

**Wechselwirkungen zwischen
Eis und Ozean
im Weddellmeer**

**Studien mit einem gekoppelten
Eis-Ozean-Modell des Südpolarmeeres**

Dissertation
zur
Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
- Dr. rer. nat. -

dem Fachbereich Physik der
Universität Bremen
vorgelegt von

Ralph Timmermann

Datum der Promotion: 9. Juni 2000

1. Gutachter: Prof. Dr. D. Olbers
2. Gutachter: Prof. Dr. P. Lemke

So viel ist nur gewiß, daß diese den Südpol umgebende Landmasse der unwirtlichste und ungastlichste Kontinent der Erde ist. Keine wärmere Strömung aus mittleren Breiten erreicht ihn. Unter einer mächtigen Inlandeiskappe begraben, ist er der Ursprungsort einer Vergletscherung von gewaltigster Ausdehnung, deren Fuß sich weit in das umgebende Meer vorstreckt. Die von der Eiskappe ausgehende Kälte wird von dem Meere aufgenommen, ohne es in den mittleren Breiten besonders stark abzukühlen. Die Annäherung an den Südpolarkontinent ist durch die davorgelagerte Eisplatte ungemein schwierig. Das verscheucht aber heute die Forschung nicht mehr, die sich darum müht, neue Probleme zu entschleiern.

(Haenicke, 1926)

Zusammenfassung

Im Rahmen der *Bremerhaven Regional Ice Ocean Simulations* (BRIOS) wurde ein gekoppeltes Meereis-Ozean-Modell für das Südpolarmeer entwickelt. Das „BRIOS-2“ genannte Modell ist aus dem *S-Coordinate Primitive Equation Model* (SPEM) und einem dynamisch-thermodynamischen Meereismodell aufgebaut. Es wird auf einem zirkumpolaren Gitter betrieben, dessen Auflösung auf das Weddellmeer und seine Umgebung fokussiert ist. Das Modellgebiet schließt die großen antarktischen Schelfeisgebiete ein; die Schelfeis-Ozean-Wechselwirkung wird durch die thermodynamische Komponente des Meereismodells beschrieben. Numerische Simulationen werden mit Daten aus dem *Hydrographic Atlas of the Southern Ocean* initialisiert und mit sechsstündigen Daten aus der Reanalyse des Europäischen Zentrums für mittelfristige Wettervorhersage (ECMWF) angetrieben.

Das Modell wird anhand der Wassermassenstruktur und des vertikal integrierten Transports sowie der Eiskonzentration, der Eisdicke und der Eisdrift validiert und zeigt quantitativ gute bis sehr gute Übereinstimmung mit Beobachtungsdaten. Untersuchungen der Eis-Ozean-Wechselwirkungen auf dem Kontinentalschelf im südwestlichen Weddellmeer zeigen eine enge Korrelation zwischen Fluktuationen des atmosphärischen Antriebs und der Variabilität der Meereisbildung. Anomalien des nordwärtigen Windschubs im inneren Weddellmeer sind konsistent mit der Phase der Antarktischen Zirkumpolarwelle (ACW). Positive Anomalien des nordwärtigen Windschubs verursachen positive Anomalien des Eisexports im selben und der Eisproduktion im folgenden Jahr und sind mit der Produktion von salzreichem Schelfwasser verknüpft. Unter dem Einfluß einer wechselnden Dichteverteilung vor der Schelfeiskante kann sich die Zirkulation unter dem Filchner-Ronne-Schelfeis innerhalb von drei Jahren umkehren, wobei mit jedem der beiden Extrema typische Verteilungen von Anfrier- und Schmelzgebieten verbunden sind. Signale der zwischenjährlichen Variabilität der Atmosphäre werden so in den tiefen Ozean und in die Kavernen unter dem Filchner-Ronne-Schelfeis getragen.

Der Weddellwirbel weist in der Simulation eine Doppelzellenstruktur auf, die durch die Umströmung von Maud Rise und Astrid Ridge verursacht wird. Die Um- und Überströmung der Erhebungen im östlichen Weddellmeer erzeugt Anomalien des vertikalen Wärmeflusses, die aber nur lokalen Einfluß auf die Meereisverteilung haben. Die sog. „Frühjahrsolympia“ in der Umgebung von Maud Rise stellt sich als windinduziertes Phänomen dar, das unabhängig von der regionalen Topographie ist. Tiefenkonvektion in dieser Region läßt sich durch Veränderungen der Süßwasserbilanz an der Ozeanoberfläche auslösen und ist nicht an die Existenz von Maud Rise gebunden.

Abstract

In the framework of the *Bremerhaven Regional Ice Ocean Simulations* (BRIOS) a coupled sea ice-ocean model of the Southern Ocean was developed. The model is called “BRIOS-2” and is based on the *S-Coordinate Primitive Equation Model* (SPEM) and a dynamic-thermodynamic sea ice-model. The model is run on a circumpolar grid which is focussed on the Weddell Sea. It includes the Antarctic ice shelves; shelf ice-ocean interaction is described by the sea ice-model’s thermodynamic component. Numerical simulations are initialized using data from the *Hydrographic Atlas of the Southern Ocean* and forced with 6-hourly data of the ECMWF-reanalysis.

The model is validated against observations of water mass structure and vertically integrated transport as well as sea ice extent, thickness and drift. Quantitatively, a good agreement with observations is achieved. Investigations of sea ice-ocean interaction on the continental shelf in the southwestern Weddell Sea feature a strong correlation between fluctuations of atmospheric forcing and the variability of sea ice formation. Anomalies of meridional wind stress in the inner Weddell Sea are consistent with the phase of the Antarctic Circumpolar Wave (ACW). Positive anomalies of northward wind stress cause an increase of sea ice export in the same and of sea ice formation in the following year leading to an increased production of High Salinity Shelf Water. Driven by a varying density distribution over the continental shelf, the circulation in the Filchner-Ronne ice shelf cavity fluctuates between two modes, each of which features a characteristic distribution of basal freezing and melting regions. Thus, signals of interannual atmospheric variability propagate into the deep ocean and the sub-ice shelf cavities.

The simulated Weddell Gyre features a pronounced double cell structure which is caused by the topographic effects of Maud Rise and Astrid Ridge. Flow around and across these elevations causes anomalies of vertical heat flux which affect the sea ice distribution only locally. The spring polynya in the region of Maud Rise appears as a wind-induced phenomenon which is not affected by regional topography. Deep convection in this region may be caused by modifications of the surface fresh water balance and does not depend on the existence of Maud Rise.

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	4
2	Modellbeschreibung	11
2.1	Ozeanmodell	11
2.1.1	Prognostische Variablen und Gleichungssystem	11
2.1.2	Parametrisierung subskaliger Prozesse	13
2.1.3	Koordinatensystem und Diskretisierung	16
2.2	Eismodell	18
2.2.1	Prognostische Variablen und Bilanzgleichungen	18
2.2.2	Thermodynamik	20
2.2.3	Impulsbilanz	25
2.2.4	Schnee	28
2.3	Schelfeis-Ozean-Wechselwirkung	28
2.4	Kopplung Eismodell - Ozeanmodell	30
2.4.1	Wärmefluß	30
2.4.2	Salzfluß	32
2.4.3	Austausch von Impuls	33
2.5	Realisierung als Weddellmeer-Modell	34
2.5.1	Modellgebiet	34
2.5.2	Anfangsbedingungen	36
2.5.3	Randbedingungen und Antrieb	36
2.5.4	Zeitschrittverfahren	39

3	Validierung des Referenzexperiments	42
3.1	Wassermassen im Weddellmeer	42
3.2	Struktur des Weddellwirbels	44
3.3	Meereis	48
3.3.1	Jahresgang der Meereisbedeckung	48
3.3.2	Eisdicke	52
3.3.3	Meereisdrift	56
4	Komponenten des Süßwasserhaushalts	59
4.1	Meereis	59
4.1.1	Gefrieren und Schmelzen von Meereis	59
4.1.2	Süßwasserfluß an der Oberfläche des Weddellmeeres	62
4.1.3	Exkurs: Die Antarktische Zirkumpolarwelle im inneren Weddellmeer	64
4.1.4	Saisonale und zwischenjährliche Variabilität (1): Meereisbildung und -export	66
4.1.5	Saisonale und zwischenjährliche Variabilität (2): Wassermassenbildung	69
4.1.6	Einfluß der Meereisbildung auf die Wassermassenstruktur des Weddellmeeres	73
4.2	Schelfeis	75
4.2.1	Filchner-Ronne-Schelfeis	75
4.2.2	Schelfeisgebiete im westlichen und östlichen Weddellmeer	82
4.2.3	Schmelzwassereintrag in das innere Weddellmeer	83
4.3	Die Süßwasserbilanz des inneren Weddellmeeres	85
5	Einfluß der Bodentopographie	88
5.1	Bodentopographie des östlichen Weddellmeeres	88
5.2	Ursachen und Auswirkungen der Doppelstruktur	92
5.3	Regionale Zirkulation und Meereisverteilung	98
5.4	Frühjahrspolynja	102
5.5	Bemerkungen zur Weddell-Polynja	105

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	3
6 Fazit und Ausblick	107
Danksagung	112
A Vertikale Auflösung	113
B Meereis im nordwestlichen Weddellmeer	114
C Sensitivitätsstudien zur Meereisdrift	117
Literaturverzeichnis	120

Kapitel 1

Einführung

Man schreibt das Jahr 1822, als ein gewisser James Weddell, Kapitän a. D. der englischen Navy, mit zwei Schiffen England verläßt, um südlich des 60. Breitengrades in Gewässer vorzudringen, die vorher noch kein Schiff durchkreuzt hat. Weddell ist nicht unbedingt von Forscherdrang beseelt - seit seinem Ausscheiden aus der Navy verdient er seinen Lebensunterhalt als Robbenfänger, und das Verlassen bekannter Jagdgründe verspricht eine reichere Beute. Dennoch fertigt er während seiner Reise eine große Zahl von Karten an, führt Temperaturmessungen durch und sammelt erste ozeanographische Informationen über das Gebiet zwischen den Südorkney- und den Südsandwichinseln. Nur die Laderäume bleiben leer, so daß Weddell am 4. Februar 1823 beschließt, Kurs nach Süden zu nehmen. Nach Durchqueren eines Treibeisgürtels findet er ein weitgehend eisfreies Meer vor und kann ohne größere Probleme nach Süden segeln. Am 20. Februar 1823 bestimmt er seine Position auf einer geographischen Breite von $74^{\circ} 15' S$ und einer Länge von $34^{\circ} 16' W$. Noch immer ist die See nahezu eisfrei. Der Zustand seiner Schiffe und ihrer Mannschaft hat sich in der Zwischenzeit jedoch rapide verschlechtert. Drei Eisberge sind in Sicht, aber kein Land. Angesichts des bevorstehenden Wintereinbruchs und seiner Zweifel, ob es am Südpol überhaupt Land gäbe, nutzt Weddell den herrschenden Südwind und kehrt um. Er war 214 Meilen weiter nach Süden vorgedrungen als sein Landsmann James Cook rund 50 Jahre vor ihm, der angesichts gewaltiger Treibeismassen bei $71^{\circ} 10' S$ umkehren mußte. Das neu befahrene Gewässer benannte er nach König Georg IV.; seit 1900 trägt es seinen Namen. Erst im Jahre 1911 gelang es Wilhelm Filchner auf einer Expedition mit der „Deutschland“, noch weiter nach Süden vorzudringen (Braun, 1912; Fogg, 1992; Gurney, 1997).

Heute wissen wir, daß das Südpolarmeer für die Erde eine wichtigere Rolle spielt als die eines bloßen Jagdgrundes für Robben und Wale. Obwohl die polaren Ozeane nur einen geringen Teil der Erdoberfläche einnehmen, wird doch der größte Teil der Wassermassen des Weltozeans hier produziert. Das Absinken von Wassermassen mit hoher Dichte in diesen Regionen leistet einen wesentlichen Beitrag zum Antrieb der globalen

thermohalinen Zirkulation und bildet so eine wichtige Komponente im Klimasystem der Erde.

Dem Weddellmeer kommt hierbei eine Schlüsselrolle zu (Carmack und Foster, 1975). Es bildet ein Randmeer im atlantischen Sektor des Südpolarmees, das im Westen von der Antarktischen Halbinsel begrenzt wird und im Süden an die Küste der Antarktis reicht. Das rund 5300 m tiefe Weddellbecken ist nach Nordosten offen; im Nordwesten wird es durch den Südscotharücken begrenzt (Abb. 1.1). Mehr als die Hälfte seiner Küstenlinie wird durch ausgedehnte Schelfeisgebiete gebildet, die durch den Abfluß des Inlandeises vom antarktischen Kontinent entstehen. Im Südwesten ist der Schelfeiskante ein etwa 500 km breiter Kontinentalschelf vorgelagert.

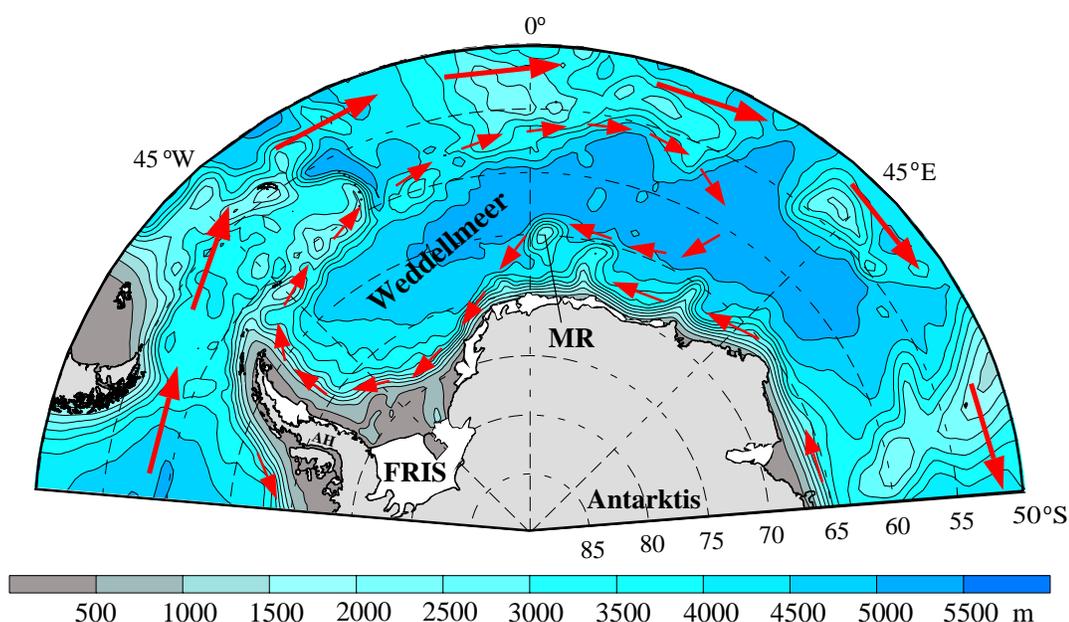


Abbildung 1.1: Karte des Weddellmeeres mit einer schematischen, vereinfachten Darstellung des Antarktischen Zirkumpolarstroms, des Küstenstroms und des Weddellwirbels nach Whitworth (1988). Die Bodentopographie ist aus Satelliten-Gravimetrie-Daten von Smith und Sandwell (1997) abgeleitet. Abkürzungen: AH = Antarktische Halbinsel, MR = Maud Rise, FRIS = Filchner-Ronne-Schelfeis.

Die Zirkulation im Weddellmeer wird durch einen beckenweiten zyklonalen Wirbel (Weddellwirbel) geprägt, der teils durch den Windschub an seiner Oberfläche, teils thermohalin angetrieben wird (Gordon et al., 1981; Olbers und Wübbler, 1991) und den Transport der Wassermassen dominiert. Sein südlicher Ast folgt den küstennahen Ostwinden, sein nördlicher Ast der Westwinddrift und dem Antarktischen Zirkumpolarstrom (ACC).

Die Charakteristiken des Weddellmeerausstroms sind das Resultat von Austauschprozessen an der Ozeanoberfläche und der Vermischung unterschiedlicher Wassermassen. Eine wichtige Rolle spielt hier die Bildung von Meereis während des Polarwinters und die Anreicherung von salzreichem Wasser auf dem südwestlichen Kontinentalschelf. Unter dem Einfluß der Inland- und Schelfeisflächen bilden sich entlang der Küste katabatische Winde, die stets ablandig gerichtet sind und besonders im Winter sehr kalte Luftmassen transportieren. Sie verursachen ausgedehnte eisfreie Flächen von mehreren Kilometern Breite, sogenannte Küstenpolynjas (Kottmeier und Engelbart, 1992), in denen mit hohen Nettogefrierraten Meereis gebildet wird. Das im Meerwasser enthaltene Salz wird bei der Eisbildung nur zu einem geringen Teil in den Kristallverband integriert, während der Rest in der flüssigen Phase zurückbleibt. Der Ozean im Südpolarmeer ist nur schwach geschichtet; die Erhöhung der Dichte durch Salzeintrag und Wärmeverlust an die Atmosphäre kann also zu tiefreichender Konvektion und damit zur Durchmischung der gesamten Wassersäule führen. Auf diese Weise entsteht auf dem Kontinentalschelf im südwestlichen Weddellmeer eine sehr salzreiche Wassermasse mit einer Temperatur nah an der Gefrierpunkttemperatur, die sich am Kontinentallhang mit einer modifizierten Form des von Nordosten her in das Weddellmeer strömenden Warmen Tiefenwassers vermischt. Hierbei bildet sich Weddellmeerbodenwasser (Foster und Carmack, 1976), das bis auf den Grund des Weddellbeckens absinkt und die dichteste der Wassermassen des Weltozeans darstellt. Durch weitere Vermischungsprozesse entsteht das etwas leichtere Weddellmeertiefenwasser, das über dem Weddellmeerbodenwasser eingeschichtet wird und das Weddellmeer u. a. durch tiefe Spalten im Südscotharücken verläßt (Patterson und Sievers, 1980). Es bildet das Antarktische Bodenwasser, das sich am Boden des Atlantiks nach Norden ausbreitet und noch bis 40°N zu finden ist (Emery und Meincke, 1986). Durch den Antarktischen Zirkumpolarstrom wird es auch in die anderen Ozeanbecken getragen und breitet sich so in der gesamten Tiefsee aus.

Eine weitere Entstehungsmöglichkeit von Weddellmeerbodenwasser bildet die Vermischung von modifiziertem Warmem Tiefenwasser mit dem u.a. im Filchnergraben ausströmenden Eisschelfwasser, das durch die Wechselwirkung zwischen Eis und Ozean an der Unterseite des Filchner-Ronne-Schelfeises gebildet wird und gegenüber dem Oberflächengefrierpunkt unterkühlt¹ ist (Foldvik et al., 1985).

Meereis und Schelfeis stellen also wichtige Komponenten im regionalen Klimasystem des Weddellmeeres dar. Meereis bedeckt in den Wintermonaten Juni bis September im Südpolarmeer eine Fläche von bis zu $20 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ (Zwally et al., 1981). Sein Gefrieren und Schmelzen stellt eines der ausgeprägtesten Signale im jährlichen Zyklus des Klimasystems dar. Seine Anwesenheit verändert den Austausch von Wärme, Feuchte und Impuls zwischen dem Ozean und der Atmosphäre nachhaltig. Bereits eine dünne Eisschicht bildet einen effektiven Isolator, der weiteren Wärmeverlust redu-

¹Der Gefrierpunkt von Meerwasser ist eine Funktion seines Salzgehalts und des Drucks.

ziert (Semtner, 1976). Die hohe Albedo des Meereises verringert die Absorption kurzwelliger Strahlung, was zur negativen Strahlungsbilanz in hohen Breiten entscheidend beiträgt. Umgekehrt erhöht die Bildung von Rinnen während der Schmelzsaison den Energiegewinn der ozeanischen Deckschicht und beschleunigt so die Schmelze. Dieser positive Rückkopplungsmechanismus hat große Bedeutung für den Rückgang der Meereisdecke im Sommer, verstärkt aber auch die Reaktion der Polargebiete auf eventuelle Klimaänderungen. Eine kompakte Eisdecke bildet darüber hinaus eine Senke für durch Wind eingetragene Impulse und verändert so den Schub an der Ozeanoberfläche.

Zwischen den Orten seiner Entstehung und seines Schmelzens kann Meereis über Strecken von einigen hundert bis tausend Kilometern transportiert werden. Wie beschrieben wird dem Ozean bei der Meereisbildung Süßwasser entzogen, das durch die Drift des Meereis transportiert und am Ort seines Schmelzens wieder in den Ozean eingetragene wird. Der Transport von Meereis stellt also einen Süßwasserfluß dar, der im Südpolarmeer, in dem Dichteunterschiede im Ozean hauptsächlich durch unterschiedliche Salzgehalte verursacht werden, einen wichtigen Beitrag zur Wassermassencharakteristik und zur thermohalinen Zirkulation leistet.

Unklar ist jedoch, wie hoch die Variabilität dieser Prozesse und ihrer Auswirkungen auf die Hydrographie des Weddellmeeres ist. White und Peterson (1996) haben eine Antarktische Zirkumpolarwelle beschrieben, mit der periodische Anomalien des Luftdrucks, des Windschubs, der Eisausdehnung und der Meeresoberflächentemperatur in der Umgebung von 56°S verbunden sind. Offen ist jedoch u. a. die Frage, ob und wie sich diese Anomalien auf die Meereis- und Wassermassenbildung im südwestlichen Weddellmeer auswirken. Eine größere Eisausdehnung kann auch durch divergente Eisdrift entstehen und muß nicht notwendigerweise mit einer vermehrten Eisbildung verknüpft sein. Ausgeprägte Effekte auf die Hydrographie der Region wären in diesem Fall nicht zu erwarten.

Ebenso unbekannt ist die Variabilität der Zirkulation in den großen Schelfeisakavernen. Modellrechnungen von Hellmer und Ollers (1991), Grosfeld et al. (1998) und Gerdes et al. (1999) beschreiben zwar die mittlere Zirkulation sowie die Verteilung von Schmelz- und Anfrizerzonen, doch sind die Randbedingungen in diesen Modellen konstant, so daß nur ein mittlerer Zustand beschrieben werden kann.

Weitere Modellstudien im Südpolarmeer waren hauptsächlich an der Dynamik des Antarktischen Zirkumpolarstroms (ACC) interessiert (z. B. Ollers und Wübbler, 1991; Webb et al., 1991; Rintoul et al., 2000) oder konzentrierten sich auf den Südatlantik (z.B. Marchesiello et al., 1998). Untersuchungen mit globalen gekoppelten Meereis-Ozean-Modellen konzentrierten sich auf die Auswirkungen der Meereisproduktion auf die Bodenwasserbildung (Kim und Stössel, 1998) und die globale thermohaline Zirkulation (z. B. Goosse und Fichefet, 1999). Die Auflösung dieser Modelle ist jedoch relativ grob; regionalen Prozessen z.B. auf dem flachen Kontinentalschelf wird wenig Aufmerksamkeit gewidmet. Eine regionale Studie zum Einfluß des Meereises auf den

Salzgehalt der Antarktischen Bodenwassermassen wurde von Toggweiler und Samuels (1995) durchgeführt; jedoch sind die Topographie und die Hydrographie im Bereich des Kontinentalschelfs hier nur recht grob repräsentiert. Ein regionales Modell mit höherer Auflösung wurde von Häkkinen (1995) entwickelt. Auch dieses Modell ist nicht systematisch validiert worden, und die Resultate stimmen mit Beobachtungen der Meereisdecke relativ schlecht überein. Keine dieser Arbeiten schließt die Kavernen unter dem Schelfeis ein oder berücksichtigt die zwischenjährliche Variabilität der Atmosphäre.

Andere Arbeiten legen ihren Schwerpunkt auf Prozesse im östlichen Weddellmeer, das sich durch eine stark variable Topographie auszeichnet. Wesentliche Merkmale sind hier eine *Maud Rise* genannte rund 3000 m hohe untermeerische Kuppe und zwei ausgedehnte Rücken, die sich vom schmalen Kontinentalschelf in den tiefen Ozean erstrecken. In dieser Region vermischen sich warme, aus dem Zirkumpolaren Tiefenwasser abgeleitete Wassermassen mit dem Wasser des Weddellwirbels (Gouretski und Danilov, 1993). Die Wechselwirkung der weitgehend barotropen Strömung mit der Bodentopographie verursacht großskalige Mäander (Comiso und Gordon, 1987). Die Überströmung der Kuppe führt zum Aufquellen von warmem Tiefenwasser (z. B. Bersch et al., 1992). Die hiermit verbundenen hohen vertikalen Wärmeflüsse reduzieren die winterliche Meereisbedeckung der Region (Comiso und Gordon, 1987) bis hin zur Entstehung von ausgedehnten Flächen offenen Wassers wie in der Weddellpolynja der Jahre 1974–76 (Carsey, 1980). Solche extremen Ereignisse sind mit dem Auftreten von Tiefenkonvektion verbunden, die die Wassersäule homogenisieren und einen Beitrag zur Modifikation und Erneuerung des Tiefen- und Bodenwassers leisten kann (Gordon, 1978; Gordon, 1982). Modellstudien deuten darauf hin, daß topographische Effekte hierbei eine wichtige Rolle spielen, indem sie die Wassersäule für Tiefenkonvektion präkonditionieren (Akitomo et al., 1995; Alverson und Owens, 1996). Auch die Frühjahrspolynja, das frühe Aufreißen der Eisdecke über Maud Rise am Ende des Winters, wird mit der Existenz der Kuppe in Verbindung gebracht (Gordon und Huber, 1995). Allerdings zeigen sich auch im Meereismodell von Timmermann (1997), das an ein eindimensionales Modell der ozeanischen Deckschicht (Lemke, 1987) gekoppelt ist, in der Region um Maud Rise erhöhte Wärmeflüsse sowie ein frühes Öffnen der Eisdecke am Ende des Winters, obwohl topographische Effekte hier nicht beschrieben werden können. Denkbar wäre, daß diese Effekte implizit in den ozeanischen Randbedingungen des Modells enthalten sind; ebenso möglich ist jedoch, daß die beobachteten Phänomene durch den Antrieb aus der Atmosphäre verursacht werden. Es ist also unsicher, ob die mit der Existenz von Maud Rise verbundenen topographischen Effekte eine notwendige Bedingung für das Auftreten von Tiefenkonvektion oder auch nur für die verhältnismäßig dünne Eisdecke in diesem Gebiet sind. Ebenso offen sind die Fragen, wie sich die Umströmung von Maud Rise auf die großskalige, beckenweite Zirkulation auswirkt und ob die Prozesse im inneren Weddellmeer durch diese Wechselwirkungen beeinflusst werden.

Die vorliegende Arbeit entstand im Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung im Rahmen der *Bremerhaven Regional Ice Ocean Simulations* (BRIOS). Ziel dieses Projektes ist ein besseres Verständnis der physikalischen Prozesse im Südpolarmeer. Untersuchungen zur Struktur der Wassermassen und der Zirkulation im Weddellmeer wurden mit einem ungekoppelten Ozeanmodell (genannt BRIOS-1) durchgeführt (Beckmann et al., 1999), dessen Antrieb aus den Prognosen eines ungekoppelten Meereismodells abgeleitet wurde. Weitere Untersuchungen innerhalb der Arbeitsgruppe beziehen sich u.a. auf den großräumigen Einfluß der antarktischen Schelfeisgebiete, auf Gezeiten und auf den Export von Bodenwasser aus dem nordwestlichen Weddellmeer.

Zur Untersuchung von Phänomenen, die auf der Wechselwirkung zwischen Eis und Ozean beruhen, wurde im Rahmen der vorliegenden Dissertation ein in dieses Konzept integriertes, gekoppeltes Meereis-Ozean-Modell entwickelt. Schwerpunkte der Untersuchungen liegen auf den Wechselwirkungen zwischen Eis und Ozean auf dem südwestlichen Kontinentalschelf und in den Schelfeiskavernen des Weddellmeeres und auf der Frage, ob und wie diese Vorgänge von der Variabilität der Atmosphäre oder den Prozessen im östlichen Weddellmeer beeinflusst werden. Im Gegensatz zum Ozean in mittleren Breiten, in dem sich die Eigenschaften der Tiefen- und Bodenwassermassen auf Zeitskalen von Jahrzehnten bis Jahrhunderten ändern (Dietrich et al., 1975), erfolgt die Kommunikation zwischen der Oberfläche und dem tiefen Ozean in den Polarregionen als Teil des saisonalen Signals oder der zwischenjährlichen Variabilität. Modelle, die diese Wechselwirkung beschreiben sollen, müssen daher nicht über Hunderte von Jahren integriert werden. Ein Gleichgewichtszustand der thermohalinen Zirkulation wird in diesem Fall wegen der Variabilität der Antriebsfelder nicht erreicht, ist aber auch nicht erforderlich, sofern das Modell in den Regionen, deren Eigenschaften sich während der Integration nicht oder nur wenig ändern, realitätsnah initialisiert wird. Im Rahmen der vorliegenden Studie wird besondere Aufmerksamkeit darüber hinaus einer realistischen Beschreibung der Meereisverteilung, der Wassermassenstruktur und der Prozesse auf dem Kontinentalschelf gewidmet.

Die Arbeit beginnt mit der Beschreibung der Modellkomponenten, wobei zunächst das Ozean-, danach das Eismodell vorgestellt wird. Für die Austauschprozesse an der Unterseite von Meereis und Schelfeis wird eine einheitliche Beschreibung eingeführt. Den Kern dieses Kapitels bildet die Darstellung der Kopplungsstrategie und die Realisierung des BRIOS-2 genannten gekoppelten Modells.

In Kapitel 3 werden charakteristische Merkmale der Hydrographie und der Meereisverteilung im Weddellmeer vorgestellt. Die Ergebnisse des Referenzexperiments werden mit Beobachtungen verglichen und quantitativ validiert.

Kapitel 4 befaßt sich mit der Rolle des Meer- und Schelfeises im Süßwasserhaushalt des Weddellmeeres. In diesem Zusammenhang werden die mit dem Gefrieren und Schmelzen von Meereis verbundenen Süßwasserflüsse und ihr Beitrag zur Wassermas-

senbildung beleuchtet. Signale der atmosphärischen Variabilität werden mit Variationen der Wassermasseneigenschaften verknüpft. Die Prozesse in den Kavernen unter den großen antarktischen Schelfeisgebieten werden diskutiert, und die saisonale und zwischenjährige Variabilität der Schelfeis-Ozean-Wechselwirkung wird untersucht. Das Kapitel schließt mit einer Bilanz der Süßwasserflüsse im inneren Weddellmeer.

In Kapitel 5 wird eine Reihe von Sensitivitätsstudien zum Einfluß der Bodentopographie im östlichen Weddellmeer auf die Zirkulation und die Meereisverteilung im atlantischen Sektor des Südpolarmeeres vorgestellt. In der Umgebung von Maud Rise wird die Bodentopographie des Modells gezielt variiert, um den Einfluß einzelner topographischer Elemente auf die großskalige Ozeanzirkulation, die vertikalen Wärme-flüsse und die Meereisbedeckung in dieser Region zu untersuchen.

Das sechste Kapitel faßt die vorgestellten Ergebnisse zusammen und gibt einen Ausblick auf weitere Untersuchungen.

Kapitel 2

Modellbeschreibung

Das hier vorgestellte Modellsystem besteht aus einem hydrostatischen regionalen Ozean-Zirkulationsmodell sowie einem dynamisch-thermodynamischen Meereismodell, das auch auf die Beschreibung der Schelfeis-Ozean-Wechselwirkung angewandt wird. Das Modell wird auf einem zirkumpolaren Gitter betrieben, dessen Auflösung auf den atlantischen Sektor des Südpolarmeeres fokussiert ist.

2.1 Ozeanmodell

Das S-Coordinate Primitive Equation Model (SPEM; Haidvogel et al., 1991) basiert auf den hydrostatischen Grundgleichungen und verwendet in der Vertikalen ein Koordinatensystem, das der Bodentopographie kontinuierlich folgt.

Modelle auf Basis der hydrostatischen Grundgleichungen werden heute standardmäßig für lokale, regionale und globale Simulationen des Ozeans genutzt (Haidvogel und Beckmann, 1999). Zirkulationsmodelle mit s-Koordinaten wurden bisher seltener eingesetzt, haben sich aber in Modellvergleichen als geeignet erwiesen, insbesondere bei Modellgebieten, die sowohl Tiefsee- als auch flache Schelfregionen einschließen, und in denen der Ozean relativ schwach geschichtet ist, eine realitätsnahe Beschreibung der Hydrographie zu liefern (DYNAMO, 1997). Beispiele für aktuelle Anwendungen sind das Südatlantik-Modell von Barnier et al. (1998) sowie das gekoppelte Meereis-Ozean-Modell von Häkkinen (1995).

2.1.1 Prognostische Variablen und Gleichungssystem

Der Zustand des simulierten Ozeans wird durch die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten u und v , die potentielle Temperatur Θ und den Salzgehalt S vollständig

beschrieben. Die zeitliche Entwicklung dieser prognostischen Variablen wird durch ein Gleichungssystem bestimmt, das sich aus den Bewegungsgleichungen

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla u - fv = -\frac{\partial \Phi}{\partial x} + F^u + D^u \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla v + fu = -\frac{\partial \Phi}{\partial y} + F^v + D^v \quad (2.2)$$

$$0 = -\frac{\partial \Phi}{\partial z} - \frac{\rho g}{\rho_0}, \quad (2.3)$$

der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (2.4)$$

den Bilanzgleichungen für potentielle Temperatur und Salzgehalt

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \Theta = F^\Theta + D^\Theta \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla S = F^S + D^S, \quad (2.6)$$

sowie der (nichtlinearen) Zustandsgleichung

$$\rho = \rho(\Theta, S, z) \quad (2.7)$$

zusammensetzt und hier in kartesischen Koordinaten formuliert ist. Die Gleichungen (2.1) und (2.2) bilden die Impulsbilanz in Richtung der horizontalen Koordinaten x und y und bestimmen die Entwicklung der horizontalen Geschwindigkeitskomponenten u und v . Die ersten beiden Terme in diesen Gleichungen beschreiben die lokale zeitliche Änderung und den Effekt der Advektion im Geschwindigkeitsfeld $\vec{u} = (u, v, w)$. Der dritte Term bezeichnet die Corioliskraft in Abhängigkeit vom Coriolisparameter $f = 4\pi/86400 \cdot \sin \phi$, der eine Funktion der geographischen Breite ϕ ist. Auf der rechten Seite stehen der Druckgradient als Funktion des sog. dynamischen Drucks $\Phi = P/\rho_0$, sowie die Terme für den Antrieb F und die Divergenz D der turbulenten Flüsse. Die Gleichungen enthalten die Boussinesq-Approximation, in der Abweichungen von der mittleren Dichte $\rho_0 = 1000 \text{ kg/m}^3$ nur im Auftriebsterm der vertikalen Impulsgleichung berücksichtigt werden.

Die vertikale Impulsgleichung reduziert sich durch die hydrostatische Approximation zur hydrostatischen Balance (2.3). Die lokale *in situ*-Dichte wird als ρ bezeichnet; g ist die Gravitationskonstante. Die Vertikalgeschwindigkeit w folgt als diagnostische Größe aus der Kontinuitätsgleichung (2.4), die das Meerwasser als eine inkompressible Flüssigkeit beschreibt.

Die Bilanzgleichungen (2.5) und (2.6) für die potentielle Temperatur Θ und den Salzgehalt S enthalten wieder die lokale zeitliche Änderung, den Advektionsterm sowie lokale Quellen F und die Divergenz D der turbulenten Flüsse.

Die nichtlineare Zustandsgleichung (2.7) bestimmt die Dichtestruktur des Ozeans in Abhängigkeit von Temperatur, Salzgehalt und Druck. Im Rahmen der Boussinesq-Approximation wird die Dichte der darüber liegenden Wassersäule hier konstant mit ρ_0 angenommen, so daß der Druck nur noch eine Funktion der Tiefe z ist. Gegenüber der von der UNESCO (1981) eingeführten Form ist die Zustandsgleichung durch Jackett und McDougall (1995) modifiziert worden, um die *in situ*-Dichte als Funktion der *potentiellen* anstelle der *in situ*-Temperatur zu berechnen.

Zeitunabhängige Randbedingungen der partiellen Differentialgleichungen (2.1) bis (2.7) sind $w = 0$ an der Oberfläche (*rigid lid*) sowie die Forderungen, daß keine Strömung in den Meeresboden oder über Küstenlinien hinaus erfolgen kann und daß Gradienten von Θ und S senkrecht zur Berandung verschwinden. An der Oberfläche werden durch das angekoppelte Eismodell zeitabhängige Randbedingungen vorgeschrieben, die in die Antriebsterme F^u , F^v , F^θ und F^S eingehen und im Abschnitt 2.4 erläutert werden.

Die *rigid lid*-Approximation eliminiert die schnellen Oberflächen-Schwerewellen, so daß ein größerer Zeitschritt für die numerische Integration der Bewegungsgleichungen gewählt werden kann. Durch vertikale Integration der Impulsgleichungen und Bilden der Rotation wird die Abhängigkeit vom Oberflächendruck Φ_S und damit der (formal unbekannte) vertikal gemittelte Anteil des Druckfeldes eliminiert. Da die über die Wassersäule integrierte Strömung (U, V) im Rahmen der *rigid lid*-Approximation horizontal divergenzfrei ist, kann sie durch eine prognostische Stromfunktion Ψ mit

$$U = -\frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad V = \frac{\partial \Psi}{\partial x} \quad (2.8)$$

dargestellt werden, deren zeitliche Entwicklung aus einer Vorticity-Gleichung bestimmt wird. Diese hat die Form einer elliptischen Differentialgleichung und wird mit einem Mehrgitter-Löser (Adams, 1989) unter Anwendung der Kapazitanzmatrix-Methode (Wilkin et al., 1995) gelöst.

2.1.2 Parametrisierung subskaliger Prozesse

Die lateralen wie auch die vertikalen Beiträge zu den viskosen bzw. diffusiven Termen D^x in den Bewegungsgleichungen (2.1) bis (2.6) werden mit einem harmonischen Mischungsansatz gemäß

$$D^x = \nabla(\nu^x \nabla \mathcal{X}) \quad (2.9)$$

berechnet, wobei \mathcal{X} die prognostischen Variablen u , v , Θ und S symbolisiert.

Laterale Vermischung

Die horizontalen Austauschkoeffizienten variieren in Abhängigkeit von der räumlichen Auflösung.¹ Für die Viskosität wird

$$\nu^{u,v} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1} \Delta_{\vec{x}}^2, \quad (2.10)$$

angesetzt, wobei $\Delta_{\vec{x}}$ die horizontale Gitterweite (Einheit m) bezeichnet.

Die laterale Diffusivität wird als Funktion der Reynolds-Zahl $Re = \frac{UL}{\nu^u}$ parametrisiert, hängt also linear von der Auflösung und der lokalen Geschwindigkeit ab. Die Vermischung erfolgt entlang von Geopotentialflächen, um die implizite vertikale Diffusion bei Vermischung entlang der s-Koordinaten zu vermeiden (Beckmann und Haidvogel, 1997; Barnier et al., 1998). In der Oberflächenschicht des nicht mit Schelfeis bedeckten Teil des Ozeans und in der Bodenschicht wird eine Hintergrund-Diffusivität von

$$\nu^{T,S} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ m s}^{-1} \Delta_{\vec{x}} \quad (2.11)$$

hinzugefügt, um den Effekt von oberflächennaher Vermischung unter dem Einfluß des Windfeldes bzw. von Turbulenz in der Bodengrenzschicht zu berücksichtigen.²

Vertikale Vermischung

Während der Entwicklung des gekoppelten Modells stellte sich heraus, daß die traditionell in Ozeanmodellen, auch in gekoppelten Meereis-Ozean-Modellen, verwendeten Parametrisierungen vertikaler Austauschprozesse nicht geeignet sind, um hinsichtlich Wassermassen-Struktur und Meereisverteilung mit Beobachtungen übereinstimmende Ergebnisse zu erzielen. Um die Sensitivitäten des Systems zu erkunden, ist mit dem gekoppelten Modell eine große Zahl von Parameterstudien durchgeführt worden. Die vertikale Diffusion erwies sich hierbei als der kritischste Term. Wegen der schwachen Schichtung besonders im Weddellmeer reagiert die Wassersäule sehr empfindlich auf unterschiedliche Behandlungen von statischer Instabilität. Ein schnelles Abbauen statischer Instabilität durch instantane Vermischung³ oder durch vertikale Diffusion mit Austauschkoeffizienten in der Größenordnung von 1 bis 100 m²/s,

¹Für Gitter mit stark variierender räumlicher Auflösung wie das hier verwendete (vgl. Abschnitt 2.5.1) hat sich eine Formulierung in dieser Form als sehr nützlich erwiesen, um in den verschiedenen Regionen des Modellgebiets eine angemessene Parametrisierung der Vermischungseffekte zu erhalten.

²Die konstante Hintergrundvermischung in der Oberflächenschicht darf nicht über die Schelfeiskante hinweg angewandt werden. Anderenfalls würde ein artifizierlicher Austausch von Wärme und Salz zwischen der Ozeanoberfläche vor der Schelfeiskante und der mit der Schelfeisunterseite in Kontakt stehenden Schicht des Ozeans in der Kaverne vorgeschrieben.

³In diesem *convective adjustment* genannten Ansatz (z. B. Rahmstorf, 1993) wird jede auftretende statische Instabilität durch vertikale Vermischung der entsprechenden Teile der Wassersäule instantan und vollständig entfernt.

wie es in der Ozeanmodellierung weit verbreitet ist (Paluszkiwicz und Romea, 1997; Haidvogel und Beckmann, 1999), führt im gekoppelten Modell BRIOS-2 wie auch im ungekoppelten Ozeanmodell BRIOS-1 (Beckmann et al., 1999) oder in den Ozeanmodellen von Olbers und Wübbler (1991) sowie Barnier et al. (1998) zu rascher Homogenisierung der Wassersäule im zentralen Weddellmeer. Die mit der quasi-instantanen Vermischung verbundenen großen Wärmeflüsse in die Oberflächenschicht des Ozeans führen in gekoppelten Meereis-Ozean-Modellen zudem zu raschem Abschmelzen der Eisdecke und zum Auftreten von Polynjas im zentralen Weddellmeer. Für jede einzelne Konvektionszelle mag die Beschreibung durch vertikale Austauschkoeffizienten von $1 \text{ m}^2/\text{s}$ oder höher adäquat sein; jedoch haben solche Zellen typische Durchmesser von 0.5 bis 1 km (Schott und Leaman, 1991; Send und Käse, 1998) und sind somit deutlich kleiner als die Gitterzellen in einer großskaligen Simulation. Auf einer Fläche von der Größe einer Gitterzelle kann sich eine Reihe von isolierten Konvektionszellen befinden. Dazwischen liegen jedoch Bereiche, in denen die Schichtung der Wassersäule zunächst erhalten bleibt, so daß der über die Grundfläche einer Gitterbox gemittelte vertikale Austausch deutlich kleiner als der innerhalb einer Konvektionszelle ist.

Eine geeignete Grundlage zur Parametrisierung der vertikalen Vermischung von potentieller Temperatur, Salz und Impuls wurde mit dem Ansatz von Pacanowski und Philander (1981) identifiziert. Vertikale Viskosität und Diffusivität werden in diesem Schema gemäß

$$\nu^{u,v} = \frac{\nu_0}{(1 + \alpha Ri)^n} + \nu_b^{u,v} \quad (2.12)$$

$$\nu^{T,S} = \frac{\nu^{u,v}}{1 + \alpha Ri} + \nu_b^{T,S} \quad (2.13)$$

mit

$$\begin{aligned} \nu_0 &= 0.01 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} & \nu_b^{u,v} &= 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} & \nu_b^{T,S} &= 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \\ n &= 2 & \alpha &= 5 \end{aligned}$$

als Funktionen der Richardson-Zahl

$$Ri = \frac{N^2}{\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z}\right)^2} \quad (2.14)$$

berechnet und sind damit abhängig von der vertikalen Scherung und der durch die Brunt-Väisälä-Frequenz

$$N^2 = -\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (2.15)$$

beschriebenen Stabilität der Wassersäule. Obwohl dieser Ansatz für den äquatorialen Ozean entwickelt wurde, ist er bereits in anderen Regionen des Ozeans erfolgreich eingesetzt worden (Large, 1998) und stellt, wie die Studien mit dem hier vorgestellten Modell zeigen, auch in hohen Breiten eine grundsätzlich geeignete Beschreibung vertikaler Austauschprozesse dar.

Für große Richardson-Zahlen (also stabile Schichtung und geringe Scherung des Geschwindigkeitsprofils) werden Viskosität und Diffusivität in diesem Schema sehr klein und durch die Werte von $\nu_b^{u,v}$ und $\nu_b^{T,S}$ bestimmt. Um auch in diesem Fall den für die Ekman-Schicht typischen vertikalen Impulstransport zu gewährleisten, werden in BRIOS-2 die Viskosität und die Diffusivität für den vertikalen Austausch zwischen den drei obersten Schichten (im zentralen Weddellmeer typischerweise über die oberen 100 m) durch $\nu_{\min}^{u,v,T,S} = 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ nach unten limitiert.

Für große vertikale Scherung und für schwach stabile oder sogar instabile Schichtung dagegen nimmt die Richardson-Zahl kleine oder sogar negative Werte an. Aus den Gleichungen (2.12) und (2.13) folgen dann große vertikale Austauschkoefizienten, die wie beschrieben zu einer Zerstörung einer realistischen Wassermassenstruktur führen können. Im gekoppelten Modell werden daher Viskosität und Diffusivität durch $\nu_{\max}^{u,v,T,S} = 0.01 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ nach oben limitiert.

Bodenreibung

Wie in Beckmann et al. (1999) wird die Reibung, also die Dissipation von u und v , am Meeresboden durch die lineare Beziehung

$$\tau_b^{(u,v)} = \rho_0 \cdot r_b \cdot (u, v)_b \quad (2.16)$$

parametrisiert, wobei $(u, v)_b$ die Geschwindigkeit in der untersten Schicht bezeichnet und $r_b = 5 \cdot 10^{-4} \text{ m/s}$ ist.

2.1.3 Koordinatensystem und Diskretisierung

Die Gleichungen werden in der Horizontalen auf ein kurvilineares, sphärisches Koordinatensystem transformiert (vgl. Hedström, 1994) und auf einem Arakawa-C-Gitter (Arakawa und Lamb, 1976) diskretisiert (Abschnitt 2.5.1).

In der Vertikalen werden die Gleichungen auf ein Koordinatensystem transformiert, das der Topographie von Meeresboden und Schelfeis-Unterseite (Abb. 2.1) kontinuierlich folgt, und anschließend diskretisiert.⁴ Auf diese Weise entfällt die oft (z. B. im GFDL Modular Ocean Model MOM 2.0; Pacanowski, 1996) angewandte stufenförmige Darstellung der Topographie, was die Beschreibung von bodennahen Abflüssen an steilen Hängen (Beckmann und Döscher, 1997) und von topographischen Wellen (Gerdes, 1993) wesentlich verbessert und eine Erhöhung der vertikalen Auflösung in flachen Regionen ermöglicht.

⁴In der Vertikalen wurde das Gleichungssystem ursprünglich mit einem Spektralansatz gelöst (Haidvogel et al., 1991); die hier angewandte SPEM-Version (Beckmann et al., 1999) verwendet jedoch auch in der Vertikalen das Schema finiter Differenzen.

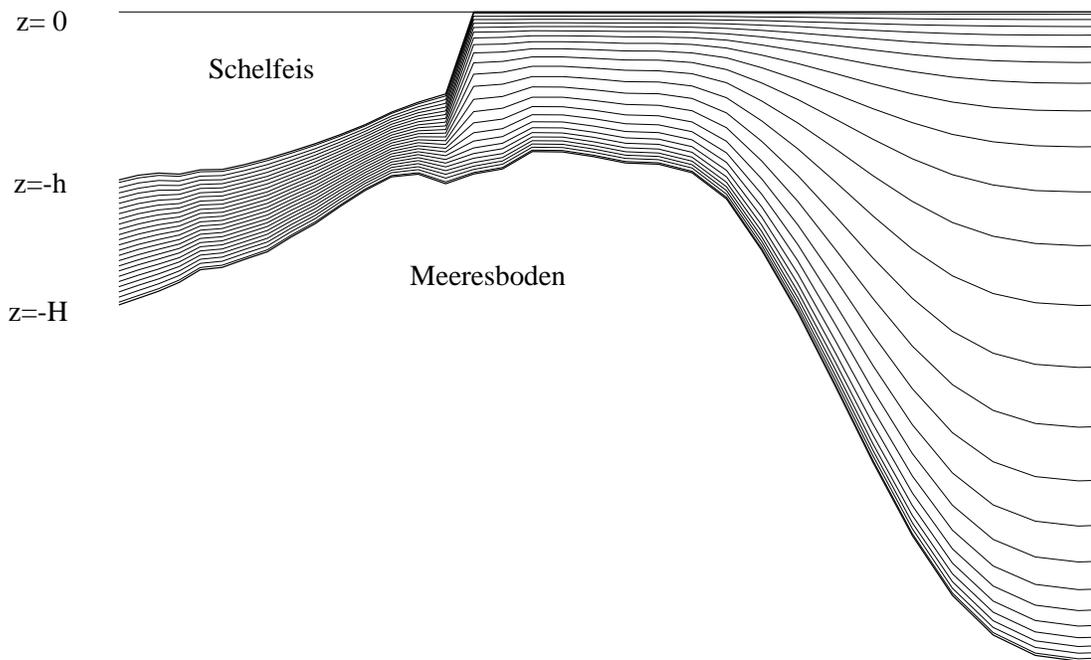


Abbildung 2.1: Schema zur topographiefolgenden Vertikalkoordinate (nach Beckmann et al., 1999)

Wenn H die Mächtigkeit der Wassersäule bezeichnet, dann ist nach Song und Haidvogel (1994)

$$s = s\left(\frac{z}{H}\right) \quad (2.17)$$

mit

$$\begin{aligned} s &= 0 && \text{an der oberen Begrenzung} \\ s &= -1 && \text{am Meeresboden} \end{aligned}$$

die Vertikalkoordinate im transformierten System. Gegenüber der linearen σ -Transformation hat die hier gewählte Diskretisierung den Vorteil, daß die Auflösung in der Nähe der Oberfläche und des Bodens erhöht wird, so daß die dort ablaufenden Prozesse besser aufgelöst werden. Zudem wird so die Variation der Mächtigkeit der oberen Schichten und damit der Tiefe des obersten Gitterpunkts gegenüber einer linearen σ -Transformation reduziert.

Die prognostischen Gleichungen werden numerisch im Leapfrog-Verfahren integriert, wobei nach jeweils 19 Zeitschritten ein Korrekturschritt eingeschoben wird, um ein Divergieren der beiden Zeitebenen zu verhindern.

2.2 Eismodell

Das für die vorliegenden Untersuchungen genutzte dynamisch-thermodynamische Meereismodell basiert im wesentlichen auf den Arbeiten von Parkinson und Washington (1979), Hibler (1979), Lemke et al. (1990) sowie Owens und Lemke (1990). Es beschreibt Meereis in jeder Gitterzelle als ein Schollenfeld mit den Eigenschaften *mittlere Dicke*, *Eiskonzentration* und *Driftgeschwindigkeit*. Mittlere Dicke und Eiskonzentration können sich durch Gefrieren und Schmelzen von Meereis sowie durch Deformation des Schollenfeldes ändern. Die Eisdrift wird durch Wind- und Ozeanschub und die internen Kräfte im Eis bestimmt, wobei Scherdeformation und konvergenter Verformung größerer Widerstand entgegengesetzt wird als einer divergenten Eisdrift. Die Bildung von Preßeisrücken vergrößert den Anteil offenen Wassers im betroffenen Gebiet. Das Modell berücksichtigt die Schneeeauflage und das bei hoher Schneelast auftretende *Fluten* von Eisschollen, vernachlässigt jedoch interne Quellen und Senken von Wärme im Eis.

2.2.1 Prognostische Variablen und Bilanzgleichungen

Das Modell prognostiziert die räumliche Verteilung und die zeitliche Entwicklung der Eisdicke h , der Schneedicke h_s , des Bedeckungsgrades A und der Eisdriftgeschwindigkeit \vec{u}_i :

- Die Variable h , korrekt als *mittlere* Eisdicke bezeichnet, ist definiert als das Eisvolumen pro Fläche, gemittelt über den eisbedeckten und den unbedeckten Teil einer Gitterzelle. Sie repräsentiert die Dicke, die das Eis bei gleichmäßiger Verteilung des in der Gitterzelle vorhandenen Eisvolumens über die gesamte Fläche dieser Zelle hätte. Die aktuelle Eisdicke im eisbedeckten Teil, also der Erwartungswert der Dicke einer Eisscholle, ist h/A .
- Die mittlere Schneedicke h_s ist analog zur mittleren Eisdicke h definiert.
- Der Bedeckungsgrad A , auch als Eiskonzentration bezeichnet, ist eine dimensionslose Größe, die den Anteil der eisbedeckten Fläche einer Gitterzelle an ihrer Gesamtfläche angibt. Im Gegensatz zu h und h_s lässt sich eine Bilanzgleichung für A nicht unmittelbar aus physikalischen Prinzipien ableiten. Die Eiskonzentration A wird aber dennoch als prognostische Variable behandelt, um Wärme-, Süßwasser- und Impulsflüsse als Funktion einer variablen Bedeckung der Wasseroberfläche mit Eisschollen parametrisieren zu können.
- Eis und Schnee werden mit der Driftgeschwindigkeit $\vec{u}_i = (u_i, v_i)$ advehiert. Obwohl Meereis in der Natur aus einzelnen Schollen besteht, lässt es sich großskalig

in guter Näherung als zweidimensionales Kontinuum mit der Fließgeschwindigkeit \vec{u}_i beschreiben.

Die zeitliche Entwicklung von h , h_s und A wird durch die Bilanzgleichungen

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u}_i h) = S_h \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial h_s}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u}_i h_s) = S_s \quad (2.19)$$

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u}_i A) = S_A \quad (2.20)$$

beschrieben, wobei der erste Term die lokale zeitliche Änderung und der zweite den Effekt der Advektion repräsentiert. Auf der rechten Seite stehen die in Abschnitt 2.2.2 beschriebenen Quellen und Senken, die das Gefrieren und Schmelzen von Meereis bzw. Schnee wiedergeben. Für die Eiskonzentration A gilt zusätzlich die Zwangsbedingung $0 \leq A \leq 1$.

Die Driftgeschwindigkeit \vec{u}_i , mit der Eis und Schnee advehiert werden, folgt aus einer Impulsbilanz nach dem Modell von Hibler (1979). Neben den Schubspannungen durch Wind und Ozeanströmung enthält sie die Corioliskraft, die Hangabtriebskraft auf einer geneigten Ozeanoberfläche und die internen Kräfte, die das Meereis als viskoplastisches Medium beschreiben. Diese Bilanz wird in Abschnitt 2.2.3 vorgestellt.

Die Advektion, also der Ein- und Ausstrom von Eis im horizontalen Austausch benachbarter Gitterzellen, wird nach dem modifizierten upstream-Schema nach Smolarkiewicz (1983) berechnet, das im Gegensatz zu dem von Hibler (1979) verwendeten Schema zentraler Differenzen keine negativen Werte für positiv definite Variablen wie Eisdicke und Bedeckungsgrad erzeugt und somit ohne explizite Diffusion auskommt.

Für Meereisstudien mit einfachen Parametrisierungen des ozeanischen Wärmeflusses (Harder und Lemke, 1994; Kreyscher et al., 1999) und auch gekoppelt mit einem eindimensionalen Modell der ozeanischen Deckschicht (Lemke et al., 1990; Fischer und Lemke, 1994; Timmermann et al., 1999 u. a.) hat dieses Modell bereits weite Anwendung gefunden. Grundelemente wurden in mehr oder weniger modifizierter Form zum Beispiel auch von Flato und Hibler (1991) sowie Stössel (1992a,b) angewandt. Modelle des gleichen Konzepts wurden in gekoppelten Meereis-Ozean-Modellen z. B. von Häkkinen (1995), Marsland und Wolff (1999) oder Goosse und Fichefet (1999) eingesetzt.

In der vorliegenden Studie wird dieses Modell nicht nur zur Beschreibung des Meereises genutzt, sondern - mit nur geringen Modifikationen - auch zur Bestimmung der Wechselwirkung zwischen Eis und Ozean an der Unterseite der antarktischen Schelfeis-Gebiete.

2.2.2 Thermodynamik

Die lokale zeitliche Änderung des Eisvolumens, also das Gefrieren und Schmelzen von Meereis, folgt aus Energiebilanzen für die Oberfläche und die Eisunterseite, die auf dem Ansatz von Parkinson und Washington (1979) und einem Wärmeleitungsmodell nach Semtner (1976) beruhen.

2.2.2.1 Energiebilanz

Unter Vernachlässigung der Wärmespeicherung im Meereis läßt sich die Energiebilanz der Meereisdecke und der evtl. darauf liegenden Schneeschicht als

$$Q_{ai} + Q_{oi} + \rho_i L_i \left(\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\rho_{sn}}{\rho_i} \cdot \frac{\partial h_s}{\partial t} \right) = 0 \quad (2.21)$$

schreiben (Parkinson und Washington, 1979). Hierbei bezeichnen Q_{ai} und Q_{oi} die mit der Atmosphäre bzw. dem Ozean ausgetauschten Wärmeflüsse, $\rho_i = 910 \text{ kg/m}^3$ und $\rho_{sn} = 290 \text{ kg/m}^3$ die Dichte des Meereises bzw. des Schnees und $L_i = 3.34 \cdot 10^5 \text{ J/kg}$ die spezifische latente Wärme für den Phasenübergang fest – flüssig (Schmelzwärme). Q_{ai} und Q_{oi} haben positives Vorzeichen für einen Wärmestrom *in* das Eis.

Oberflächenenergiebilanz

Die Wärmeflüsse Q_{ai} und Q_{ao} an der Grenzfläche zwischen Atmosphäre und Eis bzw. im nicht mit Eis bedeckten Teil der Gitterzelle zwischen Atmosphäre und Ozean setzen sich gemäß

$$Q_{ai,ao} = Q_{SW}^\downarrow + Q_{SW}^\uparrow + Q_{LW}^\downarrow + Q_{LW}^\uparrow + Q_s + Q_l \quad (2.22)$$

aus den kurz- und langwelligen Strahlungsflüssen Q_{SW} und Q_{LW} sowie den Flüssen Q_s und Q_l von sensibler und latenter Wärme zusammen, wobei die Symbole \downarrow und \uparrow an den Strahlungstermen jeweils die Ein- bzw. die Abstrahlung bezeichnen.

Die kurzwellige solare Einstrahlung Q_{SW}^\downarrow wird aus der von Zillmann (1972) aufgestellten empirischen Formel für die kurzwellige solare Einstrahlung bei wolkenfreiem Himmel und einer Bewölkungskorrektur nach Laevastu (1960) berechnet⁵ und ist für jeden Zeitschritt eine Funktion des Sonnenstands (Jahres- und Tagesgang, geographische Breite) und des Zustands der Atmosphäre (Partialdruck des Wasserdampfs, Bewölkungsgrad).

Die kurzwellige Rückstrahlung Q_{SW}^\uparrow ist angesetzt als

$$Q_{SW}^\uparrow = \alpha Q_{SW}^\downarrow, \quad (2.23)$$

wobei die Albedo α nach Oberflächentyp und -temperatur unterschieden wird:

⁵Das Verfahren wurde von Parkinson und Washington (1979) eingehend beschrieben.

$\alpha = 0.85$	für gefrorenen Schnee
$\alpha = 0.75$	für schmelzenden Schnee
$\alpha = 0.75$	für gefrorenes Eis ohne Schneeeauflage
$\alpha = 0.66$	für schmelzendes Eis
$\alpha = 0.10$	für offenes Wasser

(Fischer, 1995). Die langwellige Einstrahlung Q_{LW}^\downarrow aus der Atmosphäre wird näherungsweise durch

$$Q_{LW}^\downarrow = \epsilon_a \sigma T_a^4 \quad (2.24)$$

aus der Lufttemperatur T_a (in K) in 2 m Höhe berechnet, wobei $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ die Stefan-Boltzmann-Konstante bezeichnet. Die Emissivität ϵ_a der Atmosphäre im infraroten Frequenzbereich wird gemäß

$$\epsilon_a = 0.765 + 0.22 \cdot A_c^3 \quad (2.25)$$

(König-Langlo und Augstein, 1994) als Funktion des Bewölkungsgrades A_c beschrieben.

Die langwellige thermische Abstrahlung Q_{LW}^\uparrow wird nach dem Stefan-Boltzmann-Gesetz als Funktion der Oberflächentemperatur T_s des Meereises bzw. des Ozeans gemäß

$$Q_{LW}^\uparrow = \epsilon_s \sigma T_s^4 \quad (2.26)$$

beschrieben. Die Emissivität im infraroten Frequenzbereich ist für Meereis und offenes Wasser konstant mit $\epsilon_s = 0.97$ angesetzt, während die Oberflächentemperatur eine Modellvariable und für Meereis und offenes Wasser verschieden ist.

Die turbulenten Flüsse Q_s und Q_l von sensibler und latenter Wärme werden aus zwei analogen Formeln berechnet:

$$Q_s = \rho_a c_p C_s |u_{10}^\vec{u}| (T_a - T_s) \quad (2.27)$$

$$Q_l = \rho_a L C_l |u_{10}^\vec{u}| (q_a - q_s), \quad (2.28)$$

wobei $\rho_a = 1.3 \text{ kg m}^{-3}$ die Dichte der Luft am Boden, $c_p = 1004 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ihre spezifische Wärme und $L = 2.5 \cdot 10^6 \text{ J kg}^{-1}$ bzw. $2.834 \cdot 10^6 \text{ J kg}^{-1}$ die spezifische Wärme für die Verdunstung von Wasser bzw. die Sublimation von Eis bezeichnet. Die Wärmeübertragungskoeffizienten C_s und C_l für sensible und latente Wärme sind zu $1.75 \cdot 10^{-3}$ gewählt (Parkinson und Washington, 1979; Maykut, 1977). Die Windgeschwindigkeit $u_{10}^\vec{u}$ in 10 m Höhe, sowie die Temperatur T_a und spezifische Feuchte q_a der Luft in 2 m Höhe sind (ebenso wie der Bewölkungsgrad) zeitabhängige Randbedingungen, die als Antriebsdaten vorgeschrieben werden. Die spezifische Feuchte q_s unmittelbar über der Eis- oder Wasseroberfläche folgt mit den Gleichungen (2.67) und (2.68) aus der Oberflächentemperatur T_s (vgl. Abschnitt 2.5.3).

Wärmeleitung

Die Randbedingungen der Energiebilanz des Meereises sind nach Semtner (1976)

$$Q_{ai} + Q_c + \rho_i L_i \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_a = 0 \quad (2.29)$$

für die obere, atmosphärische Grenzfläche der Eisdecke und

$$Q_{oi} - Q_c + \rho_i L_i \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_o = 0 \quad (2.30)$$

für die untere, ozeanische Grenzfläche. Der konduktive Wärmefluß Q_c beschreibt die Wärmeleitung durch das Eis und die evtl. vorhandene Schneeauflage nach dem sogenannten Nullschichtenmodell (Semtner, 1976). Hierbei wird angenommen, daß das Eis keine Wärmekapazität hat, so daß der konduktive Wärmefluß vertikal konstant ist und Q_c an der Ober- und Unterseite der Eisdecke mit gleichem Betrag, aber umgekehrtem Vorzeichen eingeht. Es entsteht ein lineares Temperaturprofil, wobei aber wegen der unterschiedlichen Wärmeleitfähigkeiten κ_i für Eis und κ_s für Schnee der Temperaturgradient in den beiden Schichten unterschiedlich ist. Der konduktive Wärmefluß durch Eis und Schnee folgt dann aus

$$Q_c = \frac{\kappa_i (T_b - T_s)}{h_i^*}, \quad (2.31)$$

wobei

$$h_i^* = h_i + h_{sn} \frac{\kappa_i}{\kappa_s} \quad (2.32)$$

mit den Wärmeleitfähigkeiten

$$\begin{aligned} \kappa_i &= 2.17 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1} \\ \kappa_s &= 0.31 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1} \end{aligned}$$

als sogenannte effektive thermodynamische Eisdicke den Isolationseffekt der Schneeauflage berücksichtigt. Die Variablen $h_i = h/A$ und $h_{sn} = h_s/A$ bezeichnen die aktuelle Dicke von Eis bzw. Schnee im eisbedeckten Teil der Gitterzelle. Als Temperatur T_b an der Unterseite des Eises wird die Gefrierpunkttemperatur T_f (Abschnitt 2.4.1) angenommen. Die Oberflächentemperatur T_s dagegen ist eine diagnostische Variable, deren Bestimmung im Abschnitt 2.2.2.2 beschrieben wird.

Eisunterseite

Der Wärmefluß Q_{oi} an der Eisunterseite wird in der vorliegenden Untersuchung aus der thermodynamischen Wechselwirkung zwischen Eis und Ozean berechnet. Seine Bestimmung wird in Abschnitt 2.4.1 beschrieben.

2.2.2.2 Thermodynamische Wachstumsraten

Eisbedeckter Teil der Gitterzelle

Aus den Gleichungen (2.29) sowie (2.22) und (2.31) werden die Oberflächentemperatur T_s und der konduktive Wärmefluß Q_c iterativ bestimmt. Hierfür gelten die Zwangsbedingungen, daß T_s die Gefrierpunktstemperatur von Süßwasser⁶, also 0°C , nicht überschreiten kann, und daß an der Oberfläche nur *Schmelzen* von Eis oder Schnee erfolgen kann, jedoch kein Gefrieren.

Wenn die Bedingung $T_s \leq 0^\circ\text{C}$ erfüllt werden kann, stellt sich die Oberflächentemperatur T_s so ein, daß die Energiebilanz an der Oberfläche gemäß Gleichung (2.29) zu $Q_{ai} + Q_c = 0$ ausgeglichen ist. Folgt jedoch aus einer ausgeglichenen Energiebilanz eine Oberflächentemperatur $T_s > 0^\circ\text{C}$, so wird $T_s = 0^\circ\text{C}$ gesetzt, die Energiebilanz mit diesem Wert neu berechnet und der Energieüberschuß benutzt, um Eis oder Schnee zu schmelzen. Die Gleichungen

$$\frac{\partial h_s}{\partial t} = -\frac{Q_{ai} + Q_c}{\rho_{sn}L_i} \quad (2.33)$$

$$\left(\frac{\partial h}{\partial t}\right)_a = -\frac{Q_{ai} + Q_c}{\rho_i L_i} - \frac{\partial h_s}{\partial t} \quad (2.34)$$

beschreiben in diesem Fall die Eis- und Schneedickenänderung an der Meereisoberfläche. Hierbei wird angenommen, daß zuerst der gesamte auf der Eisscholle liegende Schnee schmilzt, bevor sich die Eisdicke ändert.

Wie in Gleichung (2.31) zu erkennen, ist der konduktive Wärmefluß von der Eis- und Schneedicke abhängig. In einer Fläche von der Größe einer Modellgitterzelle existieren in der Natur aber im allgemeinen sowohl dünne als auch dicke Eisschollen, wobei der konduktive Wärmetransport hauptsächlich durch die dünnsten Eisschollen erfolgt. Um trotz der Beschränkung des Modells auf eine Eisklasse eine möglichst realistische Beschreibung der Thermodynamik in einer Modell-Gitterzelle zu erhalten, wird nach Hibler (1984) für den eisbedeckten Teil der Gitterzelle eine lineare Eisdickenverteilung von 0 bis $2h_i^*$ angenommen, die numerisch durch sieben subskalige Klassen der Dicken $\frac{1}{7}h_i^*$ bis $\frac{13}{7}h_i^*$ approximiert wird. Für jede der sieben Kategorien wird die Wachstumsrate bestimmt; anschließend werden die Wachstumsraten der sieben Kategorien gemittelt.

Die Eisdickenänderung an der Unterseite des Eises folgt analog zur Gleichung (2.34) gemäß

$$\left(\frac{\partial h}{\partial t}\right)_o = -\frac{Q_{oi} - Q_c}{\rho_i L_i} \quad (2.35)$$

⁶Durch die Wirkung der Soledrainage ist die Meereisoberfläche im allgemeinen salzarm. Zudem ist das Meereis meist mit einer Schneeauflage bedeckt, die wegen ihres meteorischen Ursprungs stets aus Süßwasser besteht.

aus der Bilanz der Wärmeflüsse an der unteren Grenzfläche.

Eisfreier Teil der Gitterzelle

In jeder Gitterzelle befindet sich ein durch den Wert der Eiskonzentration A bestimmter Anteil offenen Wassers. Gleichung (2.22) liefert hier den Wärmefluß Q_{ao} an der Grenzfläche zur Atmosphäre. Als Oberflächentemperatur T_s geht hier die Temperatur der obersten Schicht des Ozeans ein; in Gleichung (2.23) und (2.28) werden die Albedo bzw. die Verdunstungswärme für flüssiges Wasser eingesetzt.

Solange T_s oberhalb des Gefrierpunktes T_f liegt, wird der resultierende Wärmefluß Q_{ao} in Erwärmung oder Abkühlung der ozeanischen Deckschicht umgesetzt. Wenn T_s bereits am Gefrierpunkt liegt, kann der Ozean bei weiterem Energieverlust an die Atmosphäre nicht weiter abgekühlt werden, so daß die Energiebilanz durch den Gewinn latenter Wärme bei der Eisbildung ausgeglichen wird. Die thermodynamische Wachstumsrate des Eisvolumens im offenen Teil der Gitterzelle ist dann

$$\left(\frac{\partial h}{\partial t}\right)_{ow} = -\frac{Q_{ao}}{\rho_i L_i}. \quad (2.36)$$

Mittlere Wachstumsrate

Durch Wichtung mit ihren jeweiligen Flächenanteilen werden die Wachstumsraten für den eisbedeckten und den offenen Teil der Gitterzelle zusammengefaßt:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = A \cdot \left(\frac{\partial h}{\partial t}\right)_a + A \cdot \left(\frac{\partial h}{\partial t}\right)_o + (1 - A) \cdot \left(\frac{\partial h}{\partial t}\right)_{ow} \quad (2.37)$$

ist die gesamte thermodynamisch bedingte Änderung der Eisdicke.

2.2.2.3 Laterales Eiswachstum und Rinnenbildung

Ausgehend von der im vorherigen Abschnitt beschriebenen Berechnung der thermodynamischen Wachstumsrate wird die damit verbundene Änderung der Eiskonzentration A durch empirische Gleichungen (Hibler, 1979) beschrieben: Im Falle des Gefrierens wächst die eisbedeckte Fläche proportional zur Fläche offenen Wassers ($1 - A$) gemäß

$$S_A = \frac{1 - A}{h_o} \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_{ow, freeze} + S_A^{sh}, \quad (2.38)$$

wobei der empirische Parameter h_o (sog. Rinnenschließungsparameter) die Geschwindigkeit bestimmt, mit der sich die Eisdecke schließt. Er ist mit $h_o = 1.0$ m in den hier vorgestellten Untersuchungen so gewählt worden, daß Eisvolumen und Wassermasseigenschaften in der Simulation realistisch reproduziert werden.

Im Falle des Schmelzens dagegen ist die Abnahme der eisbedeckten Fläche proportional zur Abnahme des Eisvolumens:

$$S_A = \frac{A}{2h} \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_{melt} + S_A^{sh}, \quad (2.39)$$

wobei der Faktor $\frac{A}{2h}$ aus der Annahme einer zwischen 0 und $\frac{2h}{A}$ gleichverteilten Eisdicke folgt. Das Entstehen von Rinnen offenen Wassers durch Scherdeformation wird nach Harder (1994) durch

$$S_A^{sh} = -0.5 (\Delta - |\nabla \cdot \vec{u}_i|) e^{-C(1-A)} \quad (2.40)$$

parametrisiert, wobei Δ das in Gleichung (2.49) definierte Maß der Deformationsrate und C ein im Abschnitt 2.2.3 beschriebener empirischer Parameter ist.

2.2.3 Impulsbilanz

Wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben folgt die Driftgeschwindigkeit \vec{u}_i , mit der Eis und Schnee advehiert werden, aus der Impulsbilanz

$$m \left\{ \frac{\partial \vec{u}_i}{\partial t} + \vec{u}_i \cdot \nabla \vec{u}_i \right\} = \vec{\tau}_{ai} - \vec{\tau}_{io} - m f \vec{k} \times \vec{u}_i - m g \nabla \eta + \vec{F} \quad (2.41)$$

nach dem Modell von Hibler (1979). Sie enthält die lokale zeitliche Änderung und den Effekt der Advektion, sowie auf der rechten Seite die Schubspannungen durch Wind ($\vec{\tau}_a$) und Ozeanströmung ($\vec{\tau}_{io}$), die Corioliskraft, die Hangabtriebskraft auf einer geneigten Ozeanoberfläche und die internen Kräfte \vec{F} . Die Variable $m = \rho_i h$ bezeichnet die Eismasse pro Fläche, $\vec{k} = (0, 0, 1)$ den Einheitsvektor senkrecht zur Oberfläche; f und g bezeichnen wieder den Coriolisparameter und die Erdbeschleunigung; η repräsentiert die Auslenkung der Meeresoberfläche gegenüber einer Fläche konstanten Geopotentials (Geoid), die als Teil des Kopplungsschemas aus der Ozeanströmung abgeleitet wird.

Schubspannungen

Die Windschubspannung wird beschrieben durch

$$\vec{\tau}_{ai} = \rho_a c_{d,ai} |\vec{u}_{10}| \vec{u}_{10}, \quad (2.42)$$

wobei $c_{d,ai} = 1.32 \cdot 10^{-3}$ den atmosphärischen Schubspannungskoeffizienten bezeichnet. Da die Driftgeschwindigkeit des Meereises im allgemeinen klein gegen die Windgeschwindigkeit ist, wird sie bei der Formulierung von Gleichung (2.42) vernachlässigt.

Der Schub $\vec{\tau}_{io}$ zwischen Eis und Ozean ist Teil der Kopplung zwischen Eis- und Ozeanmodell. Seine Berechnung wird in Abschnitt 2.4.3 beschrieben.

Interne Kräfte, Rheologie

Die internen Kräfte \vec{F} im Meereis werden gemäß

$$F_j = \sum_i \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_i}. \quad (2.43)$$

als Divergenz des zwei-dimensionalen Spannungstensors σ beschrieben. Ausgehend vom Tensor der Deformationsraten

$$\dot{\epsilon}_{i,j} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\partial u_i^j}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j^i}{\partial x_i} \right\} \quad (2.44)$$

beschreibt das Fließgesetz

$$\sigma_{ij} = 2\eta \dot{\epsilon}_{ij} + [(\zeta - \eta)(\dot{\epsilon}_{11} + \dot{\epsilon}_{22}) - P/2] \delta_{ij} \quad (2.45)$$

(Hibler, 1979) die im Meereis auftretenden internen Spannungen als Funktion seines Bewegungszustands. Die hierin auftretenden Terme sind die Kompressionsviskosität

$$\zeta = \frac{P}{2(\Delta + \Delta_{min})}, \quad (2.46)$$

die Scherviskosität⁷

$$\eta = \frac{P}{2e^2(\Delta + \Delta_{min})} \quad (2.47)$$

und die Eishärte

$$P = P^* h e^{-C(1-A)}. \quad (2.48)$$

⁷Die Gleichungen (2.46) und (2.47) sind von Harder (1996) gegenüber der Formulierung von Hibler (1979) modifiziert worden und gewährleisten einen gleitenden Übergang vom plastischen ins viskose Regime.

Hierbei ist

$$\Delta = \left[(\dot{\epsilon}_{11}^2 + \dot{\epsilon}_{22}^2) \left(1 + \frac{1}{e^2} \right) + 4 \frac{\dot{\epsilon}_{12}^2}{e^2} + 2\dot{\epsilon}_{11}\dot{\epsilon}_{22} \left(1 - \frac{1}{e^2} \right) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.49)$$

Der Parameter e bestimmt das Verhältnis zwischen Kompressions- und Scherviskosität.

In dieser Form beschreibt das Fließgesetz das Meereis als ein viskos-plastisches Medium: Bei sehr kleinen Deformationsraten verhält sich Meereis wie eine viskose kompressible Flüssigkeit. Mit steigender Deformationsrate steigt die interne Spannung, bis sie den durch Gleichung (2.48) gegebenen Grenzwert⁸ erreicht. Hier bricht das Eis und gibt durch plastische Verformung nach, wobei die interne Spannung von der Deformationsrate unabhängig wird.

Ein weiteres wesentliches Merkmal dieser Rheologie ist das unterschiedliche Verhalten bei divergenter und konvergenter Drift. Während im Rahmen des Arctic Ice Dynamics Joints Experiments (AIDJEX) bei divergenter Drift keine nennenswerten internen Kräfte beobachtet wurden, setzt das Eis Konvergenz und Scherung erheblichen Widerstand entgegen. Gleichung (2.48) beschreibt die hierbei maximal erreichbare interne Spannung, die nach Hibler (1979) als Funktion der mittleren Eisdicke h und des Bedeckungsgrades A angesetzt wird: Dünnes Eis und lockere Schollenfelder können der Deformation keinen großen Widerstand entgegensetzen. Erst bei einer kompakten Eisdecke aus dickem Eis können die internen Kräfte eine konvergente Drift bremsen oder ganz zum Stillstand bringen. Die internen Kräfte im Eis wirken also nur bei hohen Eiskonzentrationen und nehmen mit der Dicke der Eisschollen zu.

Die großskalig wirkenden Kräfte ergeben sich als statistisches Mittel vieler klein- und mesoskaliger Prozesse, die im Modell nicht aufgelöst werden können. Daher sind P^* , C , e und Δ_{min} reine Modellparameter, deren Werte als

$$\begin{aligned} P^* &= 20000 \text{ N m}^{-2} \\ C &= 20 \\ e &= 2 \\ \Delta_{min} &= 2 \cdot 10^{-9} \text{ s}^{-1} \end{aligned}$$

(Hibler, 1979; Fischer, 1995; Harder, 1996; eigene Sensitivitätsstudien) gewählt wurden.

⁸Bei einem zweidimensionalen Kontinuum wird diese Bruchgrenze durch eine elliptische Fließkurve mit der Exzentrizität e beschrieben (siehe z.B. Mellor, 1986).

2.2.4 Schnee

Die fast immer vorhandene Schneeschicht dämpft die Reaktionen des Meereises auf thermodynamische Anregungen aus der Atmosphäre: Da die Wärmeleitfähigkeit von Schnee nur ein siebtel von der des Meereises beträgt, wirkt schon eine dünne Schneeschicht als effizienter Wärmeisolator (Gleichung 2.32), der das thermodynamische Eiswachstum deutlich verlangsamt. Die im Vergleich zum Meereis höhere Albedo von Schnee (Abschnitt 2.2.2.1) reduziert dagegen den absorbierten Anteil der solaren Einstrahlung und damit die zum Schmelzen des Meereises zur Verfügung stehende Energie. Beide Effekte werden wie beschrieben in der Thermodynamik des Meereismodells berücksichtigt.

Die Entwicklung der Schneeschicht wird nach Owens und Lemke (1990) durch die Bilanzgleichung (2.19) beschrieben, wobei sich der Quellterm S_s aus folgenden Beiträgen zusammensetzt:

- Bei einer Lufttemperatur $T_a < 0^\circ \text{C}$ vergrößert der über dem eisbedeckten Teil der Gitterzelle fallende Niederschlag die Dicke der bereits vorhandenen Schneeschicht.
- Bei der Berechnung der Schmelzraten nach Gleichung (2.33) wird angenommen, daß zuerst der gesamte auf dem Eis liegende Schnee schmilzt.
- Durch die mit der Akkumulation von Schnee steigende Schneelast kann die Grenzfläche zwischen Eis und Schnee unter die Wasserlinie gedrückt werden. In diesem Falle strömt Wasser in die (im allgemeinen recht poröse) Schneeschicht ein, wobei der Schnee, der sich unterhalb der Wasserlinie befindet, in Eis umgewandelt wird. Die zusätzlich in den Quellterm S_h eingehende Dicke des so erzeugten, sogenannten meteorischen Eises wird nach dem Archimedischen Prinzip bestimmt (Leppäranta, 1983). Dieser Flutungseffekt, der im Weddellmeer einen signifikanten Beitrag zum Eisvolumen leistet (Eicken et al., 1994), ist von Fischer (1995) ausführlich beschrieben und untersucht worden.

2.3 Schelfeis-Ozean-Wechselwirkung

Die Prozesse unter dem Schelfeis werden vornehmlich durch die Druckabhängigkeit des *in situ*-Gefrierpunkts von Meerwasser bestimmt. Nahe der Aufsetzlinie (*grounding line*) des Schelfeises, wo seine Mächtigkeit i. a. größer als 1000 m ist, liegt der *in situ*-Gefrierpunkt deutlich unterhalb der Gefrierpunktstemperatur an der Ozeanoberfläche. In die Kaverne einströmendes Wasser⁹ sorgt hier für Schmelzen von Schelfeis. Durch

⁹Wasser, das im nicht mit Schelfeis bedeckten Teil des Ozeans durch Wärmeverlust an die Atmosphäre abgekühlt wird, kann die Oberflächengefrierpunktstemperatur nicht unterschreiten.

den Wärmeentzug kühlt sich das Wasser ab; durch das eingetragene Schmelzwasser wird aber seine Dichte reduziert, so daß das Wasser an der Schelfeisbasis entlang in Gebiete mit geringerer Schelfeismächtigkeit aufsteigt. Da hierbei der Druck abnimmt, kann die *in situ*-Gefrierpunkttemperatur die *in situ*-Temperatur des Wassers übersteigen. Als Reaktion auf die so entstandene Unterkühlung bilden sich Eiskristalle, die sich an der Schelfeisunterseite anlagern und so Körper marinen Eises unter dem Schelfeis bilden (Engelhardt und Determann, 1987). Beim Gefrierprozeß bleibt Salz im Wasser zurück, die Dichte steigt, so daß Wasser wieder absinken und Teil einer geschlossenen Zirkulation werden kann. Aus der Kaverne ausströmendes Wasser mit Temperaturen unter dem Oberflächengefrierpunkt wird als Eisschelfwasser (ISW) bezeichnet.

Diese Prozesse sind für das Filchner-Ronne-Schelfeis z. B. von Hellmer und Olbers (1991), Grosfeld et al. (1998) und Gerdes et al. (1999) untersucht worden. Die dort genutzten Modelle der Schelfeis-Ozean-Wechselwirkung waren unabhängig vom hier angewandten Meereismodell entwickelt worden. In den Modellen von Hellmer und Olbers (1991) sowie Hellmer et al. (1998) wird der *in situ*-Gefrierpunkt an der Schelfeisunterseite aus einer diagnostischen Salzbilanz für die Grenzfläche zwischen Eis und Wasser berechnet, während Grosfeld et al. (1998) und Gerdes et al. (1999) den Salzgehalt der obersten Schicht des Ozeanmodells benutzen; dennoch stellen die Beziehungen für die Wechselwirkung zwischen Schelfeis und Ozean einen *subset* der grundlegenden Gleichungen eines Meereismodells dar.

In BRIOS-2 werden die dynamischen und thermodynamischen Wechselwirkungen von Meereis und Ozean sowie Schelfeis und Ozean durch ein einheitliches Gleichungssystem beschrieben. Auch zur Berechnung der Flüsse von Wärme, Salz und Impuls an der Schelfeis-Unterseite werden also die in im Abschnitt 2.2 vorgestellten Gleichungen genutzt. Gegenüber einem reinen Meereismodell wurde das zugrundeliegende Eismodell in folgenden Punkten modifiziert:

- Im gesamten Modellgebiet ist die Gefrierpunkttemperatur eine Funktion des Drucks und des Salzgehalts in der obersten Schicht des Ozeanmodells (vgl. Abschnitt 2.4.1). Unter dem Meereis hat dies keinen signifikanten Einfluß auf das Verhalten des gekoppelten Systems, für die Beschreibung der Wechselwirkung an der Schelfeisunterseite ist diese Erweiterung jedoch unentbehrlich.
- Für die Schelfeisregionen wird $A = 1$, $h_s = 0$ und $\vec{u}_i = 0$ gesetzt. Die Mächtigkeit des Schelfeises wird in der Eisdicke h vorgeschrieben und zeitlich konstant gehalten. Das Eismodell wird somit für die Schelfeisgebiete auf ein thermodynamisches Modell reduziert, das sich auf die in Abschnitt 2.2.2 beschriebene Berechnung der Energiebilanz und die daraus abgeleiteten Wachstums- und Schmelzraten beschränkt.

Wie in den erwähnten früheren Schelfeis-Modellstudien wird das Schelfeis als zeitlich unveränderlich angesehen; das Modell beschreibt zwar die mit dem Gefrieren

und Schmelzen an der Schelfeisunterseite verbundenen Flüsse von Salz und Wärme, verändert jedoch nicht die Schelfeisdicke. Auch das zähe Fließen des Eiskörpers wird vernachlässigt.¹⁰

2.4 Kopplung Eismodell - Ozeanmodell

Eis und Ozean treten miteinander durch Austausch von Wärme, Süßwasser (Salz) und Impuls in Wechselwirkung.

2.4.1 Wärmefluß

Meereis - Ozean

Der Wärmefluß Q_{oi} zwischen dem Ozean und der Unterseite des Meereises wird nach Morison et al. (1987) mit

$$Q_{oi} = \rho_w c_{p,w} c_{h,io} u_* (T_o - T_f) \quad (2.50)$$

parametrisiert. Hier bezeichnet ρ_w die Dichte von Wasser, $c_{p,w}$ seine spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck und $c_{h,io} = 1.2 \cdot 10^{-2}$ den Transferkoeffizienten für die Übertragung von (fühlbarer) Wärme zwischen dem Ozean und der Unterseite des Eises. Die sog. Reibungsgeschwindigkeit u_* wird durch

$$u_* = \sqrt{c_{d,io}} |\vec{u}_w - \vec{u}_i| \quad (2.51)$$

aus der Relativbewegung zwischen Eis und Ozean bestimmt, wobei \vec{u}_w die Strömungsgeschwindigkeit in der obersten Schicht des Ozeanmodells und $c_{d,io} = 3 \cdot 10^{-3}$ den ozeanischen Schubspannungskoeffizienten bezeichnet.

Als Temperatur T_o wird die Temperatur T_N in der obersten Schicht des Ozeanmodells eingesetzt. Die Gefrierpunkttemperatur T_f an der Unterseite des Eises wird durch die (*in situ*-) Gefrierpunkttemperatur der obersten Schicht des Ozeans approximiert. Sie ist gemäß

$$T_f = -(0.0575 S_N - 1.7105 \cdot 10^{-3} S_N^{1.5} + 2.1550 \cdot 10^{-4} S_N^2) - 7.53 \cdot 10^{-3} P \quad (2.52)$$

¹⁰Prinzipiell ließe sich ein dynamisch-thermodynamisches Eismodell auch zur prognostischen Beschreibung der Dickenänderung und des Fließens des Schelfeises verwenden. Das Fließverhalten eines Schelfeises unterscheidet sich jedoch drastisch vom Verhalten eines für das Meereis typischen Schollenfeldes, so daß eine einheitliche Beschreibung der *Dynamik* von Meereis und Schelfeis bisher nicht möglich ist. In einem ersten Schritt könnte das Fließen des Eises in Form eines konstanten Geschwindigkeitsfeldes vorgeschrieben werden. Die Schelfeisdicke würde dann nur zur Initialisierung vorgegeben und wäre wie die Dicke des Meereises eine prognostische Größe, deren Entwicklung durch Gefrieren, Schmelzen und Advektion bestimmt wird. Physikalisch wie numerisch ist dies unproblematisch, jedoch müßte das Kalben an der Schelfeiskante geeignet parametrisiert werden.

(UNESCO, 1978) abhängig von ihrem Salzgehalt S_N und dem hydrostatischen Druck P . Unter Meereis ist die Druckabhängigkeit vernachlässigbar; unter den großen antarktischen Schelfeisgebieten dagegen bestimmt sie maßgeblich das Verhalten des Systems (Hellmer und Olbers, 1989).

Schelfeis - Ozean

Während die oberflächennahen Geschwindigkeiten des Ozeans außerhalb der Schelfeiskavernen wesentlich durch den Schub an der Ozeanoberfläche bestimmt werden, stellt die Reibung an der Schelfeisunterseite (Abschnitt 2.4.3) nur eine Impulssenke dar. Innerhalb der Schelfeiskavernen wächst daher die Bedeutung der Gezeitenströme, die von SPEM aber wegen der festen Oberfläche (obere Randbedingung $w = 0$) nicht reproduziert werden können. Modellrechnungen von Robertson et al. (1998) zeigen maximale Strömungsgeschwindigkeiten um 20 cm/s unter dem Filchner-Ronne-Schelfeis. Um den Wärme- und Süßwasseraustausch zwischen Ozean und Schelfeis nicht systematisch zu unterschätzen, wird im gekoppelten Modell wie auch im ungekoppelten Ozeanmodell BRIOS-1 (Beckmann et al., 1999) auf eine geschwindigkeitsabhängige Parametrisierung der Wärmeflüsse zwischen Schelfeis und Ozean verzichtet und stattdessen

$$Q_{oi} = \rho_w c_{p,w} \gamma_T (T_o - T_f) \quad (2.53)$$

mit $\gamma_T = 10^{-4}$ m/s (Hellmer und Olbers, 1989) angesetzt. Dies ist äquivalent zum geschwindigkeitsabhängigen Ansatz (2.50, 2.51) mit einer Relativgeschwindigkeit von $|\vec{u}_w - \vec{u}_i| = 0.15$ m/s.

Atmosphäre - Ozean

Wie in Abschnitt 2.2.2.2 beschrieben, wird auch im nicht mit Eis bedeckten Teil der Gitterzelle der Wärmefluß durch Gleichung (2.22) bestimmt. Die in den Ozean gelangende Wärmemenge ist dann

$$Q_{ow} = Q_{ao} + \rho_i L_i \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_{ow} . \quad (2.54)$$

Flußmittelung

Durch Wichtung mit ihren jeweiligen Flächenanteilen werden die beiden Beiträge zusammengefaßt:

$$Q_o = (1 - A) \cdot Q_{ow} - A \cdot Q_{oi} \quad (2.55)$$

ist der gesamte Wärmefluß an der Ozeanoberfläche. Der in die Wärmebilanz der obersten Ozean-Gitterbox eingehende „Temperaturfluß“ an der Oberfläche hat die Dimension K m s^{-1} und wird aus dem Wärmefluß gemäß

$$\mathcal{F}^\Theta = \frac{Q_o}{\rho_w c_{p,w}} \quad (2.56)$$

berechnet.

Solare Einstrahlung

Der in die Wassersäule eindringende Teil $(1 - A) \cdot (1 - \alpha_{ow}) \cdot Q_{SW}^\downarrow$ der kurzwelligigen solaren Einstrahlung Q_{SW}^\downarrow wird in Regionen hoher vertikaler Auflösung nicht vollständig in der obersten Schicht des Ozeanmodells absorbiert. Die in einer Tiefe z anzutreffende Intensität läßt sich durch das Exponentialprofil

$$Q_{SW}(z) = (1 - A) \cdot (1 - \alpha_{ow}) \cdot Q_{SW}^\downarrow \cdot e^{-\lambda z} \quad (2.57)$$

beschreiben, wobei $\lambda = 0.04 \text{ m}^{-1}$ den Absorptionskoeffizienten bezeichnet. Der damit verbundene Wärmegewinn ist

$$F_{SW}^\Theta = \frac{1}{\rho_w c_{p,w}} \cdot \frac{\partial Q_{SW}}{\partial z} \quad (2.58)$$

und wird im gekoppelten Modell aus der Differenz der Strahlungsflüsse an der Ober- und Unterseite jeder Gitterbox berechnet.

2.4.2 Salzfluß

Bei der Eisbildung wird nur ein kleiner Teil des im Meerwasser enthaltenen Salzes in den Kristallverband eingebaut, der überwiegende Teil verbleibt in der flüssigen Phase. Auf diese Weise ist die Eisbildung mit einem Salzeintrag in die ozeanische Deckschicht verbunden, während umgekehrt das Schmelzen von Meereis einen Süßwassereintrag in die Oberfläche des Ozeans liefert. Durch beide Prozesse ändert sich die Dichte der ozeanischen Deckschicht; während der Eisbildung kann so dichtegetriebene Konvektion ausgelöst werden.

Der mit der thermodynamischen Änderung des Eis- und Schneevolumens verbundene virtuelle Salzfluß wird durch

$$\mathcal{F}_i^S = (S_o - S_i) \frac{\rho_i}{\rho_w} \left(\frac{\partial h}{\partial t} \right)_{th} + S_o \frac{\rho_{sn}}{\rho_w} \left(\frac{\partial h_s}{\partial t} \right)_{th} \quad (2.59)$$

beschrieben. Hierbei bezeichnet S_o den Salzgehalt der ozeanischen Deckschicht, für den der Salzgehalt S_N der obersten Schicht des Ozeanmodells eingesetzt wird. S_i ist

der Salzgehalt des Meereises, der mit 5 psu angenommen wird. Der Salzgehalt von Schnee wird als null angenommen. ρ_i , ρ_{sn} und ρ_w bezeichnen die Dichten von Meereis, Schnee und Meerwasser.

Eine weitere Quelle von Süßwasser bildet die mit $(\mathcal{P} - \mathcal{E})$ bezeichnete Differenz aus Niederschlag und Verdunstung. Bei Lufttemperaturen über dem Gefrierpunkt von Süßwasser ($T_a \geq 0^\circ\text{C}$) wird angenommen, daß der gesamte Niederschlag als Regen fällt, der von den Eisschollen ins Meer fließt. Bei $T_a < 0^\circ\text{C}$ dagegen wird der im eisbedeckten Teil der Gitterzelle fallende Niederschlag als Schnee auf dem Meereis akkumuliert. Der in den offenen Ozean gelangende Fluß von Süßwasser \mathcal{F}_{ow}^S ist also

$$\mathcal{F}_{ow}^S = S_o \cdot \begin{cases} \mathcal{P} - \mathcal{E} & \text{bei } T_a \geq 0^\circ\text{C} \\ (1 - A) \cdot (\mathcal{P} - \mathcal{E}) & \text{bei } T_a < 0^\circ\text{C} \end{cases} \quad (2.60)$$

Der insgesamt in die Bilanzgleichungen der obersten Schicht des Ozeanmodells eingehende Salzfluß wird dann als Summe

$$\mathcal{F}^S = \mathcal{F}_i^S + \mathcal{F}_{ow}^S \quad (2.61)$$

der beiden Anteile berechnet.

2.4.3 Austausch von Impuls

Der Impulsaustausch zwischen Eis und Ozean wird durch die zu Gleichung (2.42) analoge Bulkformel

$$\vec{\tau}_{io} = \rho_w c_{d,io} |\vec{u}_i - \vec{u}_w| \left((\vec{u}_i - \vec{u}_w) \cos \Theta + \vec{k} \times (\vec{u}_i - \vec{u}_w) \sin \Theta \right) \quad (2.62)$$

beschrieben. Hier bezeichnet $\rho_w = 1000 \text{ kg/m}^3$ die Dichte von Wasser und $c_{d,io} = 3 \cdot 10^{-3}$ den ozeanischen Schubspannungskoeffizienten. Die Eisdriftgeschwindigkeit \vec{u}_i ist von derselben Größenordnung wie die Strömungsgeschwindigkeit des Ozeans und kann daher im Gegensatz zu Gleichung (2.42) hier nicht vernachlässigt werden.

Als Strömungsgeschwindigkeit \vec{u}_w des Ozeans geht im gekoppelten Modell die Geschwindigkeit $(u, v)_N$ in der obersten Schicht des Ozeanmodells ein. Dies ist jedoch nicht die Oberflächengeschwindigkeit, so daß diese Formel im Gegensatz zur Gleichung (2.42) einen Drehwinkel Θ enthält. Sein Wert wurde nach einer Reihe von Sensitivitätsstudien, die im Abschnitt 3.3.3 und im Anhang C beschrieben werden, auf 10° festgelegt.

Analog zu Gleichung 2.42 wird der Windschub $\vec{\tau}_{ao}$ im nicht mit Eis bedeckten Teil der Gitterzelle durch

$$\vec{\tau}_{ao} = \rho_a c_{d,ao} |\vec{u}_{10}| \vec{u}_{10}, \quad (2.63)$$

mit $c_{d,ao} = 1.0 \cdot 10^{-3}$ parametrisiert. Der Oberflächenantrieb für die Impulsgleichungen des Ozeanmodells wird durch flächengewichtete Mittelung von τ_{io} und τ_{ao} gebildet:

$$\vec{\tau}_o = A \cdot \vec{\tau}_{io} + (1 - A) \cdot \vec{\tau}_{ao} \quad (2.64)$$

$$\vec{\mathcal{F}}^{(u,v)} = \frac{\vec{\tau}_o}{\rho_0} \quad (2.65)$$

Diese Beschreibung ist konsistent mit dem dritten Newton'schen Gesetz (actio = reactio).¹¹

Während die Gleichungen des Meereismodells auf einem sphärischen Arakawa-B-Gitter (Arakawa und Lamb, 1977) diskretisiert sind, werden die Gleichungen des Ozeanmodells wie erwähnt auf einem Arakawa-C-Gitter gelöst. Für die Berechnung der Schübe zwischen Eis und Ozean werden daher die Geschwindigkeiten der obersten Gitterbox des Ozeanmodells linear auf die Vektorpunkte des Eismodells interpoliert.

Das Ozeanmodell verwendet die *rigid lid*-Approximation, berechnet also keine Auslenkungen der Ozeanoberfläche. Für die Impulsbilanz (2.41) des Meereises wird jedoch die Hangabtriebskraft auf einer geneigten Wasseroberfläche benötigt. Sie wird näherungsweise durch die (eigentlich für geostrophische Strömungen geltende) Beziehung

$$\nabla\eta = -\frac{f}{g} \vec{k} \times \vec{u}_w \quad (2.66)$$

aus der Strömung in der obersten Gitterbox des Ozeanmodells abgeleitet.

2.5 Realisierung als Weddellmeer-Modell

2.5.1 Modellgebiet

Das gekoppelte Modell wird auf einem zirkumpolaren Modellgebiet betrieben, das den Ozean südlich von 50°S einschließlich der Schelfeiskavernen umfaßt (Abb. 2.2). Im atlantischen Sektor des Südpolarmeer, dem Schwerpunkt dieser Untersuchung, beträgt die Auflösung des Gitters 1.5° in zentraler Richtung und $1.5^\circ \cdot \cos \phi$ in meridionaler Richtung, wobei ϕ die geographische Breite bezeichnet. Damit entsteht ein isotropes Gitter mit einer Maschenweite von rund 30 km im südlichen Weddellmeer (79°S) und

¹¹Eine alternative Formulierung für diesen Term beschreibt den Schub $\vec{\tau}_o$ an der Ozeanoberfläche als Vektorsumme aus dem Schub $\vec{\tau}_a$ der Atmosphäre und den internen Kräften \vec{F} im Eis, die eine Senke für den durch den Windschub eingetragenen Impuls darstellen: $\vec{\tau}_o = \vec{\tau}_a + \vec{F}$. Diese Formulierung vernachlässigt zum einen den Effekt der Corioliskraft in der Bewegung des Meereises und kann auch die Reibung an der Unterseite von Fest- oder Schelfeis nicht beschreiben, zum anderen läßt die Berechnung der internen Kräfte innerhalb des Eismodells aus numerischen Gründen ihre Verwendung als Teil des Kopplungsschemas nicht zu.

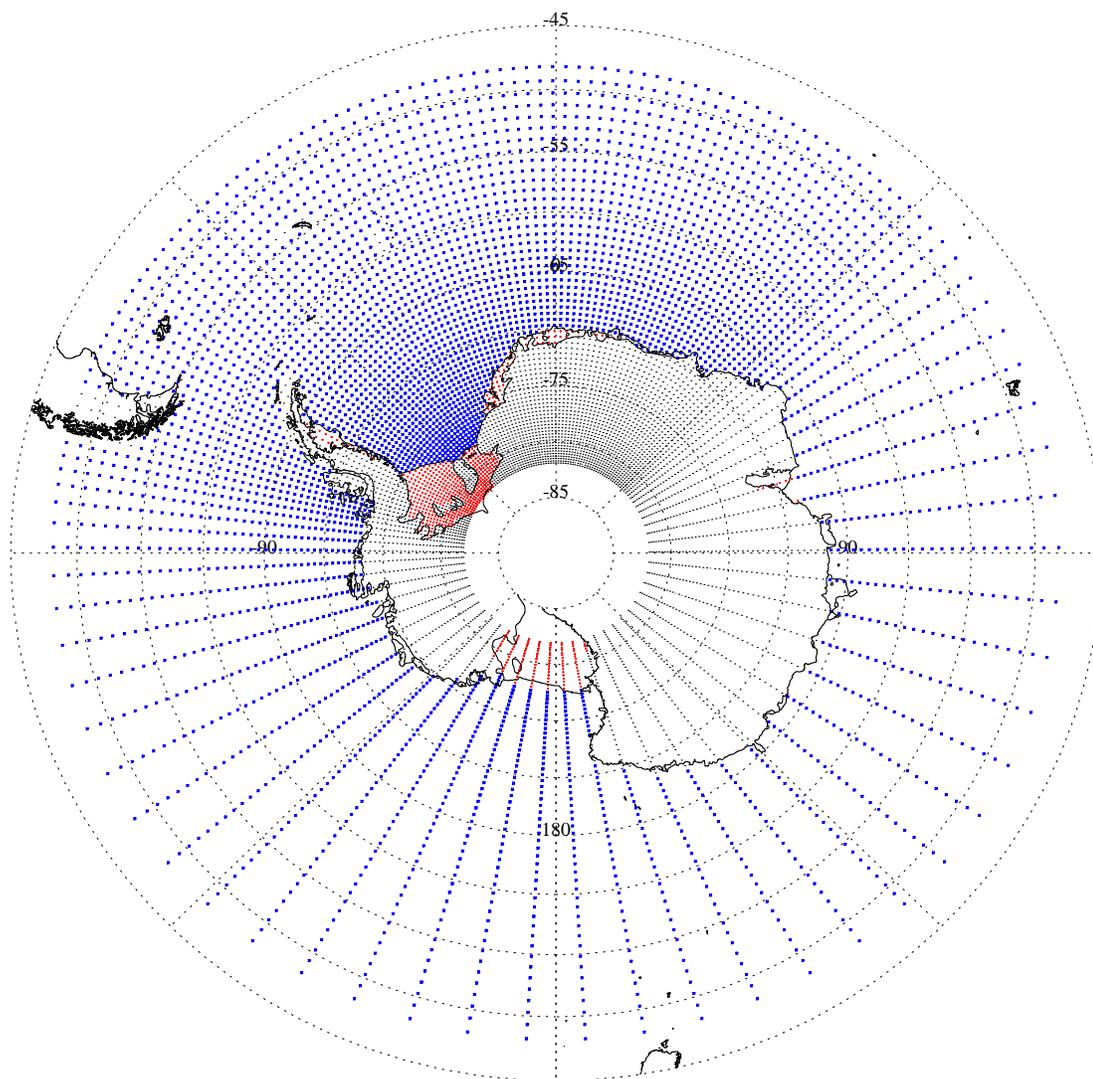


Abbildung 2.2: Das Modellgitter für skalare Größen, projiziert auf eine Karte der Küstenlinien. Blau markiert sind die Gitterpunkte im nicht mit Schelfeis bedeckten Ozean; rot markiert sind die Gitterpunkte mit Schelfeis.

und 100 km am nördlichen Rand. Jeweils westlich von $75^{\circ}W$ und östlich von $45^{\circ}E$ schließt sich ein Bereich an, in dem die Gitterweite in zonaler Richtung wächst. Im Indischen und Pazifischen Sektor des Südlichen Ozeans wird das Modellgebiet durch einen mit 6.75° in zonaler Richtung grobauflösenden Bereich geschlossen. Auf diese Weise werden offene Ränder in meridionaler Richtung und die damit verbundene Wahl weiterer Randbedingungen vermieden.

In der Vertikalen ist der Ozean in 24 Schichten aufgelöst, wobei die Schichtdicke wie im Abschnitt 2.1.3 beschrieben zur Oberfläche und zum Boden hin abnimmt (Anhang A).

Zur Festlegung der Wassertiefe wurde die von Smith und Sandwell (1997) aus Satelliten-Gravimetrie-Daten abgeleitete Bodentopographie genutzt. Für die Region des Weddellmeeres südlich von $72^{\circ}S$ wurden die Daten durch Messungen der Bathymetrie-Gruppe des AWI (Schenke et al., 1998) und durch den Datensatz von Johnson und Smith (1997) für die Kaverne unter dem Filchner-Ronne-Schelfeis ergänzt. Die Topographie wurde bilinear auf das Modellgitter interpoliert und durch einen Neunpunktoperator geglättet. In flachen Regionen, d. h. in Küstennähe und in den Schelfeiskavernen, wurde eine minimale Wassersäulendicke von 200 m vorgeschrieben.

Für die Dicke der beiden großen antarktischen Schelfeisgebiete, des Filchner-Ronne-Schelfeises und des Ross-Schelfeises, wurden Daten von Johnson und Smith (1997) verwendet. Für die übrigen Schelfeisgebiete (Larsen-, Brunt-, Riiser-Larsen-, Fimbul- und Amery-Schelfeis) wird eine Mächtigkeit von 200 m vorgeschrieben.

2.5.2 Anfangsbedingungen

Die Anfangsverteilungen von Θ und S für das Ozeanmodell wurden dem Hydrographic Atlas of the Southern Ocean (Olbers et al., 1992) entnommen und trilinear auf das Modellgitter interpoliert. Da für die Schelfeiskavernen keine geeigneten Datensätze existieren, werden hier lineare, mit der Tiefe anwachsende Temperatur- und Salzgehaltsprofile vorgeschrieben (Beckmann et al., 1999).

Eine Meereisdecke ist anfangs nicht vorhanden. Die Anfangsgeschwindigkeiten für Meereis und Ozean sind null.

2.5.3 Randbedingungen und Antrieb

Ozean

Wie bereits bei Beckmann et al. (1999) beschrieben, erfordert die nördliche Begrenzung des Modellgebiets bei $50^{\circ}S$ einige Annahmen über den Verlauf des Antarktischen

Zirkumpolarstroms (ACC): Der Transport durch die Drake Passage wird mit 130 Sv (Whitworth und Peterson, 1985) vorgeschrieben. Die Hälfte davon verläßt das Modellgebiet zwischen der Küste Südamerikas und 30°W. Diese 65 Sv werden im Indischen Sektor zwischen 120°E und 180°E in das Modellgebiet zurückgeführt.

In einem fünf Gitterzellen breiten Streifen entlang des Nordrandes sind Temperatur und Salzgehalt durch einen linearen Dämpfungsterm mit zum Rand hin abnehmender Zeitskala an die Klimatologie nach Olbers et al. (1992) gekoppelt. Weitere Flußkorrekturen (oder *restoring* zu beobachteten Größen) werden nicht durchgeführt.

Meereis

Die in die Windschubspannung $\vec{\tau}_a$ und in die Berechnung der Flüsse sensibler und latenter Wärme Q_s und Q_l eingehende Windgeschwindigkeit \vec{u}_{10} in 10 m Höhe (Abb. 2.3) sowie die Luft- und Taupunkttemperaturen T_a bzw. T_d in 2 m Höhe und der Wolkenbedeckungsgrad A_c wurden den Reanalysen¹² des Europäischen Zentrums für mittelfristige Wettervorhersagen (ECMWF) für den Zeitraum von 1985 bis 1993 entnommen. Die in sechsstündigen Intervallen vorliegenden Daten wurden nicht zeitlich gemittelt, sondern nur auf das Modellgitter interpoliert.

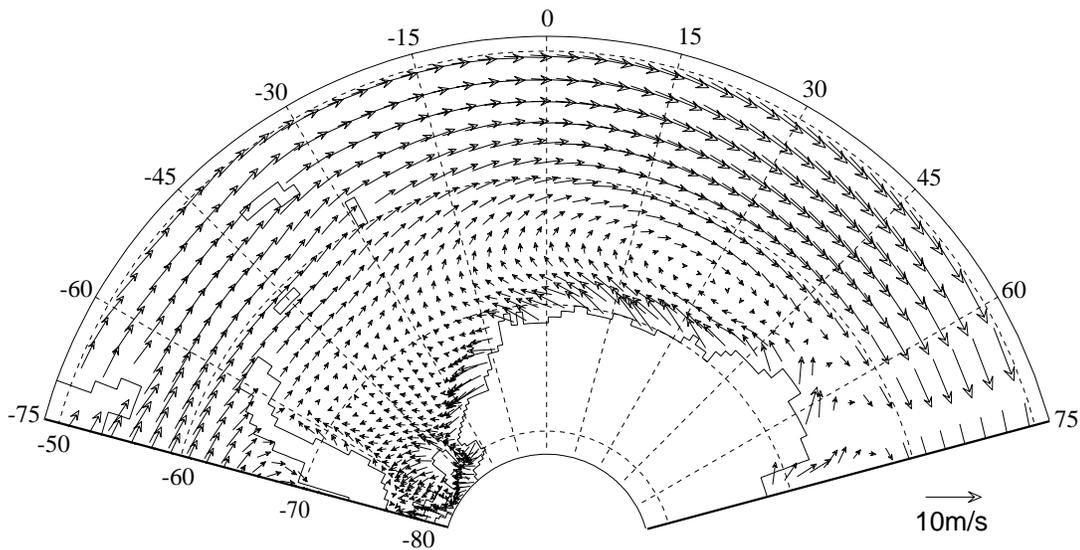


Abbildung 2.3: Mittleres Windfeld in 10 m Höhe im atlantischen Sektor des Südpolarmeeres. Dargestellt ist das Mittel aus den ECMWF-Reanalysen der Jahre 1985 bis 1993, interpoliert auf das Modellgitter. Jeder zweite Vektor ist gezeigt.

¹²Gegenüber den *Analysen* aus dem gleichen Zeitraum bieten die *Reanalysen* des ECMWF den Vorteil, daß sie mit einheitlichen Parametrisierungen gerechnet wurden, und damit keinen unrealistischen Trend der Oberflächentemperatur (Fischer und Lemke, 1994) aufweisen.

In den Fluß latenter Wärme (Gleichung 2.28) gehen die spezifischen Feuchten q_a und q_s in 2 m Höhe bzw. unmittelbar über der Oberfläche ein. Die spezifische Feuchte läßt sich mit Hilfe von

$$q_a = 0.622 \cdot \frac{p_v}{p - (1 - 0.622)p_v} \approx 0.622 \cdot \frac{p_v}{p} \quad (2.67)$$

aus dem Partialdruck p_v des Wasserdampfs in der Luft und dem Luftdruck p berechnen, wobei 0.622 das mittlere Verhältnis der Molekulargewichte von Wasserdampf und trockener Luft ist (Parkinson und Washington, 1979). Der Partialdruck des Wasserdampfes wiederum folgt mittels der empirischen Gleichung

$$p_v = 611 \text{ Pa} \cdot e^{a \frac{T_d}{T_d+b}} \quad (2.68)$$

nach Murray (1967) aus der Taupunkttemperatur T_d (in °C). Hierbei sind a und b empirische Parameter, die für die Wärmeflüsse über Eis und Ozean unterschiedlich gewählt werden¹³:

$$\begin{aligned} a &= 21.9, & b &= 265.5 \text{ °C} && \text{über Eis} \\ a &= 17.3, & b &= 237.3 \text{ °C} && \text{über offenem Wasser} \\ a &= 19.0, & b &= 250 \text{ °C} && \text{über teilweise eisbedecktem Ozean} \end{aligned}$$

Die spezifische Feuchte q_s unmittelbar über der Eis- oder Wasseroberfläche folgt ebenfalls aus den Gleichungen (2.67) und (2.68), wobei angenommen wird, daß die Luft unmittelbar über der Oberfläche dieselbe Temperatur wie die Oberfläche selbst besitzt und vollständig mit Wasserdampf gesättigt ist, so daß Luft- und Taupunkttemperatur übereinstimmen. Anstelle der Taupunkttemperatur T_d wird in Gleichung (2.68) also die Oberflächentemperatur T_s eingesetzt, die im eisbedeckten Teil der Gitterzelle eine diagnostische Variable des Meereismodells und im offenen Wasser die Temperatur der obersten Schicht des Ozeanmodells ist.

Da Niederschlagsdaten aus der ECMWF-Reanalyse nicht zur Verfügung standen, wurde die Differenz ($\mathcal{P} - \mathcal{E}$) aus Niederschlag und Verdunstung, die in die Bilanz für die Schneeeauflage und in den Süßwasserfluß an der Ozeanoberfläche eingeht, aus den Reanalysen des National Centers for Environmental Prediction (NCEP) abgeleitet. Dieser Datensatz enthält im Gegensatz zu den Reanalysen des ECMWF nur tägliche Werte.

¹³Die Werte für den teilweise eisbedeckten Ozean gehen in die Berechnung der kurzwelligen solaren Einstrahlung Q_{SW}^\downarrow ein.

2.5.4 Zeitschrittverfahren

Die Modellgleichungen werden mit unterschiedlich langen Zeitschritten integriert: Wegen der relativ hohen vertikalen Auflösung auf dem kontinentalen Schelf ist für das Ozeanmodell ein Zeitschritt von 11.25 Minuten (128 Zeitschritte pro Tag) erforderlich. Das Eismodell dagegen wird mit einem Zeitschritt von 6 Stunden integriert. Die Berechnung der Flüsse von Impuls, Wärme und Salz zwischen Eis und Ozean erfolgt ebenfalls in Intervallen von 6 Stunden.

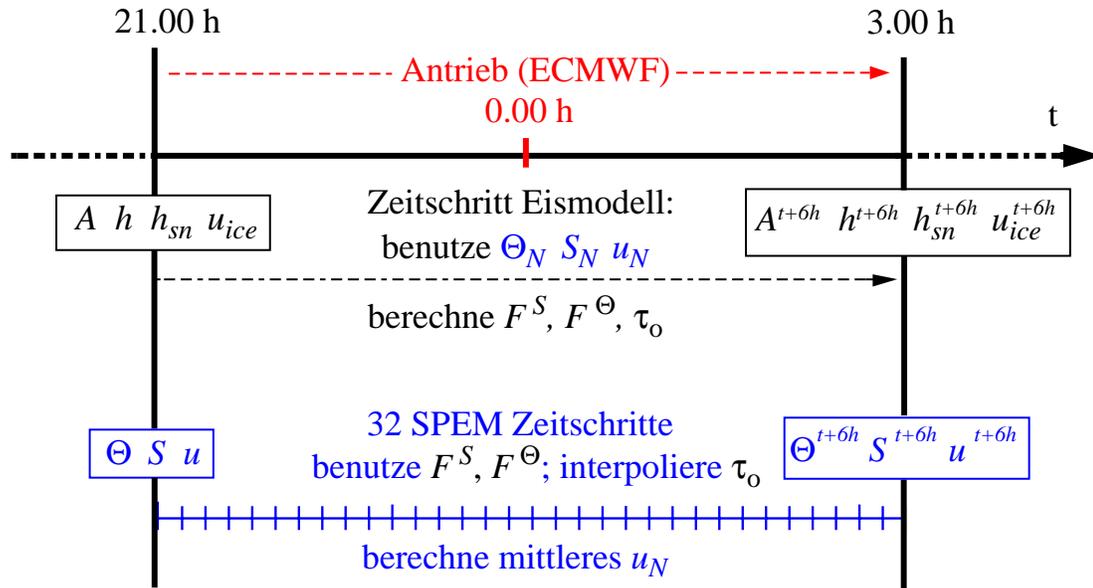


Abbildung 2.4: Zeitschrittschema für die Integration des gekoppelten Eis-Ozean-Modells BRIOS-2.

Die Antriebsdaten repräsentieren die Jahre 1985 bis 1993 und geben Momentaufnahmen des Zustands der simulierten Atmosphäre um 0.00 Uhr, 6.00 Uhr, 12.00 Uhr und 18.00 Uhr wieder. Um zu erreichen, daß der 6-stündige Zeitschritt des Meereismodells zentriert um diesen Zeitpunkt liegt, beginnt die Integration am 31. Dezember 1984 um 21.00 Uhr (Abb. 2.4). Die unteren, ozeanischen Randbedingungen für das Eismodell werden den Anfangsbedingungen (Abschnitt 2.5.2) oder dem *restart*-Datensatz einer früheren Integration entnommen. Mit den oberen, atmosphärischen Randbedingungen vom 1. Januar 1985, 0.00 Uhr wird das Eismodell bis zum 1. Januar 1985, 3.00 Uhr integriert. Die Flüsse von Salz, Wärme und Impuls an der Ozeanoberfläche während

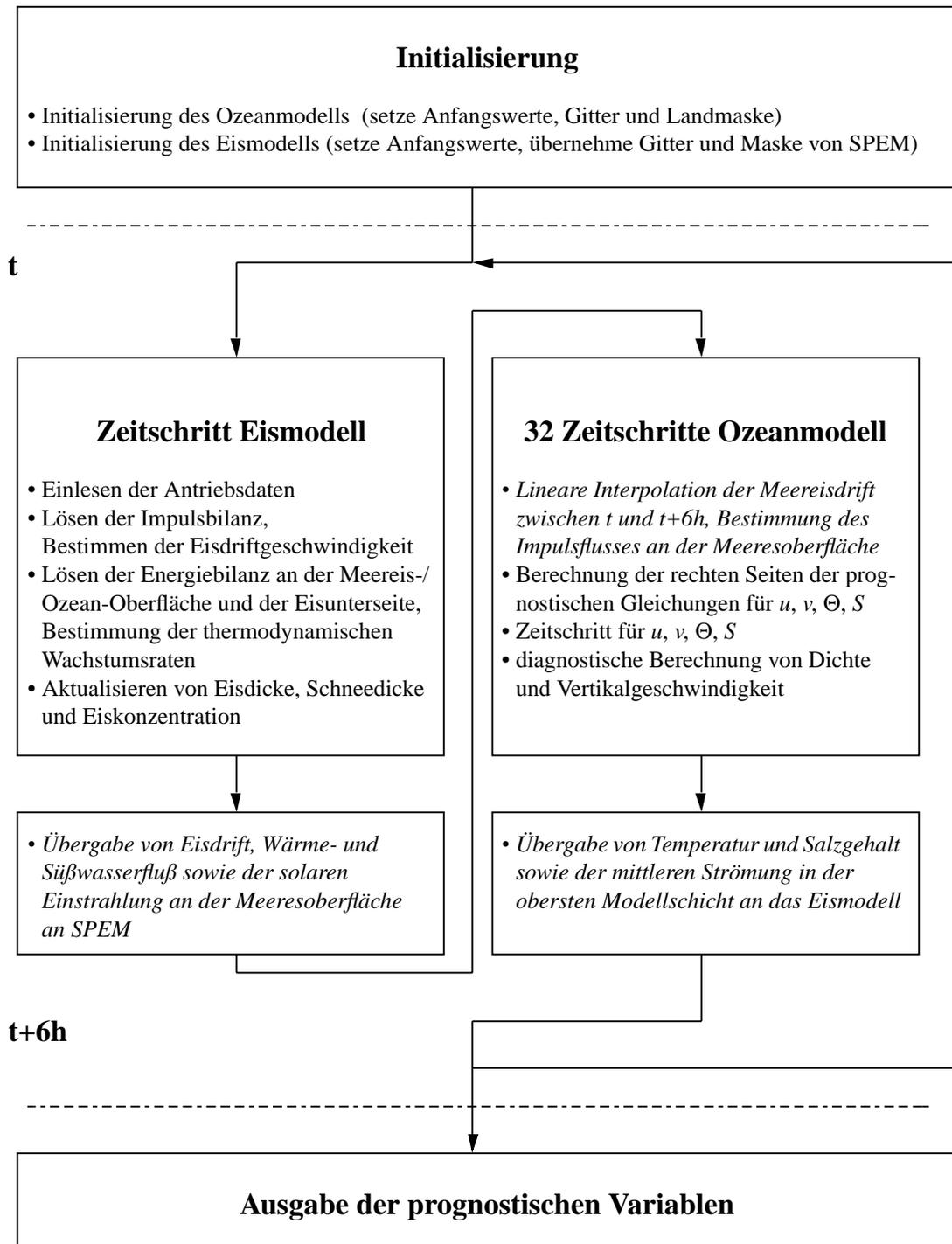


Abbildung 2.5: Flußdiagramm für das gekoppelte Eis-Ozean-Modell BRIOS-2. Kursiv geschriebener Text kennzeichnet die Kommunikation zwischen Eis- und Ozeanmodell.

dieses Zeitraums werden genutzt, um auch das Ozeanmodell für 6 Stunden zu integrieren. Am Ende dieses Zeitraums werden die aktuellen Werte von Oberflächentemperatur und -salzgehalt sowie das Mittel der Oberflächengeschwindigkeit des Ozeans als neue untere Randbedingung an das Eismodell übergeben. Dieser Zyklus wird mit jeweils aktualisierten Atmosphären Daten bis zum Ende der Integration wiederholt.

Um die Erzeugung und Übertragung von Trägheitsschwingungen zu reduzieren, wird der Schub an der Ozeanoberfläche zwischen zwei Aufrufen des Eismodells interpoliert und die Geschwindigkeit \vec{u}_w in Gleichung (2.62) über denselben Zeitraum gemittelt. Das Flußdiagramm in Abb. 2.5 veranschaulicht den Ablauf der Integration.

Speicher- und Rechenzeitbedarf

Das gekoppelte Modell in der beschriebenen Konfiguration benötigt rund 12 Megaworte Hauptspeicher. Die Integration über neun Jahre dauert auf einem CRAY-J90 Vektorrechner etwa einen Monat.

Kapitel 3

Hydrographie und Meereisverteilung im Weddellmeer: Modellergebnisse und Validierung

In der Referenzsimulation wird das in Kapitel 2 beschriebene gekoppelte Modell für dreimal neun Jahre integriert, wobei die Antriebsdaten der Jahre 1985 bis 1993 zyklisch wiederholt werden. Die in den folgenden Kapiteln durchgeführten Analysen beziehen sich auf die zweite 9-Jahres-Periode dieser Integration.¹

3.1 Wassermassen im Weddellmeer

Ozeanische Wassermassen werden (neben ihrem Gehalt an gelösten Stoffen wie Nährsalzen oder Gasen) hauptsächlich durch die konservativen Größen Temperatur und Salzgehalt charakterisiert. Diese Eigenschaften werden in den oberflächennahen Schichten durch Austausch von Wärme und Süßwasser mit der Atmosphäre geprägt. Sinkt die neu gebildete Wassermasse ab, wird der Kontakt zur Atmosphäre unterbrochen, so daß sich diese Eigenschaften nur noch durch Vermischung mit anderen Wassermassen ändern können.² In polaren Regionen kann Meereis die oberflächennahen Austauschprozesse nachhaltig beeinflussen und so die Effekte der saisonalen und

¹Wegen des relativ hohen Bedarfs an Rechenzeit wurden viele der Sensitivitätsstudien nur über zweimal neun Jahre integriert. Im Interesse einer konsistenten Betrachtung werden auch für die Analysen der Referenzintegration die Ergebnisse der zweiten 9-Jahres-Periode verwendet. Die Unterschiede zwischen der zweiten und der dritten 9-Jahres-Periode sind sehr gering und für die abzuleitenden Aussagen ohne Belang.

²Ausgenommen hiervon sind radioaktive Tracer, deren Konzentration sich durch radioaktiven Zerfall ändert, oder Stoffe, die an biologischen Prozessen beteiligt sind.

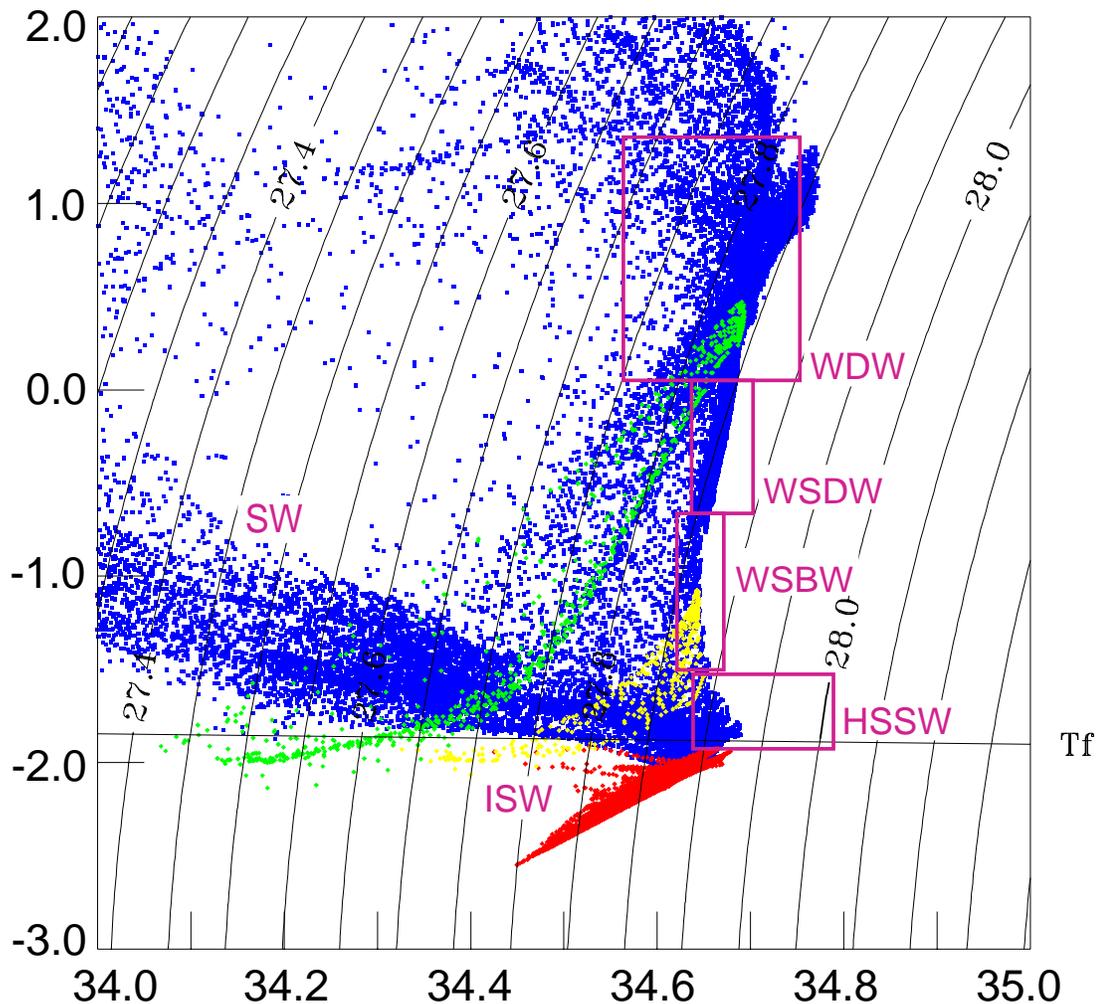


Abbildung 3.1: Über 9 Jahre gemitteltetes Θ - S -Diagramm aus dem Weddellmeer-Sektor des gekoppelten Modells BRIOS-2. Gitterpunkte im offenen (nicht mit Schelfeis bedeckten) Ozean sind blau dargestellt. Abweichend markiert sind die Punkte unter dem Filchner-Ronne-Schelfeis (rot), unter den Schelfeisgebieten des östlichen Weddellmeeres (grün) und unter dem Larsen-Schelfeis (gelb). T_f kennzeichnet die salzgehaltsabhängige Oberflächen-Gefrierpunktstemperatur. Klassifikation der Wassermassen nach Foster und Carmack (1976) bzw. Schröder und Fahrback (1999). Abkürzungen: WDW = Warmes Tiefenwasser, WSDW = Weddellmeertiefenwasser, WSBW = Weddellmeerbodenwasser, HSSW = Salzreiches Schelfwasser, ISW = Eisschelfwasser, SW = Oberflächenwasser.

zwischenjährlichen Variabilität der Atmosphäre prägen oder modifizieren. Auch durch Wechselwirkung zwischen Eis und Ozean an der Unterseite der Schelfeisgebiete werden dem Ozean Wärme, Süßwasser und Gase zugeführt oder entzogen.

Im über neun Jahre gemittelten Θ - S -Diagramm (Abb. 3.1) erkennt man, daß das gekoppelte Modell wesentliche Charakteristiken der Wassermassen des Weddellmeeres reproduziert. Ausgangspunkt der Wassermassenbildung im Weddellmeer ist das Warme Tiefenwasser (WDW), das aus dem Zirkumpolaren Tiefenwasser abgeleitet ist und mit einer Temperatur zwischen 0.5 und 1°C und einem Salzgehalt zwischen 34.65 und 34.7 von Nordosten her in das innere Weddellmeer strömt. Es vermischt sich mit dem darüber liegenden Winterwasser (dem während des Winters ausgekühlten Teil des Oberflächenwassers) zum kühleren und salzärmeren Modifizierten Warmen Tiefenwasser (Foster und Carmack, 1977). Durch Vermischung mit salzreichem Schelfwasser (HSSW) oder auch mit dem am Ausgang des Filchnergrabens ausströmenden Eisschelfwasser (ISW, $\Theta < T_f$) kann Weddellmeerbodenwasser (WSBW, $\Theta < -0.7^\circ\text{C}$, $S \approx 34.645$) gebildet werden (Foldvik et al., 1985). Andererseits entsteht durch Vermischung von Modifiziertem Warmem Tiefenwasser mit Weddellmeerbodenwasser der große Wasserkörper des Weddellmeertiefenwassers (WSDW) mit einer Temperatur um -0.5°C und einem Salzgehalt um 34.65, das das Weddellmeer auf verschiedenen Pfaden verläßt und eine wichtige Komponente des globalen Bodenwasser darstellt. Ein Vergleich mit dem aus Messungen zusammengestellten Θ - S -Diagramm von Schröder und Fahrbach (1999) zeigt, daß die Wassermassen des Weddellmeeres in der Simulation realistisch wiedergegeben werden.

3.2 Struktur des Weddellwirbels

Die simulierte großskalige Zirkulation im atlantischen Sektor des Südpolarmeeres zeichnet sich durch eine auffällige Doppelzellenstruktur des Weddellwirbels aus (Abb. 3.2). Zwei isolierte Maxima des vertikal integrierten Transports liegen im westlichen Weddellbecken bzw. nordöstlich von Maud Rise; in beiden Zellen liegt der maximale Transport zwischen 50 und 55 Sv. Diese Struktur existiert während des ganzen Jahres, ist aber im Winter deutlicher ausgeprägt.

Die simulierten Transporte sind konsistent mit Messungen von Fahrbach et al. (1994) und Schröder und Fahrbach (1999), aus denen 30 ± 10 Sv über den Schnitt Joinville Island — Kapp Norvegia und 60 ± 10 Sv entlang des Nullmeridians berechnet wurden. Yaremchuk et al. (1998) haben den erstgenannten Schnitt mit einem Inversmodell analysiert und einen mittleren Transport von 34 ± 2 Sv berechnet. Das gekoppelte Modell BRIOS-2 prognostiziert einen mittleren Transport von 38 Sv über den Schnitt Joinville Island — Kapp Norvegia und 43 Sv über den Nullmeridian und liegt damit nah an den aus Messungen abgeleiteten Transportraten.

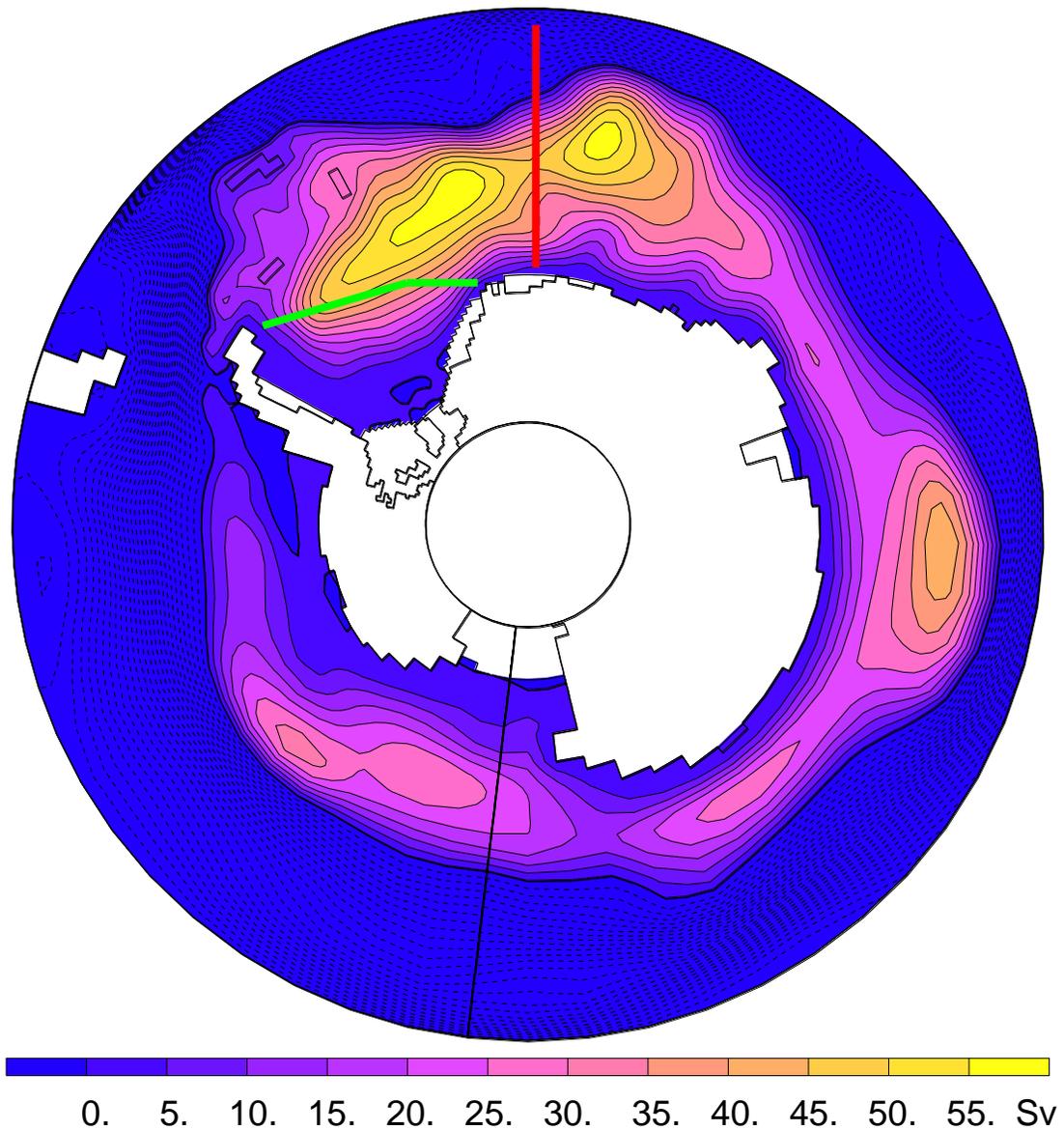


Abbildung 3.2: Vertikal integrierter Transport im gekoppelten Meereis-Ozean-Modell BRIOS-2. Dargestellt ist das 9-Jahres-Mittel der barotropen Stromfunktion Ψ . Farbkodiert sind nur positive Werte von Ψ ; Isolinien mit negativen Werten sind gestrichelt gezeichnet. Das Konturintervall ist 5 Sv. Die grüne und die rote Linie geben die Lage der Schnitte an, auf denen aus hydrographischen Messungen von Fahrbach et al. (1994) bzw. Schröder und Fahrbach (1999) vertikal integrierte Transportraten berechnet wurden. Neben dem Weddellwirbel sind mit dem Kerguelen- und dem Rosswirbel zwei weitere ausgedehnte zyklonale Wirbel zu erkennen.

Die Doppelstruktur des Weddellwirbels ist ein robustes Merkmal aller BRIOS-Simulationen: Sie findet sich (neben den hier vorgestellten Experimenten) sowohl in den Prognosen des ungekoppelten Ozeanmodells BRIOS-1 (Beckmann et al., 1999) als auch in einer mit NCEP- anstelle der ECMWF-Daten angetriebenen Version des gekoppelten Modells BRIOS-2. Sie ist unempfindlich gegenüber Parameter-Variationen oder unterschiedlichen Schemata für die horizontale und vertikale Vermischung.

Eine zweizellige Struktur des Weddellwirbels wurde bereits von Mosby (1934) und Bagriantsev et al. (1989) aus Analysen hydrographischer Daten abgeleitet. Im Gegensatz dazu zeigen die von Kottmeier und Sellmann (1996) aus Bojendaten gewonnenen Oberflächenströmungen keine Hinweise auf eine Doppelstruktur. Diese scheinbare Diskrepanz läßt sich mit Hilfe von simulierten Partikeltrajektorien erklären, die auf einem regelmäßigen Gitter gestartet und mit mittleren Strömungsfeldern aus der Referenzintegration über fünf Jahre integriert wurden.

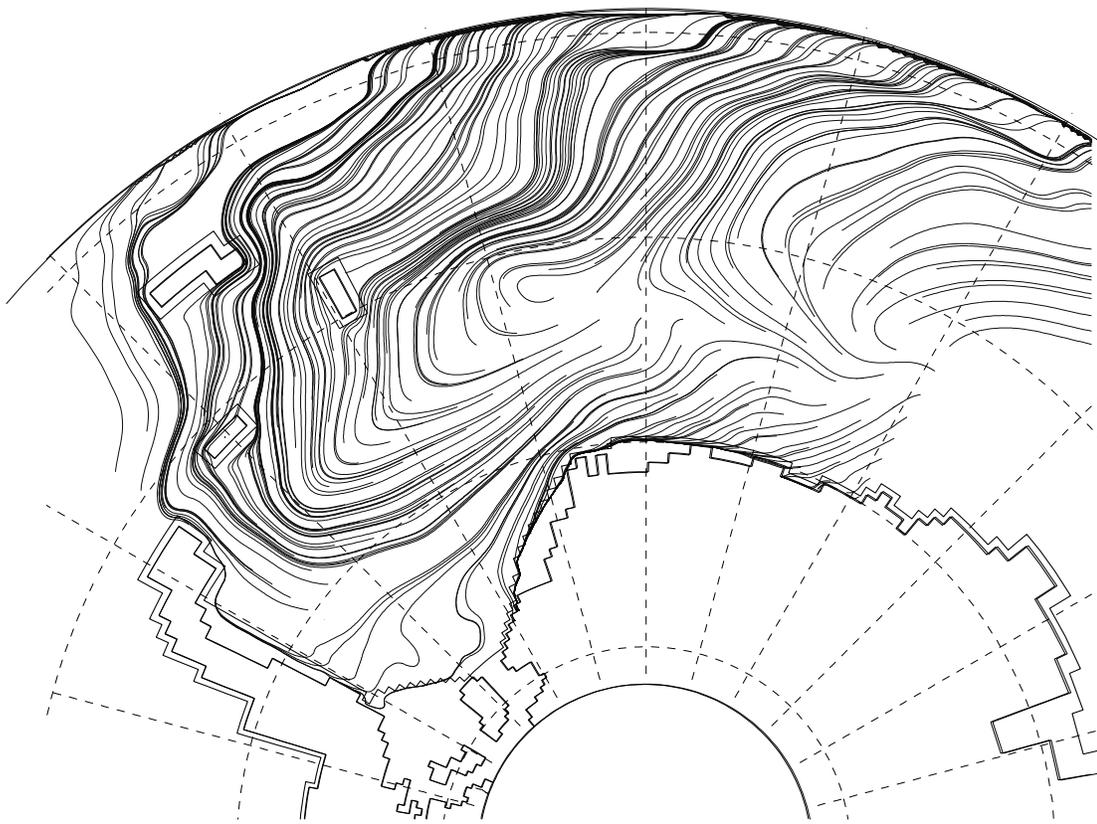


Abbildung 3.3: Über fünf Jahre integrierte Trajektorien von oberflächennahen Driftern in BRIOS-2. Das ozeanische Strömungsfeld wurde über neun Integrationsjahre gemittelt.

In den oberflächennahen Trajektorien (Abb. 3.3) ist keine Doppelstruktur erkennbar. Die oberflächennahen Ozeanströmungen werden durch den Einfluß des Windfeldes geprägt; Trajektorien, die mit aktuellen anstelle von gemittelten Strömungsgeschwindigkeiten gerechnet werden, zeigen daher eine größere Fluktuation. Auffällig ist jedoch stets eine Zone mit divergenter Strömung nordöstlich von Maud Rise, entlang von 64°S . Die Auswirkungen dieser windinduzierten Divergenz auf die Meereisverteilung in ihrer Umgebung werden im Abschnitt 5.4 diskutiert.

Typische mittlere Strömungsgeschwindigkeiten im Küstenstrom liegen bei 5 bis 6 cm/s. Entlang des antarktischen Kontinents erkennt man ausgedehnte Gebiete, in denen das Strömungsfeld eine auflandige Komponente hat. Als Folge der Ekman-Konvergenz bilden sich entlang der Küste Abtriebsgebiete mit einer typischen mittleren Vertikalgeschwindigkeit von 1 m/d. Hiermit verbunden ist eine ablandige, in die Tiefe gerichtete Strömung in Bodennähe.

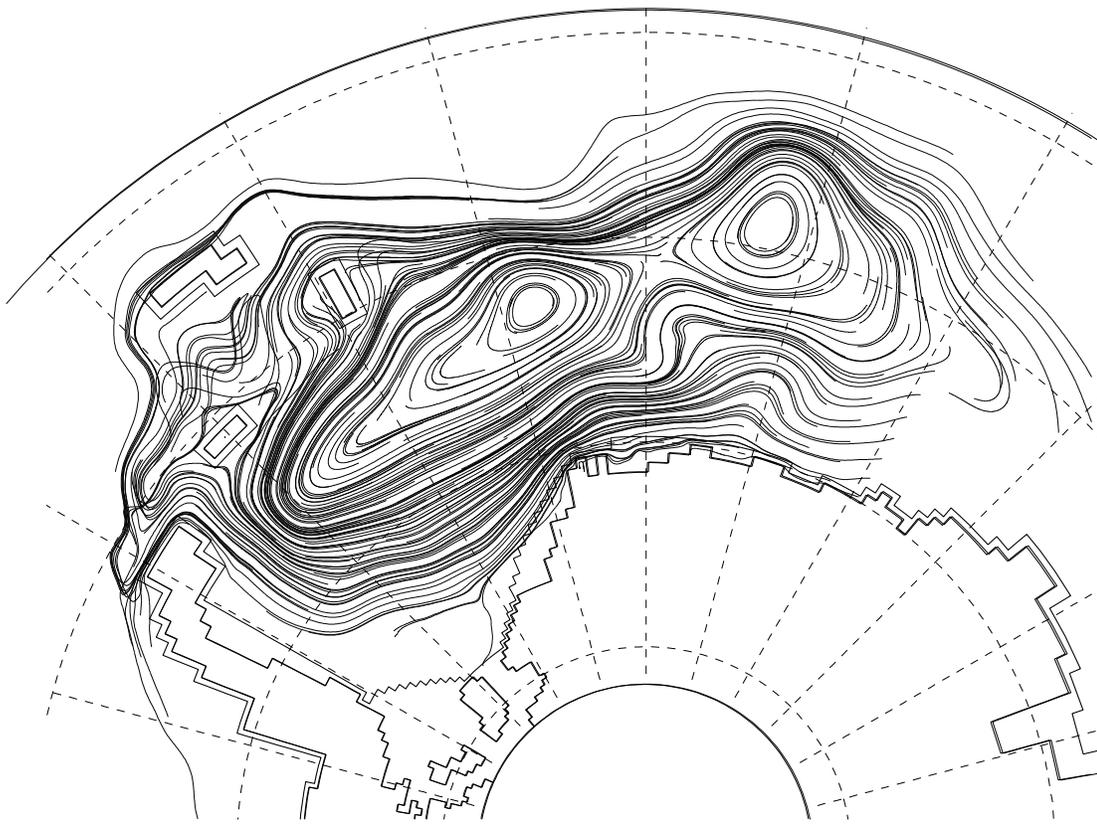


Abbildung 3.4: Wie Abb. 3.3, jedoch für Drifter, die in einer Tiefe von rund 1000 m gestartet wurden.

Im Gegensatz zu den oberflächennahen Driftern ist die Doppelstruktur des Weddellwirbels in den auf einer Tiefe von etwa 1000 m gestarteten Trajektorien deutlich erkennbar (Abb. 3.4). Hier sind die saisonalen und interannualen Variationen gering, so daß sich die Trajektorien kaum von Bahnen unterscheiden, die mit *snapshots* des Geschwindigkeitsfeldes berechnet wurden. Typische mittlere Strömungsgeschwindigkeiten außerhalb des Küstenstroms liegen in dieser Tiefe bei 1.5 cm/s.

Die geschlossenen Trajektorien im Innern der Wirbel weisen darauf hin, daß die Aufenthaltszeit von Partikeln im zentralen Weddellmeer einige Jahrzehnte betragen kann. Dagegen verlassen Partikel, die mit dem Küstenstrom ins Weddellmeer gelangen, dieses bereits nach wenigen Jahren wieder, wobei einige Drifter westwärts in das Bellingshausenmeer transportiert werden.

3.3 Meereis

3.3.1 Jahrgang der Meereisbedeckung

Nach den Analysen des PELICON-Projektes (Heygster et al., 1996), die auf Satellitenbeobachtungen der Jahre 1979 bis 1997 beruhen, bedeckt das Meereis im Südlichen Ozean eine Fläche zwischen $4.5 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ im Sommer und $20 \cdot 10^6 \text{ km}^2$ im Winter. Die Zeitreihe der Eisausdehnung³ im Referenzexperiment (Abb. 3.5) zeigt, daß das Meereis im gekoppelten Modell BRIOS-2 bereits nach etwa zwei Integrationsjahren einen quasi-zyklostationären Jahrgang angenommen hat. Ein signifikanter Trend ist nach diesem Einschwingvorgang nicht mehr zu erkennen. Während die minimale Eisausdehnung in der Simulation um etwa 40 % unterschätzt wird, sind die Abweichungen bei der maximalen Eisausdehnung kleiner als 5 %.

Zur Zeit der minimalen Eisausdehnung, Ende Februar bis Anfang März, ist im atlantischen Sektor des Südpolarmeeres nur das südwestliche Weddellmeer mit Meereis bedeckt (Abb. 3.6). Das Modell gibt diese Verteilung qualitativ richtig wieder, jedoch fällt eine Fläche offenen Wassers nahe der Spitze der Antarktischen Halbinsel auf. Um die Ursache dieser Erscheinung zu erkunden, wurden vier Modellexperimente durchgeführt, in denen (1) die Daten der ECMWF-*Reanalyse* und (2) der *Analyse* des Jahres 1992, jeweils zyklisch wiederholt, zum Antrieb des Modells genutzt wurden. Es stellte sich heraus, daß sowohl im gekoppelten als auch im ungekoppelt betriebenen Meereis-Modell die sommerliche Meereisverteilung nahe der Spitze der Antarktischen Halbinsel nur bei Verwendung der *Analyse*-Daten, nicht jedoch bei Verwendung der Daten aus der *Reanalyse* realistisch beschrieben wird. Gegenüber den *Analysen* ist die sommerliche Lufttemperatur an der Nordspitze der Antarktischen Halbinsel in den *Re-*

³Die Eisausdehnung beschreibt den Flächeninhalt des Gebietes, das zu mindestens 15 % mit Meereis bedeckt ist.

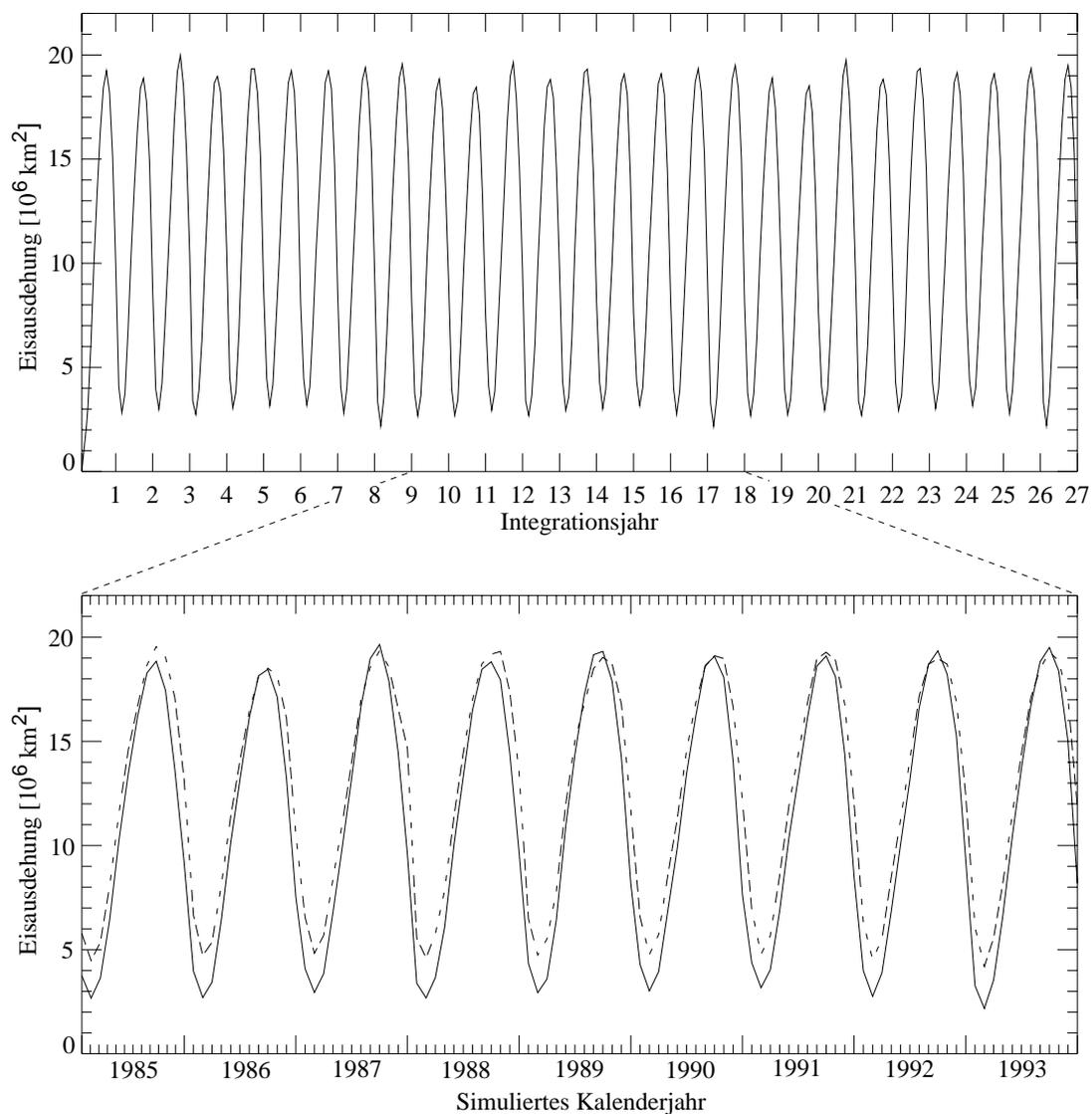


Abbildung 3.5: Zeitreihe der Eisausdehnung in der BRIOS-2.0 Referenzintegration (oben) und Vergleich der simulierten mit der beobachteten Eisausdehnung der Jahre 1985-1993 (unten). Die beobachtete Eisausdehnung wurde aus den Analysen des PELICON-Projektes abgeleitet und ist gestrichelt dargestellt.

analysen um 1 bis 2 °C erhöht und liegt im Mittel der Monate Januar und Februar zwischen -1.6 und 0 °C (vgl. Anhang B). Damit liegt die Lufttemperatur oberhalb der Oberflächengefrierpunkttemperatur des Ozeans, so daß sich der sensible Wärme- fluß zwischen Ozean und Atmosphäre umkehrt und Meereis schmilzt. Verhältnismäßig kleine Differenzen in den atmosphärischen Randbedingungen können also speziell im Polarsommer für deutliche Unterschiede in der simulierten Meereisverteilung sorgen.

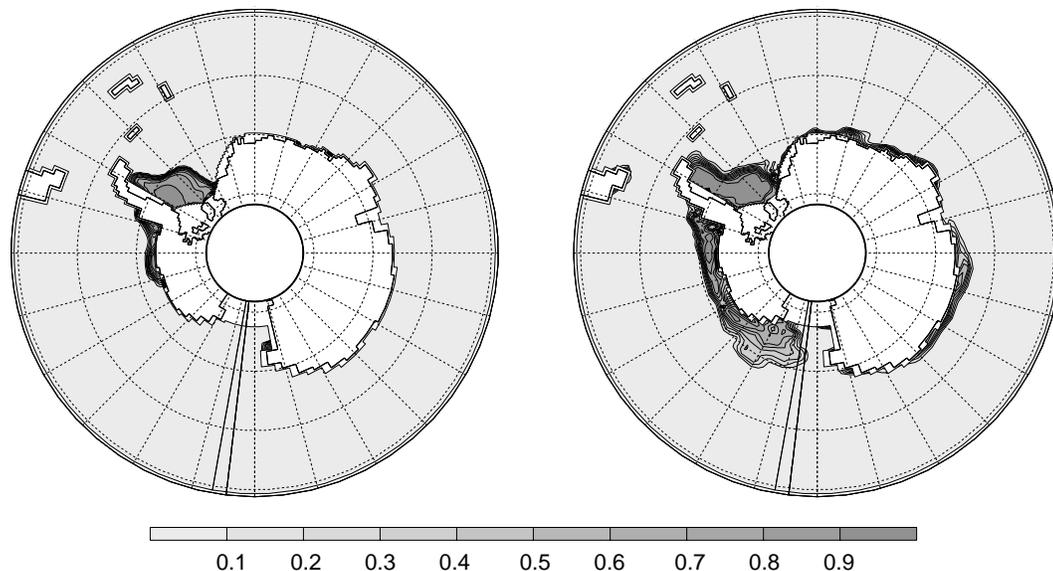


Abbildung 3.6: Monatsmittel der simulierten (links) und der beobachteten (rechts) Meereiskonzentration im Minimum der Eisausdehnung am Beispiel des Februar 1987.

Beim Vergleich von beobachteter und simulierter Sommereisausdehnung fällt auch die in der Simulation stark unterschätzte Eisbedeckung im Ross- und Amundsenmeer auf. Dies sind Regionen, in denen die horizontale Auflösung des Modells sehr grob wird (vgl. Kapitel 2), und die daher die Realitätsnähe der im hochauflösenden Teil des Modellgitters durchgeführten Simulation nicht erreichen können. Da die Sommereisausdehnung sehr sensitiv gegenüber der Advektion von Wärme mit der Ozeanströmung ist, haben bereits kleine Abweichungen in der Reproduktion des Temperatur- und Strömungsfeldes im Ozean große Auswirkungen auf die Meereisverteilung im betreffenden Gebiet. Hinzu kommt ein generelles Problem von Meereismodellen der hier genutzten Form: Die Energiebilanz der Meereis-Oberfläche besteht aus mehreren großen Beiträgen mit unterschiedlichem Vorzeichen, die sich zu einer um ein bis zwei Größenordnungen kleineren Bilanz addieren. Schon geringe Fehler in einem der beteiligten Wärme- oder Strahlungsflüsse können die Energiebilanz und damit die Gefrier- und Schmelzraten nachhaltig verändern. Vor diesem Hintergrund und im Vergleich mit Resultaten anderer gekoppelter Meereis-Ozean-Modelle (Häkkinen, 1995; Goosse und

Fichefet, 1999) ist die in BRIOS-2 erreichte Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Modellergebnissen erfreulich gut.

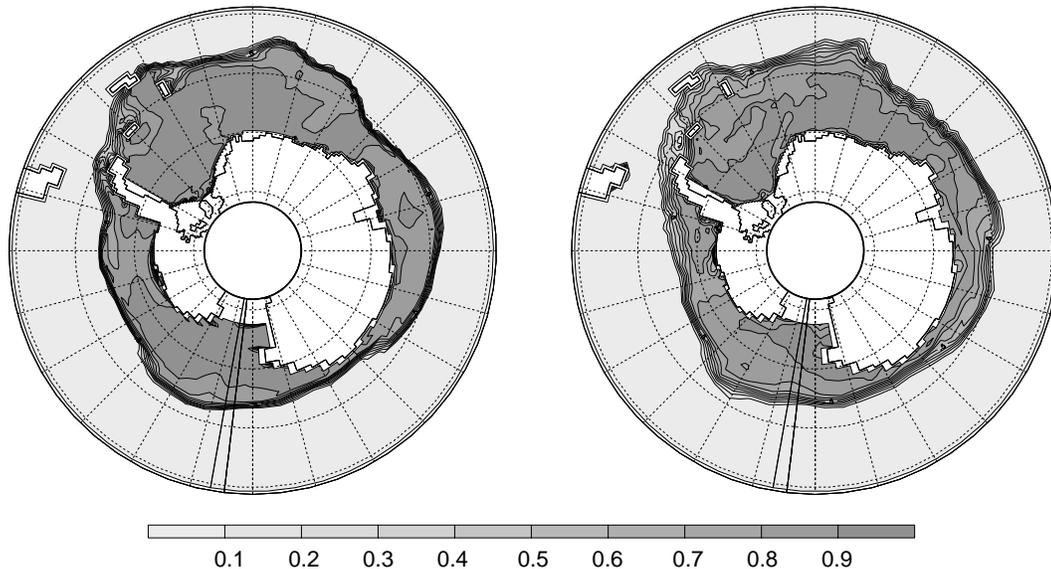


Abbildung 3.7: Monatsmittel der simulierten (links) und der beobachteten (rechts) Meereiskonzentration im Maximum der Eisausdehnung am Beispiel des September 1987.

Im August und September, während des Zeitraums der maximalen Eisausdehnung, ist der antarktische Kontinent vollständig von einer kompakten Eisdecke umschlossen (Abb 3.7). Nach Norden hin wird die Eisausdehnung durch den Antarktischen Zirkumpolarstrom (ACC) begrenzt, der auch im Winter Oberflächentemperaturen weit über dem Gefrierpunkt aufweist. Sein Verlauf bestimmt die Lage der Eiskante im Winter: Zum einen transportiert der ACC große Mengen Wärme, zum anderen sorgen die hohen Strömungsgeschwindigkeiten an seiner Oberfläche zusammen mit den hier vorrangig westlichen Winden für eine weitgehend zonale Eisdrift. Beide Effekte verhindern ein weiteres Ausbreiten der Meereisdecke nach Norden. Der Verlauf des ACC wird zum großen Teil durch die Bodentopographie bestimmt und ist im Modell durch geeignete Wahl der Randbedingungen (Abschnitt 2.5.3) und Vergleich mit der beobachteten Hydrographie optimiert worden, so daß hinsichtlich der Eisausdehnung während des winterlichen Maximums eine recht gute Übereinstimmung der Modellergebnisse mit Beobachtungen erreicht wird. Im atlantischen Sektor des Südpolarmeeres, wo ein Teil des ACC außerhalb des Modellgebiets verläuft, erreicht die Meereisdecke ihre größte nordwärtige Erstreckung. Zwischen 140°E und 170°E dagegen, wo der ACC nahe an den antarktischen Kontinent heran reicht, ist die Eisdecke selbst im winterlichen Maximum nur 200 km breit.

Während die Lage der Eiskante aus Satellitendaten recht genau zu ermitteln ist, sind die so bestimmten Werte der Eiskonzentration mit Fehlern von 10 % und mehr behaftet (Comiso et al., 1997), wobei der Algorithmus aufgrund von Effekten des Wetters eher zu einer Unterschätzung der realen Eiskonzentration neigt. Im Rahmen dieser Unsicherheit stimmt auch die simulierte Eiskonzentration innerhalb der mit Meereis bedeckten Region recht gut mit den Beobachtungen überein.

3.3.2 Eisdicke

Validierung an ULS-Daten

Neben der Eisausdehnung bildet die Eisdicke eine wesentliche Größe zur Validierung des gekoppelten Modells. Eine wichtige Quelle bilden hier die Messungen der Eisecholote (Upward Looking Sonar, ULS), die während der Jahre 1991/1992 und 1993/1994 auf einem Schnitt zwischen der Antarktischen Halbinsel und Kapp Norvegia (Abb. 3.8) verankert waren (Strass und Fahrbach, 1998).

Die ULS-Daten sind Punktmessungen in Raum und Zeit: Das Eisecholot hat einen *footprint* von 10 m Durchmesser an der Unterseite des Meereises. Die Messung spiegelt die Eisdicke innerhalb dieser Fläche zu einem bestimmten Zeitpunkt wieder. Das Modell dagegen liefert Eisdicken, die repräsentativ für die Fläche einer Gitterzelle sind, also ein Mittel über rund 2500 km² darstellen. Da die Modellprognosen linear auf die Position der verankerten Eisecholote interpoliert wurden, geht in die simulierte Eisdicke die Information aus vier aneinander grenzenden Gitterboxen, also aus einer Fläche von rund 10 000 km² ein. Unter der Annahme einer typischen Eisdriftgeschwindigkeit von 20 cm/s benötigt das Meereis etwa 3 Tage, um eine Strecke von der Größe des Gitterabstands zurückzulegen. Um dennoch Variabilitäten auf ähnlichen Skalen zu erhalten und so den Vergleich zwischen simulierten und gemessenen Eisdicken zu erleichtern, wurden die ULS-Daten über einen Zeitraum von 6 Tagen gemittelt.

Auch nach der zeitlichen Mittelung bleibt die Variabilität der gemessenen Eisdicken größer als die der simulierten. Ein Vergleich der Zeitreihen (Abb. 3.9) zeigt dennoch, daß das Modell zwar die Eisdicke im Sommer unterschätzt, an den Positionen der küstenfernen Verankerungen 217, 208, 209 und 210 jedoch eine recht gute Übereinstimmung mit den aus den ULS-Messungen abgeleiteten Dicken erzielt. Dies gilt auch für die sehr küstennahe Verankerung 212, auch wenn hier die Variabilität in den beobachteten Eisdicken deutlich größer ist. Sowohl in der Natur als auch im Modell wird das Meereis bei auflandigem Wind an der Küste deformiert. Dieser Prozess läuft jedoch auf räumlichen Skalen ab, die deutlich kleiner als eine Modellgitterzelle sind, so daß sich die Punktmessung des ULS hier nur schlecht mit der vom Modell prognostizierten mittleren Eisdicke innerhalb der betreffenden Gitterbox vergleichen läßt.

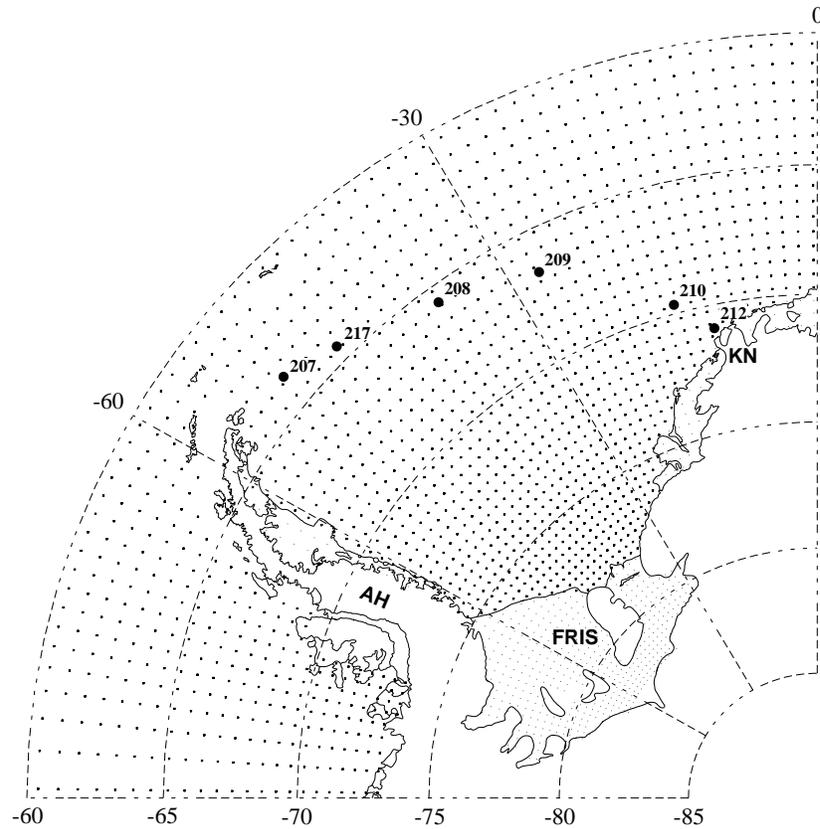


Abbildung 3.8: Position der Eisecholote in einem Ausschnitt des Modellgitters für die Region des Weddellmeeres. Die Eisecholote sind durch ausgefüllte schwarze Kreise und die Nummer der Verankerung gekennzeichnet. Abkürzungen: AH = Antarktische Halbinsel, KN = Kapp Norvegia, FRIS = Filchner-Ronne-Schelfeis.

Eine deutliche Diskrepanz zwischen simulierter und beobachteter Eisdicke zeigt sich an der westlichsten Verankerung 207. Hier kann die Auflösung des gekoppelten Modells keine wesentliche Rolle spielen, da die Position der Verankerung einige Gitterzellen von der Küste entfernt liegt. Die in Abschnitt 3.3.1 beschriebenen Untersuchungen der Eisausdehnung lassen jedoch den Schluß zu, daß die Lufttemperatur in den ECMWF-Reanalysen genügend überschätzt wird, um zu einem unrealistischen Schmelzen des simulierten Meereises in dieser Region zu führen. Dies verhindert die Entwicklung mehrjährigen, stark deformierten Eises, so daß das Modell die Beobachtungen hier nicht reproduzieren kann.

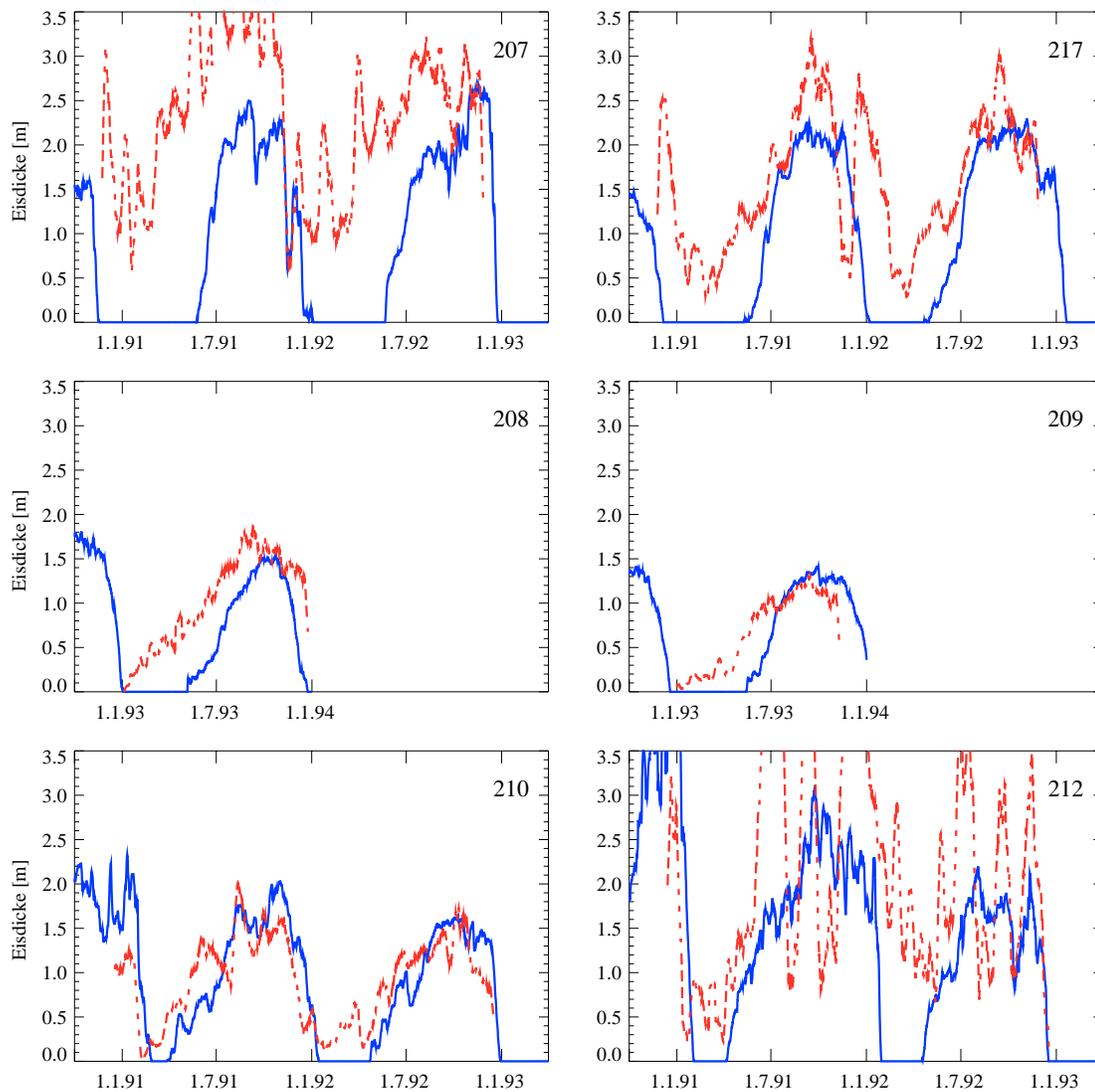


Abbildung 3.9: Zeitreihen der simulierten (durchgezogen) und gemessenen (gestrichelt) Eisdicken an sechs im Weddellmeer verankerten Eisecholoten. Die gemessenen Eisdicken wurden über 6 Tage gemittelt. Anordnung entsprechend der geographischen Position von West nach Ost.

Räumliche Verteilung

Abgesehen von einer möglichen Unterschätzung des Eisvolumens im nordwestlichen Weddellmeer zeigt die simulierte Meereisdicke im winterlichen Maximum (Abb. 3.10) eine recht realistische Verteilung: Die größten Eisdicken finden sich im südwestlichen Weddellmeer, wo hohe Nettogefrierraten (Abschnitt 4.1.1) und die Deformation der Meereisdecke an der Küste des antarktischen Kontinents zu typischen mittleren Eisdicken von 3 m führen. Lokal treten in den einzelnen Jahren maximale Eisdicken von 5 m und mehr auf, jedoch liegen die Gebiete mit den größten Deformationsraten im zwischenjährlichen Wechsel an unterschiedlichen Stellen, so daß der klimatologische Mittelwert der maximalen Eisdicken deutlich geringer als die aktuell auftretenden Maxima ist.

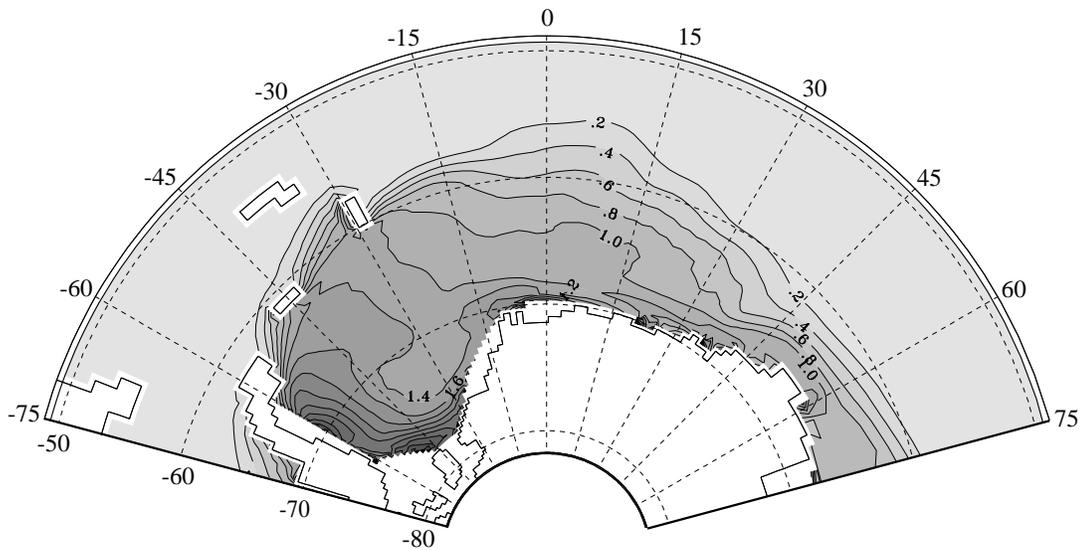


Abbildung 3.10: Simulierte Meereisdicke in der Region des Weddellmeeres zur Zeit des maximalen Eisvolumens. Dargestellt ist das klimatologische Mittel des Monats September der Jahre 1985 bis 1993. Das Konturintervall ist 0.2 m.

Im zentralen Weddellmeer sind während des Winters Eisdicken zwischen 1 und 1.5 m typisch. Hier spielen Deformationsprozesse nur eine geringe Rolle, so daß die Eisdicke nur wenig über der durch rein thermodynamisches Wachstum erreichbaren Eisdicke von etwa 1 m (Harder und Lemke, 1994) liegt.

Ein deutlicher Meridionalgradient, wie er aus einer simplen Abschätzung der Energiebilanz zu erwarten wäre, ist in der Eisdicke nur in der Region um den Nullmeridian zu erkennen. Ein quantitativer Vergleich mit ULS-Daten ist hier wegen fehlender zeitlicher Überschneidung nicht möglich. Jedoch stimmt die simulierte Eisdickenverteilung

in dieser Region qualitativ mit dem von Harms et al. (1999) aus Eisecholoten gewonnenen Meridionalprofil überein.

3.3.3 Meereisdrift

Zur Validierung der Meereisdrift werden Drifttrajektorien von ARGOS-Bojen genutzt, die im Jahre 1986 auf Eisschollen im Weddellmeer ausgesetzt worden waren und für rund ein Jahr mit dem Meereis drifteten. Aus der Bestimmung der Position in regelmäßigen Abständen wurden Trajektorien abgeleitet (Argos Collect Localisation Satellites Company, 1988; Kottmeier und Hartig, 1990), mit denen die simulierten Meerestrajektorien verglichen werden.

Hierzu wird eine Modellboje an der Startposition jeder ARGOS-Boje gestartet. Ihre Trajektorie wird mit der räumlich und zeitlich auf die jeweilige Position interpolierten simulierten Eisdrift solange integriert, bis die Boje in offenes Wasser gelangt. An dieser Stelle verliert die Impulsbilanz des Meereises ihre Gültigkeit und die Eisdrift ist nicht mehr definiert, so daß die Integration abgebrochen wird. Zusätzliche Modellbojen werden jeweils nach weiteren 60 Drifttagen entlang der beobachteten Trajektorie gestartet und ebenfalls solange integriert, bis sie in offenes Wasser geraten. So entsteht ein Bündel von simulierten Trajektorien um die beobachtete Bahn herum.⁴ In Intervallen von 30 Tagen sind auf den Trajektorien (Abb. 3.11)⁵ Markierungen angebracht. Die Streuung dieser Markierungen zu einem bestimmten Zeitpunkt ist also ein Maß für die Übereinstimmung zwischen beobachteter und simulierter Meereisdrift.

Nach systematischer Variation verschiedener Parameter in der Impulsbilanz des Meereismodells stellte sich heraus (vgl. Anhang C), daß die simulierte Meereisdrift nicht nur sensitiv hinsichtlich der Wahl des Verhältnisses der Schubspannungskoeffizienten $c_{d,a}$ und $c_{d,io}$ ist (Fischer und Lemke, 1994), sondern in ebenso hohem Maße vom richtigen Wert des Drehwinkels Θ für den Schub zwischen Eis und Ozean (Gl. 2.62) abhängt. Die beste Übereinstimmung zwischen beobachteten und simulierten Trajektorien ergibt sich für $\Theta = 10^\circ$, also unter der Annahme, daß die Strömung an der Meeresoberfläche gegenüber der Strömung in der obersten Schicht des Ozeanmodells nur wenig verdreht ist. Eine Variation der Schubspannungskoeffizienten gegenüber den

⁴Auf diese Weise erhält man ein Maß für die Fehler, die dadurch entstehen, daß eine Modellboje, die sich von der beobachteten Bahn entfernt hat, den Wind- und Strömungsfeldern an einer anderen Position ausgesetzt ist. Die räumliche und zeitliche Variabilität dieser Felder kann dazu führen, daß beobachtete und simulierte Bahn weiter divergieren (Harder, 1994). In den hier betrachteten Simulationen ist die Kohärenz zwischen beobachteter und simulierter Drift aber so hoch, daß die Unterschiede zwischen den einzelnen Bahnen eines Bündels gering bleiben.

⁵Im Interesse einer übersichtlichen Darstellung sind in Abb. 3.11 nur zwei der fünf betrachteten Driftbojen gezeigt. Diese sind aber repräsentativ für das gesamte Bojenfeld; die anderen Bahnen verlaufen sehr ähnlich und zeigen eine ebenso gute Übereinstimmung zwischen beobachteter und simulierter Meereisdrift.

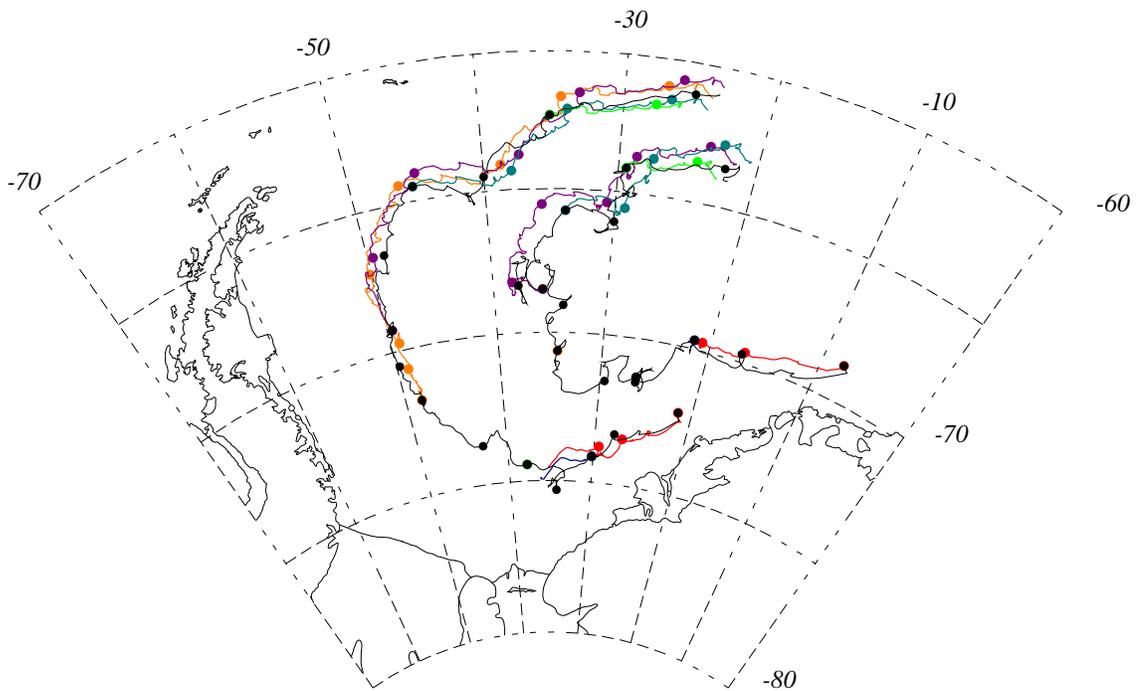


Abbildung 3.11: Vergleich von beobachteten (schwarz) und simulierten (farbig) Meereisdrifttrajektorien. Markierungen sind in Intervallen von 30 Tagen angebracht. Alle 60 Tage wird eine neue Modellboje an der zu diesem Zeitpunkt beobachteten Position ausgesetzt. Die gezeigten Trajektorien der Bojen 3311 und 3314 sind repräsentativ für die zur Validierung herangezogenen fünf ARGOS-Bojen.

von Fischer (1995) vorgeschlagenen Werten $c_{d,a} = 1.32 \cdot 10^{-3}$ und $c_{d,io} = 3 \cdot 10^{-3}$ bringt keine weitere Verbesserung. Auch im so optimierten Modell finden sich noch regionale Unterschiede in der Reproduktion der beobachteten Drift, jedoch stimmt der Verlauf der simulierten Trajektorien und die innerhalb einer Saison zurückgelegte Strecke gut mit den Beobachtungen überein.

Eine realistische Beschreibung des Impulsaustausches zwischen Meereis und Ozean ist also eine wichtige Voraussetzung für eine realitätsnahe Reproduktion der Meereisdrift. Vergleicht man die Trajektorien in den verschiedenen Simulationen (vgl. auch Anhang C), so stellt man fest, daß die stochastische Bewegung auf kurzen räumlichen Skalen, also die kurzfristigen Abweichungen von der mittleren Driftrichtung, bei allen Bojen sehr ähnlich prognostiziert wird. Diese Bewegungen werden durch synoptische Variabilität der Atmosphäre hervorgerufen; über das Modellgebiet hinwegziehende Zyklonen rufen in den verschiedenen Experimenten ganz ähnliche Reaktionen hervor. Die großräumige Bewegung des Schollenfeldes dagegen hängt stark von der Beschreibung des Impulsaustausches zwischen Meereis und Ozean ab. Der Ozean

stellt für die Impulsbilanz des Meereises also nicht einfach eine Senke dar; vielmehr bestimmt die Strömung an der Meeresoberfläche die großräumige, beckenweite Drift des Meereises.

Die hier betrachteten ARGOS-Bojen waren bereits von Harder (1994) und Fischer (1995) zur Validierung und Optimierung eines ungekoppelten Meereismodells für die Region des Weddellmeeres genutzt worden. Die untere Randbedingung für die Impulsbilanz dieser Modelle bildeten mittlere geostrophische Strömungen aus dem Ozeanmodell von Olbers und Wübbert (1991). Als Antrieb dienten Windfelder aus den Analysen des ECMWF für den betreffenden Zeitraum. Durch Sensitivitätsexperimente konnte nachgewiesen werden, daß das Verhältnis der Schubspannungskoeffizienten für die Schübe an der Eisober- und -unterseite erhebliche Bedeutung für eine realistische Beschreibung der Eisdrift hat. Trotz Optimierung dieser Parameter blieben die simulierten Driftbojen jedoch gegenüber den Beobachtungen zu langsam.

Offenbar hängt also die erreichbare Übereinstimmung zwischen beobachteter und simulierter Eisdrift signifikant von der Wahl der unteren Randbedingung, also vom Strömungsfeld \vec{u}_w und dessen Ankopplung an die Impulsbilanz des Meereises ab. Die im Rahmen der hier vorgestellten Studie erreichte sehr gute Übereinstimmung der simulierten mit den beobachteten Meereistrajektorien läßt demnach den Schluß zu, daß das gekoppelte Meereis-Ozean-Modell BRIOS-2 eine realistische Beschreibung nicht nur der Eisdrift, sondern auch der Strömungen an der Meeresoberfläche liefert.

Kapitel 4

Meereis und Schelfeis als Komponenten des Süßwasserhaushalts des inneren Weddellmeeres

Wie in Kapitel 1 beschrieben leisten die Prozesse im südlichen Weddellmeer einen wichtigen Beitrag zur Bildung des Antarktischen Bodenwassers (Foster und Carmack, 1976; Foldvik et al., 1985). Wesentlich hierbei ist die Bildung von Wassermassen hoher Dichte auf dem flachen Kontinentalschelf, wobei der mit der Meereisbildung verbundene Salzeintrag, also der Entzug von Süßwasser, der treibende Prozeß ist. Weitere wesentliche Beiträge zur Süßwasserbilanz des inneren Weddellmeeres sind der Niederschlag aus der Atmosphäre und der Schmelzwassereintrag durch Schelfeise und Eisberge. Als inneres Weddellmeer wird hier wie bei Fahrbach et al. (1994) die Region südlich der Linie Kapp Norvegia — Joinville Island verstanden, auf der auch die Positionen der Eisecholote aus Abb. 3.8 liegen.

In diesem Kapitel werden die unterschiedlichen Beiträge zur Süßwasserbilanz des inneren Weddellmeeres und ihre Variabilitäten diskutiert, Mechanismen der Wechselwirkung der einzelnen Komponenten identifiziert und eine Bilanz der Süßwassereinträge ins innere Weddellmeer abgeleitet.

4.1 Meereis

4.1.1 Gefrieren und Schmelzen von Meereis

Im Gegensatz zur Eisdecke auf Binnenseen schmilzt Meereis im allgemeinen nicht am Ort seiner Entstehung, sondern kann unter dem Einfluß von Wind und Ozeanströmung über Strecken von mehreren tausend Kilometern transportiert werden (Ab-

schnitt 3.3.3). Regionale Unterschiede in der Energiebilanz der ozeanischen Deckschicht sorgen dafür, daß sich Regionen ausbilden, in denen im Jahresmittel mehr Meereis gebildet als geschmolzen wird. Umgekehrt gibt es Gebiete, in denen mehr Meereis schmilzt als gefriert¹. Die Bilanz aus lokalem Gefrieren und Schmelzen von Meereis (Quellterm S_h in Gleichung 2.18) über einen bestimmten Zeitraum wird als *Nettogefriertrate* bezeichnet und kann ein positives wie auch ein negatives Vorzeichen haben.

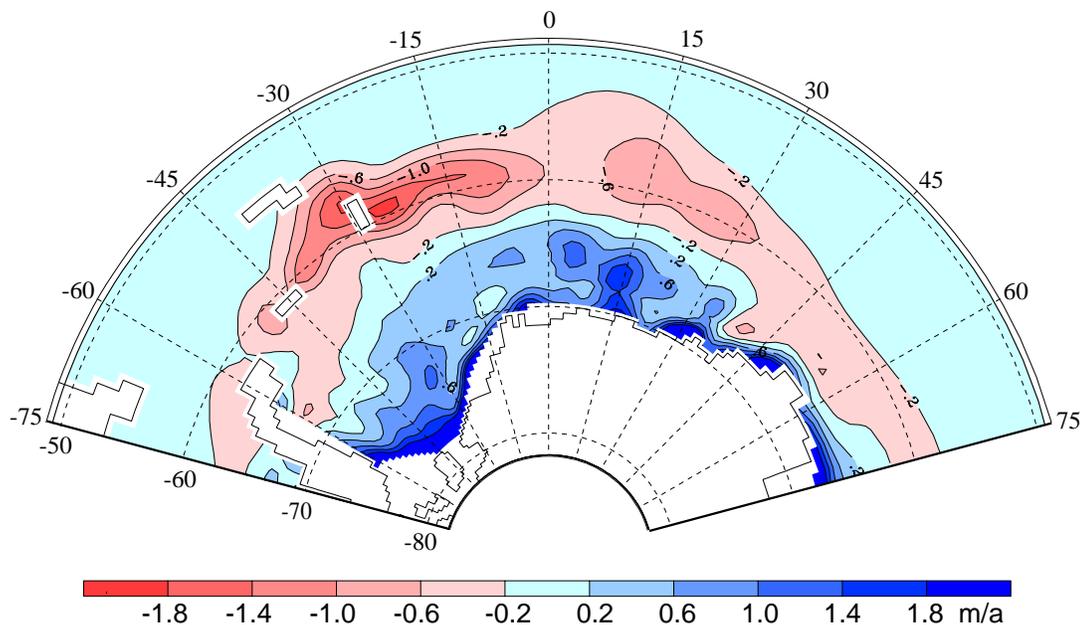


Abbildung 4.1: Nettogefriertrate im nicht mit Schelfeis bedeckten Teil des Weddellmeeres, gemittelt über 9 Integrationsjahre. Die wellenförmige Struktur im westlichen Weddellmeer entlang von 70°S ist ein Artefakt der Mittelung und hat keine physikalische Bedeutung.

Die Verteilung der Nettogefriertrate in der Bilanz über neun Integrationsjahre (Abb. 4.1) zeigt deutlich die räumliche Trennung der Gefrier- und Schmelzregionen. Die Gebiete mit den höchsten Nettogefrierraten liegen entlang der Küste des antarktischen Kontinents. Maxima von rund 4 m/a treten im südlichen Weddellmeer auf. Unter dem Einfluß der Inland- und Schelfeisflächen bilden sich hier katabatische Winde, die stets ablandig gerichtet sind und besonders im Winter sehr kalte Luftmassen transportieren. In der Natur verursachen sie Küstenpolynjas von mehreren Kilometern Breite, in denen mit hohen Nettogefrierraten Meereis gebildet wird (Markus et al., 1998). Un-

¹Aus physikalischer Sicht kann Meereis nicht gefrieren, sondern entsteht durch das Gefrieren von Meerwasser. Im Interesse einer kurzen, prägnanten Formulierung wird diese sprachliche Ungenauigkeit hier und im folgenden in Kauf genommen.

ter dem Einfluß durchziehender Tiefdruckwirbel, aber auch der Gezeiten, wird das so produzierte Meereis gegen die Schelfeiskante gedrückt, deformiert und akkumuliert. Dünne Eisschollen werden übereinander geschoben, dickere Schollen brechen und bilden Preßeisrücken. In beiden Fällen wird die von einem gegebenen Eisvolumen bedeckte Fläche reduziert, so daß sich erneut eine Küstenpolynja bilden kann.

Das Modell kann diese Prozesse zwar räumlich nicht auflösen, es beschreibt aber den durch die Strömungen von Luft und Wasser verursachten Wechsel zwischen divergenter und konvergenter Eisdrift und die damit verbundene Erzeugung von Flächen offenen Wassers. Damit werden die hohen Bildungsraten von Meereis in den küstennahen Gitterzellen reproduziert.

Weiter westlich, an der Küste der Antarktischen Halbinsel sind die Nettogefrierarten geringer. Durch konvergente Bewegung, aber auch durch Scherkräfte bei der Drift entlang der Antarktischen Halbinsel entsteht hier eine stark deformierte Eiskecke, die auch den Südsommer überdauern kann. In der Bilanz über ein Jahr ist daher die Nettogefrierrate relativ gering; nach Norden hin wird sie sogar negativ.

Mit dem Weddellwirbel und unter dem Einfluß des Windes wird das Meereis aus dem inneren Weddellmeer nach Norden transportiert, wo es auf die verhältnismäßig warmen Wassermassen des ACC trifft. Hier treten im Mittel über neun Integrationsjahre Schmelzraten bis zu 1.8 m/a auf.

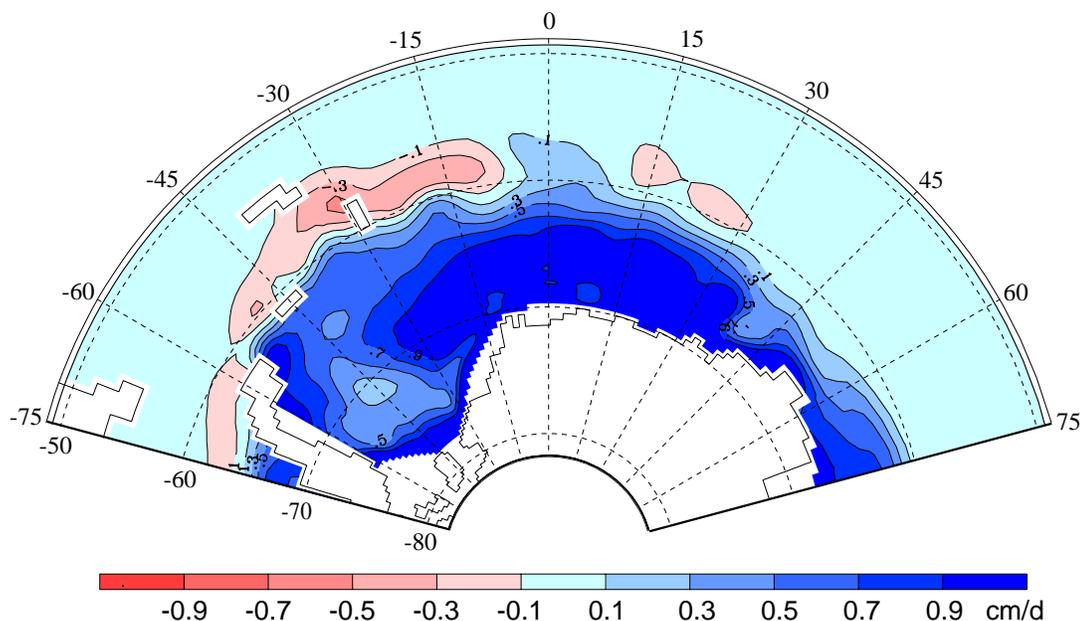


Abbildung 4.2: Verteilung der Nettogefrierrate im Polarwinter. Dargestellt ist das quasiklimatologische Mittel für den Monat August.

Auch im Winter zieht sich im atlantischen Sektor ein Band mit hohen Schmelzraten um das eisbedeckte Gebiet (Abb. 4.2). Verursacht wird dies durch Advektion von Meereis und von Wärme: Nach Norden aus dem eisbedeckten Gebiet driftendes Meereis gelangt in Regionen mit deutlich über dem Gefrierpunkt liegender Meeresoberflächentemperatur und schmilzt dort. Dabei wird zwar die ozeanische Deckschicht abgekühlt, aber oberflächennahe Advektion und turbulente Vermischung sorgen für den Austausch mit wärmerem Wasser und verlangsamen das Auskühlen der oberen Wassersäule. Dynamisch-thermodynamische Meereismodelle, in denen der Ozean durch ein eindimensionales Deckschichtmodell beschrieben wird, vernachlässigen den Effekt der Advektion im Ozean und neigen daher (bei gleicher Parameterwahl im Eismodell) in manchen Regionen dazu, die Eisausdehnung zu überschätzen. Im Bereich des ACC bleiben die Fehler jedoch gering, weil die Westwinddrift die weitere Ausdehnung der Eisdecke nach Norden verhindert. Rein thermodynamische Meereismodelle dagegen können auch die Drift des Meereises nicht beschreiben; in ihren Simulationen ist das langjährige Mittel der Nettogefriertrate an jedem Punkt null und die Reproduktion der beobachteten Eisausdehnung ist sehr empfindlich von der „richtigen“, der reduzierten Physik angepaßten, Wahl der thermodynamischen Modellparameter abhängig.

In Abb. 4.2 zeigt sich ein ausgedehntes Gebiet mit relativ kleinen Gefrierraten im inneren Weddellmeer. Dieses Phänomen entsteht erst in der zweiten Hälfte des polaren Winters: Mit dem Küstenstrom wird bis zu 0.4°C warmes Wasser in das innere Weddellmeer transportiert. Zu Beginn des Winters ist die Schichtung der darüberliegenden Wassersäule noch stark genug, um intensives *entrainment* zu verhindern. Im Laufe des Winters jedoch wird die Schichtung durch Anreicherung des bei der Meereisbildung eingetragenen Salzes reduziert, so daß vermehrt warmes Wasser in die oberflächennahe Wassersäule eingemischt und die Gefriertrate kontinuierlich reduziert wird.

4.1.2 Süßwasserfluß an der Oberfläche des Weddellmeeres

Da beim Gefrieren nur ein kleiner Teil des im Meerwasser enthaltenen Salzes in den Kristallverband eingeschlossen wird, stellt die Meereisbildung aus Sicht des Ozeans eine Senke von Süßwasser dar; umgekehrt bildet das Schmelzen von Meereis eine Süßwasserquelle. Im gekoppelten Modell BRIOS-2 wird angenommen, daß Meereis einen Salzgehalt von 5 psu hat; beim Gefrieren oder Schmelzen von 1 m Meereis bei einem Oberflächensalzgehalt von 34 psu werden dem Ozean also rund 85 cm Süßwasser entzogen bzw. zugefügt (vgl. Gleichung 2.59). Zusammen mit dem Eintrag von Süßwasser durch das Schmelzen von auf dem Meereis akkumuliertem Schnee und dem Niederschlag aus der Atmosphäre entsteht so die Süßwasserbilanz an der Ozeanoberfläche (Abb. 4.3).

Analog zur Verteilung der Nettogefrieraten (Abb. 4.1) findet sich der größte Süßwasserentzug (Salzeintrag) entlang der Küste des antarktischen Kontinents und be-

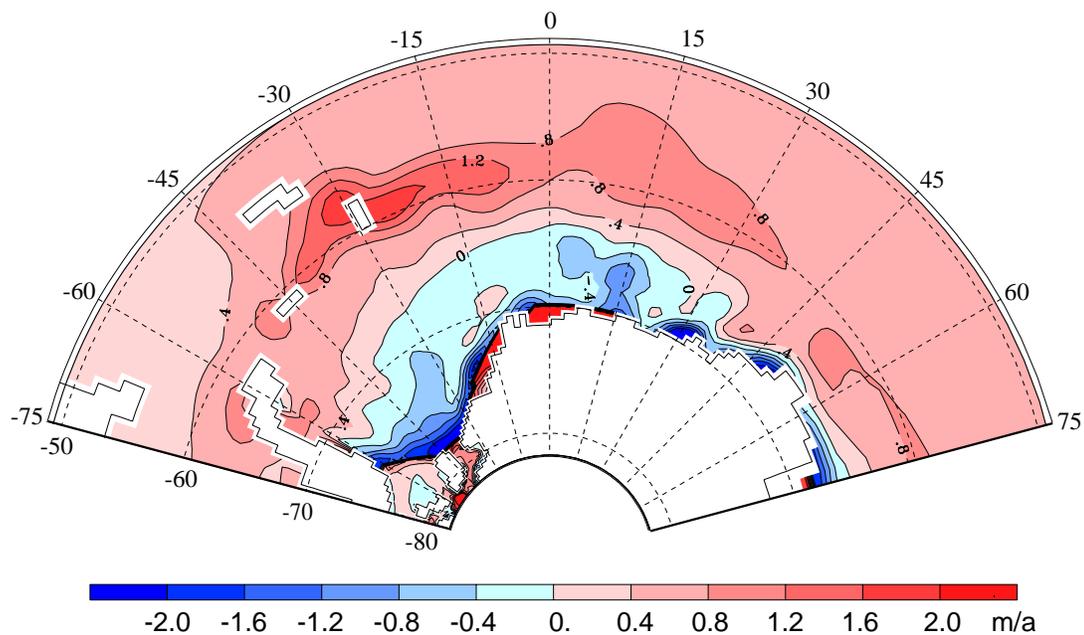


Abbildung 4.3: Süßwasserfluß an der Oberfläche des Weddellmeeres, gemittelt über neun Integrationsjahre.

sonders im südlichen Weddellmeer vor der Kante des Filchner-Ronne-Schelfeises, wo der Wassersäule mehr als 2 m/a Süßwasser entzogen werden. Die Maxima des Süßwassereintrages liegen zwischen 1.2 und 1.6 m/a und folgen der Verteilung der Schmelzgebiete. Der Beitrag aus der Schneeschmelze hinterläßt kein ausgeprägtes Signal; die Schmelzregionen von Meereis und Schnee sind weitgehend identisch. Nördlich der Linie der maximalen Eisausdehnung ist die Differenz aus Niederschlag und Verdunstung die einzige Süßwasserquelle.

Unter den Schelfeisgebieten wird der Süßwasserfluß durch die Wechselwirkung zwischen Schelfeis und Ozean bestimmt. In Abb. 4.3 erkennt man, daß die durch basales Gefrieren und Schmelzen verursachten Süßwasserflüsse von derselben Größenordnung wie die mit der Meereisbildung und -schmelze verbundenen sein können. Die Prozesse unter dem Schelfeis und ihre Bedeutung für die Süßwasserbilanz des Weddellmeeres werden im Abschnitt 4.2 diskutiert.

4.1.3 Exkurs: Die Antarktische Zirkumpolarwelle im inneren Weddellmeer

In einer Studie von White und Peterson (1996) wird eine Folge von miteinander korrelierten Anomalien des Luftdrucks an der Meeresoberfläche, der Meridionalkomponente des Windes, der Temperatur der Meeresoberfläche und der Eisausdehnung im Südpolarmeer beschrieben. Luftdruck, Wind und Meeresoberflächentemperatur werden jeweils entlang von 56°S betrachtet. Bezogen auf den Erdumfang bilden diese Anomalien eine Welle mit Wellenzahl 2 (in einigen Situationen auch 3), die in acht bis zehn Jahren einmal um die Antarktis fortschreitet und als Antarktische Zirkumpolarwelle (*Antarctic Circumpolar Wave*, ACW) bezeichnet wird. Lokal haben die mit der ACW verbundenen Schwankungen also eine Periodendauer von rund vier Jahren.

Legt man die Daten der ECMWF-Reanalyse zugrunde, läßt sich eine mit der ACW verbundene Oszillation auch im inneren Weddellmeer nachweisen: Gleitende Dreimonatsmittel und besonders Jahresmittel der meridionalen Windgeschwindigkeit (Abb. 4.4) zeigen periodische Schwankungen, die in Phase mit den Anomalien der ACW sind. Man erkennt Maxima der nordwärtigen Luftbewegung in den Jahren 1988 und 1992, Minima in den Jahren 1986 und 1990. Das Jahr 1990 zeichnet sich im Jahresmittel als einziges durch einen südwärtigen Windschub aus.

Diese Oszillation macht sich auch in der über die Fläche des inneren Weddellmeeres gemittelten Lufttemperatur in 2 m Höhe (Abb. 4.5) bemerkbar. Wie in Anbetracht des meridionalen Temperaturgradienten zu erwarten, sind die südwärtige und die nordwärtige Anomalie der Atmosphärenströmung in den Jahren 1990 und 1992 mit warmen bzw. kalten Anomalien der oberflächennahen Temperatur verbunden. Das relative Minimum der nordwärtigen Windgeschwindigkeit des Jahres 1986 und das darauffolgende Maximum im Jahr 1988 sind jedoch nicht mit entsprechenden Anomalien der oberflächennahen Temperatur korreliert. Auch in den Analysen von White und Peterson sind die Anomalien der Jahre 1986 und 1988 schwächer ausgeprägt als in der darauffolgenden Periode. Die ACW ist also kein ideales, streng periodisches System; der Periodendauer von vier Jahren sind weitere Fluktuationen überlagert. In den folgenden Abschnitten werden u. a. die Auswirkungen der mit der ACW verbundenen Variabilität der Atmosphäre über dem inneren Weddellmeer auf Meereis und Ozean in dieser Region diskutiert.

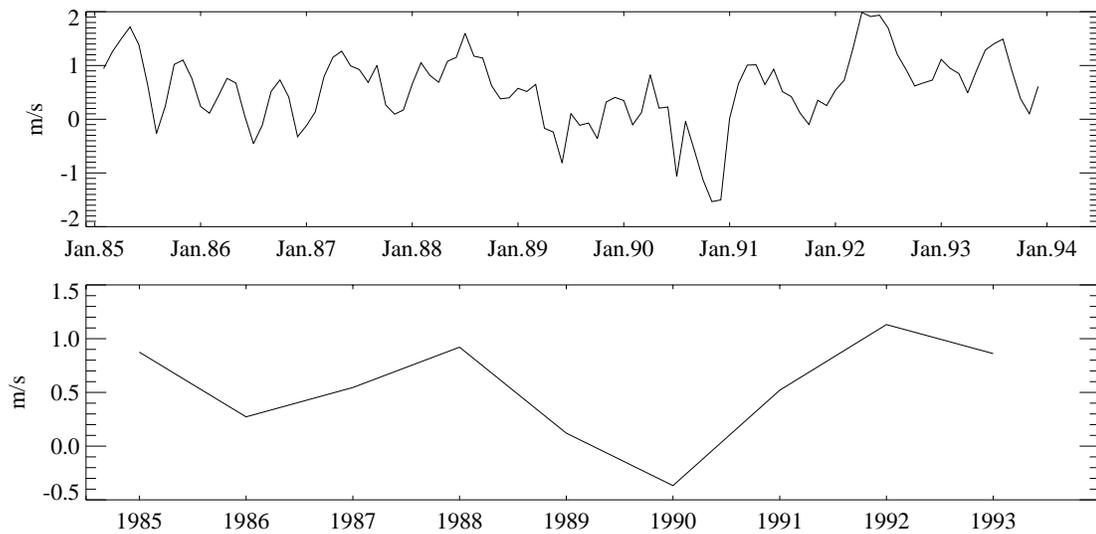


Abbildung 4.4: Gleitende Dreimonatsmittel (oben) sowie Jahresmittel (unten) der meridionalen (nordwärtigen) Windgeschwindigkeit in 10 m Höhe in den ECMWF-Reanalysen der Jahre 1985-1993, gemittelt über die Fläche des inneren Weddellmeeres.

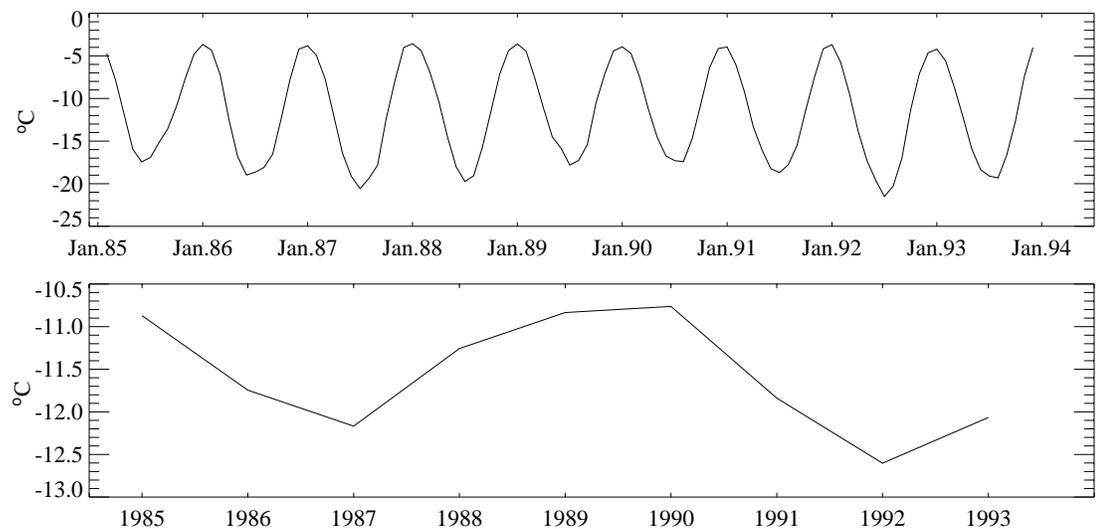


Abbildung 4.5: Gleitende Dreimonatsmittel (oben) sowie Jahresmittel (unten) der Lufttemperatur in 2 m Höhe in den ECMWF-Reanalysen der Jahre 1985-1993, gemittelt über die Fläche des inneren Weddellmeeres.

4.1.4 Saisonale und zwischenjährliche Variabilität (1): Meereisbildung und -export

In einer Zeitserie des mit der Meereisbildung verbundenen Süßwasserflusses in das innere Weddellmeer erkennt man in der Simulation einen ausgeprägten Jahresgang von Gefrieren und Schmelzen (Abb. 4.6). Typische Maxima der Monatsmittel des über die Fläche des inneren Weddellmeeres integrierten Süßwasserflusses liegen zwischen 200 und 300 mSv ($1 \text{ mSv} = 10^3 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$); die einzelnen Jahresmittel liegen zwischen 18 und 59 mSv, das Mittel über neun Integrationsjahre beträgt 33.7 mSv.

Dem inneren Weddellmeer werden im Mittel über neun Integrationsjahre also rund 10^{12} m^3 Süßwasser pro Jahr entzogen, die mit dem Meereis aus dem inneren Weddellmeer exportiert werden. Monatsmittel des mit der Eisdrift verbundenen Süßwasserexports über die Linie Kapp Norvegia - Joinville Island (Abb. 4.7) zeigen einen der Eisproduktion sehr ähnlichen Jahresgang. Zwar kann Meereis durch dynamische Effekte komprimiert oder gestaut werden, zudem ist der Widerstand gegenüber Deformation abhängig von der Eisdicke; dennoch sind die Maxima des Eisexports aus dem inneren Weddellmeer gegenüber den Maxima der Meereisbildung in diesem Gebiet nur um wenige Wochen verschoben. Im Gegensatz zur Eisbildung erfolgt der Eisexport jedoch stoßweise in einzelnen, hauptsächlich durch die Variabilität des Windfeldes geprägten Ereignissen.

Im Gegensatz zu den Zeitreihen der *Monatsmittel* ist die Verknüpfung zwischen den *Jahresmitteln* der Eisproduktion und des Eisexports nicht offensichtlich; insbesondere sind Auswirkungen von Anomalien der Eisproduktion auf den Eisexport im selben oder im Folgejahr nicht festzustellen. Da Teile des Weddellmeeres auch im Sommer eisbedeckt bleiben, die Größe dieser Fläche aber sehr variabel ist, verwischt das darin gespeicherte Eisvolumen die Beziehung zwischen Eisproduktion und Eisexport.

Umgekehrt läßt sich jedoch eine Beziehung zwischen dem Eisexport und der Eisproduktion *im Folgejahr* herstellen. Dem starken Eisexport des Jahres 1992 folgt eine positive Anomalie der Eisbildung im Jahre 1993 - während des sommerlichen Minimums der Eisausdehnung in den Simulationsmonaten Februar/März 1993 ist der südwestliche Kontinentalschelf fast eisfrei², so daß mit Einsetzen des Polarwinters große Mengen Meereis produziert werden können. Dieses Ereignis ist mit der Phase der im vorigen Abschnitt beschriebenen Antarktischen Zirkumpolarwelle konsistent: Der Winter 1992 zeichnet sich durch eine positive Anomalie des meridionalen (nordwärts gerichteten) Windschubs im inneren Weddellmeer (Abb. 4.4) aus.

²Wie im Kapitel 3 beschrieben unterschätzt das Modell die Eisausdehnung im sommerlichen Minimum. In Fernerkundungsdaten zur Eiskonzentration des Jahres 1993 (Heygster et al., 1996) ist zwar der Kontinentalschelf nicht eisfrei, jedoch weist auch hier die sommerliche Eisausdehnung eine deutliche negative Anomalie auf.

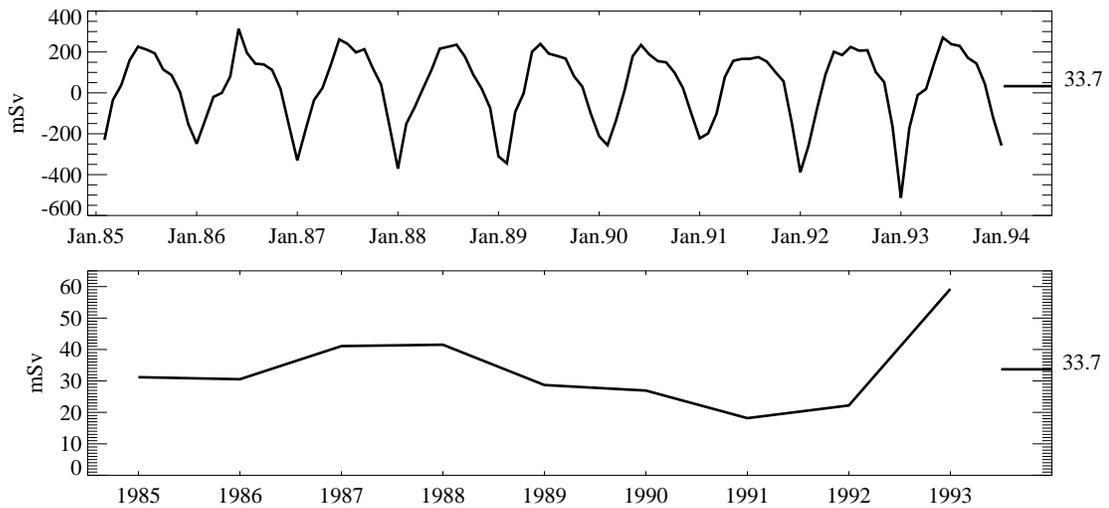


Abbildung 4.6: Monats- (oben) und Jahresmittel (unten) des mit der Meereisbildung verbundenen Süßwasserentzugs aus dem inneren Weddellmeer. Flüsse mit positivem Vorzeichen sind aus dem Ozean hinaus gerichtet und kennzeichnen Eisbildung. $1 \text{ mSv} = 10^3 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$.

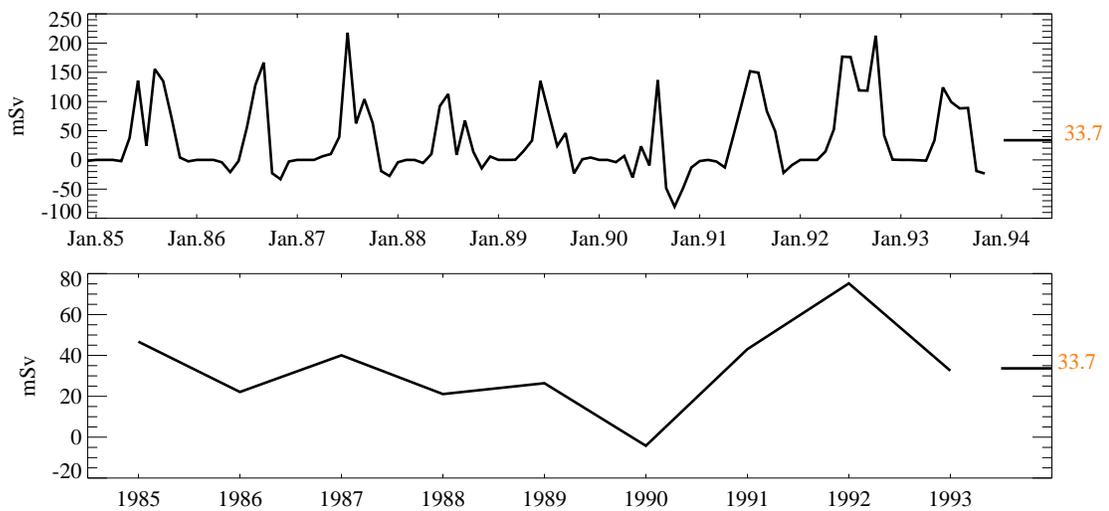


Abbildung 4.7: Monats- (oben) und Jahresmittel (unten) des Nettoexports von Süßwasser durch die Drift von Meereis und Schnee über den Rand des inneren Weddellmeeres. Ein positives Vorzeichen kennzeichnet den Export aus dem inneren Weddellmeer. $1 \text{ mSv} = 10^3 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$.

Ähnlich, allerdings nicht so ausgeprägt, ist die Korrelation zwischen den positiven Anomalien des Eisexports im Jahre 1987 und der Eisbildung im Jahre 1988; jedoch ist hier keine Verbindung zur ACW festzustellen.

Comiso und Gordon (1998) haben gezeigt, daß auf Winterperioden mit großer Eisausdehnung (1980, 1984, 1987 und 1992) Sommer mit geringer Eisausdehnung (1981, 1985, 1988 und 1993) folgen. Umgekehrt sind Winter mit geringer Eisausdehnung (1982, 1990, 1993) mit relativ großer Eisausdehnung im folgenden Sommer (1983, 1991, 1994) verknüpft. Auf positive Anomalien der Wintereisausdehnung im atlantischen Sektor des Südpolarmeeres folgen also negative Anomalien der Sommereisausdehnung und umgekehrt – ein Hinweis darauf, daß die Maxima der Eisausdehnung nicht durch größeres Eisvolumen sondern durch vermehrten Eisexport aus dem inneren Weddellmeer entstehen, der im Folgejahr durch vermehrte Eisbildung ausgeglichen wird.

Die ausgeprägte negative Anomalie des Eisexports im Simulationsjahr 1990 ist konsistent mit dem im Mittel südwardigen meridionalen Windschub über dem inneren Weddellmeer. Auf die Meereisbildung in diesem Gebiet hat dieses Ereignis zunächst keinen sichtbaren Einfluß; es schlägt sich jedoch im Salzeintrag auf dem Kontinentalschelf nieder, dessen Rolle bei der Wassermassenbildung in Abschnitt 4.1.5 diskutiert wird.

Vergleich mit Messungen

Betrachtet man statt des mit dem Eisexport verbundenen Süßwasserflusses direkt den Volumenexport von Eis, erhält man eine mit Abb. 4.7 qualitativ identische Zeitserie. Der mittlere Volumenexport über neun Integrationsjahre beträgt $(42 \pm 26) \cdot 10^3 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ und liegt damit recht nahe an dem von Harms et al. (1999) aus ULS-Messungen für denselben Zeitraum abgeschätzten Eisexport von $(46 \pm 8) \cdot 10^3 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$. Die Übereinstimmung der einzelnen Jahresmittel mit der aus Beobachtungen abgeschätzten Zeitserie des Eisexports ist gering; jedoch sind beide Zeitreihen mit einigen Unsicherheiten behaftet. Das gekoppelte Modell BRIOS-2 unterschätzt das Eisvolumen im nordwestlichen Weddellmeer und damit auch den Eisexport in dieser Region; die Abschätzungen von Harms et al. verwenden eine empirische Beziehung für die Berechnung des Eisexports in den nicht durch ULS-Messungen abgedeckten Jahren und ein lineares Eisdriftmodell mit vereinfachenden Annahmen, das keine zwischenjährliche Variabilität des Ozeanstromes oder der internen Kräfte im Eis kennt; die Eisdrift wird in diesem Modell (Thorndyke und Colony, 1982; Kottmeier und Sellmann, 1996) diagnostisch aus dem Windfeld und räumlich variablen aber zeitlich konstanten komplexen Parametern abgeleitet. Eine quantitative Übereinstimmung der einzelnen Jahresmittelwerte ist daher nicht ohne weiteres zu erwarten.

4.1.5 Saisonale und zwischenjährliche Variabilität (2): Wassermassenbildung

Im Abschnitt 3.1 ist die Wassermassenstruktur im Weddellmeer im Mittel über neun Integrationsjahre erläutert worden. Vergleicht man das 9-Jahres-Mittel (Abb. 3.1) mit klimatologischen Monatsmitteln für März und September (Abb. 4.8), fällt eine überraschend geringe saisonale Variabilität auf. Zwar erkennt man einen ausgeprägten Jahresgang in der Temperatur der leichten, oberflächennahen Wassermassen ($S < 34.4$); die Variationen der auf dem Kontinentalschelf liegenden dichten, salzreichen Wassermassen sind jedoch gering. Die Wassersäule auf dem Kontinentalschelf ist fast ganzjährig mit Meereis bedeckt; in der kurzen eisfreien Periode des Polarsommers kann sich die Temperatur auch an der Oberfläche nicht weit vom Gefrierpunkt entfernen. Die stabile Schichtung im Sommer verhindert zudem eine vertikale Vermischung und das aus den Kavernen strömende Eisschelfwasser sorgt für beständige Kühlung.

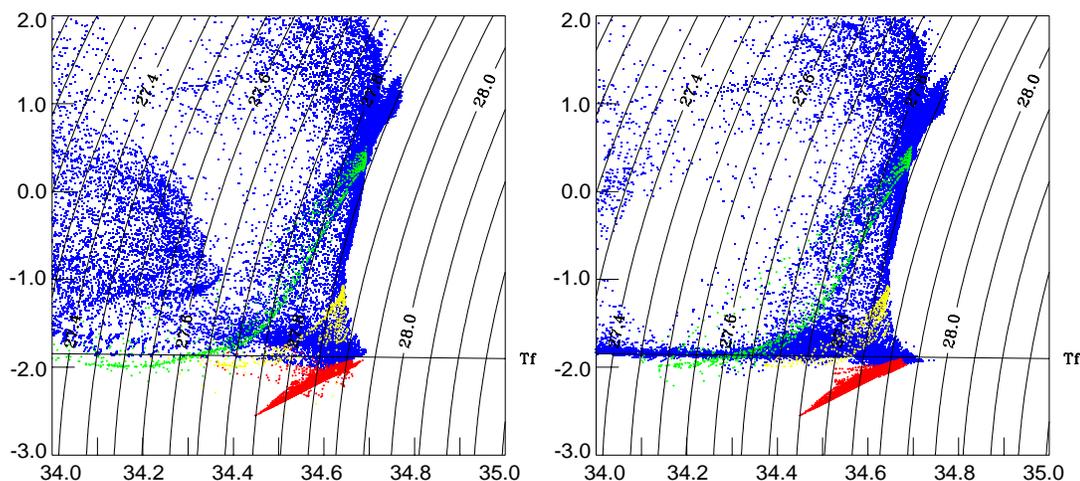


Abbildung 4.8: Mittlerer Jahresgang im Θ - S -Diagramm des Weddellmeeres. Dargestellt sind simulierte klimatologische Monatsmittel von März (links) und September (rechts). Farben wie in Abb. 3.1.

Salzreiches Schelfwasser (HSSW) mit $S > 34.75$ ist im Jahresmittel und auch im klimatologischen Jahresgang nicht oder nur sehr schwach repräsentiert. Eine Analyse der einzelnen Monatsmittel zeigt jedoch, daß die zwischenjährliche Variabilität hier deutlich höher ist als die saisonale. Die Θ - S -Diagramme in Abb. 4.9 illustrieren die Veränderungen in den Eigenschaften der Wassermassen auf dem Kontinentalschelf zwischen den Wintermonaten August 1991 und August 1992: Während auf dem Kontinentalschelf im Winter 1991 kein Wasser mit Salzgehalten über 34.67 anzutreffen ist, ist nur ein Jahr später eine vergleichsweise große Menge hochsalinen Schelfwassers entstanden, das Salzgehalte bis 34.85 aufweist. Dies hat auch Auswirkungen

auf den Wasserkörper in der Kaverne unter dem Filchner-Ronne-Schelfeis, die im Abschnitt 4.2.1 eingehend beschrieben werden.

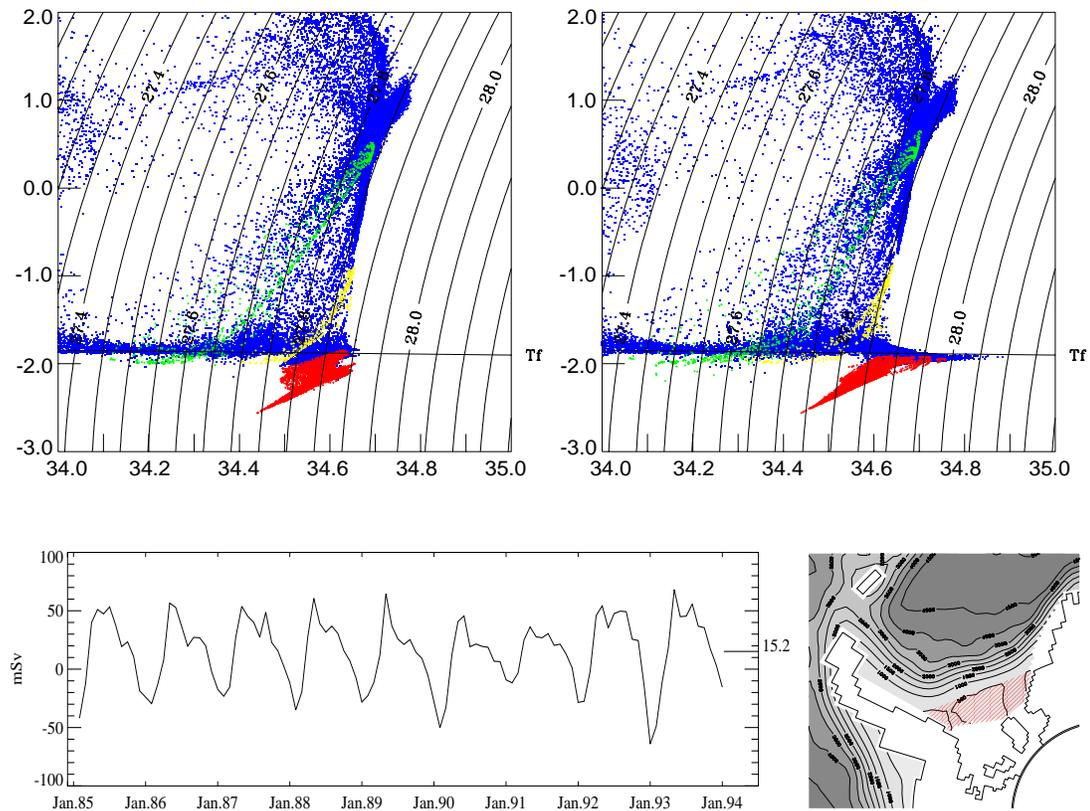


Abbildung 4.9: Zwischenjährliche Variabilität der Wassermassen auf dem Kontinentalschelf im Θ - S -Diagramm des Weddellmeeres. Dargestellt sind Monatsmittel von August 1991 (oben links) und August 1992 (oben rechts), sowie eine Zeitreihe des mit der Meereisbildung verbundenen Süßwasserentzugs auf dem Kontinentalschelf (unten links). Die schraffierte Fläche über Konturlinien der Bodentopographie (unten rechts) kennzeichnet das Testgebiet. Farben wie in Abb. 3.1.

Eine Zeitserie des mit der Meereisbildung verbundenen Süßwassereintrags über dem Kontinentalschelf (Abb. 4.9 unten) verdeutlicht den Einfluß des Meereises auf diese Variabilität. Im Mittel über 9 Integrationsjahre werden der Wassersäule über dem Kontinentalschelf rund 15 mSv Süßwasser entzogen. Man erkennt den saisonalen Wechsel zwischen Gefrieren und Schmelzen, sieht aber auch eine ausgeprägte zwischenjährliche Variabilität, die, wie im folgenden gezeigt wird, zum Teil als ACW-Signal interpretiert werden kann.

In den Jahren 1985 bis 1989 ist der Jahresgang des Süßwasserflusses weitgehend stationär mit etwa konstanter Amplitude; ein Zusammenhang mit der Phase der ACW

ist nicht erkennbar. Die Θ - S -Diagramme für diesen Zeitraum ähneln stark den klimatologischen Mitteln aus Abb. 4.8.

Als Folge der im Mittel südwardigen Meridional Komponente des Windschubs an der Oberfläche des Weddellmeeres im Jahre 1990 (Abb. 4.4) liegt auch der Eisexport aus dem inneren Weddellmeer im Simulationsjahr 1990 deutlich unter dem neunjährigen Mittel (Abb. 4.7). Das auf dem Kontinentalschelf gebildete Meereis kann diesen nicht verlassen, so daß die weitere Eisbildung reduziert wird. Auch im Sommer 1990/91 ist der Eisexport noch reduziert, so daß die Eisbedeckung während des sommerlichen Minimums (in der Beobachtung und in der Simulation) ungewöhnlich groß bleibt. Insgesamt wird so die winterliche Eisbildung in den Simulationsjahren 1990 und 1991 reduziert.

Die Winterhalbjahre 1990 und 1991 sind also durch ungewöhnlich geringen Süßwasserentzug gekennzeichnet. In diesem Zeitraum verschwindet das salzreiche Wasser vom Kontinentalschelf, so daß sich auch die Charakteristiken des in die Schelfeis-Kaverne einströmenden Wassers ändern. Die nun entstehenden Wassermassen sind zu leicht, um zur Erneuerung des Weddellmeerbodenwassers beizutragen.

Das Simulationsjahr 1992 dagegen ist durch eine positive Anomalie des nordwardigen Windschubs gekennzeichnet. Wie beschrieben ist damit eine positive Anomalie des Eisexports verbunden, so daß in diesem und im folgenden Winter die verstärkte Eisbildung auf dem Kontinentalschelf und der damit verbundene Süßwasserentzug für eine Erneuerung des hochsalinen Schelfwassers sorgen. Es entsteht sehr salzreiches Wasser ($S > 34.8$), das sich zum Teil mit dem Modifizierten Warmen Tiefenwasser mischt und so die Eigenschaften von Weddellmeerbodenwasser annimmt. Auf diese Weise nähert sich die Wassermassenstruktur kontinuierlich wieder dem quasiklimatologischen Mittel (Abb 4.8) an.

In der Natur würde ein Teil des neu gebildeten salzreichen Wassers am Kontinentalhang entlang auf den Boden des zentralen Weddellbeckens absinken und dort zur Erneuerung des Weddellmeerbodenwassers (WSBW) beitragen. Dieser Transport geschieht vorwiegend in Form von einzelnen, isolierten *plumes*, die sich mit hoher Geschwindigkeit und wenig Vermischung mit umliegenden Wassermassen den Hang hinunter ausbreiten. Solche *plumes* haben typischerweise eine horizontale Ausdehnung von einigen Kilometern (Baines und Condie, 1998) und werden entlang von Rücken oder Schluchten im Meeresboden geführt (Jungclaus und Backhaus, 1994; Jungclaus et al., 1995). Das Modell kann diese Prozesse nicht auflösen³ und überschätzt die Ver-

³Generell können hydrostatische Modelle der Ozeanzirkulation das Absinken von *plumes* dichten Wassers entlang des Kontinentalhangs nicht realistisch beschreiben. Dies gilt insbesondere auch für Modelle, in denen die Bodentopographie durch Stufen approximiert wird. Dennoch ist mit solchen Modellen eine Reihe von Studien durchgeführt worden, in denen der Einfluß der Meereisproduktion auf die Bodenwasserbildung untersucht wurde (z. B. Kim und Stössel, 1998). In diesen Simulationen erfolgt die Bodenwasserbildung jedoch durch Konvektion im offenen Ozean des zentralen Weddellmeeres, was in Widerspruch zu Beobachtungen steht.

mischung mit den umliegenden Wassermassen. Die Dichte des so produzierten Wassers ist nicht hoch genug, um bis zum Boden zu sinken; stattdessen werden diese Wassermassen im Bereich des Weddellmeertiefenwassers (WSDW) eingeschichtet.

Ein weiterer Teil der auf dem Kontinentalschelf produzierten Wassermassen verläßt diesen in Richtung Nordwesten und breitet sich entlang des westlichen Kontinentalhangs nach Norden aus (Muench und Gordon, 1995). Auch in der Simulation lassen sich in den bodennahen Schichten isolierte Pakete von Wasser mit Eigenschaften des WSBW entlang des Kontinentalhanges im westlichen Weddellmeer, vor der Küste des Larsen-Schelfeises, in Richtung Norden verfolgen. Rund 18 Monate nach ihrer Entstehung erreichen sie die Spitze der antarktischen Halbinsel und verlassen das Weddellmeer durch die Scotia-See. Die quasiperiodische Schwankung des meridionalen Windschubs im nördlichen Weddellmeer und die dadurch erzeugten Variationen des Bodenwasser-Ausstroms sind also um etwa eine halbe Periodenlänge gegeneinander versetzt.

Offen ist noch die Frage, warum ein Zusammenhang zwischen der ACW und der Bodenwasserproduktion nur für die Jahre 1990–1993 besteht, jedoch nicht für den Zeitraum 1985–1989. Wie im Abschnitt 4.1.3 beschrieben sind Anomalien der oberflächennahen Lufttemperatur nur für die Periode 1990–1993 konsistent mit den Fluktuationen der Meridional Komponente des Windes. Das Maximum des nordwärtigen Windschubs im Jahr 1988 ist im Gegensatz zu 1992 nicht mit einer kalten Anomalie der Lufttemperatur verbunden. Die Monatsmittel der Lufttemperatur (Abb. 4.5 oben) zeigen, daß die zwischenjährliche Variabilität dieser Größe von Variationen der mittleren Temperatur im Winter bestimmt wird. Während 1992 als sehr kalter Winter auffällt, wird der Winter 1988 vergleichsweise warm beschrieben. Gegenüber 1992 wird die Eisbildung in 1988 dadurch reduziert, so daß auch der Eisexport nur 1992, nicht jedoch 1988 ein ausgeprägtes Maximum aufweist.

Auch die Minima des nordwärtigen Windschubs in den Jahren 1986 und 1990 sind unterschiedlich ausgeprägt: Im Jahre 1986 ist der mittlere Windschub noch nordwärtig gerichtet, während 1990 das Jahresmittel über das innere Weddellmeer nach Süden zeigt. Deutlich zu erkennen ist die südwärtige Anomalie in den Monatsmitteln am Ende des Winters 1990. Sie verursacht den ungewöhnlich geringen Eisexport in diesem Jahr⁴ und die geringe Eisbildung im folgenden Winter.

Die Periode 1990–1993 unterscheidet sich gegenüber den Jahren 1985–1989 also

⁴In seinen Auswirkungen auf die Meereisverteilung hatte sich dieses Phänomen bereits während der Vorarbeiten zur Meereismodell-Studie von Timmermann (1997) gezeigt. Der zum Winterende 1990 auftretende südwärtige Windschub führte in dem dort angewandten ungekoppelten Meereismodell zu einer Akkumulation des Eisvolumens im südlichen Weddellmeer. Das gestaute, stark deformierte Meereis löste sich im Frühjahr 1992 von der Küste ab und verließ das Weddellmeer nach Norden. Versuche, dieses (in der Meereisgruppe mit dem Arbeitstitel „Weddell Blubb“ versehene) „Problem“ zu beheben, blieben weitgehend erfolglos. Nach der hier vorgestellten Analyse stellt sich der Prozeß nun als Teil einer natürlichen Variabilität dar.

durch ausgeprägtere Extrema, so daß sie auch deutlichere Reaktionen der Meereisbildung auf dem Kontinentalschelf und damit der Wassermassenproduktion in diesem Gebiet hervorruft.⁵

An dieser Stelle sei daran erinnert, daß die hier verwendeten Daten der ECMWF-Reanalyse ebenfalls Modellergebnisse sind, in die jedoch Daten aus dem weltweiten meteorologischen Meßnetz assimiliert wurden. Es läßt sich im Rahmen dieser Studie nicht prüfen, ob die beschriebenen Unterschiede zwischen den beiden Perioden 1985–1989 und 1990–1993 realistisch sind, oder ob Modelldefizite oder eine schlechtere Datenbasis zu einer unvollständigen Beschreibung der ersten fünf Jahre geführt haben. So stellen die hier diskutierten Resultate nicht in erster Linie Beschreibungen des Zustands des Weddellmeeres in den einzelnen Jahren 1985 bis 1993 dar; sie sind stattdessen als Aussagen über die Wechselwirkungen und die möglichen Reaktionen des gekoppelten Systems Meereis-Ozean auf unterschiedliche Anregungen aus der Atmosphäre zu verstehen.

4.1.6 Einfluß der Meereisbildung auf die Wassermassenstruktur des Weddellmeeres

In den vorangegangenen Abschnitten konnte gezeigt werden, daß die Eigenschaften des Wasserkörpers auf dem Kontinentalschelf im südwestlichen Weddellmeer erheblicher Variabilität unterworfen sind, wobei die zwischenjährlichen Fluktuationen der Meereisbildung mit diesen Schwankungen eng korreliert sind. Um einen Eindruck vom Einfluß der Meereisbildung auf die Eigenschaften der Wassermassen des gesamten inneren Weddellmeeres zu erhalten, wurde ein Sensitivitätsexperiment durchgeführt, in dem der mit der Meereisbildung und -schmelze verbundene Salz- bzw. Süßwasserausstoß vollständig eliminiert wurde. Eisdicke und Eiskonzentration werden in diesem Experiment konstant auf null gesetzt. Die Zwangsbedingung, daß die Wassertemperatur nicht unter den *in situ*-Gefrierpunkt fallen kann, wird jedoch aufrechterhalten. Nach Abkühlung der Oberflächenschicht auf die Gefrierpunktstemperatur wird weiterer Wärmeverlust also ausgeschlossen.⁶

⁵Eine weitere Hypothese zu dieser Frage basierte auf der zyklischen Wiederholung der Antriebsdaten, durch die zwischen den Maxima 1988 und 1992 eine Periodendauer von vier Jahren liegt, während (über den *restart* des Modells hinweg) zwischen 1992 und 1988 fünf Integrationsjahre liegen. Unter der Annahme, daß Meereis und Ozean eine zur ACW passende Eigenfrequenz haben, müßte das System im Zeitraum 1985–1989 außer Phase geraten. Um dies zu überprüfen, wurde ein Experiment durchgeführt, in dem nur die Daten der Jahre 1986–1993 zyklisch wiederholt wurden. Die Resultate dieses Experiments unterscheiden sich jedoch qualitativ nicht von der Referenzsimulation.

⁶Hinsichtlich des Wärmeflusses an der Ozeanoberfläche entspricht dieser Ansatz einem *zero order*-Eismodell, wie es in Ozeanmodellen, die nicht vorrangig an den Prozessen in hohen Breiten interessiert

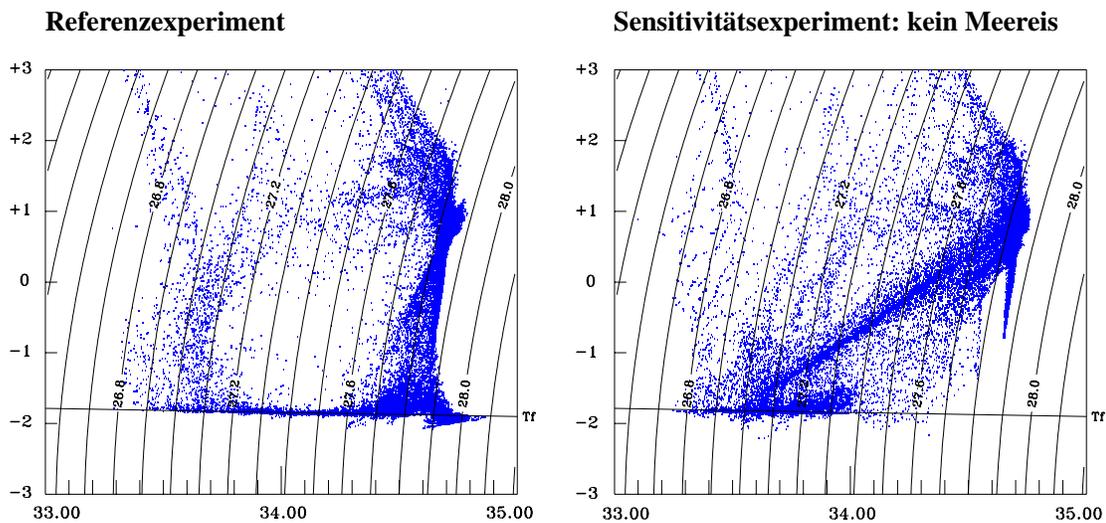


Abbildung 4.10: Θ - S -Diagramme vom August des neunten Integrationsjahres (Monatsmittel) im Referenzexperiment (links) und in einem Experiment, in dem die mit der Meereisbildung verbundenen Süßwasserflüsse vernachlässigt werden (rechts).

Die Vernachlässigung des Salzeintrags führt zu einer raschen Umstellung der Wassermassenstruktur. Die dichten, salzreichen Wassermassen auf dem Kontinentalschelf werden nicht mehr erneuert; das (Modifizierte) Warme Tiefenwasser mischt sich mit dem neuen, im Sommer recht warmen, Oberflächenwasser, das im Laufe der ersten 4 bis 5 Integrationsjahre bis ca. 33.5 psu ausgesüßt wird. Durch den fehlenden Salzeintrag wird die winterliche Deckschichtvertiefung stark reduziert: Die Ausbildung einer abgegrenzten Schicht von Winterwasser entfällt und Modifiziertes Warmes Tiefenwasser und das Oberflächenwasser mischen sich hauptsächlich durch Diffusion entlang des Salz- und Temperatur-Gradienten. Auf dem Kontinentalschelf werden keine Wassermassen mit einer höheren Dichte als die des Warmen Tiefenwassers mehr gebildet; damit existiert die Quellwassermasse für Weddellmeerbodenwasser nicht mehr, und auch der große Wasserkörper des Weddellmeertiefenwassers wird erodiert (Abb. 4.10). Auch im Referenzexperiment gibt es im Winter an der Oberfläche Wasser mit einem Salzgehalt um 33.5; sein Volumen nimmt jedoch nicht im Laufe der Jahre zu.

Setzt man die Integration fort, bauen sich die Tiefen- und Bodenwassermassen weiter ab, die Eigenschaften der oberflächennahen Schichten bleiben jedoch weitgehend unverändert. Der Jahresgang der Meeresoberflächentemperatur ist gegenüber dem Referenzexperiment deutlich vergrößert: Da es keine Eisdecke gibt, kann die anderenfalls für das Schmelzen von Meereis im Frühjahr benötigte Wärmemenge di-

sind, angewandt wird (z.B. in Rahmen von DYNAMO; DYNAMO Group, 1997); in solchen Modellen wird jedoch i.a. der Salzgehalt zu klimatologischen Feldern relaxiert und enthält daher implizit noch Informationen über die Meereisbildung.

rekt zur Erwärmung der oberflächennahen Schichten des Ozeans genutzt werden. Die Erwärmung beginnt daher 2 bis 3 Monate zu früh und die Meeresoberflächentemperatur im Sommermaximum liegt um 1 bis 2°C höher als im Referenzexperiment.

Im Widerspruch zu den Aussagen von Toggweiler und Samuels (1995) lassen die Resultate dieser Experimente also den Schluß zu, daß die Meereisbildung auf dem Kontinentalschelf im südwestlichen Weddellmeer eine notwendige Bedingung für die Bildung von Weddellmeerbodenwasser und damit letztlich für die Erneuerung des Antarktischen Bodenwassers im Atlantik und im Weltozean darstellt.

4.2 Schelfeis

Wie in Kapitel 2 dargestellt, verwendet das hier vorgestellte Modell einheitliche Beschreibungen für die Thermodynamik von Meereis und Schelfeis. Im Gegensatz zu anderen Modellen der Schelfeis-Ozean-Wechselwirkung (z.B. Hellmer und Olbers, 1989; Hellmer et al., 1998) wird hier die *in situ*-Gefrierpunktstemperatur nicht diagnostisch aus einer Salzbilanz an der Grenzfläche zwischen Schelfeis und Ozean bestimmt, sondern ist (wie auch bei Gerdes et al., 1999) eine einfache Funktion des Salzgehalts in der obersten Schicht des Ozeanmodells und des Drucks an der Schelfeis-Basis. Um zu untersuchen, wie sensitiv die Schelfeis-Ozean-Wechselwirkung gegenüber einer Vereinfachung des Ansatzes ist, wurde neben dem Referenzexperiment eine Integration durchgeführt, in der an den mit Schelfeis bedeckten Gitterpunkten das von Beckmann et al. (1999) beschriebene, auf der Arbeit von Hellmer et al. (1998) basierende Modell der Schelf-Ozean-Wechselwirkung eingesetzt wurde. In diesem Abschnitt werden die beiden Simulationen verglichen und Charakteristiken der Schelfeis-Ozean-Wechselwirkung sowie die Variabilitäten des Systems diskutiert.

4.2.1 Filchner-Ronne-Schelfeis

Mittlere Gefrier- und Schmelzraten

Ein Vergleich der so simulierten Gefrier- und Schmelzraten (Abb. 4.11) unter dem Filchner-Ronne-Schelfeis zeigt, daß auch der vereinfachte Ansatz in der Lage ist, die wesentlichen Merkmale der Schelfeis-Ozean-Wechselwirkung zu reproduzieren. In beiden Simulationen führt die Zirkulation unter dem Schelfeis zur Entstehung ausgedehnter Gebiete mit basalem Schmelzen. Nur nördlich des im Modell zu einer Insel zusammengefaßten Komplexes aus Henry und Korff Ice Rise und den Doake Ice Rumples werden in einem ausgedehnten Gebiet bis zu 30 cm marines Eis pro Jahr angefroren.

Die höchsten Schmelzraten finden sich über dem Filchnergraben und südlich von

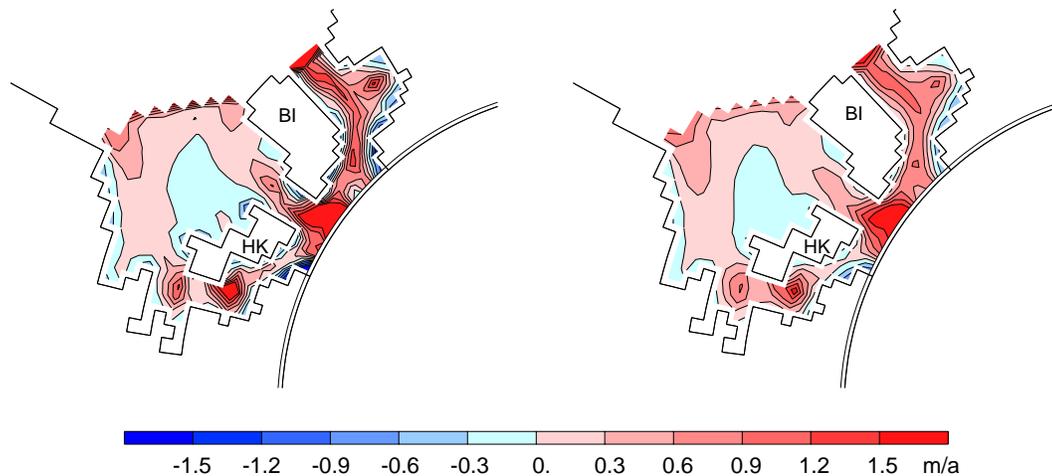


Abbildung 4.11: Verteilung der Schmelzraten an der Basis des Filchner-Ronne-Schelfeises im Referenzlauf (links) und in einer Simulation mit diagnostischer Berechnung des Salzgehalts an der Grenzfläche zwischen Schelfeis und Ozean (rechts). Dargestellt ist die jährliche Schmelzrate [m/a] im Mittel über 9 Integrationsjahre. Abkürzungen: BI = Berkner Island, HK = Henry/Korff Ice Rises.

Berkner Island unmittelbar nördlich der Aufsetzlinie (*grounding line*) des Foundation Ice Stream. Hier kommt vom Kontinentalschelf her einströmendes salzreiches Schelfwasser (HSSW) unmittelbar in Kontakt mit der Unterseite des Schelfeises (vgl. Abschnitt 2.3). Die Temperatur des einströmenden Wassers liegt nah an seinem Oberflächengefrierpunkt, also zwischen -1.8 und -1.9°C . Der *in situ*-Gefrierpunkt nahe der Aufsetzlinie, wo die Unterseite des Schelfeises zwischen 900 und 1000 m tief unter dem Meeresspiegel liegt, liegt dagegen bei -2.6°C , so daß hier bis zu 3 m Eis pro Jahr geschmolzen werden.

Das hierbei abgekühlte Wasser strömt östlich des Henry Ice Rise nach Norden in Richtung rasch abnehmender Schelfeismächtigkeit und damit abnehmenden Drucks (Abb 4.12). Hierbei steigt die *in situ*-Gefrierpunktstemperatur über die aktuelle Temperatur, so daß (als Reaktion auf die *in situ*-Unterkühlung) Eisplättchen gebildet werden, die in der Wassersäule aufsteigen und sich unter dem Schelfeis anlagern. So entstehen die mächtigen Körper aus marinem Eis, die unter dem zentralen Ronne-Schelfeis gefunden wurden (Oerter et al., 1992). Marines Eis entsteht in der Simulation auch entlang der Küstenlinie, wo die Schelfeisdicke zum Rand hin abnimmt.

Der im Referenzlauf verwendete einfache, der Beschreibung im Meereismodell entsprechende Ansatz für den Wärmeaustausch an der Unterseite des Schelfeises liefert in der räumlichen Verteilung der Schmelz- und Gefrierdaten ausgeprägtere Maxima und Minima als die Beschreibung mit diagnostischer Salinitätsbestimmung (Abb. 4.11).

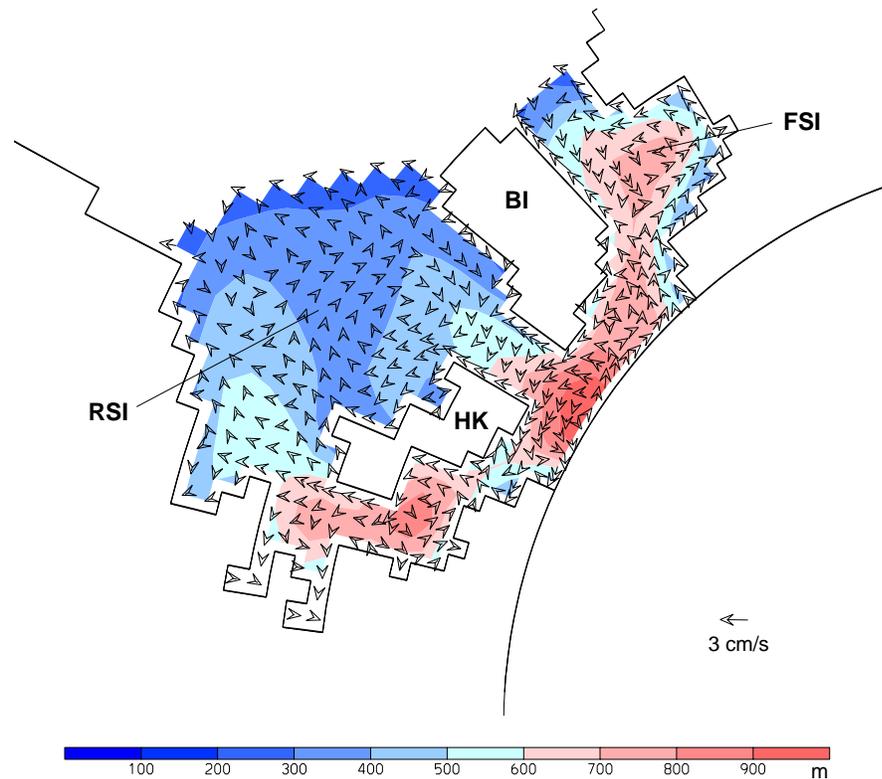


Abbildung 4.12: Über neun Integrationsjahre gemittelte Strömungsgeschwindigkeit in der obersten Schicht unter dem Schelfeis (Vektoren) und der Tiefgang des Schelfeises (farbkodiert). Abkürzungen: RSI = Ronne-Schelfeis, FSI = Filchner-Schelfeis, BI = Berkner Island, HK = Henry/Korff Ice Rises.

Die über die Fläche des Filchner-Ronne-Schelfeises gemittelte Schmelzrate jedoch unterscheidet sich kaum: Sie beträgt 29.8 cm/a in der Referenzintegration und 29.2 cm/a in dem Experiment mit dem Schelfeismodell von Hellmer et al. (1998).⁷

Zwischenjährliche Variabilität

Eine Studie von Gerdes et al. (1999), in der die Zirkulation unter dem Filchner-Ronne-Schelfeis in deutlich höherer Auflösung, aber mit konstanten, vorgeschriebenen Randbedingungen untersucht wurde, zeigt eine qualitativ ähnliche Verteilung von Gefrier- und Schmelzregionen. Zwar wird in diesem Modell eine kleinere Ausdehnung der Gefrierregion an der Unterseite des zentralen Ronne-Schelfeises prognostiziert, doch sind

⁷Frühere Abschätzungen der mittleren Schmelzrate unter dem Filchner-Ronne-Schelfeis spannen einen Wertebereich von rund 10 cm/a (Gerdes et al., 1999) bis 45 cm/a (Determann, 1991) auf.

die maximalen Anfrierraten mit mehr als 2 m/a deutlich höher. Zudem fehlt der Streifen hoher Schmelzraten unter dem Filchner-Schelfeis, der in beiden mit BRIOS-2 genutzten Schelfeis-Modellen ausgeprägt ist. Dieses Signal entsteht im gekoppelten Modell hauptsächlich in den Modelljahren, in denen große Mengen HSSW gebildet werden (vgl. Abschnitt 4.1.5). In diesen Jahren werden maximale Schmelzraten von 2.5 m/a unter dem Filchner-Schelfeis erreicht, während in anderen Jahren die Schmelzraten zwischen 1 und 1.5 m/a liegen. Weitere Gebiete hoher saisonaler und interannualer Variabilität liegen westlich von Berkner Island und entlang der Küste am westlichen Rand des Ronne-Schelfeises. Untersuchungen mit simulierten Partikeltrajektorien im ungekoppelten Ozeanmodell BRIOS-1 zeigen, daß dies konsistent mit den Pfaden ist, auf denen die auf dem Kontinentalschelf gebildeten salzreichen Wassermassen in die Kaverne unter dem Filchner-Ronne-Schelfeis eindringen (M. Schodlok, pers. Mitteilung).

Die Kaverne unter dem Schelfeis ist also kein abgeschlossenes System, sondern wird in hohem Maße von den Vorgängen auf dem Kontinentalschelf, also im offenen Ozean, beeinflusst. Hier spielt die Bildung von Meereis eine entscheidende Rolle, denn sie bestimmt die Dichteverteilung auf dem Kontinentalschelf. In den Monaten von Mai bis Oktober, also in der Zeit der Meereisbildung, werden auf dem flachen Kontinentalschelf Wassermassen mit hoher Dichte gebildet, die zum Teil in die Schelfeiskaverne eindringen.

Die Zirkulation unter dem Schelfeis bewegt sich dabei zwischen zwei Moden, die von der Dichteverteilung auf dem Kontinentalschelf geprägt werden: Im ersten Fall (Abb. 4.13) liegen die Wassermassen mit der höchsten Dichte im Westen des Kontinentalschelfs, über dem Westhang des Ronnetrogs. In dieser Situation strömt Wasser vom Kontinentalschelf durch den Ronnetrog in die Schelfeiskaverne, was zu hohen Schmelzraten an der Basis des westlichen Ronne-Schelfeises führt. Entsprechend dem Dichtegradienten entlang der Schelfeiskante bildet sich unter dem Ronne-Schelfeis eine antizyklonale Zirkulation aus, die auch um Berkner-Island herum reicht. Unter dem Filchner-Schelfeis dagegen befindet sich eine schwache zyklonale Zirkulation, die Eisschelfwasser (ISW) entlang der Ostküste von Berkner Island (also am Westhang des Filchnergrabens) nach Norden transportiert. Hierbei wird am nordwestlichen Ende des Filchner-Schelfeises marines Eis gebildet. Diese auch aus anderen Betrachtungen bekannte Anfrizerzone (Grosfeld et al., 1998) zeigt ein ausgeprägtes zwischenjährliches Signal:

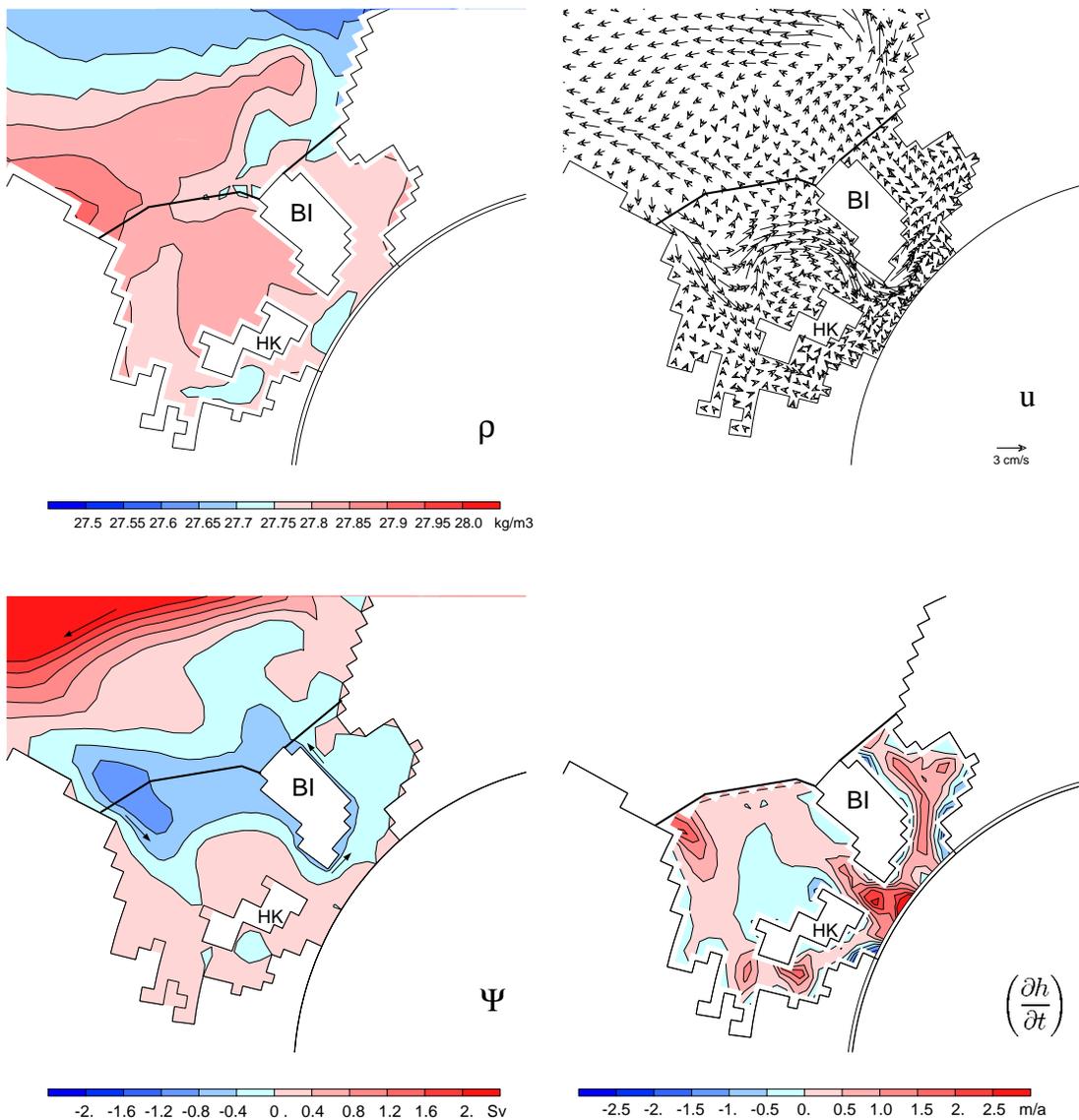


Abbildung 4.13: Charakteristika der Schelfeis-Ozean-Wechselwirkung in einer Situation mit dem Dichtemaximum am westlichen Rand des Kontinentalschelfs (September 1989). Dargestellt sind Monatsmittel der Dichte an der Oberfläche (oben links), der Strömung in der obersten Modellschicht (oben rechts), der vertikal integrierte Transport (unten links) und die Schmelzraten unter dem Filchner-Ronne-Schelfeis (unten rechts). Die Pfeile deuten die charakteristischen Merkmale der regionalen Zirkulation an. Die dicken schwarzen Linien kennzeichnen den Verlauf der Schelfeiskante.

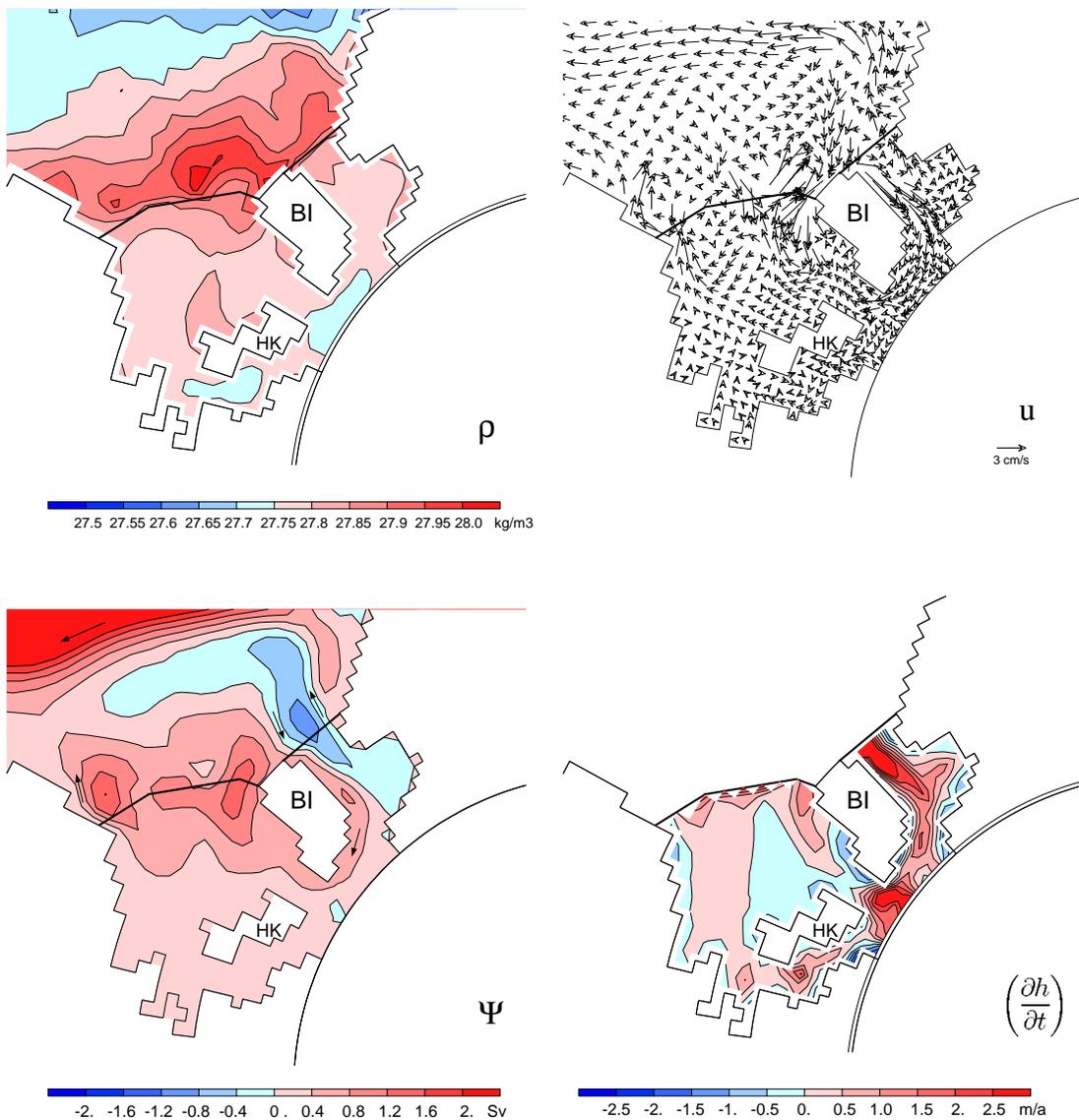


Abbildung 4.14: Charakteristika der Schelfeis-Ozean-Wechselwirkung in einer Situation mit dem Dichtemaximum vor Berkner Island (September 1992). Dargestellt sind Monatsmittel der Dichte an der Oberfläche (oben links), der Strömung in der obersten Modellschicht (oben rechts), der vertikal integrierte Transport (unten links) und die Schmelzraten unter dem Filchner-Ronne-Schelfeis (unten rechts). Die Pfeile deuten die charakteristischen Merkmale der regionalen Zirkulation an. Die dicken schwarzen Linien kennzeichnen den Verlauf der Schelfeiskante.

Während sie im Mittel über neun Integrationsjahre (Abb. 4.11) kaum in Erscheinung tritt, sind in einzelnen Jahren Anfriterraten um 1.5 m/a zu beobachten. In den Experimenten von Gerdes et al. (1999) ist diese zyklonale Zirkulation im Filchnergraben ständig vorhanden und erheblich stärker ausgeprägt, so daß auch die Anfrierzone an der Nordwestecke des Filchner-Schelfeises recht markant ist. Die Simulationen mit BRIOS-2 legen dagegen den Schluß nahe, daß sowohl die Zirkulation im Filchnergraben als auch das Anfrieren marinen Eises nordöstlich von Berkner Island erheblicher saisonaler und zwischenjährlicher Variabilität unterworfen sind.

Die entgegengesetzte Situation tritt auf, wenn das dichteste Wasser nördlich von Berkner Island zu finden ist, wie es in den Jahren mit hoher Bildung von HSSW prognostiziert wird (Abb. 4.14). In diesem Fall strömen Schelfwassermassen unmittelbar westlich und östlich von Berkner Island in die Kaverne. Die größten Schmelzraten treten also westlich von Berkner Island und über dem Filchnergraben auf. In solchen Situationen bildet sich im Filchnergraben eine antizyklonale Zirkulation aus, deren vertikal integrierter Transport bis zu 2.5 Sv betragen kann, während unter dem Ronne-Schelfeis eine zyklonale Zirkulation prognostiziert wird.

Die Zirkulation unter dem Schelfeis kann sich also im zwischenjährlichen Wechsel unter dem Einfluß unterschiedlicher Salzeinträge auf dem Kontinentalschelf umkehren. Nøst und Foldvik (1994) haben aus einer Modellstudie der Schelfeis-Ozean-Wechselwirkung den Schluß gezogen, daß südlich von Berkner Island ein Transport von der Ronne- in die Filchner-Kaverne stattfindet. Bereits Hellmer und Olbers (1991) hatten jedoch darauf hingewiesen, daß die Richtung der Umströmung von Berkner Island und damit die Richtung des Transports zwischen der Filchner- und der Ronne-Kaverne von der Dichteverteilung vor der Schelfeiskante abhängt. Auch in diesem Modell wurde ein Transport von der Ronne- in die Filchner-Kaverne für Szenarien mit hoher Dichte über dem Ronnetrog prognostiziert. Diese Situation ist in BRIOS-2 typisch für die Jahre 1986 bis 1989. Während der Phase mit geringem Salzeintrag auf dem Kontinentalschelf (1990 und 1991; vgl. Abb. 4.9) ist die Strömung über die Schelfeiskante sehr schwach; ausgeprägte Zirkulationsmuster sind unter dem Schelfeis kaum zu erkennen. Während des Zeitraums mit hohem Salzeintrag auf dem Kontinentalschelf nördlich von Berkner Island, besonders im Winter 1992, bildet sich die umgekehrte Zirkulation mit einer zyklonalen Umströmung von Berkner Island und einem Transport von der Filchner- in die Ronne-Kaverne aus. Das regionale Windfeld im Bereich nördlich der Schelfeiskante spielt in diesem Prozeß keine oder nur eine untergeordnete Rolle; ein Zusammenhang zwischen der Richtung des Windfeldes und der Zirkulation in der Kaverne ist nicht erkennbar.

In den Untersuchungen von Beckmann et al. (1999) war der Wechsel von einer zyklonalen zu einer antizyklonalen Zirkulation über dem Filchnergraben als saisonales Signal in einem ungekoppelten Ozeanmodell (BRIOS-1) beschrieben worden. Jedoch bestand der Antrieb dieses Modells aus zwölf quasiklimatologischen Monatsmitteln, die für jedes Simulationsjahr zyklisch wiederholt wurden. Der Antrieb enthielt also

keine interannuale Variabilität. Eine Situation mit dichten Wassermassen auf dem Kontinentalschelf nördlich von Berkner Island trat dabei in jedem Winter auf, während im Sommer die dichtesten Wassermassen am westlichen Rand des Kontinentalschelfs zu finden waren, so daß in jedem Integrationsjahr ein Wechsel von antizyklonaler Zirkulation im Winter zu zyklonaler Zirkulation im Sommer prognostiziert wurde.⁸ Wird, wie im gekoppelten Modell BRIOS-2, die zwischenjährliche Variabilität der atmosphärischen Randbedingungen berücksichtigt, sind die saisonalen Veränderungen der Zirkulation über dem Filchnergraben deutlich kleiner als die Unterschiede zwischen den einzelnen Simulationsjahren.

4.2.2 Schelfeisgebiete im westlichen und östlichen Weddellmeer

Die übrigen Schelfeisgebiete sind im Modell mit geringerer Genauigkeit repräsentiert. Da keine verlässlichen Daten zum Tiefgang verfügbar sind, wurde die Mächtigkeit des Larsen-, Brunt-, Riiser-Larsen-, Fimbul- und Amery-Schelfeises mit 200 m angenommen. Amery- und Ross-Schelfeis liegen außerhalb des Weddellmeeres und werden daher hier nicht betrachtet.

Das Larsen-Schelfeis und die Schelfeisgebiete im östlichen Weddellmeer sind im Modell nicht fein genug aufgelöst, um eine eigenständige Zirkulation ausbilden zu können. Im östlichen Weddellmeer greift der Küstenstrom direkt unter das Brunt- und das Riiser-Larsen-Schelfeis. Dabei kommt Wasser mit einer Temperatur um -1°C unmittelbar mit der Schelfeisunterseite in Kontakt. Die hohen Strömungsgeschwindigkeiten im Küstenstrom sorgen für hohe Durchflußraten, so daß das Wasser unmittelbar unter dem Schelfeis schnell wieder ersetzt wird. Im Θ - S -Diagramm (Abb.3.1) erkennt man auch, daß sich das durch Wechselwirkung mit dem Schelfeis abgekühlte und ausgesüßte Wasser direkt mit dem darunter liegenden, etwa 0°C warmen Wasser aus dem Küstenstrom vermischt. Insgesamt entstehen so mittlere Schmelzraten von fast 3 m/a, wobei die Maxima im Bereich der Schelfeiskante liegen. Es ist schwer abzuschätzen, ob diese hohen Schmelzraten realistisch sind: Einerseits wird die Dicke des Schelfeises sicher nicht konstant 200 m betragen, sondern zur Aufsetzlinie hin ansteigen. Dies würde die *in situ*-Gefrierpunkttemperatur weiter verringern und die Schmelzraten erhöhen. Andererseits wird der Fluß des Küstenstroms durch die Schelfeiskavernen

⁸Das ungekoppelte Ozeanmodell BRIOS-1 wurde mit Salzflüssen und Deckschichttemperaturen angetrieben, die einer Integration des ungekoppelten Meereismodells BRIOS-0 entnommen worden waren (vgl. Beckmann et al., 1999). Hierbei kamen dieselben atmosphärischen Antriebsdaten zur Anwendung wie in den hier vorgestellten Simulationen mit dem gekoppelten Modell. Auch im ungekoppelten Eismodell ist der Salzeintrag auf dem Kontinentalschelf nördlich von Berkner Island in den Winterhalbjahren 1992 und 1993 besonders hoch; im klimatologischen Monatsmittel bleibt dieses Signal erhalten, so daß das damit angetriebene Ozeanmodell eine eigentlich zwischenjährliche Variabilität als Teil des Jahresganges reproduziert.

des östlichen Weddellmeeres in der Realität durch eine Landmasse gestört, die Brunt- und Riiser-Larsen-Schelfeis voneinander trennt, und die im Modell wegen der relativ groben Auflösung nicht berücksichtigt werden konnte. Das erste Argument deutet darauf hin, daß das Modell die Schmelzraten noch unterschätzen könnte; das zweite läßt eher auf eine Überschätzung der Schmelzraten schließen.

Auch unter dem Larsen-Schelfeis werden Schmelzraten um 1 m/a prognostiziert, von denen zunächst fraglich ist, ob sie realistisch sind. Der Kontinentalschelf im westlichen Weddellmeer ist sehr schmal, so daß er in der geglätteten Modelltopographie kaum noch in Erscheinung tritt. In der Simulation reicht daher Modifiziertes Warmes Tiefenwasser (MWDW), das auf seinem Weg mit dem Weddellwirbel durch Vermischung mit dem darüber liegenden Winterwasser modifiziert und abgekühlt wird (Foster und Carmack, 1977), mit Temperaturen um -1.2°C bis unter das Larsen-Schelfeis (Abb. 3.1). Dies steht im Widerspruch zu Beobachtungen von Gordon (1998), nach denen auf dem Larsen-Schelf kein Wasser mit Temperaturen über -1.6°C zu finden ist. Andererseits ist auch die Dicke des Larsen-Schelfeises im Modell mit konstant 200 m vorgeschrieben und damit im Bereich der Aufsetzlinie sicher unterschätzt, so daß die Differenz zwischen der Temperatur der einströmenden Wassermassen und der *in situ*-Gefrierpunkttemperatur in der Simulation nicht wesentlich von der Natur abweichen muß.

4.2.3 Schmelzwassereintrag in das innere Weddellmeer

In den beiden ersten Teilen dieses Abschnittes wurden die Prozesse der Schelfeis-Ozean-Wechselwirkung unter den verschiedenen Schelfeisgebieten des Weddellmeeres vorgestellt und diskutiert. Lokale Anfrier- und Schmelzraten unter dem Filchner-Ronne- und dem Larsen-Schelfeis sind von ähnlicher Größenordnung wie die über ein Jahr bilanzierte Nettogefriertrate des Meereises. Die Schmelzraten unter den Schelfeisgebieten des östlichen Weddellmeeres sind deutlich größer, jedoch ist die Fläche dieser Schelfeise recht klein. Integriert man den Süßwassereintrag über die Fläche der Schelfeisgebiete, erhält man im Mittel über neun Integrationsjahre einen Fluß von 1.6 mSv unter dem Larsen-Schelfeis, 3.2 mSv unter dem Filchner-Ronne-Schelfeis und 4.2 mSv unter den Schelfeisgebieten des östlichen Weddellmeeres; in der Summe über alle ins innere Weddellmeer entwässernden Schelfeiskavernen also 9.1 mSv.⁹ Trotz ihrer kleinen Fläche ist der Beitrag der Schelfeisgebiete im östlichen Weddellmeer also beinahe so groß wie die Beiträge von Filchner-Ronne- und Larsen-Schelfeis zusammen.

Zeitserien von Monats- und Jahresmitteln dieser Süßwasserflüsse (Abb. 4.15) zei-

⁹Addiert man noch die Beiträge der außerhalb des Weddellmeeres gelegenen Schelfeisgebiete, also durch Fimbul-, Amery- und Ross-Schelfeis, ergibt sich ein mittlerer Süßwassereintrag von rund 21 mSv in das gesamte Südpolarmeer, was überraschend nah an den von Jacobs et al. (1992) geschätzten 18 ± 9 mSv liegt.

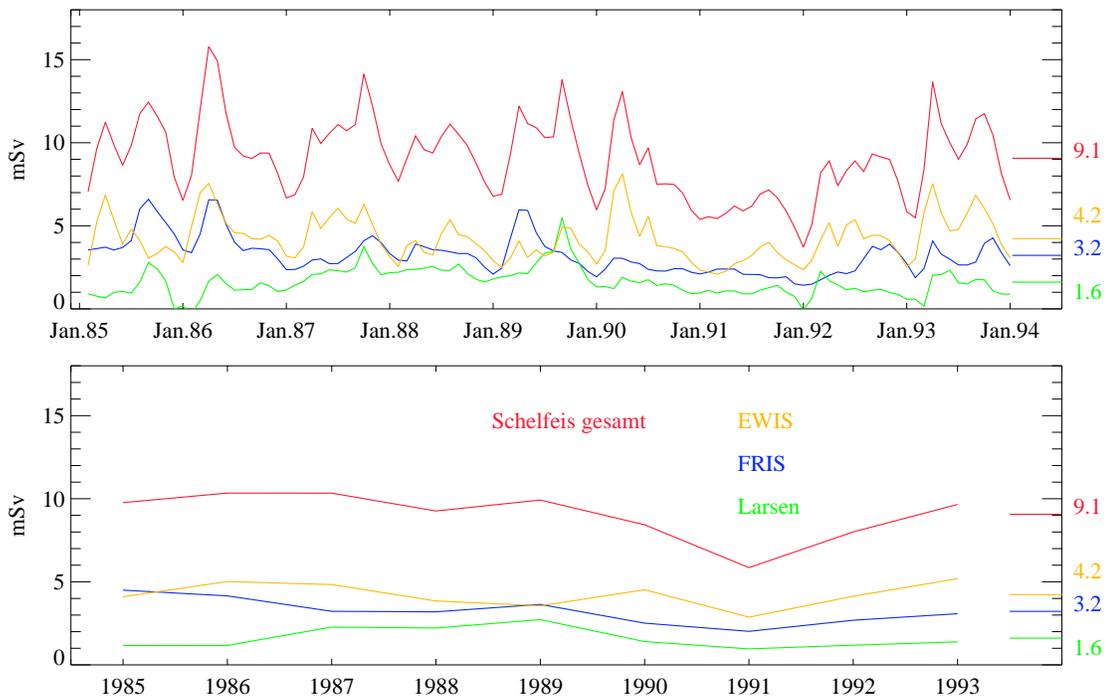


Abbildung 4.15: Monats- (oben) und Jahresmittel (unten) der über die Schelfeisfläche integrierten Süßwasserflüsse unter den Schelfeisgebieten im östlichen Weddellmeer (EWIS, gelb), dem Filchner-Ronne-Schelfeis (blau) und dem Larsen-Schelfeis (grün) sowie die Summe aller drei ans Weddellmeer grenzenden Schelfeisgebiete (rot). $1 \text{ mSv} = 10^3 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$.

gen eine ausgeprägte Variabilität insbesondere der Schelfeisgebiete im östlichen Weddellmeer. Wie im Abschnitt 4.2 beschrieben, wird dieses Schelfeis direkt vom Küstenstrom unterspült. Da eine seitliche Begrenzung nicht existiert, kann sich unter diesem Schelfeis keine eigenständige Zirkulation ausbilden. Variationen in den Eigenschaften und der Verteilung der Wassermassen innerhalb des Küstenstroms schlagen sich daher unmittelbar in veränderten Schmelzraten nieder. Die hohen Schmelzraten jeweils im ersten Quartal der Simulationsjahre 1986, 1990 und 1993 finden sich jedoch auch in den Monatsmitteln der Schmelzraten unter dem Larsen-Schelfeis und unter dem Filchner-Ronne-Schelfeis wieder. Mit den Zeitserien von Meereisbildung und -export im inneren Weddellmeer (Abb. 4.6 und 4.7) oder auf dem Kontinentalschelf (Abb. 4.9) sind diese Ereignisse nicht korreliert; die in Abschnitt 4.2.1 beschriebene Umkehrung der Zirkulation unter dem Filchner-Ronne-Schelfeis schlägt sich zwar in einem Anstieg der mittleren Schmelzrate Ende 1992 nieder, lässt sich aber nicht mit diesen drei Maxima verknüpfen.

Stattdessen werden diese Ereignisse durch Anomalien der sommerlichen Meereis-

ausdehnung geprägt: Die Simulationsjahre 1986 und 1993 zeichnen sich durch eine sehr geringe Meereisausdehnung im sommerlichen Minimum aus; im Jahr 1990 bleiben relativ große Teile des Weddellmeeres eisbedeckt, doch ist die Küste des östlichen Weddellmeeres eisfrei und vor den Kanten von Filchner-Ronne- und Larsen-Schelfeis ist die Eiskonzentration gering. Je weniger Meereis im Weddellmeer zurück bleibt, desto stärker kann sich die Oberfläche des Ozeans durch solare Einstrahlung erwärmen. Durch vertikale Vermischung wird dieses Signal über die Sprungschicht hinweg getragen und schließlich in die Schelfeiskaverne advehiert¹⁰, wo es zu verstärktem basalen Schmelzen des Schelfeises führt.

Die Fluktuationen in den Eigenschaften der Wassermassen auf dem Kontinentalschelf (Abschnitt 4.1.5) wirken sich dagegen hauptsächlich auf die Schmelzraten unter dem Filchner-Ronne-Schelfeis aus. Während des Zeitraums mit verschwindendem HSSW (1990/91) gehen die Süßwassereinträge durch das Filchner-Ronne-Schelfeis auf minimale Werte von 2.0 mSv zurück. Die Variabilität in den Monatsmitteln ist in dieser Phase gering. Offenbar strömen die in diesem Zeitraum auf dem Kontinentalschelf anzutreffenden leichteren Wassermassen nur zu einem kleinen Teil in die Schelfeiskaverne ein, so daß die Zirkulation in der Kaverne und die Prozesse an der Schelfeisunterseite weitgehend ungestört bleiben. Mit der Neubildung von hochsalinem Schelfwasser ab dem Herbst 1992 steigt auch der Einstrom in die Kaverne, die Zirkulation nimmt die in Abb. 4.14 dargestellte Form an und der Eintrag von Schmelzwasser steigt. Der Wechsel zwischen negativen und positiven Anomalien des meridionalen Windschubes hat also deutliche Auswirkungen bis in die Kaverne unter dem Filchner-Ronne-Schelfeis.

4.3 Die Süßwasserbilanz des inneren Weddellmeeres

In den vorangegangenen Abschnitten dieses Kapitels wurden die Wechselwirkungen zwischen Meereis, Schelfeis und Ozean im inneren Weddellmeer vorgestellt und diskutiert. Fügt man nun die einzelnen Beiträge zusammen, läßt sich eine Süßwasserbilanz für das innere Weddellmeer aufstellen.

In Abb. 4.16 sind die Zeitreihen der unterschiedlichen Süßwassereinträge in das innere Weddellmeer zusammengestellt. Im Mittel über die neun Simulationsjahre 1985 bis 1993 werden dem inneren Weddellmeer durch Meereis-Bildung 33.7 mSv Süßwasser entzogen. Die Schelfeisregionen tragen 9.1 mSv Süßwasser ein, die Differenz aus Niederschlag und Verdunstung beträgt 19.0 mSv.

Weitere, im Modell nicht berücksichtigte, Flüsse von Süßwasser haben ihren Ursprung auf dem antarktischen Kontinent. Große Teile von Antarctica sind von einem bis

¹⁰In der Natur wird dieser Austausch durch die Wirkung von Gezeiten noch verstärkt.

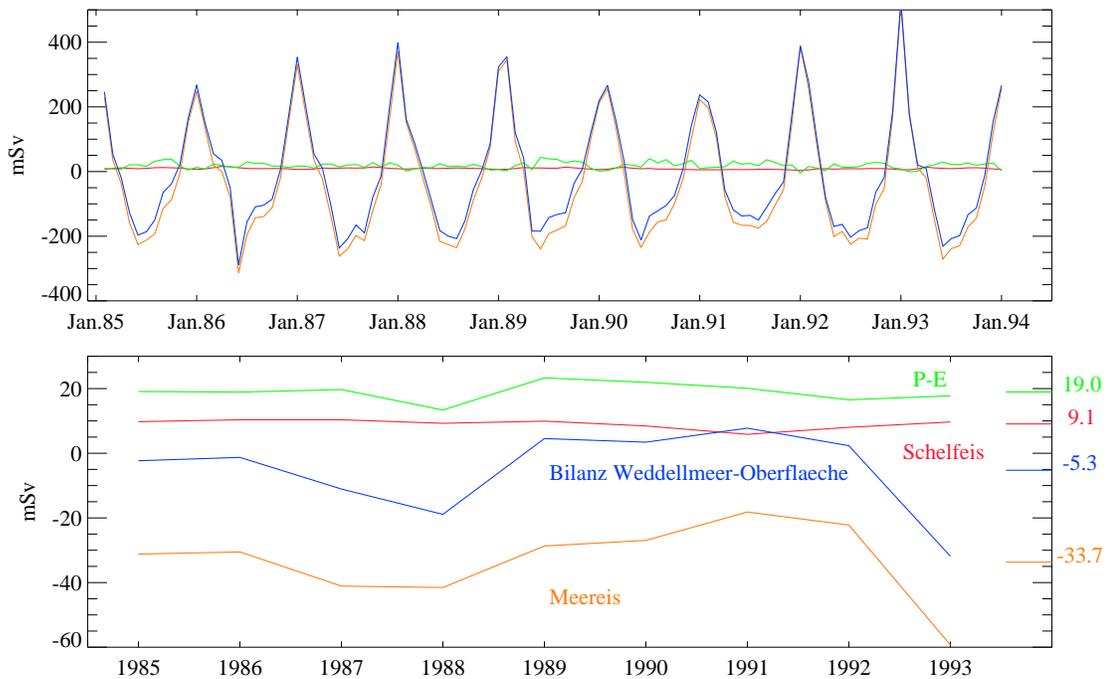


Abbildung 4.16: Monats- (oben) und Jahresmittel (unten) der Süßwasserflüsse an der Oberfläche des inneren Weddellmeeres. Dargestellt sind die Beiträge aus der Differenz von Niederschlag und Verdunstung (grün), aus der Produktion von Eisschelfwasser (rot), aus dem Gefrieren und Schmelzen von Meereis (gelb) sowie die Bilanz dieser drei Terme (blau).

zu 4000 m mächtigen Eisschild bedeckt, der die Quelle der antarktischen Schelfeisgebiete darstellt. Durch sein großes Gewicht wird zwar an der Unterseite dieses Eisschildes der Druckschmelzpunkt so weit reduziert, daß Eis an der Basis schmilzt; jedoch ist der Abfluß des so gebildeten Schmelzwassers nach Schätzungen von Huybrechts (pers. Mitteilung) gegenüber dem Schmelzen an der Oberfläche vernachlässigbar. Insgesamt liegt der Abfluß von Schmelzwasser vom antarktischen Kontinent unter $10 \cdot 10^{12}$ kg/a, zirkumpolar also unter 0.3 mSv. Der auf das innere Weddellmeer entfallende Teil liegt demnach unter 0.05 mSv und ist vernachlässigbar.

Die zirkumpolare Produktion von Eisbergen wird von Huybrechts auf rund $2000 \cdot 10^{12}$ kg/a geschätzt¹¹; der mit ihrem Schmelzen verbundene Süßwassereintrag liegt somit bei etwa 60 mSv für das gesamte Südpolarmeer. Jedoch schmilzt der weitaus größte Teil des Eisbergvolumens nördlich von 65°S beim Kontakt mit den warmen Wassermassen des Zirkumpolarstroms (Romanov, 1974), so daß auch dieser Beitrag hier vernachlässigt wird.

¹¹Frühere Schätzungen der Eisbergproduktion liegen zwischen $40 \cdot 10^{12}$ kg/a und $1650 \cdot 10^{12}$ kg/a (Mellor, 1967); der hier zugrunde gelegte Wert stellt also eher eine Maximumabschätzung dar.

Durch die katabatischen Winde kann auf dem Schelfeis akkumulierter, noch nicht zu Eis verfestigter Schnee in den Ozean getragen werden. Da zur Größe des so transportierten Volumens jedoch keine zuverlässigen Abschätzungen existieren, wird auch dieser Beitrag ignoriert.

In der Bilanz über alle hier berücksichtigten Komponenten wird der mit der Meereisproduktion verbundene Süßwasserentzug durch den Süßwassereintrag aus den Schelfeiskavernen und durch die Differenz aus Niederschlag und Verdunstung fast völlig ausgeglichen: Im Mittel über neun Integrationsjahre werden dem inneren Weddellmeer durch die Flüsse an seiner Oberfläche (einschließlich der Grenzflächen zum Schelfeis) 5.3 mSv Süßwasser entzogen.

Die Zeitreihen in Abb. 4.16 zeigen jedoch, daß diese Bilanz das Residuum aus verschiedenen, teils recht großen Beiträgen darstellt. Saisonale und zwischenjährige Variabilität der Süßwasserbilanz an der Oberfläche des inneren Weddellmeeres werden dabei von den Schwankungen der Meereisbildung dominiert: Im saisonalen Zyklus variiert die über einen Monat gezogene Bilanz typischerweise zwischen -200 und 400 mSv, wobei die Gefrierphase länger dauert als die Schmelzphase. Die Variation der Einträge aus der Atmosphäre und durch Schelfeis ist demgegenüber vernachlässigbar.

Auch die zwischenjährige Variabilität wird durch die Schwankungen der Meereisbildung bestimmt: In Jahren mit durchschnittlicher oder geringer Eisbildung ist die Bilanz der Süßwassereinträge über mehrere Jahre hinweg ausgeglichen oder sogar positiv; in Jahren mit starker Eisbildung (1987, 1988; Maximum in 1993) dagegen werden dem inneren Weddellmeer an der Oberfläche bis zu 31 mSv Süßwasser entzogen. Die Standardabweichung der Zeitreihe der Jahresmittel beträgt 13 mSv und ist damit deutlich größer als ihr Mittelwert. Insgesamt ist dieses Ergebnis konsistent mit Abschätzungen von Fahrbach et al. (1994)¹², nach denen die Netto-Advektion von Salz in das innere Weddellmeer nicht signifikant von null verschieden ist.

¹²Diese Abschätzung beruht auf hydrographischen Messungen der Jahre 1989 bis 1992, für die das gekoppelte Modell einen mittleren Süßwasser-Eintrag von 4.5 mSv prognostiziert. Berücksichtigt man jedoch, daß die Abschätzung von Fahrbach et al. und die Bilanz aus der BRIOS-2-Simulation völlig unabhängig voneinander sind und keine gemeinsame Datenbasis haben, erscheint die Übereinstimmung der Resultate bemerkenswert gut.

Kapitel 5

Hydrographie und Meereisverteilung unter dem Einfluß der Bodentopographie des östlichen Weddellmeeres

5.1 Die Bodentopographie des östlichen Weddellmeeres und ihre Umströmung

Wie in Kapitel 1 beschrieben wird die Bodentopographie im östlichen Weddellmeer, in der Region um den Nullmeridian (Abb. 5.1), geprägt durch einen *Maud Rise* genannten Seeberg, der sich rund 3000 m über dem umgebenden Meeresboden erhebt. Die Wassertiefe in der Umgebung der Kuppe liegt zwischen 4500 und 5000 m, über der Kuppe selbst unter 2000 m. Weiter östlich erstrecken sich vom Kontinentalschelf ausgehend zwei untermeerische Rücken in den tiefen Ozean, die *Astrid Ridge* und *Gunnerus Ridge* genannt werden. Nördlich davon, zwischen 0° und 15°E, liegen zwei Becken, die mit rund 5300 m die tiefsten Stellen des Weddellbeckens bilden.

Die Wassersäule im östlichen Weddellmeer ist nur schwach geschichtet. Meeresströmungen in diesem Gebiet sind daher annähernd barotrop, weisen also nur geringe vertikale Scherung auf und haben die Tendenz, Konturen mit konstantem Wert des Quotienten f/H (f =Coriolisparameter, H =Wassertiefe) zu folgen.¹ Die Veränderungen des Coriolisparameters f sind gegenüber den Variationen der Bodentopographie im östlichen Weddellmeer gering, so daß man in einer Überlagerung der räum-

¹Für barotrope, reibungsfreie Strömungen mit der relativen Vorticity ζ stellt die potentielle Vorticity $\frac{\zeta+f}{H}$ eine Erhaltungsgröße dar. Für großskalige Strömungen ist $\zeta \ll f$, so daß für eine Stromlinie näherungsweise $\frac{f}{H} = \text{const}$ gilt (Gill, 1982).

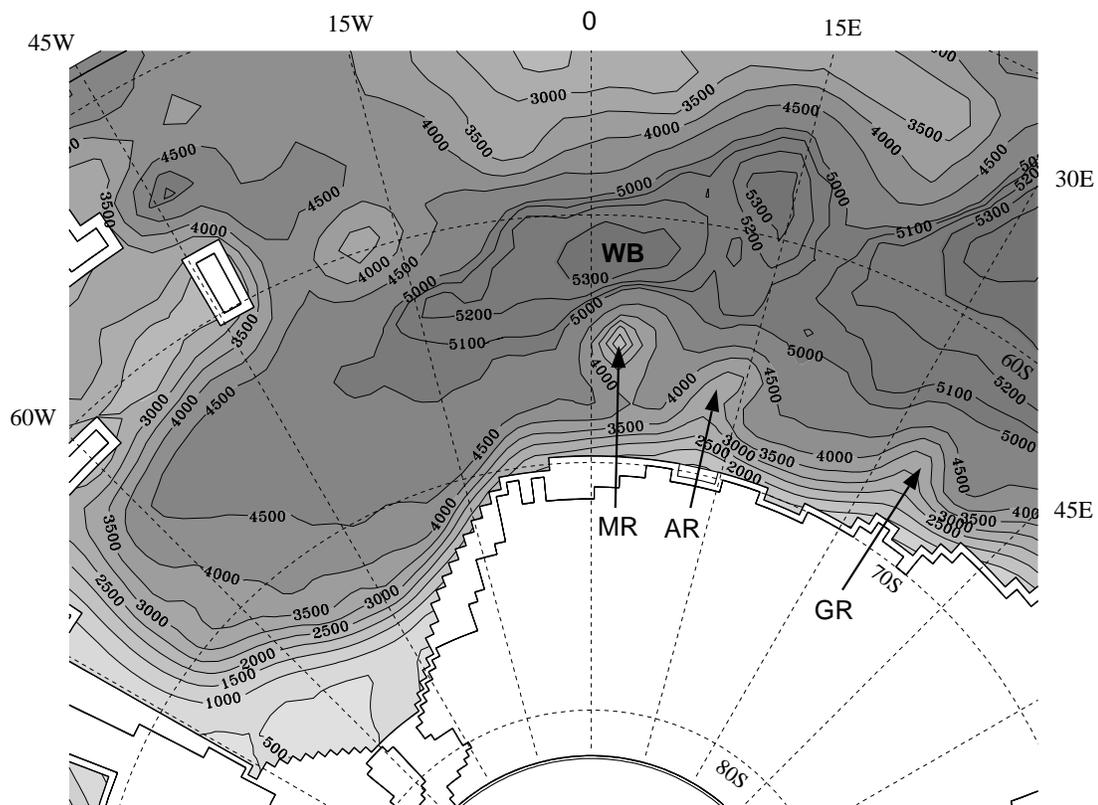


Abbildung 5.1: Bodentopographie im Weddellmeer-Sektor des gekoppelten Modells. Das Konturintervall beträgt 500 m; zusätzlich sind die Konturlinien für 5100 bis 5400 m in 100 m-Abstand eingezeichnet. Abkürzungen: MR = Maud Rise, AR = Astrid Ridge, GR = Gunnerus Ridge, WB = Weddellbecken.

lichen Verteilung der mittleren Stromfunktion und der Konturen der Bodentopographie (Abb. 5.2) eine enge Korrelation zwischen der Bodentopographie und dem vertikal integrierten Transport erkennt. Während die westliche Zelle des Weddellwirbels das westliche Weddellbecken einnimmt, scheint die östliche an dem tiefen Becken nordöstlich von Maud Rise fixiert zu sein. Dazwischen, unmittelbar nördlich von Maud Rise, liegt die Einschnürung, die die beiden Zirkulationszellen voneinander trennt. Von Süden her wird die Einschnürung offenbar durch die Umströmung von Maud Rise verursacht; von Norden her werden der Zirkumpolarstrom und der nördliche Zweig des Weddellwirbels durch einen Ausläufer des Mittelatlantischen Rückens nach Süden abgelenkt. Östlich des Nullmeridians erkennt man die Umströmung von Gunnerus Ridge und Astrid Ridge.

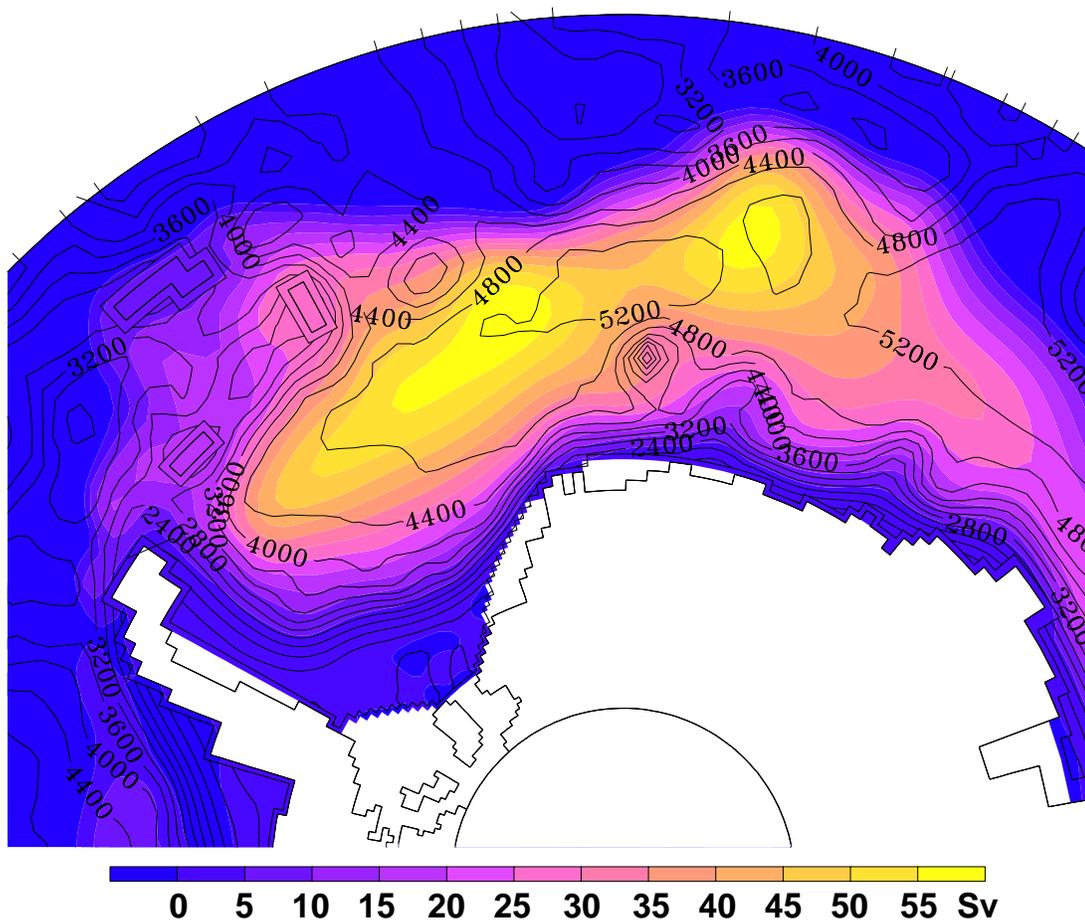


Abbildung 5.2: Überlagerung der Bodentopographie im Weddellmeer-Sektor des gekoppelten Modells (Konturlinien) und des mittleren vertikal integrierten Transports (farbkodiert).

Die Tendenz einer barotropen Strömung, (f/H) -Konturen zu folgen, führt bei variabler Topographie zu einer (in diesem Fall antizyklonalen) Umströmung von flacheren Gebieten, wie hier Maud Rise und Astrid Ridge. Dieser Effekt bewirkt in der Region des östlichen Weddellmeeres offenbar eine nordwärtige Verlagerung des südlichen Zweiges des Weddellwirbels und verursacht so die beobachtete Einschnürung im Feld des vertikal integrierten Transportes.

Simulierte Partikeltrajektorien (Abb. 5.3) zeigen, daß der Küstenstrom, also der Teil der Strömung, der nicht aus der Rezirkulation des Weddellwirbels, sondern von der zirkumpolaren küstennahen westwärtigen Strömung gespeist wird, von dieser Verlagerung nur zum Teil betroffen ist: Er wird durch die Umströmung von Gunnerus Ridge und Astrid Rigde in Form von großskaligen Mäandern nach Norden verschoben.

ben, verläuft dann aber südlich von Maud Rise. Die Kuppe wird also überwiegend durch Wassermassen angeströmt, die am östlichen Rand des Weddellwirbels rezirkulieren.

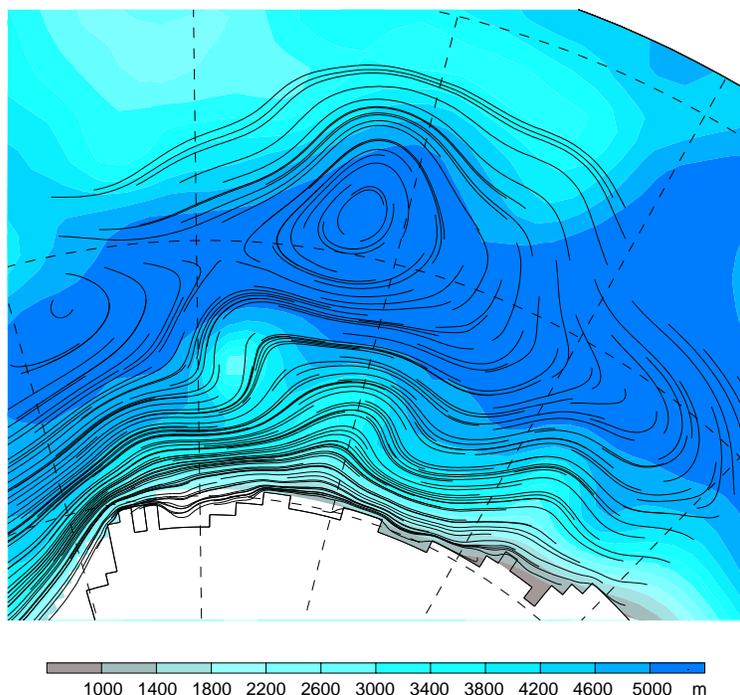


Abbildung 5.3: Umströmung von Maud Rise und Astrid Ridge. Gezeigt sind simulierte Partikeltrajektorien aus 1000 m Tiefe über einer farbigen Darstellung der Bodentopographie. Die Strömung in diesem Gebiet ist weitgehend barotrop, so daß die gezeigten Trajektorien repräsentativ für einen großen Teil der Wassersäule sind.

Eine detaillierte Betrachtung der dynamischen Prozesse der Um- und Überströmung einer solchen isolierten Kuppe erfordert deutlich höhere horizontale Auflösung (Beckmann und Haidvogel, 1997) und ist daher mit diesem „regionalen Klimamodell“ nicht möglich. Die dabei auftretenden Prozesse, wie die Bildung einer Taylor-Säule oder Taylor-Kappe, die damit verbundene Modifikation des Dichtefeldes oder die Verdriftung von Dichte- und Vorticity-Anomalien, sind hier nur sehr grob dargestellt. Auch die Amplitude lokaler geschlossener Zirkulationszellen über der Kuppe muß reibungsbedingt zu gering ausfallen, zumal auch eine etwaige gezeitenbedingte Verstärkung (Beckmann, 1999) von BRIOS-2 nicht erfaßt wird.

Dennoch ist das Modell aufgrund seiner bodenfolgenden Vertikalkoordinate in der Lage, grundlegende, für die Überströmung einer Kuppe charakteristische, Prozesse qualitativ richtig wiederzugeben. So wird die Aufwölbung der Isopyknen über der Kuppe, beobachtet z. B. von Bersch et al. (1995), qualitativ richtig wiedergegeben. Die

Auswirkungen dieser Anomalien auf die Meereisverteilung in der Region um Maud Rise werden im Abschnitt 5.3 diskutiert.

5.2 Ursachen und Auswirkungen der Doppelwirbelstruktur

Um den Einfluß der beschriebenen Elemente der Bodentopographie auf die Struktur des Weddellwirbels und auf die Meereisverteilung zu untersuchen, wurde neben dem Referenzlauf eine Reihe von Sensitivitätsstudien durchgeführt, in denen gezielt Teile der Bodentopographie modifiziert wurden (Abb. 5.4). Im ersten Schritt wurden folgende Szenarien getestet:

1. Referenzlauf mit realistischer Topographie
2. Becken eingeebnet, Maud Rise und Astrid Ridge vorhanden
3. Maud Rise und Astrid Ridge entfernt, Becken vorhanden
4. Maud Rise, Astrid Ridge und die beiden Becken entfernt

In allen Fällen ist die modifizierte Topographie geglättet und an die Umgebung angepaßt worden, um Störungen durch Sprünge in der Bodentopographie zu vermeiden.

Ein Vergleich der simulierten mittleren Transporte in den beschriebenen Szenarien (Abb. 5.5) zeigt die große Bedeutung der Umströmung von Maud Rise für die Ausbildung der Doppelstruktur des Weddellwirbels: In dem Experiment „ohne Becken“ verringert sich zwar der maximale Transport in der östlichen Zelle um etwa 10 %, die Doppelstruktur des Weddellwirbels bleibt jedoch erhalten. In beiden Experimenten „ohne Maud Rise/Astrid Ridge“ dagegen verschwindet die Doppelstruktur. Der Weddellwirbel besteht in diesen Simulationen aus nur einer Zirkulationszelle, deren maximaler Transport zwischen 65 und 70 Sv und damit deutlich höher als in den beiden Zirkulationszellen des Referenzlaufes liegt. Die An- oder Abwesenheit der tiefen Becken nordöstlich von Maud Rise hat auf dieses Ergebnis keinen signifikanten Einfluß.

In einem zweiten Schritt wurden zwei Szenarien getestet, in denen ausgehend von der Topographie der Referenzsimulation nur Maud Rise bzw. nur Astrid Ridge entfernt wurden (Abb 5.6). In beiden Simulationen bildet der Weddellwirbel wieder eine Doppelstruktur, die der Referenzintegration sehr ähnlich ist (Abb 5.7). Jedoch ist in der Simulation „ohne Maud Rise“ der maximale Transport in der westlichen Zelle gegenüber der Referenzintegration deutlich größer und die Trennung zwischen den beiden Zellen

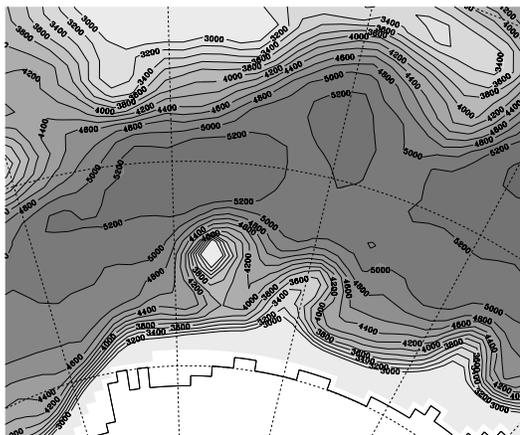
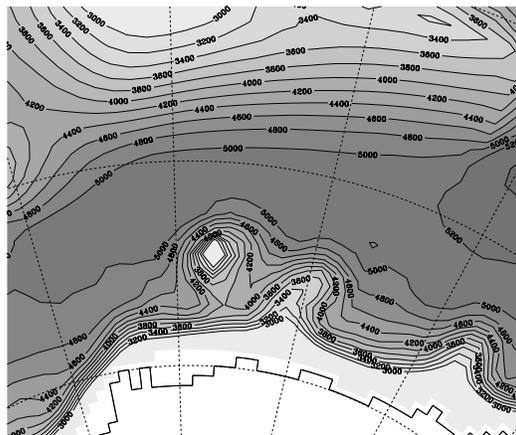
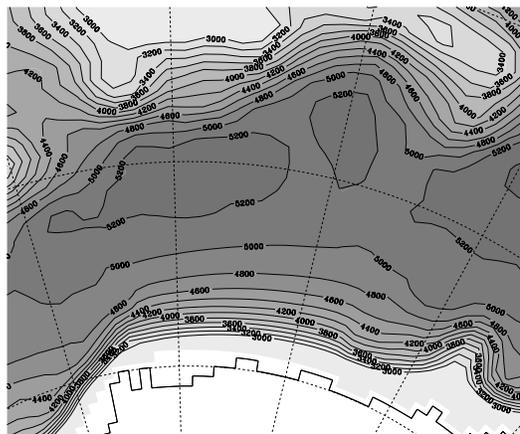
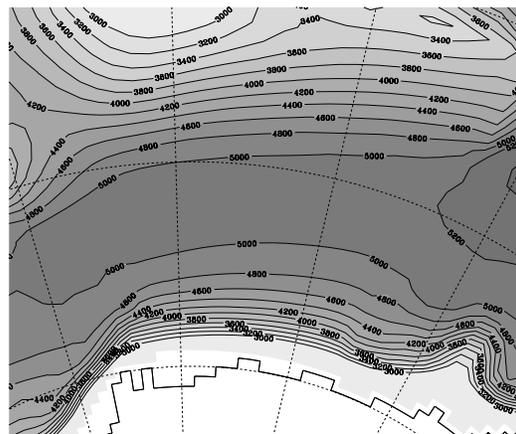
Referenz**“ohne Becken”****“ohne Maud Rise/Astrid Ridge”****“ohne MR/AR, ohne Becken”**

Abbildung 5.4: Variation der Bodentopographie im Weddellmeer-Sektor. Gezeichnet sind die Konturlinien zwischen 4000 und 5400 m in Intervallen von 200 m. Dargestellt sind die Referenz-Topographie (oben links) sowie die Szenarien ohne Becken (oben rechts), ohne Maud Rise und Astrid Ridge aber mit den tiefen Becken (unten links) und ohne die tiefen Becken und ohne Maud Rise und Astrid Ridge (unten rechts).

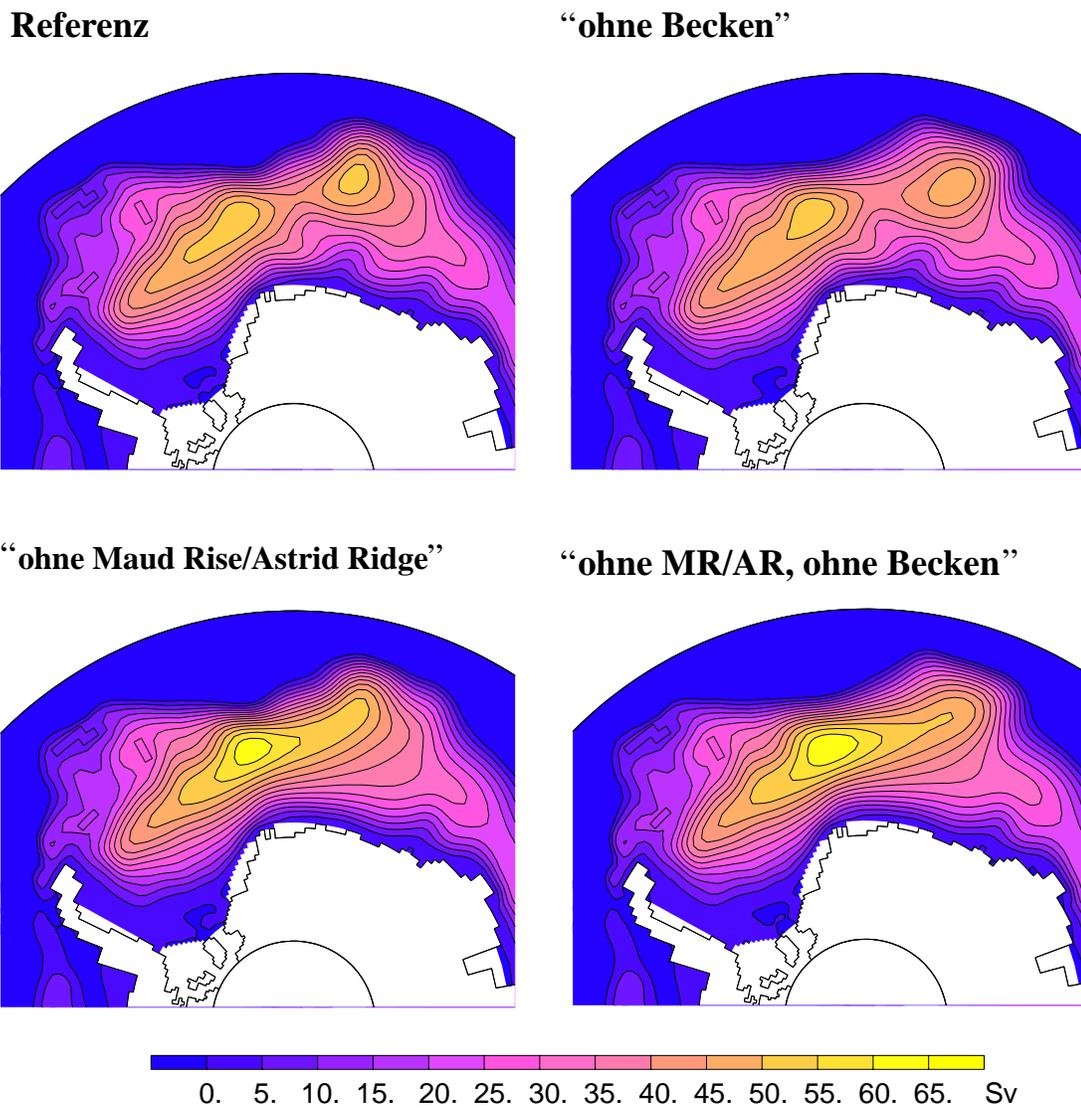
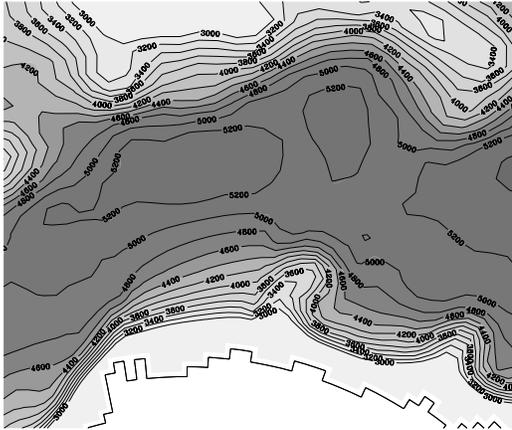


Abbildung 5.5: Vertikal integrierter Transport in Experimenten mit variiertem Bodentopographie im östlichen Weddellmeer. Dargestellt ist das 9-Jahres-Mittel der barotropen Stromfunktion in Experimenten mit der Referenz-Topographie (oben links) sowie den Szenarien ohne Becken (oben rechts), ohne Maud Rise und Astrid Ridge aber mit den tiefen Becken (unten links) und ohne die tiefen Becken und ohne Maud Rise und Astrid Ridge (unten rechts).

„ohne Maud Rise“



„ohne Astrid Ridge“

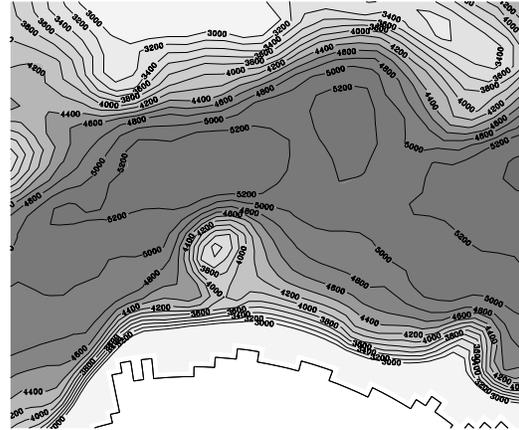
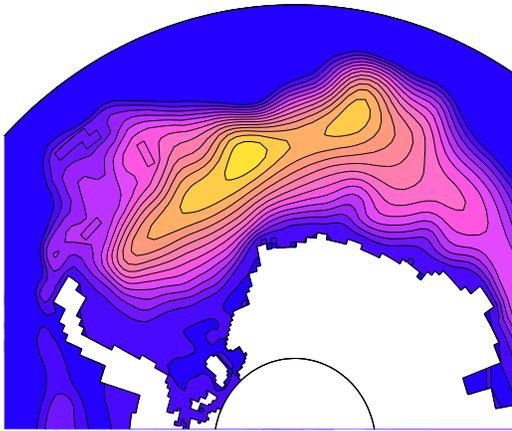


Abbildung 5.6: Zweiter Schritt der Variation der Bodentopographie im Weddellmeer-Sektor. Gezeichnet sind die Konturlinien zwischen 4000 und 5400 m in Intervallen von 200 m. Dargestellt sind die Szenarien ohne Maud Rise (links) und ohne Astrid Ridge (rechts).

„ohne Maud Rise“



„ohne Astrid Ridge“

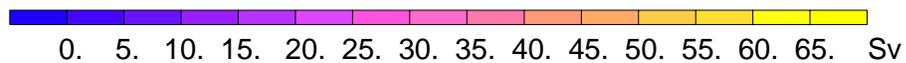
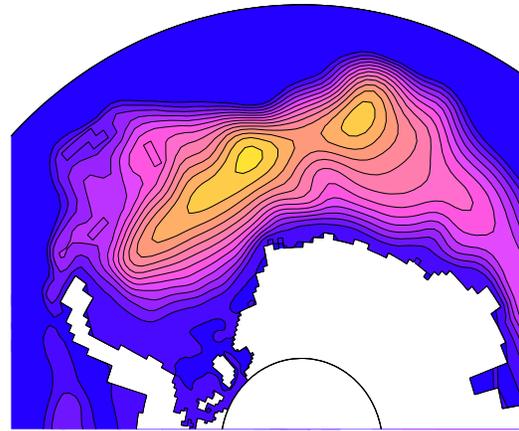


Abbildung 5.7: Vertikal integrierter Transport in Experimenten mit variierteter Bodentopographie im östlichen Weddellmeer. Dargestellt ist das 9-Jahres-Mittel der barotropen Stromfunktion in den Szenarien ohne Maud Rise (links) und ohne Astrid Ridge (rechts).

ist weniger ausgeprägt. Auch in der Simulation „ohne Astrid Ridge“ wird für die westliche Zelle ein erhöhter maximaler Transport prognostiziert, während die Begrenzung der östlichen Zelle hier ebenso ausgeprägt ist wie in der Referenzsimulation. Insgesamt ist die Stabilität der Doppelstruktur in beiden Experimenten geringer: Im Gegensatz zur Referenzsimulation erscheinen die isolierten Maxima des barotropen Transports erst im Mittel über mindestens einige Wochen. Sowohl der topographische Effekt von Maud Rise als auch die Umströmung von Astrid Ridge tragen offenbar zur Entstehung der Doppelstruktur des Weddellwirbels bei, wobei eine stabile Doppelstruktur nur unter dem Einfluß beider Teile entsteht.

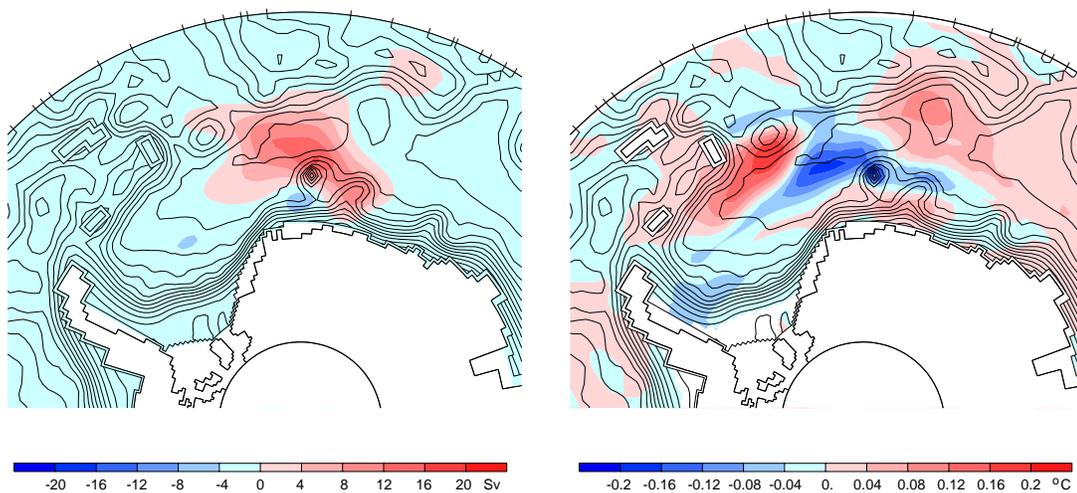


Abbildung 5.8: Differenzen des barotropen Transports (links) und der Temperatur in 800 m Tiefe (rechts): Experiment „ohne Maud Rise/Astrid Ridge“ minus Referenzsimulation. Dargestellt sind die Mittel des zehnten Integrationsjahres. Die Salzgehaltsdifferenz weist eine zur Temperaturdifferenz qualitativ identische Verteilung auf.

Eine Betrachtung der Differenz der Stromfunktion zwischen dem Experiment „ohne Maud Rise/Astrid Ridge“ und der Referenzsimulation (Abb. 5.8 links) zeigt, daß der barotrope Transport im inneren Weddellmeer durch die Ausbildung der Doppelstruktur nicht verändert wird. Unter der Wirkung von Maud Rise und Astrid Ridge wird lediglich der Wirbel eingeschnürt, so daß zwei lokale Maxima des barotropen Transports westlich und östlich des Nullmeridians entstehen. Entfällt diese Einschnürung, verschmelzen die beiden Zirkulationszellen zu einer einzigen, das gesamte Weddellbecken umspannenden Zirkulation.

Hiermit verbunden ist ein intensiverer Austausch zwischen dem westlichen und dem östlichen Weddellbecken. Gegenüber der Referenzsimulation, in der ein großer

Teil der Strömung jeweils westlich und östlich des Nullmeridians rezirkuliert, wird in dem Experiment „ohne Maud Rise/Astrid Ridge“ das warme, salzreiche Wasser, das seinen Ursprung im Zirkumpolaren Tiefenwasser (CDW) hat und sich in der Umgebung von Maud Rise mit den Wassermassen des Weddellwirbels mischt, effektiver in die Zirkulation aufgenommen und im Weddellbecken verteilt. Die Hydrographie über dem südwestlichen Kontinentalschelf wird hierdurch nicht verändert; im nordwestlichen Weddellmeer jedoch wird die Wassersäule zwischen 500 und 1000 m Wassertiefe um bis zu 0.03 psu salziger und 0.2°C wärmer (Abb. 5.8 rechts). Eine ähnliche, allerdings schwächer ausgeprägte Erwärmung ist auch im nordöstlichen Weddellwirbel zu beobachten. Im Gegenzug wird ein ausgedehntes Gebiet nordwestlich von Maud Rise kälter und salzärmer. An die Stelle der isolierten Wirbel westlich und östlich des Nullmeridians, in denen die Wassermassen gegenüber dem warmen Wasser des ACC relativ isoliert bleiben und durch Wärmeverlust an die Atmosphäre abgekühlt werden, tritt in dem Experiment „ohne Maud Rise/Astrid Ridge“ ein einziger Wirbel, der das gesamte Weddellbecken umspannt und für eine intensive Durchspülung auch der im Referenzexperiment isolierten Regionen sorgt, so daß eine Erwärmung nicht nur im westlichen, sondern auch im östlichen Weddellbecken festzustellen ist.

Durch diese Veränderung wird die Stabilität der Wassersäule im nordwestlichen Weddellmeer reduziert: Die lokale Brunt-Väisälä-Frequenz N auf einem Meridional-schnitt entlang 28°W weist ein lokales Minimum im Zentrum des Wirbels auf, das sich von der Sprungschicht bis in rund 950 m Tiefe erstreckt (Abb. 5.9 links). Als Folge der lokalen Erwärmung in diesem Teil der Wassersäule weitet sich der Kern mit geringer Stabilität in dem Experiment „ohne Maud Rise/Astrid Ridge“ bis zu einer Tiefe von 1100 m aus (Abb. 5.9 rechts). Die Stabilität der Wassersäule im nordwestlichen Weddellmeer wird damit reduziert; Tiefenkonvektion im offenen Ozean wird wahrscheinlicher.

Die unter dem Einfluß der Topographie entstehende Doppelzellenstruktur des Weddellwirbels bewirkt also indirekt eine erhöhte Stabilität der Wassersäule unterhalb der Sprungschicht im zentralen Weddellbecken. Die für die Wassermassenbildung wichtigen Prozesse auf dem südwestlichen Kontinentalschelf bleiben allerdings unberührt.

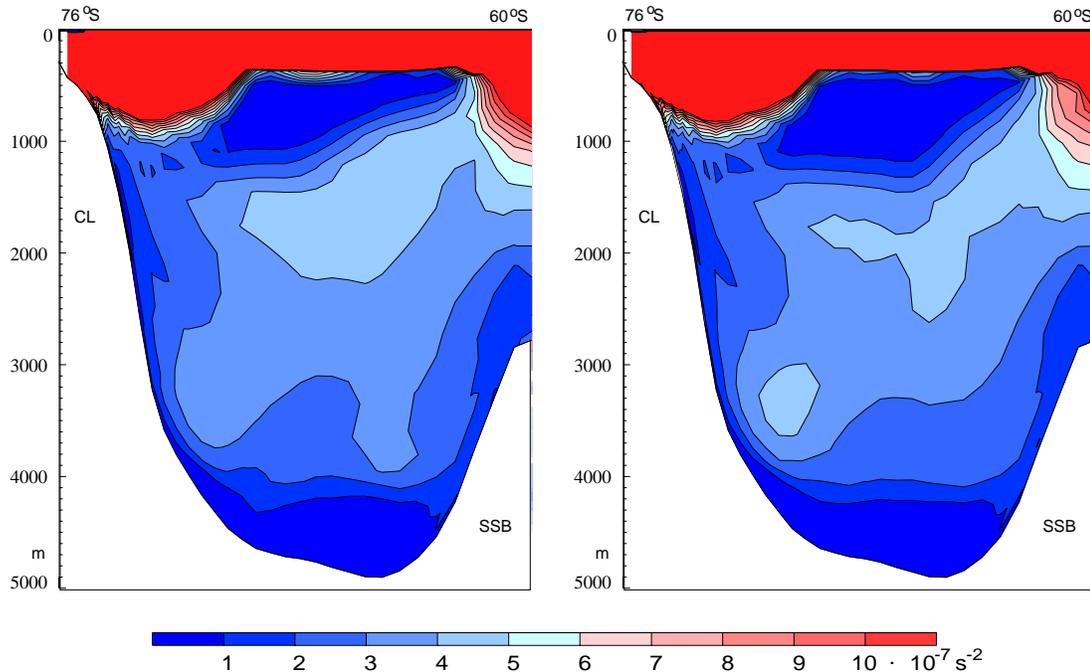


Abbildung 5.9: Meridionalschnitte der lokalen Stabilitätsfrequenz N^2 entlang 28°W im Referenzexperiment (links) und im Experiment „ohne Maud Rise/Astrid Ridge“ (rechts). Dargestellt ist das Mittel des zehnten Integrationsjahres. Abkürzungen: CL = Coats Land (antarktischer Kontinent), SSB = Südscootiabogen.

5.3 Einfluß der Bodentopographie auf regionale Zirkulation und Meereisverteilung

Wie im Abschnitt 5.1 beschrieben führt die Überströmung von Maud Rise zu einem lokalen Aufwölben der Isopyknen über der Kuppe. Die Temperaturverteilung in einem Meridionalschnitt über Maud Rise (Abb. 5.10) zeigt, daß dieses *doming* in einer Tiefe um 1000 m am intensivsten ist und bei flachem Boden verschwindet. Verglichen mit den Messungen von Bersch et al. (1992) wird die Auslenkung der Isolinien unterschätzt; jedoch gibt das Modell die Effekte der Überströmung einer solchen Kuppe qualitativ wieder. Hiermit verbunden ist eine Reduktion der Deckschichttiefe und die Entstehung lokaler Temperaturmaxima unterhalb der thermischen Sprungschicht. Diese Effekte sind aus Messungen von Gordon und Huber (1990) oder Muench et al. (1999) bekannt. Sie verschwinden in den Experimenten mit flachem Boden und lassen sich daher eindeutig als Effekt der Umströmung von Maud Rise zuordnen. In beiden Experimenten sind Spuren von Konvektion bis in etwa 1000 m Tiefe zu erkennen, die einen Teil der Wassersäule homogenisiert, jedoch nicht zur Bildung einer Polyn-

ja geführt haben. Signifikante Veränderungen der Stabilität der Schichtung, abzulesen aus einem Meridionalschnitt der lokalen Brunt-Väisälä-Frequenz N entlang desselben Längengrades, sind dagegen nicht nachweisbar.

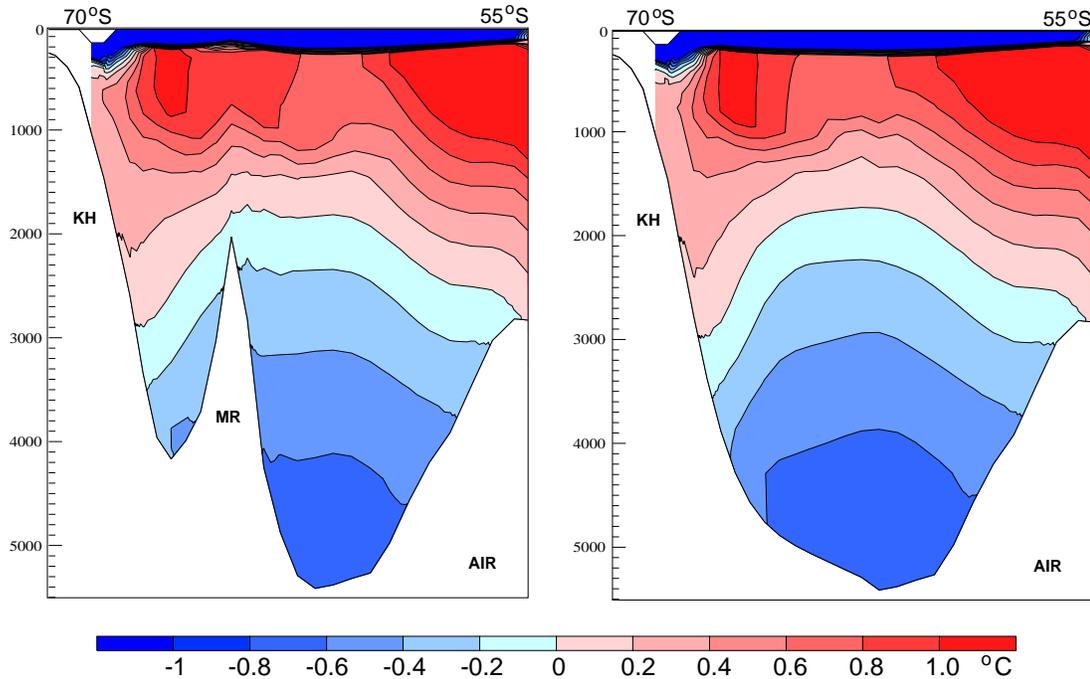


Abbildung 5.10: Meridionalschnitte der Temperatur entlang 2.5°E . Dargestellt sind die Mittel über neun Integrationsjahre im Referenzexperiment (links) und im Experiment „ohne Maud Rise/Astrid Ridge“ (rechts). Der antarktische Kontinent liegt jeweils links. Abkürzungen: MR = Maud Rise, KH = Kontinentalhang, AIR = Atlantisch Indischer Rücken.

Bei der Überströmung von Maud Rise werden also verhältnismäßig warme Wassermassen zum Aufsteigen gezwungen. Entsprechend der Anströmrichtung (vgl. Abb. 5.3) liegt am Nordosthang der Kuppe ein Gebiet mit Auftriebsgeschwindigkeiten bis zu 0.5 m/d und am Südwesthang ein Gebiet mit etwas schwächerem *downwelling* (Abb. 5.11 links). Das Maximum der Vertikalbewegung liegt in einer Tiefe von 2000 m ; oberhalb von 500 m ist das Signal kaum noch zu erkennen. Ein Vergleich mit der Verteilung der Vertikalgeschwindigkeiten im Experiment „ohne Maud Rise/Astrid Ridge“ (Abb. 5.11 rechts) zeigt, daß diese Effekte nur lokale Bedeutung haben. Zwar verschwindet im Experiment mit modifizierter Bodentopographie die *up-* und *downwelling*-Signatur, doch ändert sich die beckenweite Verteilung von Auf- und Abtriebsgebieten qualitativ nicht.

Mit dem Auftrieb von warmem Tiefenwasser ist ein erheblicher vertikaler Wärme- fluß verbunden. Da das Auftriebssignal jedoch in Oberflächennähe schwächer wird, ge-

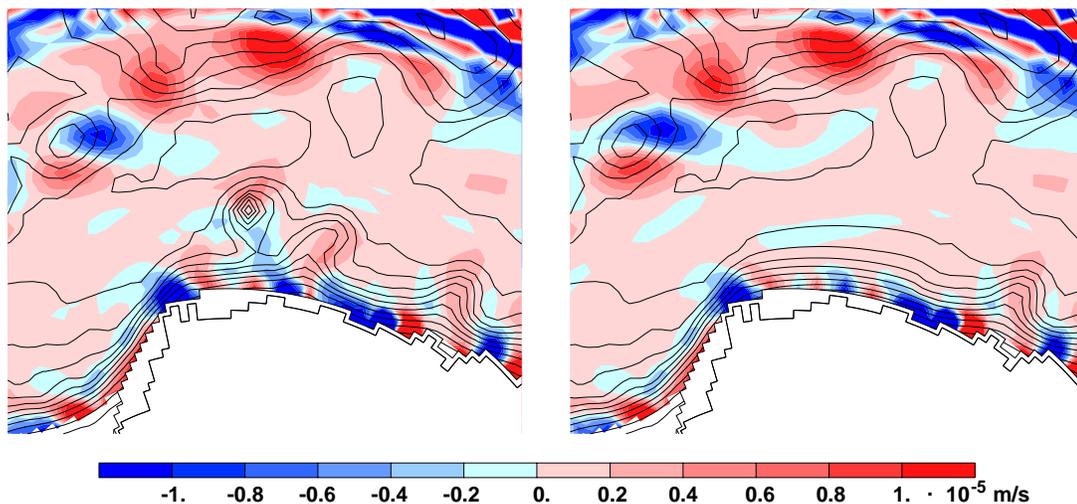


Abbildung 5.11: Vertikalgeschwindigkeiten in 1500 m Tiefe in der Referenzintegration (links) und im Experiment „ohne Maud Rise/Astrid Ridge“. Dargestellt ist jeweils das Mittel über 9 Integrationsjahre.

langt nur ein relativ geringer Anteil in die ozeanische Deckschicht und steht dort zum Schmelzen von Meereis zur Verfügung. Regionale Maxima des simulierten Wärmeflusses zwischen Eis und Ozean (Abb. 5.12 links) liegen im Lee von Astrid Ridge und betragen rund 40 W/m^2 im Mittel über den eisbedeckten Zeitraum, während die mittleren Wärmeflüsse in der unmittelbaren Umgebung von Maud Rise Werte von 20 W/m^2 südwestlich der Kuppe nicht übersteigen. Messungen des vertikalen Wärmeflusses in 10 m Tiefe an der Westflanke von Maud Rise (Muench et al., 1999) zeigen ein lokales Maximum von mehr als 100 W/m^2 , doch ist das betreffende Gebiet deutlich kleiner als die Fläche einer Gitterzelle in BRIOS-2. Gemittelt über den gesamten Westhang der Kuppe ergeben diese Messungen einen Wärmefluß um 25 W/m^2 . Auch gegenüber diesem Wert wird der vertikale Wärmefluß vom Modell unterschätzt, die horizontale Verteilung in der Umgebung der Kuppe und die Größenordnung der Wärmeflüsse werden jedoch in vernünftiger Übereinstimmung mit Messungen reproduziert. Vertikale Wärmeflüsse im Bereich des Küstenstroms im östlichen Weddellmeer vor Dronning Maud Land sind von gleicher Größenordnung. Die Maxima des Wärmeflusses, 50 W/m^2 und mehr, treten jedoch im Bereich der Eiskante auf, was ebenfalls mit den Beobachtungen von Muench et al. (1999) konsistent ist.

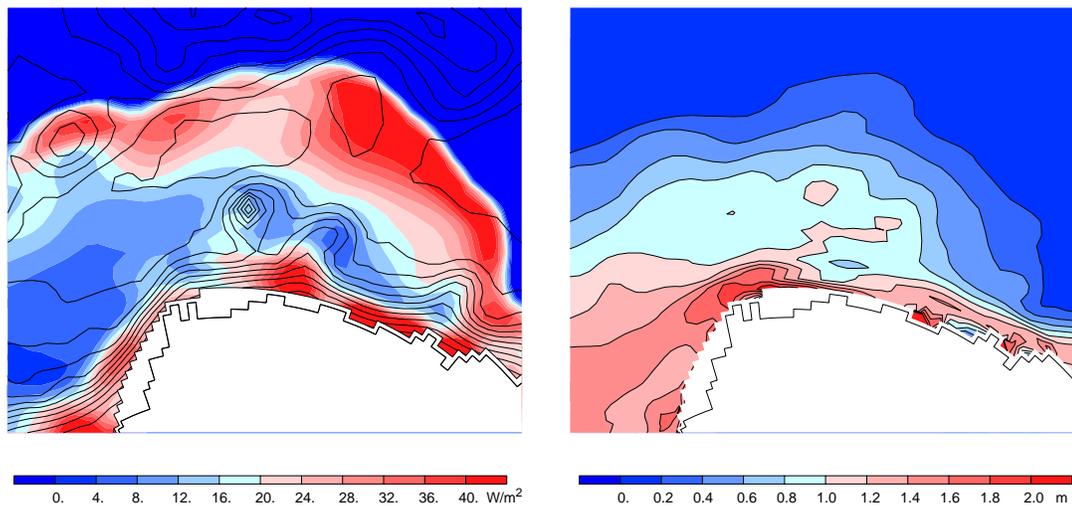


Abbildung 5.12: Wärme- und Salzfluss zwischen Ozean und Meereis (links) sowie die Eisdicke im Weddellmeer (rechts) in der Referenzintegration. Dargestellt sind Monatsmittel vom August 1988.

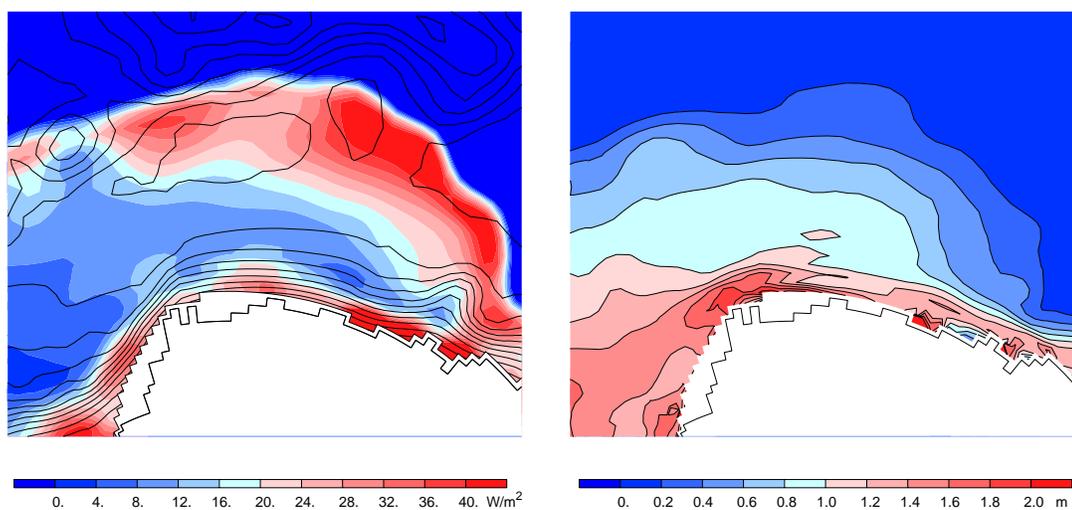


Abbildung 5.13: Wärme- und Salzfluss zwischen Ozean und Meereis (links) sowie die Eisdicke im Weddellmeer (rechts) im Experiment „ohne Maud Rise/Astrid Ridge“. Dargestellt sind wieder Monatsmittel vom August 1988.

In der Verteilung des Meereisvolumens macht sich insbesondere der erhöhte Wärmefluß im Lee von Astrid Ridge in einem lokalen Minimum der mittleren Eisdicke bemerkbar (Abb. 5.12 rechts). In dem Experiment „ohne Maud Rise/Astrid Ridge“ verschwinden die Gebiete mit erhöhtem vertikalem Wärmefluß in der Umgebung von Maud Rise; die Region im Küstenstrom vor Dronning Maud Land bleibt jedoch unbeeinflusst (Abb. 5.13). Dementsprechend ändert sich auch die Eisdicke nur lokal: Das Minimum westlich von Astrid Ridge entfällt, ansonsten bleibt die Meereisverteilung weitgehend unverändert. Generell ist das Eisvolumen im östlichen Weddellmeer im Experiment „ohne Maud Rise/Astrid Ridge“ etwas geringer; dies ist jedoch auf die veränderte großskalige Zirkulation und den damit verbundenen erhöhten Transport im nun einzelligen Weddellwirbel zurückzuführen, durch den größere Mengen von Zirkumpolarem Tiefenwasser in dieses Gebiet transportiert werden.

Die Um- und Überströmung von Maud Rise und Astrid Ridge verursacht also nur lokale Minima der Eisdicke. Die generell geringen Eisdicken in dieser Region sind offenbar von Wechselwirkungen der Ozeanströmung mit der Bodentopographie unabhängig. Eine alternative Hypothese wird im folgenden Kapitel diskutiert.

5.4 Frühjahrspolynja

Fernerkundungsdaten zur Meereiskonzentration im Südpolarmeer (Heygster et al., 1996) zeigen, daß das Aufbrechen der Eisdicke im Polarfrühling in vielen Fällen in der Region über Maud Rise beginnt. Gordon und Huber (1995) führen dies auf einen *warm pool* westlich von Maud Rise zurück, der aus Warmem Tiefenwasser gespeist wird und ein quasi-stationäres Merkmal dieser Region ist (Muench et al., 1999).

Die Frühjahrspolynja wird auch vom gekoppelten Modell BRIOS-2 reproduziert: Im beispielhaft gezeigten Monatsmittel der Meereisverteilung im November 1986 erkennt man, daß sich die Eisdecke in der Region um den Nullmeridian zuerst öffnet (Abb. 5.14 oben links). Ein sehr ähnliches Bild zeigt sich jedoch im selben Zeitraum auch im Experiment „ohne Maud Rise/Astrid Ridge“ (Abb. 5.14 oben rechts). Das Aufbrechen der Eisdecke scheint also unabhängig von der Bodentopographie in dieser Region zu sein.

Die Verteilung der Gebiete mit reduzierter Eiskonzentration ist mit Regionen hoher zyklonaler Vorticity des Windschubes (Abb. 5.14 unten links) eng korreliert. Die durch ein zyklonales Windfeld erzeugte divergente Drift des Meereises läßt die Eisdecke aufreißen und erhöht den Anteil offenen Wassers. In den entstehenden Rinnen wird ein großer Teil der solaren Einstrahlung absorbiert; die so gewonnene Energie führt zum Schmelzen von Meereis in der betroffenen Region.

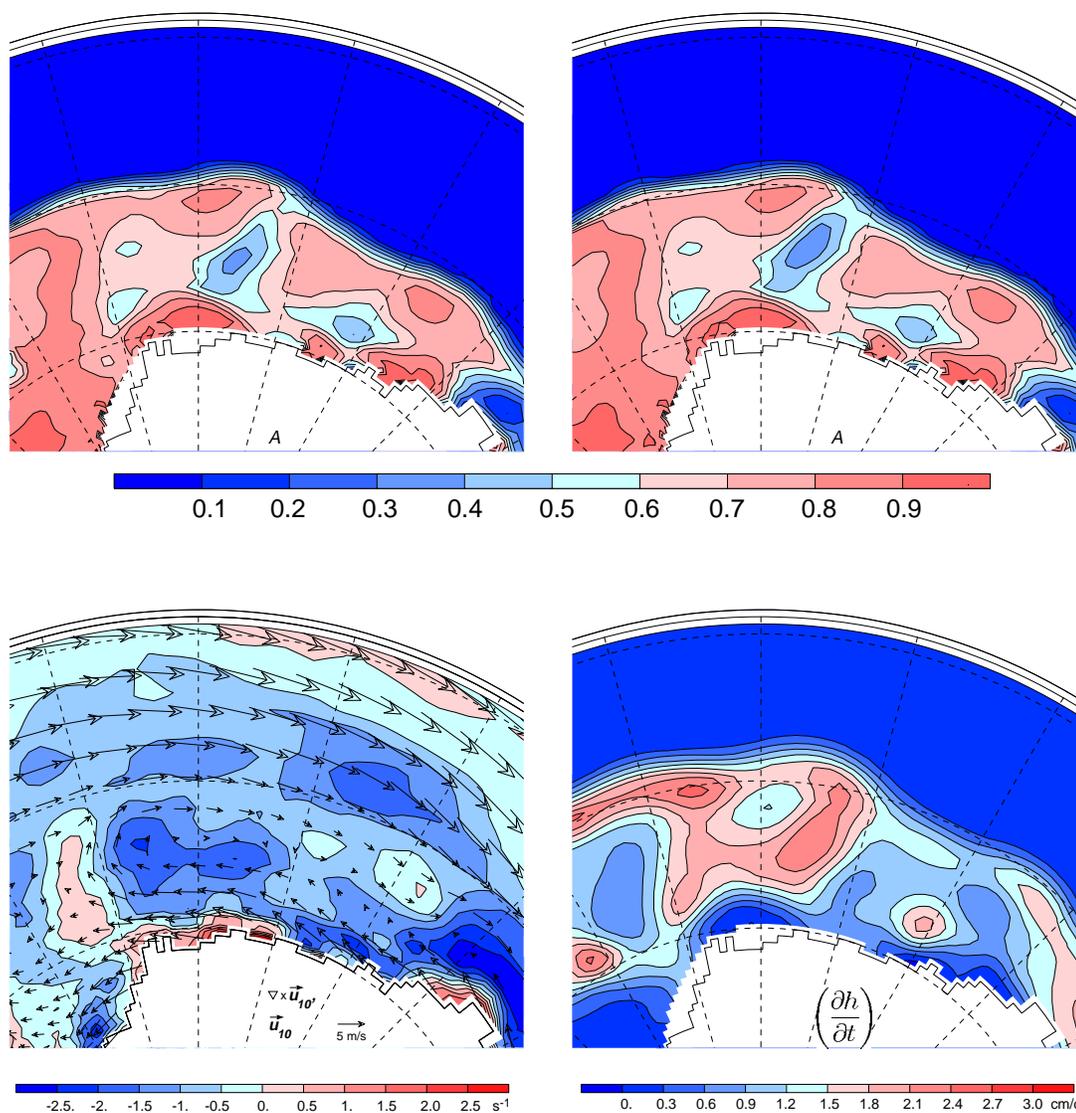


Abbildung 5.14: Simulierte Frühjahrspolynja im östlichen Weddellmeer im November 1986. Dargestellt sind Monatsmittel der Eiskonzentration im Referenzexperiment (oben links) und im Experiment „ohne Maud Rise/Astrid Ridge“ (oben rechts) sowie des Windschubs (Vektoren) und seiner Vorticity (farbcodiert, unten links) und der Schmelzrate des Meereises (unten rechts).

Im Ozean wird eine Ekman-Divergenz induziert; der damit verbundene Auftrieb von Warmem Tiefenwasser beschleunigt das Schmelzen des verbliebenen Meereises, so daß mittlere Schmelzraten von bis zu 2.4 cm/d (Abb. 5.14 unten rechts) prognostiziert werden, obwohl die Energiebilanz an der Meereis-Oberfläche noch negativ ist.

In der Natur und auch in einem gekoppelten Atmosphäre-Meereis-Ozean-Modell wäre es denkbar, daß solch ein zyklonales Windfeld bereits die Reaktion auf eine topographisch verursachte Reduktion des Eisvolumens im Gebiet um den Nullmeridian darstellt. In BRIOS-2 wird zwar das Windfeld als Antrieb unabhängig von der Eisbedeckung vorgegeben, doch könnten die Daten der ECMWF-Reanalyse bereits die Reaktion der Atmosphäre auf eine Polynja beinhalten. In diesem Fall würde sich eine topographisch bedingte Reduktion des Eisvolumens in der Natur auch im Antriebsdatensatz des gekoppelten Modells widerspiegeln. Gegen diese Hypothese sprechen zwei Argumente:

1. Die zyklonale Zirkulation der Atmosphärenströmung in der Region um Maud Rise tritt auch im 9-Jahres-Mittel und in allen klimatologischen Monatsmitteln des Windfelds deutlich in Erscheinung (Abb. 2.3). Sie wird großskalig durch den Übergang von der Westwinddrift zum Gürtel der küstennahen Ost-/Südostwinde geprägt und verursacht die in Abb. 3.3 zu erkennende Divergenz der oberflächennahen Strömung. Ähnlich wie in der hier beschriebenen Situation am Ende des Winters führt diese Verteilung während der gesamten Meereis-Saison zu divergenter Eisdrift und zu anhaltendem Auftrieb im Ozean (rund 10 cm/a) und damit zu einer generellen Reduktion der Eisdicke in der betroffenen Region.
2. Untersuchungen mit einem Meereis-Deckschicht-Modell, das an ein einfaches, diagnostisches Atmosphärenmodell gekoppelt wurde (Timmermann et al., 1999) weisen darauf hin, daß zwar ein zyklonales Windfeld einen deutlichen Einfluß auf die Entstehung offener Wasserflächen und auf die Erhaltung einer Polynja hat, daß die Entstehung eines solchen Windfeldes aber nur dann Reaktion auf lokale Meereisanomalien sein kann, wenn (1) die Polynja genügend groß und (2) der Luftmassenaustausch über dem betroffenen Gebiet ungewöhnlich gering ist. Beide Bedingungen sind bei der regelmäßig entstehenden Frühjahrspolynja nicht gegeben.

Der von Gordon und Huber (1995) sowie Muench et al. (1999) beschriebene an die Bodentopographie gebundene Pool von warmem Wasser westlich der Kuppe kann in der Natur durchaus einen lokalen Beitrag zum Schmelzen der Eisdecke leisten. Die beobachteten und vom Modell qualitativ reproduzierten relativ geringen Eisdicken in der Region um Maud Rise und auch die Frühjahrspolynja stellen sich in den Simulationen mit BRIOS-2 jedoch als hauptsächlich windinduzierte Phänomene dar, die unabhängig von der Bodentopographie im östlichen Weddellmeer sind.

5.5 Bemerkungen zur Weddell-Polynja

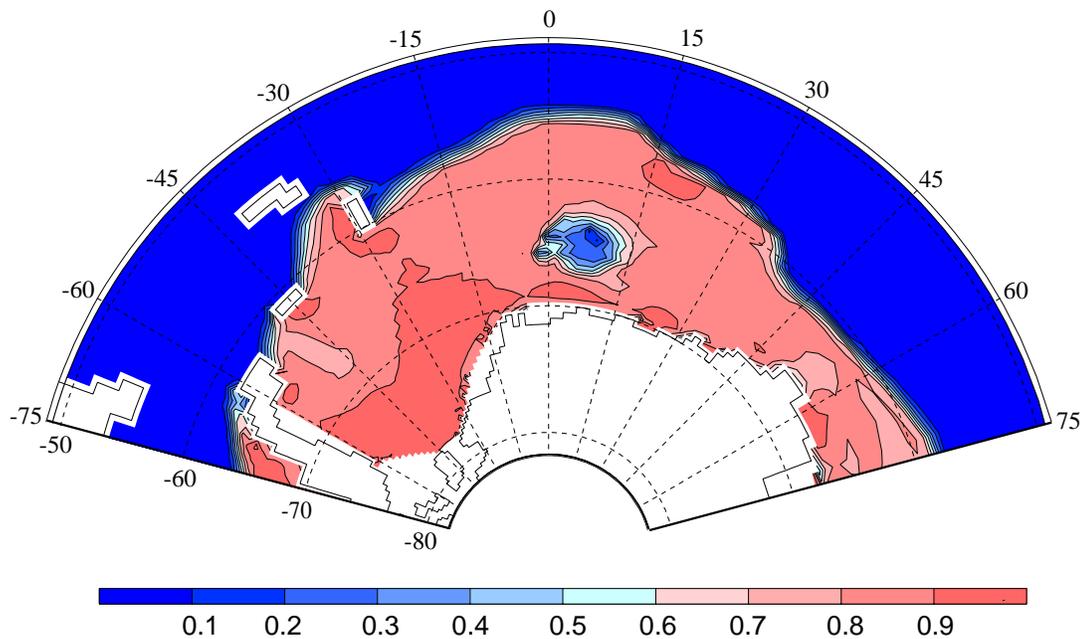


Abbildung 5.15: Eiskonzentration in einem Sensitivitätsexperiment mit einer um 20 cm/a reduzierten Niederschlagsrate. Dargestellt ist das Monatsmittel vom September des siebten Integrationsjahres.

Obwohl es nicht Ziel dieser Arbeit ist, die Entstehung der Weddell-Polynja der Jahre 1974–76 zu untersuchen², lassen sich aus den Resultaten der verschiedenen Simulationen doch einige Aussagen ableiten. Marsland und Wolff (1999) haben die Sensitivität eines gekoppelten Meereis-Ozean-Modells gegenüber dem Süßwasserfluß an seiner Oberfläche untersucht. In ihren Modellrechnungen wird eine der Weddell-Polynja sehr ähnliche ausgedehnte eisfreie Fläche im winterlichen Packeis für den Fall prognostiziert, daß die Niederschlagsrate aus der Atmosphäre gegenüber ihrer klimatologischen Verteilung südlich von 60°S um mehr als 10 cm/a reduziert wird. Eine sehr ähnliche Sensitivität ist in BRIOS-2 festzustellen: In Experimenten, in denen der Niederschlag gegenüber den vom NCEP prognostizierten Werten um mehr als 10 cm/a reduziert wird, entwickelt sich ab dem sechsten Simulationsjahr eine ausgedehnte Polynja in der Umgebung von Maud Rise (Abb. 5.15). Hiermit verbunden ist eine Durchmischung der Wassersäule bis in 4000 m Tiefe. Die in den vorigen Abschnitten beschriebenen Variationen der Bodentopographie haben hierauf keinen Einfluß.

²Modellrechnungen von Timmermann et al. (1999) lassen den Schluß zu, daß für eine umfassende, abschließende Untersuchung zur Entstehung der Weddell-Polynja die Benutzung eines gekoppelten Meereis-Atmosphäre-Ozean-Modells sinnvoll ist. Dies ist aber nicht Gegenstand dieser Studie.

Bereits Gordon (1978) hat darauf hingewiesen, daß die Schichtung im Innern des Weddellwirbels infolge des Ekman-induzierten Aufquellens und der geostrophisch balancierten zyklonalen Zirkulation gering ist. In den Untersuchungen zur Frühjahrspolynja (Abschnitt 5.4) konnte gezeigt werden, daß divergente atmosphärische und ozeanische Strömungsfelder eine deutliche Reduktion des Eisvolumens in der Umgebung von Maud Rise bewirken können. Die Resultate der Experimente mit reduziertem Süßwassereintrag lassen darüber hinaus den Schluß zu, daß — unabhängig von der Existenz von Maud Rise (und Astrid Ridge) — bereits geringe Variationen der Süßwasserbilanz an der Oberfläche dieser Region tiefe Konvektion und ein Verschwinden der winterlichen Meereisdecke bewirken können. Eine umfassende Untersuchung steht noch aus, so daß es an dieser Stelle Spekulation bleibt, ob die Weddell-Polynja durch eine Folge von Anomalien in der Differenz aus Niederschlag und Verdunstung verursacht worden sein kann.

Kapitel 6

Fazit und Ausblick

Im Rahmen der hier vorgestellten Arbeit wurde ein gekoppeltes Eis-Ozean-Modell des Südpolarmeeres entwickelt, das eine einheitliche Beschreibung der Wechselwirkungen zwischen Meereis und Ozean sowie Schelfeis und Ozean beinhaltet. Entsprechend dem Schwerpunkt der Untersuchungen ist das Modellgitter auf den atlantischen Sektor des Südpolarmeeres, also auf das Weddellmeer und seine Umgebung, fokussiert.

Das „BRIOS-2“ genannte Modell wurde anhand der Wassermassenstruktur, der großskaligen Zirkulation und der Meereisverteilung quantitativ validiert. Beim Vergleich von simulierten mit beobachteten Meereisstrajektorien konnte gezeigt werden, daß zwar das Windfeld die Bewegung des Meereises auf kurzen Zeitskalen dominiert, die großräumige Drift des Schollenfeldes aber durch die Strömung an der Ozeanoberfläche entscheidend beeinflusst wird. Gegenüber früheren gekoppelten Meereis-Ozean-Modellen des Südpolarmeeres konnte die Realitätsnähe der Simulation entscheidend verbessert werden. Hierzu tragen die Entwicklung eines geeigneten Koppungsschemas, die Verwendung zeitlich hochauflösender Antriebsdaten und realistischer Θ/S -Verteilungen für die Initialisierung, insbesondere jedoch die Identifikation einer geeigneten Parametrisierung vertikaler Vermischungsprozesse bei. Die Verwendung bodenfolgender Vertikalkoordinaten und die Einbeziehung der Schelfeisgebiete ermöglichte eine realistische Beschreibung der Hydrographie auf dem Kontinentalschelf im südwestlichen Weddellmeer. Verbleibende Defizite wurden als Folgen von Mängeln in den Antriebsdaten (Sommereisausdehnung) oder nicht hinreichender Horizontalauflösung (Abfluß neu gebildeten Bodenwassers am Hang des Kontinentalschelfs im südwestlichen Weddellmeer) identifiziert. Insgesamt lassen die realistische Wassermassenstruktur, die realitätsnah reproduzierte Meereisverteilung und die mit Beobachtungen gut übereinstimmende beckenweite Ozeanzirkulation den Schluß zu, daß das gekoppelte Modell in vielen Aspekten eine adäquate Beschreibung der Prozesse im Weddellmeer liefert.

In einer Studie zur Rolle des Meereises im Süßwasserhaushalt des inneren Wed-

dellmeeres konnte gezeigt werden, daß die Meereisproduktion die Bildung dichter, salzreicher Wassermassen auf dem Kontinentalschelf im südwestlichen Weddellmeer kontrolliert und auch die Zirkulation unter dem Schelfeis maßgeblich beeinflußt. Anomalien des meridionalen Windschubs, wie sie mit der Antarktischen Zirkumpolarwelle (ACW) verbunden sind, sind mit Anomalien des Eisexports aus dem inneren Weddellmeer, der Region südlich der Linie Kapp Norvegia — Joinville Island, eng korreliert. Negative (südwärtige) Anomalien des meridionalen Windschubs, wie sie mit der Propagation der Antarktischen Zirkumpolarwelle auftreten können, sind mit Minima des Eisexports und einer Reduktion der Meereisbildung über dem südwestlichen Kontinentalschelf verbunden. Die so hervorgerufene Reduktion des Salzeintrags führt zur Aussüßung des Wasserkörpers auf dem Kontinentalschelf während der Simulationsjahre 1990/91. Die entstehenden Wassermassen sind zu leicht, um einen Beitrag zur Bildung von Weddellmeerbodenwasser zu leisten.

In Phasen mit erhöhtem nordwärtigem Windschub dagegen steigt auch der Eisexport; die Meereiskonzentration auf dem Kontinentalschelf geht auf ein Minimum zurück, wodurch eine erhöhte Meereisbildung im Folgejahr verursacht wird. Diese Situation, die in der Simulation kennzeichnend für die Jahre 1992/93 ist, zeichnet sich durch die Bildung sehr salzreicher Wassermassen auf dem Kontinentalschelf aus. Diese mischen sich am Kontinentalhang mit Modifiziertem Warmem Tiefenwasser, so daß Wasser mit den Eigenschaften des Weddellmeerbodenwassers (WSBW) entsteht. Dieses Wasser verläßt den Filchner-Schelf nach Westen und wird entlang dem westlichen Schelfhang, vor der Kante des Larsen-Schelfeises nach Norden transportiert; es verläßt das Weddellmeer durch die Scotia-See. Dieser Transport dauert etwa 18 Monate, so daß zwischen der Anregung durch die mit der ACW verbundenen Anomalien und der Reaktion im ausströmenden Bodenwasser rund zwei Jahre vergehen. Legt man eine Periode der mit der ACW verbundenen Schwingung von 4 Jahren zugrunde, sind Anregung und die Reaktion im Bodenwasserausstrom also gerade gegenphasig korreliert.

Ein zweiter Pfad führt das neu gebildete HSSW in die Kaverne unter dem Filchner-Ronne-Schelfeis. Vom Kontinentalschelf aus strömen salzreiche Wassermassen westlich und östlich um Berkner Island herum. Sie prägen eine antizyklonale Zirkulation im Filchnergraben und eine zyklonale Zirkulation unter dem Ronne-Schelfeis. Maximale Schmelzraten in dieser Situation liegen westlich von Berkner Island und unter dem Filchner-Schelfeis.

Typischer ist die entgegengesetzte Situation: Liegt das Maximum der Dichte der Wassermassen auf dem Kontinentalschelf an dessen westlichem Ende, strömen salzreiche Wassermassen durch den Ronnetrog in die Kaverne. Sie bilden eine antizyklonale Zirkulation unter dem Ronne-Schelfeis und um Berkner Island. Maximale Schmelzraten liegen im Westen des Ronne-Schelfeises. In dieser Situation entsteht die aus früheren Untersuchungen bekannte Anfrierzone am nordwestlichen Ende des Filchner-Schelfeises.

Die Simulationen mit BRIOS-2 lassen den Schluß zu, daß unter dem Einfluß einer wechselnden Dichteverteilung vor der Schelfeiskante beide Situationen auftreten können. Fluktuationen des Salzeintrags über dem südwestlichen Kontinentalschelf bilden so den Auslöser für eine Umkehrung der Zirkulation unter dem Filchner-Ronne-Schelfeis. Das Signal der zwischenjährlichen Variabilität der Atmosphäre wird auf diese Weise auch in die Kavernen unter dem Schelfeis getragen.

Zur Süßwasserbilanz des inneren Weddellmeeres, also des Gebietes südlich der Linie Kapp Norvegia – Joinville Island trägt der Eintrag von Eisschelfwasser einen wesentlichen Teil bei. Im Mittel über neun Integrationsjahre werden dem inneren Weddellmeer rund 34 mSv Süßwasser durch Bildung und Export von Meereis entzogen. Dieser Süßwasserverlust wird nahezu ausgeglichen durch die Süßwassereinträge aus der Differenz von Niederschlag und Verdunstung ($\mathcal{P} - \mathcal{E} \approx 19$ mSv) und den Eintrag von Schmelzwasser an der Unterseite der Schelfeisgebiete (9 mSv). In Anbetracht der hohen Standardabweichung ist die Bilanz aller Süßwasserflüsse an der Oberfläche des inneren Weddellmeeres nicht signifikant von null verschieden.

Die saisonale und zwischenjährliche Variabilität des Systems wird in erster Linie durch die mit der Meereisbildung und -schmelze verbundenen Flüsse von Salz bzw. Süßwasser geprägt. Wie beschrieben führen mit der ACW verbundene Fluktuationen der Meereisbildung auf dem südwestlichen Kontinentalschelf zu Variationen der Wassermasseneigenschaften in diesem Gebiet. Die völlige Vernachlässigung des mit der Meereisbildung verbundenen Salzeintrags führt dagegen zur raschen Zerstörung der beobachteten Wassermasseneigenschaften im gesamten Weddellmeer.

Diese Wechselwirkungen und die Eigenschaften der dabei produzierten Wassermassen werden durch die Bodentopographie im östlichen Weddellmeer nicht signifikant beeinflusst. Zwar konnte nachgewiesen werden, daß die in den Simulationen auftretende Doppelzellenstruktur des Weddellwirbels durch den Effekt der Um- und Überströmung von Maud Rise und Astrid Ridge geprägt wird. Jedoch stellt sich dies lediglich als Modifikation der beckenweiten Zirkulation dar, die ohne sichtbaren Einfluß auf die Prozesse auf dem Kontinentalschelf bleibt.

Die mit der Überströmung von Maud Rise und Astrid Ridge verbundenen Vertikalbewegungen der Wassersäule führen zu erhöhten vertikalen Wärmeflüssen und zu einer lokalen Reduktion des Eisvolumens; diese Anomalien bleiben in der Simulation jedoch lokal begrenzt und haben keine Wirkung auf die beckenweite Meereisverteilung. Allerdings kann das Modell die Advektion von Vorticity-Anomalien nicht auflösen, so daß nicht ausgeschlossen ist, daß ihre Auswirkungen auf die Umgebung unterschätzt werden. Die in der Umgebung des Nullmeridians häufig zu beobachtende Frühjahrs-polynja konnte jedoch als ein Effekt des Windfeldes identifiziert werden, der von der regionalen Bodentopographie weitgehend unabhängig ist.

Das gekoppelte Meereis-Ozean-Modell BRIOS-2 hat sich also als ein zur Untersuchung des gekoppelten Eis-Ozean-Systems geeignetes Werkzeug herausgestellt. Ein

kritischer Punkt des Modells bleibt die Parametrisierung des vertikalen Austausches von Wärme, Salz und Impuls. Zwar konnte im Rahmen dieser Arbeit eine Beschreibung gefunden werden, die den Ansprüchen an eine realistische Reproduktion von Wassermassenstruktur und Meereisverteilung auch bei Auftreten schwach stabiler oder labiler Schichtung genügt; dennoch erscheint die Entwicklung einer eleganten, geschlossenen Parametrisierung von Konvektionsereignissen, die beispielsweise die Information über partielle Eisbedeckung von Gitterzellen ausnutzen könnte, als ein wichtiger Schritt zur weiteren Verbesserung des Modells. Eine geeignete Beschreibung des Absinkens von neu gebildetem Bodenwasser am Hang des südwestlichen Kontinentalschelfs – entweder durch Erhöhung der Auflösung, durch gezielte Variation der Bodentopographie oder durch eine geeignete Parametrisierung – würde darüber hinaus eine geschlossene Beschreibung der Wechselwirkungsmechanismen von Anomalien der atmosphärischen Zirkulation bis zur Bildung von Weddellmeerbodenwasser ermöglichen.

Nachwort

Als James Weddell im Juli 1824 wieder in England eintrifft, ist ihm nicht bewußt, daß er auf seiner Reise in die Südhemisphäre großes Glück hatte. Er verbreitet einen Bericht, daß es nach dem Durchqueren eines Treibeisgürtels möglich sei, in ein nahezu eisfreies Meer zu gelangen und in diesem hohe Breiten zu erreichen. Im Jahre 1837 versucht Sébastien César Dumont d'Urville, ein erfahrener französischer Nautiker und Hydrograph, Weddells Kurs zu verfolgen. Er stößt jedoch auf eine Meereisdecke, die so dicht ist, daß sie ein weiteres Vordringen nach Süden unmöglich macht. Nach seiner Rückkehr im Jahre 1838 bekundet er Zweifel an Weddells Bericht und bezichtigt Weddell der Lüge.

Aus Fernerkundungsdaten wissen wir heute, daß Meereisbedingungen, wie Weddell sie antraf, im Weddellmeer sehr selten sind. In den Beobachtungen der Jahre 1973-1997 (Zwally et al., 1981; Heygster et al., 1996) zeichnet sich besonders der Sommer 1992/93 durch geringe Eiskonzentration im westlichen Weddellmeer aus. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte gezeigt werden, daß dies eine Folge von ungewöhnlich großem nordwärtigem Windschub war, der zu starkem Eisexport führte. Eine Expedition mit dem deutschen Forschungseisbrecher „Polarstern“ nutzte im Jahr 1993 die seltene Gelegenheit zu einem Vorstoß entlang des Larsen-Schelfeises nach Süden. So bot sich „die Möglichkeit, Entdeckerfreude zu empfinden, als wir weiße Stellen auf der Karte erforschten, an denen nicht einmal die Bodentopographie bekannt war, geschweige denn die ozeanographischen, chemischen und biologischen Bedingungen“ (E. Fahrbach in Bathmann et al., 1994). Was zunächst wie Zufall aussieht, stellt sich

hier als Teil einer quasiperiodischen Variabilität der Atmosphäre dar. Atmosphäre, Eis und Ozean sind in hohen Breiten eng miteinander verbunden, und das Studium des gekoppelten Systems dieser drei Komponenten könnte es in der Zukunft ermöglichen, solche Anomalien vorherzusagen. Reisen in die Südpolarregion wären dann um eine Unwägbarkeit ärmer.

Danksagung

Diese Dissertation entstand am Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung (AWI), Bremerhaven unter der Betreuung und Unterstützung von Prof. D. Olbers und Prof. E. Augstein. Bei beiden möchte ich mich herzlich bedanken. Prof. P. Lemke vom IfM Kiel danke ich ebenso herzlich für seine Bereitschaft, die Arbeit zu begutachten.

Darüberhinaus haben zahlreiche weitere Personen in unterschiedlicher Weise zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Die Daten der ECMWF-Reanalyse wurden vom Deutschen Wetterdienst (DWD) und dem Deutschen Klimarechenzentrum (DKRZ) bereitgestellt und von Wolfgang Cohrs in ein komfortabel handhabbares Format konvertiert. Die Felder aus der NCEP-Reanalyse wurden vom NOAA-CIRES Climate Diagnostics Center, Boulder, Colorado, über die website <http://www.cdc.noaa.gov/> zur Verfügung gestellt und von Christoph Lichey auf das BRIOS-Modellgitter interpoliert. Bernard Barnier und Karine Beranger vom CNRS-LEGI, Grenoble danke ich für die rasche Bereitstellung der zeitweise genutzten Verdunstungs-Klimatologie. Sabine Harms hat die ULS-Daten bereitgestellt. Eberhard Fahrbach danke ich für eine Reihe von hilfreichen Anmerkungen und Kommentaren. Christian Schmaltz und Matthias Hullin haben im Rahmen ihres Praktikums in der BRIOS-Gruppe die Programme zur Berechnung und Visualisierung der Bojen-Trajektorien entwickelt. Michael Schodlok danke ich für die Bereitstellung der Daten zur Bodentopographie und seine Diskussionsbereitschaft. Gerit Birnbaum hat mit wachen Augen für Ungereimtheiten manche Frage zum atmosphärischen Antrieb gestellt, wobei die Antwort nicht immer einfach war. Inga Hense danke ich für ihre Hilfsbereitschaft in der „heißen Phase“. Last but not least haben Wolfgang Cohrs, Herbert Liegmahl und Chresten Wübber dafür gesorgt, daß den genutzten Computern nicht die Luft ausging. Auch ihnen gilt ein großes „Danke“.

Mein besonderer Dank gilt jedoch Aike Beckmann und Hartmut Hellmer, die meine direkten Ansprechpartner waren und weder Zeit noch Mühe gescheut haben, mich bei der Entwicklung des gekoppelten Modells oder der Interpretation von Simulationsergebnissen zu unterstützen. Im Rahmen einer engen Zusammenarbeit hat Aike Beckmann mich mehr als einmal mit einer über Nacht gefundenen Lösung für kleinere und größere Probleme überrascht, aber auch kritische Fragen gestellt, die zu einer steten Weiterentwicklung des gekoppelten Modells führten. Beide haben frühe Versionen dieser Arbeit gelesen; ihre sehr genaue, konstruktive Kritik trug wesentlich zu einer weiteren Verbesserung des Manuskripts bei.

Den Kolleginnen und Kollegen am AWI, besonders in der BRIOS-Gruppe, gilt mein Dank für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die stete Hilfsbereitschaft.

Anhang A

Vertikale Auflösung

Wie in Abschnitt 2.5.1 beschrieben, nimmt die vertikale Auflösung im hier verwendeten s-Koordinaten-System zur Oberfläche und zum Boden hin zu. Tabelle A.1 gibt die Tiefe der skalaren Gitterpunkte der einzelnen Schichten an unterschiedlich tiefen Stellen des Modellgebietes an.

Schicht	H_{\min}	Kontinentalfhang	H_{\max}
24	4.16 m	15.74 m	27.31 m
23	12.50 m	52.71 m	92.92 m
22	20.83 m	98.74 m	176.65 m
21	29.16 m	156.31 m	283.45 m
20	37.50 m	228.23 m	418.97 m
19	45.83 m	317.59 m	589.35 m
18	54.16 m	427.34 m	800.52 m
17	62.50 m	559.86 m	1057.23 m
16	70.83 m	716.22 m	1361.62 m
15	79.16 m	895.45 m	1711.74 m
14	87.50 m	1093.95 m	2100.39 m
13	95.83 m	1305.45 m	2514.96 m
12	104.16 m	1521.47 m	2938.68 m
11	112.50 m	1732.88 m	3353.25 m
10	120.83 m	1931.37 m	3741.90 m
9	129.16 m	2110.60 m	4092.03 m
8	137.50 m	2266.96 m	4396.42 m
7	145.83 m	2399.48 m	4653.12 m
6	154.16 m	2509.23 m	4864.29 m
5	162.50 m	2598.58 m	5034.67 m
4	170.83 m	2670.51 m	5170.19 m
3	179.16 m	2728.08 m	5276.98 m
2	187.50 m	2774.11 m	5360.72 m
1	195.83 m	2811.08 m	5426.33 m
Boden	200.00 m	2826.82 m	5453.64 m

Tabelle A.1: Tiefen der einzelnen Niveaus sowie die Tiefe des Ozeans an der flachsten Stelle über dem Kontinentalschelf, über dem Schelfhang sowie am tiefsten Punkt des Modellgebiets.

Anhang B

Sensitivität der Eisausdehnung im nordwestlichen Weddellmeer gegenüber der bodennahen Lufttemperatur

Wie in Abschnitt 3.3.1 beschrieben, wurde eine Sensitivitätsstudie mit dem Ziel durchgeführt, die Ursachen für die Unterschätzung des Eisvolumens an der Spitze der Antarktischen Halbinsel zu erkunden. Hierbei wurde das Modell jeweils mit Daten aus der ECMWF-Analyse und der *Reanalyse* des Jahres 1992 angetrieben, wobei die Daten jedes Jahres zyklisch wiederholt wurden. Um Effekte eines evtl. unterschiedlichen ozeanischen Strömungsfeldes auszuschließen, wurden zwei weitere Experimente mit dem *ungekoppelten* Eismodell durchgeführt. Der Ozean wird in diesen Simulationen durch das eindimensionale Deckschichtmodell von Lemke (1987) repräsentiert; die Strömung an der Meeresoberfläche ist dem Ozeanmodell von Beckmann et al. (1999) entnommen. Die unteren Randbedingungen sind in diesen beiden Experimenten also identisch, so daß Unterschiede nur als Folge unterschiedlichen atmosphärischen Antriebs entstehen können.

Im Abschnitt 3.3.1 wurde bereits darauf hingewiesen, daß im Norden der Antarktischen Halbinsel der Unterschied zwischen den Temperaturen der *Reanalyse* und denen der *Analyse* im Polarsommer rund 1 bis 2°C beträgt. Nach Süden hin nimmt die Differenz zu; im südwestlichen Weddellmeer sind die Daten der *Reanalyse* um bis zu 6°C wärmer als die der *Analyse*. Vergleiche mit Messungen an Bord des Forschungsschiffes „Polarstern“ während der 1992 durchgeführten Expedition ANT X/2 in das südwestliche Weddellmeer lassen den Schluß zu, daß die ECMWF-Reanalysen die sommerliche

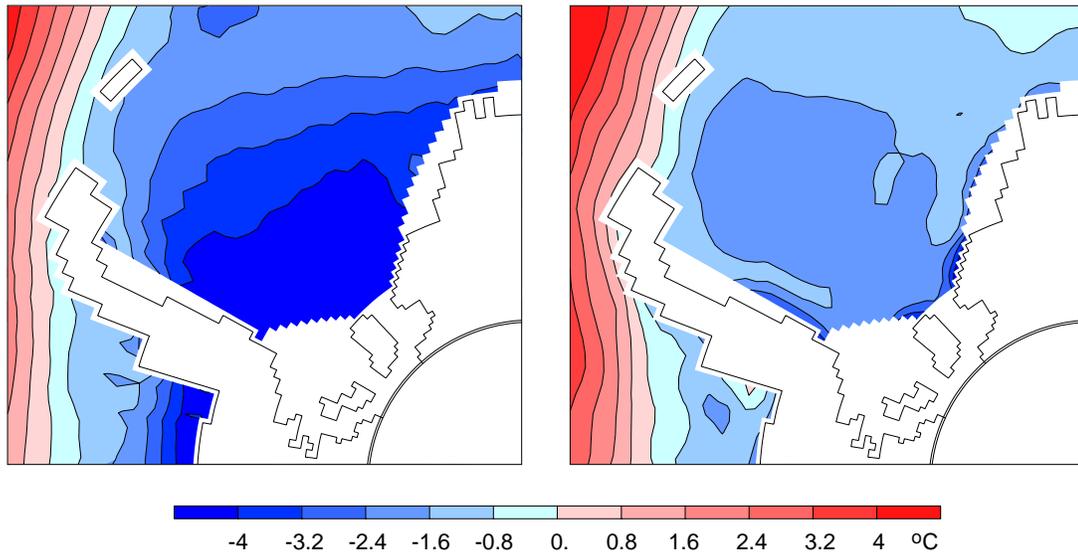


Abbildung B.1: Mittlere Lufttemperatur in 2 m Höhe in den Analysen (links) und den Reanalysen (rechts) des Europäischen Zentrums für mittelfristige Wettervorhersagen (ECMWF). Dargestellt sind Monatsmittel vom Januar 1992.

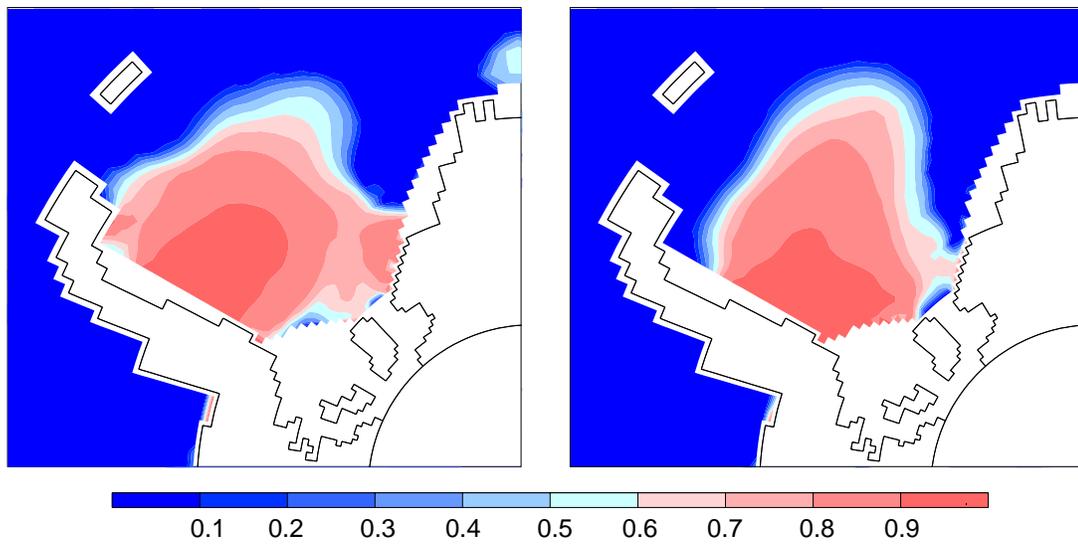


Abbildung B.2: Sommerliche Verteilung der Eiskonzentration im Weddellmeer in Experimenten mit dem ungekoppelten Meereismodell, angetrieben mit Daten aus der ECMWF-Analyse (links) und der ECMWF-Reanalyse (rechts). Dargestellt sind Momentaufnahmen vom 4. Februar 1992, die repräsentativ für den gesamten Sommer 1992 sind.

Temperatur in dieser Region um einige Grad überschätzen.¹ Auch Modellrechnungen mit dem Regionalen (Atmosphären-) Modell REMO weisen darauf hin, daß die bodennahen Temperaturen der ECMWF-Reanalyse während des Polarsommers im südwestlichen Weddellmeer um einige Grad zu hoch sind (Birnbaum, pers. Mitteilung).

Im Mittel über die 2 m-Temperaturen im Januar des Jahres 1992 (Abb. B.1) erkennt man zudem, daß sich in den bodennahen Temperaturfeldern der Reanalyse ein Streifen mit Temperaturen über -1.6°C an der Antarktischen Halbinsel entlang zieht, der in der Temperaturverteilung der Analyse nicht zu finden ist und vermutlich als Folge des Spektralansatzes im Atmosphärenmodell entsteht. In der betroffenen Region liegt die Lufttemperatur deutlich oberhalb der Oberflächengefrierpunktstemperatur des Ozeans, so daß sich der Fluß sensibler Wärme zwischen Ozean und Atmosphäre umkehrt und Meereis schmilzt. Da nach Norden die solare Einstrahlung zunimmt, ist an der Spitze der Antarktischen Halbinsel die Reaktion am größten: Während in dem mit den Daten aus der *Analyse* angetriebenen Experiment das westliche Weddellmeer Anfang Februar noch vollständig mit Meereis bedeckt ist, ist die Spitze der Antarktischen Halbinsel in dem mit Daten aus der *Reanalyse* angetriebenen Experiment eisfrei (Abb. B.2). Im Süden des Weddellmeeres ist der Temperaturunterschied zwischen *Analysen* und *Reanalysen* noch größer, doch liegt hier die 2 m-Temperatur auch im Sommer unterhalb der Oberflächengefrierpunktstemperatur, so daß die Wirkung auf die Meereisdecke hier gering bleibt.

Untersuchungen von Windmüller (1997) weisen darauf hin, daß auch Fehler im Windfeld für ein Ablösen der Eisdecke an der Antarktischen Halbinsel sorgen können. Signifikante Unterschiede im Windfeld sind zwischen den beiden Datensätzen jedoch nicht festzustellen, so daß die beobachtete Sensitivität eindeutig dem Effekt unterschiedlicher Lufttemperaturen zugeordnet werden kann.

Obwohl die Reanalysen des ECMWF offenbar systematische Fehler aufweisen, bieten sie doch den Vorteil eines konsistenten, mit einheitlichen Parametrisierungen gerechneten Datensatzes. Für Untersuchungen zur zwischenjährlichen Variabilität ist dies eine notwendige Bedingung.

¹Messungen auf dem Kontinentalschelf vor dem Ronne-Schelfeis zeigen typische Lufttemperaturen zwischen -5 und -8°C in der zweiten Hälfte des Monats Januar. Die entsprechenden Temperaturen der ECMWF-Reanalyse liegen dagegen zwischen -1.5 und -3°C .

Anhang C

Sensitivitätsstudien zur Meereisdrift

Im Verlauf der mit dem gekoppelten Modell durchgeführten Untersuchungen stellte sich eine hohe Sensitivität der simulierten Eisdrift gegenüber dem Wert des Drehwinkels Θ in der Parametrisierung der Schubspannung zwischen Meereis und Ozean (Gleichung 2.62) heraus (Abschnitt 3.3.3). Einen Eindruck hiervon vermitteln die Abbildungen C.1 und C.2.

In den ungekoppelten Meereismodellen von Harder (1994) und Fischer (1995) sowie von Timmermann (1997) wurde der konstant vorgeschriebene geostrophische Ozeanstrom an die Impulsbilanz des Meereises mit einem Drehwinkel von $\Theta = 25^\circ$ angekoppelt. Die beiden erstgenannten Modelle benutzten die mittlere geostrophische Strömung aus einem Ozeanmodell (Olbers und Wübbler, 1991); das Strömungsfeld für das letztgenannte war aus Meereisdriftfeldern und Modellrechnungen (Kottmeier und Sellmann, 1996; Ross, pers. Mitteilung) abgeleitet. Wird derselbe Drehwinkel für die Ankopplung der Strömung im obersten Niveau des Ozeanmodells in BRIOS-2 angewandt, wird die Bahn der simulierten Boje gegenüber der beobachteten Trajektorie stark nach links versetzt (Abb. C.1).

Vernachlässigt man die Ekman-Drehung völlig ($\Theta = 0^\circ$), so zeigt sich, daß die simulierte Meereisdrift gegenüber den Beobachtungen nach rechts verdreht wird (Abb. C.2). Die Modellbojen bleiben dadurch bei ihrer Drift nach Osten länger im eisbedeckten Gebiet, so daß die Trajektorien insgesamt länger sind, dabei jedoch gegenüber der beobachteten Driftgeschwindigkeit deutlich zu langsam.

Die Betrachtung von beobachteten und simulierten Bojentrjektorien hat also eine hohe Sensitivität der Eisdrift gegenüber der Wahl des Drehwinkels Θ gezeigt, wobei für $\Theta = 10^\circ$ (Abb. 3.11) die beste Übereinstimmung zwischen Modell und Beobachtung erzielt wurde. Mit den nahe an der Beobachtung liegenden Modellversionen mit $\Theta = 5^\circ$, 10° und 15° wurden noch Experimente mit veränderten Schubspannungskoeffizienten $c_{d,a}$ und $c_{d,io}$ durchgeführt. Hier ergab sich jedoch keine qualitative Verände-

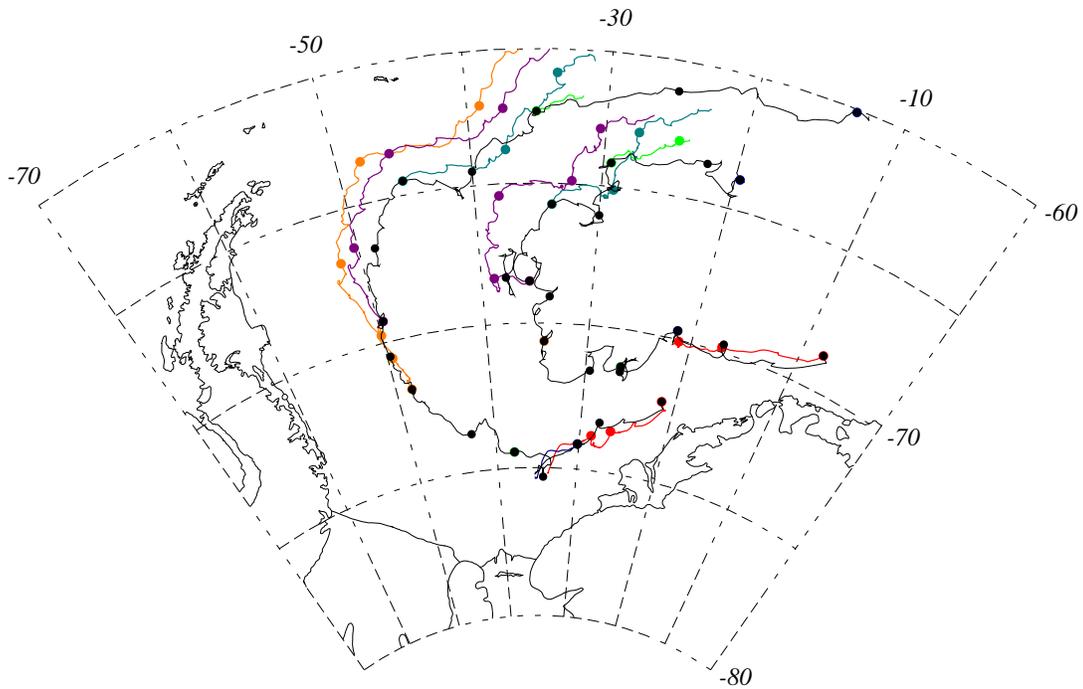


Abbildung C.1: Vergleich von beobachteter und simulierter Meereisdrift für $\Theta = 25^\circ$. Dargestellt sind beobachtete (schwarz) und simulierte (farbig) Meereisdriftstrajektorien. Markierungen sind in Intervallen von 30 Tagen angebracht. Alle 60 Tage wird eine neue Modellboje ausgesetzt.

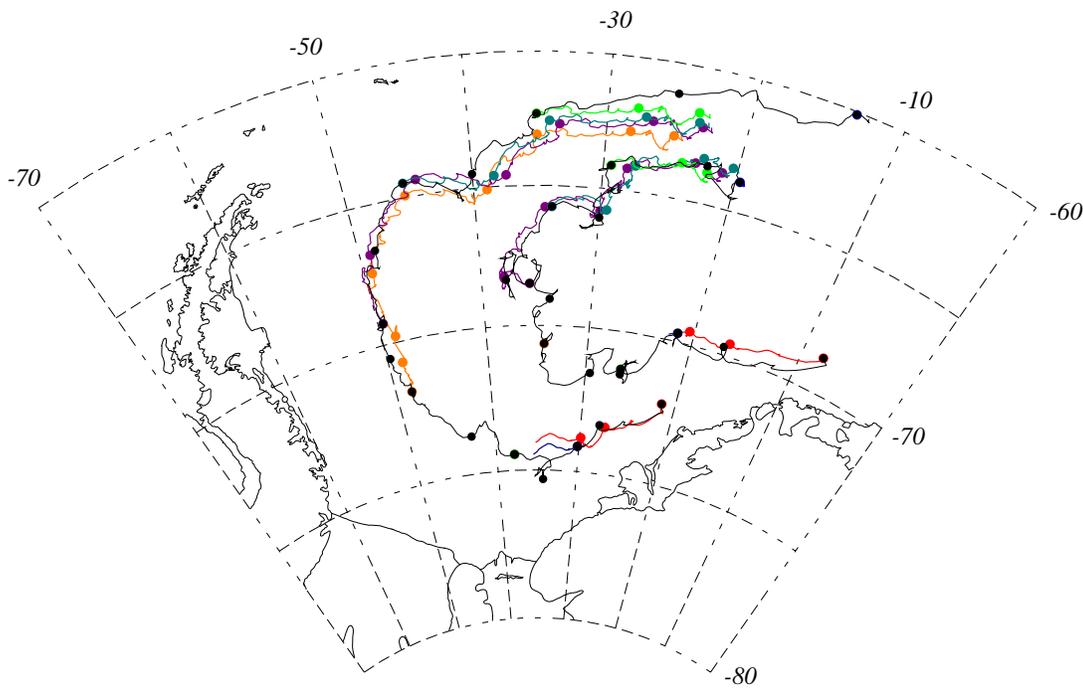


Abbildung C.2: Wie Abb.C.1, jedoch $\Theta = 0^\circ$

rung der Resultate, und die Variation gegenüber den in Kapitel 2 angegebenen Werten brachte keine weitere Verbesserung der simulierten Meereisdrift.

Eine weitere Optimierung der simulierten Meereisdrift wäre möglicherweise gelungen, indem die mit der Bodentopographie variierende Tiefe des obersten Geschwindigkeitspunktes des Ozeanmodells in einer variablen, tiefenabhängigen Beschreibung des Drehwinkels Θ berücksichtigt worden wäre. Da jedoch die Reaktion des Gesamtsystems auf die veränderte Meereisdrift in den Experimenten mit $\Theta = 5, 10$ und 15° gering war, wurde auf diesen letzten Schritt der Optimierung verzichtet.

Literaturverzeichnis

- Adams, J.:** MUDPACK: Multigrid Fortran software for the efficient solution of linear elliptic partial differential equations. *Appl. Math. Comput.*, **34**, 113-146, 1989.
- Akitomo, K., T. Awaji und N. Imasato:** Open-ocean deep convection in the Weddell Sea – 2-dimensional numerical experiments with a nonhydrostatic model. *Deep Sea Res.*, **42(1)**, 53-73, 1995.
- Alverson, K. und W. B. Owens:** Topographic preconditioning of open-ocean deep convection. *J. Phys. Oceanogr.*, **26(10)**, 2196-2213, 1996.
- Arakawa, A. und V. R. Lamb:** Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model. *Methods of computational physics*, **17**, 174-265. Academic Press, 1977.
- Argos Collect Localisation Satellites Company** User Manual, Toulouse, France, 1988.
- Bagriantsev, N. V., A. L. Gordon, und B. A. Huber:** Weddell Gyre: Temperature maximum stratum. *J. Geophys. Res.*, **94**, 8331-8334, 1989.
- Baines, P. G. und S. Condie:** Observations and modelling of Antarctic downslope flows: A review. In: *Ocean, Ice and Atmosphere: Interactions at the Antarctic Continental Margin. Antarct. Res. Ser.*, **75**, Hrsg. S.S. Jacobs and R.F. Weiss, 29-49, AGU, Washington, D.C., 1998.
- Barnier, B., P. Marchesiello, A. P. de Miranda, J.-M. Molines und M. Coulibaly:** A sigma-coordinate primitive equation model for studying the circulation in the South Atlantic. Part I: Model configuration with error estimates. *Deep Sea Res.*, **45**, 543-572, 1998.
- Bathmann, U., V. Smetacek, H. de Baar, E. Fahrbach und G. Krause (Hrsg.):** Die Expeditionen ANTARKTIS X/6-8 des Forschungsschiffes „POLARSTERN“ 1992/93. *Berichte zur Polarforschung* **135**, Alfred-Wegener-Institut (AWI), Bremerhaven, 1994.

- Beckmann, A. und R. Döscher:** A method for improved representation of dense water spreading over topography in geopotential-coordinate models. *J. Phys. Oceanogr.*, **27(4)**, 581-591, 1997.
- Beckmann, A. und D. B. Haidvogel:** A numerical simulation of flow at Fieberling Guyot. *J. Geophys. Res.*, **102(C3)**, 5595-5613, 1997.
- Beckmann, A.:** Dyamische Prozesse an isolierten untermeerischen Kuppen. Schriftliche Habilitationsleistung, eingereicht an der Universität Oldenburg, 1999.
- Beckmann, A., H. H. Hellmer und R. Timmermann:** A numerical model of the Weddell Sea: large scale circulation and water mass distribution. *J. Geophys. Res.*, **104(C10)**, 23375-23391, 1999.
- Bersch, M., G. A. Becker, H. Frey und K. P. Koltermann:** Topographic effects of the Maud Rise on the stratification and circulation of the Weddell Gyre. *Deep Sea Res.*, **39(2)**, 303-331, 1992.
- Braun, G.:** Die Erforschung der Pole. Theodor Thomas Verlag, Leipzig, 1912.
- Carmack, E. C. und T. D. Foster:** On the flow of water out of the Weddell Sea. *Deep Sea Res.*, **22**, 711-724, 1975.
- Carsey, F. D.:** Microwave observations of the Weddell polynya. *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 2032-2044, 1980.
- Comiso, J. C. und A. L. Gordon:** Recurring polynyas over the Cosmonaut Sea and the Maud Rise. *J. Geophys. Res.*, **92(C8)**, 2819-2834, 1987.
- Comiso, J. C. , D. J. Cavalieri, C. L. Parkinson und P. Gloersen:** Passive microwave algorithm for sea ice concentration: a comparison of two techniques. *Remote Sens. Environ.*, **60**, 357-384, 1997.
- Comiso, J. C. und A. L. Gordon:** Interannual variability in summer sea ice minimum, coastal polynyas and bottom water formation in the Weddell Sea. In: *Antarctic Sea Ice: Physical Processes, Interactions and Variability*, *Antarctic Res. Ser.*, **74**, Hrsg. M. O. Jeffries, 293-315, 1998.
- Determann, J.:** Numerical Modelling of ice shelf dynamics. *Antarctic Science*, **3(2)**, 187-195, 1991.
- Dietrich, G., K. Kalle, W. Krauss und G. Siedler:** *Allgemeine Meereskunde*. Gebr. Borntraeger, Berlin, 593 pp., 1975.
- DYNAMO Group:** Dynamics of North Atlantic Models: Simulation and assimilation with high resolution models. *Berichte aus dem Institut für Meereskunde*, Christian-Albrechts-Universität, Kiel, 334 pp., 1997.

- ECMWF:** Archiv globaler Atmosphärendaten der EZMWF-Reanalyse Level III-B. www.ecmwf.int/html-de/data/era.html, 1996.
- Eicken, H., M. Lange, H. W. Hubberten und P. Wadhams:** Characteristics and distribution patterns of snow and meteoric ice in the Weddell Sea and their contribution to mass balance of sea ice. *Annales Geophysicae*, **12**, 80-93, 1994.
- Emery, W. J. und J. Meincke:** Global water masses: summary and review. *Oceanol. Acta*, **9(4)**, 383-391, 1986.
- Engelhardt, H. und J. Determann:** Borehole evidence for a thick layer of basal ice in the central Ronne Ice Shelf. *Nature*, **327(6120)**, 318-319, 1987.
- Fahrbach, E., G. Rohardt, M. Schröder und V. Strass:** Transport and structure of the Weddell Gyre. *Annales Geophysicae*, **12**, 840-855, 1994.
- Fischer, H. und P. Lemke:** On the required accuracy of atmospheric forcing fields for driving dynamic-thermodynamic sea ice models. In: *The Polar Oceans and Their Role in Shaping the Global Environment, Geophysical Monograph 85*, 373-381, AGU, Washington, USA, 1994.
- Fischer, H.:** Vergleichende Untersuchungen eines optimierten dynamisch-thermodynamischen Meereismodells mit Beobachtungen im Weddellmeer. *Berichte zur Polarforschung 166*, Alfred-Wegener-Institut (AWI), Bremerhaven, 1995.
- Flato, G. M. und W. D. Hibler III:** An initial numerical investigation of the extent of sea-ice ridging. *Annals of Glaciology*, **15**, 31-36, 1991.
- Fogg, G. E.:** A History of Antarctic Science. Cambridge University Press, 1992.
- Foldvik, A., T. Gammelsrød und T. Tørresen:** Circulation and water masses on the southern Weddell Sea shelf. *Antarct. Res. Ser.*, **43**, Hrsg. S. S. Jacobs, 5-20, AGU, Washington, D.C., 1985.
- Foster, T. D. und E. C. Carmack:** Frontal zone mixing and Antarctic Bottom Water formation in the southern Weddell Sea. *Deep Sea Res.*, **23(4)**, 301-317, 1976.
- Foster, T. D. und E. C. Carmack:** Antarctic Bottom Water Formation in the Weddell Sea. *Polar Oceans*, Hrsg. M. J. Dunbar, 167-177, 1977.
- Gerdes, R.:** A primitive equation ocean circulation model using a general vertical coordinate transformation. 1: Description and testing of the model. *J. Geophys. Res.*, **98(C8)**, 14683-14701, 1993.

- Gerdes, R., J. Determann und K. Grosfeld:** Ocean circulation beneath Filchner-Ronne Ice Shelf from three-dimensional model results. *J. Geophys. Res.*, **104(C7)**, 15827-15842, 1999.
- Gill, A. E.:** Atmosphere-ocean dynamics. *International Geophysics Series*, **30**, 662 pp., Academic Press, 1982.
- Goosse, H. und T. Fichefet:** Importance of ice-ocean interactions for the global ocean circulation: A model study. *J. Geophys. Res.*, (in press), 1999.
- Gordon, A. L.:** Deep Antarctic convection west of Maud Rise. *J. Phys. Oceanogr.*, **8**, 600-612, 1978.
- Gordon, A. L., D. G. Martinson und H. W. Taylor:** The wind-driven circulation in the Weddell-Enderby Basin. *Deep Sea Res.*, **28A**, 151-163, 1981.
- Gordon, A. L.:** Weddell deep water variability. *J. Mar. Res.*, **40**, 199-217, 1982.
- Gordon, A. L. und B. A. Huber:** Thermohaline stratification below the Southern Ocean sea ice. *J. Geophys. Res.*, **89(C1)**, 641-648, 1984.
- Gordon, A. L. und B. A. Huber:** Southern Ocean Winter Mixed Layer. *J. Geophys. Res.*, **95**, 11655-11672, 1990.
- Gordon, A. L. und B. A. Huber:** Warm Weddell Deep Water west of Maud Rise. *J. Geophys. Res.*, **100(C7)**, 13747-13753, 1995.
- Gordon, A.L.:** Western Weddell Sea thermohaline stratification. In *Ocean, Ice and Atmosphere: Interactions at the Antarctic Continental Margin*. *Antarct. Res. Ser.*, **75**, Hrsg. S. S. Jacobs and R. F. Weiss, 215-240, AGU, Washington, D.C., 1998.
- Gouretski, V. V. und A. I. Danilov:** Weddell Gyre - structure of the eastern boundary. *Deep Sea Res.*, **40(3)**, 561-582, 1993.
- Grosfeld, K., H. H. Hellmer, M. Jonas, H. Sandhäger, M. Schulte und D. G. Vaughan:** Marine ice beneath Filchner Ice Shelf: Evidence from a multidisciplinary approach. In: *Ocean, Ice and Atmosphere: Interactions at the Continental Margin*, *Antarct. Res. Ser.*, **75**, Hrsg. S. S. Jacobs und R. F. Weiss, 319-339, AGU, Washington, D. C., 1998.
- Gurney, A.:** *Below the convergence: voyages toward Antarctica 1699-1839*. W. W. Norton & Company, New York, 315 pp., 1997.
- Haenicke, A.:** Um den Südpol. *Fahrten und Forschungen* **7**, J. F. Steinkopf, Stuttgart, 1926.

- Haidvogel, D.B., J. L. Wilkin und R. E. Young:** A semi-spectral primitive equation ocean circulation model using vertical sigma and orthogonal curvilinear horizontal coordinates. *J. Comput. Phys.*, **94**, 151-185, 1991.
- Haidvogel, D.B. und A. Beckmann:** *Numerical Ocean Circulation Modelling*. Imperial College Press, 344 pp., 1999
- Häkkinen, S.:** Seasonal simulation of the Southern Ocean coupled ice-ocean system. *J. Geophys. Res.*, **100(C11)**, 22733-22748, 1995
- Harder, M.:** Erweiterung eines dynamisch-thermodynamischen Meereismodells zur Erfassung deformierten Eises. *Berichte aus dem Fachbereich Physik 50*, Alfred-Wegener-Institut (AWI), Bremerhaven, 1994.
- Harder, M. und P. Lemke:** Modelling the extent of sea ice ridging in the Weddell Sea. In: *The Polar Oceans and Their Role in Shaping the Global Environment, Geophysical Monograph 85*, 187-197, AGU, Washington, USA, 1994.
- Harder, M.:** Dynamik, Rauigkeit und Alter des Meereises in der Arktis – Numerische Untersuchungen mit einem großskaligen Modell. *Berichte zur Polarforschung 203*, Alfred-Wegener-Institut (AWI), Bremerhaven, 1996.
- Harms, S., E. Fahrbach und V. H. Strass:** Ice transport in the Wedell Sea. *J. Geophys. Res.*, (submitted), 1999.
- Hedström, K.:** User's manual for a semi-spectral primitive equation ocean circulation model. Institute of Marine and Coastal Sciences, Rutgers University, 131 pp, 1994.
- Hellmer, H. H. und D. Olbers:** A two-dimensional model for the thermohaline circulation under an ice shelf. *Antarctic Science*, **1**, 325-336, 1989.
- Hellmer, H. H. und D. Olbers:** On the thermohaline circulation beneath Filchner-Ronne Ice Shelf. *Antarctic Science*, **3(4)**, 433-442, 1991.
- Hellmer, H. H., S. S. Jacobs und A. Jenkins:** Oceanic Erosion of a floating glacier in the Amundsen Sea. In: *Ocean, Ice and Atmosphere: Interactions at the Antarctic Continental Margin, Antarctic Research Series, 75*, 83-99, 1998.
- Heygster, G., L. T. Pedersen, J. Turner, C. Thomas, T. Hunewinkel, H. Schottmüller und T. Viehoff:** PELICON: Project for estimation of long-term variability of ice concentration. *EC Contract Report EV5V-CT93-0268 (DG 12)*, Bremen, 1996.
- Hibler, W. D., III:** A dynamic thermodynamic sea ice model. *J. Phys. Oceanogr.*, **9(4)**, 815-846, 1979.

- Hibler, W. D., III:** The role of sea ice dynamics in modeling CO_2 increases. In: *Climate processes and climate sensitivity, Geophysical Monograph*, **29**, Hrsg. J. E. Hansen und T. Takahashi, 238-253, AGU, Washington, D.C., 1984.
- Jackett, D. R., and T. J. McDougall:** Stabilization of hydrographic data. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, **12**, 381-389, 1995.
- Jacobs, S. S., H. H. Hellmer, C. S. M. Doake, A. Jenkins und R. M. Frolich:** Melting of ice shelves and the mass balance of Antarctica. *Journal of Glaciology*, **38(130)**, 375-387, 1992.
- Johnson, M. R., und A. M. Smith:** Seabed topography under the southern and western Ronne Ice Shelf, derived from seismic surveys. *Antarctic Science*, **9**, 201-208, 1997.
- Jungclauss, J. H., und J. O. Backhaus:** Application of a transient reduced gravity plume model to the Denmark Strait Overflow. *J. Geophys. Res.*, **99(C6)**, 12375-12396, 1994.
- Jungclauss, J. H., J. O. Backhaus und H. Fohrmann:** Outflow of dense water from the Storfjord in Svalbard: A numerical model study. *J. Geophys. Res.*, **100(C12)**, 24719-24728, 1995.
- Kim, Seong-Joong und A. Stössel:** On the representation of the Southern Ocean water masses in an ocean climate model. *J. Geophys. Res.*, **103(C11)**, 24891-24906, 1998.
- König-Langlo, G. und E. Augstein:** Parameterization of the downward long-wave radiation at the Earth's surface in polar regions. *Meteorol. Zeitschrift*, **3(6)**, 343-347, 1994.
- Kottmeier, Ch. und R. Hartig:** Winter observations of the atmosphere over Antarctic sea ice. *J. Geophys. Res.*, **95(D10)**, 16551-16560, 1990.
- Kottmeier, Ch. und D. Engelbart:** Generation and atmospheric heat exchange of coastal polynyas in the Weddell Sea. *Boundary Layer Meteorology*, **60**, 207-234, 1992.
- Kottmeier, Ch. und L. Sellmann:** Atmospheric and oceanic forcing of Weddell Sea ice motion. *J. Geophys. Res.*, **101(C9)**, 20809-20824, 1996.
- Kreyscher, M., M. Harder, P. Lemke und G. M. Flato:** Evaluation of sea-ice rheology schemes for use in climate simulations. *J. Geophys. Res.* (submitted), 1999.
- Laevastu, T.:** Factors affecting the temperature of the surface layer of the sea. *Comment. Phys. Math.*, **25(1)**, 1960.

- Large, W. G.:** Modeling and Parameterizing the ocean planetary boundary layer. In: *Ocean Modeling and Parameterization*, Hrsg. E. P. Chassignet und J. Verron, NATO Science Series **516**, 81-120, 1998.
- Lemke, P.:** A coupled one-dimensional sea ice - ocean model. *J. Geophys. Res.*, **92(C12)**, 13164-13172, 1987.
- Lemke, P., W. B. Owens und W. D. Hibler, III:** A coupled sea ice - mixed layer - pycnocline model for the Weddell Sea. *J. Geophys. Res.*, **95(C6)**, 9513-9525, 1990.
- Leppäranta, M.:** A growth model for black ice, snow ice, and snow thickness in sub-arctic basins. *Nordic Hydrology*, **14**, 59-70, 1983.
- Marchesiello, P., B. Barnier und A. P. de Miranda:** A sigma-coordinate primitive equation model for studying the circulation in the South Atlantic, Part II: Meridional transports and seasonal variability. *Deep Sea Res.*, **45**, 573-608, 1998.
- Markus, T., Ch. Kottmeier und E. Fahrbach:** Ice Formation in coastal polynyas in the Weddell Sea and their impact on oceanic salinity. In: *Antarctic Sea Ice: Physical Processes, Interactions and Variability*, *Antarctic Res. Ser.*, **74**, Hrsg. M. O. Jeffries, 273-292, 1998.
- Marsland, S. J. und J.-O. Wolff:** On the sensitivity of Southern Ocean sea ice to the surface fresh water flux: A model study. *J. Geophys. Res.*, submitted, 1999.
- Martinson, D. G., P. D. Killworth und A. L. Gordon:** A Convective Model for the Weddell Polynya. *J. Phys. Oceanogr.*, **11**, 466-487, 1981.
- Maykut, G. A.:** Estimates of the regional heat and mass balance of the ice cover. In: *A Symposium on Sea Ice Processes and Models*, **I**, 65-74, University of Washington, Seattle, 1977.
- Mellor, M.:** In: *The Encyclopedia of Atmospheric Sciences and Astrogeology*, Hrsg. R. W. Fairbridge, **II**, 16-19, Van Nostrand-Reinhold, Princeton, New Jersey, 1967.
- Mellor, M.:** Mechanical behavior of sea ice. In: *Geophysics of sea ice*, Hrsg. N. Untersteiner, 165-281. Plenum Press, Ney York, 1986.
- Morison, J. H., M. G. McPhee und G. A. Maykut:** Boundary layer, upper ocean and ice observations in the Greenland Sea marginal ice zone. *J. Geophys. Res.*, **92(C7)**, 6987-7011, 1987.
- Mosby, H.:** The water of the Atlantic Ocean. *Scientific Results of the Norwegian Antarctic Expedition 1927-1928*, **1**, 1-131, 1934.

- Muench, R. D. und A. L. Gordon:** Circulation and transport of water along the western Weddell Sea margin. *J. Geophys. Res.*, **100(C9)**, 18503-18515, 1995.
- Muench, R. D., J. H. Morison, L. Padman, D. Martinson, P. Schlosser, B. Huber und R. Hohmann:** Maud Rise revisited. *J. Geophys. Res.*, submitted, 1999.
- Murray, F. W.:** On the computation of saturation vapor pressure. *J. Appl. Meteorol.*, **6**, 203-204, 1967.
- NCEP:** Spurious moisture source/sink. In: NCEP/NCAR CDAS/Reanalysis Project, <http://wesley.wwb.noaa.gov/reanalysis.html>, 1998.
- Nøst, O. A. und A. Foldvik:** A model of ice shelf-ocean interaction with application to the Filchner-Ronne and Ross Ice shelves. *J. Geophys. Res.*, **99(C7)**, 14243-14254, 1994
- Oerter, H., J. Kipfstuhl, J. Determann, H. Miller, D. Wagenbach, A. Minikin und W. Graf:** Evidence for basal marine ice in the Filchner-Ronne Ice Shelf. *Nature*, **358(6385)**, 399-401, 1992.
- Olbers, D. und C. Wübbler:** The role of wind and buoyancy forcing of the Antarctic Circumpolar Current. *Strategies for Future Climate Research*, Hrsg. M. Latif, 161-192, Max-Planck-Institut für Meteorologie, Hamburg, 1991.
- Olbers, D., V. Gouretski, G. Seiss und J. Schröter:** Hydrographic atlas of the Southern Ocean. Alfred Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung, Bremerhaven, 1992.
- Owens, W. B. und P. Lemke:** Sensitivity studies with a sea ice-mixed layer-pycnocline model in the Weddell Sea. *J. Geophys. Res.*, **95(C6)**, 9527-9538, 1990.
- Pacanowski, R. C. und S. G. H. Philander:** Parameterization of vertical mixing in numerical models of the tropical oceans. *J. Phys. Oceanogr.*, **11**, 1443-1451, 1981.
- Pacanowski, R. C.:** MOM 2 Version 2.0 - Documentation, user's guide and reference manual. *GFDL Ocean Technical Report 3.2*, 1996.
- Paluszkiwicz, T. und R. D. Romea:** A one-dimensional model for the parameterization of deep convection in the ocean. *Dyn. Atmos. Oceans*, **26**, 95-130, 1997.
- Patterson, S. L. und H. A. Sievers:** The Weddell-Scotia Confluence. *J. Phys. Oceanogr.*, **10**, 1584-1610, 1980.
- Parkinson, C. L. und W. M. Washington:** A large-scale numerical model of sea ice. *J. Geophys. Res.*, **84(C1)**, 311-337, 1979.

- Rahmstorf, S.:** A fast and complete convection scheme for ocean models. *Ocean Modelling* **101**, 9-11, 1993.
- Rintoul, S. R., C. Hughes und D. Olbers:** The Antarctic Circumpolar Current System. *Ocean Circulation and Climate*, Hrsg. G. Siedler und J. Church, 2000.
- Robertson, R., L. Padman und G. D. Egbert:** Tides in the Weddell Sea. In: *Ocean, Ice and Atmosphere: Interactions at the Continental Margin, Antarct. Res. Ser.*, **75**, Hrsg. S.S. Jacobs und R.F. Weiss, 341-369, AGU, Washington, D. C., 1998.
- Romanov, A. A.:** The size of icebergs in east Antarctica. *Sov. Antarct. Exped. Inf. Bull. (Engl. Translation)*, **8(9)**, 499-500, 1974.
- Schenke, H.W., H. Hinze, S. Dijkstra, B. Hoppmann, F. Niederjasper, and T. Schöne:** The new bathymetric charts of the Weddell Sea: AWI BCWS. In: *Ocean, Ice and Atmosphere: Interactions at the Antarctic Continental Margin. Antarctic Research Series*, **75**, Hrsg. S. S. Jacobs and R. F. Weiss, 373-382, AGU, Washington D.C., 1998.
- Schott, F. und K. D. Leaman:** Observations with moored acoustic Doppler current profilers in the convection regime in the Gulf of Lions. *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, 556-572, 1991.
- Schröder, M. und E. Fahrbach:** On the structure and the transport of the eastern Weddell Gyre, *Deep Sea Res.*, **46**, 501-527, 1999.
- Semtner, A. J., Jr.:** A model for the thermodynamic growth of sea ice in numerical investigations of climate. *J. Phys. Oceanogr.*, **6(3)**, 379-389, 1976.
- Send, U. und R. H. Käse:** Parameterization of processes in deep convection regimes. In: *Ocean Modeling and Parameterization*, Hrsg. E. P. Chassignet und J. Verron, NATO Science Series, **516**, 191-214, 1998.
- Smith, W.H.F., and D.T. Sandwell:** Global sea floor topography from satellite altimetry and ship depth soundings. *Science*, **277**, 1956-1962, 1997.
- Smolarkiewicz, P. K.:** A simple positive definite advection scheme with small implicit diffusion. *Monthly Weather Review*, **111**, 479-486, 1983.
- Song, Y., and D.B. Haidvogel:** A semi-implicit ocean circulation model using a generalized topography-following coordinate. *J. Comput. Phys.*, **115**, 228-244, 1994.
- Stössel, A.:** Sensitivity of Southern Ocean sea ice simulations to different atmospheric forcing algorithms. *Tellus*, **44A**, 395-413, 1992a.

- Stössel, A.:** The Hamburg sea ice model. *Technical report 3*, Deutsches Klimarechenzentrum (DKRZ), Hamburg, 1992b.
- Strass, V. H. und E. Fahrbach:** Temporal and regional variation of sea ice draft and coverage in the Weddell Sea obtained from Upward Looking Sonars. In: *Antarctic Sea Ice: Physical Processes, Interactions and Variability*, Antarctic Res. Ser., **74**, Hrsg. M. O. Jeffries, 123-139, 1998.
- Timmermann, R.:** Entstehung und Erhaltung einer Polynja im Weddellmeer. *Berichte aus dem Fachbereich Physik 77*, Alfred-Wegener-Institut (AWI), Bremerhaven, 1997.
- Timmermann, R., P. Lemke und Ch. Kottmeier:** Formation and Maintenance of a Polynya in the Weddell Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, **29(6)**, 1251-1264, 1999.
- Toggweiler, J. R. und B. Samuels:** Effect of Sea Ice on the Salinity of Antarctic bottom waters. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 1980-1997, 1995.
- UNESCO** Eighth report of the joint panel on oceanographic tables and standards. *UNESCO Technical Papers in Marine Science*, **28**, UNESCO, Paris, 1978.
- UNESCO** Tenth report of the joint panel on oceanographic tables and standards. *UNESCO Technical Papers in Marine Science*, **36**, UNESCO, Paris, 1981.
- Webb, D. J., P. D. Killworth, A. C. Coward und S. R. Thompson:** The FRAM Atlas of the Southern Ocean, Nat. Environ. Res. Council, Swindon, England, 67 pp., 1991.
- White, B. W. und R. G. Peterson:** An Antarctic circumpolar wave in surface pressure, wind, temperature and sea ice extent. *Nature*, **380(6576)**, 699-702, 1996.
- Whitworth, III, T. und R. G. Peterson:** The volume transport of the Antarctic Circumpolar Current from three-year bottom pressure measurements. *J. Phys. Oceanogr.*, **15**, 810-816, 1985.
- Whitworth, III, T.:** The Antarctic Circumpolar Current. *Oceanus*, **31(2)**, 53-58, 1988.
- Wilkin, J. L., J. V. Mansbridge und K. S. Hedström:** An application of the capacitance matrix method to accommodate masked land areas and island circulations in a primitive equation ocean model. *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, **20**, 649-662, 1995.
- Windmüller, M.:** Untersuchung von atmosphärischen Reanalysedaten im Weddellmeer und Anwendung auf ein dynamisch-thermodynamisches Meereismodell. Diplomarbeit am Institut für Meereskunde an der Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, 1997.

- Yaremchuk, M., E. Fahrbach, J. Schröter und D. Nechaev:** A dynamically consistent analysis of circulation and transports in the southwestern Weddell Sea. *Annales Geophysicae*, **16(8)**, 1024-1038, 1998.
- Zillman, J. W.:** A study of some aspects of the radiation and heat budgets of the southern hemisphere oceans. In: *Meteorological study*, **26**, Bureau of Meteorology, Dept. of the Interior, Canberra, Australia, 526pp., 1972.
- Zwally, H. J., J. C. Comiso und C. L. Parkinson:** Satellite-derived ice data sets no.1: Antarctic monthly average microwave brightness temperatures and sea ice concentrations 1973-1976. *NASA Technical Memorandum* **83812**, 1981.