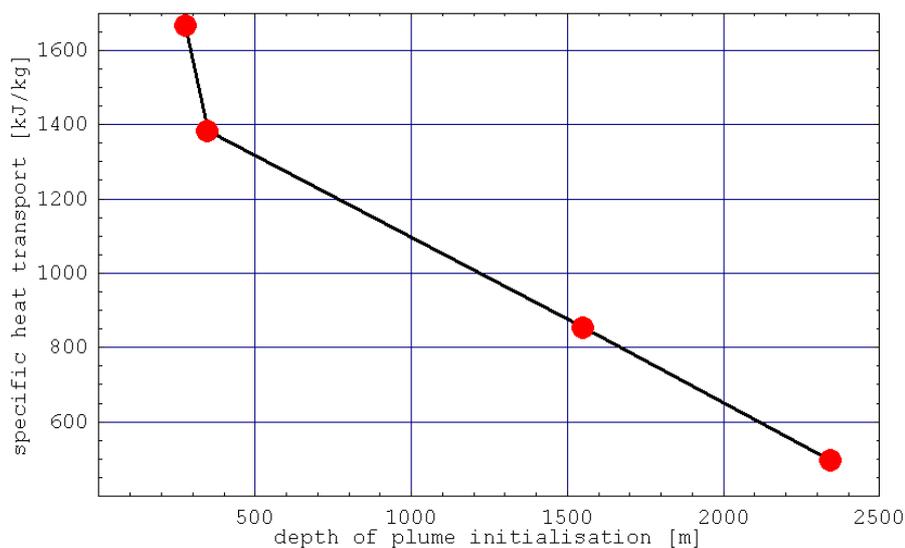


Abb. 5.21.: Der spezifische Wärmetransport des Sediments in Abhängigkeit von der mittleren Entstehungstiefe des Plumes. Dargestellt sind die Ergebnisse der Simulationen RUN07, RUN13, RUN13b und RUN14. Der maximale spezifische Wärmetransport von 1666 kJ kg^{-1} wird in RUN13b (Entstehung über dem Schelf in 280 m Tiefe) simuliert.

5.5.3. Korngröße

Die Korngröße des Sediments, also der mittlere Durchmesser der Sedimentpartikel, hat ebenfalls einen Einfluss auf den spezifischen Wärmetransport. Zum Einen wächst der Betrag der kritischen Bodenschubspannung τ_C (benutzt in Gln. 4.25. und 4.26.), also der Schubspannung, ab der die Erosion beginnt, mit zunehmender Korngröße, zum Anderen nimmt die Sinkgeschwindigkeit der Sedimentpartikel mit abnehmender Korngröße ab (Gln. 4.14.). Für die auf arktischen Schelfen häufigsten Werte der Korngröße zwischen 20 und 60 μm (Fohrmann et al. 1998) liegt τ_C etwa zwischen 0.05 und 0.10 Pa (Unsöld 1984). Vorausgesetzt es steht genügend erodierbares Sediment am Meeresboden zur Verfügung, wird die Erosion und damit die Sedimentfracht des Plumes mit abnehmender Korngröße wachsen. Da die Folgen variierender Plumeintensität aber bereits in Kapitel 5.5.1. behandelt wurden, wird dieser Effekt in den folgenden Experimenten vernachlässigt und der Wert von $\tau_C = 0.075$ Pa konstant gehalten.

Der hier interessantere Effekt beruht auf der mit Gleichung (4.14.) beschriebenen Abhängigkeit der Sinkgeschwindigkeit der Sedimentpartikel w_S von der Korngröße. Aufgrund des größeren Verhältnisses von Oberfläche zum Volumen sinken kleinere Sedimentpartikel langsamer als größere. Dies hat zur Folge, dass kleinere Sedimentpartikel länger in der Wassersäule verbleiben als größere und während dieser längeren Zeit einen größeren plumebedingten Wärmetransport bewirken können. Daneben folgt aus der vertikalen Komponente der Gleichung (4.12.), dass an der Oberseite des Plumes ein Gleichgewicht aus nach oben gerichtetem turbulenten Fluss der Sedimentpartikel und deren Absinkbewegung existiert. Dies führt bei geringeren Sinkgeschwindigkeiten aber gleich großer Sedimentfracht zu mächtigeren, voluminöseren und geringer konzentrierteren Plumes.

Um die Folgen dieser Effekte für das Entrainment und damit für den spezifischen Wärmetransport abzuschätzen, wird die in RUN07 behandelte Korngröße von 48 μm in den Simulationen RUN15, RUN15b und RUN15c auf 34, 15 und 0 μm reduziert. Der Betrag der Sinkgeschwindigkeit wird damit von 1.1 mm s^{-1} in RUN07 auf 0.5, 0.1 und 0 mm s^{-1} reduziert. In RUN15c wird also ein Sediment angenommen, dass keine Sinkbewegung aufweist und sich somit nicht am Meeresboden absetzt. Diese Annahme ist, bei konstant gehaltener Sedimentdichte von 2651 kg m^{-3} , zwar nicht realistisch, doch kann sie die theoretische Obergrenze des Effekts abnehmender Sinkgeschwindigkeit zeigen. Schließlich wird in RUN16 die Korngröße auf 58 μm und der Betrag der Sinkgeschwindigkeit damit auf 1.6 mm s^{-1} erhöht.

Die Simulationen zeigen eine deutliche Zunahme der Plumemächtigkeit und Abnahme der Sedimentkonzentration bei abnehmender Korngröße. So ist der Plume in RUN15c etwa doppelt so mächtig wie der in RUN16 und weist kein ausgeprägtes bodennahes Maximum der Sedimentkonzentration innerhalb des Plumes auf (Abb. 5.22.). Die Lebensdauer der Plumes, vom Beginn der Simulation bis zum kompletten Absetzen des Sediments, wächst von 7 Tagen in RUN16 auf 40 Tage in RUN15b. Während die in den Bodenwasserbereich transportierte Sedimentmasse in allen Experimenten nahezu konstant bleibt, wächst der plumebedingte Wärmegegewinn des Bodenwassers mit abnehmender Korngröße bis zum Maximum von 1100 kJ kg^{-1} in RUN15c (Tab. 5.4. und Abb. 5.23.).

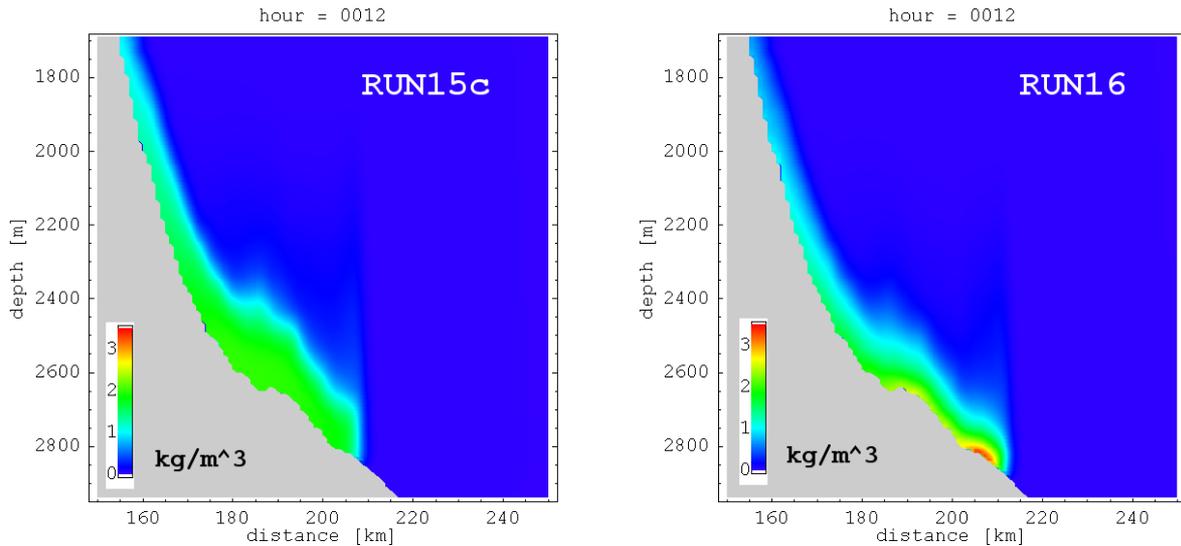


Abb. 5.22.: Sedimentkonzentration nach 12 Stunden in den Simulationen RUN15c (Korngröße und Sediment-Sinkgeschwindigkeit gleich Null) und RUN16 (Korngröße 58 μm , Sediment-Sinkgeschwindigkeit -1.6 mm s^{-1}).

Tabelle 5.5.: Die Korngröße und Sinkgeschwindigkeit der Sedimentpartikel, die ins Bodenwasser gelangte Sediment- und Wärmemenge und der daraus resultierende spezifische Wärmetransport in den Experimenten RUN07, RUN15, RUN15b, RUN15c und RUN16.

Experiment	Korngröße [μm]	Sinkgeschw. [mm s^{-1}]	Sedimentmasse [10^7 kg m^{-1}]	Wärme [10^{12} J m^{-1}]	spezifischer Wär- metransport [kJ kg^{-1}]
RUN15c	0	0	1.282	14.32	1117
RUN15b	15	-0.1	1.252	12.64	1008
RUN15	34	-0.5	1.302	11.70	899
RUN07	48	-1.1	1.300	11.09	853
RUN16	58	-1.6	1.295	10.38	802

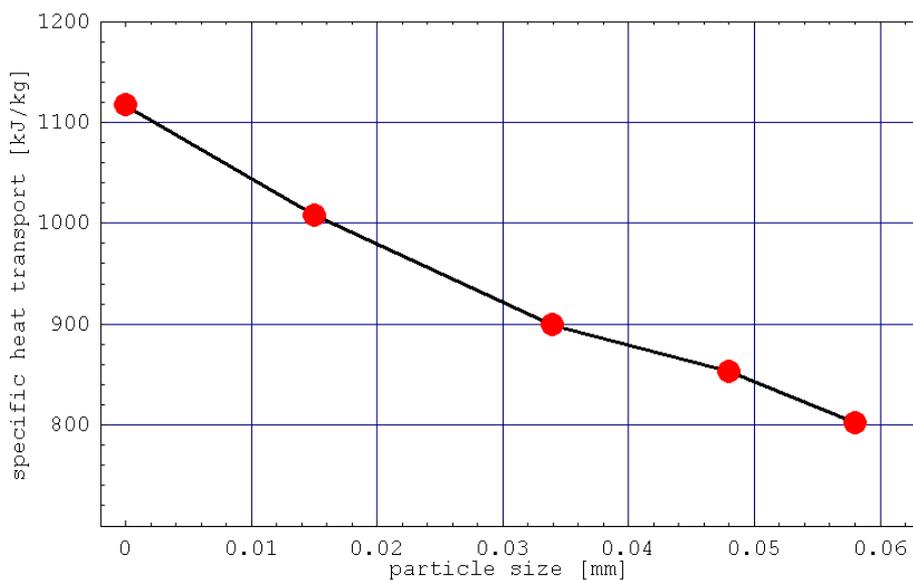


Abb. 5.23.: Der spezifische Wärmetransport des Sediments in Abhängigkeit von der Korngröße des Sediments. Dargestellt sind die Ergebnisse der Simulationen RUN07, RUN15, RUN15b, RUN15c und RUN16. Der maximale spezifische Wärmetransport von 1117 kJ kg^{-1} wird in RUN15c (Korngröße und Sediment-Sinkgeschwindigkeit gleich Null) simuliert.

5.5.4. Optimaler Sedimentplume

Kombiniert man die Aussagen der vorigen drei Kapitel, kann man annehmen, dass Sedimentplumes aus besonders feinkörnigem Material, die in geringer Tiefe ihren Ursprung nehmen und etwa $0.3 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$ Sediment ins Bodenwasser transportieren, einen besonders hohen spezifischen Wärmetransport aufweisen.

Im Experiment RUN17 wird ein Plume simuliert, der diese drei Kriterien erfüllt. Die Korngröße beträgt $15 \text{ }\mu\text{m}$, die Entstehungstiefe 280 m und der Eintrag von Sediment ins Bodenwasser $0.481 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$. Daher kann er bzgl. des spezifischen Wärmetransports als optimal bezeichnet werden, auch wenn sein spezifischer Wärmetransport wahrscheinlich nicht dem potentiellen Maximum entspricht. Denn es ist wahrscheinlich, dass die Eigenschaften Korngröße, Entstehungstiefe und Intensität in ihrer Wirkung auf den spezifischen Wärmetransport in Wechselwirkung miteinander stehen. So werden z.B. unterschiedliche Korngrößen wahrscheinlich zu unterschiedlichen Ideal-Intensitäten führen. So könnte die höhere Sinkgeschwindigkeit größerer Partikel aufgrund der aus ihr folgenden Erhöhung der bodennahen Sedimentkonzentration und damit der bodennahen Strömung als Auslöser von Erosion wirken und eine tiefreichende Wirkung mancher Plumes erst ermöglichen. Somit wären zur genaueren Bestimmung des höchst möglichen spezifischen Wärmetransports eine große Zahl weiterer Experimente erforderlich.

Andererseits kann angenommen werden, dass, im Vergleich zu den Eigenschaften realer Sedimentplumes in der Grönlandsee, die des in RUN17 simulierten Plumes für einen hohen spezifischen Wärmetransport zwar sehr günstig aber eher unwahrscheinlich sind. Denn es ist unwahrscheinlich, dass sich das aus dem Eis stammende Sediment überwiegend nahe der Schelfkante absetzt und die Plumes überwiegend hier gebildet werden (Wollenburg 1993), dass dessen mittlere Korngröße kleiner als $20 \text{ }\mu\text{m}$ ist (Fohrmann et al. 1998) und dass dieses Material überwiegend in Form von Plumes der Intensität von etwa $0.5 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$ in den Bodenwasserbereich verfrachtet wird. Daher können die Ergebnisse von RUN17 als obere Abschätzung des durch Sedimentplumes verursachten Wärmetransports ins Bodenwasser interpretiert werden.

Initialisiert wird der Plume durch Freisetzung von $28.0 \times 10^6 \text{ kg m}^{-1}$ Sediment während der ersten 10 Stunden auf dem Schelf in durchschnittlich 280 m Tiefe. Das sedimentbeladene Wasser überquert in einer bodennahen Strömung die Schelfkante. Dabei bilden sich hier während der ersten zwei Tage zwei kleinere Plumes (Nr. 1 und 2), von denen der erste nur bis in eine Tiefe von 500 m , der zweite bis in 1100 m Tiefe gelangt, bevor sich ihr Sediment abgesetzt hat. Erst nach etwa drei Tagen bildet sich ein wesentlich energetischerer Plume (Nr. 3), der bis in den Bodenwasserbereich läuft. Ihm folgen nach 6.5 und 8 Tagen zwei schwächere aber ebenfalls tiefreichende Plumes (Nr. 4 und 5). Schließlich, nach 15 Tagen, bildet sich ein Plume (Nr. 6) in 2000 m Tiefe, der ebenfalls bis ins Bodenwasser verläuft (Abb. 5.24. und 5.25.).

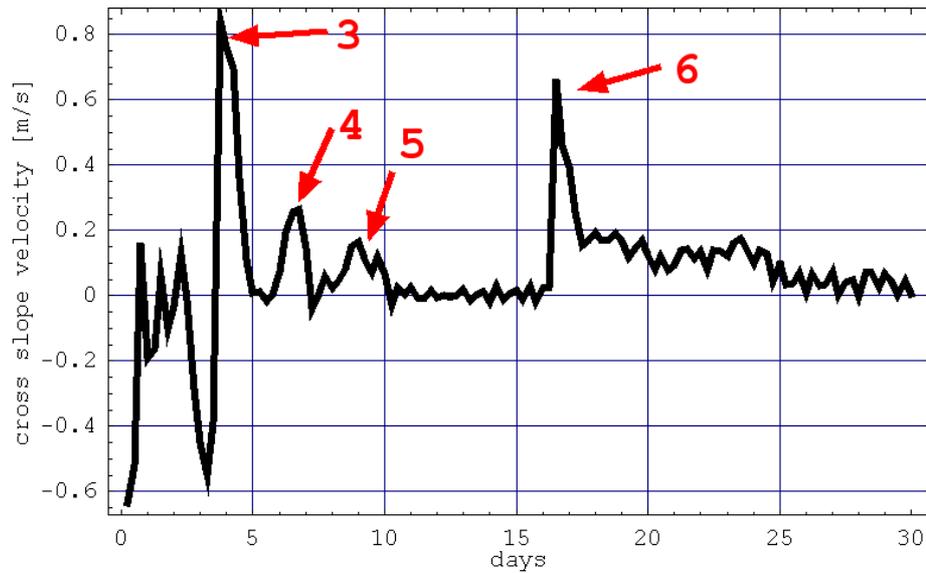


Abb. 5.24.: Zeitserie der in RUN17 simulierten hangnormalen Strömung an der Position $x = 213.5$ km, in 2895 m Tiefe, 5 m über dem Boden. Die ersten 3 Tage werden von einer durch die Plumeinitialisierung verursachten barotropen Störung dominiert. Darauf folgen die Passagen der Plumes Nr. 3 bis Nr. 6.

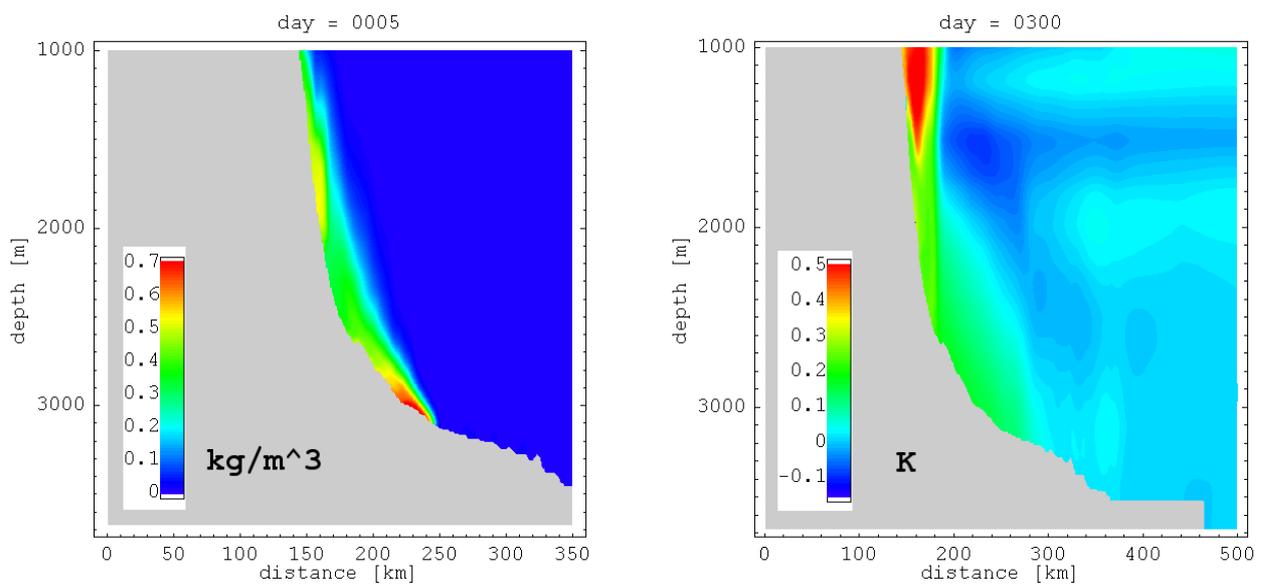


Abb. 5.25.: Ergebnisse der Simulation RUN17. **Links:** Sedimentkonzentration nach 5 simulierten Tagen. Zu erkennen sind Plume Nr. 3 und Plume Nr. 4, die sich in etwa 3100 bzw. 2000 m Tiefe befinden. **Rechts:** Änderung der Temperatur nach 300 simulierten Tagen.

Aufgrund der geringen Sinkgeschwindigkeit des Sediments von -0.1 mm s^{-1} ist das Absetzen des Sediments im Bodenwasserbereich auch nach 400 Tagen noch nicht abgeschlossen und liegt zu diesem Zeitpunkt bei $0.481 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$ (Abb. 5.26.). Der Wärmegewinn des Bodenwassers hingegen erreicht nach bereits 60 Tagen sein Maximum, bevor das Aufsteigen vom Sediment befreiten, leichteren Wassers den Wärmegewinn auf einen stationären Wert von $27.64 \times 10^{12} \text{ J m}^{-1}$ sinken lässt (Abb. 5.26.). Der spezifische Wärmetransport des Sediments beträgt damit etwa 5700 kJ kg^{-1} . Das sind 0.5 % des für die Erklärung der beobachteten Erwärmung erforderlichen Wertes von $q_S = 1.2 \times 10^6 \text{ kJ kg}^{-1}$.

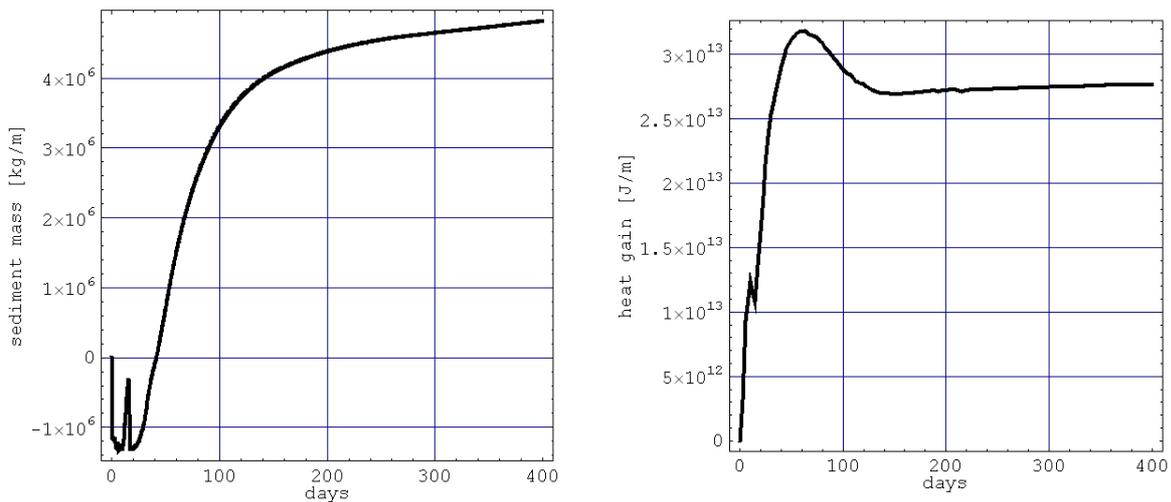


Abb. 5.26.: Ergebnisse der Simulation RUN17. **Links:** Die durch den Plume verursachte Änderung der Masse des Bodensediments unterhalb der Tiefe von 2500 m. Diese beträgt nach 400 Tagen $0.481 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$. **Rechts:** Der plumebedingte Wärmegewinn des Ozeans unterhalb der Tiefe von 2500 m. Dieser beträgt nach 400 Tagen $27.64 \times 10^{12} \text{ J m}^{-1}$. Der spezifische Wärmetransport beträgt damit 5743 kJ kg^{-1} .

5.6. Dreidimensionale Simulation

In den bisher vorgestellten numerischen Experimenten wurde ein zweidimensionales Modell benutzt, das die hangparallel gerichteten Gradienten vernachlässigt. Ein Sedimentplume hat jedoch auch in hangparalleler Richtung nur eine begrenzte Ausdehnung. Obwohl man das bisherige zwei-dimensionale x - z -Koordinatensystem als sich mit dem Plume mitbewegend interpretieren kann, wirft dies die Frage auf, wie weit sich die obigen Schätzungen des spezifischen Wärmetransports bei dreidimensionaler Modellierung ändern. Aufgrund fehlender Beobachtungsdaten von Sedimentplumes in der Grönlandsee kann diese Arbeit lediglich versuchen, die Größenordnung des maximal möglichen sedimentbedingten Wärmetransports ins Bodenwasser zu bestimmen. Die wichtigste Frage an das im Folgenden beschriebene dreidimensionale Modell eines Sedimentplumes in der Grönlandsee lautet daher:

- Ändert sich die Größenordnung der Schätzungen des spezifischen Wärmetransports bei dreidimensionaler Behandlung des Problems?

Neben der Berücksichtigung realistischer Meeresströmungen konzentriert sich der Versuchsaufbau in erster Linie auf topographische Effekte. So beinhaltet die Modelltopographie der Grönlandsee, die zu Beginn des Kapitels 5 gezeigte hangnormal verlaufende Ardencaple-Rinne (Abb. 5.2.), um die Wirkung einer solchen Rinne auf einen Sedimentplume zu untersuchen.

Im Folgenden wird das Experiment RUN18 beschrieben. Dabei wird mit dem dreidimensionalen adaptiven Modellgitter begonnen, danach die Modellierung einer stationären Zirkulation des Nordatlantiks beschrieben und schließlich die Simulation eines Sedimentplumes am ostgrönländischen Kontinentalhang.

5.6.1. Modellgitter und Topographie

Die Modellregion von RUN18 umfasst den gesamten Nordatlantik, inklusive des Nordpolarmeers (Abb. 5.27a). Der Äquator wird als geschlossener südlicher Rand behandelt. Die Beringstraße wird ebenfalls als geschlossen angenommen.

Nördlich von 70° N folgt das Modellgitter horizontal einer polarstereographischen Projektion. Die horizontale Auflösung beträgt im Nordpolarmeer 75 km. Südlich von 60° N werden geographische Koordinaten benutzt. Die Auflösung nimmt hier nach Süden hin ab, bis auf 200 km im tropischen und subtropischen Bereich. Zwischen 60° N und 70° N gehen beide Gitterformen fließend ineinander über. Eine hohe räumliche Auflösung in der Grönlandsee, und hier vor allem am ostgrönländischen Kontinentalhang im Bereich der Ardencaple-Rinne, wird durch folgende Maßnahmen erreicht:

- Die Richtung der x -Achse (68.1°) entspricht der mittleren Richtung der Ardencaple-Rinne.
- Die Ardencaple-Rinne wird als geradlinig zwischen den Positionen 74° N, 13° W und 75° N, 7° W verlaufend angenommen.
- Im Bereich der Ardencaple-Rinne wird die Schrittweite des Basisgitters (Elternzellen) in y -Richtung, also quer zur Rinne, von 75 km auf 5 km reduziert.
- Durch adaptive Gitterverfeinerung (Bildung von Kinderzellen) wird die Auflösung aller drei Raumrichtungen im Bereich um die Ardencaple-Rinne viermal verdoppelt (Abb. 5.27b).

Der am höchsten aufgelöste Bereich am ostgrönländischen Kontinentalhang im Bereich der Ardencaple-Rinne wird im Folgenden „hochaufgelöster Bereich“ genannt. Die Gitterweite beträgt hier 4.7 km in x -Richtung (hangnormal, entlang der Rinne) und 312 m in y -Richtung (hangparallel, quer zur Rinne). Der hochaufgelöste Bereich beinhaltet die gesamte Ardencaple-Rinne. Seine Ausdehnung quer zur Rinne beträgt 41 km, entlang der Rinne 300 km. Die vertikale Auflösung beträgt 10 m in den untersten 100 m der Wassersäule und nahe der Meeresoberfläche und geht auf 160 m im Inneren des Ozeans zurück (Abb. 5.28).

Neben den hochauflösenden topographischen Daten der Ardencaple-Rinne (Abb. 5.2.) wurde für die Topographie der polaren und subpolaren Regionen der IBCAO-Datensatz (Jakobsson et al. 2001), für die übrigen Regionen der ETOPO5-Datensatz (Bamber et al. 1997), (Abb. 5.29.) benutzt.

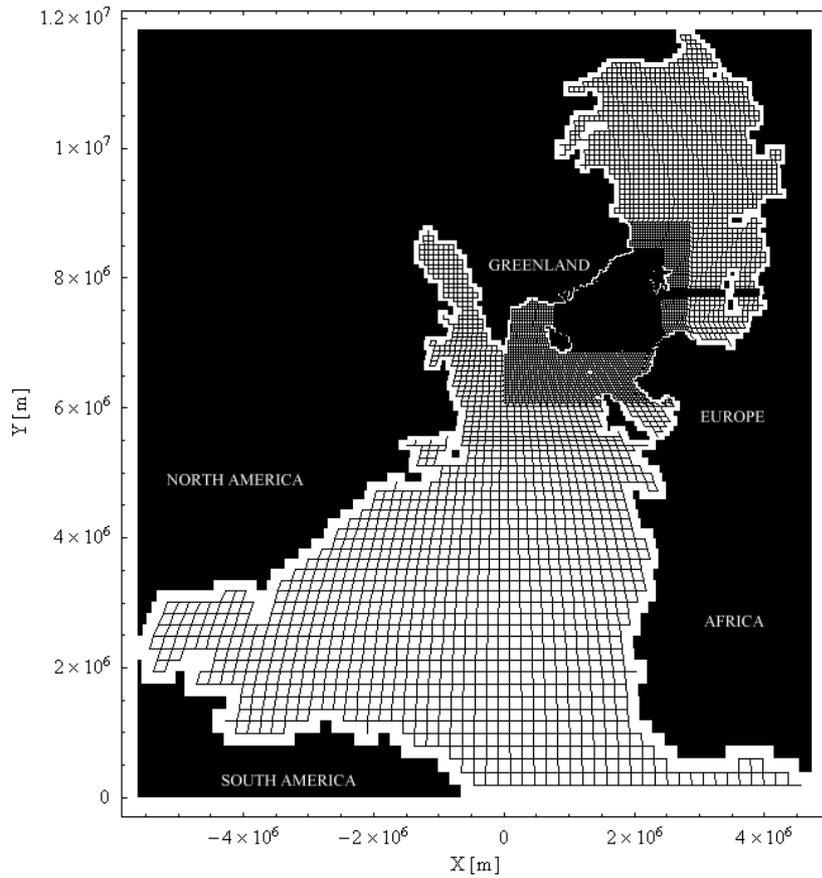


Abb. 5.27a: Horizontale Struktur des Gitters in der gesamten Modellregion. X und Y bezeichnen die kartesischen Modellkoordinaten.

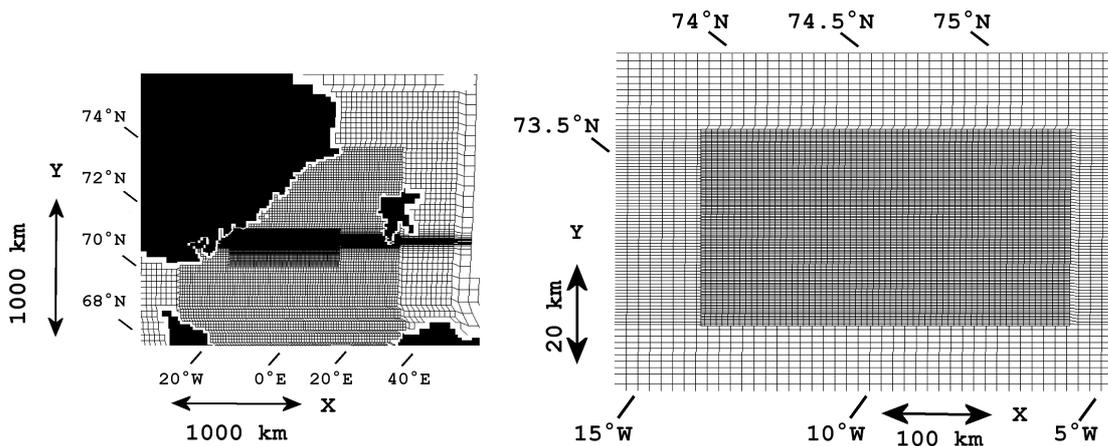


Abb. 5.27b: Horizontale Struktur des Gitters – Zoom in den hochaufgelösten Bereich des ostgrönländischen Kontinentalhangs.

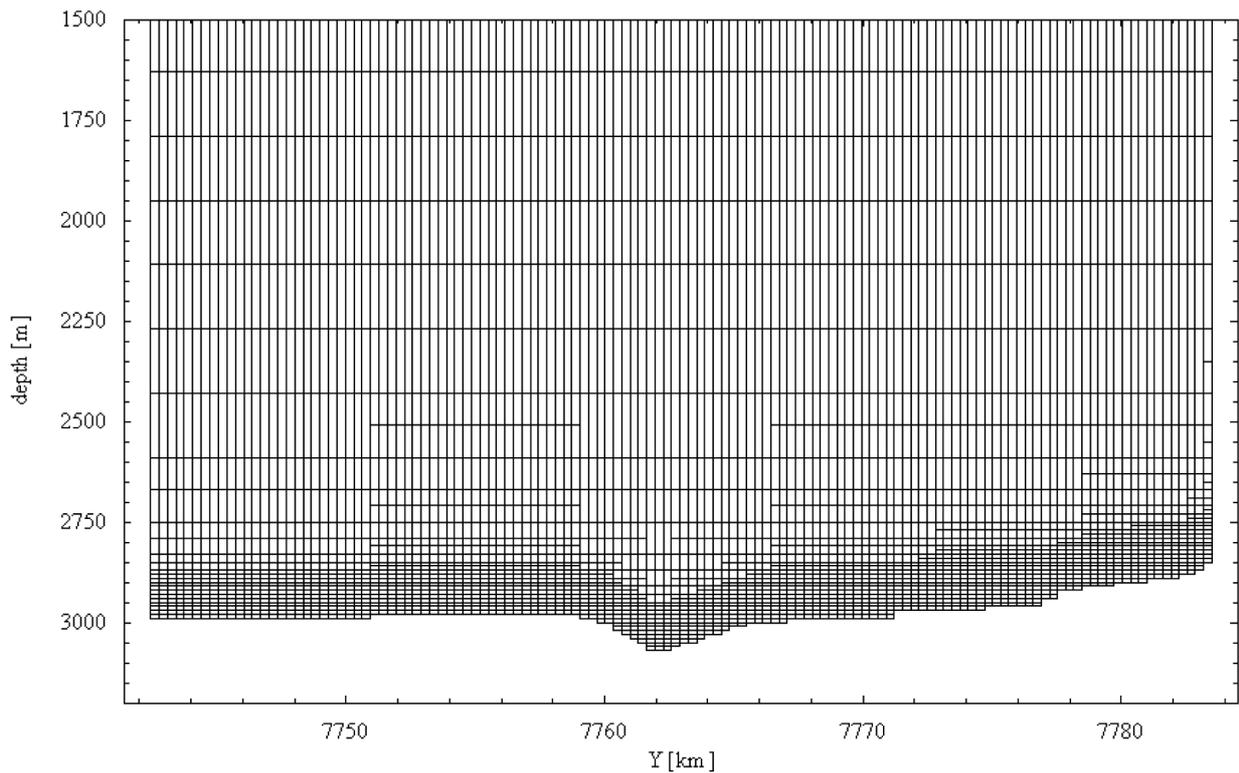


Abb. 5.28.: Vertikale Struktur des Gitters – Schnitt durch den hochaufgelösten Bereich, quer zur Ardencaple-Rinne von $74^{\circ} 14' N$, $10^{\circ} 21' W$ (links) nach $74^{\circ} 35' N$, $11^{\circ} 14' W$ (rechts). Die Rinne befindet sich bei $Y = 7762$ km (Position in kartesischen Modellkoordinaten). Die Auflösung in y -Richtung beträgt 312 m, in vertikaler Richtung liegt sie zwischen 10 und 160 m.

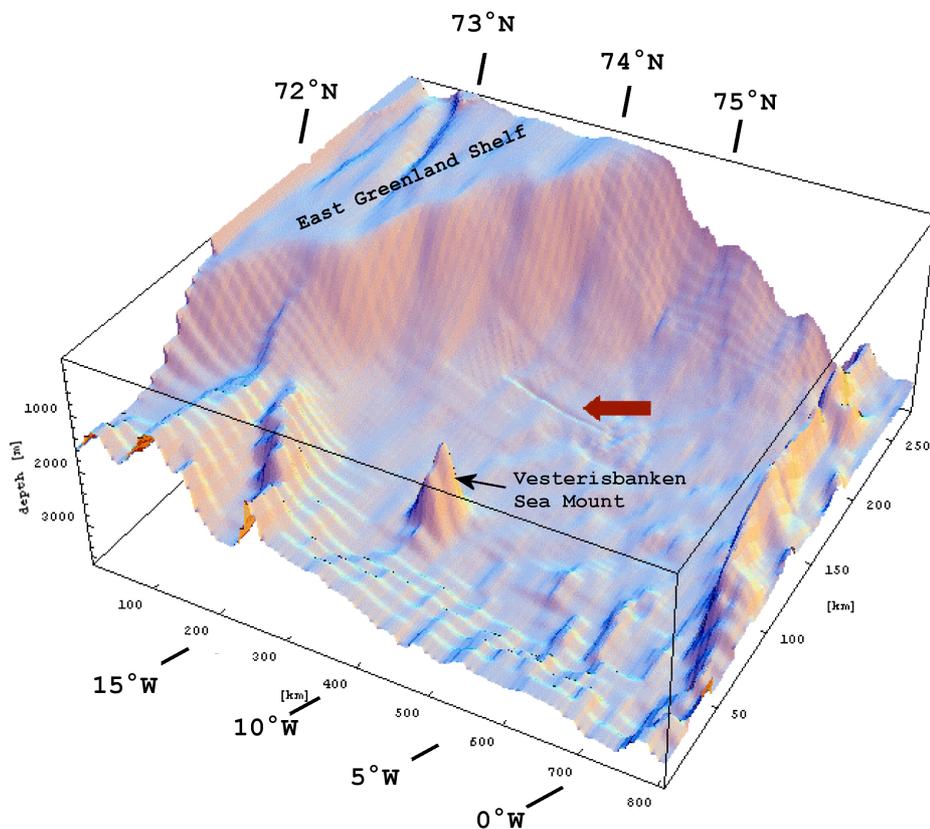


Abb. 5.29.: Vom Modell benutzte Topographie des ostgrönländischen Kontinentalhangs. Der rote Pfeil zeigt auf die Ardencaple-Rinne.

5.6.2. Modellierung der Zirkulation

Das Ziel dieser Modellierung ist die Simulation einer möglichst realistischen aber stationären Zirkulation und Hydrographie der Grönlandsee. Hierfür werden mittlere winterliche Antriebsdaten verwandt. Die Berücksichtigung der zeitlichen Variabilität der großskaligen Zirkulation und Hydrographie liegt außerhalb des Umfangs dieser Arbeit. Des Weiteren wird die Diskussion der Simulation auf für die Bodenwasserventilation der Grönlandsee relevanten Prozesse beschränkt. Eine Darstellung der mit CODE simulierten, zeitlich variablen Zirkulation des Nordatlantiks wird in Logemann und Harms (2006a,b) gegeben.

5.6.2.1. Initialisierung und Forcierung

Die oben dargestellte Verfeinerung des Gitters lässt sich in fünf Schritte unterteilen. Der erste Schritt besteht aus der Verringerung der Basisgitterweite in y -Richtung im Bereich der Ardencape-Rinne. Die restlichen vier Schritte sind die Verdopplung der horizontalen wie vertikalen Auflösung am ostgrönländischen Kontinentalhang. Da die Gitterstruktur nach jedem einzelnen Schritt gespeichert wird, stehen somit sechs unterschiedliche Modellgitter zur Verfügung: ein nicht adaptiertes aus 72966 Elementen bestehendes und fünf, zunehmend höher auflösende Gitter bis hin zum finalen, in den Abbildungen 5.27. und 5.28. gezeigten Gitter mit 968033 Zellen.

Diesen sechs unterschiedlichen Gitterkonfigurationen entsprechen sechs Phasen der Modellinitialisierung. Die numerische Simulation wird auf dem größten Gitter begonnen. Der Ozean wird als anfänglich in Ruhe angenommen. Die Anfangswerte für Temperatur und Salzgehalt entstammen den winterlichen Feldern des *World Ocean Atlas 1994* (Levitus et al. 1994, Levitus & Boyer 1994) (Abb. 2.6.). Im weiteren Verlauf der Simulation wird für die Temperatur- und Salzgehaltswerte des Modells eine 30-Tage-Relaxation in Richtung dieser Anfangswerte durchgeführt. Einen weiteren Antrieb erhält das Modell durch ein stationäres Windfeld, das durch Mittlung der winterlichen ECMWF-OMIP-Daten bestimmt wurde (Abb. 2.2b.) (Gibson et al. 1997, Röske 2001). Der Zeitschritt beträgt in dieser Phase 360 Sekunden. Für die Simulation von 24 Stunden wird von einem 1.2 GHz-Prozessor eine Rechenzeit von 5 Minuten benötigt. Bedingt durch das stationäre Windfeld und die T,S -Relaxation erreicht das Modell nach Simulation von zwei Jahren einen annähernd stationären Zustand. Der Lauf wird gestoppt und die Modelldaten auf das um einen Schritt weiter adaptierte Gitter übertragen, auf dem die Simulation fortgeführt wird. Dieser Wechsel zum nächst höheren Modellgitter wird fünfmal wiederholt, wobei der Zeitschritt stetig verkleinert und die T,S -Relaxation in Bereichen größer werdender Auflösung abgeschwächt wird, bis zur vollständigen Deaktivierung im hochaufgelösten Bereich. Die Gitterwechsel werden innerhalb von 20 simulierten Tagen durchlaufen. Anschließend werden weitere 60 Tage simuliert, in denen sich das Modell dem finalen Gitter anpasst und die durch die Gitterwechsel verursachten Störungen abklingen. Der Zeitschritt beträgt nun 18 Sekunden. Für die Simulation von 24 Stunden wird eine Rechenzeit von 22.5 Stunden benötigt.

Innerhalb der letzten 14 simulierten Tage dieses ersten Abschnitts der Simulation, dem Hochfahren des Modells, liegt im Bodenwasser der Grönlandsee die Änderung der Strömungsgeschwindigkeit pro Tag unterhalb von 2 %. Die maximale Änderung der Temperatur beträgt hier unterhalb von 2800 m Tiefe $2.1 \times 10^{-9} \text{ K s}^{-1}$, also $1.8 \times 10^{-4} \text{ K pro Tag}$.

5.6.2.2. Ergebnisse

Abbildung 5.30. zeigt die nach dem Hochfahren simulierte dynamisch bedingte Auslenkung der Meeresoberfläche in der gesamten Modellregion. In realistischer Weise werden vom Modell der Beaufortwirbel im Nordpolarmeer und der Subtropenwirbel im südlichen Nordatlantik als ozeanische Hochdruckgebiete wiedergegeben (Stommel 1964, Dietrich et al. 1975), desgleichen der Subpolarwirbel, der sich als ozeanisches Tiefdruckgebiet von der Labradorsee über das Europäische Nordmeer bis in den eurasischen Teil des Nordpolarmeers erstreckt. Die simulierten Felder des Salzgehalts, der Temperatur und der Strömung (Abb. 5.31.) entsprechen ebenfalls im Wesentlichen den Beobachtungen (Dietrich et al. 1975). Die an Übergängen zwischen Bereichen unterschiedlicher räumlicher Auflösung entstehenden Störungen dieser Felder sind klein gegenüber dem Betrag der jeweiligen Feldgrößen.

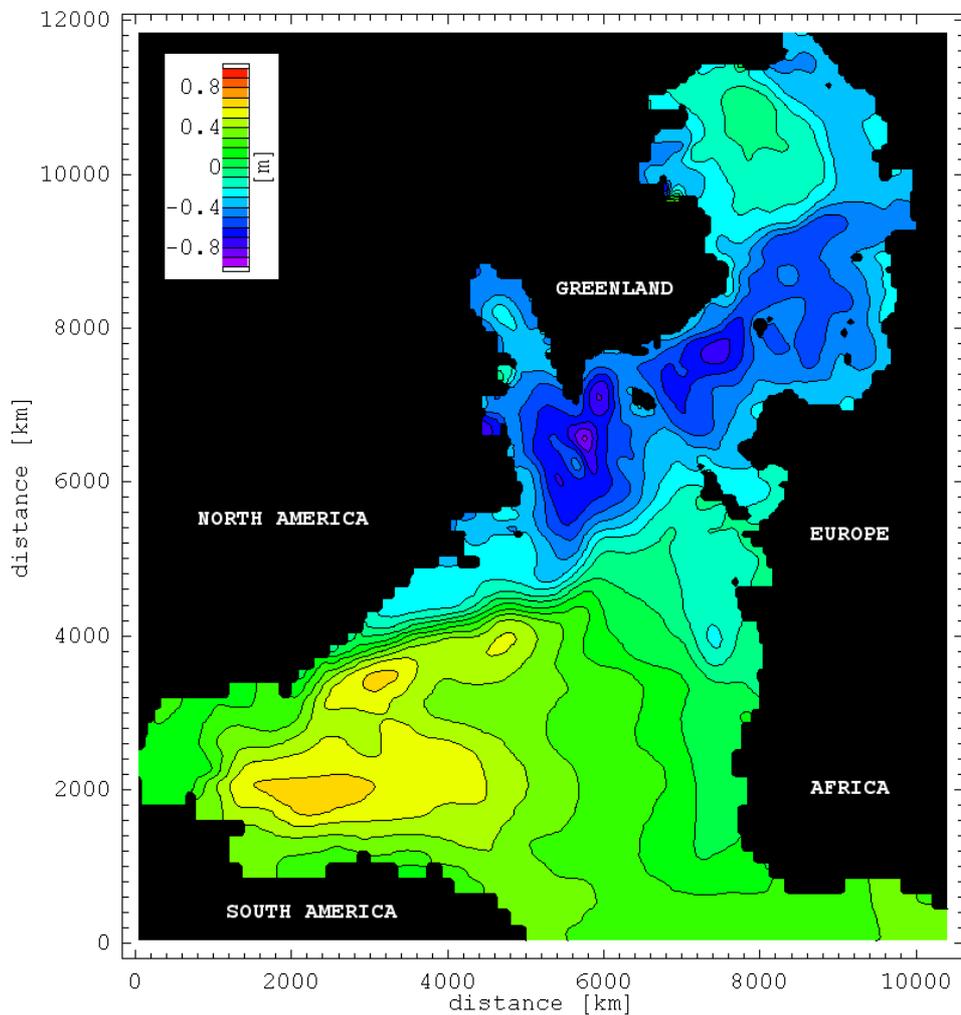


Abb. 5.30.: Die Simulation RUN18 nach dem Hochfahren des Modells. Dynamisch bedingte Auslenkung der Meeresoberfläche des Nordatlantiks.

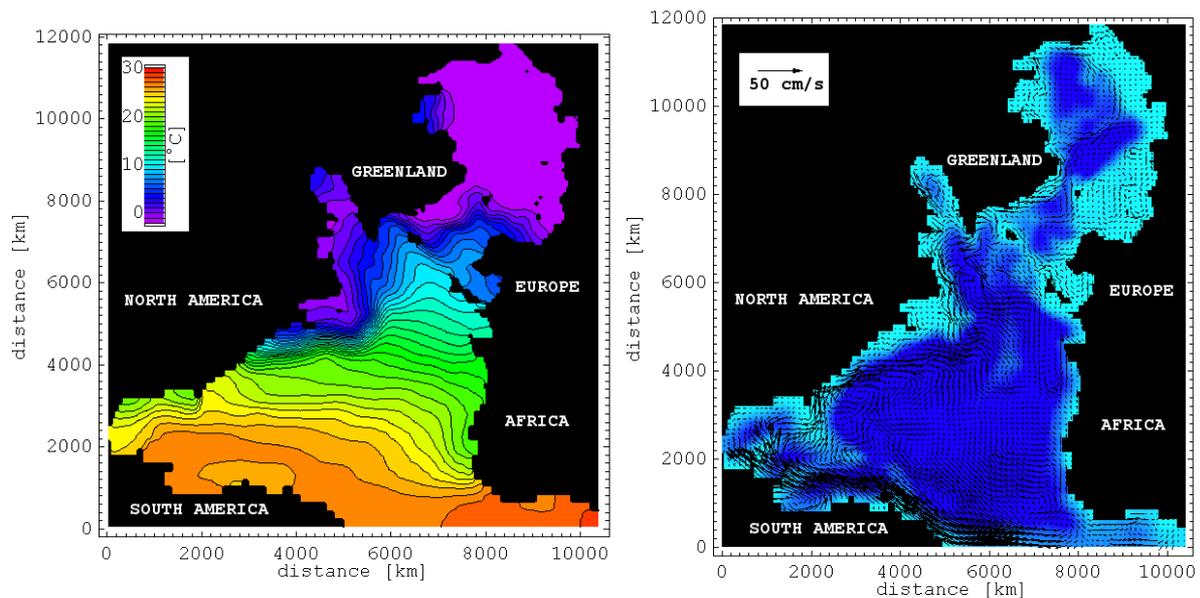


Abb. 5.31.: Die Simulation RUN18 nach dem Hochfahren des Modells. Temperatur und Zirkulation nahe der Meeresoberfläche (5 m Tiefe). Die Blautöne in der rechten Abbildung skizzieren die Topographie.

In der Grönlandsee zeigt das Modell den überwiegend windgetriebenen und barotropen zyklonalen Grönlandseewirbel, in dessen Zentrum die Meeresoberfläche um bis zu etwa 40 cm gegenüber der Peripherie abgesenkt ist (Abb. 5.32.). Das Temperatur- und das Bewegungsfeld der oberen 500 m (Abb. 5.33.) zeigen das auf der östlichen Seite des Wirbels entlang des europäischen Kontinentalhangs einströmende warme Atlantikwasser und den Ostgrönlandstrom auf der gegenüberliegenden Seite, der mit einer Geschwindigkeit von etwa 30 cm s^{-1} kaltes polares und arktisches Wasser nach Süden transportiert. Noch in 2500 m Tiefe ist der zyklonale Wirbel deutlich ausgeprägt und mit relativ hohen, von hangabwärts führenden Boden-Ekman-Transporten verursachten Temperaturen am ostgrönländischen Kontinentalhang verbunden (Abb. 5.34.). In 3000 m Tiefe existiert entlang weiter Bereiche des ostgrönländischen Kontinentalhangs eine nach Norden führende schwache Gegenströmung von etwa 2 cm s^{-1} . Ein hangaufwärts gerichteter Bodengrenzschicht-Transport in der südwestlichen und nordwestlichen Grönlandsee führt zu leicht verringerten Temperaturen am Fuß des Kontinentalhangs. Entlang der gegenüberliegenden Grönlandbruchzone existiert keine Gegenströmung (Abb. 5.34.).

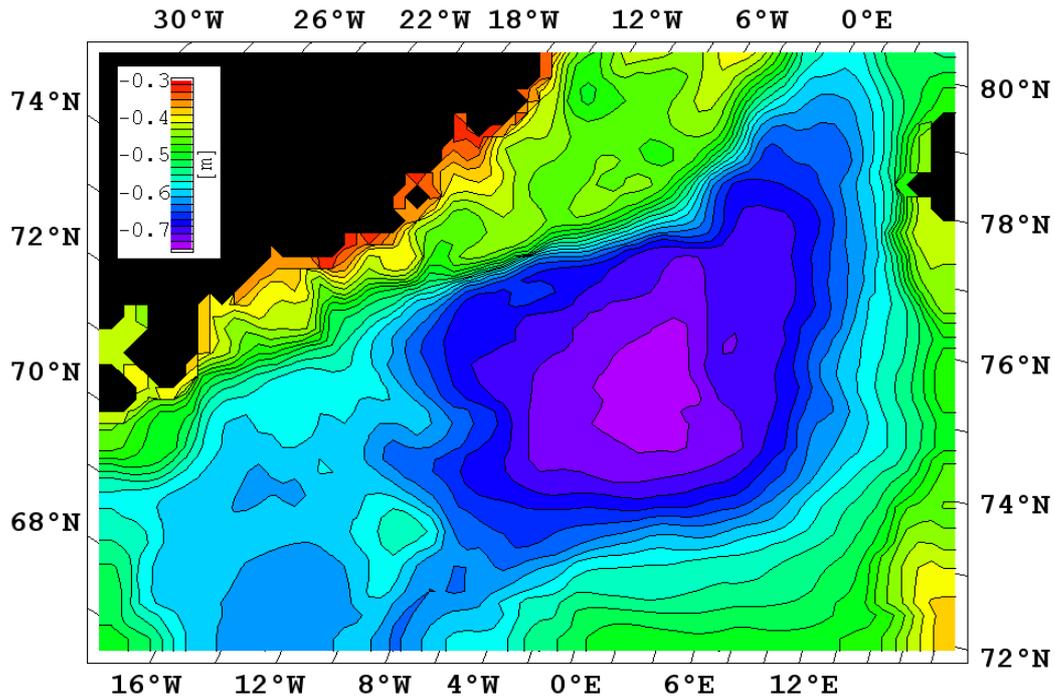


Abb. 5.32.: Die Simulation RUN18 nach dem Hochfahren des Modells. Oberflächenauslenkung in der Grönlandsee

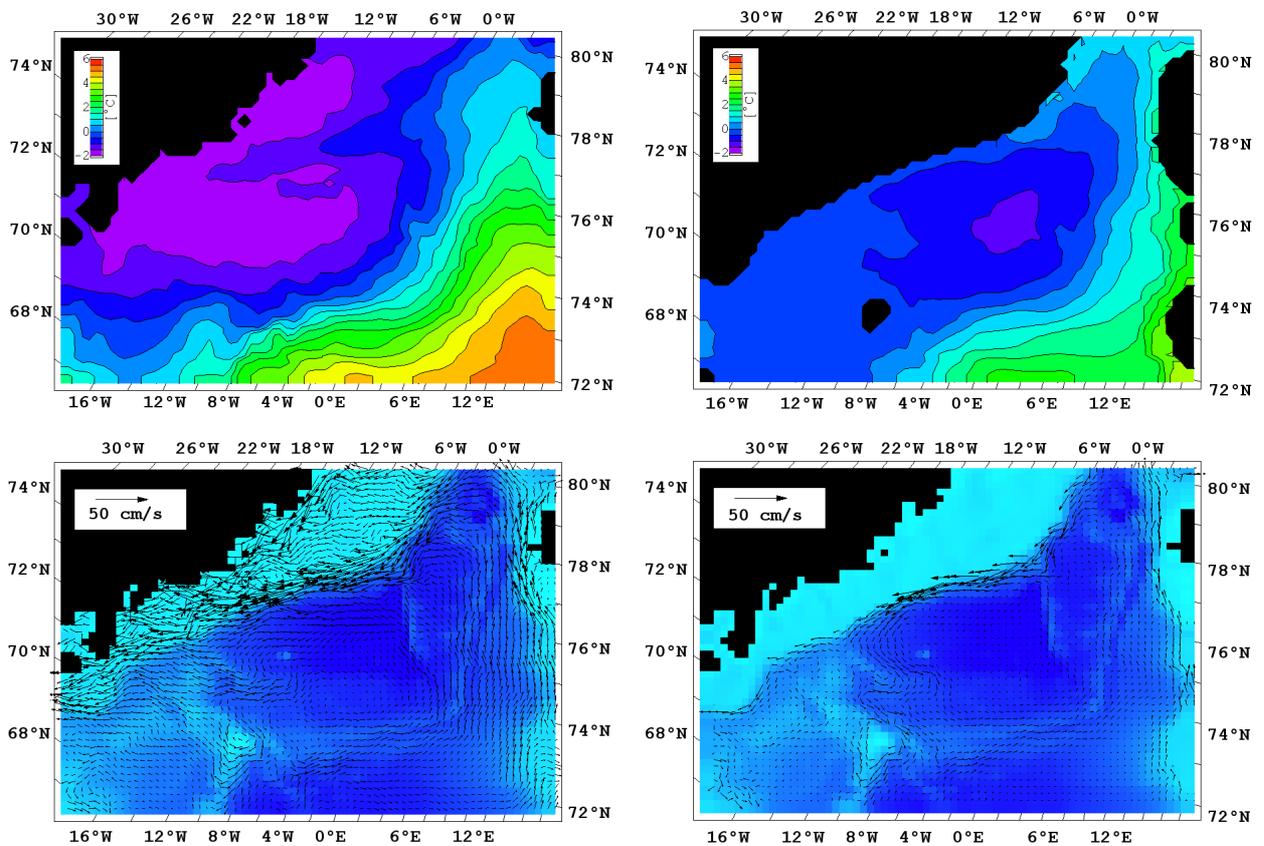


Abb. 5.33.: Die Simulation RUN18 nach dem Hochfahren des Modells. Temperatur und Strömung der Grönlandsee in 5 m (links) und 500 m (rechts) Tiefe.

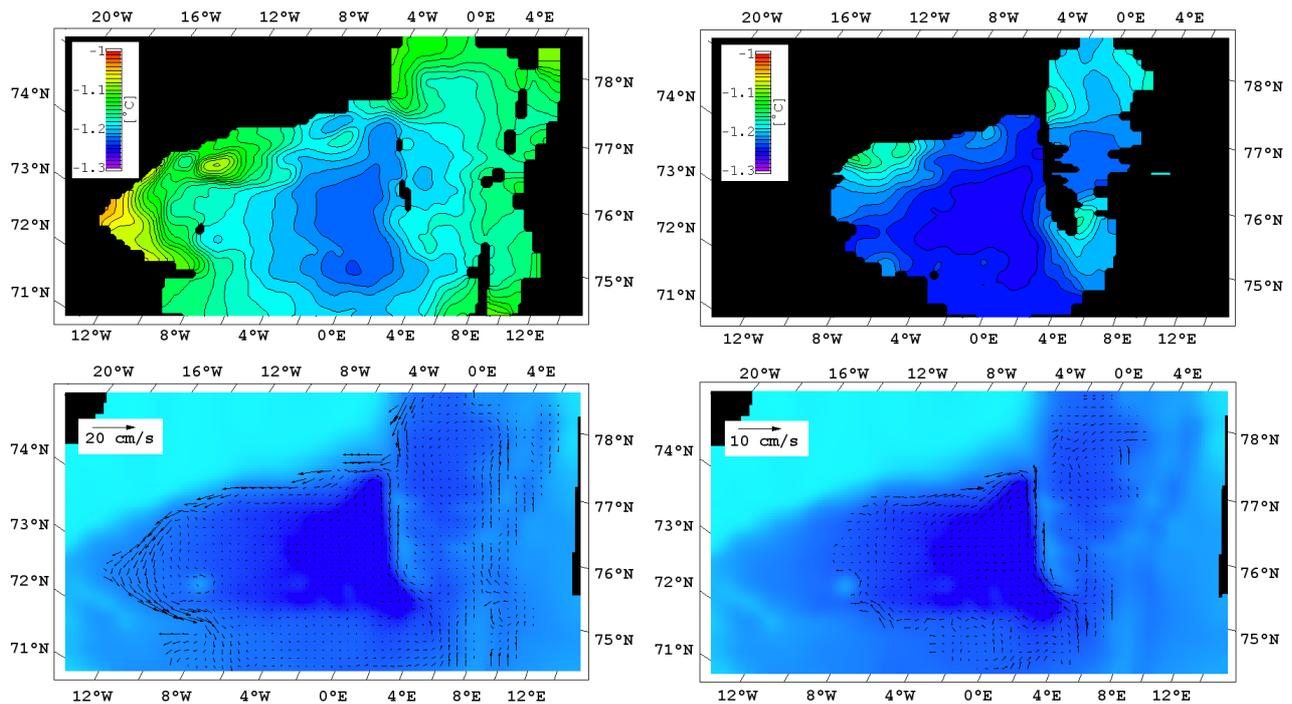


Abb. 5.34.: Die Simulation RUN18 nach dem Hochfahren des Modells. Temperatur und Strömung der Grönlandsee in 2500 m (links) und 3000 m (rechts) Tiefe. Man beachte, dass die Skalierung der Strömungsvektoren für linke und rechte Abbildung unterschiedlich ist.

In Abbildung 5.35. wird ein hangnormaler Schnitt durch den simulierten Ostgrönlandstrom (EGC) gezeigt. Bei etwa 75° N weist der EGC im Modell eine Stärke von 16 Sv über eine Breite von etwa 100 km auf. Vergleicht man diesen Wert mit Strömungsmessungen der Jahre 1994-95 (Woodgate et al. 1999), ergibt sich eine gute Übereinstimmung: Der mittlere Transport des Ostgrönlandstroms wird hier mit 21 ± 3 Sv über eine Breite von 140 km und 16 ± 2 Sv über eine Breite von etwa 100 km angegeben. In Übereinstimmung mit dem Modell messen Woodgate et al. bodennahe Strömungsgeschwindigkeiten in der Größenordnung von 10 cm s^{-1} in der Tiefe von 2500 m. Wie im Modell liegt auch bei ihnen der Kern des Ostgrönlandstrom östlich der Schelfkante.

Vergleicht man die EGC-Modelldaten mit solchen eines gefierten akustischen Doppler-Profilstrommessers (LADCP) aus dem Spätsommer 1998 (Walter 2004) (Abb. 5.36.), sieht man in beiden Datensätzen eine nach Norden gerichtete Gegenströmung am Fuß des Kontinentalhangs, die im Modell 2 bis 5 cm s^{-1} , in den LADCP-Daten mehr als 10 cm s^{-1} beträgt. Gezeitenströmungen betragen im Bereich des EGC maximal 4 cm s^{-1} (Woodgate et al. 1999), können also als Ursache der LADCP-Werte ausgeschlossen werden. In Abbildung 5.36. wird die bodennahe Gegenströmung in 2700 und 3400 m Tiefe nicht durch eine gleich starke nach Süden führende Strömung begrenzt, was einen Wirbel als Ursache der Gegenströmung unwahrscheinlich macht.

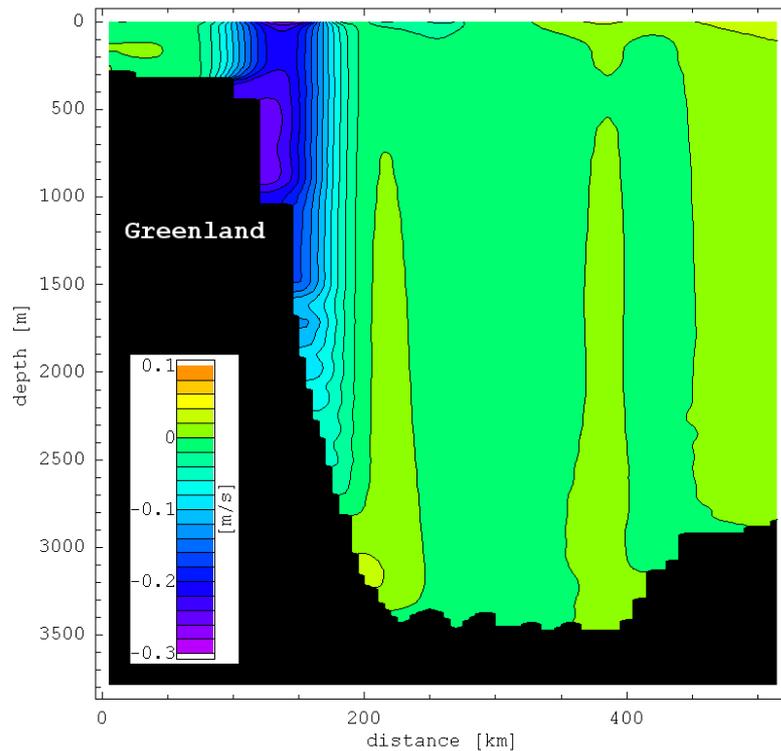


Abb. 5.35.: Ergebnis der Simulation RUN18: Die entlang des ostgrönländischen Kontinentalhangs gerichtete Strömung, Schnitt von $76^{\circ} 52' \text{ N}$, $12^{\circ} 0' \text{ W}$ (links) nach $72^{\circ} 39' \text{ N}$, $3^{\circ} 41' \text{ W}$ (rechts) .

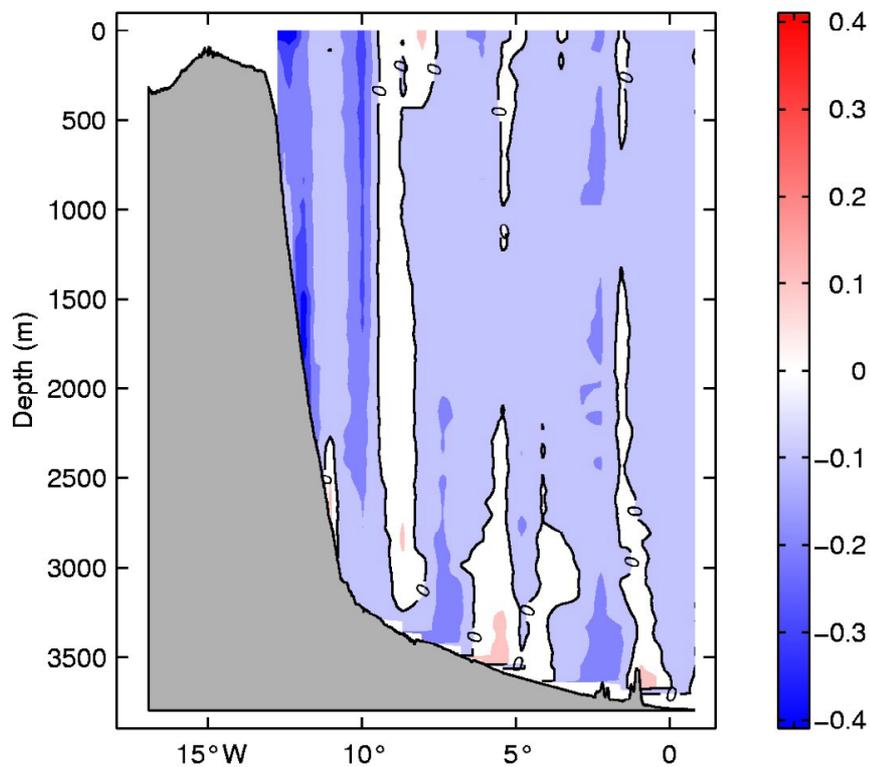


Abb. 5.36.: LADCP-Messungen (gefierte akustische Doppler-Profilströmungen) der Nordkomponente der Strömung am ostgrönländischen Kontinentalhang entlang eines 75°N – Schnittes. Die Einheit ist $[\text{m s}^{-1}]$, die Konturintervalle betragen 0.1 m s^{-1} . Daten der Expedition ARK IV/2 (August bis Oktober 1998). Aus Walter (2004).

Einen weiteren Hinweis auf die mögliche Existenz der Gegenströmung am Fuß des Kontinentalhangs ergeben die Strömungsmessungen eines hier 5 m über dem Boden verankerten ADCPs (Logemann 2001, Lemke 2002). Diese Messungen aus dem Zeitraum Oktober 1999 bis Oktober 2002 zeigen eine bodennahe Strömung, deren Richtung zeitlich stark variiert, wobei hangparallele Strömungsrichtungen häufiger auftreten als solche normal zum Hang. Die hangparallele Strömung ist dabei in etwa gleicher Häufigkeit gegen wie mit dem EGC gerichtet. Mehrere Monatsmittel ergeben eine Gegenströmung bis 5 cm s^{-1} . Im Modell liegt die Position der Verankerung im Bereich einer räumlich stark variablen bodennahen Strömung (Abb. 5.37.). Nur relativ geringe zeitliche Änderungen dieses Feldes (Verschiebungen oder Deformationen) könnten zu mit den ADCP-Daten ähnlichen Zeitserien führen.

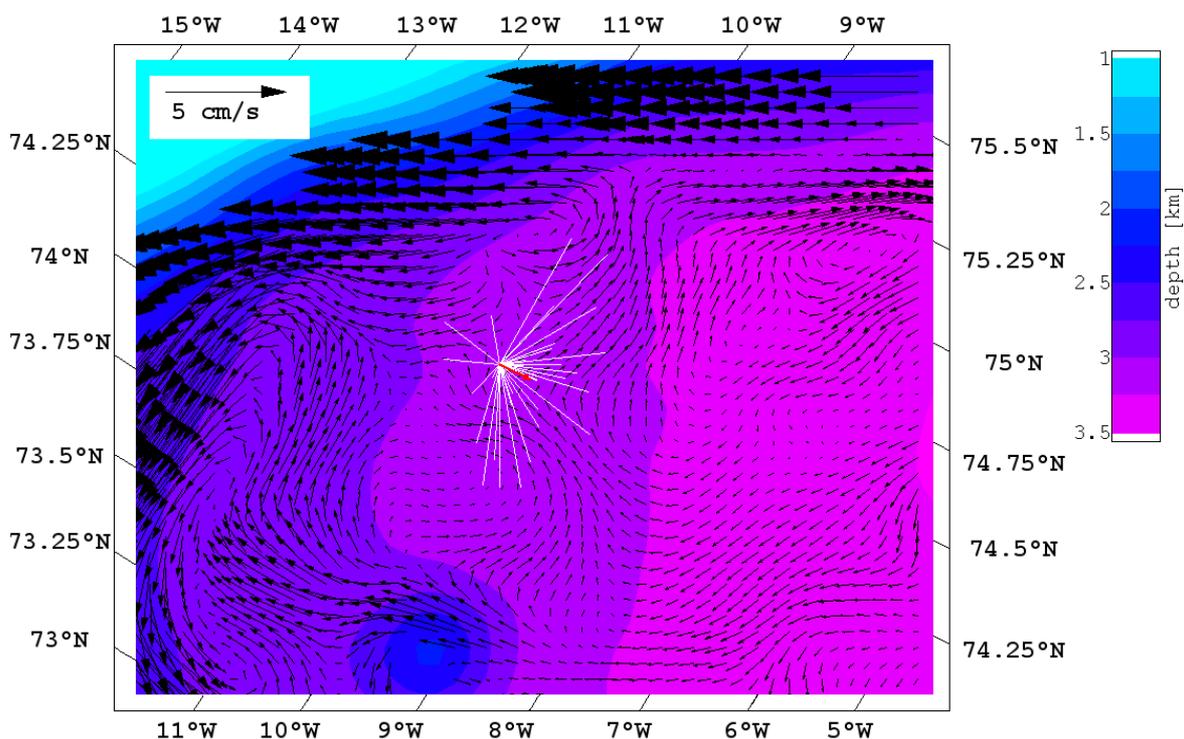


Abb. 5.37.: Ergebnis der Simulation RUN18: Bewegungsfeld 5 m über dem Boden am Fuß des ostgrönländischen Kontinentalhangs. Die weißen Linien stellen Strömungsmessungen eines bei $74^{\circ} 24' \text{ N}$ und $10^{\circ} 12' \text{ W}$ ebenfalls etwa 5 m über dem Boden (in 3160 m Tiefe) verankerten ADCPs (Lemke 2002). Jede Linie entspricht einem Monatsmittel aus dem Zeitraum 6.10.1999 bis 1.10.2002. Der rote Vektor gibt die über diesen Zeitraum gemittelte Strömung an (Ostkomponente: 1.4 cm s^{-1} , Nordkomponente: 0.1 cm s^{-1}).

Im Modell führt eine Querkirkulation Bodenwasser vom Fuß des Kontinentalhangs den Hang hinauf. Diese Bewegung setzt bereits in etwa 2700 m Tiefe, oberhalb der Gegenströmung, im Bereich des EGCs ein und führt hier zu einem lokalen Temperaturminimum (Abb. 5.38.). Diese Temperaturanomalie wird häufig beobachtet (Rudels et al. 2005) und ist auch im CTD-Schnitt der Fahrt *Lance 21-2001* (Abb. 3.10) präsent. Entlang der Grönlandbruchzone existiert eine positive Temperaturanomalie, ausgelöst durch einen die Bruchzone hinabführenden Boden-Ekman-Transport (Abb. 5.38. und Abb. 5.39.).

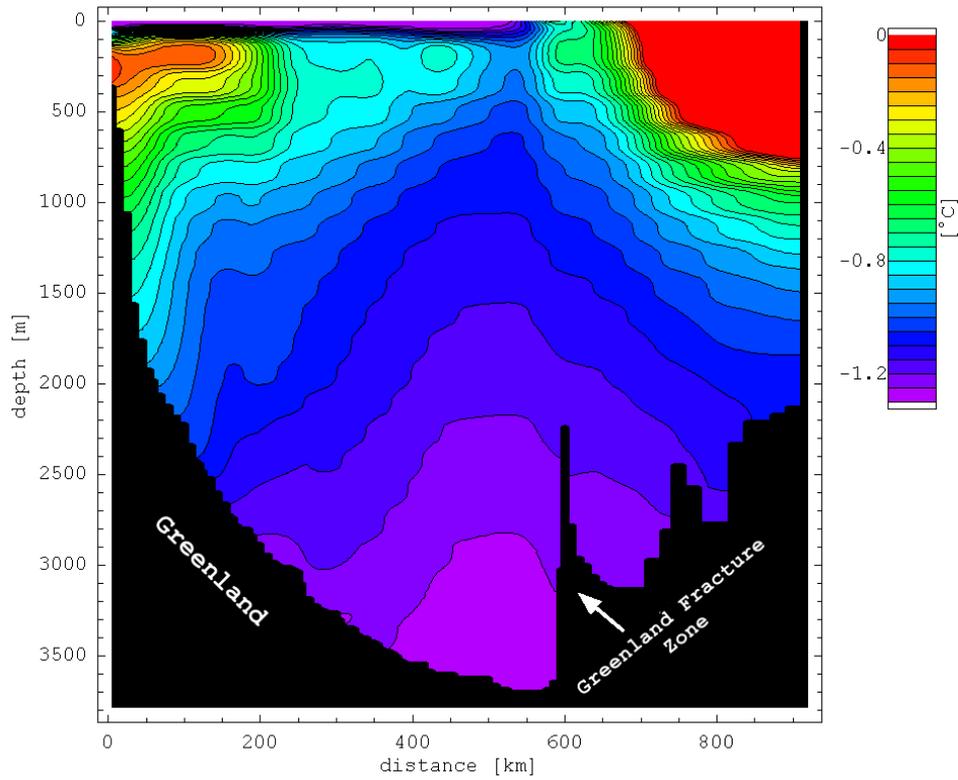


Abb. 5.38.: Ergebnis der Simulation RUN18: Temperaturschnitt durch die Grönlandsee von $72^{\circ} 58' N$, $16^{\circ} 59' W$ (links) nach $76^{\circ} 29' N$, $12^{\circ} 1' E$ (rechts) .

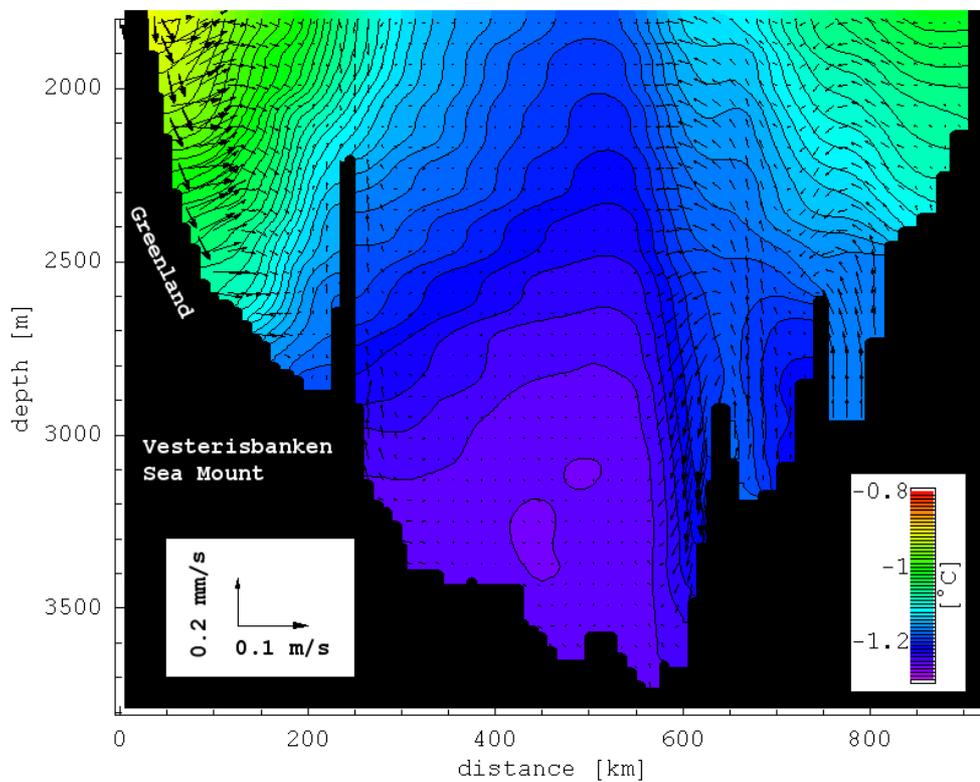


Abb. 5.39.: Ergebnis der Simulation RUN18: 14-Tage-Mittel der Sekundärzirkulation und Temperatur entlang eines Schnitts durch die Grönlandsee von $72^{\circ} 15' N$, $15^{\circ} 39' W$ (links) nach $75^{\circ} 46' N$, $13^{\circ} 21' E$ (rechts) .

5.6.3. Sedimentplume-Experiment

5.6.3.1. Experimenteller Aufbau

Nach dem Hochfahren des Modells wird in der Simulation RUN18 ein Sedimentplume am ostgrönländischen Kontinentalhang initiiert. Aufgrund des mit dem hochauflösenden dreidimensionalen Gitter verbundenen hohen Rechenaufwands, beschränkt sich diese Arbeit auf die dreidimensionale Simulation nur eines Plumes. Dieser soll möglichst realistische Eigenschaften aufweisen, die gleichzeitig günstig für einen Wärmetransport ins Bodenwasser sind.

Als Korngröße des Sediments wird ein typischer Wert auf arktischen Schelfen von 48 μm gewählt (Fohrmann 1996). Als Entstehungsort des Plumes wird der Kontinentalhang in 1000 m Tiefe gewählt, um das Einmischen von Atlantikwasser in den Plume zu ermöglichen (Abb. 5.38). Die Intensität des Plumes soll zwischen den Werten der Experimente RUN11b ($0.312 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$) und RUN11c ($0.146 \times 10^7 \text{ kg m}^{-1}$) liegen, um einen möglichst hohen spezifischen Wärmetransport zu erhalten. Hierfür wird die Masse m der zweidimensional simulierten Plumes abgeschätzt durch die Integration:

$$m = \int_{t=0}^{t=40 \text{ days}} \int_{z=-3700 \text{ m}}^{z=-2500 \text{ m}} \int_{x=0}^{x=650 \text{ km}} C v \, dx \, dz \, dt ,$$

also durch Berechnung des zeitlich integrierten Sedimentflusses unterhalb der Tiefe von 2500 m durch die von x - und z -Achse aufgespannte Ebene. Für RUN11b folgt hieraus eine Sedimentmasse von $2.23 \times 10^{11} \text{ kg}$ und für RUN11c die Masse von $0.50 \times 10^{11} \text{ kg}$, so dass für RUN18 die Masse von etwa $1 \times 10^{11} \text{ kg}$ gewählt wird.

Um zu gewährleisten, dass der Sedimentplume auf die Ardencaple-Rinne trifft, wird zur Plume-Initialisierung ein 100 km nordöstlich der Rinne liegender Bereich des Kontinentalhangs ausgewählt. In einer Box mit 18.75 km horizontaler Seitenlänge, die die untersten 100 m der Wassersäule umfasst, wird während 60 simulierter Stunden die Sedimentkonzentration bei 0.5 kg m^{-3} gehalten, danach wird diese Forcierung abgeschaltet. Am Meeresboden beträgt die Schicht erodierbaren Sediments 0.5 cm. Um großflächige massive Erosion zu vermeiden, beschränkt sich jedoch das Bodensediment auf Orte, an denen die bodennahe Strömungsgeschwindigkeit zu Beginn des Experiments unterhalb von 16 cm s^{-1} liegt (siehe Kap. 4.1.2.).

In der Plume-Intensität, in der Korngröße des Sediments und auch etwa in der Tiefe der Plume-Initialisierung entspricht RUN18 den Experimenten RUN11b und RUN11c, in denen der spezifische Wärmetransport bei 1000 kJ kg^{-1} liegt. Die Auflösung des dreidimensionalen Gitters zwischen Initialisierungsbox und Ardencaple-Rinne liegt jedoch zwischen 9.4 und 4.7 km in hangnormaler x -Richtung, zwischen 9.4 und 0.312 km in hangparalleler y -Richtung und zwischen 20 und 10 m in Bodennähe in vertikaler z -Richtung. Bezüglich der hangnormalen Auflösung ähnelt RUN18 damit eher einer Mischung aus RUN02 ($\Delta x = 8 \text{ km}$) und RUN03 ($\Delta x = 4 \text{ km}$). Die spezifischen Wärmetransporte dieser beiden Experimente betragen etwa 200 kJ kg^{-1} (RUN02) und 400 kJ kg^{-1} (RUN03).

Somit sollte – sofern sich die Ergebnisse der zweidimensionalen Simulationen auf die dreidimensionale übertragen lassen – je nach Einfluss der hangnormalen Auflösung oder der Plume-Intensität der spezifische Wärmetransport innerhalb der Simulation RUN18 zwischen 200 und 1000 kJ kg^{-1} liegen.

5.6.3.2. Simulation

Aus der Initialisierungsbox entspringt ein etwa 50 km langer Sedimentplume, der sich mit etwa 60 cm s^{-1} in südwestlicher Richtung entlang des Kontinentalhangs ausbreitet (Abb. 5.40.). Die Breite des Plumes wächst von anfänglich 20 km auf über 50 km. Wahrscheinlich verursacht durch die relativ geringe hangnormale Auflösung, also numerisch bedingt, wächst seine Mächtigkeit von 100 auf bis zu 700 m in 2000 m Tiefe an. Aufgrund einer anfänglich starken ageostrophischen Bewegungskomponente erreicht der Plume bereits nach weniger als drei Tagen den Fuß des Kontinentalhangs in 3000 m Tiefe. Nach dem Überqueren des Kontinentalhangfußes reduziert das nun geringere Gefälle des Meeresbodens die Geschwindigkeit des Plumes von 60 auf 30 cm s^{-1} . Seine Mächtigkeit nimmt bis auf etwa 30 m ab. Die Sedimentkonzentration im Inneren des Plumes wächst wiederum durch Suspension des in dieser Tiefe befindlichen Bodensediments von 0.3 kg m^{-3} auf bis zu 0.9 kg m^{-3} . Die Bewegung des Plumes ist nun nahezu geostrophisch balanciert und führt in hangparalleler Richtung im 90° -Winkel auf die Ardencaple-Rinne.

Nach etwa drei Tagen trifft der Sedimentplume auf den nordwestlichen Bereich der Ardencaple-Rinne (Abb. 5.41.). Er überquert den nördlichen Rand, das Bett der Rinne und stößt schließlich auf den stärker ausgeprägten südlichen Rand. Dieser wirkt als Barriere für eine weitere Ausbreitung des Plumes in südöstlicher Richtung. Der Plume wird abgebremst, die weitere Suspension von Bodensediment damit verhindert, so dass sich innerhalb kurzer Zeit ein Großteil der Sedimentfracht am Meeresboden ablagert. Die Simulation zeigt keinen Transport von Sediment hangabwärts entlang der Rinne. Abbildung 5.41. zeigt, dass ein kleiner Teil des Plumes den südlichen Rand der Rinne nach etwa 8 Tagen hangaufwärts umgeht und hangparallel weiter nach Südwesten wandert.

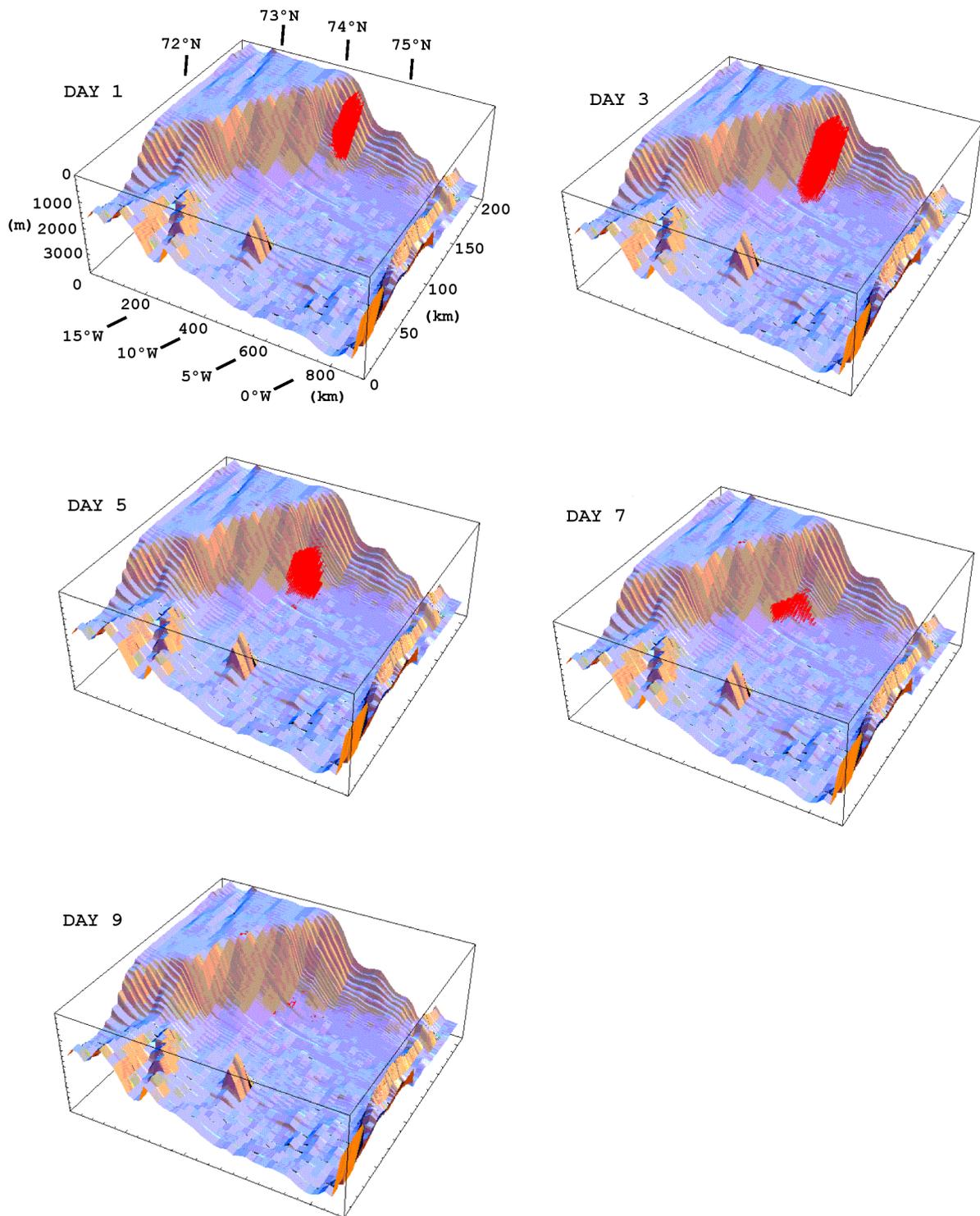


Abb. 5.40.: Der Weg des Sedimentplumes entlang des Kontinentalhangs – Momentaufnahmen nach 1,3,5,7 und 9 Tagen. Die roten Punkte markieren Gitterzellen, in denen die Sedimentkonzentration über 0.05 kg m^{-3} liegt. Nach 9 Tagen hat sich das meiste Sediment bereits abgesetzt.

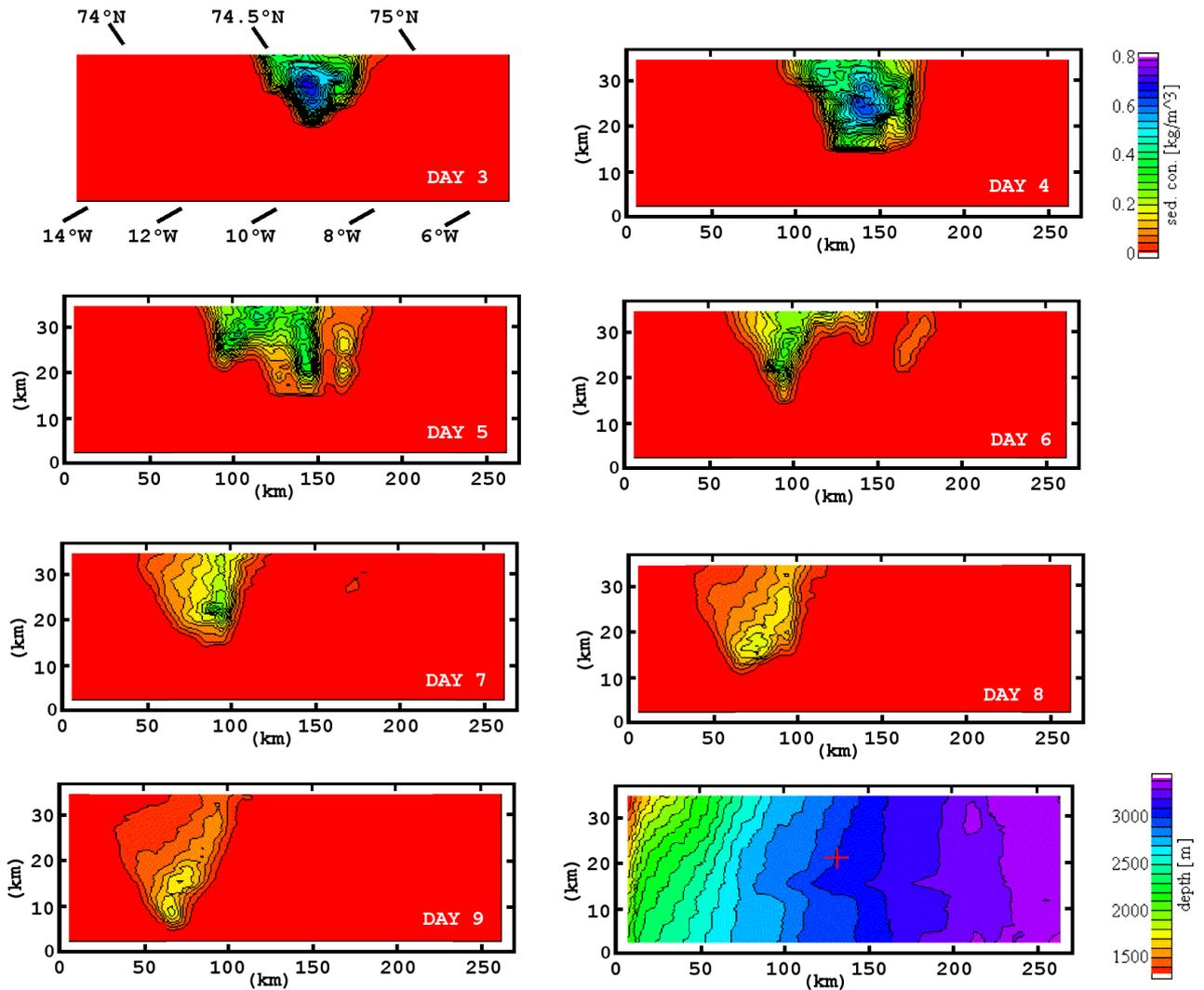


Abb. 5.41: Mittlere Sedimentkonzentration der untersten 30 m der Wassersäule im Bereich der Ardencaple-Rinne während der Passage des Sedimentplumes. Die Grafik rechts unten stellt die Topographie der Region dar. Hier markiert das rote Kreuz die Position, auf die sich die in der Abbildung 5.42. gezeigten Hovmöller-Diagramme beziehen.

Der Sedimentplume befördert wärmeres (und salzreicheres) Wasser höherer Schichten bis hinab ins Tiefseebecken, während an seiner Vorderseite kaltes Wasser in einer Ausgleichsströmung aufsteigt. Bis hinab zum Kontinentalhangfuß kommt es somit vorübergehend zu einer lokalen bodennahen Erwärmung von bis zu 0.2 K. Abbildung 5.42. zeigt diesen schon etwas abgeschwächten Effekt im Bereich der Ardencaple-Rinne. Die Temperatur fällt hier nach Durchlauf des Plumes leicht unter den zu Beginn der Simulation vorherrschenden Wert. Dies ist das Resultat des Zurückschwingens des zuvor durch den Plume zurückgedrängten Wassers der Tiefsee, welches mit einer nordwestlichen Strömung verbunden ist (Abb. 5.42.). Abbildung 5.42. zeigt eine plumebedingte Drehung der Strömungsrichtung um 360°.

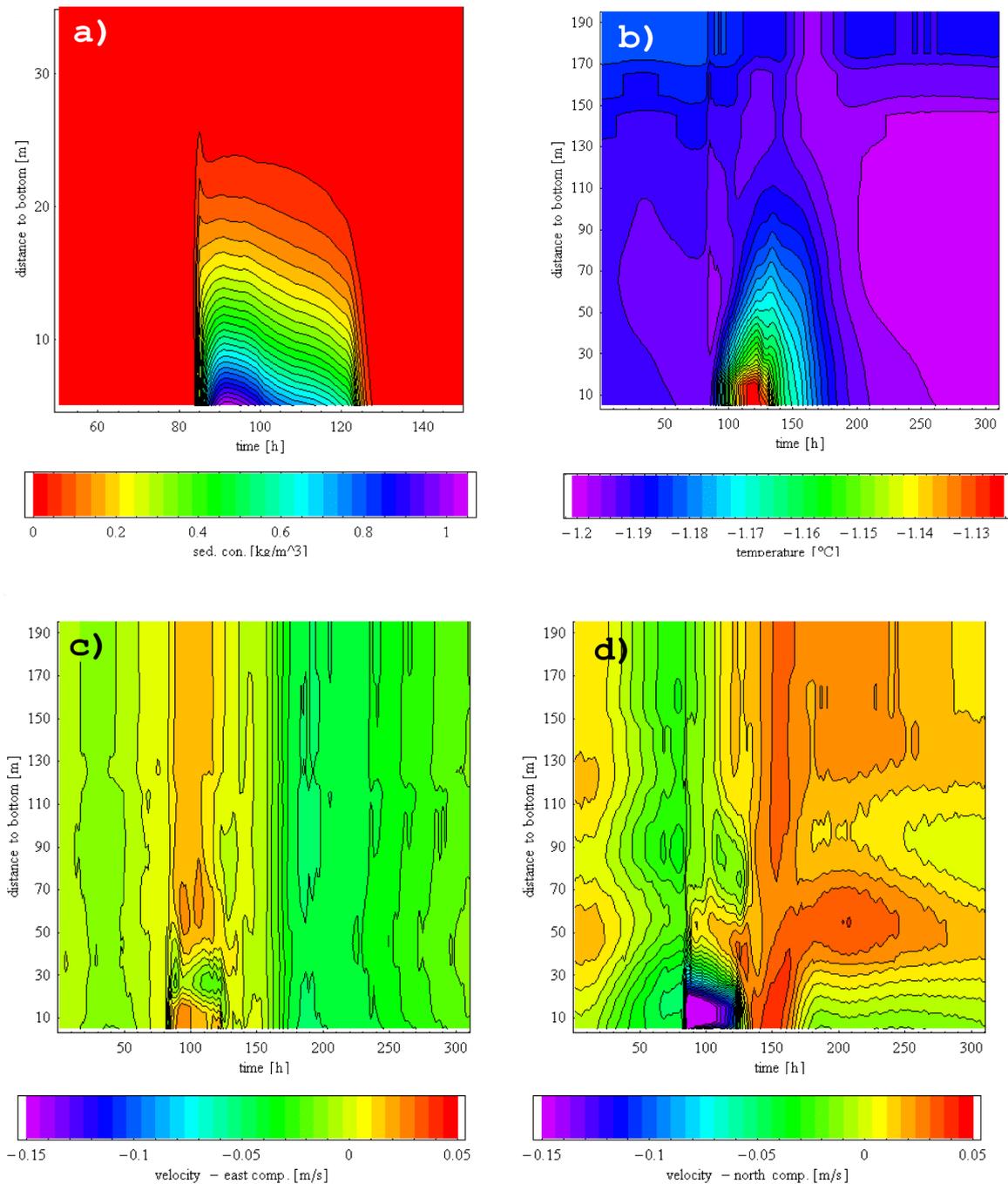


Abb. 5.42: Hovmüller-Diagramme der bodennahen **a)** Sedimentkonzentration, **b)** der Temperatur, **c)** der Ostkomponente und **d)** der Nordkomponente der Strömung. Die Abbildungen beziehen sich auf die Position $74^{\circ} 19.4' \text{ N}$, $11^{\circ} 29' \text{ W}$ etwa 5 km nördlich der Ardencaple-Rinne (siehe Abb. 5.41.). Die Wassertiefe beträgt 3000 m. Man beachte, dass a) die untersten 35 m der Wassersäule darstellt, b), c) und d) hingegen die untersten 190 m. Ost- und Nordkomponente der Strömung wurden durch Drehung der Modellkoordinaten bestimmt.

Die Abbildungen 5.43. und 5.44. zeigen den durch den Sedimentplume verursachten Wärme- bzw. Sedimentmassentransport in den Tiefseebereich der Grönlandsee. Etwa zwei Wochen nach Plume-Initialisierung hat die Grönlandsee unterhalb einer Tiefe von 2500 m eine Wärmemenge von etwa $3 \times 10^{16} \text{ J}$ und etwa $1.2 \times 10^{11} \text{ kg}$ zusätzliches Bodensediment gewonnen. Somit beträgt der spezifische Wärmetransport 250 kJ kg^{-1} . Dieser Wert liegt innerhalb des im vorigen Abschnitt definierten Erwartungsbereichs (200 bis 1000 kJ kg^{-1}) und deutet darauf,

dass das dreidimensionale Modell des Sedimentplumes ähnliche Eigenschaften bzgl. des Wärmetransports aufweist wie die zweidimensionalen Modelle, dass der spezifische Wärmetransport im Experiment RUN18 aufgrund zu geringer hangnormaler Auflösung wahrscheinlich unterschätzt wird.

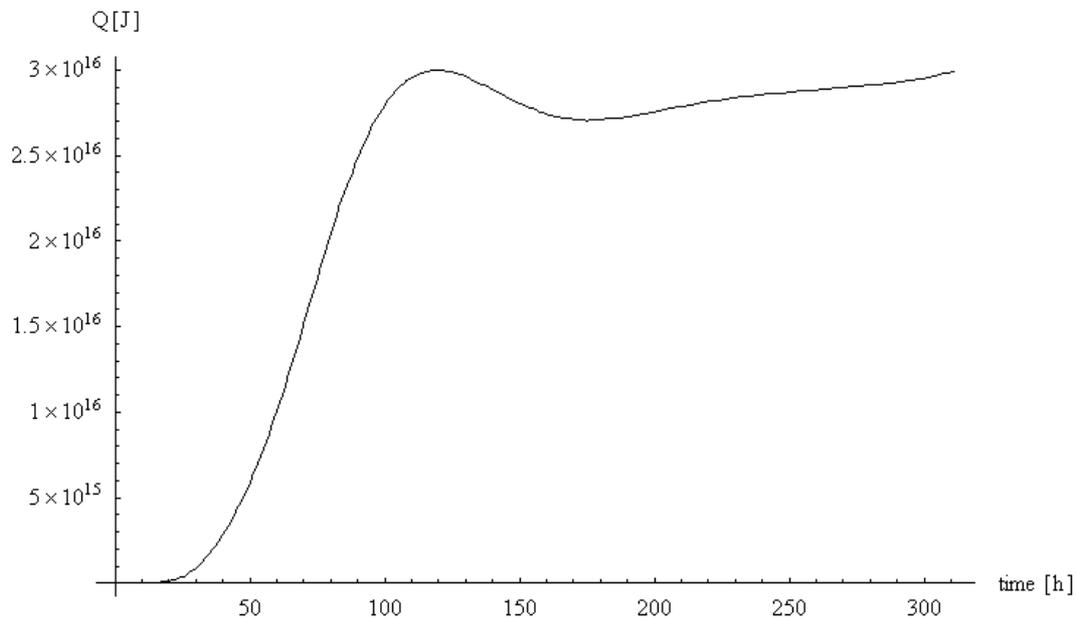


Abb. 5.43.: RUN18: Durch den Sedimentplume verursachter Wärmegewinn der Grönlandsee unterhalb einer Tiefe von 2500 m.

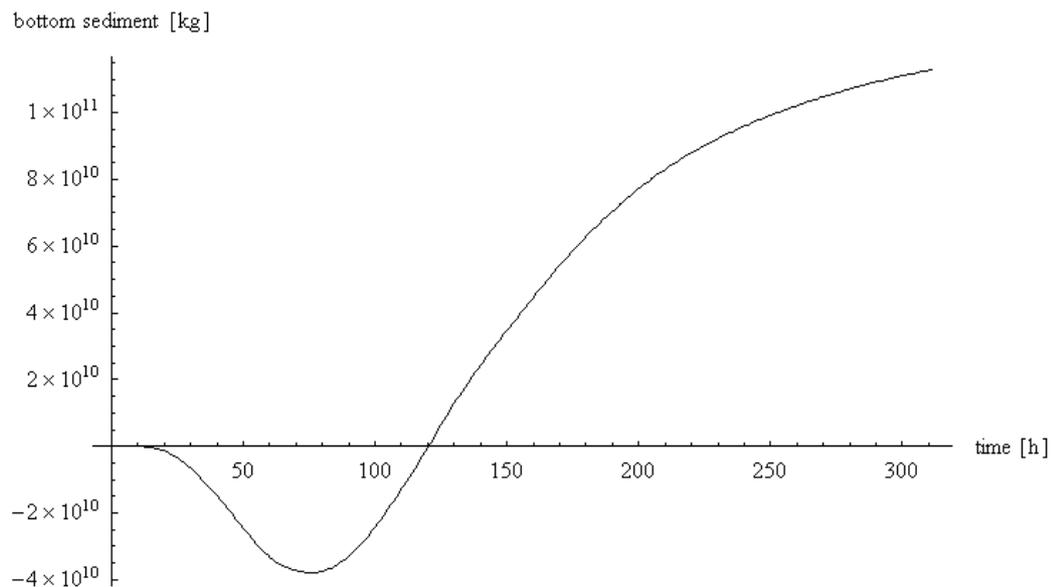


Abb. 5.44.: RUN18: Durch den Sedimentplume bedingte Änderung der Masse des Bodensediments unterhalb der Tiefe von 2500 m.

5.7. Zusammenfassung der Ergebnisse

Mit dem numerischen Ozeanmodell CODE wird in Form von 23 numerischen Experimenten der mit Sedimentplumes verbundene hangabwärts gerichtete Wärmetransport am ostgrönländischen Kontinentalhang untersucht. Dabei wird sich auf den Wärmeimport des Bodenwassers der Grönlandsee unterhalb der Tiefe von 2500 m konzentriert. Aufgrund fehlender Beobachtungsdaten bzgl. plumebedingter Sedimentkonzentrationen, Temperatur- und Strömungsanomalien, beschränkt sich diese Arbeit auf die Abschätzung der maximal möglichen Wärmemenge, die mit einer bestimmten Sedimentmasse ins Bodenwasser transportiert werden kann, d.h. auf die obere Grenze des in dieser Arbeit so genannten *spezifischen Wärmetransports* des Sediments.

Die Modellexperimente zeigen, dass eine zu geringe räumliche Auflösung des Modellgitters zur Unterschätzung des spezifischen Wärmetransports führt. So steigt dieser Wert von 110 kJ kg^{-1} bei einer Auflösung von $\Delta x = 16 \text{ km}$, $\Delta z = 160 \text{ m}$ auf 853 kJ kg^{-1} bei einer Auflösung von $\Delta x = 1 \text{ km}$, $\Delta z = 10 \text{ m}$. Wird die Auflösung noch weiter vergrößert ($\Delta x = 0.5 \text{ km}$, $\Delta z = 5 \text{ m}$), fällt der spezifische Wärmetransport wieder auf geringere Werte, während die Entwicklung eines mit steigender Auflösung immer weniger mächtigeren und höher konzentrierteren Plumes anhält. Die in den folgenden Experimenten benutzte Auflösung von $\Delta x = 1 \text{ km}$, $\Delta z = 10 \text{ m}$ ist für die Modellierung der räumlichen Struktur des Plumes also noch etwas zu grob, andererseits kann eine auflösungsbedingte Unterschätzung des spezifischen Wärmetransports ausgeschlossen werden.

Durch gezielte Änderungen der Plume-Eigenschaften, wie Intensität, Entstehungstiefe und Korngröße des Sediments, lässt sich der spezifische Wärmetransport nochmals auf Werte über 1000 kJ kg^{-1} steigern. Der Wärmetransport der Plumes ist besonders effektiv bei einem möglichst hoch gelegenen Entstehungsort, geringer Korngröße und einer ins Bodenwasser strömenden Sedimentmasse von etwa $2 \times 10^{11} \text{ kg}$ ($3 \times 10^6 \text{ kg m}^{-1}$ entlang 67 km des Kontinentalhangs). Werden diese drei Eigenschaften kombiniert, wird ein spezifischer Wärmetransport von 5700 kJ kg^{-1} erreicht.

Die Erwärmung des Bodenwassers der Grönlandsee betrug während der letzten Dekaden konstant etwa 0.01 K pro Jahr. Sollten Sedimentplumes hierfür verantwortlich sein, dann müsste der mit ihnen verbundene Sedimentfluss in die Tiefsee ebenso konstant sein. Dies wäre der Fall, wenn, über ein Jahr gemittelt, ein Gleichgewicht zwischen dem aus dem schmelzenden Eis entlassenen, sich am Kontinentalhang neu absetzenden Sediment und dem mit Sedimentplumes in den Bodenwasserbereich weitertransportierten bestünde. Die obere Grenze der Schätzungen des so für Sedimentplumes zur Verfügung stehenden Materials liegt bei $5 \times 10^9 \text{ kg}$ pro Jahr (Wollenburg 1993, Eicken et al. 2000, Bauerfeind et al. 2005). Folglich müssten die Sedimentplumes, um die beobachtete Erwärmung des Bodenwassers zu bewirken, einen spezifischen Wärmetransport von $1.2 \times 10^6 \text{ kJ kg}^{-1}$ aufweisen. Dies scheint aufgrund der Simulationsergebnisse eher unwahrscheinlich, da im Modell unter den günstigsten (eher unwahrscheinlichen) Bedingungen gerade 0.5% dieses Wertes erreicht werden, und dies von einem Plume, der aufgrund seines Sedimenttransports von $3 \times 10^{11} \text{ kg}$ nur alle 60 Jahre auftreten sollte. Wahrscheinlicher scheint hingegen, dass die auf Sedimentplumes beruhende Erwärmung des Bodenwassers um mindestens zwei Größenordnungen zu klein ist, um die Beobachtungen zu erklären.

Die abschließende dreidimensionale Simulation der Interaktion eines Sedimentplumes mit einer hangnormal verlaufenden Rinne am Fuß des Kontinentalhangs zeigt keinen bemerkens-

werten Transport entlang der Rinne. Vermutlich ist der simulierte Plume hierfür nicht mehr energetisch genug. Weitere numerische Experimente wären erforderlich, dies zu klären.

Ein wichtiges Ergebnis der dreidimensionalen Simulation ist eine nach Nordosten gerichtete Gegenströmung des Ostgrönlandstroms am Fuß des ostgrönländischen Kontinentalhangs. Diese beträgt im Modell bis zu 5 cm s^{-1} und existiert ebenfalls in schiffs- und verankerungsgestützten ADCP-Daten (Walter 2004, Lemke 2002). Im Modell ist diese Gegenströmung mit einem den Kontinentalhang hinaufführenden Boden-Ekman-Transport verbunden. Aber auch im tiefsten Bereich des nach Süden führenden EGC existiert im Modell eine in Bodennähe hangaufwärts führende Querzirkulation. Der hangaufwärts gerichtete Transport von Bodenwasser bewirkt ein Emporwölben der Isothermen am Hang, welches ebenfalls häufig in Messdaten zu finden ist (Rudels et al. 2005). Entlang der Grönland-Bruchzone existiert keine vergleichbare Gegenströmung, die Isothermen wölben sich hier bis in den Bodenwasserbereich nach unten.

Die Ergebnisse werfen die Frage auf, ob es zwischen dieser bodenintensivierten Gegenströmung und den von Woodgate und Fahrbach (1999) beobachteten ebenfalls bodenintensivierten Strömungen einen Zusammenhang gibt. Und für diese Arbeit noch entscheidender: Ob es im Gegenzug zur hangaufwärts führenden Advektion von Bodenwasser eine Absinkbewegung im Zentrum des Beckens gibt, die die beobachtete Erwärmung auslöst. Diese Fragen werden im nachfolgenden Kapitel behandelt. Zuvor wird jedoch die vertikale turbulente Vermischung als mögliche Ursache der Erwärmung untersucht.

6. TURBULENTE VERMISCHUNG UND SEKUNDÄRZIRKULATION

In der zurückliegenden Dekade hat sich das Bodenwasser der Grönlandsee um etwa 0.12 K erwärmt (Blindheim & Østerhus 2004), (Abb. 3.6.). Dies entspricht einem Temperaturanstieg von etwa $4 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$. In den in diesem Kapitel vorgestellten 12 numerischen Experimenten werden in einem zweidimensionalen Modell der Grönlandsee die folgenden Prozesse simuliert:

- turbulente Vermischung,
- vermischungsgetriebene Tertiärzirkulation,
- Sekundärzirkulation.

Das Ziel ist dabei, die Prozesse zu identifizieren, die a) das Bodenwasser in der Größenordnung von $4 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ erwärmen und b) zur beobachteten Struktur des Temperaturfeldes, insbesondere zum Emporwölben der Isothermen am Rand des Beckens führen.

Die Modellexperimente beginnen mit der Simulation eines ruhenden Ozeans, in dem einzig vertikale Vermischung eine Änderung des Temperaturfeldes bewirken kann. In den darauf folgenden Experimenten werden Windschubspannungen und das Bewegungsfeld des Ozeans mit eingeschlossen. Schließlich werden auch die entlang der Beckenberandung gerichteten Gradienten des Wasserstands berücksichtigt.

6.1. Vertikale turbulente Vermischung

Messungen des Energiespektrums interner Wellen im offenen Ozean weisen darauf, dass dieses im gesamten Weltozean eine erstaunlich einheitliche Form aufweist (z.B. Müller et al. 1978). Die maximale Energiedichte befindet sich in den langen Wellen, im Frequenzbereich knapp oberhalb des Coriolisparameters. Mit abnehmender Wellenlänge und steigender Frequenz sinkt die Energiedichte exponentiell und fällt nahe der Brunt-Väisälä-Frequenz auf Null ab. Nachdem Garrett und Munk (1972, 1975) ein analytisches Modell dieses Spektrums entwickelt hatten, begann die Suche nach den Mechanismen, die die verschiedenen Frequenzbereiche miteinander in Verbindung bringen. Schließlich zeigten McComas und Müller (1981), dass die Form des Spektrums durch einen von großen auf kleine Skalen gerichteten Energiefluss verursacht wird, der auf nichtlinearen Wechselwirkungen zwischen internen Wellen unterschiedlicher Wellenlänge beruht. Demnach leiten lange interne Wellen, die z.B. durch Gezeiten oder winderzeugte Strömungen angeregt werden, einen Teil ihrer Energie in immer kürzere Wellenlängen um. Ab einer kritischen minimalen Länge beginnen die internen Wellen zu brechen. Dabei formt sich die Wellenenergie in die Energie turbulenter Bewegungen, die vertikale Vermischung verursachen, um. Anhand des Energiespektrums der internen Wellen können auf räumliche Gradienten des Strömungsvektors \mathbf{u} und somit auf den die vertikale Turbulenz antreibenden Energiefluss, die Dissipationsrate ε , geschlossen werden. ε beschreibt die Abnahme der kinetischen Energie eines Einheitsvolumens aufgrund von molekularer Viskosität. Es ist (z.B. Gill 1982)

$$\varepsilon = \nu \left(\left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z} \right)^2 \right). \quad (6.1.)$$

mit der molekularen kinematischen Viskosität ν , die in der Tiefsee etwa $1.8 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ beträgt (Matthäus 1972). Daraus folgt für die Dissipationsrate in der Tiefsee die Größenordnung von $10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$ (McComas & Müller 1981, Polzin et al. 1995).

Nach Osborn (1980) kann mit

$$K_V \approx 0.2 \frac{\varepsilon}{N^2} \quad (6.2.)$$

auf den Koeffizienten der vertikalen (diapyknischen) turbulenten Diffusion K_V geschlossen werden, wobei N^2 das Quadrat der Brunt-Väisälä-Frequenz darstellt. Für K_V folgt damit eine Abschätzung für die Tiefsee von $10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, welche durch Messungen bestätigt wird (z.B. Polzin et al. 1995, Ledwell et al. 1998).

Da an der oberen Grenze des Bodenwassers der Grönlandsee die Temperatur mit abnehmender Tiefe zunimmt, führt vertikale turbulente Vermischung zur Erwärmung des Bodenwassers. Wird als obere Grenze des Bodenwassers die Tiefe von 2500 m angenommen, folgt für den vertikalen diffusiven Wärmefluss Q :

$$Q = \rho c_p \left(K_V \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right)_{z=-2500 \text{ m}}, \quad (6.3.)$$

wobei ρ die Dichte des Meerwassers, c_p dessen spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck und Θ dessen potentielle Temperatur darstellt. Die durchschnittliche Mächtigkeit des Bodenwassers beträgt $\Delta H = 566 \text{ m}$ (GEBCO-Atlas, BODC, 2003). Somit folgt für die durch Q bewirkte Erwärmung des Bodenwassers:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{Q}{\Delta H \rho c_p} = \frac{1}{\Delta H} \left(K_V \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right)_{z=-2500 \text{ m}}. \quad (6.4.)$$

Im September 2001 betrug in der Grönlandsee der mittlere vertikale Gradient der potentiellen Temperatur in 2500 m Tiefe $1.5 \times 10^{-4} \text{ K m}^{-1}$ (Logemann 2001). Um die zu dieser Zeit beobachtete Erwärmung des Bodenwassers von $4 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ (Blindheim & Østerhus 2004) zu bewirken, muss der Koeffizient der vertikalen Diffusion $K_V = 1.5 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ betragen.

Visbeck und Rhein (2000) berechnen für den erforderlichen K_V -Wert $2-3 (\times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1})$ und halten einen solchen Wert, der den Tiefsee-Standardwert von $10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ um zwei Größenordnungen überschreitet, für unwahrscheinlich.

Dass Austauschoeffizienten der vertikalen Diffusion in der Tiefsee tatsächlich um Größenordnungen über dem Standardwert liegen können, zeigen erstmals Polzin et al. (1997). Ihre Turbulenzmessungen nahe des schroffen Meeresbodens im Bereich des Mittelatlantischen Rückens bei 30° N weisen auf Koeffizienten in der Bodengrenzschicht hin, die lokal Werte bis $10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ erreichen. Es folgen Ledwell et al. (2000), deren Messung der Dispersion eines in den Südatlantik bei 21° S eingebrachten Tracers auf bodennahe Maxima von bis zu $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ schließen lassen. Auch hier werden hohe Werte ausschließlich in Gebieten mit schroffem Meeresboden gemessen, was die Autoren zu der Vermutung veranlasst, dass die starke Turbulenz durch brechende interne Wellen, erzeugt durch Gezeitenströmungen über topographischen Störungen, angetrieben wird.

Diese Ergebnisse veranlassen Visbeck und Rhein (2000) zu der Hypothese, dass die Erwärmung des Bodenwassers der Grönlandsee primär durch vertikale Vermischung innerhalb der Bodengrenzschicht, in der Austauschkoeffizienten der Größenordnung von $10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ angenommen werden, über der schroffen Topographie des Mohnsrückens verursacht wird. Horizontale Vermischung könnte die hier in die Tiefe transportierte Wärme ins Innere des Beckens verbreiten, wofür der horizontale Austauschkoeffizient mindestens etwa $30 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ betragen müsste.

In den Jahren 1998 und 1999 wurden zwei Forschungsfahrten in die Grönlandsee unternommen (Fahrbach 1999, Bacon & Yelland 2000), in deren Rahmen neben CTD-Profilen hochauflösende Vertikalprofile der horizontalen Geschwindigkeit mit Hilfe von LADCPs (*Lowered Acoustic Doppler Current Profiler*) gemessen wurden. Nach Polzin et al. (2002) lässt sich aus solchen Geschwindigkeitsprofilen die Dissipationsrate ε bestimmen. Zusammen mit den aus den CTD-Daten abgeleiteten Dichteprofilen und Gleichung (6.2.) können so Profile des vertikalen Austauschkoeffizienten für den Tiefseebereich der zentralen Grönlandsee erstellt werden (Walter 2004, Naveira Garabato et al. 2004). Diese weisen, auch außerhalb der Bodengrenzschicht, hohe Werte auf. So steigt, im horizontalen Mittel über die Grönlandsee, der Austauschkoeffizient von etwa $0.6 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ in 2500 m Tiefe bis auf etwa $4 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ in Bodennähe. Als Ungenauigkeit dieser Werte geben Naveira Garabato et al. (2004) den Faktor 3 an. Der Grund für diese außergewöhnlich hohen Austauschkoeffizienten liegt zum Einen in der nur geringen Schichtung der Grönlandsee – im gleichen Tiefenbereich in der stabiler geschichteten Norwegensee wird ein Austauschkoeffizient von $10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ gemessen – zum Anderen weisen die Dissipationsraten der Grönlandsee relativ hohe Werte auf. So berechnen Naveira Garabato et al. Werte von bis zu $2 \times 10^{-9} \text{ W kg}^{-1}$ in 2200 m Tiefe, die also deutlich über den typischen Tiefseewerten bei $10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$ liegen (Polzin et al. 1995). Die Energie, die diese Anomalie bewirkt, stammt aus internen Wellen, die durch Gezeitenströmungen angeregt werden. Diese Wellenanregung durch die M_2 -Gezeit ist in der zentralen Grönlandsee besonders effektiv, weil auf der Breite von $74^\circ 28' \text{ N}$, welche quer durch das Becken verläuft, die Trägheitsperiode mit der Periode der M_2 -Gezeit zusammenfällt. Die durch diese Resonanz angeregten Wellen breiten sich vertikal und horizontal aus und stellen noch in der Framstraße die primäre Energiequelle für vertikale Turbulenz in der Tiefsee dar (D'Asaro & Morison 1992).

Mit diesen Messergebnissen – ein Austauschkoeffizient in der Größenordnung von $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ in 2500 m Tiefe – begründen Walter (2004) und Naveira Garabato et al. (2004) ihre Hypothese, dass die Erwärmung des Bodenwassers der Grönlandsee primär durch vertikale turbulente Vermischung im Inneren des Beckens, also außerhalb der Bodengrenzschicht, verursacht wird.

6.1.1. Vertikale turbulente Vermischung als alleiniger Prozess

Die turbulente vertikale Vermischung im Inneren des Beckens wird als vom Bewegungsfeld unabhängig angenommen. Die durch sie bewirkte Erwärmung ist nach Gleichung (4.16.) einzig vom vertikalen Profil der Temperatur und des Austauschkoefizienten der vertikalen Diffusion abhängig. Diese Form der Erwärmung wird im Experiment RUN19 simuliert.

6.1.1.1. Experimenteller Aufbau

Für das numerische Experiment RUN19 wird wieder die zweidimensionale Modellregion der Experimente RUN01 bis RUN17 benutzt (Kap. 4.3., Abb. 4.7. und 4.8.). Auch hier werden wieder die horizontal gemittelten CTD-Daten aus dem September 2001 (Logemann 2001) als Anfangswerte für Temperatur und Salzgehalt verwendet. Das Modellgitter ist in Abbildung 6.1. dargestellt. Es weist in der gesamten Bodengrenzschicht im Tiefseebereich der Grönlandsee eine vertikale Auflösung von 20 m auf, während die horizontale Auflösung je nach Gefälle des Meeresbodens zwischen 2 und 16 km variiert. Im Inneren des Ozeans geht die vertikale Auflösung auf 160 m zurück und steigt nahe der Meeresoberfläche wieder auf 20 m an. In Kapitel 5.3. wurde gezeigt, dass dieses Gitter, das vergleichbar mit dem in RUN06 benutzten ist, die Simulation einer bodennahen hangnormalen Strömung mit relativ geringem auflösungsbedingtem Fehler ermöglicht (Abb. 5.15.). Da in den nachfolgenden Experimenten vergleichsweise lange Zeiträume simuliert werden, wird zur Verkürzung der Rechenzeit die niedrigste noch akzeptable Auflösung gewählt.

Abgesehen vom Gitter unterscheidet sich das Experiment RUN19 in folgenden Punkten von den bisher behandelten Simulationen:

- Die Sedimentkonzentration in der Wassersäule wird als gleich Null angenommen.
- Während der Simulation wird die Strömung in allen Gitterzellen bei Null gehalten.
- Anstelle der Berechnung des vertikalen Austauschkoefizienten K_V mit den Gleichungen (4.19.) bis (4.21.) wird ein K_V -Feld (Abb. 6.2.) vorgegeben, das aus dem von Naveira Garabato et al. (2004) gemessenen mittleren Profil der zentralen Grönlandsee abgeleitet wurde. Zusätzlich wird die Annahme gemacht, dass K_V in der Bodengrenzschicht im Tiefseebereich $10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ beträgt (Visbeck & Rhein 2000).
- Für den Koeffizienten des horizontalen Austauschs wird ein räumlich homogener Wert von $K_H = 1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ angenommen.
- An der Meeresoberfläche beginnend wird die Modellregion in 160 m mächtige Schichten unterteilt, in denen die Mittelwerte von Temperatur und Salzgehalt durch die Einführung von Korrekturtermen in den Gleichungen (4.10.) und (4.11.) konstant gehalten werden. Innerhalb der Schichten sind die jeweiligen Korrekturterme räumlich konstant. Das horizontal gemittelte simulierte Temperatur- und Salzgehaltsfeld entspricht daher während der gesamten Simulation den horizontal gemittelten CTD-Daten. Die simulierten Wärmeflüsse beziehen sich somit auf die CTD-Daten und nicht auf möglicherweise weit ins Unrealistische wegdriftende numerische Lösungen, zu denen es ohne die Korrekturterme wahrscheinlich käme. RUN19 bestimmt somit eine diagnostische Lösung der Modellgleichungen bezüglich der CTD-Daten bei Vernachlässigung aller Terme bis auf die der vertikalen Diffusion.

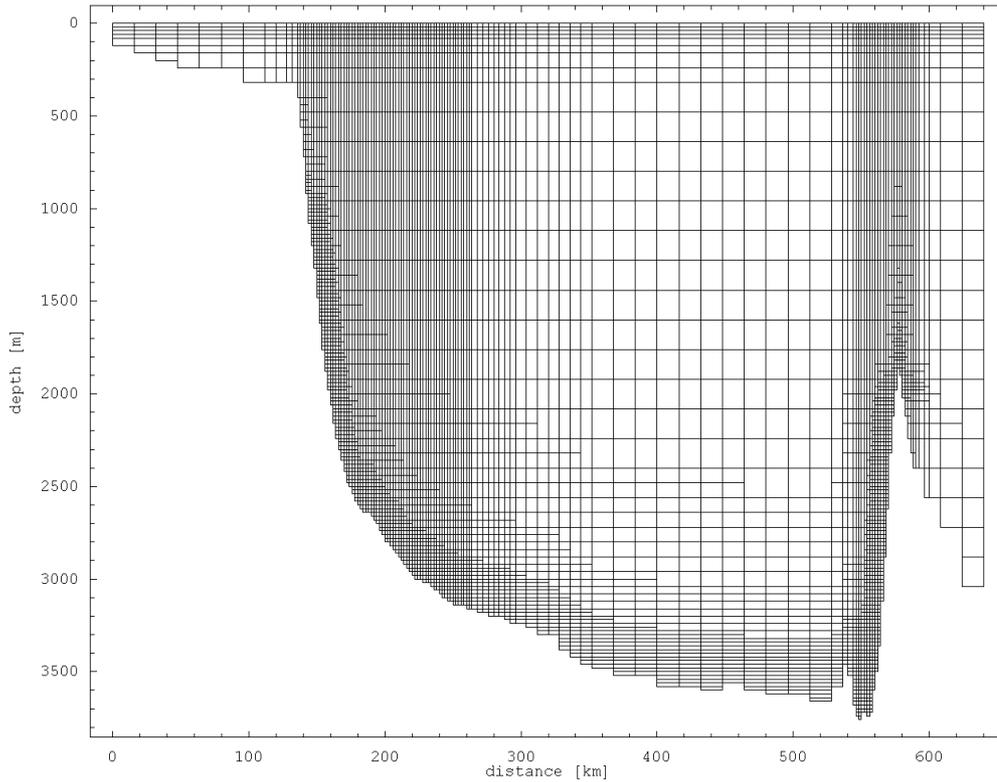


Abb. 6.1.: Das in RUN19 bis RUN23 benutzte adaptive Modellgitter. Die Auflösung variiert horizontal zwischen 2 und 16 km mit der höchsten Auflösung über dem ostgrönländischen Kontinentalhang (links) und der Grönland-Bruchzone (rechts). Vertikal variiert die Auflösung zwischen 20 und 160 m mit der höchsten Auflösung nahe der Meeresoberfläche und in Bodennähe innerhalb des Grönlandbeckens.

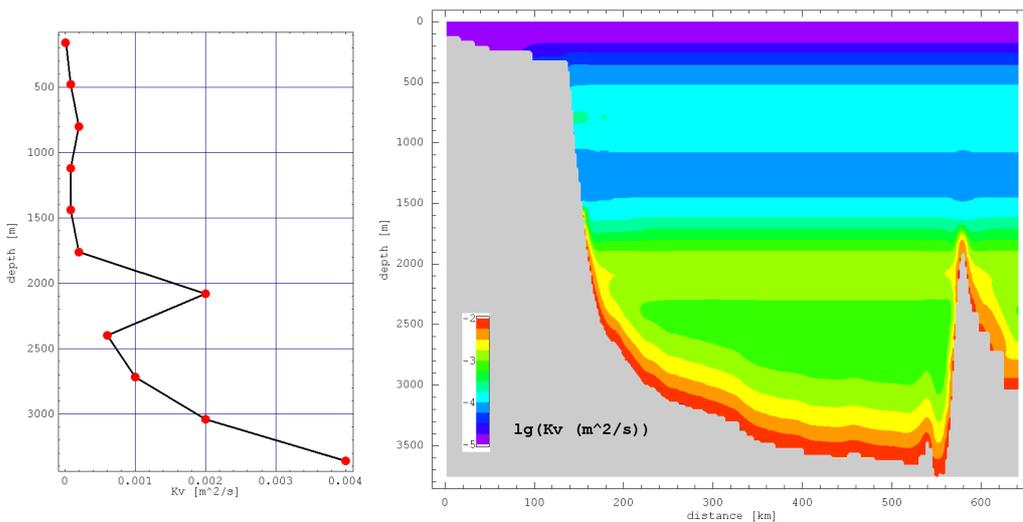


Abb. 6.2.: Das in RUN19 bis RUN23 vorgegebene K_v -Feld. **Links:** Das gemessene mittlere Profil der zentralen Grönlandsee (Naveira Garabato et al. 2004). **Rechts:** Das daraus abgeleitete Feld mit der zusätzlichen Annahme, dass der Austauschkoeffizient in Bodennähe des Tiefseebereichs auf $10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ansteigt.

6.1.1.2. Ergebnisse

Es werden drei Jahre simuliert und dabei Monatsmittel der Temperatur und der durch vertikale Diffusion bewirkten zeitlichen Temperaturänderung gespeichert.

Zu Beginn der Simulation beträgt die durch vertikale Diffusion bewirkte Erwärmung des Bodenwassers unterhalb der Tiefe von 2500 m $2.0 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ und liegt damit über der aus Gleichung (6.4.) folgenden Erwärmungsrate von $1.6 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$, wenn die dem Modell vorgegebenen Werte von $K_V = 6.14 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, $\partial\Theta/\partial z = 1.5 \times 10^{-4} \text{ K m}^{-1}$ und $\Delta H = 566 \text{ m}$ dort eingesetzt werden. Der Grund hierfür ist die anfänglich starke Vermischung in der Bodengrenzschicht, in der der Austauschkoeffizient mit $10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ deutlich über dem Wert von $6.14 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ im Beckeninneren in 2500 m Tiefe liegt (Abb. 6.2.).

Die Vermischung in der Bodengrenzschicht führt in dem anfänglich horizontal homogenen Temperaturfeld zu einem Hinabwölben der Isothermen an der Beckenberandung (Abb. 6.3.). Gleichzeitig wird der vertikale Temperaturgradient hier stärker abgebaut als im Beckeninneren, was eine Reduktion des vertikalen Wärmeflusses zur Folge hat. So fällt die Erwärmungsrate des Bodenwassers innerhalb von drei Jahren auf $1.3 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ ab (Abb. 6.4.).

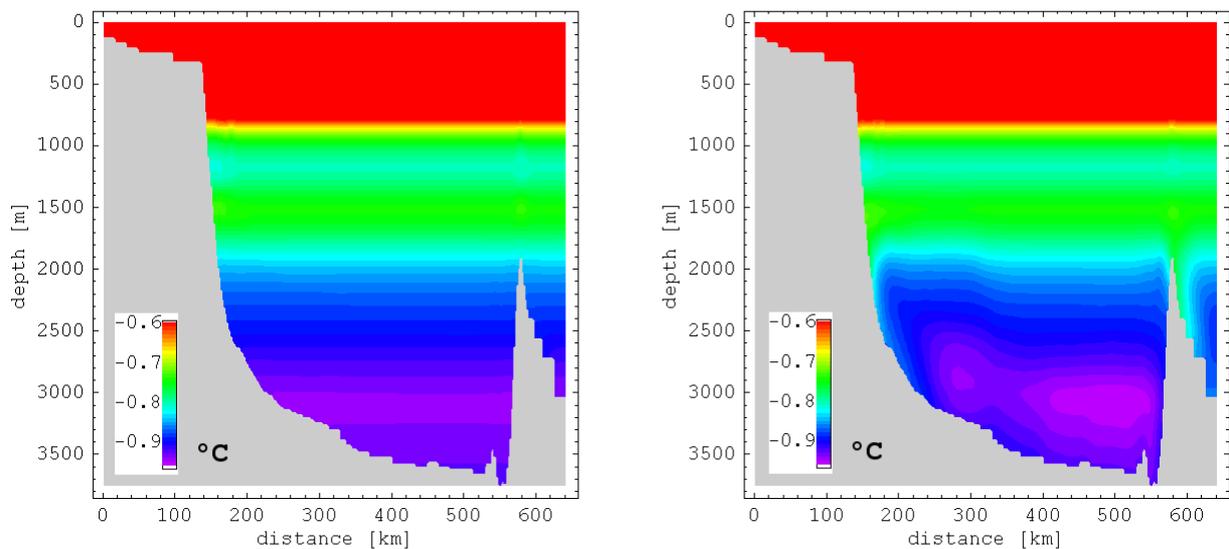


Abb. 6.3.: Das in RUN19 (nur Diffusion) simulierte Temperaturfeld. **Links:** Das horizontal homogene Temperaturfeld zu Beginn der Simulation. **Rechts:** Das Temperaturfeld nach 3 simulierten Jahren. Die horizontal gemittelte Temperatur (und Salzgehalt) wurde während der Simulation konstant gehalten. Die vertikale Diffusion führt zu einer Temperaturerhöhung am Rande des Beckens.

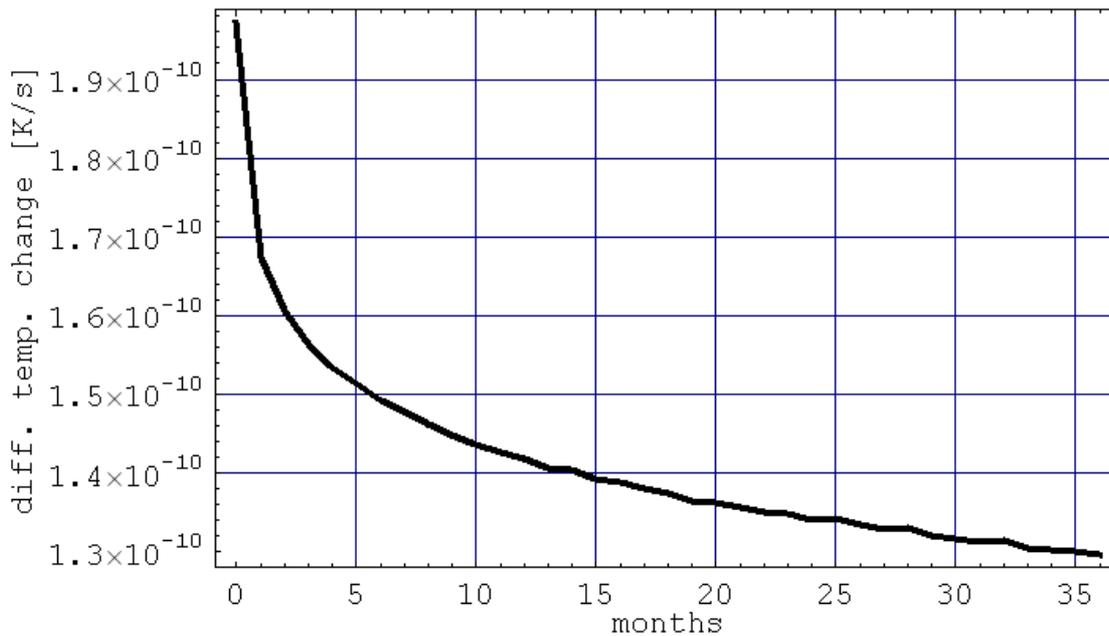


Abb. 6.4.: Die in RUN19 simulierte durch vertikale Diffusion bewirkte Änderung der Temperatur des Bodenwassers unterhalb von 2500 m Tiefe.

Auch wenn die Erwärmungsrate nach drei simulierten Jahren noch leicht abfällt, ist es, aufgrund der konstant gehaltenen Profile des vertikalen Austauschkoeffizienten und der ebenfalls konstant gehaltenen horizontal gemittelten Temperatur, sicher, dass sie in der Größenordnung von $10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ verbleiben wird. Berücksichtigt man die Unsicherheit der von Naveira Garabato et al. (2004) bestimmten K_V -Werte vom Faktor 3, besagt die Simulation ($1.3 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$), dass vertikale Vermischung zwischen 10 und 100 % (mit der höchsten Wahrscheinlichkeit bei 30 %) der beobachteten Erwärmung von $4 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ bewirkt. Mit der vertikalen Diffusion ist somit ein wichtiger Prozess der Bodenwassererwärmung identifiziert, von dem jedoch nach Analyse von RUN19 nicht gesagt werden kann, ob es der dominante Prozess der Bodenwassererwärmung ist.

Die Ergebnisse der Simulation RUN19 zeigen, dass wahrscheinlich neben der vertikalen Diffusion weitere Prozesse die Temperatur des Bodenwassers beeinflussen. So widerspricht das Hinabwölben der Isothermen im Bodenwasser an den lateralen Rändern des Beckens (Abb. 6.3.) den Beobachtungen (Rudels et al. 2005). Das hier beobachtete Hinaufwölben der Isothermen (Abb. 3.10.) deutet auf die Existenz einer den Hang hinaufführenden bodennahen Strömung, also auf die Existenz advektiver Abkühlung in Bodennähe, die mit advektiver Erwärmung im Beckeninneren verbunden sein könnte (Budéus et al. 1998, Visbeck & Rhein 2000, Rudels et al. 2005).

Dass die vom Modell benutzte Diffusionsgleichung die beobachtete Erwärmung des Bodenwassers nur bedingt wiedergibt, zeigt das vertikale Profil der zum Ende der Simulation nahezu stationären simulierten Temperaturänderung (6.5.). Dieses zeigt eine um eine Größenordnung zu rasche Erwärmung des bodennahen Bereichs von etwa $3 \times 10^{-9} \text{ K s}^{-1}$. Die vertikale Vermischung ist hier so groß, dass sich der darüber liegende Abschnitt der Wassersäule abkühlt, was ebenfalls nicht den Beobachtungen entspricht. Auch in der Tiefe zwischen 2700 und 2850 m existiert im Modell eine Abkühlung. Die CTD-Daten, die dem Modell vorgegeben werden, deuten somit darauf, dass das Modell die Vermischung in der Bodengrenzschicht weit überschätzt und dass in der Tiefe zwischen 2700 und 2850 m ein anderer Prozess, hori-

zontale Vermischung oder Wärmeadvektion, die beobachtete Erwärmung bewirkt, so dass die Wärme von hier durch vertikale Diffusion abgegeben wird.

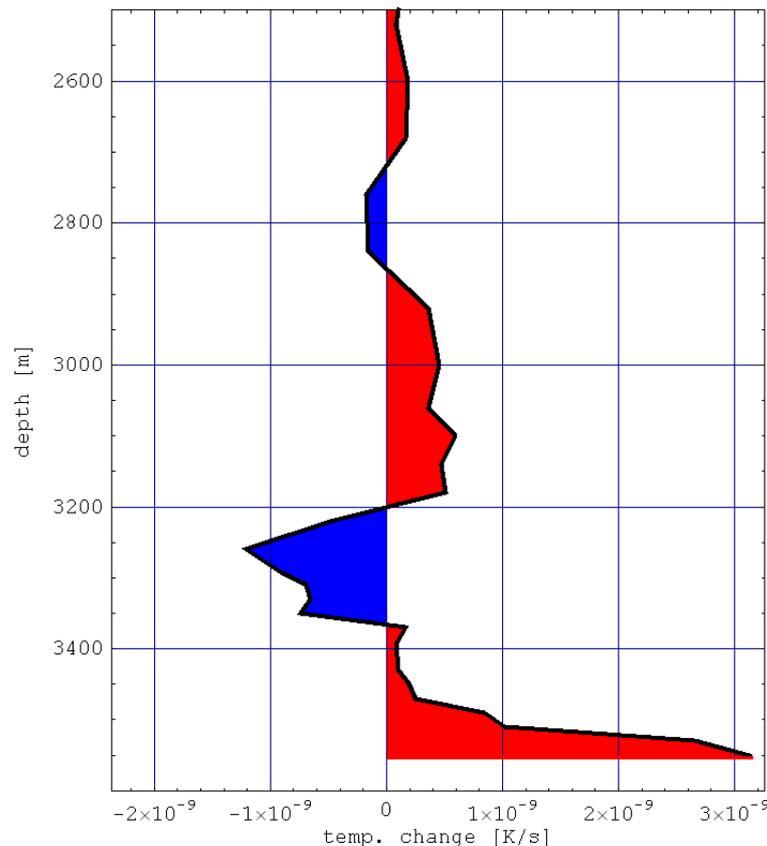


Abb. 6.5.: Vertikales Profil der durch vertikale Diffusion bewirkten zeitlichen Temperaturänderung. Dargestellt ist ein Monatsmittel nach drei simulierten Jahren aus dem Zentrum des Beckens ($x = 456$ km).

Einen weiteren Hinweis auf eine mögliche Überschätzung bei der Annahme eines bodennahen vertikalen Austauschkoeffizienten von $10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, bzw. auf die Existenz intensiver advektiver Kühlung am Kontinentalhang, ergibt die Analyse eines hochauflösenden CTD-Schnitts durch den bodennahen Bereich des Bodenwassers am Fuß des ostgrönländischen Kontinentalhangs bei $74^\circ 12' \text{ N}$ (Abb. 6.6.), (Logemann 2001). Die Temperaturdaten zeigen eine im Mittel etwa 30 m mächtige Bodengrenzschicht. 100 m über dem Meeresboden, der sich hier in etwa 3000 m Tiefe befindet, beträgt der vertikale Gradient der potentiellen Temperatur $2.9 \times 10^{-4} \text{ K m}^{-1}$ und ist damit etwa doppelt so groß wie der vertikale Gradient in 2500 m Tiefe. Um die untersten 100 m der Wassersäule durch vertikale Diffusion nicht schneller als mit $4 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ zu erwärmen, darf nach Gleichung (6.4.) K_V in 100 m Bodenabstand folglich nicht mehr als $1.4 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ betragen. Naveira Garabato et al. (2004) bestimmen bei etwa $74^\circ 30' \text{ N}$ Werte zwischen 10^{-2} und $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ für die Wassersäule am Kontinentalhang zwischen 2000 und 3000 m Tiefe und über $10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ in den untersten 400 m der Wassersäule am Fuß des Kontinentalhangs unterhalb von 3000 m Tiefe. Diese Werte ($10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) wären nur dann mit dem Temperaturfeld und dessen zeitlicher Änderung vereinbar, wenn in der Bodengrenzschicht eine den Hang hinaufführende Strömung der Größenordnung $(u, w) \approx (-2 \text{ cm s}^{-1}, 0.1 \text{ mm s}^{-1})$ existierte, die die diffusive Erwärmung durch advektive Kühlung kompensiert. Damit müsste die mittlere hangnormale Strömungskomponente ($u = 2 \text{ cm s}^{-1}$) die Größenordnung der hangparallel gerichteten Komponente haben, die zwischen 0 und 10

cm s^{-1} liegt (Abb. 5.36.). Dies erscheint aufgrund der topographisch geführten Struktur der Zirkulation in der Grönlandsee (Dietrich et al. 1975) eher unwahrscheinlich.

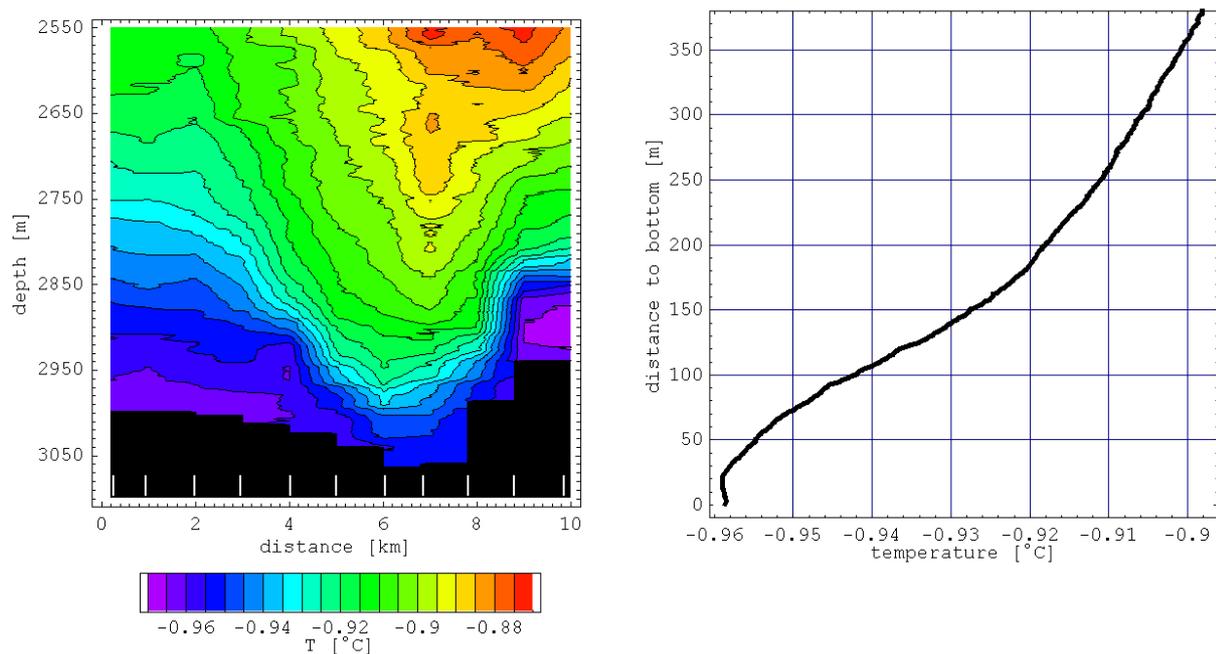


Abb. 6.6.: Links: CTD-Messung (Logemann 2001) der potentiellen Temperatur in Bodennähe entlang eines Schnitts von $74^{\circ} 13' \text{ N}$, $11^{\circ} 34' \text{ W}$ (links) nach $74^{\circ} 9' \text{ N}$, $11^{\circ} 20' \text{ W}$ (rechts) im September 2001. Die weißen Striche geben die Positionen der einzelnen CTD-Profile an. Rechts: Das aus diesen Daten folgende mittlere Profil der potentiellen Temperatur in Abhängigkeit vom Bodenabstand.

6.1.2. Horizontale Vermischung und Tertiärzirkulation

Da die Ergebnisse von RUN19 darauf deuten, dass die vertikale Vermischung nicht allein die beobachtete Erwärmung des Bodenwassers bewirkt, wird in den folgenden vier numerischen Experimenten: RUN20, RUN20b, RUN20c und RUN20d der von Visbeck und Rhein (2000) diskutierte Prozess des vertikalen Hinabmischens der Wärme an den Rändern des Beckens in der Bodengrenzschicht und des horizontalen Weitertransports der Wärme von hier aus ins Innere des Beckens untersucht.

Visbeck und Rhein (2000) diskutieren darüber hinaus die mögliche Existenz einer, erstmalig von Phillips (1970) beschriebenen, Tertiärzirkulation, die durch die vertikale Vermischung in der Bodengrenzschicht am Rand des Beckens angetrieben wird und aus einer am Rand aufsteigenden und im Inneren des Beckens absinkenden Strömung besteht.

In seiner theoretischen Arbeit behandelt Phillips (1970) den Fall eines stabil geschichteten, diffusiven Fluids, das sich in einem Behälter mit schräg nach oben auseinanderlaufenden Seitenwänden befindet und anfänglich in Ruhe ist. Betrachtet man zwei horizontal benachbarte Punkte gleicher Tiefe, von denen sich der eine nahe einer Seitenwand, der andere etwas weiter im Inneren des Behälters befindet, führt die Schrägheit der Seitenwand zu ungleichen Beiträgen der vertikalen Diffusion zwischen beiden Punkten (Abb. 6.7.). Der wandnähere Punkt wird besser vor dem Austausch mit tieferem, dichterem Fluid abgeschirmt, seine Dichte wird daher geringer werden als die seines inneren Nachbarn. Zwischen beiden Punkten entsteht somit ein Gefälle des hydrostatischen Drucks, das das Fluid in Bewegung setzt. Es ent-

steht eine Zirkulationszelle mit einer entlang der schrägen Seitenwände hinaufführenden Strömung und kompensatorischem Absinken im Inneren des Behälters. Zum wandnäheren Punkt wird dichteres Wasser vertikal advehiert, was hier schließlich die diffusive Dichtereduktion balanciert. Die Dichtedifferenz bleibt jedoch bestehen, so dass man als Charakteristikum dieser Zirkulation die nahe der Seitenwände im Bereich des aufsteigenden Fluids nach unten gewölbten Isopyknen ansehen kann (Abb. 6.7.).

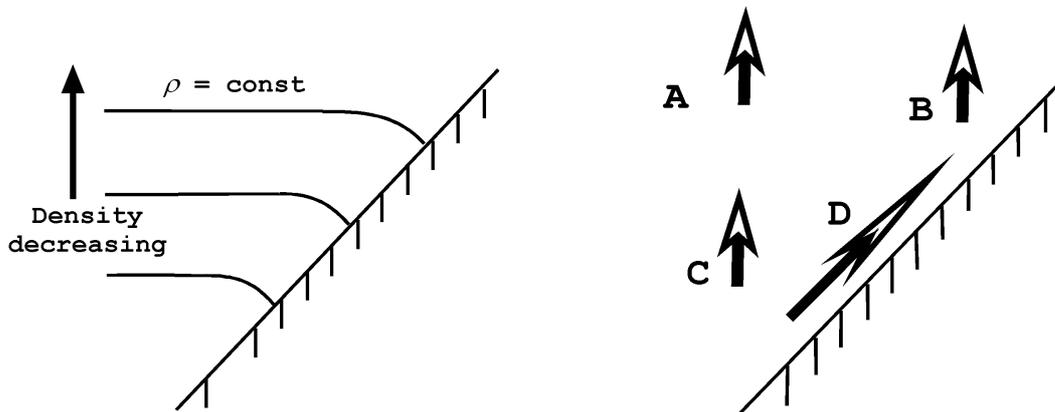


Abb. 6.7.: Schematische Darstellung der Tertiärzirkulation nach Phillips (1970). **Links:** Das dazugehörige Dichtefeld. **Rechts:** Die unterschiedlichen diffusiven und advektiven Flüsse nahe einer schrägen Seitenwand. Der diffusive Fluss A wird durch den diffusiven Fluss C aufrecht erhalten, der diffusive Fluss B benötigt hierfür den advektiven Fluss D.

Für den Volumenfluss M dieser Zirkulationszelle berechnet Phillips (1970)

$$M = C K_V \cot(\alpha), \quad (6.5.)$$

wobei C den Umfang des Behälters, K_V den vertikalen Austauschkoeffizienten und α den Steigungswinkel der Seitenwände darstellt. In einer weiterführenden Arbeit berücksichtigen Phillips et al. (1986) eine turbulente Bodengrenzschicht. Ebenso wie Thorpe (1987), der zusätzlich eine vertikal variierende Schichtung zulässt. Thorpe kann die Ausbildung einer zweiten, höher gelegenen Zirkulationszelle herleiten, die entgegengesetzt gerichtet, aus Aufsteigen im Inneren und Absinken an den Rändern besteht. Als Grenze zwischen beiden Zellen bestimmt Thorpe die Tiefe maximaler Schichtung. Dies entspräche in der Grönlandsee der Tiefe von etwa 2000 m (siehe Abb. 3.9.). Schließlich bestimmt McDougall (1989) den Volumenfluss der jeweiligen Zellen als Funktion der Tiefe mit

$$M = A_{BBL} w_{BBL} = \frac{1}{N^2} \frac{\partial}{\partial z} (A_{BBL} K_{V,eff} N^2), \quad (6.6.)$$

wobei A_{BBL} die horizontale Fläche der Bodengrenzschicht auf einem bestimmten Tiefenniveau, w_{BBL} die Vertikalgeschwindigkeit in der Bodengrenzschicht, N^2 das horizontale Mittel des Quadrats der Brunt-Väisälä-Frequenz und $K_{V,eff}$ der horizontal gemittelte vertikale Austauschkoeffizient ist.

Um die Größenordnung abzuschätzen, die eine solche Zirkulationszelle in der Grönlandsee besitzen muss, um die beobachtete Erwärmung der Grönlandsee zu bewirken, sei angenommen, dass das an den Rändern aus dem Bodenwasserbereich strömende Wasser die potentielle Temperatur des Wassers in 3000 m Tiefe (-1.095°C) besitzt. Das im Zentrum des Beckens in 2500 m Tiefe mit der Geschwindigkeit w absinkende Wasser habe die potentielle Temperatur dieser Tiefe (-1.020°C). Die Differenz beider Temperaturen ist $\Delta\Theta = 0.075 \text{ K}$, und der Wärmefluss Q ins Bodenwasser ist:

$$Q = -\rho c_p w \Delta\Theta \quad (6.7)$$

Analog zur Gleichung (6.4.) ergibt dies die advektiv bedingte Erwärmung des Bodenwassers:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{Q}{\Delta H \rho c_p} = \frac{-w \Delta\Theta}{\Delta H} \quad , \quad (6.8.)$$

wobei $\Delta H = 566 \text{ m}$ wieder die mittlere Mächtigkeit des Bodenwassers darstellt. Aus Gleichung (6.8.) folgt, dass ein Absinken von $w = -3 \times 10^{-6} \text{ m s}^{-1}$ zur beobachteten Erwärmung von $4 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ führt. Die Oberfläche des Bodenwassers in 2500 m Tiefe beträgt $A = 2.62 \times 10^{11} \text{ m}^2$ (GEBCO Digital Atlas, BODC 2003). Damit folgt für den Volumenfluss M :

$$M = -w A = 0.8 \text{ Sv} . \quad (6.9.)$$

Der Volumenfluss der Zirkulationszelle muss also die Größenordnung von 1 Sv aufweisen, um einen für die Erwärmung des Bodenwassers relevanten Prozess darzustellen.

Nach Garrett et al. (1993) handelt es sich bei der mit Gleichung (6.6.) beschriebenen Zirkulation um eine Tertiärzirkulation. Die Primärzirkulation stellt die entlang des Hangs gerichtete Strömung dar, also im Fall des ostgrönländischen Kontinentalhangs den Ostgrönlandstrom. Aufgrund der Bodenreibung führt dieser zu bodennahen hangabwärts gerichteten Ekman-Transporten, der Sekundärzirkulation. Nach MacCready und Rhines (1993) reduziert diese Strömung die Dichte nahe des Kontinentalhangs solange, bis sich aufgrund des veränderten Dichtefeldes ein hangnormaler barokliner Druckgradient aufgebaut hat, der den die Primärzirkulation antreibenden kompensiert. Folglich geht in diesem Tiefenbereich die Primärzirkulation auf Null zurück. Damit verschwindet ebenfalls die Bodenreibung und mit ihr die Sekundärzirkulation. Eine „glatte Bodengrenzschicht“ („slippery bottom boundary layer“) hat sich ausgebildet (MacCready & Rhines 1993). In dieser hält die vertikale Advektion von kaltem Wasser, durch die mit Gleichung (6.6) beschriebene Tertiärzirkulation, die vertikale Schichtung soweit aufrecht, dass der vertikale diffusive Fluss in der Grenzschicht dem im Beckeninneren entspricht. (A = B in Abbildung 6.7.).

In diesem theoretischen Modell breitet sich die am Rand des Beckens in die Tiefe diffundierende Wärme horizontal in Form von Advektion durch die Tertiärzirkulation und in Form von horizontaler turbulenter Vermischung ins Beckeninnere aus.

6.1.2.1. Experimenteller Aufbau

Die Experimente RUN20, RUN20b, RUN20c und RUN20d entsprechen in allen hier nicht erwähnten Details, wie z.B. dem Modellgitter, dem Experiment RUN19. Der grundlegende Unterschied dieser Experimente zu RUN19 liegt in der Berücksichtigung der Strömung, die durch Windschubspannungen angetrieben wird. Diese Windschubspannungen sind ausschließlich quer zur horizontalen Modellachse (x -Achse), also in y -Richtung definiert und entstammen den mittleren Windstressfeldern der Jahre 1997 bis 2003 des NCEP/NCAR-Datensatzes (Kalnay et al. 1996), (Abb. 6.8.). Die Windschubspannung beträgt zwischen 0.03 und 0.075 N m^{-2} mit maximalen Werten bei $x = 160 \text{ km}$, etwa über der Schelfkante. Während des ersten simulierten Monats wird die Windschubspannung von Null auf die obigen Werte linear hochgefahren.

Die vier Experimente unterscheiden sich voneinander einzig in der Art der Turbulenzparametrisierung. Im Experiment **RUN20** wird, wie bereits in RUN19, das Naveira-Garabato- K_V -Feld (Abb. 6.2.) angenommen. Die Berechnung des horizontalen Austauschkoeffizienten K_H erfolgt mit Gleichung (4.18.). Im Experiment **RUN20b** wird das Naveira-Garabato- K_V -Feld mit dem Unsicherheits-Faktor 3 (Naveira Garabato et al. 2004) multipliziert. In **RUN20c** wird wieder mit einem einfachen Naveira-Garabato- K_V -Feld gerechnet. Dafür wird für die Werte des horizontalen Austauschkoeffizienten ein Minimum von $20 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ vorgeschrieben, was im Vergleich zum vorigen Experiment den horizontalen Austauschkoeffizienten in der Bodengrenzschicht etwa vervierfacht. Schließlich wird in **RUN20d** das Minimum des horizontalen Austauschkoeffizienten auf $100 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ gesetzt.

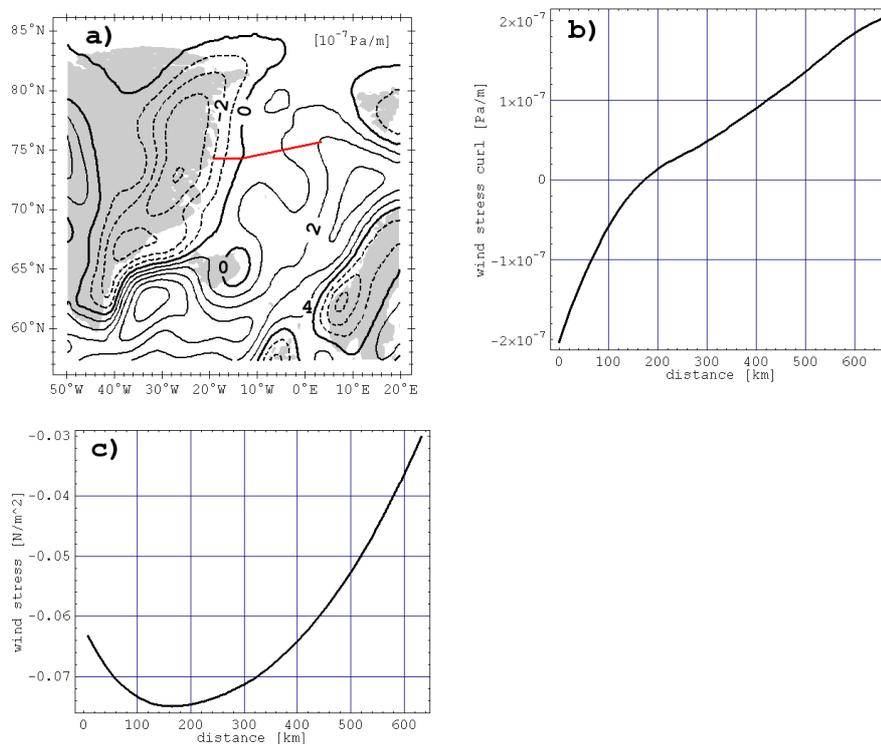


Abb. 6.8.: **a)** Die Rotation der Windschubspannung über dem Europäischen Nordmeer, abgeleitet aus den NCEP/NCAR Windstress-Daten (Kalnay et al. 1996) und gemittelt über die Jahre 1997 bis 2003. Rot eingezeichnet ist hier der modellierte Schnitt durch die Grönlandsee. **b)** Die mittlere Rotation der Windschubspannung entlang dieses Schnitts. **c)** Der daraus abgeleitete Windstress quer zur Schnitttrichtung unter Berücksichtigung des mittleren, nach Süden gerichteten Windstresses bei $74^\circ 19' \text{ N}$, $19^\circ 12' \text{ W}$ ($x = 0 \text{ km}$) von -0.0616 N m^{-2} .

6.1.2.2. Ergebnisse

Während der ersten zwei simulierten Monate bildet sich im Experiment RUN20 eine windgetriebene Strömung von etwa 10 cm s^{-1} in negative y -Richtung (nach Süden), die überwiegend über dem ostgrönländischen Schelf existiert. Am Kontinentalhang in 2500 m Tiefe existiert anfangs ebenfalls eine barotrope Strömung in negative y -Richtung, die bis auf etwa 1 cm s^{-1} anwächst, bevor sie nach etwa 5 Monaten ihre Richtung wechselt und nach etwa 50 Monaten eine nahezu stationäre Gegenströmung mit etwa 1 cm s^{-1} bildet. (Abb. 6.9. und 6.10.)

In RUN20 steigt, bedingt durch vertikale Vermischung, die bodennahe Temperatur am Kontinentalhang in 2500 m Tiefe von -0.89° C auf -0.84° C während der ersten 80 Monate und bleibt danach konstant (Abb. 6.9. und 6.10.)

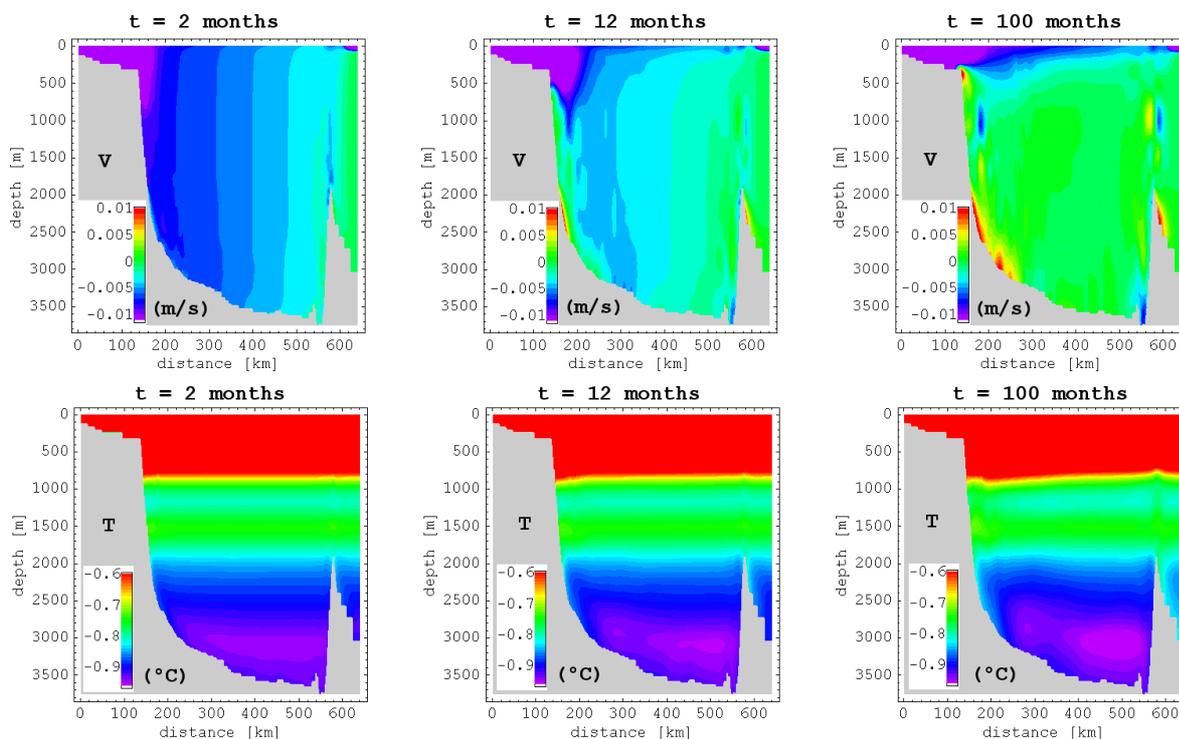


Abb. 6.9.: Ergebnisse der Simulation RUN20. Monatsmittel der entlang des Hangs gerichteten Strömungsgeschwindigkeit (positive Werte sind in die Bildebene hineingerichtet) und der Temperatur, berechnet nach 2, 12 und 100 simulierten Monaten.

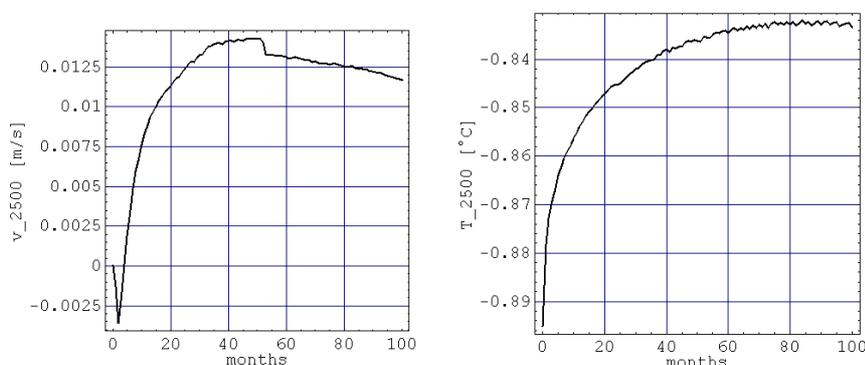


Abb. 6.10.: Ergebnisse der Simulation RUN20. Zeitserien aus der Bodengrenzschicht (10 m über dem Boden) am ostgrönländischen Hang in 2500 m Tiefe. Dargestellt sind Monatsmittel der entlang des Hangs verlaufenden Strömung v (positive Werte sind nach Norden gerichtet) und der Temperatur.

Die schwache Gegenströmung, die am ostgrönländischen Kontinentalhang unterhalb der Tiefe von 2000 m einsetzt, zeigt, dass hier die winderzeugte Primär- und die bodenreibungsbedingte Sekundärzirkulation, wie von MacCready und Rhines (1993) beschrieben, abgeklungen sind. In RUN20 formiert sich nach etwa 60 Monaten eine stationäre Tertiärzirkulationszelle am ostgrönländischen Kontinentalhang, deren Kern in etwa 1300 m Tiefe liegt (Abb. 6.11.) und die aus aufsteigendem Wasser am Kontinentalhang und aus absinkendem Wasser etwa 100 km weiter im Beckeninneren besteht. Wird der stationäre Volumenfluss dieser Zelle auf die dreidimensionale Grönlandsee mit dem Umfang von etwa 1200 km in 2500 m Tiefe (BODC 2003) übertragen, ergibt dieser den Wert von 0.045 Sv in 2500 m Tiefe (Abb. 6.11.).

Im Folgenden wird, um die unterschiedlichen Modellergebnisse miteinander zu vergleichen, der Volumenfluss der Querzirkulation stets auf diese Weise berechnet. D.h. der vertikale Volumenfluss am ostgrönländischen Kontinentalhang in 2500 m Tiefe wird auf den gesamten Beckenumfang von 1200 km extrapoliert, ohne Berücksichtigung des modellierten Volumenflusses entlang der Grönlandbruchzone. Die so berechneten vertikalen Volumenflüsse sind somit lediglich grobe Schätzungen, der im realen, dreidimensionalen Becken stattfindenden.

In Bestätigung der Gleichung (6.6.) nimmt der Volumenfluss der Tertiärzirkulation bei wachsendem Austauschkoeffizienten zu. So beträgt ihr Volumenfluss in 2500 m Tiefe im Experiment RUN20b (Multiplikation des Naveira-Garabato- K_V -Feldes mit 3) etwa 0.07 Sv (Abb. 6.12.). Intensivere vertikale Diffusion vergrößert die negative Dichteanomalie am Hang und verstärkt auf diese Weise die hangaufwärts gerichtete Strömung.

Intensivere horizontale Vermischung bewirkt hingegen eine Abnahme der Tertiärzirkulation, denn die negative Dichteanomalie am Hang und der durch sie bewirkte Druckgradient wird mit zunehmender horizontaler Vermischung abgeschwächt. So fällt der Volumenfluss der Tertiärzirkulation in 2500 m Tiefe im Experiment RUN20c (K_H -Erhöhung von 5 auf 20 $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$) auf 0.008 Sv und geht in RUN20d ($K_H = 100 \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$) sogar auf Null zurück (Abb. 6.11.).

Dieser große Einfluss der horizontalen Vermischung auf die Tertiärzirkulation könnte die Hauptursache sein für die Differenz zwischen den hier gezeigten numerischen Lösungen und der analytischen, aus Gleichung (6.6.) folgenden, in der die Terme der horizontalen Vermischung vernachlässigt werden. Wenn dort die vertikalen Profile von A_{BBL} , $K_{V,eff}$ und N^2 aus dem Modell in der RUN20-Konfiguration eingesetzt werden, zeigt die Lösung eine den Hang hinaufführende Strömung nur unterhalb von 3200 m und oberhalb von 2400 m Tiefe (Abb. 6.12.). Die Größenordnung des Volumenflusses zwischen 0.04 und 0.06 Sv entspricht andererseits dem Ergebnis von RUN20. Vielleicht deutet die entgegengesetzt gerichtete Zelle zwischen 2400 und 3200 m Tiefe in der analytischen Lösung darauf, dass hier keine Strömung durch Diffusion, sondern Diffusion durch eine den Hang hinaufführende Sekundärzirkulation angetrieben wird.

Visbeck und Rhein (2000) schätzen den Volumenfluss der Tertiärzirkulation auf 0.1 bis 0.5 Sv. Der Grund für diese deutlich höheren Werte liegt in der Verwendung des vertikalen Austauschkoeffizienten der Bodengrenzschicht $K_{V,BBL} = 10^2 \text{ m}^2 \text{s}^{-1}$ in der rechten Seite der Gleichung (6.6.), während in dieser Arbeit, wie in Garrett et al. (1993) in deren Gleichung 39, der horizontal über das Becken gemittelte und etwa eine Größenordnung kleinere Koeffizient $K_{V,eff}$ benutzt wird.

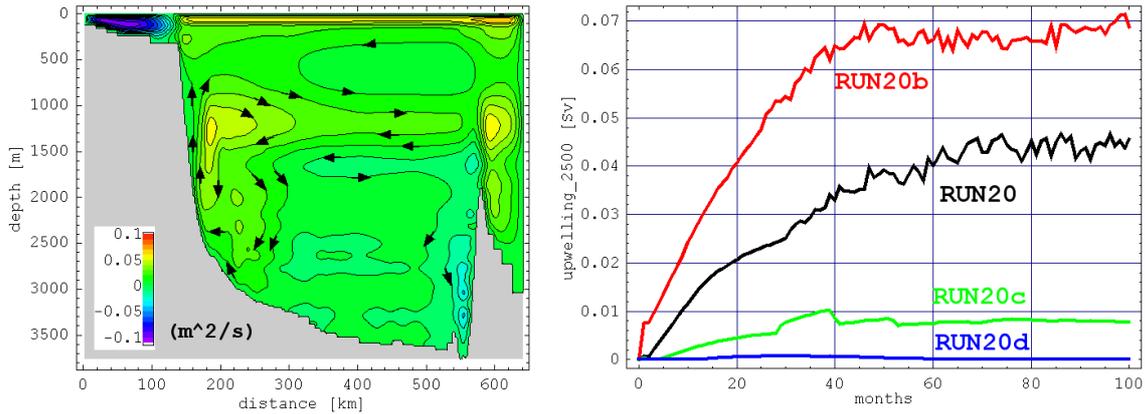


Abb. 6.11.: Links: Monatsmittel der Tertiärzirkulation (mit intensiver Sekundärzirkulation über dem Schelf) nach 100 simulierten Monaten im Experiment RUN20. Die Stromlinien sind im Abstand von $0.01 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ gezeichnet. Rechts: Zeitserien (Monatsmittel) des am ostgrönländischen Kontinentalhang in der Tiefe von 2500 m nach oben gerichteten Volumenflusses bei Annahme eines Beckenumfangs von 1200 km in 2500 m Tiefe. Ergebnisse der Experimente RUN20 ($1 \times K_V, 1 \times K_H$), RUN20b ($3 \times K_V, 1 \times K_H$), RUN20c ($1 \times K_V, 4 \times K_H$) und RUN20d ($1 \times K_V, 20 \times K_H$).

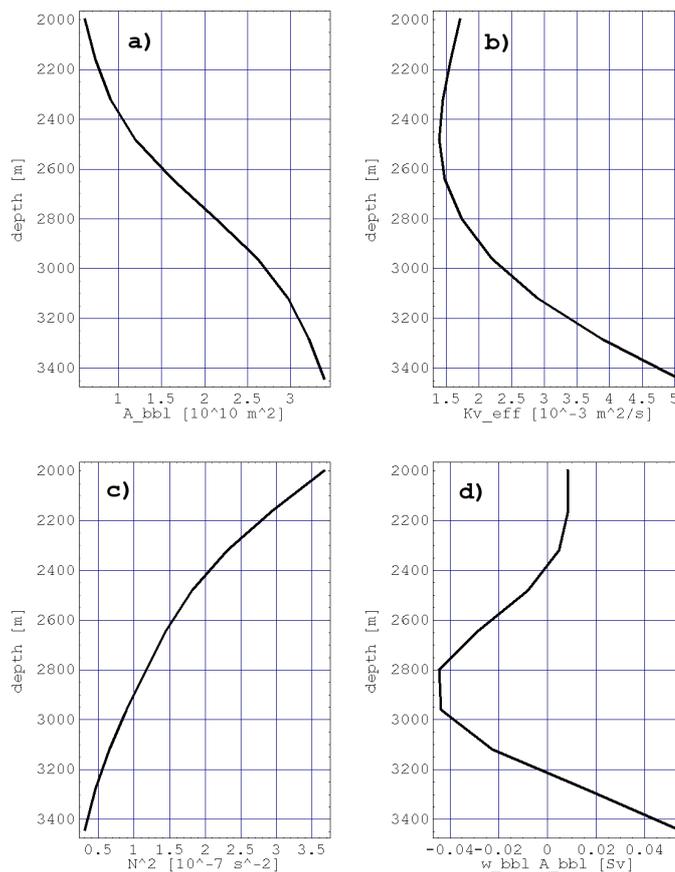


Abb. 6.12.: Theoretische Tertiärzirkulation nach McDougall (1989) auf Grundlage der Modelltopographie, des von Naveira Garabato et al. (2004) gemessenen Profils der vertikalen Austauschkoefizienten und der gemessenen Schichtung der Grönlandsee (Logemann 2001). **a)** Profil der horizontalen Fläche der Bodengrenzschicht A_{BBL} , bei einer Grenzschichtmächtigkeit von 250 m (Abfall des Austauschkoefizienten auf 30 % des bodennahen Wertes ($10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$) in diesem Abstand vom Boden). **b)** Profil des horizontal gemittelten Austauschkoefizienten $K_{v,eff}$. **c)** Profil der horizontal gemittelten Brunt-Väisälä-Frequenz N^2 . **d)** Hangnormal gerichteter Volumentransport in der Bodengrenzschicht nach Gleichung (6.6.), positive Werte geben Auftrieb, negative Absinken an.

Somit ist nach Gleichung (6.9.) sogar der Volumenfluss der relativ intensiven Tertiärzirkulation im Experiment RUN20b (0.07 Sv) eine Größenordnung zu klein, um die beobachtete Erwärmung auszulösen. Die über den gesamten Bodenwasserbereich gemittelte durch vertikale Advektion bewirkte Erwärmung beträgt in RUN20 nur $0.5 \times 10^{-11} \text{ K s}^{-1}$, in RUN20b nur $1.25 \times 10^{-11} \text{ K s}^{-1}$, also nur 1 bzw. 3 % der beobachteten Erwärmung von $4 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ (Abb. 6.13.).

Der diffusive Wärmefluss ins Bodenwasser in der Simulation RUN20 ähnelt dem in RUN19 simulierten. In beiden Simulationen beträgt die diffusiv bedingte Erwärmung des Bodenwassers zum Ende der Simulation $1.3 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ (Abb. 6.13.).

Die Verdreifachung von K_V in RUN20b lässt den diffusiven Wärmefluss ins Bodenwasser stark ansteigen. Nach 100 simulierten Monaten beträgt der durch diesen Fluss bewirkte Temperaturanstieg $3.4 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ (Abb. 6.13.) und liegt damit nahe an der beobachteten Erwärmung.

Einen nicht so starken aber trotzdem deutlichen Anstieg des diffusiven Wärmeflusses bewirkt ebenfalls die Vergrößerung des horizontalen Austauschcoeffizienten in den Experimenten RUN20c und RUN20d. Horizontale Diffusion transportiert die in der Bodengrenzschicht am Hang heruntergemischte Wärme ins Beckeninnere und wirkt so dem Abbau des vertikalen Temperaturgradienten und damit des Wärmeflusses in der Bodengrenzschicht entgegen. Daher steigt die Bodenwassererwärmung in RUN20c ($4 \times K_H$) auf $1.6 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ und in RUN20d ($20 \times K_H$) auf $1.8 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ (Abb. 6.13.).

In allen vier Konfigurationen simuliert das Modell eine von vertikaler Diffusion dominierte Erwärmung des Bodenwassers. Die Struktur des Temperaturfeldes bleibt daher in allen vier Experimenten dem von RUN19 sehr ähnlich (Abb. 6.14.). D.h. auch hier kommt es zum unrealistischen Hinabwölben der Isothermen an den lateralen Grenzen des Bodenwassers. Die durch die Tertiärzirkulation bewirkte Kühlung am Kontinentalhang ist per definitionem zu schwach, um das beobachtete Emporwölben der Isothermen auszulösen. Die Temperaturentwicklung wird hier von vertikaler und horizontaler Diffusion bestimmt, der advective Einfluss der Tertiärzirkulation ist wesentlich geringer (Abb. 6.15.).

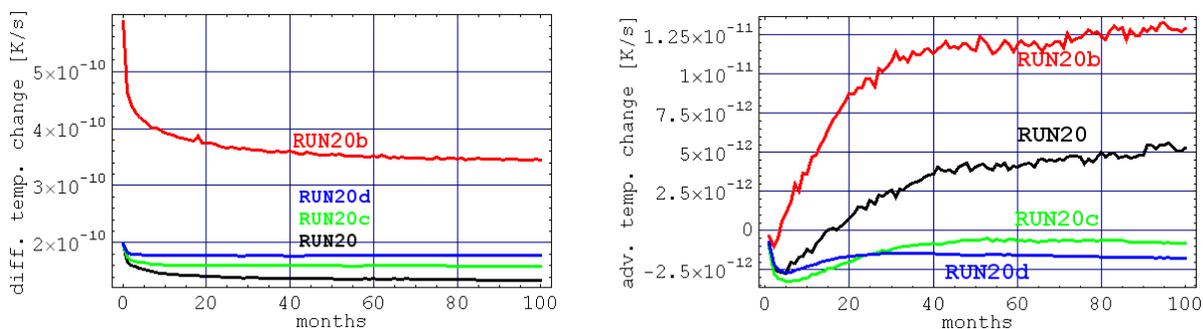


Abb. 6.13.: Ergebnisse der Simulationen RUN20 ($1 \times K_V$, $1 \times K_H$), RUN20b ($3 \times K_V$, $1 \times K_H$), RUN20c ($1 \times K_V$, $4 \times K_H$) und RUN20d ($1 \times K_V$, $20 \times K_H$). **Links:** Monatsmittel der räumlich gemittelten Temperaturänderung durch vertikale Diffusion unterhalb von 2500 m Tiefe. **Rechts:** Monatsmittel der räumlich gemittelten Temperaturänderung durch vertikale Advektion unterhalb von 2500 m Tiefe. Man beachte die unterschiedliche vertikale Skalierung.

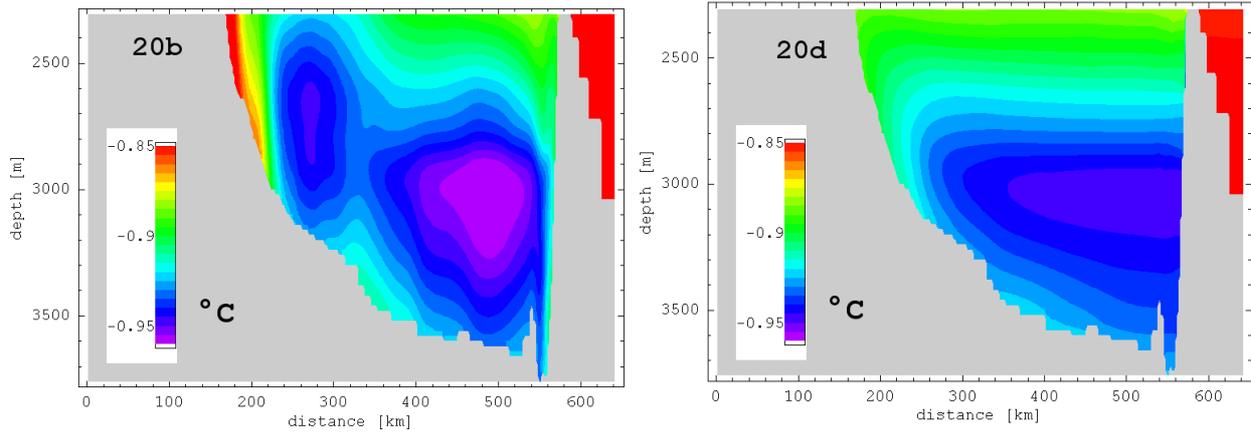


Abb. 6.14.: Ergebnisse der Simulationen RUN20b (links, $3 \times K_V$, $1 \times K_H$) und RUN20d (rechts, $1 \times K_V$, $20 \times K_H$). Temperatur des Bodenwassers nach 100 simulierten Monaten.

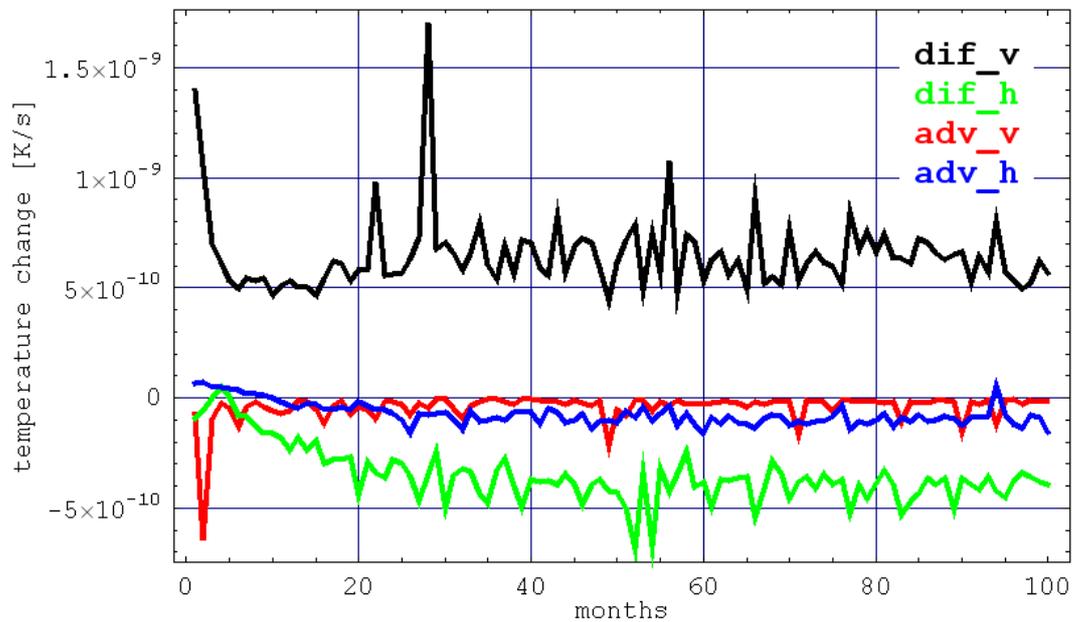


Abb. 6.15.: Ergebnisse der Simulation RUN20: Monatsmittel der Temperaturänderung in der Bodengrenzschicht in 2500 m Tiefe verursacht durch vertikale Diffusion (schwarze Kurve), horizontale Diffusion (grüne Kurve), vertikale Advektion (rote Kurve) und horizontale Advektion (blaue Kurve).

6.2. Sekundärzirkulation

In den im vorigen Kapitel behandelten Simulationen kommt es, aufgrund eines durch die anfängliche Sekundärzirkulation bewirkten hangnormalen Dichtegradienten, zum Abklingen der Primärzirkulation im Tiefseebereich der Grönlandsee. Wie in der Modellstudie von MacCready und Rhines (1993) beschrieben, verschwindet hier mit der Primärzirkulation ebenfalls die Sekundärzirkulation, so dass einzig eine schwache Tertiärzirkulation die diffusive Dichtereduktion in der Bodengrenzschicht kompensiert (Phillips 1970, McDougall 1989).

Strömungsmessungen (Aagaard et al. 1973, Foldvik et al. 1988, Strass et al. 1993, Woodgate et al. 1999, Woodgate & Fahrbach 1999, Lemke 2002, Walter 2004) und die Ergebnisse der dreidimensionalen Modellierung im Experiment RUN18 (Abb. 5.35. bis 5.37.) zeigen jedoch, dass im gesamten Tiefenbereich des ostgrönländischen Kontinentalhangs eine bodennahe Primärströmung der Größenordnung von 10 cm s^{-1} existiert. Während diese überwiegend mit dem Ostgrönlandstrom nach Süden gerichtet ist, existiert im Experiment RUN18 in der Nähe des Kontinentalhangfußes eine nach Norden gerichtete Gegenströmung (Abb. 5.35.), wobei Strömungsmessungen (Fahrbach 1999, Woodgate & Fahrbach 1999, Lemke 2002, Walter 2004), (Abb. 5.1., 5.36., 5.37.) darauf hindeuten, dass dies nicht unrealistisch ist.

Die Ursache dieser bodennahen Strömung könnte ein entlang des Hangs gerichteter Druckgradient sein. So liegt in der numerischen Simulation der Zirkulation des Nordatlantiks von Logemann und Harms (2006) die dynamisch bedingte Auslenkung der Meeresoberfläche in der Framstraße während der Jahre 1997 bis 2003 im Mittel um etwa 10 cm über der Meeresoberflächenauslenkung in der 1000 km entfernten südlichen Grönlandsee. Der daraus resultierende hangparallele, barotrope Druckgradient könnte einen zusätzlichen Antrieb der Primärströmung bilden. Dieser könnte die Primärströmung auch bei verschwindendem hangnormalen Druckgradienten weiter aufrecht erhalten. Durch die aufrechterhaltende Primärzirkulation bliebe ebenfalls der hangabwärts führende Boden-Ekman-Transport erhalten. Die mit diesem verbundene Dichteabnahme am Hang führte zu einer Umkehr des hangnormalen Druckgradienten unterhalb einer bestimmten Tiefe, die schließlich zu einer geostrophischen Gegenströmung führen könnte.

Hochauflösende hydrographische Messungen am subtropischen Ausläufer des Labradorstroms nahe der Schelfkante vor der nordamerikanischen Ostküste bei 40° N und 70° W zeigen dort eine intensive, aus zwei gegenläufigen Zellen bestehende Sekundärzirkulation (Pickart 2000), (Abb. 6.16.). Die untere der beiden Zellen, in 50 bis 150 m Tiefe, besteht aus einer den Hang hinaufführenden Strömung, die sich dort, wo sie auf die entgegengesetzt gerichtete Strömung der oberen Zelle trifft, aus der Bodengrenzschicht ablöst und ins Innere des Beckens führt. Die untere Zelle führt damit zu einem Emporwölben der Isothermen (und Isopyknen) am Hang (Abb. 6.16c.), dessen Struktur, abgesehen vom Vorzeichen des vertikalen Temperaturgradienten, stark an das Bodenwasser der Grönlandsee erinnert.

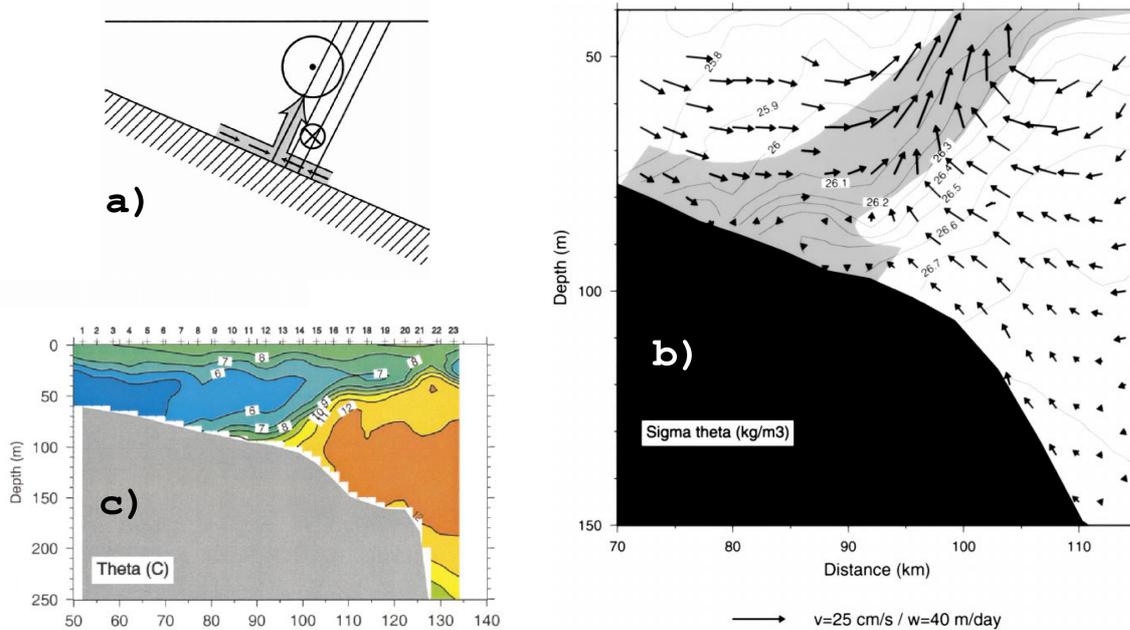


Abb. 6.16.: a) Schematische Darstellung der Sekundärzirkulation nach Chapman und Lentz (1994) und Messung eines entsprechenden b) Strömungs-, Dichte- und c) Temperaturfeldes an der Schelfkante der nordamerikanischen Ostküste bei 40° N, 70° W (aus Pickart 2000).

In einer numerischen Prozessstudie betrachten Chapman und Lentz (1994) den oberen Bereich eines Kontinentalhangs mit angrenzendem Schelf. Wie das Polare Wasser des Ostgrönlandstroms, strömt in ihrem Modell eine oberflächennahe Wassermasse geringer Dichte entlang der Küste überwiegend in geostrophischer Balance nach Süden. Von entscheidender Bedeutung ist dabei, dass diese Wassermasse tief genug reicht, um mit dem Meeresboden in Berührung zu kommen und auf diese Weise vom Boden-Ekman-Transport hangabwärts befördert zu werden. So gelangt Schelfwasser unter das seitlich angrenzende dichtere Wasser. Dies führt zu einer lokal instabilen Wassersäule, in der daraufhin intensive vertikale Vermischung einsetzt. Auf diese Weise entsteht eine nahezu vertikal verlaufende Wassermassenfront, die vom Meeresboden bis zur Oberfläche reicht. Dabei sorgt der hangnormale Transport in der Bodengrenzschicht für ein stetes, den Hang hinabführendes Voranschreiten der Front. Je weiter diese Front vorankommt, desto stärker wird die durch das Dichtefeld bewirkte Abnahme des hangnormalen Druckgradienten. Diese führt zu einer Abnahme der nach Süden führenden Strömung mit der Tiefe. Eine entlang des Hangs nach Süden gerichtete Druckgradientkraft verhindert jedoch ein vorzeitiges Erlöschen der Primärströmung in Bodennähe, so dass die Front weiter hangabwärts wandern kann. Die vertikale Stromscherung (thermischer Wind) wird dadurch so stark, dass sich eine geostrophische Gegenströmung mit hangaufwärts gerichtetem Boden-Ekman-Transport bildet. In einer bestimmten Tiefe wird durch diese Strömung das weitere Voranschreiten der Front verhindert. Die Situation wird stationär, die Dichtefront von der Bodengrenzschicht „eingefangen“ („trapped“) (Chapman & Lentz 1994).

Das laterale Emporwölben der Isothermen des Bodenwassers der Grönlandsee sowie die mögliche Existenz tiefer, gegen den Ostgrönlandstrom gerichteter Randströmungen wirft daher die Frage auf, ob hier ebenfalls eine eingefangene Dichtefront existiert, die schwächer ausgeprägt ist und daher in wesentlich größere Tiefe hinabreicht als die von Pickart (2000) beobachtete Front an der nordamerikanischen Schelfkante. Wenn diese Front die Struktur der von Pickart (2000) beobachteten wiedergäbe, sollte sie in der Grönlandsee etwa bis in die

Tiefe von 1500 m hinabreichen, da hier am Hang hinabwölbende Isothermen auf am Hang hinaufwölbende treffen (Abb. 3.10.).

Um die Konsistenz hydrographischer Beobachtungen mit ihrer Theorie der eingefangenen Dichtefront zu überprüfen, schlagen Chapman und Lentz (1994) die folgende, in das in dieser Arbeit benutzte Koordinatensystem überführte, theoretische Beschreibung des Volumenflusses der Sekundärzirkulation vor:

Ausgegangen wird von der hangnormalen Komponente der Bewegungsgleichung, Gleichung (4.1.), in stationärer, linearisierter Form und ohne horizontale Reibungsterme:

$$f u = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left(A_V \frac{\partial v}{\partial z} \right). \quad (6.10.a)$$

Man beachte, dass die linke Seite der obige Gleichung, vertikal über die gesamte Wassersäule integriert, den hangnormalen Volumenfluss beschreibt, der gleich Null ist. Die rechte Seite sagt damit aus, dass die durch den hangparallelen Druckgradienten bewirkte Beschleunigung der Wassersäule durch hangparallele Reibung balanciert wird. Des Weiteren zeigt die analoge Form der hangnormalen Komponente der Bewegungsgleichung

$$0 = f v - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(A_V \frac{\partial u}{\partial z} \right), \quad (6.10.b)$$

dass eine ageostrophische Komponente der hangparallelen Strömung, also das durch einen horizontalen Dichtegradienten bewirkte Ungleichgewicht zwischen den ersten beiden Terme der rechten Seite, mit einer hangnormalen Strömung verbunden ist. Im Fall der hier diskutierten Dichtefront ist die Summe der ersten beiden Terme oberhalb der Front positiv, mit einer positiven hangnormalen Strömung verbunden, während sie unterhalb der Front, verursacht durch den baroklinen Druckgradienten negativ wird und eine negative, den Hang hinaufführende Strömung bewirkt.

Wird Gleichung (6.10.a) über die Mächtigkeit der Bodengrenzschicht H_{BBL} vertikal integriert und durch f dividiert, folgt ein Ausdruck für den hangnormalen Transport in der Bodengrenzschicht M :

$$M = \int_{z=-D}^{z=-D+H_{BBL}} u \, dz = -\frac{1}{f \rho_0} \int_{z=-D}^{z=-D+H_{BBL}} \frac{\partial p}{\partial y} \, dz + \frac{1}{f} \left(A_V \frac{\partial v}{\partial z} \right)_{z=-D+H_{BBL}} + \frac{1}{f \rho_0} \tau_{B,y}. \quad (6.11.)$$

Nimmt man an, dass der hangparallel gerichtete Druckgradient $\partial p / \partial y$ nur durch den Gradienten des Wasserstandes ζ verursacht wird, dass die vertikale Impulsdiffusion außerhalb der Grenzschicht klein ist, dass also $A_V \partial v / \partial z \approx 0$ bei $z = -D + H_{BBL}$, und dass die Bodenschubspannung in y -Richtung $\tau_{B,y}$

$$\tau_{B,y} = -\rho_0 r v_B \quad (6.12.)$$

entspricht, wobei $r = 0.0005 \text{ m s}^{-1}$ eine Konstante und v_B die entlang des Hangs gerichtete Strömung in Bodennähe darstellt, dann folgt:

$$M = -\frac{H_{BBL} g}{f} \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{r v_B}{f} \quad (6.13.)$$

Ferner wird angenommen, dass die maximale Strömung in y -Richtung v_{max} nahe der Meeresoberfläche erreicht wird und dass die vertikale Stromscherung als Funktion des horizontalen Dichtegradienten in der Front $\partial\rho/\partial x$ durch die Thermische Wind Relation

$$\frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{g}{\rho_0 f} \frac{\partial \rho}{\partial x} \quad (6.14.)$$

beschrieben wird. Dann lässt sich die bodennahe Strömung v_B in der Tiefe D mit

$$v_B = v_{max} + D \frac{g}{\rho_0 f} \frac{\partial \rho}{\partial x} \quad (6.15.)$$

berechnen. Setzt man dies in Gleichung (6.13.) ein, folgt

$$M = \frac{-H_{BBL} g}{f} \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{r}{f} v_{max} - \frac{r D g}{\rho_0 f^2} \frac{\partial \rho}{\partial x} \quad (6.16.)$$

Der erste Term auf der rechten Seite beschreibt den hangnormalen Transport, der durch den entlang des Hangs gerichteten barotropen Druckgradienten verursacht wird. Im von Chapman und Lentz (1994) untersuchten Fall ist er im Vergleich zu den beiden anderen Termen der rechten Seite klein und bildet nicht mehr als 4 % des Gesamtflusses. Trotzdem ist erwähnenswert, dass dieser Term, $\partial\zeta/\partial y > 0$ vorausgesetzt, bereits knapp oberhalb der Gegenströmung eine hangaufwärtsführende Sekundärzirkulation ($M < 0$) bewirkt (Chapman & Lentz 1994). Diese Struktur existiert ebenfalls in der dreidimensionalen Simulation RUN18. Des Weiteren sei darauf hingewiesen, dass der Gradient $\partial\zeta/\partial y$ einen großen Einfluss auf v_{max} und damit auf den Gesamtfluss der Sekundärzirkulation haben kann. Der zweite Term stellt den Boden-Ekman-Transport der barotropen Strömungskomponente dar. Sofern $v_{max} < 0$ (nach Süden am ostgrönländischen Kontinentalhang), ist er größer Null, also hangabwärts gerichtet. Der dritte Term stellt, sofern $\partial\rho/\partial x > 0$, die Reduktion des Boden-Ekman-Transports durch hangnormale Dichtegradienten, bzw., bei ausreichend großem Betrag, den hangaufwärts gerichteten Transport ($M < 0$) der Gegenströmung dar.

Um Gleichung (6.16.) auf die Grönlandsee anzuwenden, werden folgende Abschätzungen gemacht: Modellergebnisse (Logemann & Harms 2006) zeigen einen hangparallelen Gradienten der dynamisch bedingten Auslenkung der Meeresoberfläche von $\partial\zeta/\partial y \approx 10^{-7}$. Mit Hilfe des hangnormalen CTD-Schnitts bei 75° N vom September 2001 (Logemann 2001), (Abb. 2.9. und 3.10.) wird $\partial\rho/\partial x \approx 3 \times 10^{-6} \text{ kg m}^{-4}$ (in 1000 m Tiefe) bestimmt. Die Mächtigkeit der Bodengrenzschicht wird anhand der hochauflösenden CTD-Schnitte durch den bodennahen Bereich (Logemann 2001), (Abb. 6.6.) mit $H_{BBL} \approx 40$ m abgeschätzt, was ebenfalls der Ekman-Tiefe $\pi (2 A_V / f)^{1/2}$ entspricht, wenn $A_V = 10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Die maximale Strömung des Ostgrönlandstroms nahe der Meeresoberfläche wird anhand des ADCP-Schnitts von Walter (2004), (Abb. 5.36.) mit $v_{max} \approx -30 \text{ cm s}^{-1}$ abgeschätzt. Des Weiteren wird $f = 1.4 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$, $r = 0.0005 \text{ m s}^{-1}$ (Chapman & Lentz 1994) und $\rho_0 = 1030 \text{ kg m}^{-3}$ angenommen.

Damit folgt für die drei Terme der Gleichung (6.16.)

$$-\frac{H_{BBL}}{f} \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \zeta}{\partial y} \approx -0.28 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}, \quad (6.17.)$$

$$-\frac{r}{f} v_{\max} \approx 1.07 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}, \quad (6.18.)$$

$$-\frac{r D g}{\rho_0 f^2} \frac{\partial \rho}{\partial x} \approx -0.00073 \text{ m s}^{-1} D. \quad (6.19.)$$

Der erste Term (6.17.) liegt hier mit 26 % des zweiten Terms (Ekman-Transport der barotropen Strömungskomponente) deutlich über dem von Chapman und Lenz (1994) simulierten Bereich (maximal 4 % des Gesamtflusses). Der Grund hierfür könnte die, im Vergleich mit dem von Chapman und Lenz betrachteten oberflächennahen Ozean, geringe Schichtung sein, die zu hohen bodennahen Austauschkoefizienten A_V und entsprechend großen Grenzschichtmächtigkeiten H_{BBL} führt. Die obige Größenabschätzung der drei Terme von Gleichung (6.16.) deutet darauf, dass eine eingefangene Dichtefront am ostgrönländischen Kontinentalhang möglich ist. Den Zahlenwerten zufolge reicht die Front bis zum Meeresboden in die Tiefe von 1080 m hinab, da ab hier das Wasser beginnt, am Hang aufzusteigen. Die hangparallele Gegenströmung würde hingegen in 1470 m Tiefe einsetzen, während Strömungsmessungen (Walter 2004) und Modellergebnisse (RUN18) auf eine Strömungsumkehr zwischen 2500 und 3000 m Tiefe hindeuten. Abbildung 6.17. stellt Gleichung (6.16.) graphisch dar. Sie zeigt, dass die obigen Zahlenwerte, multipliziert mit dem Umfang des Grönlandbeckens in 2500 m Tiefe (etwa 1200 km, BODC 2003), zu Volumenflüssen der Sekundärzirkulation in der Größenordnung von 1 Sv führen, die nach Gleichung (6.9.) groß genug wären, die beobachtete Erwärmung der Grönlandsee zu bewirken.

In den folgenden numerischen Experimenten wird der Einfluss des entlang des Hangs gerichteten Druckgradienten auf die Sekundärzirkulation untersucht.

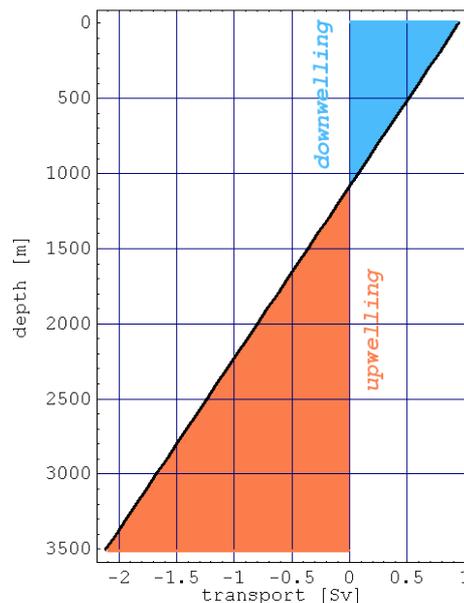


Abb. 6.17.: Graphische Darstellung des aus Gleichung (6.16.) folgenden hangnormalen Volumenflusses der Sekundärzirkulation in der Bodengrenzschicht, wobei Gleichung (6.16.) mit der angenommenen Länge der Beckenberandung von 1200 km multipliziert wurde.

6.2.1. Gleichförmiger hangparalleler Druckgradient

6.2.1.1. Experimenteller Aufbau

Der Aufbau des Experiments RUN21 entspricht dem von RUN20 mit nur einer Änderung: der zusätzlichen Berücksichtigung eines hangparallel (in y -Richtung) gerichteten Druckgradienten.

Der einfachste Ansatz, einen solchen Druckgradienten in die Simulation zu integrieren, besteht in der Annahme eines hangnormal gleichförmigen Wasserstandsgradienten $\partial\zeta/\partial y$ in der y -Komponente der Bewegungsgleichung, also in Gleichung (4.2.).

In Abbildung 6.18. ist der Verlauf dieses Gradienten entlang der x -Achse dargestellt. Von der grönländischen Küste ($x = 0$) bis ins Zentrum des Beckens ($x = 400$ km) bleibt sein positiver Wert konstant, während er zwischen $x = 400$ km und $x = 500$ km linear auf einen negativen Wert fällt, der sich dann bis zum nordöstlichen Rand des Modells ($x = 640$ km) nicht mehr ändert. Die Beträge des positiven westlichen wie des negativen östlichen Gradienten werden während der Simulation vom Modell bestimmt. Dabei wird der positive westliche Wert so gewählt, dass der Volumenfluss nach Süden für $x < 450$ km 20 Sv beträgt, was nach Woodgate et al. (1999) etwa den Beobachtungen entspricht. Der negative östliche Wert wird so gewählt, dass der gesamte Volumenfluss in y -Richtung unterhalb der Tiefe von 3000 m gleich Null ist, was die Abgeschlossenheit des Beckens in diesem Tiefenbereich erfordert. Auf diese Weise bestimmt das Modell nach etwa 50 simulierten Monaten die stationären Wasserstandsgradienten $\partial\zeta/\partial y = 4.4 \times 10^{-9}$ für $x < 400$ km und $\partial\zeta/\partial y = 5.6 \times 10^{-9}$ für $x > 500$ km. Diese Werte liegen deutlich unter der im vorigen Abschnitt gemachten Abschätzung von 10^{-7} .

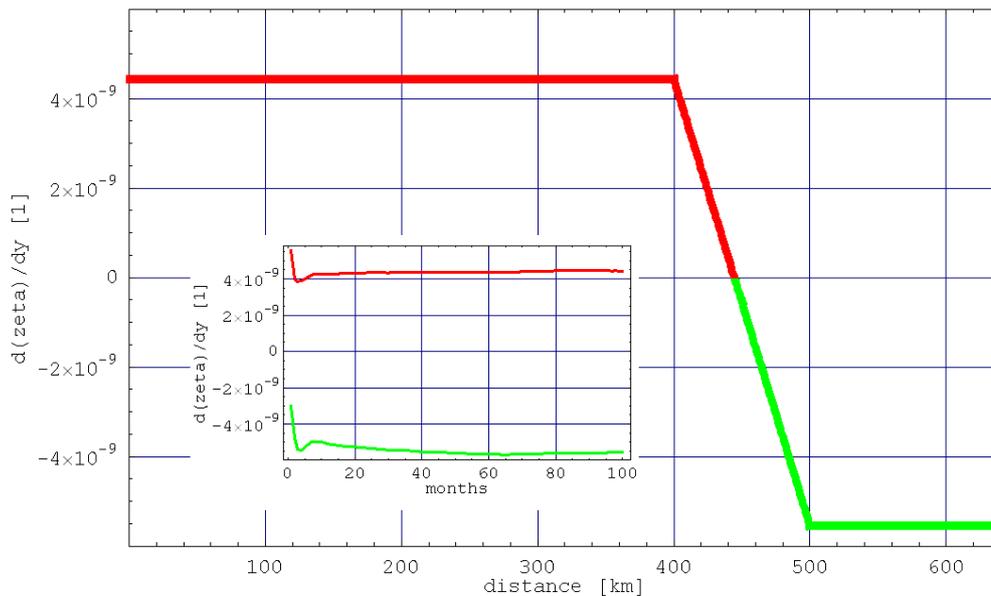


Abb. 6.18.: Der in RUN21 vorgegebene, entlang des Hangs gerichtete Gradient des Wasserstandes. Die größere Abbildung zeigt das Profil dieses Gradienten entlang der Modell- x -Achse, die kleinere zeigt den zeitlichen Verlauf des maximalen positiven Wertes (rote Kurve) und des maximalen negativen Wertes (grüne Kurve).

6.2.1.2. Ergebnisse

Betrachtet man das in RUN21 simulierte Geschwindigkeitsfeld (Abb. 6.19.), erkennt man die Ursache für die vergleichsweise geringen hangparallelen Wasserstandsgradienten ($\partial\zeta/\partial y$), die das Modell zum Antrieb eines Grönlandseewirbels von 20 Sv benötigt. Dieser besteht hier aus einer breiten barotropen Strömung, die von der Küste bis ins Zentrum des Beckens und dort hinab bis zum Meeresboden in 3500 m Tiefe reicht. Aufgrund dieser großen Breite und Tiefe werden die geforderten 20 Sv schon durch geringe Strömungsgeschwindigkeiten und somit durch geringe Werte von $\partial\zeta/\partial y$ erreicht.

Obwohl nur klein, bewirken die $\partial\zeta/\partial y$ -Druckgradienten eine deutliche Änderung des Geschwindigkeitsfeldes hinsichtlich der Simulation RUN20. Die Primärströmung von etwa 2 cm s^{-1} reicht nun hinab bis in den bodennahen Bereich der Tiefsee. Anstelle der Strömungsumkehr aufgrund horizontaler Dichtegradienten tritt lediglich eine Reduktion auf etwa 1 cm s^{-1} nahe des ostgrönländischen Kontinentalhangs zwischen 2000 und 3000 m Tiefe.

Das simulierte Temperatur-Feld (Abb. 6.19.) weist hingegen kaum einen Unterschied zum Ergebnis von RUN20 auf. Das Hinabwölben der Isothermen des Bodenwassers am Hang zeigt, dass die Temperaturentwicklung hier weiterhin primär durch Diffusion und nicht durch eine hangaufwärts gerichtete Strömung gesteuert wird. Dies bestätigt auch das Verhältnis der entsprechenden physikalischen Prozesse in der Bodengrenzschicht in 2500 m Tiefe (Abb. 6.20.). Diese zeigen, wie in RUN20 (vgl. Abb. 6.15.), eine Dominanz der Diffusion (vertikaler Wärmegewinn und laterale Wärmeabgabe) gegenüber der Advektion, wobei die Terme der horizontalen Diffusion, aufgrund der höheren horizontalen Strömungsscherung (Gleichung 4.18.) etwa doppelt so groß geworden sind, was wiederum zu einer Steigerung des vertikalen diffusiven Wärmeflusses führt. Wie in RUN20 spielt Advektion in der Bodengrenzschicht nur eine untergeordnete Rolle.

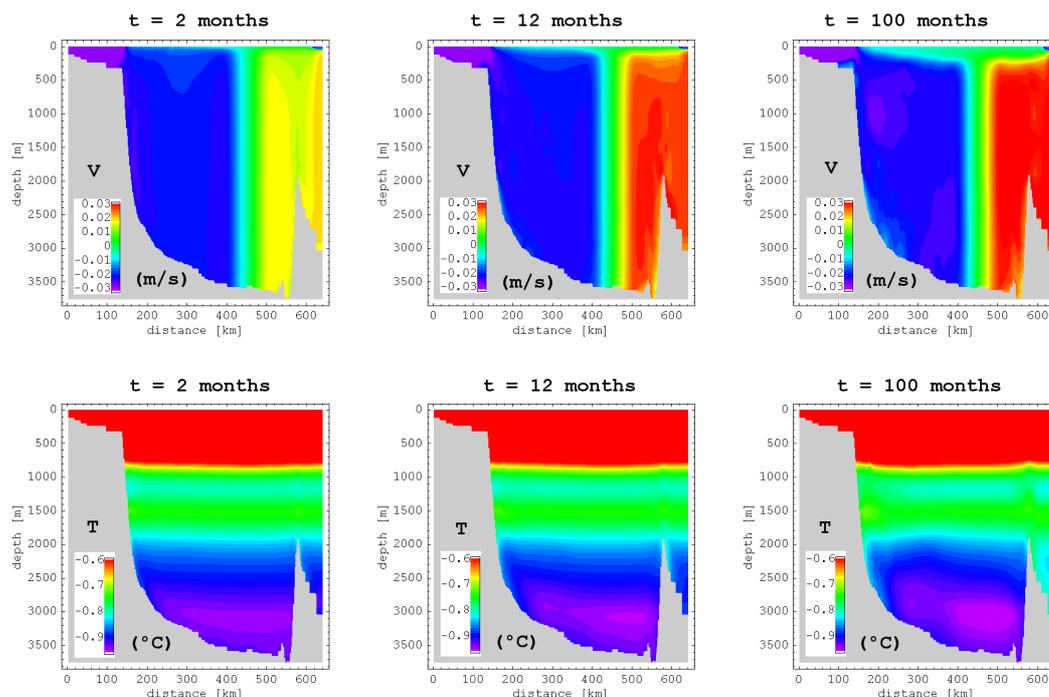


Abb. 6.19.: Ergebnisse der Simulation RUN21. Monatsmittel der entlang des Hangs gerichteten Strömungsgeschwindigkeit (positive Werte sind in die Bildebene hineingerichtet) und der Temperatur, berechnet nach 2, 12 und 100 simulierten Monaten.

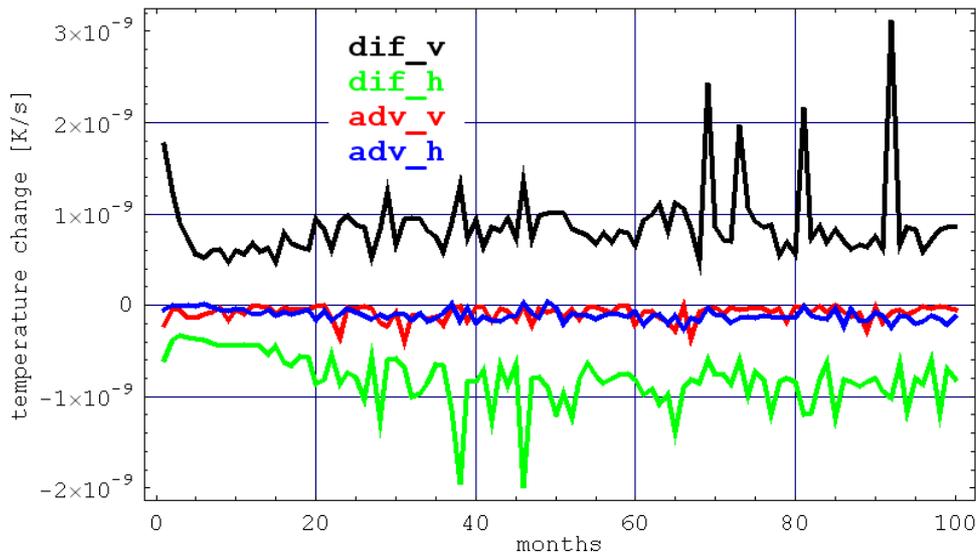


Abb. 6.20.: Ergebnisse der Simulation RUN21: Monatsmittel der Temperaturänderung in der Bodengrenzschicht in 2500 m Tiefe verursacht durch vertikale Diffusion (schwarze Kurve), horizontale Diffusion (grüne Kurve), vertikale Advektion (rote Kurve) und horizontale Advektion (blaue Kurve).

Die turbulente Vermischung ist also zu stark, die Sekundärzirkulation aufgrund der nur geringen Primärströmung zu schwach, um zu einer Lösung nach Gleichung (6.16.) zu führen, in der die Diffusion in der Bodengrenzschicht gegenüber der hangnormalen Advektion vernachlässigt wird. Die diffusiv bewirkte negative Dichte- und Druckanomalie am Hang führt in der Grenzschicht zu einer hangaufwärts gerichteten Strömung. Diese Strömung wird durch den $\partial\zeta/\partial y$ -Druckgradienten über den ersten Term von Gleichung (6.16.) um 0.015 Sv verstärkt. Demzufolge besteht die in RUN21 simulierte Querkirkulation aus einer im Vergleich zur Simulation RUN20 verstärkten Tertiärzirkulation (Abb. 6.21.), deren Volumentransport in 2500 m Tiefe nach 100 simulierten Monaten von 0.045 Sv in RUN20 auf 0.06 Sv in RUN21 steigt. So wächst der, weiterhin relativ bedeutungslose, advektiv verursachte Wärmegewinn des Bodenwassers unterhalb von 2500 m Tiefe von $0.5 \times 10^{-11} \text{ K s}^{-1}$ in RUN20 auf etwa $0.8 \times 10^{-11} \text{ K s}^{-1}$ in RUN21 (Abb. 6.22.), während der wesentlich höhere diffusive Wärmegewinn bezüglich RUN20 unverändert in RUN21 bei $1.3 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ liegt.

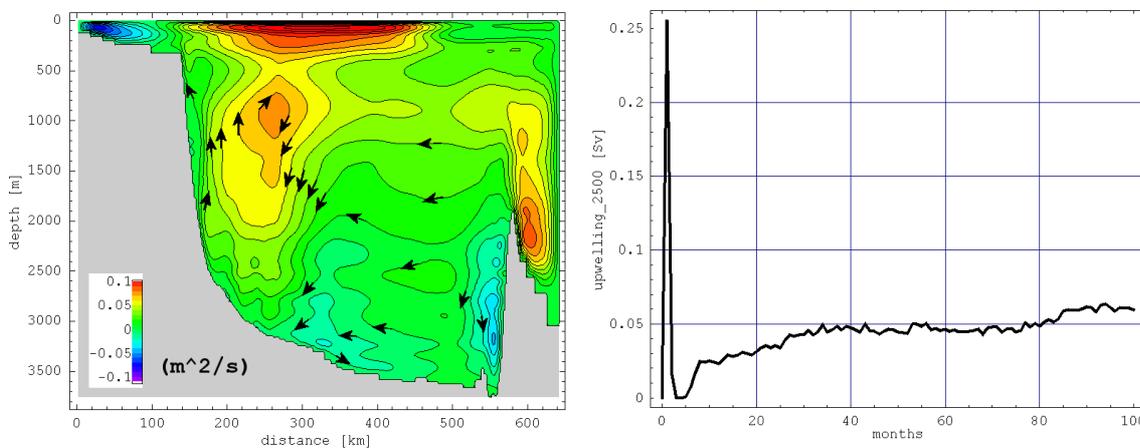


Abb. 6.21.: Ergebnisse der Simulation RUN21. **Links:** Monatsmittel der Sekundärzirkulation nach 100 simulierten Monaten. Die Stromlinien sind im Abstand von $0.01 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ gezeichnet. **Rechts:** Zeitserie (Monatsmittel) des am ostgrönländischen Kontinentalhang in der Tiefe von 2500 m nach oben gerichteten Volumenflusses bei Annahme eines Beckenumfangs von 1200 km in 2500 m Tiefe.

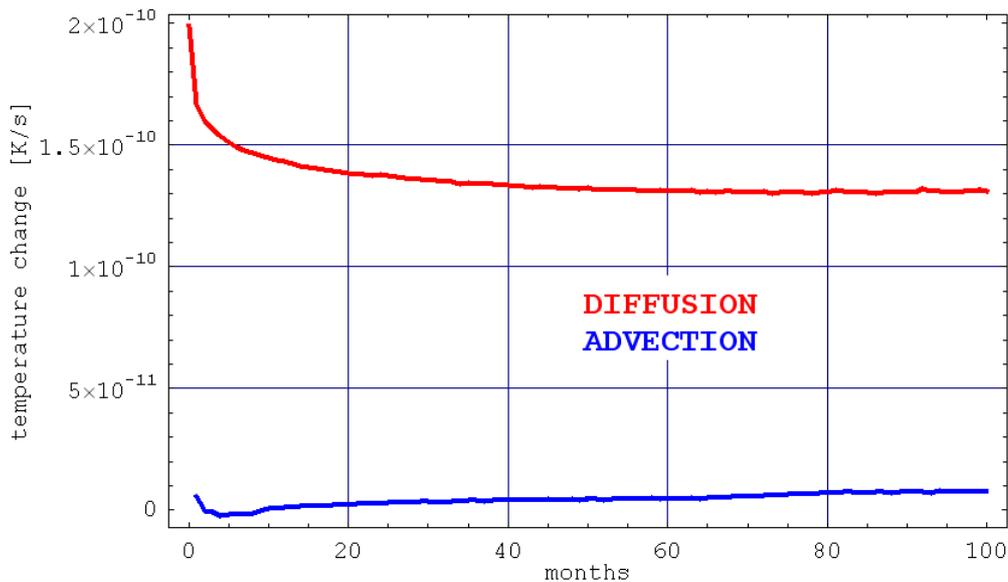


Abb. 6.22.: Ergebnisse der Simulation RUN21. **Rote Kurve:** Zeitserie der durch vertikale Diffusion unterhalb der Tiefe von 2500 m im Grönlandbecken verursachten Temperaturänderung. **Blaue Kurve:** Die durch vertikale Advektion verursachte Temperaturänderung im selben Tiefenbereich.

6.2.2. Hangnormal variabler hangparalleler Druckgradient

Im vorigen Kapitel wurde gezeigt, dass entlang des Hangs gerichtete Druckgradienten einen großen Einfluss auf das bodennahe Bewegungsfeld der Tiefsee ausüben können. Die im Experiment RUN21 gewählte Form dieser Gradienten, also hangnormal gleichförmige Wasserstandsgradienten, führt zwar zur Aufrechterhaltung der Primärzirkulation im Tiefseebereich, bewirkt jedoch eine hangnormal gleichförmige und breite Strömung, die den Beobachtungen (z.B. Walter 2004) und auch der dreidimensionalen Simulation RUN18 widerspricht (vgl. Abb. 5.35. und 5.36.). Diese weisen auf eine am ostgrönländischen Kontinentalhang nur etwa 100 km breite nach Süden verlaufende Strömung, deren Zentrum sich etwa über der 2000 m Tiefenlinie befindet. Weiter im Beckeninneren, am Fuß des Kontinentalhangs zwischen 2800 und 3200 m, grenzt sie, zumindest in Bodennähe, an eine nach Norden gerichtete Gegenströmung.

Um sich dieser Struktur weiter anzunähern, werden in den folgenden Experimenten RUN22, RUN22b und RUN22c realistischere $\partial\zeta/\partial y$ -Druckgradienten eingeführt, die in hangnormaler Richtung variieren.

6.2.2.1. Experimenteller Aufbau

Zur Bestimmung eines mittleren hangnormalen Profils des hangparallelen, dynamisch bedingten Wasserstandsgradienten, also von $\partial\zeta/\partial y(x)$, werden mit CODE berechnete Wasserstandsfelder der Jahre 1997 bis 2003 (Logemann & Harms 2006) analysiert. Diese Daten entstammen einer mit NCEP/NCAR-Atmosphärenaten (Kalnay et al. 1996) forcierten Simulation der Zirkulation des Nordatlantiks auf einer mit der von RUN18 vergleichbaren Matrix, die im subpolaren Bereich auf der IBCAO-Topographie (Jakobsson et al. 2001) basiert.

Auf einer horizontalen Matrix mit 75 km Auflösung wird zunächst der hangnormale Richtungsvektor \mathbf{n} für den Bereich der Grönlandsee bestimmt:

$$\mathbf{n} = \begin{pmatrix} n_x \\ n_y \end{pmatrix} = \frac{\vec{\nabla} D}{|\vec{\nabla} D|}. \quad (6.20.)$$

Aus diesem folgt der um 90° nach links gedrehte Einheitsvektor $\mathbf{n}_T = (-n_y, n_x)$, der die Richtung der Tiefenlinien beschreibt und somit entlang der y -Achse des zweidimensionalen Modells verläuft.

Aus dem mittleren Wasserstandsfeld der Grönlandsee des Zeitraums 1997 bis 2003 wird schließlich ein räumlich gemittelttes Tiefenprofil $\partial\zeta/\partial\mathbf{n}_T(D)$ berechnet, das mit Hilfe der Funktion $D(x)$ ins zweidimensionale Modell übertragen wird (Abb. 6.23):

$$\frac{\partial\zeta}{\partial y}(D(x)) = \begin{cases} \frac{\partial\zeta}{\partial\mathbf{n}_T}(D) & \text{für } \frac{\partial D}{\partial x} > 0 \\ -\frac{\partial\zeta}{\partial\mathbf{n}_T}(D) & \text{für } \frac{\partial D}{\partial x} < 0 \end{cases} \quad (6.21.)$$

Das Profil $\partial\zeta/\partial y(D)$ weist maximale Werte von 8.5×10^{-8} zwischen den Tiefenlinien von 1700 und 2400 m auf. Von hier aus nimmt der Gradient hangaufwärts sowie hangabwärts stetig ab und erreicht am Fuß des Kontinentalhangs sogar negative Werte bevor er für Tiefen über 3200 m auf Null zurückgeht.

Dieses Verschwinden des Gradienten sollte eigentlich bereits ab der Tiefe von 2500 bis 2600 m geschehen, da die Tiefenlinien der Grönlandsee hier geschlossene Linien bilden und die Summe der Wasserstandsgradienten entlang dieser Linien notwendigerweise Null ergibt. Entsprechend zeigen die Daten auch einen deutlichen Abfall des Gradienten über diesem Tiefenbereich. Dass der Gradient aber negative Werte über dem Fuß des Kontinentalhangs aufweist, ist eine Folge ungenauer Richtungsableitungen über der Tiefseeebene, vor allem im östlichen Bereich des Beckens. Somit dominiert in diesem Tiefenbereich, das aufgrund der steileren Topographie klarere negative Signal entlang des Fußes des ostgrönländischen Kontinentalhangs. Da also dieses negative Signal, ein nach Süden gerichteter Wasserstandsgradient über tieferen Bereichen des ostgrönländischen Kontinentalhangs, auch im dreidimensionalen Modell existiert, wird es aus der Forcierung der hier beschriebenen Experimente nicht entfernt. Auch weist ein, hier nicht gezeigtes, Experiment mit entferntem negativem Signal keine, von den hier gezeigten, stark abweichende Lösung.

Bis auf die Vorgabe des $\partial\zeta/\partial y$ -Druckgradienten entsprechen die Experimente RUN22, RUN22b und RUN22c dem Experiment RUN21. In RUN22 wird das in Abbildung 6.23. gezeigte Profil von $\partial\zeta/\partial y(D(x))$ innerhalb von 30 Tagen linear hochgefahren und anschließend konstant gehalten. In RUN22b wird das Profil zusätzlich mit dem Faktor 2 multipliziert, in RUN22c mit dem Faktor 0.5.

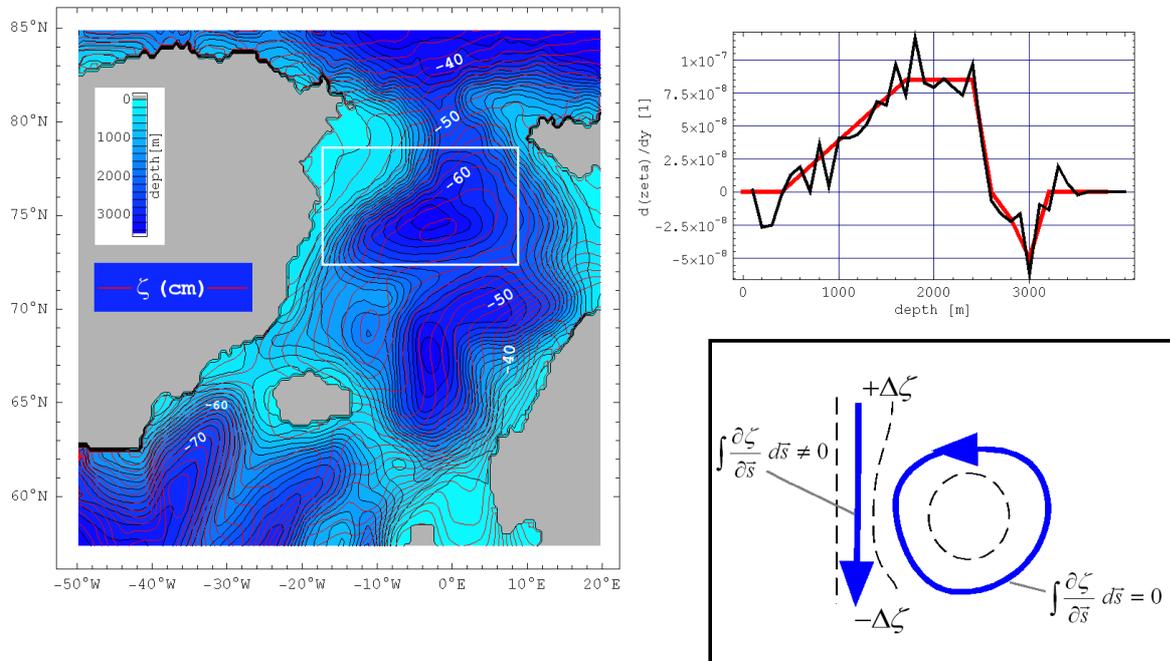


Abb. 6.23.: **Links:** Modellierte mittlere Auslenkung der Wasseroberfläche des Europäischen Nordmeers im Zeitraum 1997 bis 2003 (Logemann & Harms 2006) und seine Bathymetrie. **Rechts oben:** Das sich aus beiden Feldern innerhalb des weißen Vierecks der linken Abbildung ergebende Tiefenprofil des entlang des Hangs gerichteten Wasserstandsgradienten (schwarze Kurve). Positive Werte bedeuten nach links zeigende Gradienten bei hangabwärts gerichteter Blickrichtung. Die rote Kurve zeigt das Profil, das dem Modell in RUN22 vorgeschrieben wird. **Rechts unten:** Schematische Darstellung eines hangabwärts auf Null zurückgehenden hangparallelen Druckgradienten $\partial\zeta/\partial\bar{s}$. Die gestrichelten Linien stellen die Bathymetrie dar, die blauen Pfeile Stromlinien. Das Wegintegral des Druckgradienten entlang der Stromlinien ist auf dem ungeschlossenen, höheren Weg ungleich Null, während es auf dem geschlossenen, tieferen gleich Null sein muss.

6.2.2.2. Ergebnisse

Im Experiment RUN22 bildet sich entlang des ostgrönländischen Kontinentalhangs eine nach Süden gerichtete Strömung (Abb. 6.24.), die im Vergleich zu den vorangegangenen Simulationen wesentlich besser mit den Beobachtungen (z.B. Walter 2004), (Abb. 5.36.) übereinstimmt. In ihrem Kern, der nahe der Oberfläche über der 2500 m Tiefenlinie liegt, beträgt sie bis zu 20 cm s^{-1} . Die Strömung ist etwa 50 km breit und reicht hinab bis in den bodennahen Bereich in 2500 m Tiefe, wo sie noch etwa 10 cm s^{-1} beträgt. Auch die im LADCP-Schnitt von Walter (2004) (Abb. 5.36.) und in RUN18 (Abb. 5.35.) weiter hangabwärts existierende, große Teile der Wassersäule umfassende Gegenströmung wird von RUN22 wiedergegeben. Gut mit den Beobachtungen übereinstimmend beträgt ihre bodennahe Geschwindigkeit etwa 12 cm s^{-1} . Ihr über die gesamte Wassersäule integrierter Volumentransport liegt jedoch mit 15 bis 20 Sv über dem weiter hangaufwärts nach Süden gerichteten Transport von 10 Sv (Abb. 6.25.), was aufgrund der Beobachtungen unrealistisch erscheint. Neben den vorgegebenen $\partial\zeta/\partial y$ -Werten bewirkt ein zu großer hangnormaler Dichtegradient diese Überschätzung. Die Überschätzung des Dichtegradients wird wiederum durch die horizontal homogenen Korrekturterme für Temperatur und Salzgehalt bewirkt, die während der Simulation stationäre horizontal gemittelte Temperatur- und Salzgehaltswerte gewährleisten und aufgrund der starken Erwärmung am Kontinentalhang zu unrealistischer Abkühlung im Inneren des Beckens führen (Abb. 6.24.).

Die im Vergleich zu RUN21 wesentlich höheren bodennahen Strömungsgeschwindigkeiten führen zur Bildung einer Sekundärzirkulation, die am ostgrönländischen Kontinentalhang bis in eine Tiefe von etwa 1300 m aus einer in der Bodengrenzschicht hangabwärts führenden Strömung besteht. Darunter existiert eine bis ins Bodenwasser reichende Zelle, die aus einer in der Bodengrenzschicht hangaufwärts und im Inneren des Beckens abwärts gerichteten Strömung besteht. (Abb. 6.27.). Nach Chapman und Lentz (1994) (Gleichung 6.13.) hängt die Intensität der Sekundärzirkulation von den Bodenschubspannungen und dem hangparallelen Druckgradienten ab. Da die bodennahe Strömung (Walter 2004) und auch die $\partial\zeta/\partial y$ -Druckgradienten (Logemann & Harms 2006) realistische Werte aufweisen, sollte somit auch die Sekundärzirkulation in der richtigen Größenordnung liegen.

Die Folgen der Sekundärzirkulation sind im simulierten Temperaturfeld deutlich zu erkennen (Abb. 6.24.). Im oberen Bereich des Kontinentalhangs wird wärmeres Wasser den Hang hinab advehiert. Unterhalb von 1300 m, bereits im Bereich der hangaufwärts führenden Strömung, dominiert vertikale Diffusion den vertikalen Wärmefluss und führt damit bis in eine Tiefe von etwa 2200 m zu in der Bodengrenzschicht hinabgewölbten Isothermen. Unterhalb von 2200 m dominiert dann die hangaufwärts gerichtete, kalte Bodenwasser mit sich führende Strömung, so dass sich hier das beobachtete Emporwölben der Isothermen am Hang ausbildet (vgl. Abb. 3.10. und 6.16.). Der Ort des Zusammentreffens der beiden Sekundärzirkulationszellen liegt in 1300 m Tiefe. Wie im Modell von Chapman und Lentz (1994) liegt dieser Ort, aufgrund der Wirkung des $\partial\zeta/\partial y$ -Druckgradienten, oberhalb der Gegenströmung, im Bereich der nach Süden führenden Strömung, die bis in eine Tiefe von 2500 m reicht. Nach Chapman und Lentz (1994), bei Vernachlässigung der Diffusion, müsste sich in der Tiefe von 1300 m somit ebenfalls die eingefangene Dichtefront befinden. In RUN22 bewirkt die vertikale Diffusion jedoch eine Vertiefung dieser Position hinunter bis 2200 m Tiefe. In der realen Grönlandsee könnte dieser Ort, dem Verlauf der gemessenen Isothermen zufolge, weiter hangaufwärts in 1500 m Tiefe liegen (Abb. 3.10.). Dies deutet erneut darauf hin, dass das Modell durch die Vorgabe des K_V -Feldes (Kap. 6.1.1., Abb. 6.2.) die vertikale Vermischung in der Bodengrenzschicht überschätzt.

RUN22 zeigt somit, dass das Emporwölben der Isothermen an der lateralen Berandung des Bodenwassers dann entsteht, wenn der hangparallele Druckgradient im oberen Bereich des Hangs eine ausreichend starke bodennahe Strömung mit hangabwärts gerichtetem Boden-Ekman-Transport bewirkt, so dass die daraus resultierende Dichtereduktion am Hang die Bildung einer gegenläufigen, tieferen Sekundärzirkulationszelle ermöglicht. Diese Zelle wird zum Einen durch eine barokline Gegenströmung angetrieben, die wiederum von der im unteren Bereich deutlichen Reduktion (oder Umkehrung) des hangparallelen Druckgradienten abhängt. Zum Anderen bewirkt der hangparallele Druckgradient eine hangaufwärts führende bodennahe Strömung im unteren Bereich der nach Süden führenden Primärströmung, was auch hier zu emporwölbenden Isothermen führt.

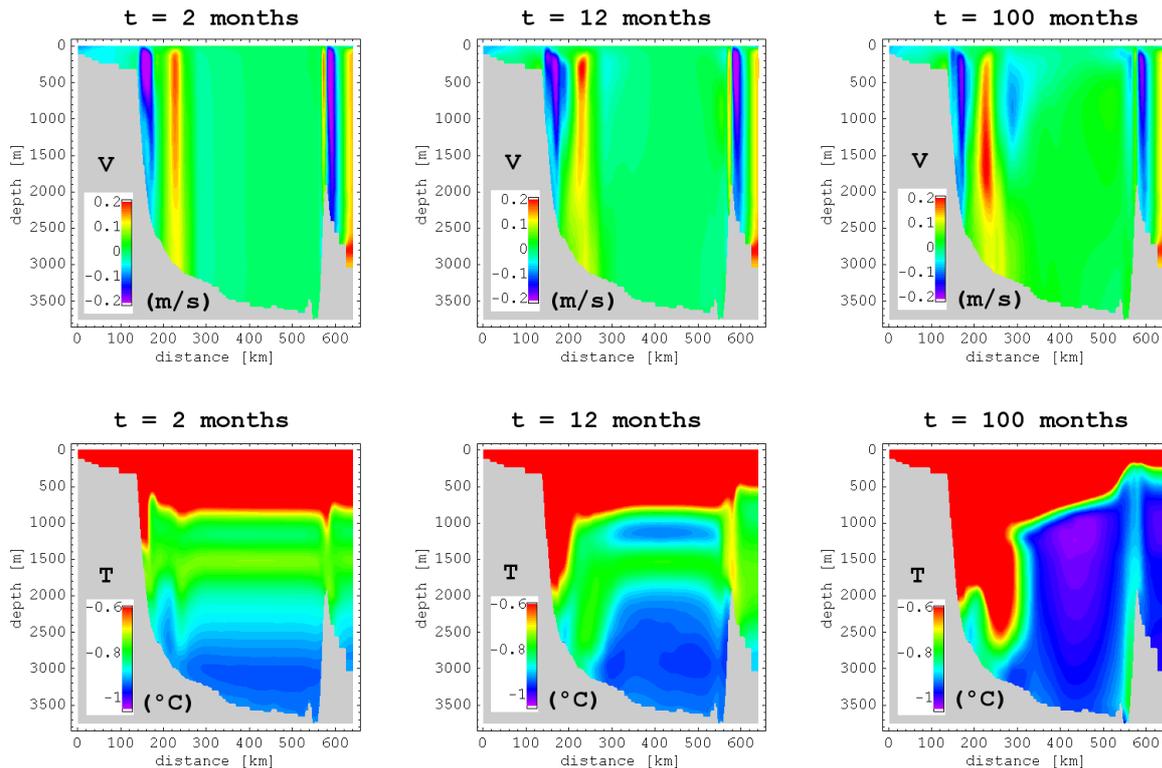


Abb. 6.24.: Ergebnisse der Simulation RUN22. Monatsmittel der entlang des Hangs gerichteten Strömungsgeschwindigkeit (positive Werte sind in die Bildebene hineingerichtet) und der Temperatur, berechnet nach 2, 12 und 100 simulierten Monaten.

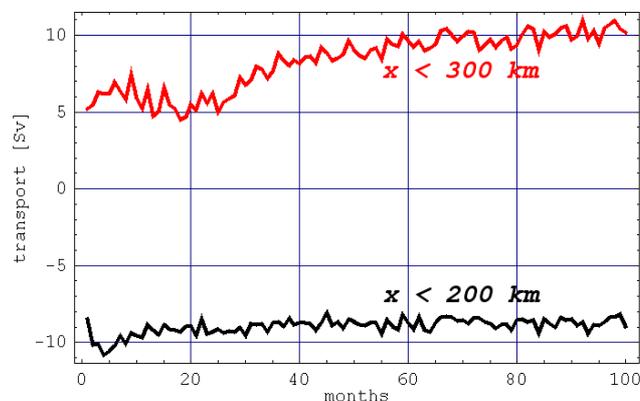


Abb. 6.25.: Ergebnisse der Simulation RUN22: Volumenfluss entlang des ostgrönländischen Kontinentalhangs (in y -Richtung). Negative Werte stellen eine nach Süden gerichtete Strömung dar. Die schwarze Kurve zeigt den Volumenfluss im Intervall $0 < x < 200 \text{ km}$, die rote den Fluss im Intervall $0 < x < 300 \text{ km}$.

Dass es sich bei der Querkirkulation in RUN22 um eine Sekundärzirkulation handelt, zeigen die Prozesse der Temperaturänderung in der Bodengrenzschicht (Abb. 6.26.). Im Gegensatz zu den Lösungen der Tertiärzirkulation in RUN20 und RUN21 (Abb. 6.15. und 6.20.) erkennt man hier eine klare Dominanz der Advektion über die Diffusion. Diese ist in 1000 m Tiefe besonders deutlich, da hier die vorgegebenen vertikalen Austauschkoefizienten relativ klein sind (vgl. Abb. 6.2.), während in 2500 m Tiefe die advective Abkühlung durch diffusive Erwärmung sogar zeitweilig in etwa ausgeglichen wird. Die durch die Advektion über den Aufbau von Temperaturgradienten bei konstant gehaltenem Austauschkoefizienten angetriebene Vermischung erreicht dabei Werte, die um bis zu einer Größenordnung über denen von RUN21 liegen.

RUN22 deutet somit darauf, dass ohne diese Dominanz der Advektion das Emporwölben der Isothermen im Bodenwasser nicht möglich ist, dass das Emporwölben der Isothermen (Iso-pyknen) eine advektiv geformte Struktur ist und dass die Temperaturentwicklung der Bodengrenzschicht der Grönlandsee primär durch Advektion bestimmt wird.

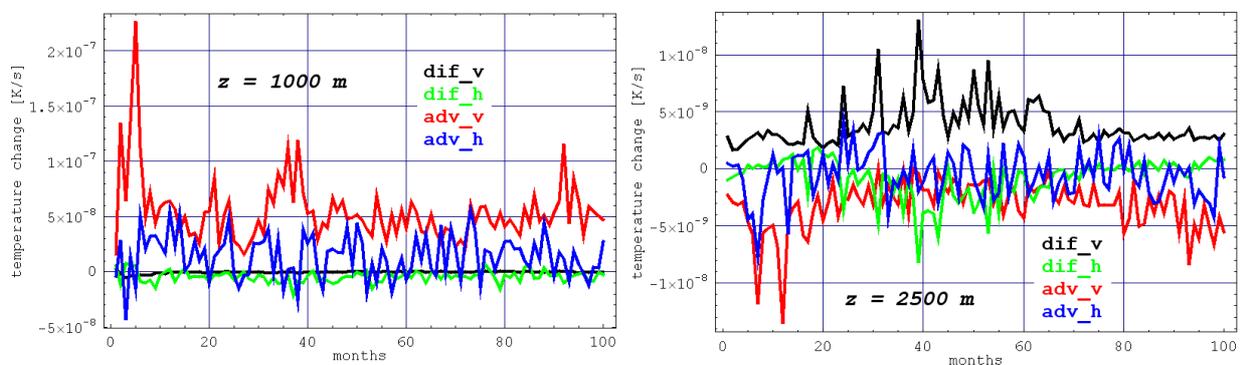


Abb. 6.26.: Ergebnisse der Simulation RUN22: Monatsmittel der Temperaturänderung in der Bodengrenzschicht in 1000 m (links) und 2500 m Tiefe (rechts) verursacht durch vertikale Diffusion (schwarze Kurve), horizontale Diffusion (grüne Kurve), vertikale Advektion (rote Kurve) und horizontale Advektion (blaue Kurve).

Um die Frage zu klären, wie weit die Sekundärzirkulation für die Temperaturentwicklung des gesamten Bodenwassers der Grönlandsee verantwortlich ist, ist die Betrachtung der Struktur und des Volumenflusses der unteren Zelle notwendig. Nach Gleichung (6.9.) sollte etwa 1 Sv Bodenwasser aus durchschnittlich 3000 m Tiefe den Bodenwasserbereich verlassen und durch im Zentrum des Beckens absinkendes Wasser ersetzt werden, um die beobachtete Erwärmung von $4 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ zu bewirken. In dieses Bild passend zeigt Abbildung 6.27. eine in RUN22 simulierte untere Sekundärzirkulationszelle, die sich zwischen 1200 und 3300 m Tiefe befindet und in 2500 m Tiefe einen Volumenfluss von 1.5 Sv aufweist. Und in der Tat beträgt die durch diese Umwälzung erfolgende advective Erwärmung des Bodenwassers während der 100 simulierten Monate bis zu $4 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ (Abb. 6.28.). Nachdem sich die Sekundärzirkulation während der ersten 25 simulierten Monate aufgebaut hat, liegt der Wert der advectiven Erwärmung bei etwa $2.8 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$, während sich der Beitrag der vertikalen Diffusion, wie in den vorigen Experimenten, bei etwa $1.3 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ stabilisiert. In dieser Phase der Simulation, in der das Temperaturfeld eine noch relativ realistische Struktur aufweist, liegt also die Summe aus advectiver und diffusiver Erwärmung sehr nahe an der Beobachtung, ohne dass irgendeine Form von „tuning“ des Modells hin zum Wert von $4 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ stattgefunden hat. Während der folgenden 75 simulierten Monate steigt die diffusiv bewirkte Erwärmung stetig an, bis auf $2.0 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ nach 100 Monaten. Gleichzeitig nimmt auch die advektiv bewirkte

Erwärmung zu und beträgt nach 100 simulierten Monaten $4.0 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$, so dass das Verhältnis von 2:1 zwischen advektivem und diffusivem Beitrag zur Erwärmung etwa konstant bleibt. Wie in der Bodengrenzschicht wird also auch im gesamten Bodenwasserbereich der diffusive Wärmefluss durch die Sekundärzirkulation vergrößert. Der Anstieg der advektiven Erwärmung, vor allem der sprunghafte Anstieg zwischen Monat 65 und 80 ist die Folge des ins Unrealistische wegdriftenden Temperaturfeldes ohne weitere physikalische Aussage.

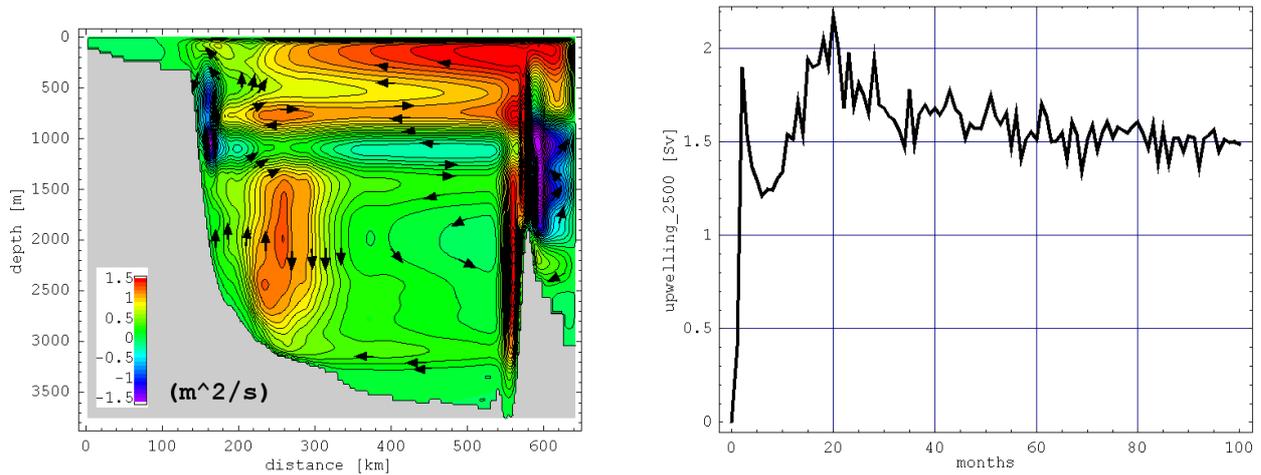


Abb. 6.27.: Ergebnisse der Simulation RUN22: **Links:** Monatsmittel der Sekundärzirkulation nach 100 simulierten Monaten. Die Stromlinien sind im Abstand von $0.1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ gezeichnet. **Rechts:** Zeitserie (Monatsmittel) des am ostgrönländischen Kontinentalhang in der Tiefe von 2500 m nach oben gerichteten Volumenflusses bei Annahme eines Beckenumfangs von 1200 km in 2500 m Tiefe.

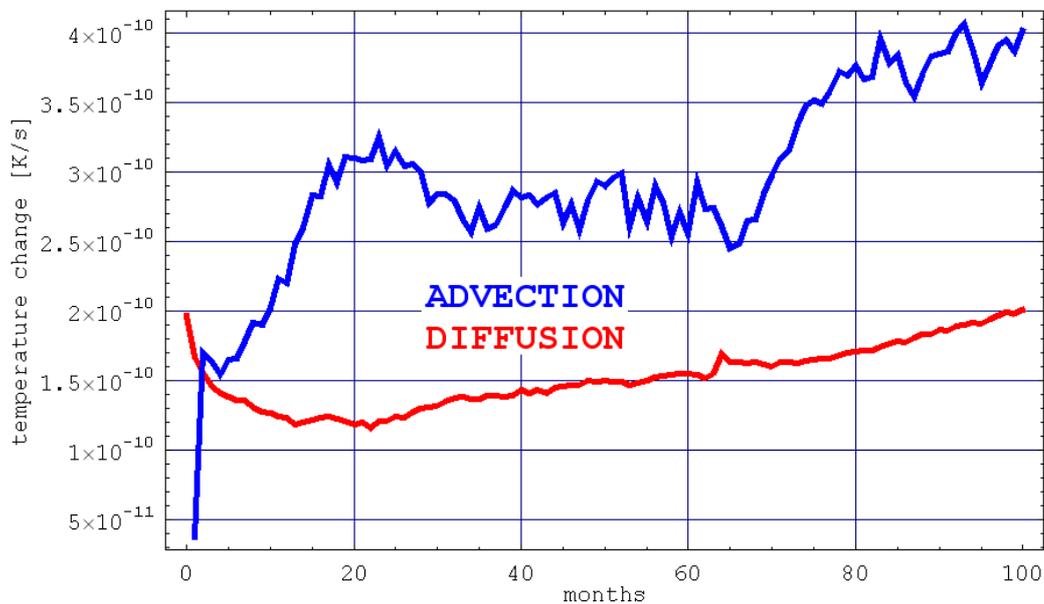


Abb. 6.28.: Ergebnisse der Simulation RUN22: **Rote Kurve:** Zeitserie der durch vertikale Diffusion unterhalb der Tiefe von 2500 m im Grönlandbecken verursachten Temperaturänderung. **Blaue Kurve:** Die durch vertikale Advektion verursachte Temperaturänderung im selben Tiefenbereich.

Beim Vergleich der Ergebnisse von RUN22 mit denen von RUN22b (Verdopplung des $\partial\zeta/\partial y$ -Druckgradienten) und RUN22c (Halbierung des $\partial\zeta/\partial y$ -Druckgradienten) zeigt sich, dass der Volumenfluss der simulierten Sekundärzirkulation eine nahezu lineare Abhängigkeit vom Betrag der $\partial\zeta/\partial y$ -Druckgradienten aufweist (Abb. 6.29.). Gleiches gilt für die advektiv bedingte Erwärmung des Bodenwassers. Unter der Annahme, dass für die Stärke der Sekundärzirkulation der hangnormal gerichtete Abfall des $\partial\zeta/\partial y$ -Druckgradienten zwischen der 2200 und 2600 m Tiefenlinie entscheidend ist, also der Term $\partial^2\zeta/(\partial x \partial y)$ für $160 \text{ km} < x < 190 \text{ km}$, lassen sich die in Tabelle 6.1. und Abbildung 6.30. zusammengefassten Ergebnisse durch die Funktionen:

$$M_{2500} = 6 \times 10^{11} \text{ Sv m} \times \frac{\partial^2\zeta}{\partial x \partial y} \quad (6.22.)$$

und

$$\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{ADV} = 90 \text{ K s}^{-1} \text{ m} \times \frac{\partial^2\zeta}{\partial x \partial y} \quad (6.23.)$$

nähern, wobei die erste Gleichung den Volumenfluss der Sekundärzirkulation in 2500 m Tiefe und die zweite die advektiv bewirkte Erwärmung des Bodenwassers beschreibt.

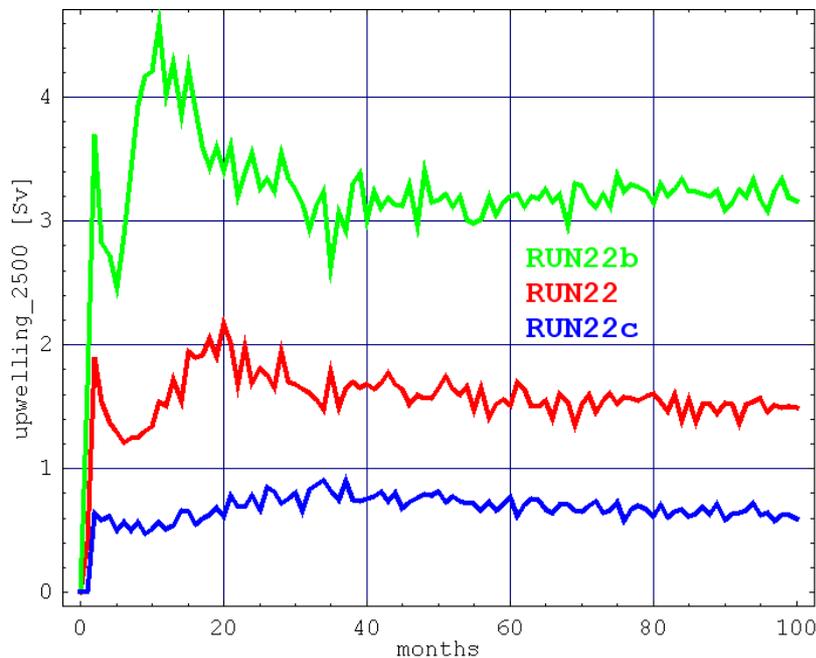


Abb. 6.29.: Ergebnisse der Simulationen RUN22, RUN22b ($2 \times \partial\zeta/\partial y$) und RUN22c ($0.5 \times \partial\zeta/\partial y$). Dargestellt sind die jeweiligen Zeitserien (Monatsmittel) des am ostgrönländischen Kontinentalhang in der Tiefe von 2500 m nach oben gerichteten Volumenflusses bei Annahme eines Beckenumfangs von 1200 km in 2500 m Tiefe.

Tabelle 6.1.: Ergebnisse der Experimente RUN22, RUN22b und RUN22c. Der Volumenfluss der Sekundärzirkulation in 2500 m Tiefe und die advektiv bewirkte Erwärmung des Bodenwassers, jeweils gemittelt über die letzten 80 simulierten Monate und in Abhängigkeit des Terms $\partial^2\zeta/(\partial x \partial y)$ für $160 \text{ km} < x < 190 \text{ km}$.

<i>Experiment</i>	$\frac{\partial^2\zeta}{\partial x \partial y} [10^{-12} \text{ m}^{-1}]$	$M_{2500} [\text{Sv}]$	$\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right _{ADV} [10^{-10} \text{ K s}^{-1}]$
RUN22c	1.3	0.8	1.2
RUN22	2.6	1.5	3.2
RUN22b	5.2	3.2	4.2

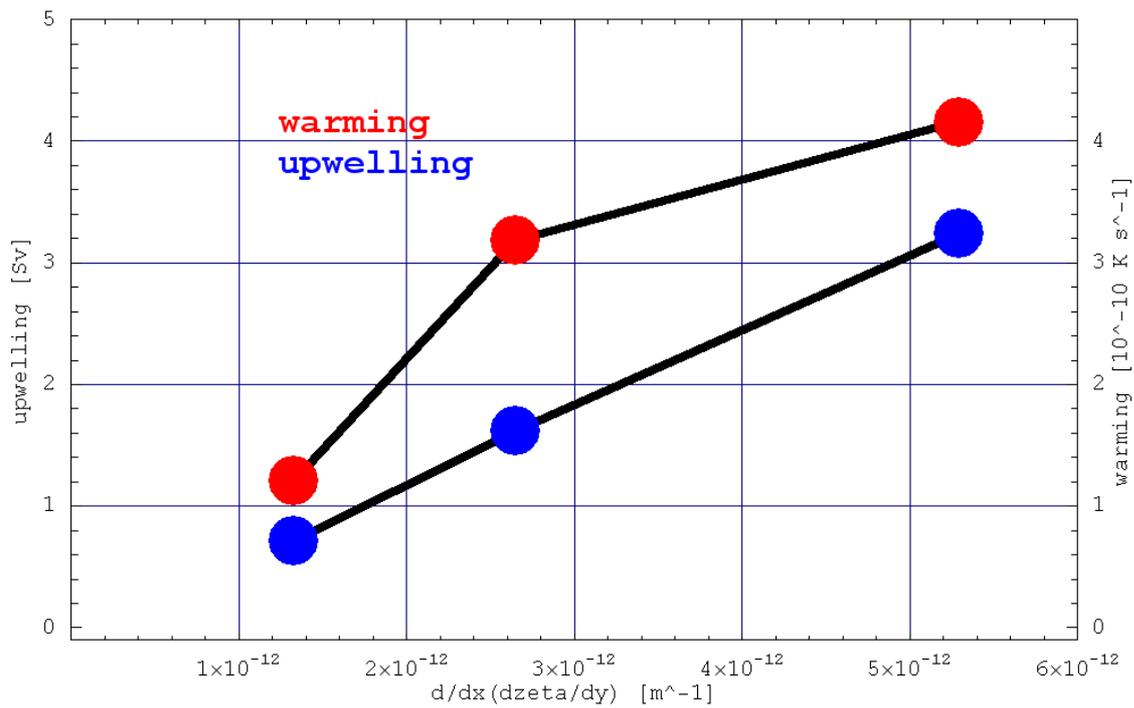


Abb. 6.30.: Ergebnisse der Experimente RUN22, RUN22b und RUN22c: Der Volumenfluss der Sekundärzirkulation in 2500 m Tiefe (blaue Punkte) und die advektiv bewirkte Erwärmung des Bodenwassers (rote Punkte), jeweils gemittelt über die letzten 80 simulierten Monate und in Abhängigkeit des Terms $\partial^2\zeta/(\partial x \partial y)$ für $160 \text{ km} < x < 190 \text{ km}$.

6.2.3. Prognostische Simulationen

In den bisher in Kapitel 6 behandelten Experimenten werden den Erhaltungsgleichungen von Temperatur und Salzgehalt (Gln. 4.10. und 4.11.) horizontal homogene Korrekturterme hinzugefügt, die die horizontalen Mittelwerte von Temperatur und Salzgehalt in der Modellregion während der Simulation konstant halten. Auf diese Weise sollte ein Wegdriften des Modells in unrealistische Temperatur- und Salzgehaltsfelder, die wahrscheinlich ebenfalls mit unrealistischen Wärme- und Salzflüssen verbunden sind, verhindert werden. Das Modell sollte Lösungen liefern, die sich auf die CTD-Daten, mit denen es initialisiert wird, beziehen. Gegen Ende der Simulation RUN22 führen diese Terme, als Folge der starken Erwärmung am Kontinentalhang, zu einer deutlichen Abkühlung im Beckeninneren (Abb. 6.24.), die aber auch nicht realistisch ist.

In den folgenden, diese Arbeit abschließenden drei Experimenten: RUN23, RUN23b und RUN23c wird daher auf diese Terme verzichtet. Somit wird die Erwärmung des Bodenwassers der Grönlandsee nun zum Teil der numerischen Lösung, die nicht nur die Wärme Flüsse zum Zeitpunkt der CTD-Messung (September 2001), sondern die Entwicklung der Grönlandsee in der darauffolgenden Dekade prognostiziert. Auf diese Weise kann der Einfluss der Korrekturterme auf die bisher berechneten Wärme Flüsse und auf die Dynamik der Sekundärzirkulation abgeschätzt werden. Dies geschieht im Experiment RUN23. Im Experiment RUN23b wird zusätzlich der Term der adiabatischen Erwärmung durch Kompression aus der Modellgleichung (4.10.) gestrichen, um auf diese Weise die Bedeutung dieses Prozesses für die Erwärmung des Bodenwassers abzuschätzen. In RUN23c schließlich wird auf die Vorgabe des K_V -Feldes verzichtet und die Berechnung dieses Koeffizienten wieder allein dem Kochergin-Algorithmus (Gln. 4.19.) überlassen. Hierbei ist interessant, welche K_V -Werte von diesem berechnet werden und in welcher Form die Sekundärzirkulation auf eine Änderung des Austauschkoefizienten reagiert.

6.2.3.1. Experimenteller Aufbau

Die Experimente RUN23, RUN23b und RUN23c entsprechen dem Experiment RUN22 bis auf die Deaktivierung der T,S -Korrekturterme. In RUN23b wird zusätzlich $\Gamma = 0$ in Gleichung (4.10.) angenommen, d.h. der adiabatische Temperaturgradient wird vernachlässigt. In RUN23c ist wieder $\Gamma \neq 0$. Der Koeffizient des vertikalen Austauschs K_V wird hier allein durch Gleichung (4.19.), ohne Addition eines zusätzlichen Wertes bestimmt. In allen drei Experimenten wird der Zeitraum von 175 Monaten simuliert.

6.2.3.2. Ergebnisse

Die prognostische Simulation RUN23 zeigt eine Erwärmung des Bodenwassers zwischen 4×10^{-10} und $6 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ in Bestätigung der in RUN22 berechneten Wärme Flüsse. Durch die nun fehlende künstliche Abkühlung im Inneren des Beckens, ist der hangnormale Dichtegradient und damit ebenfalls die Gegenströmung am Kontinentalhang reduziert, die mit etwa 16 Sv aber weiterhin zu stark ist, vermutlich durch eine zu starke barotrope Komponente (Abb. 6.31.). In Bodennähe beträgt die Gegenströmung weiterhin etwa 12 cm s^{-1} .

Wie in RUN22 zeigt das in RUN23 simulierte Temperaturfeld das Emporwölben der Isothermen des Bodenwassers an der seitlichen Berandung des Beckens (Abb. 6.31.). Obwohl somit kaltes Bodenwasser den Hang hinaufströmt, erwärmt sich das Bodenwasser am Rand des

Beckens schneller als im zentralen Bereich (Abb. 6.31.). Der Grund hierfür ist die Lage der mit der Sekundärzirkulation verbundenen abwärts gerichteten Strömung. Diese ist nicht im Zentrum des Beckens maximal, sondern in nur etwa 60 km Entfernung vom Kontinentalhang (Abb. 6.32.). Im Vergleich zu RUN22, in der diese Distanz etwa 150 km beträgt (vgl. Abb. 6.27.), hat die hangnormale Ausdehnung der unteren Sekundärzirkulationszelle also abgenommen. Ihr Volumenfluss ist, verursacht durch eine leicht angewachsene Schichtung im Bereich der Zelle, leicht gesunken – von 1.5 Sv in RUN22 auf 1.3 Sv nach 100 simulierten Monaten. Zwischen den Monaten 100 und 175 wird vermutlich der Beginn einer dekadischen Oszillation des Volumenflusses der unteren Zelle, etwa zwischen 1.1 und 1.3 Sv, simuliert, die durch die Wechselwirkung zwischen vertikaler Advektion und Änderung der Schichtung verursacht wird. Der Ort der bodennahen Konvergenz zwischen oberer und unterer Zelle ist von 1300 m in RUN22 auf 1500 m Tiefe in RUN23 gesunken, welche recht genau die Tiefe ist, in der Messungen (Abb. 3.10.) ein Zusammentreffen von hinab- und hinaufwölbenden Isothermen zeigen.

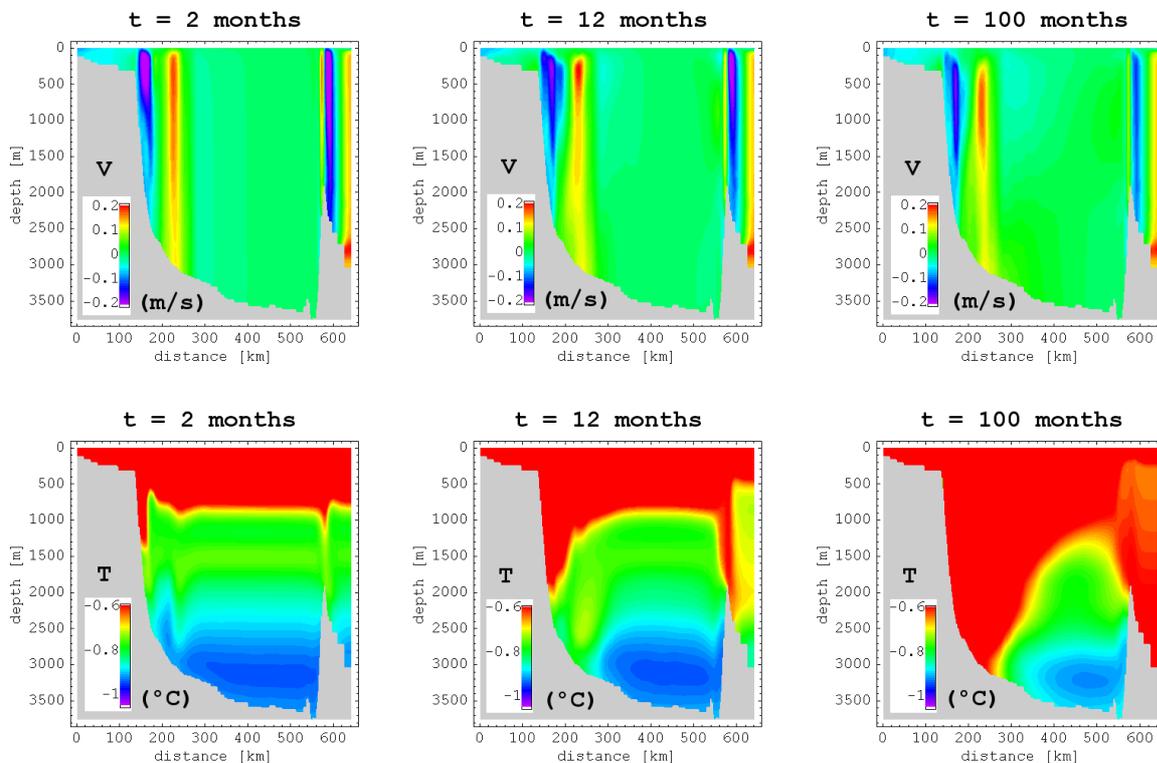


Abb. 6.31.: Ergebnisse der Simulation RUN23. Monatsmittel der entlang des Hangs gerichteten Strömungsgeschwindigkeit (positive Werte sind in die Bildebene hineingerichtet) und der Temperatur, berechnet nach 2, 12 und 100 simulierten Monaten.

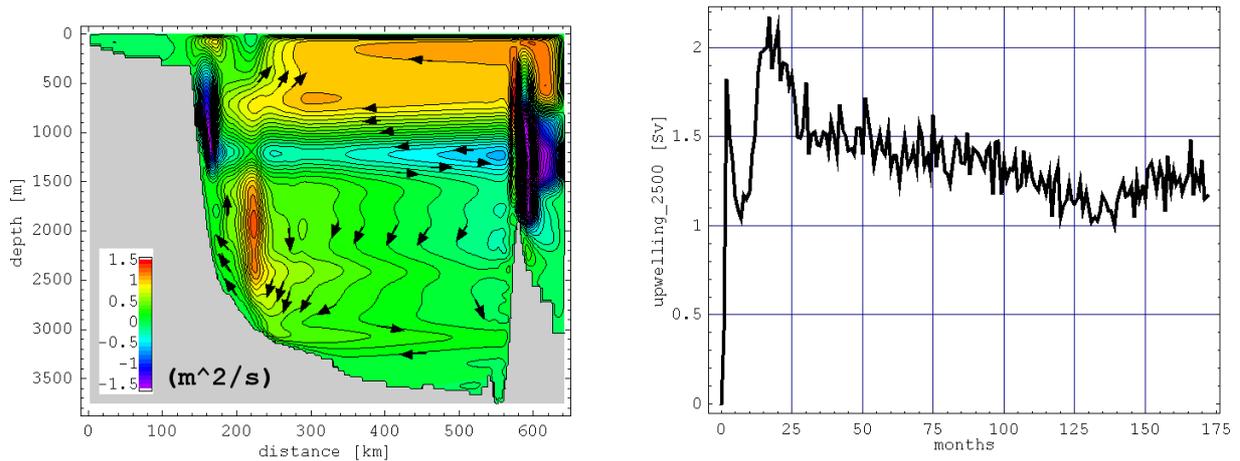


Abb. 6.32.: Ergebnisse der Simulation RUN23. **Links:** Monatsmittel der Sekundärzirkulation nach 100 simulierten Monaten. Die Stromlinien sind im Abstand von $0.1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ gezeichnet. **Rechts:** Zeitserie (Monatsmittel) des am ostgrönländischen Kontinentalhang in der Tiefe von 2500 m nach oben gerichteten Volumenflusses bei Annahme eines Beckenumfangs von 1200 km in 2500 m Tiefe.

Auch der zeitliche Verlauf der Beiträge der vertikalen Advektion und Diffusion zur Erwärmung des Bodenwassers im Experiment RUN23 (Abb. 6.33.) entspricht im Wesentlichen dem Ergebnis von RUN22. Nach kontinuierlicher Zunahme erreichen beide Prozesse nach etwa 12 simulierten Jahren stationäre Werte von advektiven $3.7 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ und diffusiven $2.1 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$. Das Größenverhältnis beider Prozesse liegt also weiterhin bei etwa 2:1. Auf der Grundlage des stationären Zustands von RUN23 wird folgender linearer Zusammenhang zwischen dem Volumenfluss der unteren Zelle M und der advektiven Erwärmung des Bodenwassers $(\partial T/\partial t)_{ADV}$ abgeschätzt:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{ADV} = \frac{3.7 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}}{1.3 \text{ Sv}} \times M = 2.8 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1} \text{ Sv}^{-1} \times M \quad (6.24.)$$

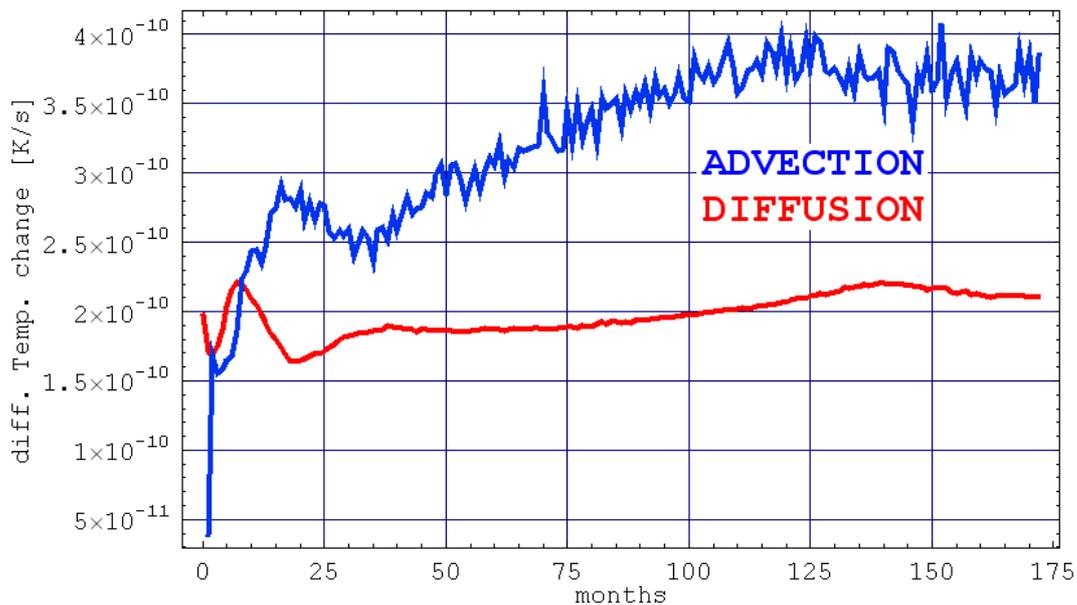


Abb. 6.33.: Ergebnisse der Simulation RUN23 (Monatsmittel). **Rote Kurve:** Zeitserie der durch vertikale Diffusion unterhalb der Tiefe von 2500 m im Grönlandbecken verursachten Temperaturänderung. **Blaue Kurve:** Die durch vertikale Advektion verursachte Temperaturänderung im selben Tiefenbereich.

Im Experiment RUN23b, in dem der adiabatische Temperaturgradient bei der Berechnung der vertikalen Advektion vernachlässigt wird, zeigt sich ein sehr ähnlicher zeitlicher Verlauf der advektiven Erwärmung des Bodenwassers (Abb. 6.34.). Die Werte sind hier jedoch um etwa 27 % reduziert und betragen während der letzten simulierten Jahre nur etwa $2.7 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$. Wie bei der Bodenwassererwärmung durch Sedimentplumes (vgl. Kapitel 5.4.) kommt also etwa ein Drittel der advektiv hinzugewonnenen Wärme des Bodenwassers nicht aus den darüberliegenden Schichten, sondern wird durch Kompression infolge der Absinkbewegung erzeugt.

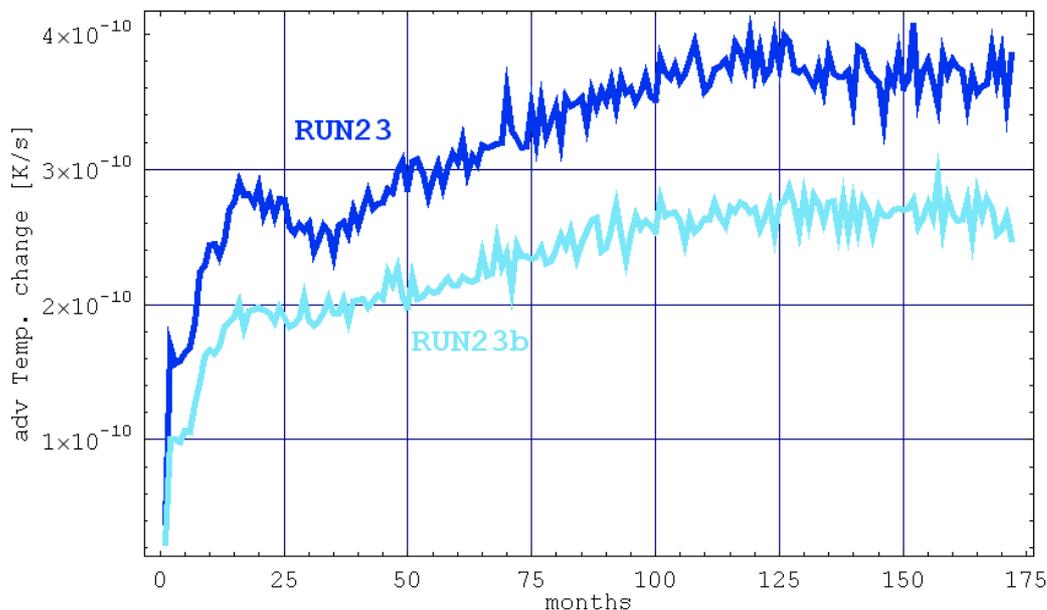


Abb. 6.34.: Zeitserien (Monatsmittel) der durch vertikale Advektion verursachten Temperaturänderung unterhalb der Tiefe von 2500 m im Grönlandbecken. Ergebnisse der Simulation RUN23 und RUN23b (ohne Berücksichtigung des adiabatischen Temperaturgradienten bei der Berechnung der vertikalen Advektion).

Schließlich zeigt die Simulation RUN23c, in der auf die Vorgabe des K_V -Feldes nach Naveira Garabato et al. (2004) verzichtet wurde, eine deutliche Reduktion des Beitrags der Diffusion an der Bodenwassererwärmung (Abb. 6.35.c). Dieser stabilisiert sich hier bei $3 \times 10^{-12} \text{ K s}^{-1}$ und ist damit im Vergleich zu RUN23 um zwei Größenordnungen gefallen. Die Ursache hierfür ist der ebenfalls um zwei Größenordnungen kleinere Austauschkoefizient der vertikalen Diffusion im Inneren des Beckens. Außerhalb der Boden- und Oberflächengrenzschicht beträgt K_V in RUN23c nur $10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (Abb. 6.35.), ist also gleich dem durch Gleichung (4.20.) definierten Tiefsee-Standardwert (z.B. Polzin et al. 1995), während er in RUN23 $0.6 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ in 2500 m Tiefe beträgt. Dem Modell, das keine internen Gezeitenwellen enthält, fehlt offenbar diese Energiequelle, um entsprechend hohe K_V -Werte wiederzugeben.

Berücksichtigt man den sehr geringen diffusiven Wärmefluss in RUN23c, erscheint es um so erstaunlicher, dass der modellierte Austauschkoefizient in der Bodengrenzschicht hohe Werte von teilweise über $10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ aufweist (Abb. 6.35.), was mit den Abschätzungen zur Bodengrenzschicht von Walter (2004) und Naveira Garabato et al. (2004) übereinstimmt. Die Ursache des geringen Wärmeflusses ist, dass ein hoher Austauschkoefizient, also starke Turbulenz, in einer homogenen Grenzschicht keine Vermischung bewirkt, dass im Modell genau dort die Koeffizienten klein werden, wo die Dichte- und Temperaturgradienten groß werden.

Dieses Ergebnis führt zu folgender Frage: Könnte ein Mittel aus 5 bis 10 aus RUN23c stammenden vertikalen K_V -Profilen, angewandt auf das mittlere Temperaturprofil, nicht zu einer deutlichen Überschätzung des diffusiven Wärmeflusses führen? Sollten nicht, um den Wärmefluss im Inneren des Beckens abzuschätzen, ausschließlich K_V -Werte außerhalb von Grenzschichten betrachtet werden? In diesem Zusammenhang scheint erwähnenswert, dass Naveira Garabato et al. (2004) für das zentrale Grönlandbecken und die Tiefe von 2700 m einen mittleren Wert von $2 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ bestimmen (Abb. 6.36.), während das über die Grönlandsee gemittelte Profil in dieser Tiefe den Wert von $1 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ annimmt.

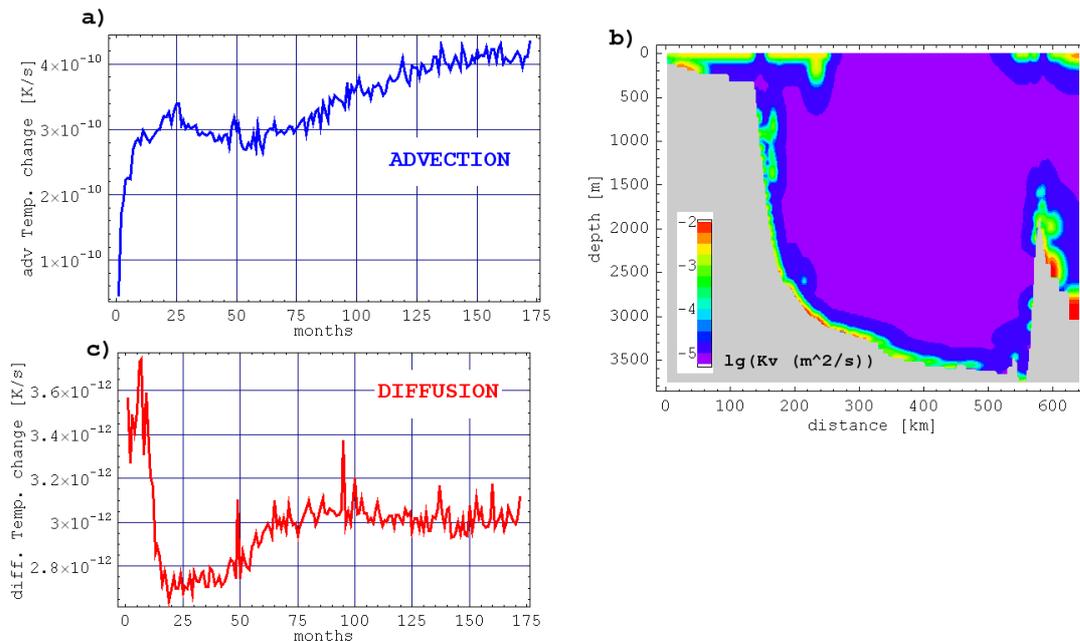


Abb. 6.35.: Ergebnisse der Simulation 23c (K_V -Berechnung mit Kochergin-Ansatz ohne Addition der Naveira-Garabato- K_V -Werte): **a)** und **c)** Zeitserien (Monatsmittel) der durch vertikale Advektion und Diffusion verursachten Temperaturänderung unterhalb der Tiefe von 2500 m im Grönlandbecken. Man beachte die unterschiedliche Skala beider Abbildungen, **b)** Vertikaler Diffusionskoeffizient K_V nach 150 simulierten Monaten.

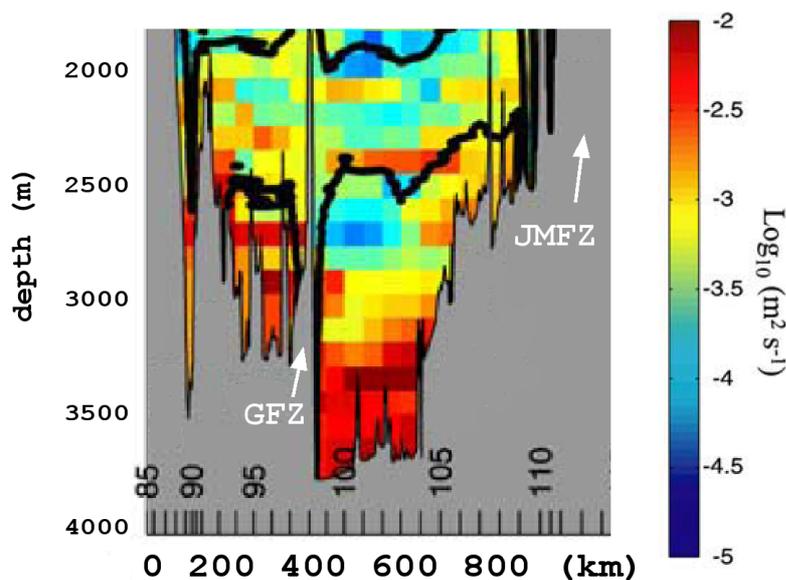


Abb. 6.36.: Schnitt durch die Grönlandsee von 10° E , 78° N (links) nach 15° W , 67° N (rechts) des von Naveira Garabato et al. (2004) bestimmten vertikalen Austauschkoeffizienten. GFZ: Grönland-Bruchzone, JMFZ: Jan-Mayen-Bruchzone (nach Naveira Garabato et al. 2004).

Der Beitrag der Advektion an der Bodenwassererwärmung in RUN23c stimmt recht gut mit dem aus RUN23 überein. Bedingt durch die geringere vertikale Diffusion bilden sich größere vertikale Gradienten aus, die wiederum die Effizienz der Advektion verstärken. So steigt der stationäre Beitrag der Advektion nach 12 Jahren von $3.7 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ in RUN23 auf $4.1 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ in RUN23c. Die Sekundärzirkulation allein bewirkt in RUN23c also eine Bodenwassererwärmung, die sehr nahe an der beobachteten liegt (Abb. 6.37.).

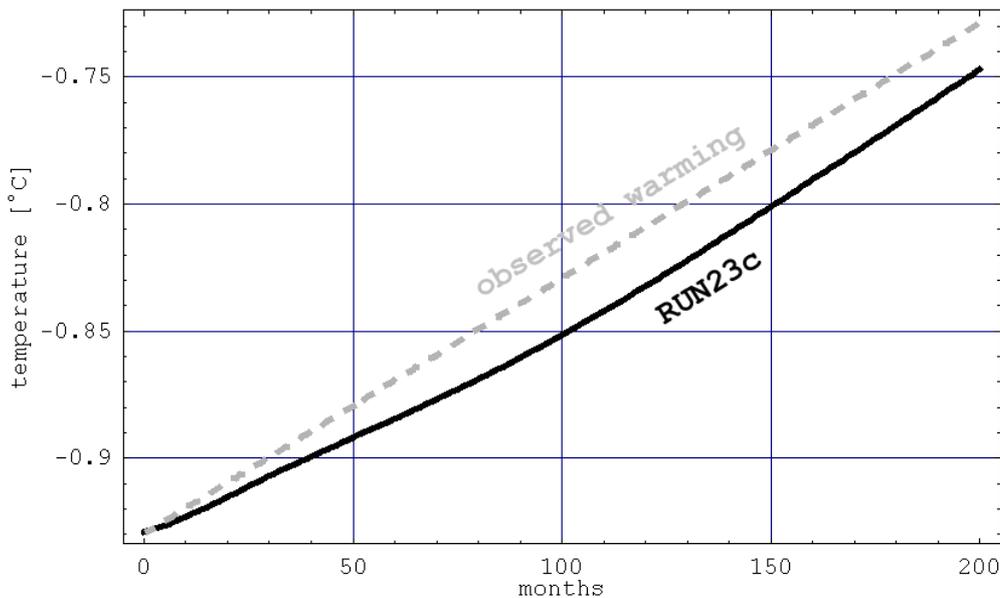


Abb. 6.37.: Ergebnisse der Simulation RUN23c. Durchgezogene Kurve: Simulierte mittlere Temperatur im Grönlandbecken unterhalb einer Tiefe von 2500 m. Die gestrichelte Kurve stellt die in diesem Tiefenbereich beobachtete Erwärmung von $4 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ dar.

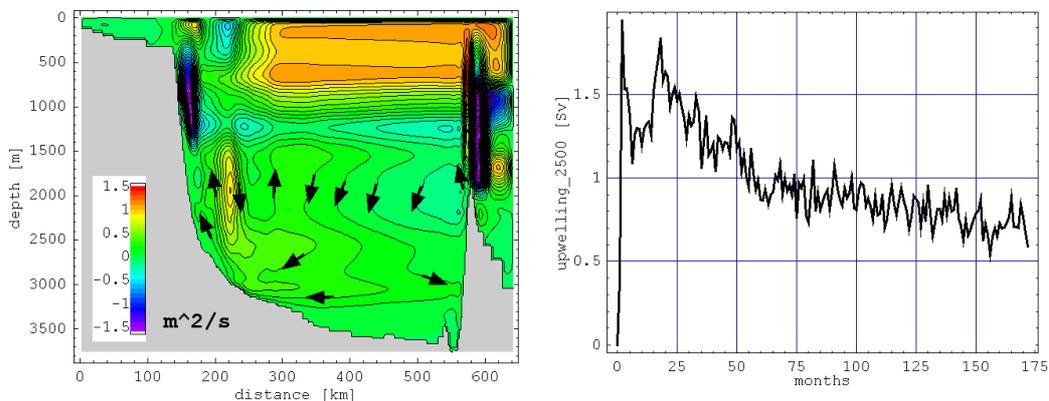


Abb. 6.38.: Ergebnisse der Simulation RUN23c. **Links:** Monatsmittel der Sekundärzirkulation nach 100 simulierten Monaten. Die Stromlinien sind im Abstand von $0.1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ gezeichnet. **Rechts:** Zeitserie (Monatsmittel) des am ostgrönländischen Kontinentalhang in der Tiefe von 2500 m nach oben gerichteten Volumenflusses bei Annahme eines Beckenumfangs von 1200 km in 2500 m Tiefe.

Aufgrund der größeren vertikalen Gradienten wird die bzgl. RUN23 höhere Erwärmungsrate bei niedrigerem Volumenfluss der unteren Zelle erzielt (Abb. 6.38.). Dieser beträgt zum Ende der Simulation zwischen 0.5 und 0.9 Sv und liegt damit deutlich unter dem Wert von 1.3 Sv in RUN23. Gebremst wird die untere Zelle durch die größeren vertikalen Gradienten, die vertikale Bewegungen direkter an den Druckaufbau koppeln. Die Struktur der Sekundärzirkulation unterscheidet sich ansonsten kaum von der in RUN23.

Die reduzierte vertikale Diffusion führt zu einer deutlicheren negativen Temperaturanomalie am Hang im Bereich der unteren Sekundärzirkulationszelle (Abb. 6.39.). Etwa 40 m über dem Meeresboden bildet sich hier eine Front zwischen dem aufsteigenden kalten und dem Umgebungswasser, die in 3100 m Tiefe mit einem vertikalen Gradienten der potentiellen Temperatur von $11 \times 10^{-4} \text{ K m}^{-1}$ verbunden ist. Das modellierte vertikale Temperaturprofil an dieser Stelle weist große Ähnlichkeit mit dem in gleicher Tiefe gemessenen bodennahen Profil auf (vgl. Abb. 6.6.). Auch in diesen Messungen (Logemann 2001) steigt der vertikale Temperaturgradient auf für die Grönlandsee untypische hohe Werte von $2.9 \times 10^{-4} \text{ K m}^{-1}$ in Bodennähe, während Budéus et al. (1998) sogar bodennahe Temperaturgradienten in der Größenordnung von $10 \times 10^{-4} \text{ K m}^{-1}$ messen.

Geht man davon aus, dass die gemessenen wie das modellierte Profil ein Gleichgewicht aus Kaltwasseradvektion und vertikaler Wärmeadvektion an der Oberseite der Bodengrenzschicht darstellen, kann von der Stärke der Diffusion auf die Stärke der Sekundärzirkulation geschlossen werden. Diffusion und Sekundärzirkulation existieren also nicht unabhängig voneinander, und es kann das K_V -Profil abgeschätzt werden, das zur beobachteten durch beide Prozesse verursachten Erwärmung von $4 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ passt. Dies wird im zusammenfassenden letzten Abschnitts dieses Kapitels versucht.

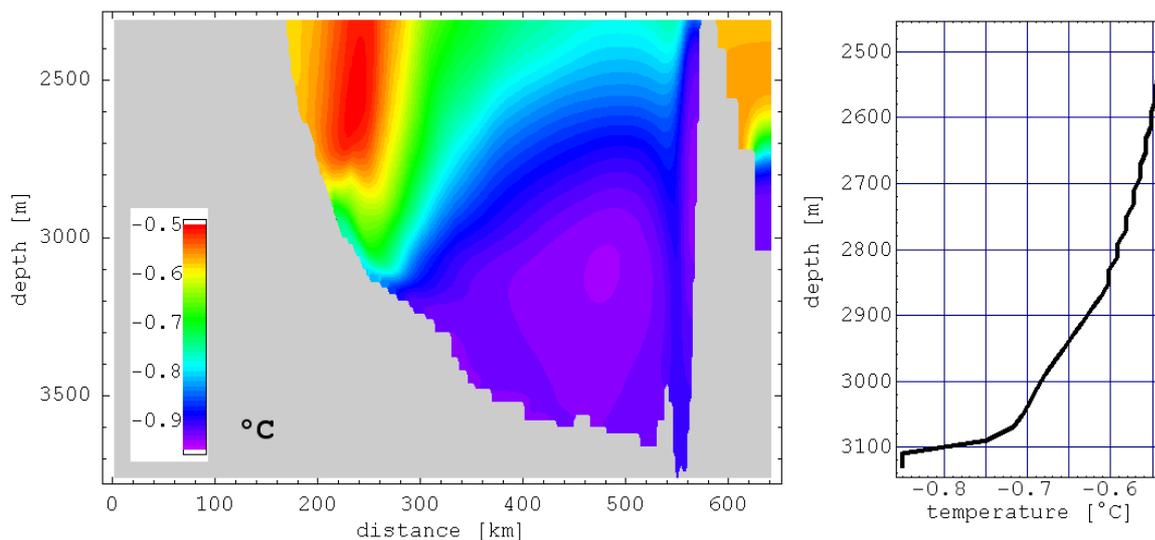


Abb. 6.39.: Ergebnisse der Simulationen RUN23c. **Links:** Temperatur des Bodenwassers nach 100 simulierten Monaten. **Rechts:** Temperaturprofil nach 100 simulierten Monaten über den ostgrönländischen Kontinentalhang bei $x = 260 \text{ km}$ (3140 m Wassertiefe).

6.3. Zusammenfassung der Ergebnisse

In den in Kapitel 6 vorgestellten 12 numerischen Experimenten werden mit Hilfe eines zwei-dimensionalen Modells der Grönlandsee die Prozesse der vertikalen Diffusion und Advektion untersucht und ihre Bedeutung für die Bodenwassererwärmung abgeschätzt. Das Modell (CODE) benutzt ein Rechengitter mit adaptiver Verfeinerung ($\Delta x_{\min} = 2 \text{ km}$, $\Delta z_{\min} = 20 \text{ m}$) im bodennahen Bereich der lateralen Ränder des Grönlandbeckens.

Die Reihe der Experimente beginnt mit der Simulation eines ruhenden Ozeans, in dem nur diffusive Flüsse existieren (RUN19). Dabei werden dem Modell Koeffizienten des vertikalen Austauschs vorgeschrieben, die dem von Naveira Garabato et al. (2004) ermittelten mittleren Profil der zentralen Grönlandsee entsprechen. Dieses Profil weist in 2500 m Tiefe, der oberen Grenze des Bodenwassers, einen Wert von $K_V = 6 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ auf. Zusätzlich wird, nach Naveira Garabato et al. (2004), Visbeck und Rhein (2000), der Koeffizient der Bodengrenzschicht auf $10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ gesetzt.

Die Simulation zeigt eine diffusiv bewirkte Bodenwassererwärmung von $1.3 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$, also etwa ein Drittel der beobachteten Erwärmung von $4 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$. Da die Werte des K_V -Profils einen Unsicherheitsfaktor 3 aufweisen (Naveira Garabato et al. 2004), ist auch ein Wert von $18 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ in 2500 m Tiefe möglich, der wiederum eine Bodenwassererwärmung von $3.4 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ (RUN20b) bewirkt, die etwa der Beobachtung entspricht.

Gleichwohl deuten die Modellergebnisse darauf, dass vertikale Diffusion nicht die alleinige und wahrscheinlich auch nicht die wichtigste Rolle bei der Bodenwassererwärmung spielt, sondern an der Erwärmung nur zu 20 bis 40 % beteiligt ist.

Denn die Simulationen, in denen die Diffusion die Bodenwassererwärmung dominiert (RUN19, 20, 20b, 20c, 20d, 21), zeigen einheitlich ein unrealistisches Temperaturfeld, in dem sich die Isothermen zur lateralen Berandung des Bodenwassers hinabwölben. Zudem zeigt das Modell in Bodennähe eine um eine Größenordnung zu schnelle Erwärmung, in anderen Bereichen der Wassersäule eine ebenso unrealistische Abkühlung. Die CTD-Daten, mit denen das Modell initialisiert wird, deuten also auf wesentlich geringere Werte des Austauschkoeffizienten, zumindest in Bodennähe, und auf andere, die Struktur des Temperaturfelds formende Prozesse. Das Experiment RUN23c zeigt, dass hohe Austauschkoeffizienten von über $10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ innerhalb der vertikal nahezu homogenen Bodengrenzschicht des Bodenwassers möglich sind, ohne dass diese einen großen Einfluss auf die Bodenwassererwärmung haben. Entscheidend für die diffusive Bodenwassererwärmung ist der Austauschkoeffizient im Inneren des Beckens, außerhalb der Grenzschichten. Eine erneute Betrachtung der Daten von Naveira Garabato et al. (2004) unter diesem Gesichtspunkt, führt zu der Abschätzung von $K_V = 2 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ über dem zentralen Grönlandbecken in 2700 m Tiefe. Die daraus resultierende Bodenwassererwärmung liegt unterhalb von $1 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$.

Vertikale Vermischung in einem geschichteten, ruhenden Ozean über einem geneigten Hang führt zu einer horizontalen Dichteabnahme in Hangnähe, da das Wasser hier durch die Nähe des Meeresbodens besser vor dem Austausch mit tieferem, dichterem Wasser abgeschirmt wird. Es entsteht ein Druckgefälle und infolge dessen eine den Hang hinaufführende Strömung, verbunden mit kompensatorischem Absinken im Inneren des Ozeanbeckens (Phillips 1970). Nach McDougall (1989) hält diese Strömung den vertikalen Dichtegradienten am Hang soweit aufrecht, dass der vertikale Dichtefluss hier dem im Beckeninneren entspricht. Existieren am Hang höhere Austauschkoeffizienten als im Beckeninneren, ist die Schichtung am Hang entsprechend geringer. Dies verstärkt zusätzlich das Hinabwölben der Isopyknen

(Isothermen) am Hang (Abb. 6.40.). Somit ist diese, von Garrett et al. (1993) als Tertiärzirkulation klassifizierte, Querzirkulation per definitionem zu schwach, das beobachtete Emporwölben der Isopyknen des Bodenwassers am Hang zu bewirken. Und auch das mit ihr verbundene Absinken im Inneren des Beckens ist, in Übereinstimmung mit der Theorie von McDougall (1989), mit 0.045 bis 0.07 Sv (RUN20 und 20b) deutlich zu schwach, um einen relevanten Beitrag zur Bodenwassererwärmung zu leisten (nur 1 bis 3 % der beobachteten Erwärmung).

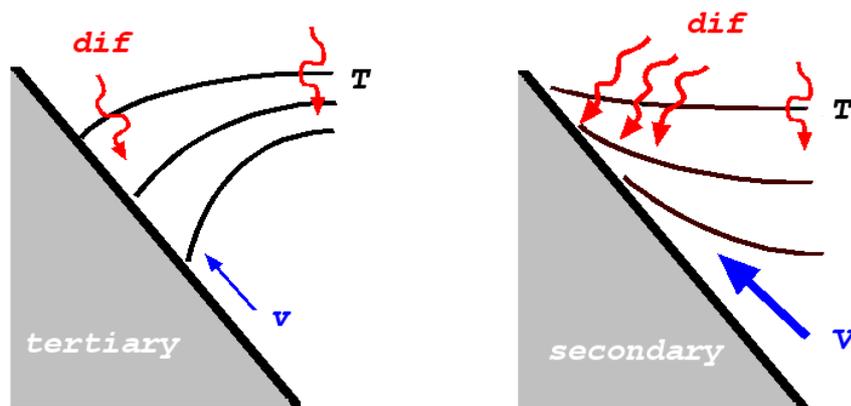


Abb. 6.40.: Schematische Darstellung der hangnormalen Strömung, des diffusiven Wärmefflusses und des Temperaturfeldes im Fall einer Tertiärzirkulation (links) und Sekundärzirkulation (rechts). Die Tertiärzirkulation hält den vertikalen Temperaturgradienten soweit aufrecht, dass der diffusive Fluss hier dem im Inneren des Beckens entspricht. Die Sekundärzirkulation erzeugt hingegen eine Front zwischen dem kalten Wasser am Hang und dem wärmeren Wasser der Umgebung.

Da aber die Grönlandsee im Bodenwasserbereich keinen ruhenden Ozean darstellt, sondern eine deutliche zyklonale Primärzirkulation in der Größenordnung von 10 cm s^{-1} aufweist (Aagaard et al. 1973, Foldvik et al. 1988, Strass et al. 1993, Woodgate et al. 1999, Woodgate & Fahrback 1999, Walter 2004), ist die Existenz einer Sekundärzirkulation wahrscheinlich. Den diagnostischen Gleichungen von Chapman und Lentz (1994) zufolge existiert in der Grönlandsee eine aus zwei Zellen bestehende Sekundärzirkulation, deren untere Zelle, in der Größenordnung von 1 Sv, kaltes Bodenwasser den Hang hinaufführt und damit das Emporwölben der Isopyknen des Bodenwassers am Hang verursacht (Abb. 6.40.). In Bestätigung der Arbeiten von MacCready und Rhines (1993), Chapman und Lentz (1994) weisen die Experimente RUN21, RUN22 und RUN23 den entlang der Beckenberandung gerichteten Druckgradienten als wesentlichen Antrieb des bodennahen Geschwindigkeitsfelds aus. Des Weiteren zeigen die Experimente (RUN22, 22b, 22c), dass die Stärke der Sekundärzirkulation entscheidend vom hangnormalen Profil des hangparallelen Druckgradienten abhängt. Der Volumenfluss der Sekundärzirkulation wächst dann stark an, wenn der, die zyklonale Primärströmung antreibende hangparallele Druckgradient groß ist aber sich nur auf den oberen Bereich des Hangs beschränkt. Durch den hier forcierten hangabwärts führenden Ekmantransport entsteht eine negative Dichteanomalie am Hang, auf die der Ozean weiter hangabwärts, außerhalb des Wirkungsbereichs des hangparallelen Druckgradienten, mit der Ausbildung einer Gegenströmung und einer intensiven hangaufwärts führenden Querzirkulation reagiert. Folglich ist die Stärke dieser hangaufwärts führenden Strömung proportional zur hangnormalen Abnahme des hangparallelen Druckgradienten (Abb. 6.30.). Felder der dynamisch bedingten Auslenkung der Meeresoberfläche der Grönlandsee aus einem Zirkulationsmodell des

Nordatlantiks (Logemann & Harms 2006) beinhalten ein solches Profil des hangparallelen barotropen Druckgradienten. Werden diese in das Modell integriert, führen sie zu einer Sekundärzirkulation, deren untere Zelle einen Volumenfluss von 1.3 Sv aufweist und eine advektive Bodenwassererwärmung von $3.7 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$, sehr nah am beobachteten Wert von etwa $4 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$, bewirkt.

Als Folge der hangparallelen Druckgradienten und des durch die Sekundärzirkulation beeinflussten Dichtefelds existiert wahrscheinlich am Fuß des ostgrönländischen Kontinentalhangs eine gegen den Ostgrönlandstrom gerichtete Strömung (RUN18).

Das mit der Sekundärzirkulation den Hang hinaufströmende kalte Bodenwasser bildet an der Oberseite der Bodengrenzschicht, wo es auf das wärmere Umgebungswasser trifft, eine Schicht mit einem deutlich erhöhten vertikalen Temperaturgradienten. Diese Front existiert in CTD-Messungen (Abb. 6.6.), sowie in den numerischen Simulationen (Abb. 6.39.). Der diffusive Wärmefluss durch diese Front wird balanciert durch die Kaltwasseradvektion der Sekundärzirkulation. Durch die Abschätzung dieses Wärmeflusses, anhand der CTD-Daten und der K_V -Werte von Naveira Garabato et al. (2004), können Rückschlüsse auf die Stärke der Sekundärzirkulation gewonnen werden.

Auf der Grundlage der CTD-Daten aus dem September 2001 (Logemann 2001), der K_V -Berechnungen von Naveira Garabato et al. (2004) und der hier gezeigten Modellergebnisse werden folgende Annahmen gemacht: An der Oberseite der Bodengrenzschicht am ostgrönländischen Kontinentalhang existiert ein vertikaler Temperaturgradient $(\partial\Theta/\partial z)^* = 2.9 \times 10^{-4} \text{ K m}^{-1}$ (Abb. 6.6.). Dieser Gradient liegt deutlich über dem Durchschnittswert im Inneren des Grönlandbeckens zwischen 2500 und 3000 m Tiefe von $\partial\Theta/\partial z = 1.5 \times 10^{-4} \text{ K m}^{-1}$. Er wird durch kaltes, den Hang hinaufströmendes Bodenwasser verursacht. Die Temperatur dieser kalten Bodengrenzschicht ist in erster Ordnung stationär. Diese Stationarität wird, den Ergebnissen von RUN22 (Abb. 6.26.) folgend, durch eine Balance aus Kaltwasseradvektion und vertikaler Wärmediffusion verursacht. Der in der Bodengrenzschicht hangabwärts gerichtete Temperaturgradient ist $\partial\Theta/\partial s = -1.44 \times 10^{-6} \text{ K m}^{-1}$.

Wie in Phillips (1970) gilt somit an der Oberseite der Bodengrenzschicht bei $z = -D + H_{BBL}$:

$$\frac{1}{H_{BBL}} K_V^* \left(\frac{\partial\Theta}{\partial z} \right)^* = u \frac{\partial\Theta}{\partial s} \quad , \quad (6.25.)$$

wobei K_V^* den Austauschkoeffizienten an der Oberseite der Bodengrenzschicht darstellt. u symbolisiert hier, abweichend von den Theorien zur Tertiärzirkulation von Phillips (1970) und McDougall (1989), keine hangnormale Strömung, die durch diffusiv bewirkte Dichteunterschiede verursacht wird, sondern die Sekundärzirkulation, verursacht durch Bodenreibung oder durch den hangparallelen Druckgradienten. Der diffusive Wärmefluss auf der linken Seite von Gleichung (6.25.) ist für die Bodenwassererwärmung unbedeutend, da das durch ihn erwärmte Wasser der Bodengrenzschicht über die Sekundärzirkulation den Bodenwasserbereich (unterhalb 2500 m) größtenteils verlässt. Dabei bleibt dieses Wasser kälter als seine Umgebung und wird im Beckeninneren durch absinkendes wärmeres Wasser ersetzt. Die daraus resultierende Bodenwassererwärmung durch die Sekundärzirkulation mit dem Volumenfluss M wird mit Gleichung (6.24.) abgeschätzt. Für diesen Volumenfluss gilt:

$$M = u H_{BBL} C \quad , \quad (6.26.)$$

wobei $C = 1200$ km der Umfang des Beckens in 2500 m Tiefe darstellt (GEBCO Digital Atlas, BODC, 2003). Wird Gleichung (6.25.) hier eingesetzt, folgt:

$$M = -K_V^* \frac{\left(\frac{\partial\Theta}{\partial z}\right)^*}{\frac{\partial\Theta}{\partial s}} C . \quad (6.27.)$$

Wird (6.27.) in Gleichung (6.24.) eingesetzt, folgt ein Ausdruck für die advektive Bodenwassererwärmung als Funktion des Austauschkoeffizienten an der Oberseite der Bodengrenzschicht:

$$\left.\frac{\partial T}{\partial t}\right|_{ADV} = -2.8 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1} \text{ Sv}^{-1} K_V^* \frac{\left(\frac{\partial\Theta}{\partial z}\right)^*}{\frac{\partial\Theta}{\partial s}} C , \quad (6.28.)$$

wobei 27 % dieser Erwärmung durch Kompression infolge der Absinkbewegung im Beckeninneren bewirkt werden (RUN23b). Die diffusiv bewirkte Bodenwassererwärmung wird primär durch vertikale Vermischung im Beckeninneren verursacht (RUN23c). Für sie gilt:

$$\left.\frac{\partial T}{\partial t}\right|_{DIF} = \frac{1}{\Delta H_{2500}} \left(K_V \frac{\partial\Theta}{\partial z} \right)_{z=-2500 \text{ m}} , \quad (6.29.)$$

wobei $\Delta H_{2500} = 566$ m die mittlere Mächtigkeit des Bodenwassers unterhalb der Tiefe von 2500 m darstellt (GEBCO Digital Atlas, BODC, 2003). Eine erste Abschätzung dieses Wärmeflusses als Funktion von K_V^* basiert auf dem mittleren K_V -Profil von Naveira Garabato et al. (2004) (Abb. 6.2.). Es wird angenommen, dass der Wert von $4 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ aus dem Tiefenintervall 3200 – 3500 m aufgrund seiner räumlichen Nähe zur Bodengrenzschicht etwa dem hier gesuchten Wert oberhalb der Bodengrenzschicht entspricht, also $K_V^* \approx 4 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Für die Tiefe von 2500 m weist das Profil den Wert von $6 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ auf, also 15 % des vorigen Wertes. Somit folgt:

$$\left.\frac{\partial T}{\partial t}\right|_{DIF} = \frac{1}{\Delta H_{2500}} 0.15 K_V^* \left(\frac{\partial\Theta}{\partial z}\right)_{z=-2500 \text{ m}} . \quad (6.30.a)$$

Eine zweite, etwas vorsichtiger Schätzung betrachtet den Wärmefluss in 2700 m Tiefe, in der Naveira Garabato et al. (2004) einen mittleren Austauschkoeffizienten von $2 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, also nur 5 % des geschätzten K_V^* -Wertes, bestimmen (Abb. 6.36.). Somit ist

$$\left.\frac{\partial T}{\partial t}\right|_{DIF} = \frac{1}{\Delta H_{2700}} 0.05 K_V^* \left(\frac{\partial\Theta}{\partial z}\right)_{z=-2700 \text{ m}} , \quad (6.30.b)$$

mit $\Delta H_{2700} = 461$ m und $(\partial\Theta/\partial z)_{z=-2500 \text{ m}} \approx (\partial\Theta/\partial z)_{z=-2700 \text{ m}} \approx 1.5 \times 10^{-4} \text{ K m}^{-1}$.

Die Summe aus advektiver und diffusiver Erwärmung sollte der beobachteten Erwärmung des Bodenwassers von $4 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ entsprechen. Also

$$\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{ADV} + \left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{DIF} = 4 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1} . \quad (6.31.)$$

Werden die Gleichungen (6.28.) und (6.30.a) bzw. (6.30.b) in Gleichung (6.31.) eingesetzt, ergeben sich die folgenden Lösungen (Abb. 6.41.):

(6.28.), (6.30.a) und (6.31.) Der Austauschkoefizient an der Oberseite der Bodengrenzschicht beträgt $K_V^* = 3.7 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Im Zentrum des Beckens und 2500 m Tiefe ist $K_V = 5.5 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Die daraus resultierende diffusive Erwärmung beträgt $1.47 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$. Das sind 37 % der beobachteten Erwärmung. Der Volumenfluss der unteren Sekundärzirkulationszelle beträgt 0.89 Sv. Die daraus resultierende advektive Erwärmung beträgt $2.53 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$. Das sind 63 % der beobachteten Erwärmung. $0.68 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ (17 %) werden dabei durch die Kompression des absinkenden Wassers bewirkt.

(6.28.), (6.30.b) und (6.31.) Der Austauschkoefizient an der Oberseite der Bodengrenzschicht beträgt $K_V^* = 4.7 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Im Zentrum des Beckens und 2700 m Tiefe ist $K_V = 2.4 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Die daraus resultierende diffusive Erwärmung beträgt $0.77 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$. Das sind 19 % der beobachteten Erwärmung. Der Volumenfluss der unteren Sekundärzirkulationszelle beträgt 1.13 Sv. Die daraus resultierende advektive Erwärmung beträgt $3.23 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$. Das sind 81 % der beobachteten Erwärmung. $0.87 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ (22 %) werden dabei durch die Kompression des absinkenden Wassers bewirkt.

In beiden Abschätzungen stimmen die Größenordnungen von K_V^* und K_V gut mit den Berechnungen von Naveira Garabato et al. (2004) überein (Abb. 6.2. und 6.36.). Auch die Volumenflüsse der Sekundärzirkulation liegen nahe am in RUN23 simulierten Volumenfluss von 1.3 Sv. Somit formen obige Gleichungen ein Bild, in dem sich die hohen Austauschkoefizienten, die entlang der Berandung gerichteten Druckgradienten und die aus ihnen folgende Sekundärzirkulation, die Form der Isothermen am lateralen Rand des Bodenwassers und die gemessene Erwärmung des Bodenwassers ohne Widersprüche miteinander verbinden lassen.

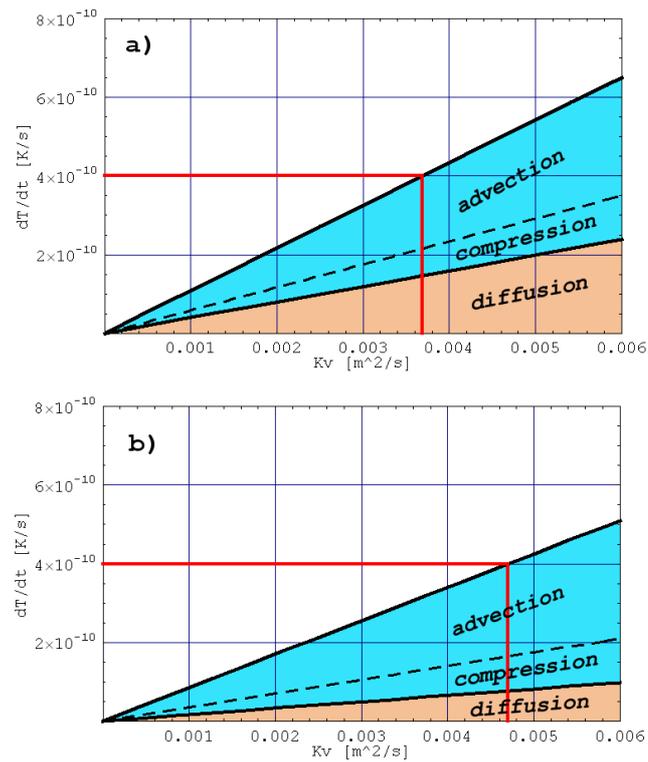


Abb. 6.41.: Bodenwassererwärmung durch Wärmeadvektion, adiabatische Kompression und Diffusion als Funktion des Austauschkoeffizienten an der Oberseite der Bodengrenzschicht. **a)** Lösung nach Gleichung (6.28.) und (6.30.a), **b)** nach Gleichung (6.28.) und (6.30.b). Die roten Linien markieren die beobachtete Erwärmung.

7. ZUSAMMENFASSUNG UND DISKUSSION

Diese Arbeit behandelt 35 numerische Experimente, mit denen die Erwärmung des Bodenwassers der Grönlandsee (unterhalb von 2500 m Tiefe) untersucht wird. Diese Erwärmung ist wahrscheinlich die indirekte Folge der durch anthropogene Treibhausgase bewirkten Erwärmung der Erdatmosphäre. Denn höchst wahrscheinlich als Folge dieser Erwärmung kam es während der letzten Dekaden zu einer Änderung der atmosphärischen Zirkulation, die sich in einem 400-Jahres-Maximum des NAO-Index widerspiegelt (Gillet et al. 2003, Cook 2003). Diese führte zu einer drastischen Reduktion der durch thermische Konvektion bewirkten Tiefenwasserbildung in der Grönlandsee (Dickson et al. 1996, Visbeck et al. 2003, Blindheim & Østerhus 2004). Aufgrund der fehlenden Neuf ormation von kaltem Bodenwasser wird dessen Temperatur, seit Beginn der 1980er Jahre, durch einen vertikalen Austausch mit dem Wasser höherer und wärmerer Schichten erwärmt. Diese Ventilation des Bodenwassers, die seit langem existiert und keine Folge eines Klimawandels ist, führte während der letzten Dekaden zu einer steten Bodenwassererwärmung von etwa $4 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$, das sind etwa 0.1 K pro Dekade (Bönisch et al. 1997, Visbeck & Rhein 2000, Karstensen et al. 2004).

Für die Untersuchung unterschiedlicher Ventilationsmechanismen wurde vom Autor das numerische Ozeanmodell CODE (*Cartesian coordinates Ocean model with three-Dimensional adaptive mesh refinement and primitive Equations*) entwickelt. Dieses auf den in kartesischen Koordinaten formulierten Primitiven Gleichungen basierende Modell ermöglicht, durch dreidimensionale adaptive Gitterverfeinerung, die Simulation kleinskaliger Strukturen, wie Grenzschichten, Fronten, Küstenlinien, Meeresstraßen oder unterseeische Rücken, integriert in die beckenweite Dynamik des Ozeans einschließlich der Wechselwirkung zwischen den unterschiedlichen Skalen. Bei CODE handelt es sich um keine Neuerfindung des Rades, sondern um eine neuartige Kombination altbewährter numerischer Techniken (Differenzenapproximationen nach Mesinger und Arakawa (1976), Turbulenzschließung nach Kochergin (1987) und Smagorinsky (1963), TVD-Advektionsberechnung nach van Leer (1979), Gitteradaption nach Khokhlov (1998)) zu einem schlanken, robusten und schnellen Differentialgleichungslöser, der der Ozeanmodellierung neue Möglichkeiten und damit der Ozeanographie neue Informationen verschafft. Aufbauend auf einem reichhaltigen Erfahrungsschatz bezüglich der Modellierung des Nordatlantiks (Backhaus 1985, Backhaus & Hainbucher 1987, Harms et al. 1999a,b, 2000, Logemann et al. 2004) wurden in dieser Arbeit Prozesse der Bodengrenzschicht und ihre Wechselwirkung mit der Zirkulation der Grönlandsee simuliert. In einer weiteren Anwendung des Modells werden die feinen Verästelungen des Nordisländischen Irminger Stroms, eingebettet in die Zirkulation des Nordatlantiks, simuliert und u.a. der Meeresbiologie wertvolle Informationen geliefert (Logemann & Harms 2006). Gegenwärtig wird an einer flexibleren Form der Gitteradaption gearbeitet, die sich nicht auf rechteckige horizontale Ausschnitte der Matrix beschränkt und sich so topographischen Strukturen besser anpassen kann. Geplant ist ein Nordatlantikmodell mit hoher Auflösung um Island, entlang des Grönland-Schottland-Rückens, des Mittelatlantischen Rückens, der Framstraße und der Kontinentalhänge.

In dieser Arbeit wird zunächst die Bodenwassererwärmung durch den ostgrönländischen Kontinentalhang hinabströmende Sedimentplumes untersucht. Wird ausreichend feinkörniges lithogenes Sediment vom geneigten Meeresboden aufgewirbelt, bildet die entstehende Sedimentwolke einen den Hang hinabströmenden Sedimentplume, einen Wasserkörper, der sich dynamisch so verhält, als wäre seine Dichte durch die Masse der Sedimentfracht erhöht (Adams & Weatherly 1981). Dieser Sedimentplume verfrachtet wärmeres Wasser aus höheren Schichten in die Tiefsee, wo es, sofern es sich hier mit der Umgebung vermischt und nicht

nach dem Absetzen des Sediments wieder zur ursprünglichen Tiefe zurückströmt, eine Wärmequelle darstellt (Kämpf & Fohrmann 2000).

Bisher konnte noch kein Sedimentplume am ostgrönländischen Kontinentalhang beobachtet werden. Diese Arbeit orientiert sich daher an den wenigen, im Nordatlantik gemachten Beobachtungen (Richardson et al. 1981, Hollister & McCave 1984, Klein 1987), die eine entlang des Kontinentalhangfußes, in nahezu geostrophischer Balance befindliche Strömung von bis zu 1 m s^{-1} aufweisen, die etwa eine Woche andauert.

Bei der Simulation der Sedimentplumes, die etwa die obigen Dimensionen aufweisen, wird sich überwiegend auf eine Eigenschaft des Plumes konzentriert, die hier *spezifischer Wärmetransport des Sediments* genannt wird. Dieser gibt den Wärmegewinn des Bodenwassers pro Masseneinheit des in den Bodenwasserbereich gelangten Sediments an. Da die Sedimentmasse, die den potentiellen Plumes zur Verfügung steht, abgeschätzt werden kann, – nach großzügiger Schätzung $5 \times 10^9 \text{ kg}$ pro Jahr nach Wollenburg (1993) und Bauerfeind et al. (2005) – würde eine durch Sedimentplumes bewirkte Erwärmung des Bodenwassers der Grönlandsee von $4 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ einen spezifischen Wärmetransport von etwa $1.2 \times 10^6 \text{ kJ kg}^{-1}$ voraussetzen.

Die ersten numerischen Experimente dienen der Bestimmung der notwendigen Auflösung, die eine numerisch bedingte Unterschätzung des spezifischen Wärmetransports unwahrscheinlich macht. Diese liegt bei 1 km horizontal und 10 m vertikal. Anschließend werden die Einflüsse der Plume-Intensität (Sedimentmasse), der Tiefe des Plume-Entstehungsorts und der Korngröße des im Plume befindlichen Sediments auf den spezifischen Wärmetransport untersucht. Die Simulationen zeigen, dass Plumes, die etwa 10^{11} kg möglichst feinkörniges Sediment aus möglichst hochgelegenen Bereichen des Hangs in den Bodenwasserbereich verfrachten, den höchsten spezifischen Wärmetransport aufweisen. Diese relativ große Masse erklärt sich aus der notwendigen Durchschlagskraft, die der Plume besitzen muss, um wärmeres Wasser gegen die Schichtung in den Bodenwasserbereich zu verfrachten. Je größer seine Sedimentmasse, desto stärker ist die vor allem zu Beginn seiner Bewegung ageostrophische hangabwärts gerichtete Strömung, desto stärker das turbulente Einmischen von Umgebungswasser an seiner Oberseite. Wird die Sedimentmasse, und damit das Volumen des Plumes, andererseits zu groß, erhöht sich die Wahrscheinlichkeit, dass ein Sedimentpartikel auf seinem Weg in die Tiefe im Inneren des Plumes verbleibt und keinen Beitrag zur Einmischung von Umgebungswasser liefert, was sich ungünstig auf den spezifischen Wärmetransport auswirkt. Je feinkörniger das mitgeführte Material, desto größer wird, aufgrund der abnehmenden Sinkgeschwindigkeit der Partikel, das Volumen und damit die Oberfläche des Plumes. Dies intensiviert das Einmischen des Umgebungswassers und führt so zu einer Zunahme des spezifischen Wärmetransports. Schließlich erhöht ein möglichst hoch gelegener Entstehungsort die Temperatur des eingemischten Umgebungswassers.

Die Kombination der drei genannten Eigenschaften zu einem Plume mit optimalem spezifischem Wärmetransport ergibt einen Wert von 5700 kJ kg^{-1} . Das sind 0.5 % des zur Erklärung der Bodenwassererwärmung notwendigen Wertes. Berücksichtigt man zusätzlich die Unwahrscheinlichkeit eines solchen Plumes – im Entstehungsort nahe der Schelfkante macht die starke mittlere Strömung eine Akkumulation größerer Mengen leicht erodierbaren Materials unwahrscheinlich, Plumes der Größenordnung von 10^{11} kg Sediment dürften, ein Gleichgewicht zwischen Sedimentation ($5 \times 10^9 \text{ kg a}^{-1}$) und Plumeaktivität vorausgesetzt, nur etwa alle 20 Jahre auftreten – kann mit großer Sicherheit gesagt werden, dass Sedimentplumes nicht die primäre Ursache der Bodenwassererwärmung sind, dass die durch sie bewirkte Erwärmung hierfür mindestens zwei Größenordnungen zu klein ist. Auch sollte man im Fall einer dauer-

haften intensiven Erwärmung des Bodenwassers durch Sedimentplumes im Vergleich zur Umgebung wärmeres Wasser am Fuß des Kontinentalhangs erwarten, während Messungen (z.B. Logemann 2001) genau das Gegenteil zeigen.

Diese Arbeit konzentriert sich auf die Simulation des (maximalen) Wärmetransports von Sedimentplumes am ostgrönländischen Kontinentalhang. Dabei steht die Simulation einer möglichst realistischen Form der Plumes nicht im Vordergrund. Es muss daher darauf hingewiesen werden, dass sich die Form der hier simulierten Plumes mit wachsender Auflösung des Modells bis hin zur maximalen Auflösung von 500 m horizontal und 5 m vertikal stetig ändert. Ab der Auflösung von 1000 m horizontal und 10 m vertikal werden die Plumes mit zunehmender Auflösung weniger mächtig mit höherer Sedimentkonzentration und geringerem spezifischem Wärmetransport. Will man diesen Weg mit numerischen Experimenten weiterverfolgen, sollte man, aufgrund der immer stärker werdenden bodennahen Schichtung, den Mischungsweg H_{MIX} in Gleichung (4.19.) reduzieren. Zudem sollte man beachten, dass das Gemisch aus Sediment und Wasser ab einer Sedimentkonzentration von 10 kg m^{-3} , vor allem bei sehr feinkörnigem Material, aufgrund von Kohäsion nicht mehr als Newtonsches Fluid behandelt werden kann (Adams & Weatherly 1981, Carey et al. 1988). Vielleicht wären das Ergebnis einer solchen Modellierung hoch konzentrierte, schnelle, noch am Fuß des Kontinentalhangs ageostrophisch verlaufende Plumes geringer Mächtigkeit, die die Bildung der hangnormal verlaufenden Tiefseerinnen erklären könnten.

Die numerische Untersuchung der Sedimentplumes erfolgt überwiegend auf einem zweidimensionalen Rechengitter, das einen hangnormalen Schnitt durch die Grönlandsee darstellt. Abschließend wird ein Sedimentplume jedoch auch in einer dreidimensionalen Modellregion, die den gesamten Nordatlantik mit dessen mittlerem Temperatur-, Salzgehalts- und Bewegungsfeld umfasst, simuliert. Die Simulation ergibt einen relativ geringen Wert des spezifischen Wärmetransports von 250 kJ kg^{-1} , wahrscheinlich beeinflusst von auflösungsbedingter Unterschätzung, der sich gut in das Bild der vorher, mit Hilfe des zweidimensionalen Modells gemachten Abschätzungen einfügt. Die Topographie des dreidimensionalen Modells umfasst ebenfalls eine typische Tiefseerinne am Fuß des ostgrönländischen Kontinentalhangs, die vom simulierten Sedimentplume quer überströmt wird. Dabei reicht die Energie des Plumes jedoch nicht aus, deutliche hangnormale Strömungen in der Rinne zu erzeugen, obwohl ihn die ins Bodenwasser verfrachtete Sedimentmasse von $1.2 \times 10^{11} \text{ kg}$ als intensiven Plume, der nur etwa alle 20 Jahre auftreten sollte, ausweist. Eine weitere Reihe von Experimenten wäre erforderlich, um die Rolle dieser Tiefseerinnen auf die Plumedynamik näher zu bestimmen. Dass diese Interaktion jedoch einen für die Erwärmung des Bodenwassers wichtigen Beitrag leistet, kann ausgeschlossen werden. Denn die numerischen Experimente zeigen, dass die hierfür erforderliche große Wärmemenge, die durch die Rinnen fließen müsste, den Fuß des Kontinentalhangs in etwa 2700 m Tiefe, an dem die Rinnen beginnen, erst gar nicht erreicht.

Eine Beobachtung von großer Bedeutung für diese Arbeit ist, dass das Bodenwasser am Fuß des Kontinentalhangs nicht besonders warm, sondern, im Gegenteil, besonders kalt ist (z.B. Aagaard et al. 1985, Budéus et al. 1998, Logemann 2001, Mortensen 2004, Rudels et al. 2005). Dieses Emporwölben der Isothermen des Bodenwassers am ostgrönländischen Kontinentalhang existiert ebenfalls in der dreidimensionalen Simulation der Grönlandsee, unabhängig vom Sedimentplume. Im Modell wird diese Temperaturstruktur durch eine dem zyklonalen Grönlandseewirbel überlagerte Querzirkulation verursacht. Diese besteht im oberen Bereich des Kontinentalhangs aus einer den Hang hinabführenden, im unteren Bereich aus einer den Hang hinaufführenden Strömung. Das Modell liefert damit die einzig schlüssige Erklärung für das Emporwölben der Bodenwasserisothermen am Kontinentalhang – die hangaufwärts gerichtete Advektion von kaltem Bodenwasser. Denn laterale Advektion von

kalttem Wasser (z.B. aus der Framstraße) kann aufgrund der Abgeschlossenheit des Grönlandbeckens und der zu hohen Temperaturen in den Nachbarbecken ausgeschlossen werden. Vertikale Diffusion bewirkt grundsätzlich ein Hinabwölben der Isothermen an der Peripherie des Beckens. Denn der vertikale Austauschkoeffizient ist hier mindestens gleich groß, in den meisten Fällen größer als im Inneren des Beckens, was besonders für die Grönlandsee zutrifft (Naveira Garabato et al. 2004, Abb. 6.36.). Durch den geneigten Meeresboden wird das Wasser der Peripherie mit abnehmender Wassertiefe besser vor dem diffusiven Austausch mit tieferem, kälterem Wasser abgeschirmt. Daher führt Diffusion grundsätzlich zu einer Erhöhung der Temperatur im Randbereich, vergleichbar mit einem sonnenbeschienenen See, dessen Uferbereich wärmer als seine Mitte ist.

Das an den Rändern aufsteigende kalte Bodenwasser wird im Inneren des Beckens durch absinkendes wärmeres Wasser ersetzt. Damit liefert das dreidimensionale Modell auch einen Mechanismus der Bodenwassererwärmung. Von einer diesbezüglichen weiteren Analyse dieses Modellexperiments wird aber abgesehen. Die Gründe dafür sind, dass hier nur ein kleiner Bereich der Grönlandsee für die Simulation der Querkirkulation ausreichend hoch aufgelöst wird, dass der mit voller Auflösung modellierte Zeitraum von zwei Monaten zu kurz ist, stationäre Wärme Flüsse im Bodenwasser zu erhalten und dass die vom Modell berechneten Austauschkoeffizienten im Beckeninneren zwei Größenordnungen unter den von Walter (2004) und Naveira Garabato et al. (2004) für die Grönlandsee anhand von CTD- und LADCP-Messungen bestimmten Werten liegen.

Den obigen Autoren zufolge zeigen die von ihnen bestimmten außergewöhnlich hohen diapyrnischen Austauschkoeffizienten in der Größenordnung von $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ im Inneren der Grönlandsee, dass vertikale Vermischung die Hauptursache der Bodenwassererwärmung darstellt. In der Tat bewirkt ein Austauschkoeffizient von $1.5 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ in 2500 m Tiefe, in der der vertikale Temperaturgradient etwa $1.5 \times 10^{-4} \text{ K m}^{-1}$ beträgt (Logemann 2001) einen Wärme flux, der das im Mittel 566 m mächtige Bodenwasser (BODC 2003) mit den beobachteten $4 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ erwärmen würde.

Wieder zurückgekehrt zur zweidimensionalen Version des Modells wird dieses mit den von Naveira Garabato et al. (2004) bestimmten Austauschkoeffizienten gefüttert und die diffusiv bewirkte Bodenwassererwärmung in einer ruhenden Grönlandsee simuliert. Die von Naveira Garabato et al. (2004) angegebenen Werte ($6 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ in 2500 m Tiefe) führen zu einer Bodenwassererwärmung von $1.3 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$, also etwa ein Drittel der beobachteten Erwärmung. Damit die vertikale Diffusion die Hauptursache der Bodenwassererwärmung bildet, müssen die Austauschkoeffizienten also mit 3 multipliziert werden, eine Zahl, die auch dem Unsicherheitsfaktor der angenommenen K_V -Werte entspricht (Naveira Garabato et al. 2004). Wird dies getan, erwärmt sich die simulierte Grönlandsee mit $3.4 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$, also mit einer Rate, die recht dicht an der beobachteten liegt.

Die weitere Analyse der Modellergebnisse spricht jedoch eher gegen eine dominante Rolle der vertikalen Diffusion bei der Bodenwassererwärmung. In allen Modellexperimenten, in denen Diffusion die Temperaturentwicklung des Bodenwassers dominiert, wird der Randbereich, als Folge der oben beschriebenen physikalischen Notwendigkeit, wärmer als das Zentrum, während in der realen Grönlandsee das Gegenteil beobachtet wird. Im Modell erwärmt sich das Bodenwasser in Bodennähe als Folge der angenommenen K_V -Werte mit über $3 \times 10^{-9} \text{ K s}^{-1}$ etwa eine Größenordnung zu schnell, während es sich zwischen 2700 und 2900 m Tiefe mit $-2 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ abkühlt. Füttert man das Modell also mit den von Naveira Garabato et al. (2004) bestimmten K_V -Werten und mit Messungen der Temperatur (Logemann 2001) und lässt nur Diffusion auf das Temperaturfeld wirken, ist das Resultat unrealistisch.

In einem weiteren Experiment wird der Austauschkoeffizient in der Grönlandsee auf nur $10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ gesetzt. Nur innerhalb der Grenzschichten am Boden und nahe der Oberfläche weist er hohe Werte zwischen 10^{-3} und $10^{-2} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ auf. Der diffusive Wärmefluss ins Bodenwasser ist in diesem Fall sehr klein, vom niedrigen Wert im Beckeninneren bestimmt, weil sich die hohen Koeffizienten in der Bodengrenzschicht auf vertikal nahezu homogenes Wasser beziehen und somit keinen großen Wärmefluss verursachen. Dieses Ergebnis deutet darauf, dass man zur Bestimmung des diffusiven Wärmeflusses nur Austauschkoeffizienten aus dem Inneren des Beckens, außerhalb von Bodengrenzschichten heranziehen sollte, um diese dann auf das mittlere Temperaturprofil anzuwenden. In grober Schätzung anhand der Abbildung 6.36. von Naveira Garabato et al. (2004) erhält man so einen Wert von $2 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ in 2700 m Tiefe über dem zentralen Grönlandbecken. Berücksichtigt man zusätzlich den Unsicherheitsfaktor von 3, könnte dieser Wert zwischen $7 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ und $6 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ liegen. In diesem Fall betrüge die diffusiv bewirkte Bodenwassererwärmung zwischen $0.23 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ und $2.07 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$, läge also etwa zwischen 5 bis 50 % der beobachteten Erwärmung.

Somit sprechen die Abschätzungen des vertikalen Austauschkoeffizienten von Walter (2004) und Naveira Garabato et al. (2004) nicht notwendigerweise für die Diffusion als wichtigstem Ventilationsmechanismus. Die hier diskutierten Ergebnisse weisen darauf hin, dass advective Prozesse einen größeren Einfluss auf die Temperaturstruktur und -entwicklung des Bodenwassers haben.

Budéus et al. (1998) interpretieren die Bodenwassererwärmung als Folge einer Querkirkulation in der Grönlandsee, die mit einer Absinkbewegung von etwa 150 m pro Jahr im Zentrum des Beckens und mit an den Rändern aufsteigendem Bodenwasser verbunden ist. Rückschlüsse auf diese Zirkulation gewinnen sie zum Einen aus dem gemessenen Emporwölben der Isothermen des Bodenwassers an der Beckenberandung, zum Anderen aus dem Vergleich der horizontal gemittelten Temperaturprofile aus den Jahren 1993, 1994, 1995 und 1996. In diesen wandert ein anfänglich in etwa 1000 m Tiefe befindliches Temperaturmaximum von Jahr zu Jahr 150 m tiefer, also bis auf die Tiefe von 1450 m im Jahr 1996. Ähnliches ergibt der Vergleich der Temperaturprofile der Jahre 2001 und 2004 (Logemann 2001, Mortensen 2004). Auch hier sinkt ein Temperaturmaximum von 1550 m Tiefe im Jahr 2001 auf 1800 m im Jahr 2004 (Abb. 3.5.). Dies weist auf eine Absinkgeschwindigkeit von $2.6 \times 10^{-6} \text{ m s}^{-1}$ hin, die bei einem vertikalen Temperaturgradienten des Bodenwassers von $1.5 \times 10^{-4} \text{ K m}^{-1}$ eine advective Erwärmung von $4.0 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$ bewirken würde.

Die hier behandelten Temperaturmaxima entstehen an der Grenze zwischen dem Arktischen Zwischenwasser und dem Tiefenwasser, dort wo der positive Temperaturgradient des Tiefenwassers (steigende Temperatur mit abnehmender Tiefe) aufgrund der Abkühlung durch thermische Konvektion negativ wird. Das Temperaturmaximum gibt somit die Tiefe der thermischen Konvektion wieder, sofern diese tiefreichend genug ist, ins Tiefenwasser mit positiven Temperaturgradienten einzudringen. Das von Budéus et al. (1998) und auch in dieser Arbeit beobachtete Absinken dieses Maximums kann also auch durch eine zunehmende Konvektionstiefe verursacht worden sein. Es scheint jedoch eher unwahrscheinlich, dass die Konvektionstiefe in vier aufeinanderfolgenden Jahren jeweils um nahezu exakt 150 m zunimmt und dass diese Tiefenzunahme zufällig mit der für die Erwärmung des Bodenwassers erforderlichen Absinkbewegung übereinstimmt.

Budéus et al. (1998) analysieren ebenfalls die Entwicklung des Dichtefelds der Grönlandsee im Zeitraum 1993 bis 1996. Demnach ist dieses unterhalb von 1000 m Tiefe überwiegend

barotrop, während die Isopyknen, ohne Änderung ihrer vertikalen Abstände untereinander, mit der Absinkgeschwindigkeit des Temperaturmaximums nach unten wandern. Budéus et al. (1998) weisen darauf hin, dass diese barotrope Struktur nicht in das Konzept einer durch das beckenweite Dichtefeld verursachten Absinkbewegung passt. In diesem bewirkt dichteres Wasser im Zentrum des Beckens, als Reaktion auf eine nachlassende zyklonale barotrope Zirkulation, ein Absinken im Inneren des Beckens („dome collapse“, Dickson et al. 1996, Meincke et al. 1997, Rudels et al. 2005).

Nach Budéus et al. (1998) spricht das barotrope Dichtefeld der Tiefsee also gegen die Existenz einer baroklinen antizyklonalen Tiefenzirkulation als Reaktion auf eine nachlassende zyklonale barotrope Zirkulation der Grönlandsee. Eine zyklonale Zirkulation führt aber grundsätzlich zu hangabwärts führenden Boden-Ekman-Transporten, während die Absinkbewegung im Inneren des Beckens nur durch entgegengesetzt gerichtete Transporte verursacht werden kann. Daher weisen die Überlegungen von Budéus et al. (1998) und später auch von Visbeck und Rhein (2000) in die Richtung von hangaufwärts führenden Strömungen in „glatten“ Bodengrenzschichten („slippery bottom boundary layers“, MacCready & Rhines 1993). In diesem Fall hat der Boden-Ekman-Transport der zyklonalen Zirkulation die Dichte am Hang bis zu einem gewissen Maß reduziert. Die vertikale Scherung der entlang des Hangs gerichteten Strömung (thermischer Wind) ist so groß, dass die Strömung in einer gewissen Tiefe gleich Null wird. Somit existiert hier keine Bodenreibung und damit auch kein Boden-Ekman-Transport, d.h. keine Sekundärzirkulation mehr. Einzig eine schwächere „Tertiärzirkulation“ (Garrett et al. 1993) führt Wasser den Hang hinauf, hält damit den vertikalen Dichtegradienten am Hang soweit aufrecht, dass der diffusive vertikale Dichtefluss hier dem im Beckeninneren entspricht. Nach MacCready und Rhines (1993) ist dies die stationäre Lösung einer geostrophischen, entlang eines Hangs führenden Strömung in einem ausreichend geschichteten Ozean.

Die hier durchgeführten Modellexperimente zeigen, dass diese Lösung für eine ausschließlich von einem stationären Windfeld angetriebene Zirkulation in der Grönlandsee zutrifft. Nach etwa zwei Monaten ist die Sekundärzirkulation am Kontinentalhang auf Null zurückgegangen. An ihre Stelle tritt eine den Hang hinaufführende, vom Fuß des Kontinentalhangs bis zur Schelfkante sich erstreckende Tertiärzirkulation. Deren Volumenfluss liegt jedoch mit Werten zwischen 0.045 und 0.07 Sv (abhängig von der Wahl der K_T -Werte) deutlich unter der für die beobachtete Bodenwassererwärmung erforderlichen Größenordnung von 1 Sv. Dieses Ergebnis wird von der auf die Grönlandsee angewandten Theorie zur Tertiärzirkulation von McDougall (1989) bestätigt ($M \approx 0.04$ Sv). Die durch die Tertiärzirkulation bewirkte advektive Bodenwassererwärmung beträgt nur zwischen 0.5×10^{-11} und 1.25×10^{-11} K s⁻¹, liegt also etwa zwei Größenordnungen unter der beobachteten Erwärmung. Auch führt die Tertiärzirkulation per definitionem (Phillips 1970, McDougall 1998, Garret et al. 1993) nicht zum Emporwölben der Isothermen des Bodenwassers an der Beckenberandung, da der dynamische Antrieb, der den diffusiven Fluss im Randbereich größer als den im Inneren des Beckens werden lässt, nicht vorhanden ist.

Also deutet das Emporwölben der Isothermen (Isopyknen) des Bodenwassers an der Beckenberandung doch auf die Existenz einer Sekundärzirkulation. Diese Schlussfolgerung wird bekräftigt durch die Beobachtung, dass dieses Emporwölben mit der Ausbildung einer bodennahen Kaltfront verbunden ist. So messen Budéus et al. (1998) an der Oberseite der Bodengrenzschicht am ostgrönländischen Kontinentalhang unterhalb der Tiefe von 1500 m vertikale Gradienten der potentiellen Temperatur von 7×10^{-4} bis 1.4×10^{-3} K m⁻¹, Logemann (2001) 2.9×10^{-4} K m⁻¹ in 3000 m Tiefe, während im Beckeninneren ein Wert von etwa

$1.5 \times 10^{-4} \text{ K m}^{-1}$ existiert. Diese Kaltfront entsteht durch das hangaufwärts strömende kalte Bodenwasser, das dabei auf wärmeres Umgebungswasser trifft. Die Kaltwasseradvektion erhöht den Temperaturgradienten zwischen beiden Wassermassen solange, bis sie durch den diffusiven Wärmefluss durch die Front ausgeglichen wird. Kennt man den diapycnischen Austauschkoeffizienten in der Front, kann man so auf die Stärke der Advektion und damit auf die Stärke der Sekundärzirkulation schließen. So führen die vorsichtigen Schätzungen von $K_V = 4 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ in der Front mit $\partial\Theta/\partial z = 3 \times 10^{-4} \text{ K m}^{-1}$ zu einer Sekundärzirkulation von 1 Sv, die damit stark genug wäre, die beobachtete Bodenwassererwärmung zu bewirken.

Ein weiterer Punkt, der für die Existenz einer Sekundärzirkulation in der Grönlandsee spricht, sind die Beobachtungen, dass sich die Primärzirkulation bis tief in die Bodengrenzschicht am Fuß des Kontinentalhangs erstreckt, dass also glatte Bodengrenzschichten offensichtlich nicht vorliegen (Aagaard et al. 1973, Foldvik et al. 1988, Strass et al. 1993, Woodgate et al. 1999, Walter 2004).

Was verhindert die Ausbildung glatter Bodengrenzschichten und wie kann man eine hangaufwärts gerichtete Sekundärzirkulation in der zyklonalen Primärzirkulation der Grönlandsee erklären? Die hier behandelten numerischen Experimente deuten darauf, dass der hangparallel gerichtete Druckgradient für die Aufrechterhaltung der Primärströmung in der Bodengrenzschicht und damit für den Aufbau der Sekundärzirkulation verantwortlich ist.

In den abschließenden Experimenten werden dem Modell realistische, entlang der Berandung gerichtete Wasserstandsgradienten der Grönlandsee vorgeschrieben. Das Modell reagiert darauf mit einer nun bis in die Bodengrenzschicht der Tiefsee hinabreichenden Primärzirkulation und einer aus zwei übereinanderliegenden, gegenläufigen Zellen bestehenden Sekundärzirkulation. Die untere Zelle reicht von der Tiefseeebene hinauf bis in eine Tiefe von etwa 1500 m. Sie transportiert kaltes Bodenwasser den Hang hinauf, erzeugt damit das Emporwölben der Isothermen am Hang und die dazugehörige bodennahe Kaltfront mit einem vertikalen Temperaturgradienten von bis zu $1.1 \times 10^{-3} \text{ K m}^{-1}$. Das an den Hängen den Bodenwasserbereich verlassende kalte Wasser wird weiter im Beckeninneren durch absinkendes wärmeres ersetzt. Der Volumenfluss dieser Umwälzung beträgt etwa 1 Sv, die resultierende advective Bodenwassererwärmung etwa $4 \times 10^{-10} \text{ K s}^{-1}$. Ohne jegliches „tuning“ des Modells, einzig durch die Vorgabe realistischer entlang des Hangs gerichteter Wasserstandsgradienten wird auf Antrieb eine Sekundärzirkulation simuliert, die die beobachtete Erwärmung des Bodenwassers bewirkt.

Die Dynamik dieser Sekundärzirkulation hat große Ähnlichkeit mit dem von Chapman und Lentz (1994) beschriebenen Fall einer von der Bodengrenzschicht „eingefangenen“ („trapped“) Dichtefront. Chapman und Lentz betrachten die Front zwischen Schelf- und Atlantikwasser knapp unterhalb der Schelfkante vor der nordamerikanischen Ostküste. Die über den Schelf nach Süden führende Strömung bewirkt einen hangabwärts gerichteten Boden-Ekman-Transport. Dadurch wandert die Dichtefront zwischen Schelf- und Atlantikwasser langsam hangabwärts. In dem Moment, in dem die Front so tief hinabgewandert ist, dass die vertikale Stromscherung aufgrund der Thermischen Wind Relation eine geostrophische Strömung in Bodennähe zum Abklingen brächte, hält der entlang des Hangs gerichtete Druckgradient die Strömung aufrecht. Die Front wandert weiter und erreicht Regionen des Hangs, in denen sich der entlang des Hangs gerichtete Druckgradient deutlich abgeschwächt oder sogar umgekehrt hat. Nun kommt es aufgrund der vertikalen Stromscherung zu einer Gegenströmung mit hangaufwärts gerichtetem Boden-Ekman-Transport, der schließlich das weitere Vordringen der Front aufhält, die nun „eingefangen“ ist. Die Front trennt somit zwei gegen-

läufige Sekundärzirkulationszellen, von denen die untere die Isothermen am Hang emporwölbt und eine Absinkbewegung im Inneren des Beckens erzeugt.

Chapman und Lentz (1994) weisen darauf hin, dass der hangparallel nach Norden gerichtete Druckgradient die Konvergenzzone der beiden Zellen leicht hangaufwärts, in den Bereich der nach Süden führenden Strömung verschiebt. Aufgrund der Erdrotation erfährt die vom Druckgradienten entlang des Hangs angetriebene Strömung eine stete, auf den Hang gerichtete Ablenkung. Während diese im oberen Bereich durch den hangnormalen barotropen Druckgradienten kompensiert wird, führt der durch das Dichtefeld reduzierte hangnormale Druckgradient in Bodennähe zu einer hangaufwärts gerichteten Beschleunigung, die einen entgegengesetzt gerichteten Ekmantransport umkehren kann. Die Modellergebnisse zeigen, dass dieser Effekt – also eine hangaufwärts gerichtete Sekundärzirkulation im zyklonalen Strömungsfeld – in der Tiefsee der Grönlandsee wesentlich deutlicher auftritt als im von Chapman und Lentz betrachteten Fall nahe der Schelfkante. Im Modell der Grönlandsee reicht die hangaufwärts gerichtete Strömung hinauf bis in eine Tiefe von etwa 1500 m, welche recht genau der Tiefe entspricht, in der CTD-Messungen den Übergang zwischen emporwölbenden zu hinabwölbenden Isothermen zeigen (z.B. Logemann 2001). Gleichzeitig reicht die zyklonale Primärströmung aber bis in eine Tiefe von etwa 2700 m.

Unterhalb der Tiefe von 2700 m existiert am ostgrönländischen Kontinentalhang in den Simulationen eine nach Norden führende Gegenströmung, deren Maximum etwa über der 3200 m Tiefenlinie liegt. Diese Strömung wird vom zweidimensionalen Modell, vor allem in den oberen 1500 m der Wassersäule deutlich überschätzt. Entscheidend für die realistische Simulation der Sekundärzirkulation ist jedoch, dass die Gegenströmung in Bodennähe etwa bei 10 cm s^{-1} liegt und hier etwa den Messungen der Gegenströmung und auch der dreidimensionalen Simulation (Abb. 5.36., 5.37., Lemke 2002, Walter 2004) entspricht. Ausgehend von den Ergebnissen der dreidimensionalen Simulation, den Messungen von Walter (2004) und den Daten eines über der 3200 m Tiefenlinie verankerten Strömungsmessers (ADCP) (Lemke 2002) kann angenommen werden, dass diese Gegenströmung keinen beckenweiten Antizyklon bildet, sondern in den Grönlandseewirbel eingebettete, zumeist stark barokline, zeitlich und räumlich stark variable Strömungsbänder bildet, die zudem von Wirbeln überlagert werden. Es ist daher schwer, aus den Messdaten eindeutig auf die Existenz der Gegenströmung zu schließen. Hierfür wäre ein sehr engmaschiges Netz von verankerten Strömungsmessgeräten am Fuß des Kontinentalhangs nötig. Die Existenz der Sekundärzirkulation macht die Existenz der Gegenströmung wahrscheinlich, andererseits ist sie zur Erklärung der hangaufwärts führenden Sekundärzirkulation nicht unbedingt erforderlich, da diese in weiten Bereichen des Hangs durch den hangparallelen Druckgradienten angetrieben wird.

Auch angesichts der vom Modell überschätzten Gegenströmung kann somit festgestellt werden, dass erst die Berücksichtigung des hangparallelen Druckgradienten die Simulation einer Reihe beobachteter, für die Ventilation des Bodenwassers wichtiger Strukturen ermöglicht: die bis in 2700 m Tiefe reichende Primärströmung, die hangaufwärts führende Sekundärzirkulation unterhalb von 1500 m Tiefe, das Emporwölben der Bodenwasserisothermen an der Beckenberandung, die bodennahe Kaltfront in diesem Bereich und das Absinken im Inneren des Beckens. Der diesen Strukturen zu Grunde liegende Mechanismus ist damit aufgezeigt.

Für dessen realistischere Simulation ist eine dreidimensionale Modellregion notwendig, die z.B. nicht nur die entlang des Hangs gerichtete Variation des Wasserstands, sondern auch die der Dichte berücksichtigt. Entscheidend für ein solches Modell wäre, neben einer ausreichend hohen vertikalen Auflösung des bodennahen Bereichs, die hangnormale horizontale Auflösung. Nicht nur, um die den Hang formenden numerischen Treppenstufen möglichst klein zu

halten, sondern vor allem, um den hangnormalen Verlauf des entlang des Hangs gerichteten Druckgradienten, also $\partial p / \partial y(x)$, ausreichend aufzulösen.

Mit den Abschätzungen des vertikalen Austauschkoeffizienten von Walter (2004) und Naveira Garabato et al. (2004) lässt sich die diffusiv bewirkte Bodenwassererwärmung abschätzen. Zusätzlich kann über die Abschätzung des diffusiven Wärmeflusses durch die bodennahe Kaltfront auf die Stärke der Sekundärzirkulation geschlossen werden. Die Modellergebnisse wiederum liefern die Verbindung zwischen Stärke der Sekundärzirkulation und advektiver Bodenwassererwärmung. Auf diese Weise können die K_V -Werte von Walter (2004) und Naveira Garabato et al. (2004) und die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse zu folgender Abschätzung zusammengefasst werden:

Die Bodenwassererwärmung der Grönlandsee wird zu 20 bis 40 % durch vertikale Diffusion verursacht. Die restlichen 60 bis 80 % der Erwärmung werden durch eine Absinkbewegung im Inneren des Beckens als Folge der Sekundärzirkulation bewirkt. Davon beruhen etwa zwei Drittel auf vertikaler Wärmeadvektion, während ein Drittel durch Kompression verursacht wird.

Diese Arbeit bestätigt damit die Hypothesen von Budéus et al. (1998), Visbeck und Rhein (2000), dass die Bodenwasserventilation in der Grönlandsee primär durch eine Sekundärzirkulation bewirkt wird und liefert deren physikalische Erklärung.

Das Wasser, das infolge der Sekundärzirkulation den Bodenwasserbereich verlässt, vermischt sich entlang der Beckenberandung mit dem Nordpolarmeer-Tiefenwasser (AODW) und verlässt schließlich als Bestandteil des Norwegensee-Tiefenwassers (NSDW) die Grönlandsee. Also mündet auch die Sekundärzirkulation letztlich in Diffusion. Nur finden diese diffusiven Flüsse größtenteils nicht im Bodenwasserbereich statt, die resultierenden Änderungen der Wassereigenschaften hingegen schon. Über die Sekundärzirkulation entwickelt die intensivere turbulente Vermischung einer kräftigen Randströmung gewissermaßen eine Fernwirkung auf die tieferen Bereiche des zentralen Beckens.

Abschließend soll nochmals das zu Beginn angesprochene Problem der diapkyknischen Vermischung in der Tiefsee im globalen Maßstab angesprochen werden. Munk (1966) berechnet, dass ein globaler diapkyknischer Tiefsee-Austauschkoeffizient von $10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ erforderlich ist, um das neu entstehende Tiefen- und Bodenwasser in höhere Schichten zu mischen und die globale thermohaline Zirkulation auf diesem Wege zu schließen. Das Problem hierbei ist, dass dieser Wert um eine Größenordnung über den Messwerten liegt (z.B. Polzin 1995), dass – zumindest deuten die hier gezeigten Modellergebnisse dies an (Abb. 6.35.) – auch lokal, über schroffer Topographie erhöhte Koeffizienten den beckenweiten diffusiven Wärmefluss nicht sonderlich erhöhen.

Somit sind die Fragen naheliegend: Welche Folgen für unser Verständnis der globalen Tiefseeventilation, der globalen thermohalinen Zirkulation und deren Stabilität ergäben sich, wenn es sich bei der Bodenwasserventilation in der Grönlandsee nicht um etwas Einzigartiges, nur in diesem Becken Existierendes handelte? Warum sollte diese Form von Sekundärzirkulation nur in der Grönlandsee existieren? Ähnlich wie Webb und Sugihara (2001): Warum sollte die globale Tiefseeventilation zu 100 % durch (lokale) Diffusion bewirkt werden, wenn diese in der Grönlandsee – bei sehr hohen diapkyknischen Austauschkoeffizienten! – für nur 20 bis 40 % der Ventilation verantwortlich ist? Und könnte die globale Tiefseeventilation nicht ebenfalls primär durch Sekundärzirkulation verursacht werden?

8. LITERATURVERZEICHNIS

- Aagaard, K. (1968): Temperature variations in the Greenland Sea deep-water. *Deep-Sea Res.*, 15, 281-296.
- Aagaard, K., C. Darnall und P. Greisman (1973): Year-long current measurements in the Greenland-Spitsbergen passage. *Deep-Sea Res.*, 20(8), 734-746.
- Aagaard, K., J.H. Swift und E.C. Carmack (1985): Thermohaline Circulation in the Arctic Mediterranean Seas. *J. Geophys. Res.*, 90, C3, 4833-4846.
- Aagaard, K. und E.C. Carmack (1989): The Role of Sea Ice and Other Fresh Water in the Arctic Circulation. *J. Geophys. Res.*, 94, C10, 14485-14498.
- Aagaard, K., E. Fahrbach, J. Meincke und J.H. Swift (1991): Saline Outflow From the Arctic Ocean: Its Contribution to the Deep Waters of the Greenland, Norwegian, and Iceland Seas. *J. Geophys. Res.*, 96, 20433-20441.
- Adams, C.E. und G.L. Weatherly (1981): Some Effects of Suspended Sediment Stratification on an Oceanic Bottom Boundary Layer. *J. Geophys. Res.*, 86, 4161-4172.
- Adcroft, A.J., R.W. Hallberg und S.M. Griffies (2005): Algorithmic considerations for modelling the ocean in general coordinates. *Geophys. Res. Abstracts*, 7, 1607-7962/gra/EGU05-A-09600.
- Alekssev, G.V., O.M. Johannessen, A.A. Korablev, V.V. Ivanov und D.V. Kovalevsky (2001): Interannual variability in water masses in the Greenland Sea and adjacent areas. *Polar Research* 20(2), 201-208.
- Alexandersson, H., T. Schmith, K. Iden und H. Tuomenvirta (1998): Long term variations of the storm climate over NW Europe. *The Global Ocean Atmosphere System*, 6, 97-120.
- Alford, M.H. (2003): Redistribution of energy available for ocean mixing by long-range propagation of internal waves. *Nature*, Vol. 423, 159-163.
- AOSB (2003): Report of the Twenty-second Meeting of the Arctic Ocean Science Board. March 28-31, 2003, Kiruna, Sweden, AOSB Steering Group, Joint Office for Science Support, Boulder, Colorado, pp.149.
- Apel, J.R. (1987): Principles of Ocean Physics. International Geophysics Series. Academic Press, San Diego, pp. 634.
- Armi L. und R.C. Millard (1976): The Bottom Boundary Layer of the Deep Ocean. *J. Geophys. Res.*, 81, 27, 4983-4990.
- Aukrust, T. und J.M. Oberhuber (1995): Modeling of the Greenland, Iceland and Norwegian Seas with a coupled sea ice – mixed layer – isopycnal ocean model. *J. Geophys. Res.*, 100, C3, 4771-4790.
- Backhaus, J.O. (1985): A three-dimensional model for the simulation of shelf sea dynamics. *Deutsche hydrographische Zeitschrift* 38, 165-187.
- Backhaus, J.O. und D. Hainbucher (1987): A finite difference general circulation model for shelf seas and its application to low frequency variability on the North European Shelf. In: Nihoul, J.C. und B.M. Jamamrt (eds.), *Three dimensional models of marine and estuarine dynamics*, Elsevier Oceanography Series 45, 221-244.
- Backhaus, J.O., H. Fohrmann, J. Kämpf und A. Rubino (1997): Formation and export of water masses produced in Arctic shelf polynyas – process studies of oceanic convection. *ICES Journal of Marine Science*, 54, 366-382.
- Backhaus, J.O. (2000): Vector Ocean Model. Unveröffentlichtes Manuskript. Institut für Meereskunde der Universität Hamburg.
- Bacon, S. und M. Yelland (2000): Circulation and thermohaline structure – Mixing, ice and ocean weather: CATS-MIAOW: RRS James Clark Ross Cruise 44, 23 Jul - 31 Aug 1999, Cruise Rep. 33, Southampton Oceanography Centre, Southampton, UK, pp. 140.

- Bamber, J., J.P. Muller und A. Mandanayake (1997): A Global 5 Arc Minute Digital Elevation Model Derived from the Geodetic Phase of ERS-1. Proc. 3rd ERS Symp. On space of the service of our environment, Florenz, März 1997.
- Bascom, W. (1961): *A Hole in the Bottom of the Sea*, Doubleday, New York, 25.
- Bauerfeind, E., T. Leipe und R. Ramseier (2005): Sedimentation at the permanently ice-covered Greenland continental shelf (74°57.7'N/12°58.7'W): significance of biogenic and lithogenic particles in particulate matter flux. *J. Mar. Systems*, 56, 151-166.
- Beckmann, A. und R. Döscher (1997): A Method for Improved Representation of Dense Water Spreading over Topography in Geopotential-Coordinate Models. *J. Phys. Oceanogr.*, 27, 581-591.
- Bjerknes, J. (1962): Atlantic air-sea interaction. *advances in Geophysics*, Vol. 10, Academic Press, 1-82.
- Blindheim, J.V. (1989): Cascading of Barents Sea bottom water into the Norwegian Sea. *Rapp. P.-V. Reun. Cons. Int. Explor. Mer.* 188, 49-58.
- Blindheim, J.V. Borovkov, B. Hansen, S.-Aa. Malmberg, W.R. Turell und S. Østerhus (2000): Upper layer cooling and freshening in the Norwegian Sea in relation to atmospheric forcing. *Deep-Sea Res. I*, 47, 655-680.
- Blindheim, J.V. und S. Østerhus (2004): The Nordic Seas, Main Oceanographic Features. In: *Climate of the Nordic Seas*. AGU Monograph (in Vorbereitung), pp. 27.
- BODC – British Oceanographic Data Centre (2003): *GEBCO Digital Atlas, General Bathymetric Chart of the Oceans, 1903 – Centenary Edition – 2003*, CD-ROM, Joseph Proudman Building, Brownlow Street, Liverpool L3 5DA.
- Bönisch, G., J. Blindheim, J. Bullister, P. Schlosser und D. Wallace (1997): Long-term trends of temperature, salinity, density and transient tracers in the central Greenland Sea. *J. Geophys. Res.*, 102, 18553-18571.
- Bonnecaze, R.T., H.E. Huppert und J.R. Lister (1993): Particle-driven gravity currents. *J. Fluid Dyn.*, 294, 93-121.
- Broecker, W.S. (1987): Unpleasant surprises in the greenhouse? *Nature* 328, 123-126.
- Broecker, W.S. (1991): The great ocean conveyor, *Oceanography*, 4, 79-89.
- Broecker, W.S. (2000): Was a change in thermohalinen circulation responsible for the Little Ice Age? *Proc. Nat. Acad. Sci. (USA)*, 97, 1339-1342.
- Bryden, H.L., H.R. Longworth und S.A. Cunningham (2005): Slowing of the Atlantic meridional overturning circulation at 25° N. *Nature*, Vol. 438, 655-657.
- Budéus, G., W. Schneider und G. Krause (1998): Winter convective events and bottom water warming in the Greenland Sea. *J. Geophys. Res.*, 103, C9, 18513-18527.
- Carey, S.N., H. Sigurdsson und R.S.J. Sparks (1988): Experimental studies of particle-laden plumes. *J. Geophys. Res.*, 93 (B12), 15314-15328.
- Carmack, E. und K. Aagaard (1973): On the Deep Water of the Greenland Sea. *Deep-Sea Res.*, 20, 687-715.
- Carmack, E.C., R.W. Macdonald, R.G. Perkin, F.A. McLaughlin und R.J. Pearson (1995): Evidence for warming of Atlantic water in the southern Canadian basin of the Arctic Ocean: Results from the Larsen-93 expedition. *Geophys. Res. Letters*, 22, 1061-1064.
- Chao, S.-Y. (1998): Hyperpycnal and buoyant plumes from a sediment-laden river. *J. Geophys. Res.*, 103, 3067-3081.
- Chapman, D.C. und S.J. Lentz (1994): Trapping of a Coastal Density Front by the Bottom Boundary Layer. *J. Phys. Oceanogr.*, 24, 1464-1479.

- Clarke, R.A., J.H. Swift, J.A. Reid und K.P. Koltermann (1990): The formation of Greenland Sea Deep Water: Double diffusion or deep convection? *Deep-Sea Res.*, 37, 1385-1424.
- Cook, E.R. (2003): Multi-Proxy Reconstructions of the North Atlantic Oscillation (NAO) Index: A Critical Review and a New Well-Verified Winter NAO Index Reconstruction Back to AD 1400. In: J.W. Hurrell, Y. Kushnir, G. Ottersen und M. Visbeck (eds.) *The North Atlantic Oscillation: Climatic Significance and Environmental Impact Geophysical Monograph 134*, American Geophysical Union 10.1029/134GM01, pp. 279.
- Crane, K. und A. Solheim (1995): Seafloor atlas of the northern Norwegian-Greenland Sea, *Medd. 137*, Norsk Polarisnt., Oslo, Norway.
- Creegan, A. (1976): A numerical investigation of the circulation in the Norwegian Sea. *Tellus* 28(5), 451-459.
- Curry, R., B. Dickson und Igor Yashayaev (2003): A change in the freshwater balance of the Atlantic Ocean over the past four decades. *Nature* 426, 826-829.
- Darby, D.A. (2003): Sources of sediment found in sea ice from the western Arctic Ocean, new insights into processes of entrainment and drift patterns. *J. Geophys. Res.*, 108, C8, 3257, doi:10.1029/2002JC001350.
- D'Asaro, E.A. und J.H. Morison (1992): Internal waves and mixing in the Arctic Ocean. *Deep Sea Res.*, 39, 459-484.
- Deser, C., J.E. Walsh und M.S. Timlin (2000): Arctic sea ice variability in the context of recent atmospheric circulation trends. *J. Climate*, 13, 617-633.
- Dickson, R.R., J. Lazier, J. Meincke, P. Rhines und J. Swift (1996): Long-term coordinated changes in the convective activity of the North Atlantic. *Prog. Oceanogr.*, 38, 241-295.
- Dickson, R.R. (1997): From the Labrador Sea to global change. *Nature*, 386, 649-650.
- Dickson, R.R., T.J. Osborn, J.W. Hurrell, J. Meincke, J. Blindheim, B. Adlandsvik, T. Vinje, G. Alekseev und W. Maslowski (2000): The Arctic Ocean response to the North Atlantic Oscillation. *Journal of Climate*, Vol. 13, No. 15, 2671-2696.
- Dickson, R.R., I. Yashayaev, J. Meincke, W. Turrell, S. Dye und J. Holfort (2002): Rapid freshening of the deep North Atlantic over the past four decades. *Nature*, 416, 832-837.
- Dickson, R.R., R. Curry und I. Yashayaev (2003): Recent changes in the North Atlantic. 10.1098/rsta.2003.1237, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 361, 1917-1934.
- Dietrich, G., K. Kalle, W. Krauss und G. Siedler (1975): *Allgemeine Meereskunde. Eine Einführung in die Ozeanographie*. Gebrüder Borntraeger, Berlin, Stuttgart, pp. 593.
- Döös, K. und A.C. Coward (1997): The Southern Ocean as the Major Upwelling Zone of North Atlantic Deep Water. *Int. WOCE Newslett.*, 27, 3-4.
- Dye, S. (1999): A century of variability of flow through the Faroe-Shetland Channel. PhD thesis, University of East Anglia, pp. 189.
- Eicken, H., J. Kolatschek, J. Freitag, F. Lindemann, H. Kassens, I. Dmitrenko (2000): A key source area and constraints on entrainment for basin-scale sediment transport by Arctic sea ice. *Geophys. Res. Letters*, Vol. 27, No. 13, 1919-1922.
- Eldevik, T., F. Straneo, A.B. Sandø und T. Furevik (2004): Pathways and export of Greenland Sea Water. In: H. Drange, T. Dokken, T. Furevik, R. Gerdes und W. Berger (eds.) *The Nordic Seas: An Integrated Perspective*. AGU Monograph, Vol 158.
- Fahrbach, E., C. Heinze, G. Rohardt und R.A. Woodgate (1995): Moored current meter measurements in the East Greenland Current. In: J. Meincke (ed.) *Nordic Seas Symposium on the Results of the Greenland Sea Project (GSP) 1987-1993, Extended Abstracts*. Institut für Meereskunde. Hamburg. 57-60.

- Fahrbach, E. (1999): The Expedition ARKTIS XIV/2 of the Research Vessel „Polarstern“ in 1998. Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Berichte zur Polarforschung, 326.
- Fahrbach, E., G. Rohardt, U. Schauer, J. Verduin, J. Meincke, S. Østerhus, V. Tverberg (2001): Direct measurements of volume transports through Fram Strait. *Polar Research* 20(2), 217-224.
- Faires, J.D. und R.L. Burden (1994): Numerische Methoden. Näherungsverfahren und ihre praktische Anwendung. Spektrum Akademischer Verlag, Heidelberg, 305-311.
- Fofonoff, N.P. und R.C. Millard (1983): Algorithms for computation of fundamental properties of sea water. UNESCO Technical Papers in Marine Science, 44.
- Fohrmann, H. (1996): Sedimente in bodengebundenen Dichteströmungen – numerische Fallstudien. Dissertation im Fachbereich Geowissenschaften der Universität Hamburg, pp. 106.
- Fohrmann, H., J.O. Backhaus, F. Blaume und J. Rumohr (1998): Sediments in bottom arrested gravity plumes: Numerical case studies. *J. Phys. Oceanogr.*, 28, 2250-2274.
- Foldvik, A., K. Aagaard und T. Torresen (1988): On the velocity field of the East Greenland Current. *Deep-Sea Research*, 35, 1335-1354.
- Fyfe, J.C., G.J. Boer und G.M. Flato (1999): The Arctic and Antarctic Oscillations and their projected changes under global warming. *Geophys. Res. Lett.*, 26, 1601-1604.
- Garrett, C.J.R. und W.H. Munk (1972): Space-time scales of internal waves. *Geophys. Fluid Dyn.*, 3, 225-264.
- Garrett, C.J.R. und W.H. Munk (1975): Space-time scales of internal waves: A progress report. *J. Geophys. Res.*, 80, 281-297.
- Garrett, C., P. MacCready und P. Rhines (1993): Boundary mixing and arrested Ekman layers: Rotating stratified flow near a sloping boundary. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 25, 291-323.
- Gathman S.G. (1986): Climatology. In: B.G. Hurdle (ed.) *The Nordic Seas*. 1986. Springer-Verlag New York, 1-18.
- Gerdes, R., M. Karcher, F. Kauker und U. Schauer (2003): Causes and development of repeated Arctic Ocean warming events. *Geophys. Res. Letters*, 30, 19, 1980. DOI: 10.1029/2003GL018080.
- Gibson, J.K., P. Kållberg, S. Uppala, A. Nomura, A. Hernandez und E. Serrano (1997): ERA Description. ECMWF Re-Analysis Project Series 1.
- Gill, A.E. (1982): *Atmosphere-Ocean Dynamics*. International Geophysics Series. Academic Press, London, pp. 662.
- Gillet, N.P., G.C. Hegerl, M.R. Allen und P.A. Stott (2000): Implications of changes in the Northern Hemisphere circulation for the detection of anthropogenic climate change. *Geophys. Res. Lett.*, 27, 993-996.
- Gillet, N.P., M.P. Baldwin und M.R. Allen (2001): Evidence for non-linearity in observed stratospheric circulation changes. *J. Geophys. Res.*, 106, 7891-7901.
- Gillet, N.P. M.R. Allen, R.E. McDonald, C.A. Senior, D.T. Shindell und G.A. Schmidt (2002): How linear is the Arctic Oscillation response to greenhouse gases? *J. Geophys. Res.*, 107, 10.1029/2001JD000589.
- Gillet, N.P., H.F. Graf und T.J. Osborn (2003) : Climate Change and the North Atlantic Oscillation. In: J.W. Hurrell, Y. Kushnir, G. Ottersen und M. Visbeck (eds.) *The North Atlantic Oscillation: Climatic Significance and Environmental Impact Geophysical Monograph* 134, American Geophysical Union 10.1029/134GM01, pp. 279.
- Gloersen, P. und W.J. Campbell (1993): Arctic and Antarctic Sea Ice, 1978-1987, Satellite Passive Microwave Observations and Analysis. NASA SP-511, pp. 290.
- Gregg, M.C. (1989): Scaling Turbulent Dissipation in the Thermocline. *J. Geophys. Res.*, 94, 9686-9698.

- Gropp, W., E. Lusk und A. Skjellum (1994): Using MPI: Portable Parallel Programming with the Message-Passing-Interface, MIT Press, Cambridge, MA.
- Grotefendt, K., K. Logemann, D. Quadfasel und S. Ronski (1998): Is the Arctic Ocean warming? *J. Geophys. Res.* 103, 27679-27687.
- Häkkinen, S. und G.L. Mellor (1992): Modeling the seasonal variability of a coupled Arctic ice-ocean system. *J. Geophys. Res.*, 97, C12, 20285-20304.
- Häkkinen, S., G.L. Mellor und L.H. Kantha (1992): Modeling deep convection in the Greenland Sea. *J. Geophys. Res.*, 97, C4, 5389-5408.
- Häkkinen, S. (1995): Simulated interannual variability of the Greenland Sea Deep Water formation and its connection to surface forcing. *J. Geophys. Res.*, 100, 4761-4770.
- Hamblin, P.F. (1989): Observations and model of sediment transport near the turbidity maximum of the upper Saint Lawrence estuary. *J. Geophys. Res.*, 94, 14419-14428.
- Hansen B. und S. Østerhus (2000): North Atlantic-Nordic Seas exchanges. *Progress in Oceanography* 45, 109-208.
- Hansen, B., S. Østerhus, D. Quadfasel und William Turrell (2004): Already the Day After Tomorrow? *Science* Vol. 305, 953-954.
- Harder, M., P. Lemke und M. Hilmer (1998): Simulations of sea ice transport through Fram Strait: natural variability and sensitivity to forcing. *J. Geophys. Res.* 103, C3, 5595-5606.
- Harms I.H., J.O. Backhaus, and D. Hainbucher (1999a): Modelling the seasonal variability of circulation and Hydrography in the Iceland-Faeroe-Shetland overflow area. ICES CM 1999/L:10, Annual Science Conference, 29 September to 2 October 1999, Stockholm, Sweden.
- Harms I.H., J.O. Backhaus J.O., and D. Hainbucher (1999b): The circulation in the EU-TASC-region during the Calanus year 1996/1997 ICES CM 1999/L:33, Annual Science Conference, 29 September to 2 October 1999, Stockholm, Sweden.
- Harms I.H., M. Heath, A. Bryant, J.O. Backhaus and D. Hainbucher (2000): Modeling the northeast Atlantic circulation - Implications for the spring invasion of shelf regions by *Calanus finmarchicus*. *ICES-Journal of Marine Science*, Vol. 57, no. 6.
- Heezen, H.W. und M. Ewing (1952): Turbidity currents and submarine slumps and the Grand Banks earthquake. *Amer. J. Sci.*, 250, 849-873.
- Hibler, W.D. und K. Bryan (1987): A diagnostic ice-ocean model. *J. Phys. Oceanogr.*, 17, 7, 987-1015.
- Hoerling, M.P., J.W. Hurrell und T.Y. Xu (2001): Tropical origins for recent North Atlantic climate change. *Science*, 292, 90-92.
- Holfort, J. (2000): Cruise report, Lance, September 11 to October 2, 2000. Institut für Meereskunde der Universität Hamburg, pp. 12.
- Holfort, J. (2002): Cruise report, FS Lance, September 16 to October 11, 2002. Institut für Meereskunde der Universität Hamburg, pp. 23.
- Holland, D.M., R.G. Ingram, L.A. Mysak und J.M. Oberhuber (1995): A numerical simulation of the sea ice cover in the northern Greenland Sea. *J. Geophys. Res.*, 100, C3, 4751-4760.
- Hollender, F.J. (1996): Untersuchungen des ostgrönländischen Kontinentalrandes mit dem Weitwinkel-Seiten-sicht-Sonar GLORIA. *Berichte aus dem Sonderforschungsbereich 313*, Universität Kiel, pp.124.
- Hollister, C.D. und I.N. McCave (1984): Sedimentation under deep-sea storms. *Nature*, 309, 220-225.

- Hurrell, J.W. (1995): Decadal trends in the North Atlantic Oscillation: regional temperatures and precipitation. *Science*, 269, 676-679.
- Hurrell, J.W. (1996): Influence of variations in extratropical wintertime teleconnections on the Northern Hemisphere temperature. *Geophys. Res. Lett.*, 23, 655-668.
- Hurrell, J.W., Y. Kushnir, G. Ottersen und M. Visbeck (2003): An Overview of the North Atlantic Oscillation. In: J.W. Hurrell, Y. Kushnir, G. Ottersen und M. Visbeck (eds.) *The North Atlantic Oscillation: Climatic Significance and Environmental Impact Geophysical Monograph 134*, American Geophysical Union 10.1029/134GM01, pp. 279.
- IPCC (Intergovernmental Panel On Climate Change) (2001): Third Assessment Report – Climate Change 2001: The Scientific Basis, pp. 881.
- Jakobsson und IBCAO Editorial Board Members (2001): Improvement to the International Bathymetric Chart of the Arctic Ocean (IBCAO): Updating the Data Base and the Grid Model. *Eos, Transactions, American Geophysical Union*, Vol. 84.
- Johannessen, O.M., L. Bengtsson, M.W. Miles, S.I. Kuzima, V.A. Semenov, G.V. Alekseev, A.P. Nargurnyi, V.F. Zakharov, L. Bobylev, L.H. Pettersson, K. Hasselmann und H.P. Cattle (2002): Arctic climate change – observed and modeled temperature and sea ice variability. Nansen Environmental and Remote Sensing Center. Technical report No. 218, pp. 25.
- Jónsson, S. (1991): Seasonal and interannual variability of wind stress curl over the Nordic Seas. *J. Geophys. Res.*, 96, C2, 2649-2659.
- Jónsson, S. und H. Valdimarsson (2004): A new path for the Denmark Strait overflow water from the Iceland Sea to Denmark Strait. *Geophys. Res. Lett.*, Vol. 31, No. 3, L03305, doi:10.1029/2003GL019214.
- Jungclauss, J.H. und J.O. Backhaus (1994): Application of a transient, reduced-gravity plume model to the Denmark Strait overflow. *J. Geophys. Res.*, 99, 12375-12396.
- Kalnay, E; M. Kanamitsu, R. Kistler, W. Collins, D. Deaven, L. Gandin, M. Iredell, S. Saha, G. White, J. Woollen, J. Zhu, M. Chelliah, W. Ebisuzaki, W. Higgins, J. Janowiak, K. Mo, C. Ropelewski, J. Wang, A. Leetmaa, R. Reynolds, R. Jenne und D. Joseph (1996): The NCEP/NCAR 40-year reanalysis project, *Bull. Am. Meteorol. Soc.*, 77, 437-471.
- Kämpf, J., J.O. Backhaus und H. Fohrmann (1999): Sediment-induced slope convection: Two-dimensional numerical case studies. *J. Geophys. Res.*, 104, 20509-20522.
- Kämpf, J. (2000): Impact of multiple submarine channels on the descent of dense water at high latitudes. *J. Geophys. Res.*, 105, 8753-8773.
- Kämpf, J. und H. Fohrmann (2000): Sediment-driven downslope flow in submarine canyons and channels: Three-dimensional numerical experiments, *J. Phys. Oceanogr.*, 30 (9), 2302-2319.
- Karcher, M.J., R. Gerdes, F. Kauker und C. Koerberle (2003): Arctic warming – Evolution and Spreading of the 1990s warm event in the Nordic Seas and the Arctic Ocean. *J. Geophys. Res.*, 108, C2, 3034, DOI: 10.1029/2001JC001265.
- Karstensen, J., P. Schlosser, D. Wallace, J. Bullister und J. Blindheim (2005): Water mass transformation in the Greenland Sea during the 1990's. *J. Geophys. Res.*, 110, C07022, doi:10.1029/2004JC002510.
- Keeling, C.D., R.B. Bacastow, A.E. Bainbridge, C.A. Ekdahl, P.R. Guenther, L.S. Waterman und J.F.S. Chin (1976): Atmospheric carbon dioxide variations at Mauna Loa Observatory, Hawaii, *Tellus* 28(6), 538-551.
- Keeling, C.D., R.B. Bacastow und T.P. Whorf (1982): Measurements of the concentration of carbon dioxide at Mauna Loa Observatory, Hawaii. In: W.C. Clark (ed.) *Carbon Dioxide Review: 1982*. Oxford University Press, New York.
- Keeling, C.D., T.P. Whorf, M. Wahlen und J. van der Plicht (1995): Interannual extremes in the rate of rise of atmospheric carbon dioxide since 1980. *Nature* 375, 666-670.

- Kerr, R.C. (1991): Erosion of stable density gradient by sedimentation-driven convection. *Nature*, 353, 423-425.
- Khokhlov, A.M. (1998): Fully threaded tree algorithms for adaptive refinement fluid dynamics simulations. *J. Comp. Phys.* 143, 2, 519-543.
- Klein, H. (1987): Benthic storms, vortices, and particle dispersion in the deep west European basin. *Deutsche Hydrographische Zeitschrift* 40, 87-102.
- Kliem, N. und J.D. Pietrzak (1999): On the pressure gradient error in sigma coordinate ocean models: a comparison with a laboratory experiment. *J. Geophys. Res.*, 104, C12, 29781-29800.
- Kochergin, V.P. (1987): Three-dimensional prognostic models. In: N.S. Heaps (ed.): Three-dimensional coastal ocean models. *Coastal and Estuarine Sciences*, 4, 201-208.
- Kuijper, C., J.M. Cornelisse und J.C. Winterwerp (1989): Research on erosive properties of cohesive sediments. *J. Geophys. Res.*, 94, 14341-14350.
- Kwok, R. und D.A. Rothrock (1999): Variability of Fram Strait ice flux and the North Atlantic Oscillation. *J. Geophys. Res.*, 104, 5177-5189.
- Lalli, C.M. und T.R. Parsons (1997): *Biological Oceanography - an Introduction*. (2. Ausg.), Butterworth-Heinemann, Oxford, pp. 314.
- Large, W.G. und S. Pond (1981): Open ocean momentum flux measurements in moderate to strong winds. *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 324-336.
- Latif M., E. Roeckner, U. Mikolajewicz und R. Voss (2000): Tropical Stabilization of the Thermohaline Circulation in a Greenhouse Warming Simulation. *Journal of Climate* Vol. 13, No. 11, 1809-1813.
- Ledwell, J.R., A. Watson und C. Law (1998): Mixing of a tracer in the pycnocline. *J. Geophys. Res.*, 103, C10, 21499-21529.
- Ledwell, J.R., E.T. Montgomery, K.L. Polzin, L.C. St. Laurent, R.W. Schmitt und J.M. Toole (2000): Evidence for enhanced mixing over rough topography in the abyssal ocean. *Nature*, 403, 179-182.
- van Leer, B. (1979): Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme. V: A Second Order Sequel to Godunov's Method. *J. Comput. Phys.* 32, 101-136.
- Legutke, S. (1989): Modell-Untersuchungen zur Variabilität im Strömungssystem des Europäischen Nordmeers. *Berichte aus dem Zentrum für Meeres- und Klimaforschung der Universität Hamburg*, Nr. 4, pp. 212.
- Lemke, P. (2002): Polarstern Expedition ARK XVIII/1a,b, 25.06.2002 – 24.08.2002, Bremerhaven – Tromsø, pp. 8.
- Levitus, S., R. Burgett und T.P. Boyer (1994): *World Ocean Atlas 1994, Volume 3: Salinity*. NOAA Atlas Nesdis 3, pp. 99.
- Levitus, S. und T.P. Boyer (1994): *World Ocean Atlas 1994, Volume 4: Temperature*. NOAA Atlas Nesdis 4, pp. 117.
- Levitus, S., J. Antonov, T.P. Boyer und C. Stephens (2000): Warming of the World Ocean. *Science* 287, 2225-2229.
- Logemann, K. (2001): Investigations of the Hydrography in the Greenland Sea. Report of Cruise # 21-2001 of RV 'LANCE'. Institut für Meereskunde der Universität Hamburg, pp. 22.
- Logemann, K., J.O. Backhaus, and I.H. Harms (2004): SNAC: a statistical emulator of the north-east Atlantic circulation. *Ocean Modelling*, Volume 7, Issues 1-2, 2004, 97-110.
- Logemann, K. und I. Harms (2006a): High resolution modelling of the North Icelandic Irminger Current (NIIC). Akzeptiert von *Ocean Science*.

- Logemann, K. und I. Harms (2006b): About the origin of the Denmark Strait Overflow Water and the overflow's temporal variability, in Vorbereitung.
- Luterbacher, J., C. Schmutz, D. Gyalistras, E. Xoplaki und H. Wanner (1999): Reconstruction of monthly NAO and EU indices back to AD 1675. *Geophys. Res. Lett.*, 26, 2745-2748.
- Luterbacher, J., E. Xoplaki, D. Dietrich, P. D. Jones, T. D. Davies, D. Portis, J.F. Gonzalez-Rouco, H. von Storch, D. Gyalistras, C. Casty, H. Wanner (2002): Extending North Atlantic Oscillation reconstructions back to 1500, *Atmos. Sci. Lett.*, 2, 114-124, doi: 10.1006/asle.2001.0044.
- MacCready, P. und P.B. Rhines (1993): Slippery bottom boundary layers on a slope. *J. Phys. Oceanogr.*, 23, 5-22.
- Malmberg, S.A. (1983): Hydrographic investigations in the Iceland and Greenland Seas in late winter 1971 – "Deep Water Project". *Jökull*, 33, 133-140.
- Manley, T.O. (1995): Branching of Atlantic Water within the Greenland-Spitsbergen Passage: An estimate of recirculation. *J. Geophys. Res.* 100, 20627-20634.
- Marinho, J. und J.G. Silva (1998): WMPI – Message Passing Interface for Win32 Clusters. Proceedings of the 5th European PVM/MPI User's Group Meeting, 113-129.
- Marra, J. (1980): Vertical mixing and primary production. In: P.G. Falkowski (ed.), *Primary Productivity in the Sea*. Brookhaven Symposia in Biology, Plenum Press, New York, 121-137.
- Marshall, J. und F. Schott (1999): Open-Ocean Convection: Observations, Theory, and Models. *Reviews of Geophysics*, 37, 1, pp. 64.
- Martin, T. und P. Wadhams (1999): Sea-ice flux in the East Greenland Current. *Deep-Sea Research II*, 46, 1063-1082.
- Matthäus, D.J. (1972): Die Viskosität des Meerwassers. *Beiträge zur Meereskunde*, 29, 93-107.
- McCartney, M. (1996): North Atlantic Oscillation. *Oceanus*, 39, 2.
- McComas, C.H. und P. Müller (1981): The Dynamic Balance of Internal Waves. *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 970-986.
- McDougall, T. (1989): Dianeutral advection. Proc. Fifth 'Aha Huliko' a Hawaiian Winter Workshop on Parameterisation of Small-Scale Processes, Honolulu, III, Hawaii Institute for Geophysics, 289-315.
- Meincke, J., S. Jonsson und J.H. Swift (1992): Variability of convective conditions in the Greenland Sea. *ICES Marine Science Symposium*, 195, 32-39.
- Meincke, J. und B. Rudels (1995): Greenland Sea Deep Water: A balance between convection and advection. *Nordic Seas Symposium, Hamburg, March 1995. Extended Abstract Volume*. Univ. Hamburg, 143-148.
- Meincke, J., B. Rudels und H.J. Friedrich (1997): The Arctic Ocean – Nordic Seas thermohaline system. *J. Mar. Sci.*, 54, 283-299.
- Menard, H.W. (1964): *Marine Geology of the Pacific*. McGraw-Hill, pp. 271.
- Mesinger, F. und A. Arakawa (1976): Numerical methods used in atmospheric models. Volume I, GARP Publication Series, 17, pp. 64.
- Mienert, J., F.J. Hollender und N.H. Kenyon (1995): Gloria survey of the East Greenland margin: 70N to 80N. In: Crane, K. und Solheim, A. (eds.) *Sea Floor Atlas of the Northern Norwegian-Greenland Sea*. Norsk Polar Institute, Milansotampa S.p.A Italy/Knut Hässlers Bokbinderi, Sweden, pp. 172.
- Millero, F.J., C.-T. Chen, A. Bradshaw und K. Schleicher (1980): A New High Pressure Equation of State for Seawater. *Deep Sea Res.*, 27, 255.

- Mitchelson-Jacob, G. (1993): Eddies in the Greenland Sea observed from infrared and visible satellite radiometry. *Oceanologia Acta*, 16, 213-220.
- Mohn, H. (1887): The North Ocean, its Depths, Temperature und Circulation. The Norwegian North-Atlantic Expedition 1876-1878, 2, 2, Grøndahl & Son, Christiania, pp. 209.
- Morales Maqueda, M.A., A.J. Willmott und N.R.T. Biggs (2004): Polynya dynamics: a review of observations and modeling. *Review of Geophysics*, 42, RG1004, pp. 40.
- Mork, K.A. und J. Blindheim (2000): Variations in the Atlantic inflow to the Nordic Seas, 1955-1996. *Deep-Sea Res.*, I, 47, 1035-1057.
- Mork, K.A. und J. Blindheim (2003): Heat loss of the Norwegian Atlantic Current toward the Arctic. *ICES Marine Science Symposia*, 219, 144-149.
- Mortensen, J. (2004) : Cruise Report LANCE 2004/15. Institut für Meereskunde der Universität Hamburg, pp. 21.
- Müller, P., D.J. Olbers und J. Willebrand (1978): The IWEX spectrum. *J. Geophys. Res.*, 83, 479-500.
- Munk, W.H. (1966): Abyssal recipes. *Deep-Sea Res.*, 13, 707-730.
- Munk, W.H. und C. Wunsch (1998): Abyssal recipes II: energetics of tidal and wind mixing. *Deep-Sea Res.*, 45, 1977-2010.
- Nansen, F. (1906) : Northern Waters. *Videnskabs-Selskabets Skrifter*, I. Matematisk-Naturvidenskabelig Klasse, 3, pp. 145.
- Naveira Garabato, A.C., K.I.C. Oliver, A.J. Watson (2004): Turbulent diapycnal mixing in the Nordic seas. *J. Geophys. Res.*, 109, C12010, doi:10.1029/2004JC002411, pp. 9.
- Nøst, O.A. und P.E. Isachsen (2003): The large-scale time-mean ocean circulation in the Nordic Seas and Arctic Ocean estimated from simplified dynamics. *J. Mar. Res.*, 61, 175-210.
- Oey, L.-Y., G.L. Mellor und R.I. Hires (1985) : A three-dimensional simulation of the Hudson-Raritan estuary. 1 Description of the model and model simulation. *J. Phys. Oceanogr.*, 15, 1676-1692.
- Olsen S.M. und E. Buch (2004): A review of the North Atlantic circulation, marine climate change and its impact on North European climate. Rapport fra Institut for Miljøvurdering. Kopenhagen. Journal Nr.: 2002-2204-009, pp. 74.
- Osborn, T.R. (1980): Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements. *J. Phys. Oceanogr.*, 20, 83-89.
- Osborn, T.J., K.R. Briffa, S.F. B. Tett, P.D. Jones und R.M. Trigo (1999): Evaluation of the North Atlantic Oscillation as simulated by a coupled climate model. *Climate Dyn.*, 15, 685-702.
- Osborn, T.J. (2002): The winter North Atlantic oscillation: roles of internal variability and greenhouse gas forcing. *CLIVAR Exchanges*, 25, 54-58, 2002.
- Østerhus, S., W. Turell, B. Hansen, J. Blindheim und A.V. Bennekom (1996): Changes in the Norwegian seas deep water. *ICES CM*, O, 11.
- Østerhus, S. und T. Gammelsrod (1999): The abyss of the Nordic Seas is warming. *Journal of Climate*, Vol. 12, No. 11, 3297-3304.
- Overland, J.E., M. Spillane und N.N. Sørli (2004): Integrated analysis of physical and biological pan-Arctic change. *Climatic Change*, 63(3), 291-322.
- Parilla, G., A. Lavin, H. Bryden, M. Garcia und R. Millard (1994): Rising temperatures in the subtropical North Atlantic Ocean over the past 35 years. *Nature* 369, 48-51.

- Parker, G., Y. Fukushima und H.M. Pantin (1986): Self-accelerating turbidity currents. *J. Fluid Mech.*, 171, 145-181.
- Parker, G., M. Garcia und W. Yu (1987): Experiments on turbidity currents over an erodible bed. *J. Hydraulic Res.*, 25, 123-147.
- Pedlosky, J. (1987): *Geophysical Fluid Dynamics*. Springer-Verlag, New York, pp. 710.
- Phillips, O.M. (1970): On flows induced by diffusion in a stably stratified fluid. *Deep-Sea Res.*, 17, 435-443.
- Phillips, O.M., J.H. Shyu und H. Salmun (1986): An experiment on boundary mixing: Mean circulation and transport rates. *J. Fluid Mech.*, 173, 473-499.
- Pickard, G.L. und W.J. Emery (1990): *Descriptive Physical Oceanography: An Introduction*. 5th (SI) Enlarged Edition. Pergamon Press, pp. 320.
- Pickart, R.S. (2000): Bottom Boundary Layer Structure and Detachment in the Shelfbreak Jet of the Middle Atlantic Bight. *J. Phys. Oceanogr.*, 30, 2668-2686.
- Pietrzak, J., J.B. Jakobson, H. Burchard, H.J. Vested und O. Petersen (2002): A three-dimensional hydrostatic model for coastal and ocean modelling using a generalised topography following co-ordinate system. *Ocean Modelling*, 4, 173-205.
- Polzin, K., J.M. Toole und R.W. Schmitt (1995): Finescale parameterization of turbulent dissipation. *J. Phys. Oceanogr.*, 25, 306-328.
- Polzin, K., J.M. Toole und R. Schmitt (1997): Spatial variability of turbulent mixing in the abyssal ocean. *Science*, 276, 93-96.
- Polzin, K., E. Kunze, J. Hummon und E. Firing (2002): The finescale response of lowered ADCP velocity profiles. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 19, 205-224.
- Pond, S. und G.L. Pickard (1983): *Introductory Dynamical Oceanography*. Butterworth-Heinemann, Oxford, pp. 329.
- Popinet, S. (2003): Gerris: a tree-based adaptive solver for the incompressible Euler equations in complex geometries. *J. Comp. Phys.*, 190, 572-600.
- Quadfasel, D. und J. Meincke (1987): Note on the thermal structure of the Greenland Sea gyres. *Deep-Sea Res.*, Vol. 34, No. 11, 1883-1888.
- Quadfasel, D., H. Kudrass und A. Frische (1990): Deep-water renewal by turbidity currents in the Sulu Sea. *Nature*, 343, 320-322.
- Quadfasel, D., A. Sy, D. Wells und A. Tunik (1991): Warming in the Arctic. *Nature*, 350, 385.
- Quadfasel, D. (2005): The Atlantic heat conveyor slows. *Nature*, Vol. 438, 565-566.
- Rahmstorf, S. (1999): Shifting seas in the greenhouse? *Nature*, Vol. 399, 523-524.
- Rahmstorf S. und A. Ganopolski (1999): Long-term global warming scenarios computed with an efficient coupled climate model. *Climate Change*, 43, 353-367.
- Ramseier, R.O., C. Garrity, E. Bauerfeind und R. Peinert (1999): Sea-ice impact on long-term particle flux in the Greenland Sea's Is Odden-Nordbukta region, 1985-1996. *J. Geophys. Res.*, 104, C3, 5329-5343.
- Raven, J.A. und P.G. Falkowski (1999): Oceanic sinks for atmospheric CO₂. *Plant Cell Environ.*, 22, 741-755.
- Richardson, M.J., M. Wimbush und L. Mayer (1981): Exceptionally Strong Near-Bottom Flows on the Continental Rise of Nova Scotia. *Science*, 213, 887-888.

- Rogers, J. C. (1990): Patterns of low-frequency monthly sea-level pressure variability (1899-1986) and associated wave cyclonic frequencies. *J. Climate*, 3, 1364-1379.
- Röske, F. (2001): An atlas of surface fluxes based on the ECMWF-Reanalysis – A climatological data set to force global ocean general circulation models. MPI Report, 323, Max-Planck-Inst. f. Meteorologie, Hamburg, pp. 31.
- Rudels, B. (1987): On the mass balance of the Polar Ocean with special emphasis on the Fram Strait. *Norsk Polar. Skr.* 188,1-53.
- Rudels, B., E.P. Jones, L.G. Anderson und G. Kattner (1994): On the intermediate depth waters of the Arctic Ocean. In: O.M. Johannessen, R.D. Muench und J.E. Overland (eds.) *The Polar Oceans and their Role in Shaping the Global Environment*. Geophys. Monogr. Ser., 85, AGU, Washington, D.C., 33-46.
- Rudels, B., E. Fahrbach, J. Meincke, G. Budéus und P. Eriksson (2002): The East Greenland Current and its contribution to the Denmark Strait overflow. *ICES Journal of Marine Science*, 59, 1133-1154.
- Rudels, B., G. Björk, J. Nilsson, P. Windsor, Iréne Lake und Christian Nohr (2005): The interaction between waters from the Arctic Ocean and the Nordic Seas north of Fram Strait and along the East Greenland Current: results from the Arctic Ocean-02 Oden expedition. *J. Mar. Systems*, 55, 1-30.
- Schlosser, P., G. Bonisch, M. Rhein und R. Bayer (1991): Reduction of deepwater formation in the Greenland Sea during the 1980's: Evidence from tracer data. *Science*, 251, 1054-1056.
- Schmitz, W.J. (1996): On the world ocean circulation: Volume I, Some global features / North Atlantic circulation. WHOI-96-03, Woods Hole Oceanographic Institution, pp. 141.
- Schopf, P.M., M. Gregg, R. Ferrari, D. Haidvogel, R. Hallberg, W. Large, J. Ledwell, J. Marshall, J. McWilliams, R. Schmitt, E. Syllingstad, K. Speer und K. Winters (2002): Coupling Process and Model Studies of Ocean Mixing to Improve Climate Models – A Pilot Climate Process Modelling and Science Team, Special Report to the U.S. CLIVAR Scientific Steering Committee. Available from the U.S. CLIVAR Office, 1717 Pennsylvania Ave, NW, Suite 250, Washington, DC 20006, pp. 35.
- Schott, F., M. Visbeck und J. Fischer (1993): Observations of vertical currents and convection in the central Greenland Sea during the winter of 1988/89. *J. Geophys. Res.*, 98, 14401-14421.
- Semtner, A.J. (1976): Numerical simulation of the Arctic Ocean circulation. *J. Phys. Oceanogr.*, 6, 409-425.
- Smagorinsky J. (1963): General Circulation Experiments with the Primitive Equations. I. The Basic Experiment. *Monthly Weather Review*, 91, 3, 99-106.
- Smethie, W., H. Östlund und H. Loosli (1986): Ventilation of the deep Greenland and Norwegian Seas: Evidence from krypton-85, tritium, carbon 14 and argon-39. *Deep-Sea Res.*, 33, 675-703.
- Sommer, U. (1998): *Biologische Meereskunde*. Springer-Verlag, Berlin, pp. 475.
- Stacey, M.W. und A.J. Bowen (1988a): The vertical structure of density in turbidity currents: Theory and observations. *J. Geophys. Res.*, 93, 3528-3542.
- Stacey, M.W. und A.J. Bowen (1988b): The vertical structure of turbidity currents and a necessary condition for self-maintenance. *J. Geophys. Res.*, 93, 3543-3553.
- Steele, M., R. Morley und W. Ermold (2001): PHC: A global ocean hydrography with a high quality Arctic Ocean. *J. Climate* 14, 2079-2087.
- Stommel, H. (1964): Summary charts of the mean dynamic topography and current field at the surface of the ocean, and related functions of the mean wind stress. In: K. Yoshida (ed.), *Studies on Oceanography*, University of Tokyo Press, 53-58.
- Stone, D.A., A.J. Weaver und R.J. Stouffer (2001): Projection of climate change onto modes of atmospheric variability. *J. Climate*, 14, 3551-3565.

- Strass, V.H., E. Fahrbach, U. Schauer und L. Sellmann (1993): Formation of Denmark Strait Overflow Water by Mixing in the East Greenland Current. *J. Geophys. Res.*, 98, C4, 6907-6919.
- Sverdrup, H.U. (1955): The place of physical oceanography in oceanographic research. *J. Mar. Res.*, 14, 287-295.
- Swift, J.H. (1986): The Arctic Waters. In: B.G. Hurdle (ed.) *The Nordic Seas*. Springer Verlag, New York, 129-153.
- Swift, J.H., E.P. Jones, K. Aagaard, E.C. Carmack, M. Hingston, R.W. Macdonald, F.A. McLaughlin und R.G. Perkin (1997): Waters of the Makarov and Canada basins. *Deep-Sea Res. II*, 44, 1503-1529.
- Thompson, D.W.J., J.M. Wallace und G.C. Hegerl (2000): Annular modes in the extratropical circulation. Part II: Trends. *J. Climate*, 13, 1018-1036.
- Thompson, D.W.J., S. Lee und M.P. Baldwin (2003): Atmospheric processes governing the Northern Hemisphere Annular Mode/North Atlantic Oscillation. In: J.W. Hurrell, Y. Kushnir, G. Ottersen und M. Visbeck (eds.) *The North Atlantic Oscillation: Climatic Significance and Environmental Impact Geophysical Monograph 134*, American Geophysical Union 10.1029/134GM01, pp. 279.
- Thorpe, S. (1987): Current and temperature variability on the continental slope. *Philos. Trans. Roy. Soc. London*, 323, 471-517.
- Timmermann R., H. Goosse, G. Madec, T. Fichefet, C. Ethe, V. Dulière (2005): On the representation of high latitude processes in the ORCA-LIM global coupled sea ice-ocean model. *Ocean Modelling*, 8, 175-201.
- Toggweiler, J.R. und B. Samuels (1998): On the Ocean's Large Scale Circulation near the Limit of No Vertical Mixing. *J. Phys. Oceanogr.*, 28, 1832-1852.
- Turrell, W.R., G. Slessor, R.D. Adams, R. Payne und P.A. Gillibrand (1999): Decadal variability in the composition of Faroe-Shetland Channel bottom water. *Deep-Sea Res.*, 46, 1-25.
- UNESCO (1981): The Practical Salinity Scale 1978 and the International Equation of State of Seawater 1980. Tenth Report of the Joint Panel on Oceanographic Tables and Standards. UNESCO Technical Papers in Marine Science, 36.
- Unsöld, G. (1984): Der Transportbeginn feinstkörnigen rolligen Sohlmaterials in gleichförmigen turbulenten Strömungen: eine experimentelle Überprüfung und Erweiterung der SHIELDS-Funktion. *Berichte aus dem Sonderforschungsbereich 95 der Universität Kiel*, 70, pp. 141.
- Verduin, J. und D. Quadfasel (1999): Long-term temperature and salinity trends in the central Greenland Sea. In: E. Jansen (ed.): *European Sub-Polar Ocean Programme II, Final Scientific Report*.
- Vinje, T., N. Nordlund und A. Kvambekk (1998): Monitoring ice thickness in Fram Strait. *J. Geophys. Res.*, 103, C5, 10437-10450.
- Vinje, T. (2001a): Anomalies and Trends of Sea-Ice Extent and Atmospheric Circulation in the Nordic Seas during the Period 1864-1998, *J. Climate*, 14, 255-267.
- Vinje, T. (2001b): Fram Strait ice fluxes and atmospheric circulation, 1950-2000. *J. Climate*, 14, 3508-3517.
- Visbeck, M. und M. Rhein (2000): Is Bottom Boundary Layer Mixing Slowly Ventilating Greenland Sea Deep Water? *J. Phys. Oceanogr.*, 30, 215-224.
- Visbeck, M., E.P. Chassignet, R.G. Curry, T.L. Delworth, R.R. Dickson und G. Krahnmann (2003) : The Ocean's Response to North Atlantic Oscillation Variability. In: J.W. Hurrell, Y. Kushnir, G. Ottersen und M. Visbeck (eds.) *The North Atlantic Oscillation: Climatic Significance and Environmental Impact Geophysical Monograph 134*, American Geophysical Union 10.1029/134GM01, pp. 279.
- Wadhams, P. (1986): The Ice Cover. In: B.G. Hurdle (ed.) *The Nordic Seas*. Springer Verlag, New York, 21-86.

- Wadhams, P. (1997): Ice thickness in the Arctic Ocean: the statistical reliability of experimental data. *J. Geophys. Res.*, 102, C13, 27951-27959.
- Wadhams, P. und N. Davis (2000): Further evidence of the ice thinning in the Arctic Ocean. *Geophys. Res. Letters* 27, 3973-3975.
- Wählin, A. (2002): Topographic Steering of Dense Currents with Application to Submarine Canyons. *Deep-Sea Res.*, 49, 2, 305-320.
- Walter, M. (2004): Warming of Greenland Sea Deep Water Induced by Abyssal Mixing. Dissertation, Fachbereich Physik und Elektrotechnik der Universität Bremen, pp. 143.
- Wang, C., S.P. Xie und J.A. Carton (2004): Earth's climate: the ocean-atmosphere interaction. AGU Geophysical Monograph, 147, pp. 405.
- Webb, D.J. und N. Sugihara (2001): Vertical mixing in the ocean. *Nature*, Vol. 409, 37.
- Weischet, W. (1991): Einführung in die Allgemeine Klimatologie. Physikalische und meteorologische Grundlagen. Teubner Studienbücher der Geographie. B.G. Teubner Stuttgart, pp. 275.
- Wollenburg, I. (1993): Sedimenttransport durch das arktische Meereis: die rezente lithogene und biogene Materialfracht. *Berichte zur Polarforschung (Rep. Polar Res.)*, Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, 127, pp. 159.
- Wood, R.A., A.B. Keen, J.F. Mitchell und J.M. Gregory (1999): Changing spatial structure of the thermohaline circulation in response to atmospheric CO₂ forcing in a climate model. *Nature* 399, 572-575.
- Woodgate, R.A. und E. Fahrbach (1999): Benthic storms in the Greenland sea. *Deep-Sea Res. I* 46, 2109-2127.
- Woodgate, R.A., E. Fahrbach und G. Rohardt (1999): Structure and transports of the East Greenland Current at 75°N from moored current meters. *J. Geophys. Res.*, 104, 18059-18072.
- Zanke, U. (1982): Grundlagen der Sedimentbewegung. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, pp. 402.
- Zeng, J. und D.R. Lowe (1997): Numerical simulation of turbidity current flow and sedimentation, 1, Theory. *Sedimentology*, 44, 67-84.
- Zhang, Y., W. Hibler, M. Steele und O. Rothrock (1998): Arctic ice-ocean modeling with and without climate restoring. *J. Phys. Oceanogr.*, 28, 191-217.
- Zhang, Y., W. Maslowski, A.J. Semtner (1999): Impact of mesoscale ocean currents on sea ice in high-resolution Arctic ice and ocean simulations. *J. Geophys. Res.*, 104, C8, 18409-18429.
- Zonenshain L.P. und L.M. Napatov (1989): Tectonic History of the Arctic Region from the Ordovician Through the Cretaceous. In: Y. Herman (ed.) *The Arctic Seas. Climatology, Oceanography, Geology, and Biology*. 1989. Van Nostrand Reinhold, New York, 829-862.

ANHANG

a) Die Funktion rx in

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} = rx \left(\frac{\partial T}{\partial x}, \frac{\partial S}{\partial x}, \frac{\partial C}{\partial x}, p \right). \quad (4.6)$$

$$\begin{aligned} rx \left(\frac{\partial T}{\partial x}, \frac{\partial S}{\partial x}, \frac{\partial C}{\partial x}, p \right) &= (a_1 + a_2 p + a_3 S + a_4 T) \frac{\partial T}{\partial x} \\ &+ (b_1 + b_2 p + b_3 S + b_4 T) \frac{\partial S}{\partial x} + \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_{sed}} \right) \frac{\partial C}{\partial x} \quad [\text{kg m}^{-4}] \end{aligned}$$

mit Temperatur T [$^{\circ}\text{C}$], Temperaturgradient $\partial T/\partial x$ [K m^{-1}], Salzgehalt S [psu], Salzgehaltsgradient $\partial S/\partial x$ [psu m^{-1}], Sedimentkonzentration C [kg m^{-3}], Sedimentkonzentrationsgradient $\partial C/\partial x$ [kg m^{-4}], Druck p [bar], Hintergrunddichte $\rho_0 = 1028 \text{ kg m}^{-3}$, Sedimentdichte $\rho_S = 2651 \text{ kg m}^{-3}$ und den Koeffizienten:

Koeffizient	Betrag	Koeffizient	Betrag
a_1	- 0.0814286079	b_1	0.789408888
a_2	- 0.00012371235	b_2	- 0.0000583916456
a_3	- 0.0013742255	b_3	0.000271146190
a_4	- 0.00761499654	b_4	- 0.00151368737

b) Die Berechnung des adiabatischen Temperaturgradienten Γ [K dbar^{-1}] nach Fofonoff und Millard (1983):

$$\Delta S = S - 35$$

$$a = ((-2.1687 \times 10^{-16} T + 1.8676 \times 10^{-14}) T - 4.6206 \times 10^{-13}) p^2$$

$$b = a + (2.7759 \times 10^{-12} T - 1.1361 \times 10^{-10}) \Delta S p$$

$$c = b + (((-5.448 \times 10^{-14} T + 8.7330 \times 10^{-12}) T - 0.67795 \times 10^{-10}) T + 1.8741 \times 10^{-8}) p$$

$$d = c + (-4.2393 \times 10^{-8} T + 1.8932 \times 10^{-6}) \Delta S$$

$$\Gamma = d + ((6.6228 \times 10^{-10} T - 6.8360 \times 10^{-8}) T + 8.5258 \times 10^{-6}) T + 3.5803 \times 10^{-5}$$

mit Temperatur T in [$^{\circ}\text{C}$], Salzgehalt S in [psu] und Druck p in [dbar].

c) Auflistung aller numerischen Experimente

<i>Name</i>	<i>Modellregion</i>	<i>Gitterstruktur</i>	<i>Beschreibung</i>	<i>Output</i>
RUN01	2-D (x,z) Schnitt quer zum ostgrönländischen Kontinentalhang und durchs zentrale Grönlandbecken bis zur Grönlandbruchzone, Gradienten in y-Richtung (schnittnormal) werden gleich Null gesetzt	$\Delta x = 16$ km, $\Delta z = 160$ m, regulär	Sedimentplume am ostgrönländischen Kontinentalhang initialisiert durch den Eintrag von 12.8×10^6 kg m^{-1} Sediment in die untersten 160 m der Wassersäule, zwischen $x = 144$ km und $x = 160$ km, in einer Tiefe zwischen 1000 m und 2000 m, gleichmäßig während der ersten 10 simulierten Stunden. Für die Korngröße des Sediments werden 48 μm angenommen.	alle 6 Stunden Momentaufnahmen von: $u, v, w, \zeta, T, S, C, h_{sed}, K_h, K_v, N^2$
RUN02	w.o.	$\Delta x = 8$ km, $\Delta z = 80$ m, regulär	w.o.	w.o.
RUN03	w.o.	$\Delta x = 4$ km, $\Delta z = 40$ m, regulär	w.o.	w.o.
RUN04	w.o.	$\Delta x = 4$ km – 16 km, $\Delta z = 40$ m – 160 m, adaptiert, höhere Auflösung über dem ostgrönländischen Kontinentalhang	w.o.	w.o.
RUN05	w.o.	w.o., aber Erhöhung der Mächtigkeit des hochaufgelösten Bereichs über dem Kontinentalhang	w.o.	w.o.
RUN06	w.o.	$\Delta x = 2$ km – 16 km, $\Delta z = 20$ m – 160 m, adaptiert	w.o.	w.o.
RUN07	w.o.	$\Delta x = 1$ km – 16 km, $\Delta z = 10$ m – 160 m, adaptiert	w.o.	w.o.
RUN08	w.o.	$\Delta x = 500$ m – 16 km, $\Delta z = 5$ m – 160 m, adaptiert	w.o.	w.o.
RUN09	w.o.	$\Delta x = 1$ km – 16 km, $\Delta z = 10$ m – 160 m, adaptiert	wie RUN07 aber mit Vernachlässigung des adiabatischen Temperaturgradienten	w.o.
RUN10	w.o.	w.o.	wie RUN07 aber mit räumlich homogenen T,S-Feldern als Anfangsbedingung	w.o.

<i>Name</i>	<i>Modellregion</i>	<i>Gitterstruktur</i>	<i>Beschreibung</i>	<i>Output</i>
RUN11	w.o.	w.o.	wie RUN07 aber mit halbiertem Eintrag von Sediment ($6.4 \times 10^6 \text{ kg m}^{-1}$)	w.o.
RUN11b	w.o.	w.o.	wie RUN07 aber mit einem Viertel des Sedimenteintrags ($3.2 \times 10^6 \text{ kg m}^{-1}$)	w.o.
RUN11c	w.o.	w.o.	wie RUN07 aber mit einem Achtel des Sedimenteintrags ($1.6 \times 10^6 \text{ kg m}^{-1}$)	w.o.
RUN12	w.o.	w.o.	wie RUN07 aber mit einem verdoppelten Eintrag von Sediment ($25.6 \times 10^6 \text{ kg m}^{-1}$)	w.o.
RUN13	w.o.	w.o.	wie RUN07 aber mit hangaufwärts verschobenem Sedimenteintrag, zwischen $x = 128 \text{ km}$ und $x = 144 \text{ km}$	w.o.
RUN13b	w.o.	w.o.	wie RUN07 aber mit noch weiter hangaufwärts verschobenem Sedimenteintrag, zwischen $x = 128 \text{ km}$ und $x = 135 \text{ km}$	w.o.
RUN14	w.o.	w.o.	wie RUN07 aber mit hangabwärts verschobenem Sedimenteintrag, zwischen $x = 160 \text{ km}$ und $x = 176 \text{ km}$	w.o.
RUN15	w.o.	w.o.	wie RUN07 aber mit reduzierter Sedimentkorngröße ($34 \mu\text{m}$)	w.o.
RUN15b	w.o.	w.o.	wie RUN07 aber mit reduzierter Sedimentkorngröße ($15 \mu\text{m}$)	w.o.
RUN15c	w.o.	w.o.	wie RUN07 aber mit reduzierter Sedimentkorngröße ($0 \mu\text{m}$)	w.o.
RUN16	w.o.	w.o.	wie RUN07 aber mit vergrößerter Sedimentkorngröße ($58 \mu\text{m}$)	w.o.
RUN17	w.o.	w.o.	bzgl. des Wärmetransports optimierter Lauf: Sedimenteintrag $28 \times 10^6 \text{ kg m}^{-1}$ über dem Schelf in $120 - 280 \text{ m}$ Tiefe, Sedimentkorngröße $15 \mu\text{m}$	w.o.
RUN18	3-D (x,y,z) Modell des Nordatlantiks, des Europäischen Nordmeers und des Nordpolarmeers	$\Delta x = 4.7 \text{ km} - 200 \text{ km}$, $\Delta y = 312 \text{ m} - 200 \text{ km}$, $\Delta z = 10 \text{ m} - 160 \text{ m}$, adaptiert	durch stationäres Windfeld und T,S -Relaxation forcierte stationäre Zirkulation, Simulation eines Sedimentplumes, der durch Eintrag von 10^{11} kg Sediment in 1000 m Tiefe über dem ostgrönländischen Kontinentalhang bei 75° N entsteht	w.o.
RUN19	wie RUN01	$\Delta x = 2 \text{ km} - 16 \text{ km}$, $\Delta z = 20 \text{ m} - 160 \text{ m}$, adaptiert, höhere Auflösung über dem ostgrönländischen Kontinentalhang und über der Grönlandbruchzone	Annahme von $(u,v,w) = 0$, vertikaler Diffusionskoeffizient K_v wird durch das gemessene Profil von Naveira Garabato et al. (2004) vorgegeben, horizontal gemittelter Wärme- und Salzgehalt des Ozeans wird während der Simulation konstant gehalten.	alle 30 Tage Momentaufnahmen und Monatsmittel von: $u, v, w, \zeta, T, S, K_h, K_v, N^2$ und der durch vertikale Diffusion verursachten T - und S -Änderung
RUN20	w.o.	w.o.	w.o., aber mit $(u,v,w) \neq 0$, Antrieb durch Windschubspannung	w.o., zusätzlich Monatsmittel der durch vertikale Advektion verursachten T - und S -Änderung

<i>Name</i>	<i>Modellregion</i>	<i>Gitterstruktur</i>	<i>Beschreibung</i>	<i>Output</i>
RUN20b	w.o.	w.o.	w.o., aber mit Verdreifachung der K_v -Werte	w.o.
RUN20c	w.o.	w.o.	wie RUN20, aber mit Erhöhung der K_h -Werte in der Bodengrenzschicht von $2 - 5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ auf $20 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (durch Bed. $K_{h,min} = 0.01 \Delta x^2$)	w.o.
RUN20d	w.o.	w.o.	wie RUN20, aber mit Erhöhung der K_h -Werte in der Bodengrenzschicht von $2 - 5 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ auf $100 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ (durch Bed. $K_{h,min} = 0.05 \Delta x^2$)	w.o.
RUN21	w.o.	w.o.	wie RUN20, aber mit entlang des Hangs gerichteten Wasserstandsgradienten, die quer zum Hang konstant bleiben	w.o.
RUN22	w.o.	w.o.	wie RUN20, aber mit entlang des Hangs gerichteten Wasserstandsgradienten, die quer zum Hang ein realistisches Profil aufweisen	w.o.
RUN22b	w.o.	w.o.	w.o., aber mit verdoppeltem, entlang des Hangs gerichteten Wasserstandsgradienten	w.o.
RUN22c	w.o.	w.o.	wie RUN22, aber mit halbiertem, entlang des Hangs gerichteten Wasserstandsgradienten	w.o.
RUN23	w.o.	w.o.	wie RUN22, aber ohne das konstant Halten des horizontal gemittelten Wärme- und Salzgehalts des Ozeans	w.o.
RUN23b	w.o.	w.o.	wie RUN23, aber ohne Berücksichtigung des adiabatischen Temperaturgradienten bei der Berechnung der vertikalen Advektion	w.o.
RUN23c	w.o.	w.o.	wie RUN23 aber ohne die Addition des K_v -Profils von Naveira Garabato et al. (2004) auf die vom Modell berechneten K_v -Werte	w.o.

DANKSAGUNG

Meiner Mutter Sabine Logemann danke ich für ihre Liebe.

Vielen Dank an Professor Quadfasel und Professor Backhaus für die Ausbildung und die hilfreiche Kritik an dieser Arbeit. Eine weitere große Hilfe waren die Kommentare meiner lieben Kollegen Dagmar Hainbucher, Mirjam Glessmer und Stefan Heitmann.

Bei meinen Kollegen am Institut für Meereskunde in Hamburg möchte ich mich für die herzliche Atmosphäre und die Unterstützung bedanken. Vor allem bei: Irina Alexeeva, Manfred Bersch, Ilse Hamann, Ingo Harms, Kerstin Hatten, Detlef Hevekerl, Udo Hübner, Katja Isert, Wilfried Kühn, Katrin Latarius, Hermann Lehnhart, Jens Meincke, Andreas Moll, John Mortensen, Thomas Pohlmann, Vanya Romanova, Gerd Schäfer, Corinna Schrum, Susanne Tamm, Norbert Verch, Henning Wehde und Heike Wohler.

Vielen Dank an Eberhard Fahrbach, Kerstin Logemann, Detmar Logemann, Ines Logemann, Parker MacCready, Kerene Miller und Maren Walter für ihre Hilfe.

Ich danke dem Team der Fahrt *Lance-21/2001* für die großartige Arbeit: Simon Albrecht, Torsten Albrecht, Carolin Arndt, Eduard Bauerfeind, Markus Bergenthal, Mauricio Brichta, Ulrich Drübbisch, Filip Hacker, Iris Hinrichs, Ute Hochbaum, Markus Janout, Sandra Kamp, Matthias Monsees, Malte Müller, Harald Rohr, Christoph Stegert, Inger Thoma und Gunda Wiczorek.

Diese Arbeit wurde finanziell unterstützt durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) im Rahmen des Projekts „ARKTIEF – Modellierung und Messung hangnormaler Randtransporte als Beitrag zum Vertikalaustausch in der Grönlandsee“, Förderkennzeichen: 03PL030C.

Die Fahrt *Lance-21/2001* wurde im Rahmen von ARKTIEF und des Sonderforschungsbereichs (SFB) 512 – „Tiefdruckgebiete und Klimasystem des Nordatlantik“ durchgeführt und von der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) finanziell unterstützt.