

# **Ein zweidimensionales Modell zur thermohalinen Zirkulation unter dem Schelfeis**

## **A two-dimensional model for the thermohaline circulation under an ice shelf**

---

**Hartmut H. Hellmer**

*Man leidet unter den Schranken, die zwischen den Fächern aufgerichtet sind. Eine spezialisierte Wissenschaft ist nicht imstande, uns ein Weltbild zu geben, daß uns in der Verworrenheit unseres Daseins einen Halt böte. Daher sucht man nach Synthese, man wünscht den großen Überblick.*

*C. F. von Weizsäcker, 1964*

## **Inhaltsverzeichnis**

	<b>Seite</b>
<b>Zusammenfassung</b>	<b>1</b>
<b>Summary</b>	<b>2</b>
<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>I Eisschelfwasser</b>	<b>7</b>
I.1 Beobachtungen	7
I.2 Theorien	10
I.3 Numerische Modelle	14
<b>II Das Gleichungssystem</b>	<b>17</b>
II.1 Das Gleichungssystem für den Ozean	17
II.2 Die Beschreibung der Flüsse an der Grenzfläche Ozean/Schelfeis	24
<b>III Die numerische Realisierung</b>	<b>29</b>
III.1 Das Modellgitter	29
III.2 Die Stabilität des Differenzenverfahrens	30
III.3 Das Modellgebiet	32
III.4 Die Anfangsbedingungen	34

	Seite
<b>IV Modellergebnisse</b>	<b>35</b>
IV.1 Die Beschreibung des Standardlaufes	35
IV.2 Die Darstellung der Modellergebnisse des Standardlaufes	37
IV.3 Die Interpretation der Modellergebnisse	43
IV.4 Die Verifikation der Modellergebnisse	46
IV.5 Variationen zum Standardlauf	52
IV.5.1 Änderung der Temperatur- und Salzgehaltwerte auf dem offenen Rand	52
IV.5.2 Änderung der Oberflächentemperatur des Schelfeises	62
IV.5.3 Änderung der Bodentopographie	63
IV.5.4 Änderung der Morphologie des Schelfeises	67
<b>V Die Erweiterung des Modellgebietes</b>	<b>72</b>
<b>VI Schlußbemerkung</b>	<b>76</b>
<b>Anhang A</b>	<b>79</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>82</b>
<b>Danksagung</b>	<b>87</b>

Die vorliegende Arbeit ist die leicht veränderte Fassung einer Dissertation, die 1988 am *Fachbereich Geowissenschaften der Universität Hamburg* eingereicht worden ist. Die Änderungen betreffen einige Textpassagen und eine Abbildung.

## Zusammenfassung

Eine wichtige Komponente bei der Bildung des Antarktischen Bodenwassers stellt das Eisschelfwasser dar. Es resultiert aus der Modifikation von Schelfwassermassen unter ausgedehnten Schelfeisgebieten. Diese durch Prozesse an der Grenzfläche Ozean/Schelfeis bestimmte Modifikation wird mit Hilfe eines zweidimensionalen thermohalinen Zirkulationsmodell auf einem Schnitt senkrecht zur Schelfeiskante untersucht. Als Randbedingungen und zur Verifikation des Modells werden Meßergebnisse aus der Filchnerdepression herangezogen.

Die Resultate der Standard-Simulation zeigen zwei Zirkulationszellen auf. Die dominierende Zelle transportiert bodennah Schelfwassermassen zur Aufsatzlinie und entlang der ansteigenden Schelfeisunterseite. Der Kontakt mit dem Eis führt zum Schmelzen glazialen Eises mit einer maximalen Rate von 1,5 m/a an der Aufsatzlinie. Anfrieren und damit die Akkumulation von Meereis an der Schelfeisunterseite in der Größenordnung von 0,1 m/a findet in mittleren Bereichen statt. Die "obere" Zelle, deren Stärke zeitlichen Schwankungen unterworfen ist, resultiert aus dem Salzeintrag und bedingt die Ablösung der modifizierten Wassermasse. Die Modellprofile im Ausstrombereich weisen Temperatur-, Salzgehalt-, Helium- und  $\delta^{18}\text{O}$ -Werte auf, die typisch sind für das Eisschelfwasser der Filchnerdepression.

Die Zirkulationsverhältnisse ändern sich nicht grundlegend, wenn Randbedingungen, wie Charakteristika des Einstroms, Schelfeisoberflächentemperaturen, Bodentopographie oder Morphologie des Schelfeises, variieren. Jedoch weichen die Eigenschaften des Eisschelfwassers, wie auch die Verteilung der Schmelz- und Anfrierzonen und deren Raten von den Ergebnissen des Standardlaufes ab.

Mittels einer erweiterten Modellversion, die speziell die Verhältnisse auf einem Schnitt um die Berkner Insel herum berücksichtigt, wird deutlich, daß sich die Filchner und Ronne Region nicht gegenseitig beeinflussen.

## Summary

The production of Antarctic Bottom Water is mainly influenced by Ice Shelf Water, which is formed due to the modification of shelf water masses under huge ice shelves. To simulate this modification a two-dimensional thermohaline circulation model is developed for a section perpendicular to the ice shelf edge. Hydrographic data from the Filchner Depression enter into the model as boundary conditions. In the outflow region they also serve for the verification of model results.

The standard solution reveals two circulation cells. The dominant one transports shelf water near the bottom to the grounding line, where it begins to ascend along the inclined ice shelf. The contact with the ice shelf causes melting with a maximum rate of 1.5 m/y at the grounding line. Freezing and therefore the accumulation of sea ice at the bottom of the ice shelf occurs at the end of the melting zone in the order of 0.1 m/y. A second cell with variable intensity establishes in the upper part due to the density input by salt rejection and causes the separation of the modified water mass from the ice shelf. In the outflow region values for temperature, salinity, Helium and  $\delta^{18}\text{O}$  are typical for Ice Shelf Water.

The circulation under the ice shelf does not change dramatically by changing the boundary conditions, i. e. varying temperature and salinity of the inflow, the surface temperature of the ice shelf, the bottom topography or the morphology of the ice shelf. However the characteristics of Ice Shelf Water, the distribution of melting and freezing zones and the melting and freezing rates differs from the standard results.

An extended version of the standard model, which simulates the conditions round Berkner Island, illustrates, that the Filchner and Ronne regime do not interact with each other in a two-dimensional way.

## Einleitung

Seit mehr als 150 Jahren betrachten Naturforscher als Quellen des kalten Bodenwassers der Tiefsee die polaren Regionen (Alexander v. Humboldt, 1814). Deren Einfluß beschränkt sich nicht auf die jeweilige Hemisphäre, wie Rottok (1888) erstmals aufzeigte. Anhand von Temperaturmessungen in der Bodenschicht erkannte er, daß bei ca.  $36^{\circ}\text{N}$ ,  $17^{\circ} - 18^{\circ}\text{W}$  arktisches und antarktisches Bodenwasser aufeinandertreffen. Bestätigt wird diese Erkenntnis rund 50 Jahre später von Wüst (1933), der den Einfluß des Bodenwassers antarktischen Ursprunges im westlichen Atlantik bis  $40^{\circ}\text{N}$  im östlichen bis  $35^{\circ}\text{N}$  nachweisen konnte. Als Quellgebiet führt er dabei den südwestlichen Bereich des Weddellmeeres an [Abb. 1].

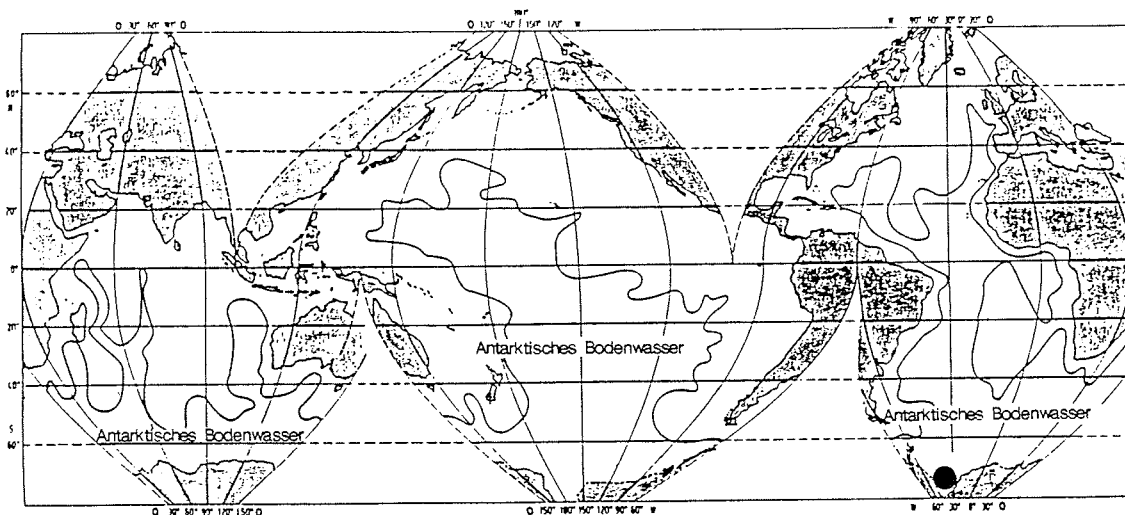


Abb. 1: Das Bildungsgebiet des Antarktischen Bodenwassers (AABW) [●] und dessen Verteilung im Weltozean (nach *Emery & Meincke; 1986*).

Diese Annahme entstammt der Arbeit von Brennecke (1921), der aus den hydrographischen Daten der Deutschen Antarktischen Expedition 1911 - 1912 erkannte, daß "im westlichen Teil der Weddell-See kaltes Wasser den Steilhang

hinunter in die Tiefe sinkt, das seine Temperatur durch Mischung allmählich erhöht, bis in 4000 m Tiefe die Durchschnittstemperatur der Tiefsee von etwa  $-0,5^{\circ}\text{C}$  erreicht ist".

Während damit, ergänzt durch die Arbeiten von Mosby (1934) und Deacon (1937), die Quellen, Verteilung, Ausbreitung und die physikalischen und chemischen Eigenschaften des Bodenwassers der Tiefseebecken bekannt waren, bestehen bis heute nur ungefähre Angaben bezüglich der Bildungsrate. Die bisher bekannten Bildungsmechanismen werden räumlich gegliedert in:

- Tiefenwasser-Bildung durch tiefreichende Konvektion im offenen Ozean, untersucht in den Arbeiten von Gordon (1978), Killworth (1979), Gordon (1982) und Gordon & Huber (1984)

und

- Bodenwasser-Bildung durch Vermischungsprozesse an der Schelfkante und dem Kontinentalhang im südlichen Weddellmeer, diskutiert von Foster & Carmack (1976), Foster & Middleton (1979), Foldvik et al. (1985a) und Foster et al. (1987).

Tiefreichende Konvektionen scheinen durch die besonderen hydrographischen und topographischen Verhältnisse des Gebietes um Maud Rise ( $65^{\circ}\text{S}$ ,  $3^{\circ}\text{E}$ ) ausgelöst zu werden. Der mit der Meereisbildung einhergehende Salzeintrag beseitigt die geringe Stabilität der Wassersäule, so daß Oberflächenwasser bis in 1500-2000 m Tiefe absinkt. Durch Vermischungsprozesse wird das umgebende Warme Tiefenwasser (WDW) um durchschnittlich  $0,2^{\circ}\text{C}$  abgekühlt und der Salzgehalt um  $0,02 \times 10^{-3}$  verringert. Nur die diesem kälteren WDW entsprechenden Isopyknen überqueren die untermeerischen Rücken, die das Weddellbecken umschließen (Reid et al., 1977). Setzt man isopyknische Ausbreitung voraus, so speist das im offenen Ozean gebildete Tiefenwasser die Bodenschichten der angrenzenden Tiefseebecken.



Im Bereich der Schelfkante des südwestlichen Weddellmeeres dringt Modifiziertes Warmes Tiefenwasser (MWDW), ein Mischwasserkörper aus WDW und Winter Wasser (WW), ca. 100 km weit auf den Schelf vor. Es vermischt sich dabei mit dem salzreichen Westlichen Schelfwasser (WSW). Die resultierende Wassermasse sinkt aufgrund der höheren Dichte am Kontinentalhang ab. Durch eine weitere Vermischung mit darüberliegendem WDW entsteht das "neue" Bodenwasser des Weddellmeeres. Das Antarktische Bodenwasser (AABW) ist die Wassermasse aus dem Übergangsbereich vom Weddellmeer-Bodenwasser (WSBW) zum Warmen Tiefenwasser (Abb. 2).

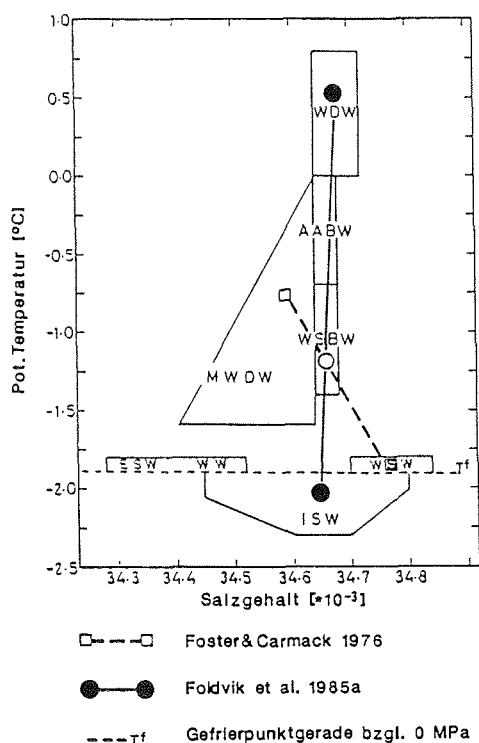


Abb. 2: Schematisiertes  $\Theta/S$ -Diagramm zur Charakterisierung der Wassermassen des Weddellmeeres, aus deren Vermischung nach *Foster & Carmack (1976)* und *Foldvik et al. (1985a)* das AABW resultiert.

Folgt man der Theorie von Foldvik et al. (1985a), so resultiert WSBW aus der Vermischung von Warmem Tiefenwasser mit Eisschelfwasser (ISW), das im Bereich des südöstlichen Weddellmeeres den Kontinentalhang hinabgleitet. ISW mit Temperaturen unter dem Gefrierpunkt an der Meeresoberfläche ist eine wichtige Komponente des WSBWs und damit auch des AABWs, das zu ca. 70% im Weddellmeer gebildet wird (Carmack, 1977). Da einerseits die Charakteristika des Antarktischen Bodenwassers über den Weg des Tiefenwassers des Weltozeans das globale Klimageschehen beeinflussen, andererseits die Quelle des Eisschelfwassers *unter* den schwimmenden Schelfeisen vermutet wird, sind die Prozesse im Bereich des Schelfeises für Glaziologen wie Ozeanographen gleichermaßen von Interesse.

Das Hauptziel der vorliegenden Arbeit ist die numerische Simulation der Zirkulation unter dem Schelfeis, wobei die thermohalinen Prozesse an der Grenzfläche Ozean/Schelfeis von besonderer Bedeutung sind. Es werden die Randbedingungen so gewählt, daß sie den Verhältnissen des südlichen Weddellmeeres entsprechen, da Daten aus dem Bereich der Filchnerdepression vorliegen, die zur Definition der Randbedingungen geeignet sind.

Nachdem Beobachtungen, bestehende Theorien und numerische Modelle bezüglich der Entstehung und Ausbreitung des ISWs im Kapitel I vorgestellt worden sind, werden im Kapitel II die Modellgleichungen und die Formulierung der "oberen" Randbedingung an der Grenzfläche Ozean/Schelfeis diskutiert. Die numerische Umsetzung der Gleichungen wird in Kapitel III aufgezeigt, gefolgt von der Darstellung, Interpretation sowie Verifikation der Modellergebnisse des Standardlaufes und der Variationen zum Standardlauf in Kapitel IV. Da ein Umströmen der Berkner-Insel und damit eine Verbindung zwischen der Filchner- und Ronne-Region denkbar ist (A. Foldvik, pers. Mitteilung), wird im Kapitel V eine um das Ronne-Schelfeis erweiterte Modellversion behandelt. In Kapitel VI erfolgt die Schlußbemerkung.

## I Eisschelfwasser (ISW)

$$\begin{aligned} -2,4^{\circ}\text{C} &\leq \Theta \leq -2^{\circ}\text{C} \\ 34,56 \times 10^{-3} &\leq S \leq 34,68 \times 10^{-3} \\ &(\text{Carmack \& Foster, 1977}) \end{aligned}$$

### I.1 Beobachtungen

Wassertemperaturen mit Werten unterhalb des Gefrierpunktes ( $T^f$ ) an der Meeresoberfläche sind kennzeichnend für das Vorhandensein von Eisschelfwasser. Sie scheinen im Bereich der Filchnerdepression permanent aufzutreten. Dies belegen die punktuellen Messungen von Brennecke (1921) und Lusquinos (1963) sowie die hydrographischen Schnitte in den Arbeiten von Carmack & Foster (1975), Gammelsrød & Slotsvik (1981) und Dieckmann et al. (1986). Letztgenannte Messungen zeigen entlang der Filchner-Schelfeiskante zwei ISW-Kerne unterschiedlicher Temperatur und verschiedenen Volumens [Abb. 3a].

Der mächtigere Kern mit Temperaturen von  $\Theta < -2,1^{\circ}\text{C}$ , befindet sich über dem westlichen Hang der Depression in einem Tiefenbereich von 700 - 1000 m. Aufgrund einer untermeerischen Schwelle, die die Filchnerdepression zur Tiefsee hin abgrenzt, gleitet nur ein Teil des ISWs den Kontinentalhang hinab. Mit potentiellen Temperaturen  $< -1,9^{\circ}\text{C}$  wird es bei  $36^{\circ}\text{W}$  in 1500 m Tiefe beobachtet (Foldvik et al. 1985a; Fig. 8). Diese Messungen zeigen, daß ISW den Schelf verläßt, wobei durch die Vermischung mit dem darüberliegenden WDW das WSBW gebildet wird.

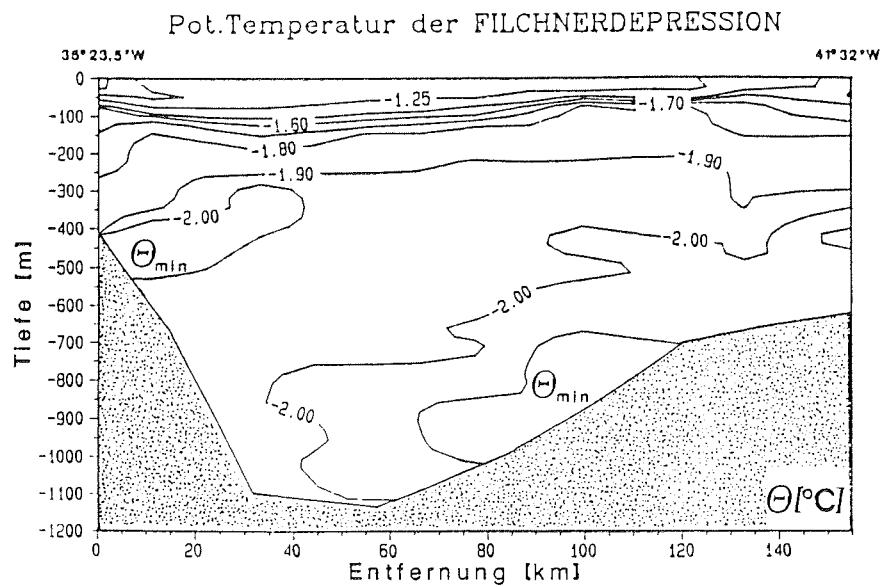


Abb. 3a: Die Verteilung der pot. Temperatur  $\Theta$  auf einem Schnitt parallel zur Filchner-Schelfeiskante zwischen  $35^{\circ}23,5'W$  und  $41^{\circ}32'W$ .

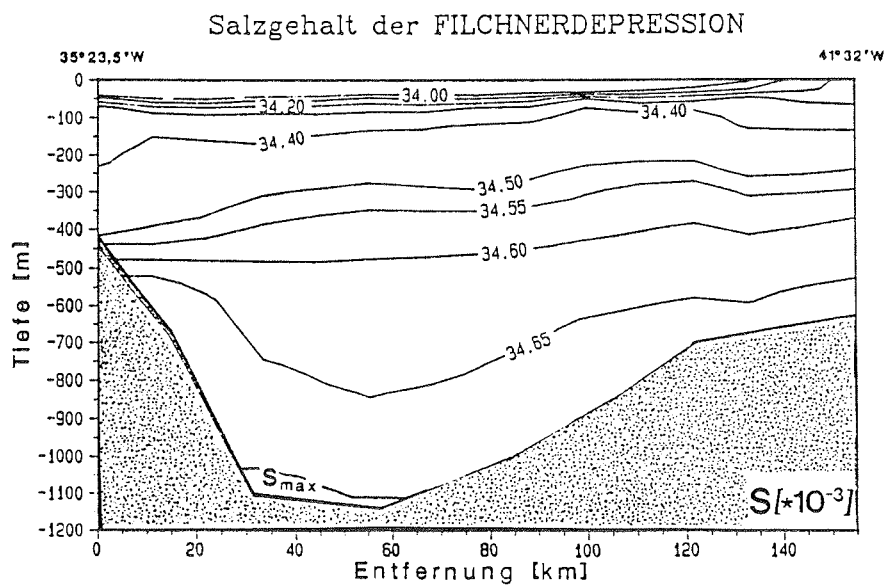


Abb. 3b: Die Verteilung des Salzgehaltes  $S$ .

Der ISW-Kern über dem östlichen Hang der Depression weist höhere Temperaturen ( $\Theta \sim -2,0 \text{ }^\circ\text{C}$ ) auf. Ebenso sind das Volumen und das Tiefenniveau geringer. Diese Beobachtung in Zusammenhang mit der von Carmack & Foster (1975) ermittelten dynamischen Topographie deutet darauf hin, daß es sich hierbei um den rezirkulierenden Zweig des westlichen ISWs handelt, der südwärts der Topographie folgend als östliches ISW in 300 - 500 m Tiefe [siehe Abb. 3a] unter das Filchner-Schelfeis strömt.

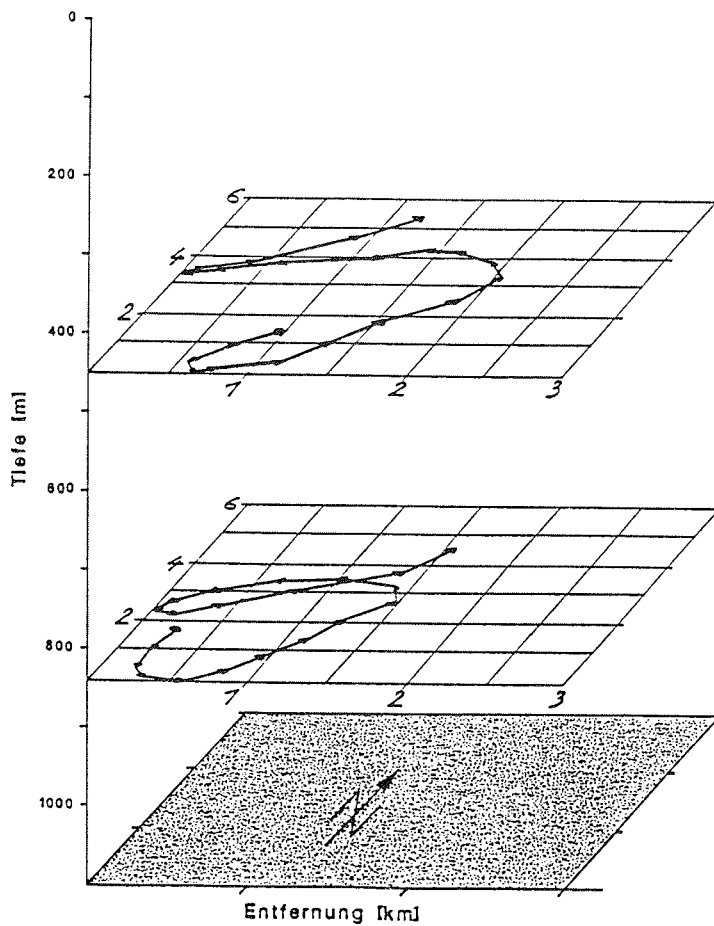


Abb. 4: Progressive Vektordiagramme der Station 309 (s. Abb. 9) aus 450 m und 840 m Tiefe, ermittelt aus einer 21-stündigen Strömungsmessung.

Die Daten der einzigen Strömungsmessung aus dem Bereich des östlichen Kerns, die während der deutschen Antarktis Expedition 1985 ANT III/3 durchgeführt wurde, lassen jedoch erkennen, daß über die gesamte Tiefe ein nach Norden setzender Reststrom existiert (G. Krause, pers. Mitteilung) [Abb. 4]. Wegen der geringen Dauer von 21 Stunden ist die Messung von beschränkter Aussagekraft.

Eisschelfwasser ist nicht allein ein Phänomen der Filchnerdepression, sondern wurde ebenfalls mit potentiellen Temperaturen von  $-2,0^{\circ}\text{C}$  westlich der Berkner-Insel vor dem Ronne-Schelfeis beobachtet (Rohardt, 1984; Foldvik et al. 1985b). Inwieweit hier drei ISW-Kerne permanent anzutreffen sind, kann aufgrund des geringen Beobachtungszeitraumes nicht beurteilt werden.

Außerhalb des Weddellmeeres wurden die Charakteristika des ISWs vor dem Amery-Schelfeis (Sverdrup, 1940) sowie auf dem Rossmeer-Schelf gemessen (Jacobs et al., 1970; Gordon, 1971). Aufgrund der vertikalen Struktur der Wassersäule wird auf dem Rossmeer-Schelf von einem oberen (LISW) und einem unteren (DISW) Eisschelfwasser gesprochen. DISW läßt sich bis zur Schelfkante verfolgen (Jacobs & Fairbanks, 1985; Fig. 6a), wo es an der Bildung des salzreichen Bodenwassers (HSBW) beteiligt ist. Eine Ausbreitung des HSBWs, früher als Rossmeer-Bodenwasser bezeichnet (Jacobs et al., 1970), nach Norden findet nur begrenzt statt, so daß der Einfluß auf die Bodenschichten der angrenzenden Tiefseebecken, wie vom WSBW bekannt, unbedeutend ist.

## I. 2 Theorien

Der Gefrierpunkt des Meerwassers wird bestimmt durch dessen Salzgehalt (Knudsen, 1903) und durch den vorherrschenden Druck;  $T^f$  ist naturgemäß nicht definiert für negative Salzgehaltswerte. Da eine Erhöhung des

Salzgehaltes und/oder des Druckes zu einer Erniedrigung von  $T^f$  führt, vermutete Sverdrup (1940), daß im Ozean Temperaturen unterhalb des Gefrierpunktes bezüglich 0 MPa nur dann erreicht werden können, wenn in 150 - 200 m Tiefe eine Wärmesenke existiert. Diese lokalisierte Wärmesenke wurde von Lusquinos (1963) an der Unterseite schwimmender Schelfeisgebiete, die in der von Robin (1979) angegebenen Weise von Schelfwassermassen unterströmt werden.

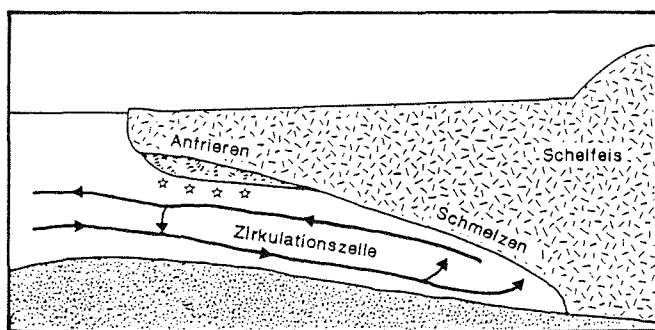


Abb. 5: Schematische Darstellung der zweidimensionalen Zirkulation unter sowie die Verteilung von Schmelz- und Anfrierzonen entlang einer geneigten Schelfeisunterseite (nach Robin, 1979).

Seitliche Begrenzungen und eine trogähnliche Struktur des Meeresbodens verursachen dabei die vornehmlich zweidimensionale Zirkulation [Abb. 5]. Eine geschlossene Zirkulation ergibt sich aus Isotopendaten, die für in der Wassersäule gebildete Eiskristalle gemessen wurden (J. Kipfstuhl, pers. Mitteilung). Schelfeismassenbilanzen (Behrendt, 1968) und Eismächtigkeitsuntersuchungen mit Hilfe von Radiowellen (Neal, 1979; Robin et al. 1983) und Eisbohrungen (Morgan, 1972; Engelhardt & Determann, 1987) bestätigen die in Abb. 5 erfolgte Einteilung der Schelfeisunterseite in Zonen des Schmelzens und des Anfrierens.

Um den Schmelz - bzw. Anfrrierprozeß an der Grenzfläche Ozean/Schelfeis für ein Wasservolumen zu erklären, das sich auf dem Gefrierpunkt an der Meeresoberfläche befindet und in dem der Wärme- und Salzaustausch sowie Druckänderungen möglich sind, wird Abbildung 6 herangezogen. Sie ist die schematische Darstellung der Phasendiagramme bei den Drücken 0, 5 und 8 MPa, die für ein aus Salzlösung und Eis bestehendes geschlossenes System gültig sind. Das Augenmerk sei auf die druckabhängigen Gefrierpunktkurven AB gerichtet, die in diesem Konzentrationsbereich als Geraden approximiert werden können. Sie repräsentieren die Gesamtheit der möglichen thermodynamischen Gleichgewichtszustände, die von jedem aus Salzlösung und Eis bestehenden System angestrebt werden.

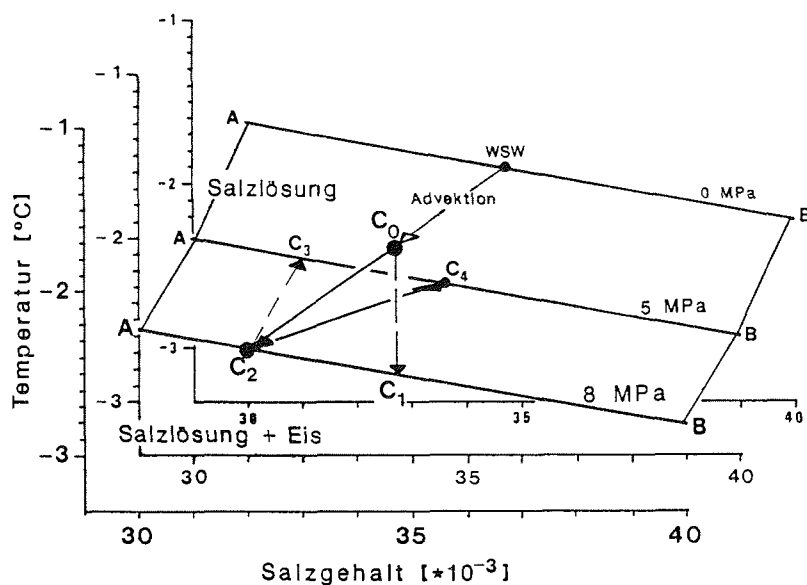


Abb. 6: Schematisiertes Phasendiagramm für das System Salzlösung-Eis unter den Drücken 0, 5, und 8 MPa zur Erklärung des Schmelzprozesses bei 8 MPa und zur Erklärung der Bildung von Eiskristallen in der Wassersäule durch Druckentlastung einer auf *in-situ* Gefrierpunkt befindlichen Wassermasse (nach Doake, 1976).



Für den *Schmelzprozeß* bei konstantem Druck ist erforderlich, daß die Temperatur der Salzlösung oberhalb des *in-situ* Gefrierpunktes liegt; Punkt  $C_0$  in Abb. 6. Nur durch Wärmeabgabe kann die Gefrierpunktkurve in Punkt  $C_1$  erreicht werden. Die dabei freigesetzte Wärme wird bei der Phasenumwandlung vom festen zum flüssigen Zustand als sensible Wärme benötigt. Durch den Süßwassereintrag verringert sich die Konzentration der Salzlösung. Damit verschiebt sich der angestrebte stabile Zustand  $C_1$  auf der Gefrierpunktkurve zu geringeren Salzgehalten bei höheren Temperaturen; Punkt  $C_2$ .

Zwei Prozesse sind für die Bildung von Eiskristallen in der Wassersäule und damit für das *Anfrieren* von Meereis an der Schelfeisunterseite verantwortlich. Die Abkühlung einer auf Gefrierpunkttemperatur befindlichen Salzlösung aufgrund der Wärmeleitung durch das Schelfeis bleibt unbedeutend (Foster, 1972), wenn man deren Advektion entlang einer ansteigenden Schelfeisunterseite berücksichtigt. Hierbei ist die Salzlösung fortlaufend geringeren Drücken ausgesetzt und bewegt sich folglich auf einer Schar von Gefrierpunktkurven zum jeweiligen Druck. In der vereinfachten Darstellung [Abb. 6] sei  $C_2$  der Gleichgewichtszustand des Systems beim Anfangsdruck 8 MPa;  $C_3$  der Endzustand unter dem niedrigeren Druck von 5 MPa. Die zum Erreichen von  $C_3$  benötigte Wärme wird aus der Bildung von Eiskristallen gewonnen (Foldvik & Kvinge, 1974). Aufgrund der dabei stattfindenden Salzausscheidung erhöht sich die Konzentration in der Lösung des Systems.  $C_3$  wandert auf der Gefrierpunktkurve zu höheren Salzgehalten bei niedrigeren Temperaturen, so daß die zum Erreichen des stabilen Zustandes  $C_4$  benötigte Wärmemenge im Vergleich zu  $C_2 - C_3$  geringer ist. In kleineren Schritten gedacht, ließen sich die Wege  $C_0 - C_2$  und  $C_2 - C_4$  in Form von Treppenstufen darstellen.

Für die Eisschelfwasserbildung unter dem Filchner-Schelfeis kann aufgrund der beschriebenen Prozesse und in Anlehnung an Foldvik et al. (1985a) folgende Theorie aufgestellt werden. Westliches Schelfwasser, relativ warm und salzreich, dringt am Boden der Filchnerdepression ( $S_{\max}$  in Abb. 3b) bis zur Aufsatzlinie des Schelfeises vor. Dort führt der Kontakt mit dem Schelfeis zu starkem Schmelzen, was eine Erniedrigung des Salzgehaltes und eine Herabsetzung der Temperatur zur Folge hat. Bei der Advektion entlang der ansteigenden Schelfeisunterseite wird die Wassermasse solange abgekühlt, und dabei Schelfeis geschmolzen, bis der *in-situ* Gefrierpunkt erreicht ist. Eine weitere aufwärts gerichtete Bewegung führt nun zur Bildung von Eiskristallen, die am Schelfeis akkumulieren. Damit verbunden ist ein Salzeintrag, der die Dichte erhöht. Die Wassermasse löst sich vom Schelfeis und strömt deutlich kälter und salzärmer in mittleren Tiefen als Eisschelfwasser unter dem Schelfeis hervor. Die geringere Dichte des ISWs gegenüber dem WSW ergibt sich aus der Tatsache, daß bei niedrigen Temperaturen die Dichte hauptsächlich eine Funktion des Salzgehaltes ist (Carmack & Foster, 1975).

Angaben zu den aus der Literatur bekannten Schmelz- und Anfrierraten werden bei der Diskussion der Ergebnisse in Kapitel IV erfolgen.

### I.3 Numerische Modelle

Numerische Simulationen, aus denen sich in Zusammenhang mit der Betrachtung der Prozesse an der Grenzfläche Ozean/Schelfeis die Entstehung und Ausbreitung von Eisschelfwasser ableiten lassen, bestehen nur ansatzweise und für das Ross-Schelfeis (MacAyeal, 1984a - Scheduikat, 1988; MacAyeal, 1985).

Grundlage der beiden erstgenannten Arbeiten ist die aus der Dissipation der barotropen Gezeitenströmungen an der Unterseite des Ross-Schelfeises (MacAyeal, 1984b) resultierende turbulente kinetische Energie. Durch ihren Eintrag kann in Gebieten geringer Wassermächtigkeit die stabile Schichtung der Wassersäule dadurch überwunden werden, daß relativ warmes, salzreiches Schelfwasser (HSSW) aus der Bodenschicht in Kontakt mit dem Schelfeis gebracht wird. MacAyeal (1984a) legt die Grenzen der Schmelzgebiete fest, indem er den minimalen Süßwasserfluß abschätzt, der die Stabilität der Wassersäule aufrechterhält. Die entsprechende Fläche der Schelfeisunterseite, der Wärmehalt des HSSW und dessen Verweilzeit unter dem Ross-Schelfeis gehen in die Bestimmung der Schmelzraten ein. Scheduikat (1988) zeigt mit Hilfe eines eindimensionalen gezeitengetriebenen Deckschichtmodells die Abhängigkeit der Grenzflächenprozesse, Schmelzen oder Anfrieren, von dem Verhältnis der Halbachsen der Gezeitenstromellipse. Veränderungen der Temperatur bzw. des Salzgehaltes am unteren Rand der Deckschicht sowie Variationen der thermischen und halinen Diffusionsgeschwindigkeiten, die die Wärme- und Salzflüsse an der oberen Begrenzung der turbulenten Deckschicht parameterisieren, führen zwar zu unterschiedlichen Schmelz- und Anfrierraten, ändern aber nicht den Prozeß an der Grenzfläche. Die Temperaturen und Salzgehaltswerte der Deckschicht entsprechen im Standardlauf denen des Eisschelfwassers.

Um die Entstehung und Ausbreitung der Eisschelfwasserkörper DISW und LISW zu untersuchen, wendet MacAyeal (1985) ein eindimensionales Plume-Modell (Killworth, 1977) für den dichtegetriebenen Schmelzwasserfluß entlang einer ansteigenden Schelfeisunterseite an. Die zum Schmelzen notwendige sensible Wärme erhält der Plume sowohl von den unter das Schelfeis strömenden Schelfwassermassen wie auch durch Vermischung (Entrainment) mit Wassermassen aus seiner Umgebung. In einer Parameterstudie werden der Grad der Modifikation durch Schmelzen an der Grenzfläche, die Tiefe der horizontalen

Ausbreitung des Plume und der Einfluß der Erdrotation auf das Strömungsverhalten untersucht. Dabei zeigt sich, daß mit den Beobachtungen vergleichbare Ergebnisse nur dann erzielt werden, wenn die Erdrotation vernachlässigt oder aber durch einen unrealistischen Reibungsparameter balanciert wird. Die reine geostrophische Balance reduziert die Geschwindigkeit des Plume und die Entrainmentrate derart, daß ein Schmelzen von Schelfeis kaum stattfindet. Durch den geringen Süßwassereintrag breitet sich der Plume in größeren Tiefen aus als Messungen entlang der Schelfeiskante aufzeigen (Jacobs & Fairbanks, 1985). Ein Unterschreiten der *in-situ* Gefrierpunkttemperatur während der Advektion des DISW-Plume entlang der Schelfeisunterseite, und damit die Bildung von Eiskristallen in der Wassersäule findet nicht statt. In allen Modellläufen erreicht der Plume während des Aufstieges eher den Salzgehalt des umgebenden Wassers und löst sich daraufhin vom Schelfeis, als die *in-situ* Gefrierpunkttemperatur. Diese kann auch aufgrund der Definition des Entrainment-Parameters, zunehmende Vermischung mit abnehmender Dichtedifferenz zwischen Plume und Umgebung, nicht erreicht werden, wäre aber nötig, um bei einer weiteren Druckentlastung eine *in-situ* Unterkühlung zu erreichen.

Die vorangegangenen Modellbetrachtungen haben gezeigt, daß das im Abschnitt I.2 abschließend beschriebene und in Abb. 5 skizzierte Gesamtbild über die Bedingungen unter Schelfeisen durch die vorhandenen Modelle nicht wiedergegeben werden kann. Die Prozesse an der Grenzfläche Ozean/Schelfeis sind hinreichend simuliert worden, es fehlt aber eine Untersuchung zur Reaktion des gesamten ozeanischen Schelfeisregimes auf diese Prozesse. Deshalb soll mit Hilfe eines neuen Modellansatzes eine umfassendere Betrachtung der Verhältnisse unter Schelfeisen ermöglicht werden.

## II Das Gleichungssystem

In diesem Kapitel werden die Gleichungen vorgestellt, die der Beschreibung des Modelles dienen. Ihre Herleitung im Abschnitt II.1 zeigt die vorgenommenen Einschränkungen und Vereinfachungen auf. Im Abschnitt II.2 erfolgt eine ausführliche Diskussion der Balancen von Temperatur und Salz an der Grenzfläche Ozean/Schelfeis.

Eine Auflistung der verwendeten Größen mit ihrer Bedeutung steht jedem Abschnitt voran. Bei konstanten Größen wird ebenfalls der Wert angegeben.

### II.1 Das Gleichungssystem für den Ozean

#### Das verwendete Koordinatensystem :

- x - horizontale Koordinate; parallel zur Schelfeiskante
- y - horizontale Koordinate; senkrecht zur Schelfeiskante  
y = 0 an der Aufsatzlinie bzw. an der Ronne-Schelfeiskante
- z - vertikale Koordinate; positiv aufwärts gerichtet  
z = 0 an der Meeresoberfläche

#### Die verwendeten Größen:

- t - Zeit
- f - Coriolisparameter
- g - Erdbeschleunigung
- p - Druck
- $\rho_0$  - Boussinesq-Referenzdichte
- u(y,z,t) - horizontale Geschwindigkeitskomponente in x-Richtung
- v(y,z,t) - horizontale Geschwindigkeitskomponente in y-Richtung

$w(y,z,t)$	-	vertikale Geschwindigkeitskomponente
$\Psi(y,z,t)$	-	Stromfunktion
$\rho(y,z)$	-	potentielle Dichte
$\Theta(y,z,t)$	-	potentielle Temperatur
$S(y,z,t)$	-	Salzgehalt
$He(y,z,t)$	-	Heliumkonzentration
$\delta^{18}O(y,z,t)$	-	Sauerstoffisotopen-Verhältnis
$A_H$	-	horizontaler Impuls-Austauschkoeffizient
$A_V$	-	vertikaler Impuls-Austauschkoeffizient
$K_H$	-	horizontaler Diffusionskoeffizient
$K_V$	-	vertikaler Diffusionskoeffizient

Messungen entlang der Schelfeiskante zeigen nur geringe Gradienten in dem dichtebestimmenden Salzgehalt [Abb. 3b]. Bestehende Theorien und numerische Modelle [Abschnitte I.2 und I.3] deuten darauf hin, daß bei den Prozessen unter dem Schelfeis die größten Variationen senkrecht zur Schelfeiskante erfolgen. Aus diesem Grund wird das Modell in der y/z-Ebene formuliert. In der x - Richtung wird Homogenität angenommen, d.h.  $\partial/\partial x \equiv 0$ . Im folgenden stehen die Koordinaten-Indizes für räumliche, der t-Index für zeitliche Ableitungen.

Für das Innere eines inkompressiblen Ozeans gelten im rotierenden kartesischen Koordinatensystem die Boussinesq- und hydrostatisch approximierten Bewegungsgleichungen:

$$u_t + v u_y + w u_z - f v = A_H u_{yy} + A_V u_{zz} \quad (\text{II.1.a})$$

$$v_t + v v_y + w v_z + f u = - \frac{1}{\rho_0} p_y + A_H v_{yy} + A_V v_{zz} \quad (\text{II.1.b})$$

$$0 = - \frac{1}{\rho} p_z - g \quad (\text{II.1.c})$$

ferner die Kontinuitätsgleichung:

$$v_y + w_z = 0 \quad (\text{II.1.d})$$

und die Erhaltungsgleichungen für potentielle (=pot.) Temperatur, Salzgehalt, Helium und das Sauerstoffisotopen-Verhältnis  $\delta^{18}\text{O}$ .

$$\Theta_t + (v \Theta)_y + (w \Theta)_z = K_H \Theta_{yy} + K_V \Theta_{zz} + C \quad (\text{II.1.e})$$

$$S_t + (v S)_y + (w S)_z = K_H S_{yy} + K_V S_{zz} + C \quad (\text{II.1.f})$$

$$He_t + (v He)_y + (w He)_z = K_H He_{yy} + K_V He_{zz} + C \quad (\text{II.1.g})$$

$$\delta^{18}\text{O}_t + (v \delta^{18}\text{O})_y + (w \delta^{18}\text{O})_z = K_H \delta^{18}\text{O}_{yy} + K_V \delta^{18}\text{O}_{zz} + C \quad (\text{II.1.h})$$

Hierbei beschreibt der Term  $C$  den Beitrag der konvektiven Vermischung. Diese dient dazu, in der Wassersäule auftretende statische Instabilitäten zu beseitigen. Bei Erhaltung von Temperatur und Salz werden abwärtsgerichtet benachbarte Volumina bis zu der Tiefe vermischt, in der statische Stabilität erreicht ist. Da eine einmalige Vermischung die Stabilität der gesamten Wassersäule nicht gewährleistet, wird der Vorgang mehrmals wiederholt.

Ebenfalls gilt die Zustandsgleichung:

$$\rho = \rho (\Theta, S, p^R), \quad (\text{II.1.i})$$

in der die pot. Dichte als Funktion der pot. Temperatur, des Salzgehaltes und des Referenzdruckes  $p^R$  beschrieben wird. Die pot. Temperatur berechnet sich bezüglich des Referenzdruckes im 5MPa-Niveau, was bei einer konstanten Wassertiefe von 1100m als mittleres Druckniveau angenommen wird.

Die durch die Inkompressibilität gewährleistete Divergenzfreiheit erlaubt die Einführung der Stromfunktion  $\Psi$ , wobei:

$$v = \Psi_z \quad \text{und} \quad w = -\Psi_y \quad (\text{II.1.k})$$

gilt.

Unter der Berücksichtigung von (II.1.k) mündet das kreuzweise Differenzieren der Gleichungen (II.1.b - c) in einer prognostischen Gleichung für die Vorticity in der y/z-Ebene:

$$\Psi_{zzt} + (v \Psi_{zz})_y + (w \Psi_{zz})_z + f u_z = \frac{1}{\rho_0} g \rho_y + A_H \Psi_{zzyy} + A_V \Psi_{zzzz} \quad (\text{II.1.l})$$

Aus (II.1.l) wird ersichtlich, daß zur Bestimmung der Stromfunktionswerte  $\Psi$  vier Randbedingungen in der Vertikalen und zwei in der Horizontalen zu definieren sind. Dies wird realisiert, indem

a) die geschlossenen Ränder eine Stromlinie darstellen, für die  $\Psi \equiv 0$  gilt.

Damit ist auf dem offenen Rand die vertikale Verteilung von  $\Psi(z)$  so bestimmt, daß  $\int v(z) dz \equiv 0$  erfüllt ist.

b) auf der oberen und unteren Berandung  $\Psi_z = v \equiv 0$  vorgeschrieben wird.

Eine derartige Definition garantiert die Massenerhaltung, da mit  $\Psi_z \equiv 0$  auf vertikalen und  $-\Psi_y \equiv 0$  auf horizontalen Rändern kein Massentransport über geschlossene Ränder stattfindet. Mit der als "no-slip" bekannten zusätzlichen Bedingung b) ist ein Impulstransport über die Modellbegrenzung hinweg erlaubt. So kann der über den offenen Rand transportierte Impuls das System wieder verlassen.



Für ein Modellgebiet, das aus  $12 \times 12$  Rechenpunkten in der  $y/z$ -Ebene besteht und einen offenen Rand besitzt, haben Vorstudien gezeigt, daß die bisherige Formulierung, speziell die fehlende geostrophische Balance in der ersten Bewegungsgleichung zur Lösung dieses Problems ungeeignet ist. Unter Berücksichtigung der Gleichungen (II.1.a) und (II.1.b), aber keiner Thermodynamik, wird bei unveränderlichem horizontalen Dichtegradienten und vorgegebener Verteilung der Stromfunktionswerte auf dem offenen Rand die  $y$ -Komponente des Geschwindigkeitsfeldes im Inneren des Modellgebietes innerhalb weniger Zeitschritte bis auf Null reduziert [Abb. 7].

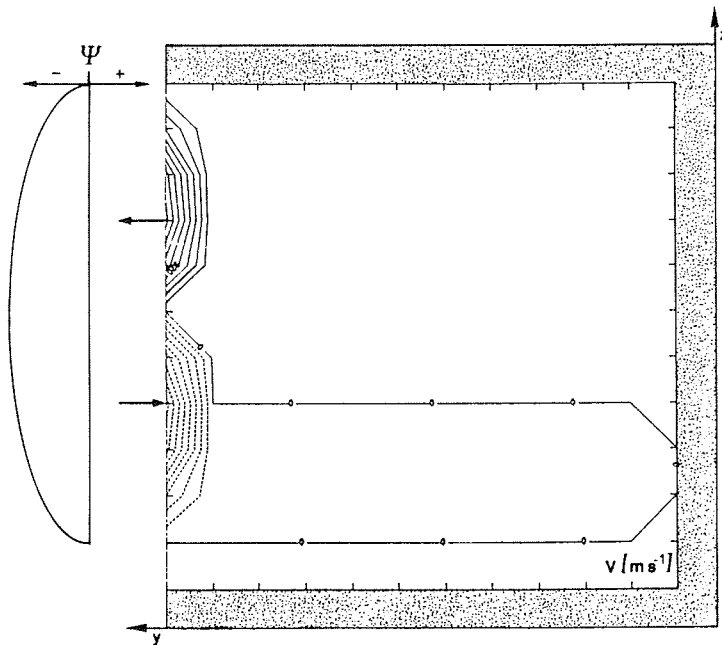


Abb. 7: Die Isotachen der Geschwindigkeitskomponente  $v$  in der  $y/z$ -Ebene nach 360 Zeitschritten.

Skalierungsfaktor =  $1 \times 10^4$ .

Kontourintervall (= KI) = 80.

Die numerische Simulation zeigt, daß ein Impulstransport in  $y$ -Richtung bei der bestehenden Formulierung in (II.1.a) nicht möglich ist.

Für ein ähnliches Modellgebiet der Länge  $-L$  und der Tiefe  $-H$  führt die Suche nach einer analytischen Lösung des stationären und linearisierten Gleichungssystems:

$$\begin{aligned} -fv &= A_H u_{yy} + A_V u_{zz} \\ fu &= -\frac{1}{\rho_0} p_y + A_H v_{yy} + A_V v_{zz} \\ g\rho &= -p_z \end{aligned}$$

zu demselben Ergebnis. Es gelten die Randbedingungen:

$$\begin{aligned} u, v &= 0 && \text{bei } z = 0, -H \\ u, v &= 0 && \text{bei } y = -L \quad \text{und} \\ v &= v_o(z) \quad \text{mit } V = \int_{-H}^0 v_o(z) dz = 0 && \text{bei } y = 0 \end{aligned}$$

Die Betrachtung erfolgt zunächst im Inneren des Modellgebietes, wo angenommen werden kann, daß  $A_H$  vernachlässigbar ist. Mit der zusätzlichen Annahme horizontaler Homogenität reduziert sich dann das Problem auf die Lösung eines Ekman-Modells für die Südhalbkugel ( $f < 0$ ). Folgt man dem von Pedlosky (1987, S. 185-189) aufgezeigten Lösungsweg, so ergibt sich für die Komponenten des Gesamttransportes  $\underline{U} = (U, V)$ :

$$U = -(H + \delta_E) u_G \quad \text{und} \quad V = -\delta_E u_G$$

Dabei ist  $u_G$  die Komponente der geostrophischen Geschwindigkeit und  $\delta_E$  die Ekman'sche Reibungstiefe, die sich berechnet nach:

$$\delta_E = \sqrt{\frac{2A_V}{|f|}}$$

Aufgrund der Randbedingung  $V = 0$  bei  $y = 0$  folgt aus der obigen Beziehung  $u_G = 0$  und damit auch  $p_y = 0$ . Für das Innere des Modellgebietes bedeutet dies:  $(u, v) = 0$ ; was besagt, daß auf dem offenen Rand vorgeschriebene Strömungen in einer horizontalen Ekman'schen-Reibungsschicht der Dicke:

$$\delta_{EH} = \sqrt{\frac{2A_H}{|f|}}$$

auf die innere Lösung gebracht werden.

Das Ergebnis der analytischen Betrachtung lautet ebenfalls: Ein Impulstransport in  $y$  - Richtung ist aufgrund der fehlenden geostrophischen Balance in der ersten Bewegungsgleichung nicht möglich.

Da in der vorliegenden Arbeit vorrangig die Prozesse senkrecht zur Schelfeiskante untersucht werden sollen und bezüglich der ersten Bewegungsgleichung an eine Balancierung des Coriolisterms durch einen unrealistisch hohen Impuls-Austauschkoeffizienten nicht gedacht ist, erfordern die obigen Überlegungen die drastische Einschränkung, weitere zweidimensionale Simulationen auf der nicht rotierenden Erde ( $f \equiv 0$ ) durchzuführen. Damit entfällt die erste Bewegungsgleichung (II.1.a),  $u \equiv 0$ , und (II.1.1) geht mit  $f u_z = 0$  über in:

$$\Psi_{zzt} + (v \Psi_{zz})_y + (w \Psi_{zz})_z = \frac{1}{\rho_0} g \rho_y + A_H \Psi_{zzyy} + A_V \Psi_{zzzz} \quad (\text{II.1.m})$$

Zu einer mit (II.1.m) identischen Gleichung führt die durch Messungen belegbare Annahme, daß die Geschwindigkeitskomponente parallel zur Schelfeiskante gegenüber derjenigen senkrecht dazu vernachlässigbar ist;  $u \ll 1$ .

Das vorliegende Modell ist ein *thermohalines Zirkulationsmodell*, dessen Antrieb allein durch den horizontalen Dichtegradienten  $\rho_y$  erfolgt.

Zur Bestimmung der Dichte, sind Randbedingungen für die Erhaltungsgleichungen der Temperatur und des Salzgehaltes (II.1.e - f) zu definieren. Diese sind ebenso für die Tracergleichungen (II.1.g - h) erforderlich. Die Wärme-, Salz-, Helium- und  $\delta^{18}\text{O}$  - Flüsse über den offenen Rand werden dadurch bestimmt, daß die pot. Temperatur und der Salzgehalt mit Hilfe von gemessenen Profilen vorgeschrieben werden, während die Tracer, Helium und das Sauerstoffisotopen-Verhältnis, einem mittleren, tiefenunabhängigen Wert entsprechen. Über die den Meeresboden charakterisierenden festen Ränder bestehen keine Flüsse, d.h. der Wärmefluß aus dem Erdinneren wird vernachlässigt. An dem oberen festen Rand, an der Grenzfläche Ozean/Schelfeis sind die Flüsse jedoch von solcher Bedeutung, daß sie in dem gesonderten Abschnitt II.2 diskutiert werden.

II. 2 Die Beschreibung der Flüsse an der Grenzfläche Ozean/Schelfeis

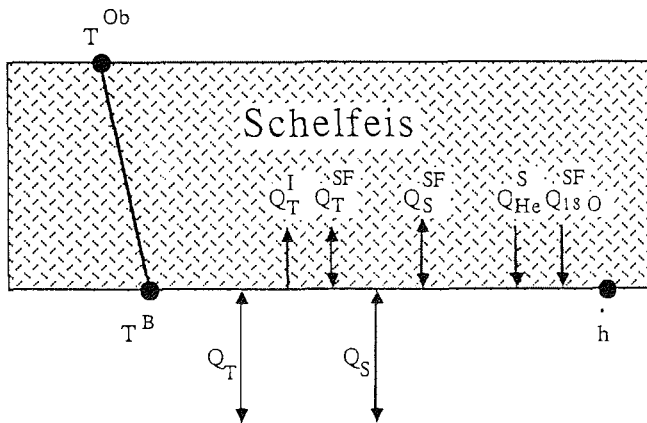


Abb. 8a: Die Darstellung der Wärme -, Salz -, Helium - und  $\delta^{18}\text{O}$  - Flüsse an der Grenzfläche Ozean/Schelfeis.

### Die verwendeten Größen

$T^{\text{Ob}}$	-	Oberflächentemperatur des Schelfeises
$T^{\text{B}}$	-	Temperatur an der Grenzfläche
$T^{\text{W}}$	-	Temperatur des Ozeans
$S^{\text{B}}$	-	Salzgehalt an der Grenzfläche
$S^{\text{W}}$	-	Salzgehalt des Ozeans
$Q_{\text{T}}$	-	Wärmefluß durch die Grenzfläche Ozean/Schelfeis
$Q_{\text{T}}^{\text{SF}}$	-	Wärmefluß, aus dem Schmelz/Anfrierverprozeß resultierend
$Q_{\text{T}}^{\text{I}}$	-	Wärmefluß durch das Schelfeis
$Q_{\text{S}}$	-	Salzfluß durch die Grenzfläche Ozean/Schelfeis
$Q_{\text{S}}^{\text{SF}}$	-	Salzfluß, aus dem Schmelz/Anfrierverprozeß resultierend
$Q_{\text{HE}}$	-	Heliumeintrag an der Grenzfläche Ozean/Schelfeis
$Q_{\delta^{18\text{O}}}$	-	Änderung des Sauerstoffisotopen-Verhältnisses
$\dot{h}$	-	Schmelz- ( $\dot{h} < 0$ ) bzw. Anfrierrate ( $\dot{h} > 0$ )
$D(y)$	-	Schelfeismächtigkeit
$\rho_{\text{w}}$	-	Dichte des Ozeans
$\rho_{\text{E}}$	-	Dichte des Schelfeises = $920 \text{ [kg m}^{-3}\text{]}$
$c_{\text{pW}}$	-	spezifische Wärme des Meerwassers = $4000 \text{ [J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}\text{]}$
$c_{\text{pE}}$	-	spezifische Wärme des Schelfeises = $2000 \text{ [J kg}^{-1} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}\text{]}$
$L$	-	Schmelzwärme = $3,34 \times 10^5 \text{ [J kg}^{-1}\text{]}$
$\gamma_{\text{T}}$	-	turbulenter Wärmeaustauschkoeffizient an der Grenzfläche = $1 \times 10^{-4} \text{ [m s}^{-1}\text{]}$
$\gamma_{\text{S}}$	-	turbulenter Salzaustauschkoeffizient an der Grenzfläche = $d \gamma_{\text{T}}$ mit $d = 5,05 \times 10^{-3}$
$\kappa$	-	Wärmediffusionskoeffizient im Eis bei $-20^\circ\text{C}$ = $1,54 \times 10^{-6} \text{ [m}^2\text{s}^{-1}\text{]}$

Unter dem Schelfeis kann das Schmelzen von glazialem Eis und die Bildung von Eiskristallen, diskutiert in den Abschnitten I.1 und I.3, Dichteänderungen in der Wassersäule hervorrufen. Beide Prozesse resultieren aus der Balance der Wärme- und Salzflüsse an der Grenzfläche Ozean/Schelfeis.

Es gilt die Wärmebilanz:

$$Q_T = Q_T^{SF} + Q_T^I \quad (\text{II.2.a})$$

Der Gesamtwärmefluß  $Q_T$  über die Grenzfläche hinweg wird nach Welander (1977) durch die Differenz  $T^B - T^W$  parameterisiert:

$$Q_T = \rho_W c_{pW} \gamma_T (T^B - T^W) \quad (\text{II.2.b})$$

Er setzt sich zusammen aus dem Wärmefluß  $Q_T^{SF}$ , der beim Schmelzen ( $\dot{h} < 0$ ) bzw. Anfrieren ( $\dot{h} > 0$ ) für den Ozean einen Wärmeverlust bzw. -gewinn darstellt:

$$Q_T^{SF} = \rho_E L \dot{h} \quad (\text{II.2.c})$$

und dem Wärmefluß, der für ein lineares Temperaturprofil die molekulare Wärmeleitung im Schelfeis beschreibt:

$$Q_T^I = \rho_E c_{pE} \kappa \frac{T^{Ob} - T^B}{D} \quad (\text{II.2.d})$$

In (II.2.d) ist die Temperaturdifferenz zwischen Schelfeisoberfläche und -unterseite ganzjährig negativ (nach Schwerdtfeger, 1970). Damit stellt der Term  $Q_T^I$  für den Ozean eine Senke dar. Diese darf nicht vernachlässigt werden, da der Vergleich zeigt, daß beim Schmelzen  $Q_T^I$  um zwei Größenordnungen

kleiner als  $Q_T^{SF}$  ist, beim Frieren jedoch von annähernd der gleichen Größenordnung .

Die Salzbilanz besteht unter Vernachlässigung der molekularen Salzdifffusion im Schelfeis aus :

$$Q_S = Q_S^{SF} . \quad (\text{II.2.e})$$

In diesem Fall wird der Salzfluß über die Grenzfläche hinweg beschrieben durch:

$$Q_S = \rho_W \gamma_S (S^B - S^W) . \quad (\text{II.2.f})$$

Er ist gleich dem Salzfluß  $Q_S^{SF}$ , der in Abhängigkeit vom Schmelz- bzw. Anfrierungsprozeß den Salzverlust bzw. -gewinn des Ozeans charakterisiert:

$$Q_S^{SF} = \rho_E S^B h' \quad (\text{II.2.g})$$

Der Salzverlust ist dabei gleichbedeutend mit einem Süßwassereintrag, während die Salzzunahme aus dem Süßwasserentzug durch die Bildung von Eiskristallen in der Wassersäule resultiert.

Nach Foldvik & Kvinge (1974) ist die Gefrierpunkttemperatur des Meerwassers für  $S^B \geq 0$  definiert durch:

$$T^B = a S^B + b - c p \quad (\text{II.2.h}),$$

mit den Konstanten :  $a = -0,057$

$$b = 0,0939$$

$$c = 7,64 \times 10^{-4} \text{ (p in dbar).}$$

Mit der Forderung, daß (II.2.h) zu jedem Zeitpunkt an der Grenzfläche gelte, lassen sich aus dem Gleichungssystem (II.2.a - h) der Salzgehalt  $S^B$ , die entsprechende Gefrierpunkttemperatur  $T^B$  und die Schmelz/Anfrierrate  $\dot{h}$  berechnen; Einzelheiten dazu im Anhang A. Sind die Temperatur  $T^W$  und der Salzgehalt  $S^W$  bekannt, so werden die Flüsse  $Q_T$  und  $Q_S$  mittels der Gleichungen (II.2.b) und (II.2.f) bestimmt.

Die Flüsse  $Q_{He}$  und  $Q_{\delta^{18}O}$  proportional zur Schmelz/Anfrierrate, ergeben sich aus:

$$Q_{He} = \rho_E \cdot \dot{h} \cdot C_{He}^S \quad (II.2.l)$$

$$Q_{\delta^{18}O} = \rho_E \cdot \dot{h} \cdot C_{\delta^{18}O}^{SF} \quad (II.2.m)$$

Dabei repräsentiert  $C_{He}^S$  die Heliumkonzentration des glazialen Schmelzwassers, die nach Schlosser (1986) die Konzentration bei Standarddruck um das 14-fache übersteigt und damit einen Wert von  $5,63 \times 10^{-10}$  [ $m^3$ STP /  $kgH_2O$ ] aufweist. Durch die Bildung von Eiskristallen in der Wassersäule wird die Heliumkonzentration nicht verändert.

Dies verhält sich anders beim Sauerstoffisotopen-Verhältnis  $C_{\delta^{18}O}^{SF}$ , das beim Schmelzen von glazialen Eis und bei der Bildung von Eiskristallen durch den Eintrag von leichteren Isotopen eine Änderung erfährt. Die Anreicherung beim Gefrieren um 2 ‰ ist aber gegenüber der beim Schmelzen um  $54 \pm 9$  ‰ zu vernachlässigen (Weiss et al., 1979).

Alle ermittelten Flüsse sind die Randbedingungen an den festen Rändern für die Erhaltungsgleichungen (II.1.e - h).



### III Die numerische Realisierung

#### III.1 Das Modellgitter

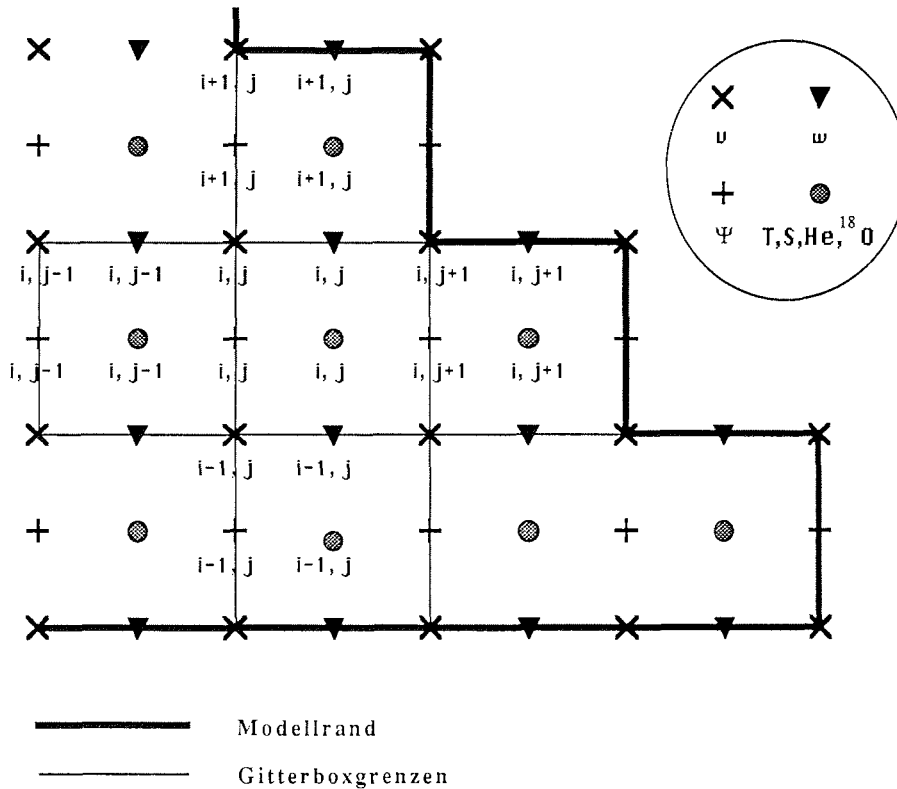


Abb. 8b: Die Verschachtelung der Rechenpunkte für die Modellvariablen  $v$ ,  $w$ ,  $\Psi$ ,  $T$ ,  $S$ ,  $He$  und  $\delta^{18}O$  in der  $y/z$ -Ebene sowie der Verlauf des Modellrandes.

Es wird angestrebt, die räumlichen Ableitungen der im Kapitel II diskutierten Differentialgleichungen mit einer Genauigkeit der Ordnung  $O(\Delta y^2, \Delta z^2)$  oder vom Grade 2 zu approximieren. Desweiteren sind die im Abschnitt II.1 definierten Randbedingungen a) - b) zu erfüllen und, da Veränderungen im Inneren nur durch die diffusen Flüsse über die Ränder erfolgen sollen, die advektiven Terme der Gleichungen erhaltend zu formulieren. Diese drei Faktoren be-

stimmen die Verschachtelung der Rechenpunkte in der betrachteten  $y/z$ -Ebene so, wie in Abb. 8b dargestellt.

Im einzelnen bedeutet dies, daß durch die Plazierung der Geschwindigkeitspunkte die Grenzen der einzelnen Gitterboxen festgelegt werden, die in den Randzonen mit den Grenzen des Modellgebietes übereinstimmen sollen. Um hier einerseits den Massenfluß zu vermeiden, andererseits den Impulsfluß zuzulassen, verlaufen die horizontalen Ränder durch Rechenpunkte der  $v$ - und  $w$ -Komponente, vertikale Ränder nur durch Rechenpunkte der  $v$ -Komponente der Geschwindigkeit. Die Approximation abfallender oder ansteigender Linien, wie Schelfeisunterseite oder Bodentopographie, geschieht stufenförmig mit den durch  $\Delta y$  und  $\Delta z$  vorgegebenen Werten. Die Verteilung der übrigen Variablen ist vorbestimmt, will man die Erhaltung der einzelnen Größen garantieren und zur Ermittlung abgeleiteter Größen umfangreiche Mittelungen vermeiden. Deshalb werden die Größen wie Temperatur, Salzgehalt und damit die Dichte, Helium und  $\delta^{18}\text{O}$  im Zentrum einer Box berechnet. Die Plazierung der  $\Psi$ -Punkte wird durch die räumlichen Ableitungen, sowohl der Dichte in der Vorticitygleichung (II.1.m), als auch durch die der Stromfunktion selbst bei der Bestimmung der Geschwindigkeitskomponenten  $v$  und  $w$  in den Gleichungen (II.1.k) bestimmt.

Die Raumschritte  $\Delta y$  und  $\Delta z$  werden nicht verändert, so daß die Flächen der Gitterboxen konstant bleiben.

### III.2 Die Stabilität des Differenzenverfahrens

Stabilitätsuntersuchungen werden nur auf linearisierte Gleichungssysteme angewendet. Die Bedingungen, die sich aus ihnen ableiten lassen, sind für das vollständige und damit nichtlineare System zwar notwendig, aber nicht hinreichend. Erst die Modellläufe zeigen den möglichen Bereich bei der Wahl der Parameter auf.

Im vorliegenden Differenzenschema werden die zeitlichen Ableitungen durch vorwärts, die räumlichen durch zentrale Differenzen approximiert. Stellvertretend für die Gleichungen II.1.a-h, die allesamt vom advektiv/diffusiven Typ sind, wird die Stabilität der Salzgleichung (II.1.f) untersucht. Sie lautet in der eindimensionalen, um  $v_0$  linearisierten Form :

$$\frac{S_{i,j}^{n+1} + S_{i,j}^n}{\Delta t} + v_0 \frac{S_{i,j+1}^n - S_{i,j-1}^n}{2\Delta y} = K_H \frac{S_{i,j-1}^n - 2S_{i,j}^n + S_{i,j+1}^n}{\Delta y^2} \quad (\text{III.2.a})$$

Wendet man hierauf die Fourier-Methode (Riddaway, 1984) mit dem Wellenansatz  $S^n = S e^{iky}$  an, so ergibt sich für die Stabilität die folgende Bedingung:

$$|\lambda|^2 = \left(1 + \frac{2K_H \Delta t}{\Delta y^2} (\cos k\Delta y - 1)\right)^2 + \left(\frac{v_0 \Delta t}{\Delta y} \sin k\Delta y\right)^2 \leq 1 \quad (\text{III.2.b})$$

III.2.b wird erfüllt mit der Forderung:

$$\frac{2K_H \Delta t}{\Delta y^2} \leq 1 \quad \text{und} \quad \frac{v_0 \Delta t}{\Delta y} \leq 1 \quad (\text{CFL - Kriterium}) \quad (\text{III.2.c})$$

Damit gilt für den Zeitschritt zur Auflösung der Advektions- und Diffusionsgeschwindigkeiten im Orts/Zeit-Raum nach III.2.c:

$$\Delta t \leq \frac{\Delta y^2}{2K_H} \quad \text{und} \quad \Delta t \leq \frac{\Delta y}{v_0} \quad (\text{III.2.d})$$

Bei einem Gitterabstand von  $\Delta y = 20000$  m, einem horizontalen Diffusionskoeffizienten von  $K_H = 1 \times 10^2 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  und einer möglichen Advektionsgeschwindigkeit von  $v_0 = 1 \times 10^{-1} \text{ m s}^{-1}$  folgt für den Zeitschritt:

$$\Delta t \leq 2 \times 10^6 \text{ s} \quad \text{bzw.} \quad \Delta t \leq 2 \times 10^5 \text{ s}$$

Der für das nichtlineare System verwendete Zeitschritt von  $\Delta t = 10800 \text{ s} = 3 \text{ h}$  erfüllt die Bedingungen, die sich aus der Betrachtung des linearen Gleichungssystems ergeben haben.

### III.3 Das Modellgebiet

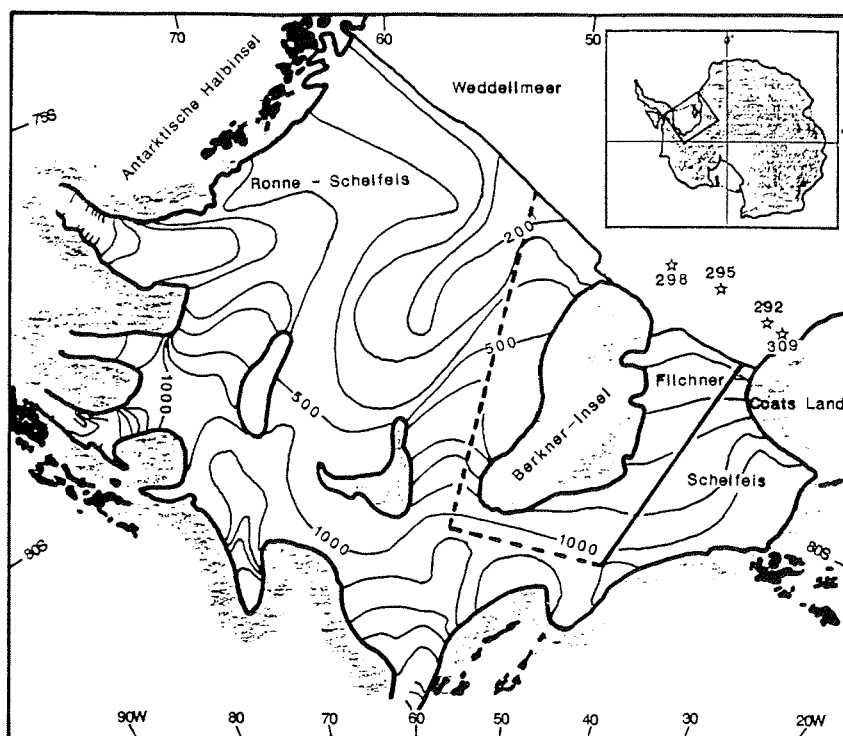


Abb. 9: Für das Filchner-Ronne-Schelfeis die Verteilung der Eismächtigkeit in Metern nach *Robin et al. (1983)*, der Verlauf der Schelfeiskante nach *Hempel et al. (1987)* sowie die Positionen der ANT III/3-Stationen 292, 295, 298 und 309 aus *Berichte zur Polarforschung, Heft 25*.

— Randbedingungen für den Standardlauf

--- Randbedingungen für das erweiterte Modell (Kapitel V)

Auf das im Abschnitt III.1 definierte Modellgitter werden die natürlichen Verhältnisse aus dem Bereich des Filchner-Schelfeises projiziert. Für einen senkrecht zur Schelfeiskante verlaufenden Schnitt [Abb. 9] werden die von Behrendt (1968) und Robin et al. (1983) gewonnenen Daten in erster Näherung dahingehend abstrahiert, daß

- a) die Schelfeiskante den einzigen offenen Rand des Modellgebietes darstellt,
- b) die Entfernung von der Aufsatzlinie, die die kontinentale Berandung repräsentiert, bis zur Schelfeiskante 620 Kilometer beträgt,
- c) der Meeresboden sich konstant in  $z = -1100$  m Tiefe befindet, d.h. keine Bodontopographie existiert,
- d) die Schelfeisunterseite am offenen Rand in  $z = -300$  m Tiefe liegt und
- e) die Mächtigkeit des Schelfeises linear im Verhältnis 1:1000 zur Aufsatzlinie hin zunimmt, so daß in diesem Bereich die Wassersäule 180 m mächtig ist.

An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß über die gesamten Simulationszeiträume das Schelfeis als stationär und seine Morphologie als unveränderlich angenommen wird. Das seewärtige Vorrücken, welches für das Filchner-Schelfeis an der Schelfeiskante von Lange & Kohnen (1985) mit durchschnittlich  $1,2 \text{ kma}^{-1}$  angegeben wird, geht in das Modell nicht ein. Ebenso wird angenommen, daß Mächtigkeitsänderungen durch Schmelzen oder Anfrieren an der Schelfeisunterseite durch Akkumulation und Ablation an der Schelfeisoberfläche ausgeglichen werden. Die Schelfeisdicke ist keinen zeitlichen Variationen unterworfen. Eine angemessene Berücksichtigung können die genannten Vorgänge erst in einem gekoppelten Schelfeis/Ozean-Modell finden.

Die Konfiguration des Modellgebietes ist aus den Abbildungen ersichtlich, in denen die Verteilung der Modellgrößen in der  $y/z$  - Ebene dargestellt wird.

### III.4 Die Anfangsbedingungen

Zu Beginn eines jeden Modellaufes befindet sich der Ozean im bewegungslosen Zustand, d.h.  $(v, w)(t = 0) \equiv 0$ . Desweiteren werden das Temperatur- und Salzgehaltfeld aus entsprechenden Profilen abgeleitet, die die Verhältnisse an der Filchner-Schelfeiskante charakterisieren. In Anlehnung an die im Bereich des Ross-Schelfeises gewonnenen Daten ( Jacobs et al., 1979 ) nehmen Temperatur und Salzgehalt um  $3 \times 10^{-3} \text{ }^\circ\text{C}/\Delta y$  bzw.  $3 \times 10^{-3} \text{ } 1 \times 10^{-3}/\Delta y$  zur Aufsatzlinie hin ab. Das Helium- und  $\delta^{18}\text{O}$ -Feld wird über das gesamte Modellgebiet als konstant vorgegeben mit Werten, die denen des Westlichen Schelfwassers entsprechen :

$$4,6 \times 10^{-11} [\text{m}^3 \text{STP}/\text{kgH}_2\text{O}] \quad \text{bzw.} \quad -0,5 \times 10^{-3}$$

(P. Schlosser, pers. Mitteilung).

Auf dem offenen Rand wird ein Geschwindigkeitsprofil nicht vorgegeben, da dieses von der thermohalinen Zirkulation im Inneren bestimmt werden soll. Die Randbedingung a) bleibt weiterhin erfüllt. Für die Profile der pot. Temperatur, des Salzgehaltes und der Tracer gilt, daß sie für den Fall des Ausstroms,  $v > 0$ , ebenfalls den inneren Wert annehmen, mit  $\partial/\partial y \equiv 0$ . Auf diese Weise werden Reflexionen und damit stehende Wellen am offenen Rand vermieden. Im Falle des Einstromes,  $v \leq 0$ , werden die Randwerte dem Ausgangsprofil entnommen.

## IV Modellergebnisse

Dieses Kapitel beinhaltet im Abschnitt IV.1 die Diskussion der Simulation, die für das im Kapitel III beschriebene Modell den Standardlauf bildet. Ihm folgt die Darstellung der Ergebnisse, IV.2, deren Interpretation, IV.3 und die Verifikation anhand bestehender Meßdaten, IV.4. Im Abschnitt IV.5 werden Ergebnisse vorgestellt, die durch Veränderungen der Randbedingungen, der Topographie oder der Morphologie des Schelfeises erzielt wurden.

### IV.1 Die Beschreibung des Standardlaufes

Den Rahmen für die Simulation der Verhältnisse im Bereich des Filchner-Schelfeises bildet das im Abschnitt III.3 vorgestellte Modellgebiet. Auf dem offenen Rand wurden die Profile der pot. Temperatur und des Salzgehaltes so gewählt, daß sie aus den im Abschnitt I.2 diskutierten Gründen die Charakteristika des WSWs beinhalten. Damit ist für den Standardlauf der Temperatur- und Salzgehaltwert in der bodennahen Schicht auf

$$\theta = -1,92^{\circ}\text{C} \quad \text{und} \quad S = 34,72 \times 10^{-3}$$

festgelegt.

Die Temperatur an der Schelfeisoberfläche  $T^{\text{Ob}}$  ist ortsunabhängig und entspricht dem jährlich gemittelten Wert von  $-20^{\circ}\text{C}$  (nach Schwerdtfeger, 1970). Er wird über den gesamten Simulationszeitraum konstant gehalten, da Variationen aufgrund der geringen Wärmeleitung durch das Schelfeis sich nur in großen Zeiträumen auf den Ozean auswirken. Der Unterschied zwischen der glazialen und der ozeanischen Zeitskala beträgt drei Größenordnungen.

Die Werte der Modellparameter wurden endgültig bestimmt, nachdem in einer Simulation durch die Wahl möglichst kleiner Koeffizienten der stationäre Zustand erreicht werden konnte und die Ergebnisse mit bestehenden Messungen harmonierten. Die für den *Standardlauf* gültigen Parameter sind in Tabelle 1 aufgelistet.

Symbol	Wert	
$\Delta y$	20 000	[m]
$\Delta z$	20	[m]
$\Delta t$	10 800	[s]
$A_H$	$1 \times 10^3$	$[m^2 s^{-1}]$
$A_V$	$1 \times 10^{-3}$	$[m^2 s^{-1}]$
$K_H$	$1 \times 10^1$	$[m^2 s^{-1}]$
$K_V$	$1 \times 10^{-4}$	$[m^2 s^{-1}]$
$T^{0b}$	- 20	[°C]

Tabelle 1: Zusammenstellung der im Standardlauf verwendeten Modellparameter

Anhand des Gesamteinhaltes der kinetischen Energie pro Einheitsvolumen und des Gesamtwärmeinhalt wird überprüft, ob und wann das System den stationären Zustand erreicht hat. Eine Simulationszeit von 3600 Tagen (= 10 Modelljahre) erwies sich für die Läufe als hinreichend.



#### IV.2 Die Darstellung der Modellergebnisse des Standardlaufes

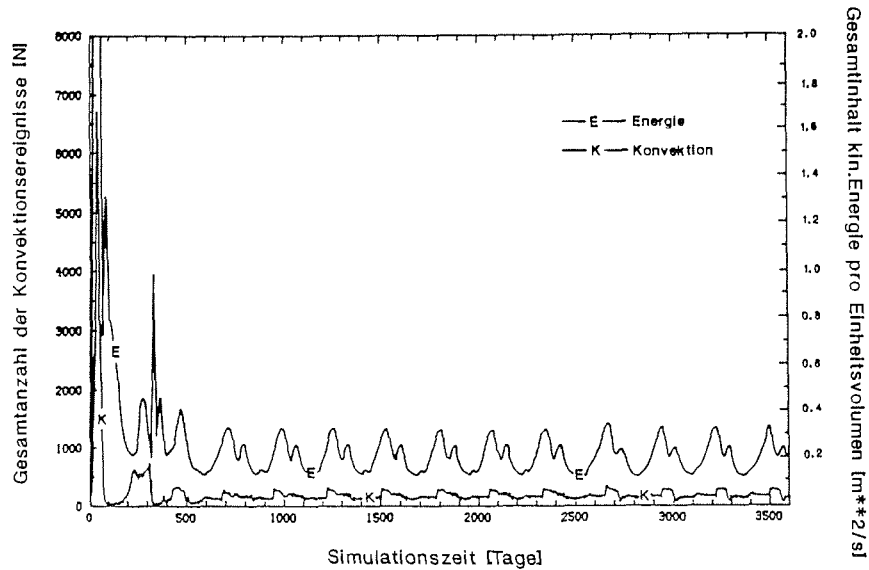


Abb. 10: Die Zeitreihen über den Simulationszeitraum von 3600 Tagen für den Gesamtinhalt der kinetischen (=kin.) Energie pro Einheitsvolumen und für die Gesamtanzahl der Konvektionsereignisse im Modellgebiet.

Im *Standardlauf* wird nach ungefähr 500 Tagen ein quasi-stationärer Zyklus erreicht [Abb. 10]. Die Störungen in der kin.Energie mit einer Periode von annähernd 300 Tagen weisen nur ca. 1% des maximalen Wertes auf. Der Vergleich in Abb. 10 zeigt, daß jedem Zuwachs der kinetischen Energie eine Zunahme der Konvektionsereignisse vorausgeht. Diese wirken sich in der Nähe der Schelfeiskante über die gesamte Wassersäule aus und verändern die Tiefe des Einstrombereiches. Verursacht werden die Variationen durch eine fast periodische Änderung der Zirkulationsverhältnisse im oberen Randbereich, wie die jährliche Abfolge der Stromliniendarstellungen [Abb. 11a] dokumentiert.

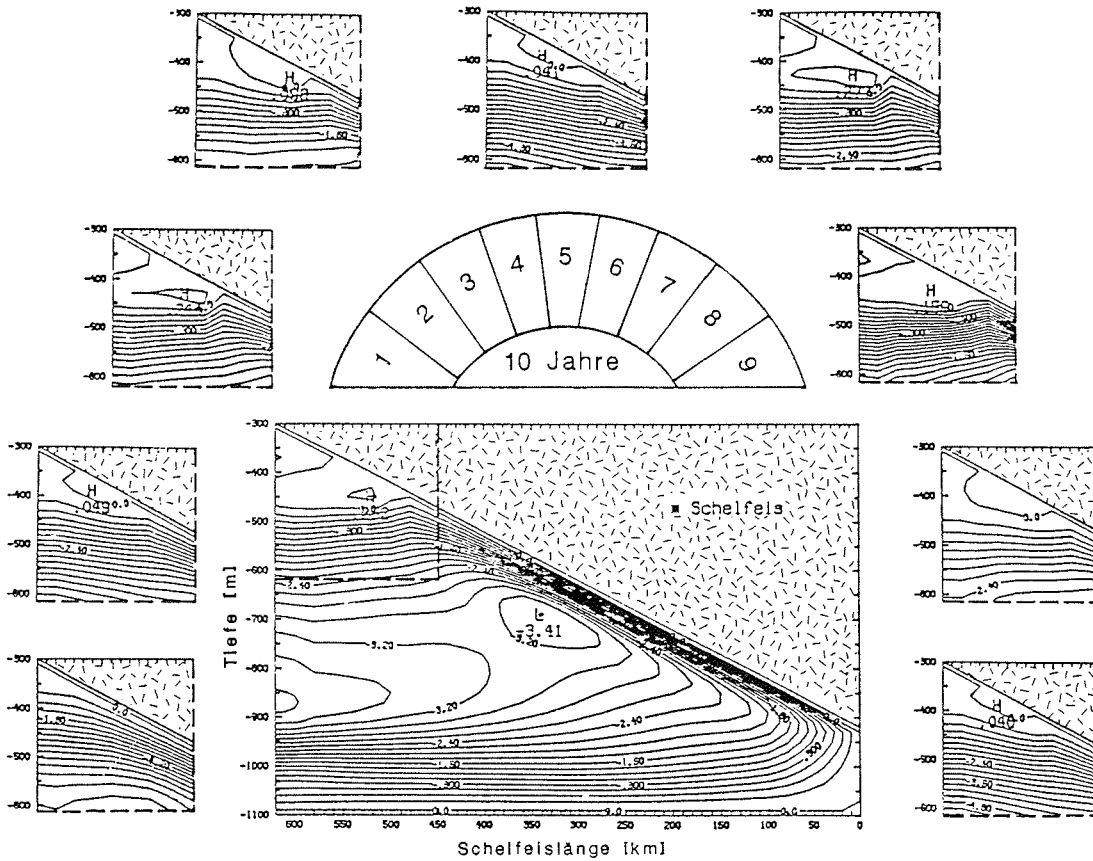


Abb. 11a: Die Darstellung der Stromlinien des Standardlaufes während und am Ende einer 10-jährigen Simulation für den Bereich der Schelfeiskante bzw. für das gesamte Modellgebiet.  $KI = 0,2 \text{ [m}^2\text{s}^{-1}\text{]}$ .

Im Verlauf der 10-jährigen Simulation stellt sich im zentralen Bereich des Modellgebietes eine relativ stabile linksdrehende *Zirkulation* (L) ein [Abb. 11a]. Sie transportiert bodennahe Wassermassen von der Schelfeiskante zur Aufsatzlinie, wo diese erstmals in Kontakt mit dem Schelfeis kommen. Der starke Gradient entlang der Grenzfläche deutet auf relativ hohe Geschwindigkeiten hin, die sich nach dem Ablösen des Strombandes von der Schelfeisunterseite

verringern. Der Ausstrom erfolgt in mittleren Tiefen. Verursacht wird die Ablösung dadurch, daß sich im oberen Modellgebiet eine anders orientierte Zirkulation (H) ausbildet. Sie ist zeitlichen Fluktuationen in der Weise unterworfen, daß mit der Schwächung der rechtsdrehenden Zelle das Auftreten einer weiteren linksdrehenden verknüpft ist. In beiden Fällen gelangen ebenfalls Wassermassen aus dem Kantenbereich an die Schelfeisunterseite, jedoch bei geringerem Druck.

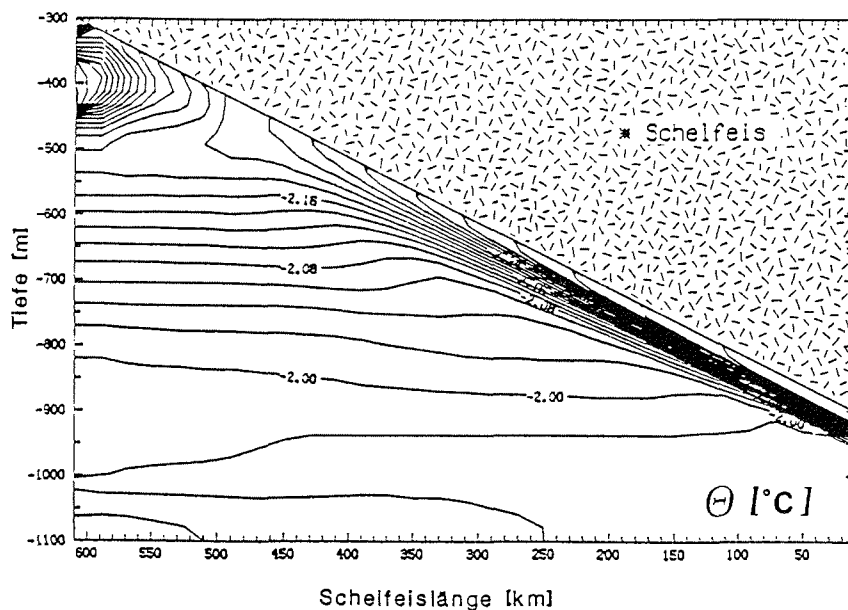


Abb. 11b: Die im Standardlauf nach einer Simulationszeit von 3600 Tagen erzielte Verteilung der pot. Temperatur. KI = 0,02.

Die Verteilung der *pot. Temperatur* [Abb. 11b] steht in einem engen Zusammenhang mit der voran beschriebenen Zirkulation. Eine relativ warme Bodenschicht wird durch den Kontakt mit dem Schelfeis im Bereich der Aufsatzlinie abgekühlt. Dies dokumentiert der starke Gradient. Im Verlauf des Anstie-

ges entlang der Schelfeisunterseite erwärmt sich die Wassermasse bis auf pot. Temperaturen  $< -2,2^{\circ}\text{C}$ . Nach einer Modifikations-Strecke von ca. 500 km löst sich die Temperaturminimum-Schicht (=  $T_{\min}$ -Schicht) von der Grenzfläche und setzt sich im Tiefenbereich 500 - 550 m bis zum Modellrand fort. Die Abkühlung der Wassermassen im oberen Einstrombereich fällt aufgrund der höheren Gefrierpunkttemperatur bei niedrigerem Druck deutlich geringer aus. Sie kann in Abhängigkeit vom Vorhandensein der schwächeren, linksdrehenden Zelle die Quelle einer weiteren, weniger ausgeprägten  $T_{\min}$ -Schicht in ca. 330 m Tiefe sein.

In einem relativ breiten Tiefenintervall findet der Übergang vom  $T_{\min}$  des Ausstroms zum  $T_{\max}$  des Einstroms statt.

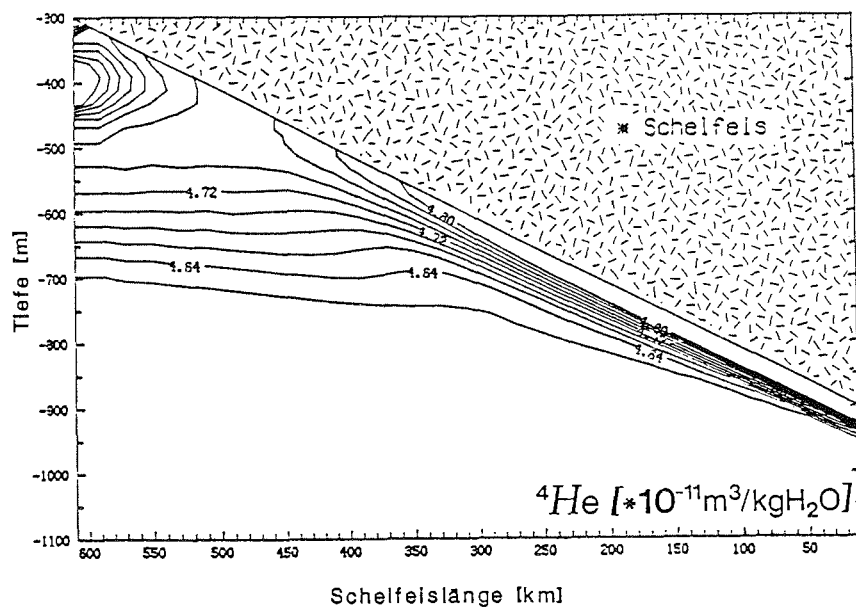


Abb. 11c: Die Verteilung der  ${}^4\text{He}$ -Konzentration.  $\text{KI} = 0,02$ .

Schon an dieser Stelle seien die zur Verifikation des Modelles gedachten Simulationsergebnisse des Helium- und  $\delta^{18}\text{O}$ -Feldes vorgeführt [Abb. 11c-d], da ihre Strukturen mit denen der pot. Temperatur nahezu identisch sind. In beiden Fällen führt die Wechselwirkung mit dem Schelfeis zu einer Anreicherung, die sich an der Schelfeiskante in dem Niveau des Ausstroms in Form eines Maximums bemerkbar macht.

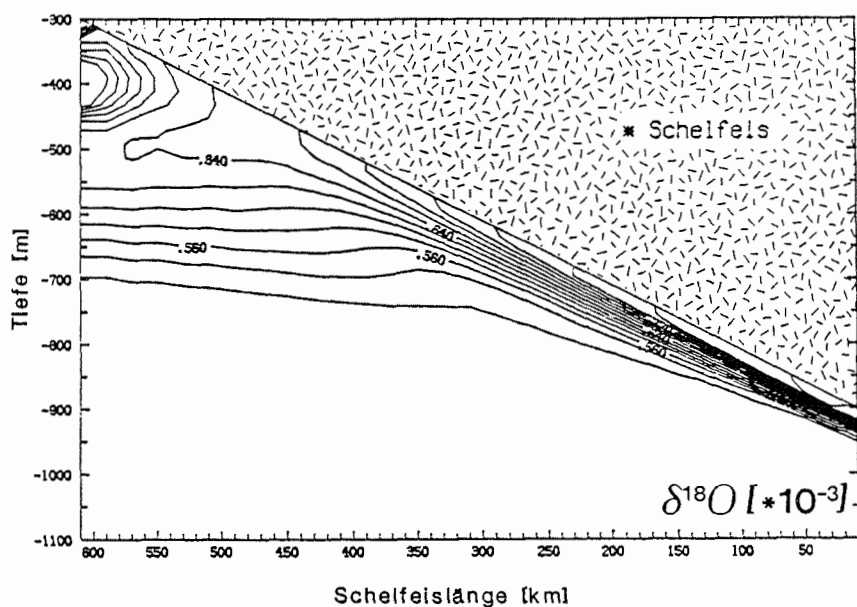


Abb. 11d: Die Verteilung des Sauerstoffisotopen-Verhältnisses  $\delta^{18}\text{O}$ . KI = 0,02.

Auf eine Darstellung der Salzgehaltverteilung wird verzichtet, weil aufgrund der niedrigen Temperaturen aus dem Verlauf der Isopyknen [Abb. 11e] die Verteilung der Isohalinen entnommen werden kann. Zusätzlich zeigt das Feld der *pot. Dichteanomalie* die Ursachen der Zirkulation auf und gibt Auskunft über die Stabilität der Wassersäule.

Besonders hervorzuheben ist in Abb. 11e die unterschiedliche Orientierung des horizontalen Dichtegradienten  $\rho_y$  im unteren, 700 - 900 m, und oberen Tiefenbereich, 300 - 500 m, sowie die homogene Wassersäule bei Kilometer 490.

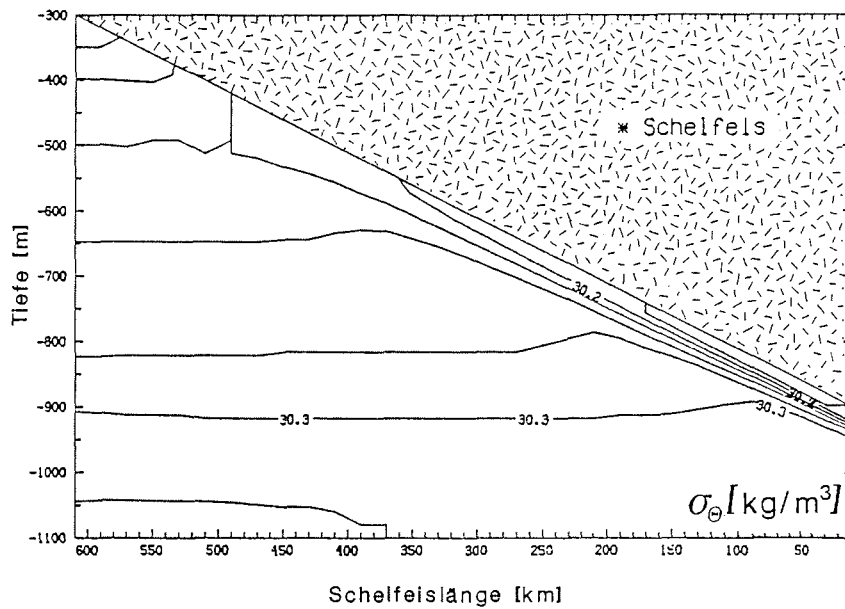


Abb. 11e: Die Verteilung der pot. Dichteanomalie.  $KI = 0,02$ .

Für das glaziale Regime dokumentiert die Verteilung der *jährlichen Schmelz- und Anfrierrate* entlang der gesamten Schelfeisunterseite [Abb. 11f] die Wechselwirkungen zwischen Ozean und Schelfeis. Starkes Schmelzen an der Aufsatzlinie wird nach stetiger Abnahme durch geringere Anfrierraten abgelöst. Diese gehen an der Schelfeiskante in Schmelzraten über, die deutlich unterhalb der Werte des hinteren Bereiches bleiben.

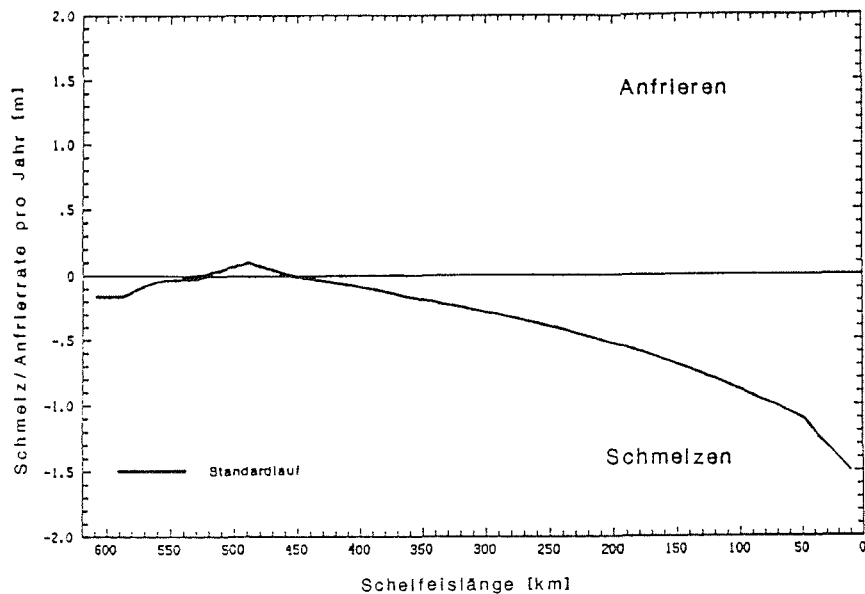


Abb. 11f: Die Verteilung der Schmelz- und Anfrierraten entlang der gesamten Schelfeisunterseite im zehnten Modelljahr.

#### IV.3 Die Interpretation der Modellergebnisse

Für den *Standardlauf* lassen sich mit Hilfe der Abbildungen 11a-e die Verhältnisse unter dem Schelfeis wie folgt interpretieren.

Das Schmelzen von glazialen Eis, der damit verbundene Süßwassereintrag baut über die gesamte Schelfeislänge einen horizontalen Dichtegradienten auf. Dieser sorgt für den bodennahen Transport von relativ warmem, salzreichem Wasser aus der ozeanischen Region zur kontinentalen Berandung, wo durch eine Aufwärtsbewegung erstmals die Wassermassen an das Schelfeis herangeführt werden.

Die Druckabhängigkeit des Gefrierpunktes  $T^f$  und die Tatsache, daß an der Grenzfläche Gefrierpunkttemperatur herrscht (Jacobs et al., 1979; Fig. 2), beeinflussen im weiteren Verlauf die Modifikation des Wasserkörpers und die der Schelfeisunterseite. Bei einem  $T^f$  von annähernd  $-2,6\text{ °C}$  in 900 m Tiefe stellt das aufsteigende Wasser ein Wärmereservoir dar. Dieses wird durch das Schmelzen glazialen Eises entlang der aufsteigenden Schelfeisunterseite reduziert. In derselben Richtung wirkt der Anstieg der Gefrierpunkttemperatur mit geringer werdendem Druck. Verzögert wird diese Zehrung in der Schmelzzone durch das Entrainment angrenzender wärmerer Wassermassen aufgrund großer Vertikalgeschwindigkeiten. Im vorliegenden Lauf hat sich nach ca. 450 km der aufsteigende Wasserkörper von ca.  $-2,6\text{ °C}$  auf  $-2,2\text{ °C}$  erwärmt, womit der Gefrierpunkt bezüglich 500 m Tiefe erreicht ist. Bei einer weiteren Druckabnahme fällt die Wassertemperatur unter die Grenzflächentemperatur; der Wasserkörper ist *in-situ* unterkühlt. Dieses thermodynamische Ungleichgewicht wird, wie die Anfrieraten zeigen, durch die Bildung von Eiskristallen in der Wassersäule ausgeglichen. Da der Gefrierprozeß mit einem Salzeintrag verbunden ist, nimmt die Dichte in der Anfrierzone solange zu, bis die Wassersäule instabil geschichtet ist. Die daraufhin einsetzende Konvektion sorgt für eine vertikale Verteilung dichteren Wassers in größere Tiefen. Dies führt in verschiedenen Tiefenniveaus des Kantenbereiches zu einer Umkehr des horizontalen Dichtegradienten  $\rho_y$ . Damit verbunden ist im unteren Bereich eine Verbreiterung des Einstromes oder dessen Verlagerung in geringere Tiefen aufgrund einer rechtsdrehenden Zirkulationszelle in Bodennähe. Eine Zirkulation derselben Orientierung bildet sich ebenfalls im oberen Modellgebiet aus. Das mit ihr einsetzende Schmelzen im Kantenbereich durch die Advektion wärmerer ozeanischer Wassermassen unter das Schelfeis führt einerseits zum Abbau des bestehenden negativen, andererseits zum Aufbau eines weiteren positiven Dichtegradienten, zum Aufbau einer weiteren linksdrehenden Zirkulationszelle. Ein Abbau aber ist sowohl gleichbedeutend



mit Schwächung der gesamten "oberen" Zirkulation, als auch Stärkung des ursprünglichen, negativen Dichtegradienten. Diese bestehende Wechselwirkung in unmittelbarer Nähe der Schelfeiskante gleicht einem Oszillator, der sich schematisch wie folgt darstellen läßt [Abb. 12].

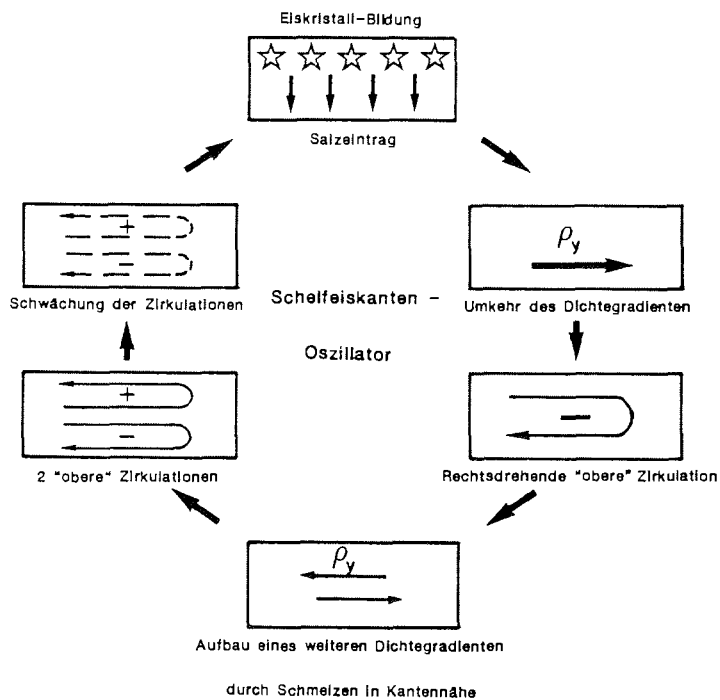


Abb. 12: Schematische Darstellung zur Erklärung des Schelfeiskanten-Oszillators; oben beginnend mit dem Salzeintrag durch die Bildung von Eiskristallen in der Wassersäule.

Die Periode dieses Oszillators wird von vielen Faktoren beeinflusst, wie z.B. Morphologie des Schelfeises, Bodentopographie oder Charakteristika des einströmenden Wassers, was im Abschnitt IV.5 noch zu zeigen ist. Im vorliegenden Lauf bestimmen sie die Periode gemäß der Zeitreihen für die kin. Energie und die Konvektionsereignisse [Abb. 10] zu annähernd 300 Tagen.

Diese Interpretation der Modellergebnisse zeigt eine qualitative Übereinstimmung mit der in Abschnitt I.2 entwickelten Theorie zur Zirkulation und Modifikation von Wassermassen unter Schelfeisen. Die fluktuierenden Verhältnisse im Kantenbereich bleiben ein noch zu verifizierender Aspekt.

#### IV.4 Die Verifikation der Modellergebnisse

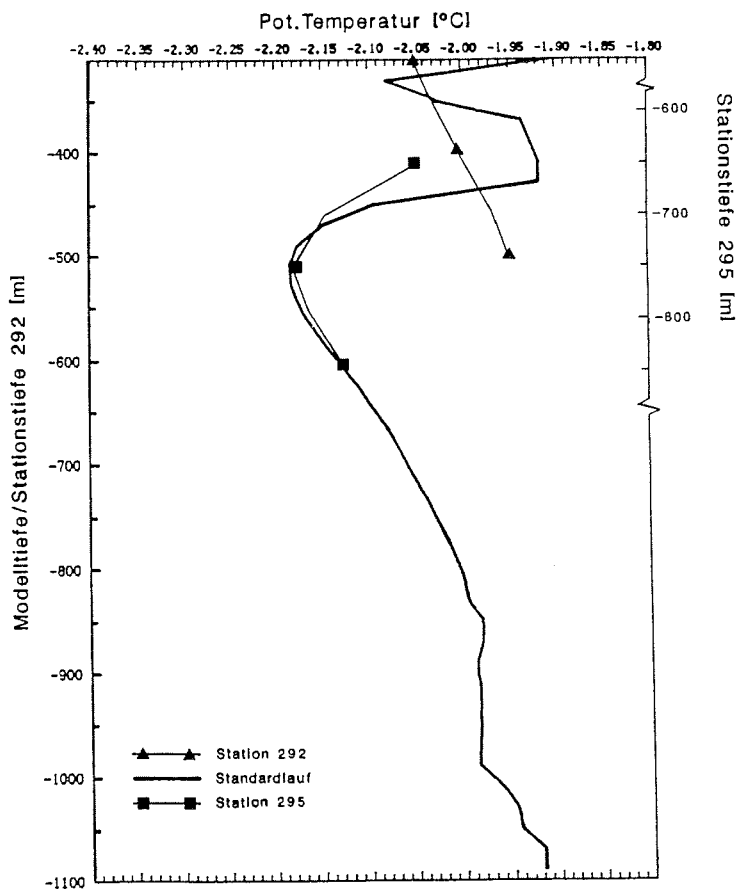


Abb. 13a: Der Vergleich des Modellprofils der pot. Temperatur an der Schelfeiskante nach 10 Modelljahren mit den  $T_{\min}$ -Schichten in den Profilen der Stationen 292 und 295; Positionen siehe Abb. 9.

Anhand einer Gegenüberstellung gemessener Daten, die in den Kernen des Eisschelfwassers der Filchnerdepression gewonnen wurden, und Ergebnissen, die das Modell an der Schelfeiskante liefert, soll untersucht werden, inwieweit die Verhältnisse unter dem Schelfeis realistisch simuliert werden konnten. Neben dem pot. Temperatur- und Salzgehaltprofil der Stationen 292 und 295, deren Positionen in Abb. 9 festgehalten sind, werden zusätzlich Helium- und  $\delta^{18}\text{O}$  - Daten (Weiss et al. 1979; Schlosser & Roether, 1988) zur Verifikation herangezogen.

Die Beschränkung des Modells auf zwei Dimensionen erschwert den direkten Vergleich zwischen an der Schelfeiskante gemessenen Profilen und den Modellprofilen. Aus diesem Grund werden bezüglich der pot. Temperatur nur die  $T_{\min}$ -Schichten der gemessenen Profile mit den Temperaturminima des Modellprofils verglichen. Danach beträgt für das obere  $T_{\min}$  die Differenz zwischen Modell und Station 292  $0,03^{\circ}\text{C}$ . Bezüglich des unteren Temperaturminimums trennen  $0,005^{\circ}\text{C}$  den Modellwert vom gemessenen Wert an Station 295.

Eine ähnliche Übereinstimmung besteht bei den Profilen des Salzgehaltes [Abb. 13b] lediglich in der Struktur. Die mit einer Temperaturverringeringung einhergehende Abnahme des vertikalen Salzgehaltgradienten ist auch in den gemessenen Daten zu erkennen. Ebenfalls spiegeln sich die geringen vertikalen Salzgehaltunterschiede im Modellprofil wider. Die Differenz von  $0,07 \times 10^{-3}$  zwischen der unteren  $T_{\min}$  - Schicht des Modells und dem ISW-Kern bei 295 fällt etwas zu hoch aus.

Die geringen Abweichungen des Modellprofils vom Stationsprofil in Bodennähe, in Abb. 13a nicht dargestellt, besteht zwangsläufig, da die Einstrombedingungen auf dem offenen Rand den Daten der Station 292 entnommen worden sind.

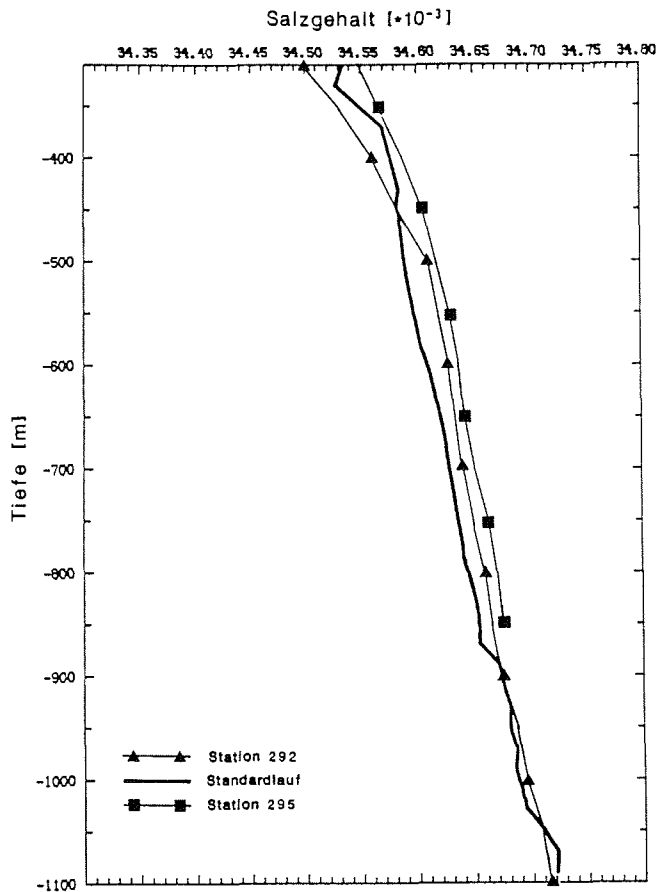


Abb. 13b: Der Vergleich der Salzgehaltprofile.

Die Modellprofile für Helium und  $\delta^{18}\text{O}$  [ Abb. 14 ] weisen für die untere  $T_{\min}$  - Schicht maximale Werte von  $4,74 \times 10^{-11} [\text{m}^3/\text{kgH}_2\text{O}]$  bzw.  $-0,64\text{‰}$  auf. Damit besteht bezüglich des Heliums eine Übereinstimmung mit dem durchschnittlichen Wert von  $4,7 \times 10^{-11} [\text{m}^3/\text{kgH}_2\text{O}]$ , den Schlosser & Roether (1988) für den bei Station 298 [s. Abb. 9] erfaßten ISW-Kern angeben. Bezüglich des  $\delta^{18}\text{O}$  liegt der Modellwert dem von Weiss et al. (1979; Tabelle 1: Station 49) mit  $-0,64 \pm 0,01\text{‰}$  angeführten am nächsten. Abweichungen von diesem Modellwert sind dadurch zu erzielen, daß der Mittelwert für die  $\delta^{18}\text{O}$ -Konzentration des Schmelzwassers in dem von Weiss et al. (1979) angegebenen Intervall,  $-54 \pm 9\text{‰}$ , variiert wird. Aus dem in Abb. 14 dargestellten Vergleich ist zu ersehen, daß der Standardlauf den durch Messungen bestätigten Zusammenhang zwischen

Temperaturminimum und den Maxima von Helium und  $\delta^{18}\text{O}$  (Schlosser & Roether, 1988) reproduziert.

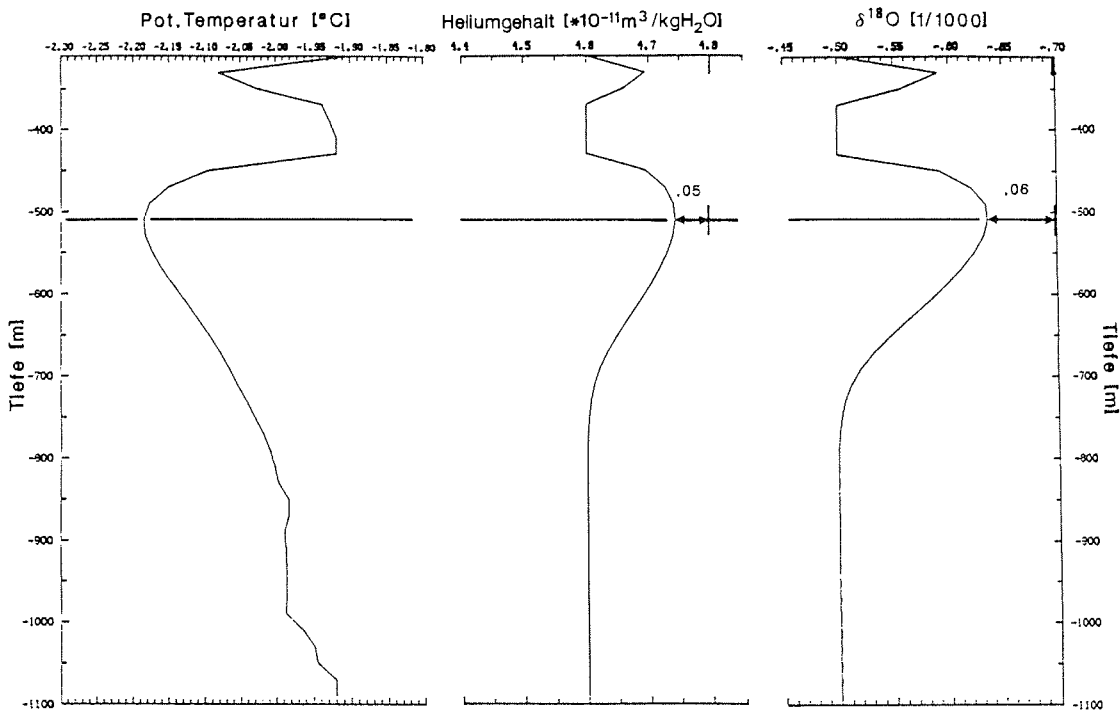


Abb. 14: Die Verifikation der Modellprofile für  $^4\text{He}$  und  $\delta^{18}\text{O}$  an der Schelfeiskante anhand von Meßdaten (Schlosser & Roether, 1988) sowie deren Vergleich mit dem Modellprofil der pot. Temperatur.

Bei der bisher erfolgten Gegenüberstellung zeigten sich sowohl qualitative wie quantitative Übereinstimmungen. Eine weitere Möglichkeit zur Verifikation der Modellergebnisse besteht in dem Vergleich der simulierten Schmelz- und Anfrierraten [Abb. 11f] mit denen, die sich aus theoretischen Überlegungen, Berechnungen zur Schelfeismassenbilanz oder diagnostisch aus anderen numerischen Modellen ergeben.

Die Aufteilung der Schelfeisunterseite in eine Schmelzzone an der kontinentalen Berandung und eine Anfrierzone im mittleren Schelfeisbereich wurde erstmals von Robin (1979; Fig. 2) vorgestellt. Durch die Arbeiten von Robin et al. (1983), MacAyeal (1985) und Lange & MacAyeal (1988) wird diese Differenzierung teilweise, durch die vorliegenden Modellergebnisse vollends bestätigt. Um zu zeigen, daß die jährlichen Schmelz- und Anfrieraten des Standardlaufes in dem Rahmen bleiben, den bisherige Arbeiten für verschiedene Schelfeise angeben, kommt es in Tabelle 2 zu einer Gegenüberstellung.

Schmelzen [ $\text{ma}^{-1}$ ]		Anfrieren [ $\text{ma}^{-1}$ ]	Schelfeis	Literaturquelle
Schelfeiskante	kont.Berandung	mittlerer Schelfeisbereich		
max 0,17	max 1,5	max 0,1		<b>Standardlauf</b>
3-9,6	—	—	F	Behrendt (1968)
3,2	—	—	R	Kohnen (1982)
—	1,8	—	R	Stephenson & Doake (1982)
—	—	0,45	R	Engelhardt & Determann (1987)
—	—	0,60	R	Lange & MacAyeal (1988)
—	0,1-0,25	0,035	Rs	Jacobs et al. (1979)
> 0,1	> 1,0	—	Rs	MacAyeal (1984a)
—	0,3-1,40	—	Rs	MacAyeal (1985)

Tabelle 2: Ein Vergleich der vom Standardlauf erzielten jährlichen Schmelz- und Anfrieraten mit denen, die bisher aus der Literatur bekannt sind.

F = Filchner-, R = Ronne-, Rs = Ross-Schelfeis

Die mangelnde Übereinstimmung im Bereich der Schelfeiskante erklärt sich dadurch, daß im vorliegenden Modell Gezeitenströme vernachlässigt worden sind. Diese verursachen aber mit Geschwindigkeiten von maximal  $0,4\text{ms}^{-1}$  (Gammelsrød & Slotsvik, 1981) im Kantenbereich einen starken Wassermassen-austausch, der aufgrund der relativ hohen Schelfwassertemperaturen,  $> -1,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ , zu den zitierten Raten führen kann.

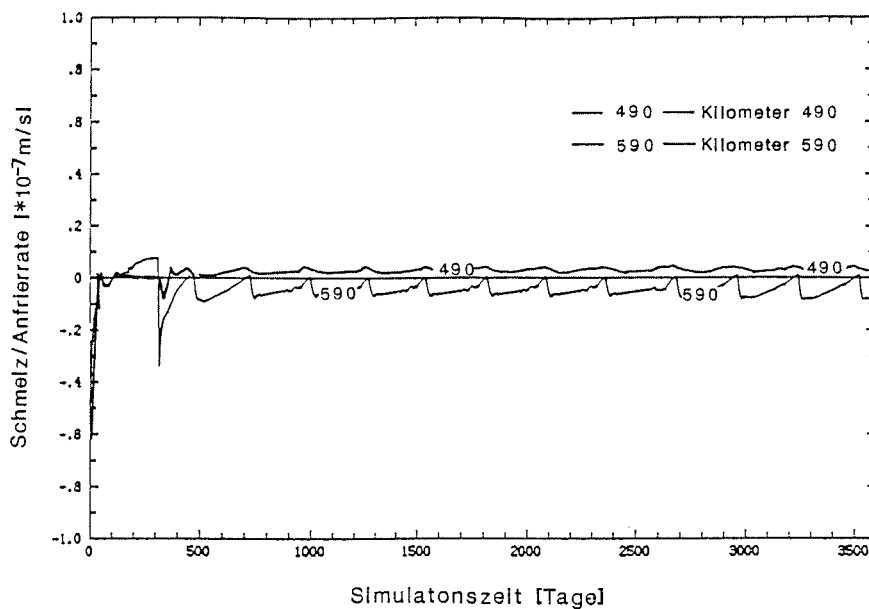


Abb. 15: Die Zeitreihen über den Simulationszeitraum von 3600 Tagen für die Schmelz/Anfrierraten an den Stützstellen Kilometer 490 (Anfrierzone) und 590 (Schmelzzone im Kantenbereich).

Generell ist bei den Modellraten zu berücksichtigen, daß es sich um punktuelle Werte handelt, die über ein Jahr integriert wurden. Die Zeitreihen für zwei Stützstellen aus der Schmelzzone des Kantenbereiches und der Anfrierzone [Abb. 15] zeigen, daß die Raten Schwankungen unterworfen sind, die mit der

Periode des voran diskutierten Schelfeiskanten-Oszillators ablaufen. Die maximalen Werte bei Kilometer 590 bzw. 490 von  $\sim -0,1 \times 10^{-7} \text{ ms}^{-1}$  bzw.  $+0,05 \times 10^{-7} \text{ ms}^{-1}$  führen zu einer jährlichen Schmelz- bzw. Anfrierrate von  $-0,3 \text{ ma}^{-1}$  bzw.  $+0,15 \text{ ma}^{-1}$ .

#### IV.5 Variationen zum Standardlauf

Das vorliegende Modell dient der phänomenologischen Untersuchung der Prozesse unter dem Schelfeis. Ihre Abhängigkeit von äußeren Randbedingungen, die teilweise unvollständig bekannt sind oder auf Vermutungen basieren, steht dabei im Vordergrund. Auf eine Parameterstudie wird hier verzichtet, da sich gezeigt hat, daß Veränderungen der Parameterwerte im Rahmen der Stabilität keine grundlegend anderen Ergebnisse herbeiführen. So ergibt sich z.B. bei einer Verdreifachung des turbulenten Wärmeaustauschkoeffizienten  $\gamma_T$  dieselbe Verteilung der Schmelz- und Anfrizeronen; lediglich die Raten nehmen um ca. 30% zu.

Als äußere Randbedingungen können die Temperatur- und Salzgehaltwerte auf dem offenen Rand, die Temperatur an der Schelfeisoberfläche  $T^{Ob}$ , die Bodentopographie sowie die Morphologie des Schelfeises variiert werden. Die jeweiligen Ergebnisse werden in den Abschnitten IV.5.1 - IV.5.4 vorgestellt und diskutiert.

##### IV.5.1 Änderung der Temperatur- und Salzgehaltwerte auf dem offenen Rand

Erste umfassende Messungen im Bereich der Filchnerdepression (Carmack & Foster, 1975) erbrachten eine Temperatur- und Salzgehaltverteilung, die durch die Messungen späterer Jahre bestätigt werden konnte. Sie entspricht den Abbildungen 3a - b. Geringe Variationen in den Temperatur- und Salzgehaltwerten zeigen sich nur im Bereich des ISW-Kerns über dem westlichen



Hang der Depression. Alle Schnitte spiegeln jedoch die Verhältnisse des antarktischen Sommers wider, so daß saisonale Veränderungen in den Charakteristika der Wassermassen nicht erfaßt worden sind. Diese dürften zwar nur von geringem Ausmaß sein, da auf dem westlichen Schelf auch in den Sommermonaten eine Modifikation der Wassermassen bei Eisbildungsraten von bis zu  $1 \text{ cm h}^{-1}$  (Foster, 1972) stattfindet. Um dennoch die Auswirkungen eines jährlichen Zyklusses in den Randbedingungen zu untersuchen, wird nach einer Simulationszeit von fünf Jahren ein Jahreszyklus der Temperatur- und Salzgehaltswerte des Ausgangsprofils mit Amplituden von  $0,01^\circ\text{C}$  bzw.  $0,01 \times 10^{-3}$  eingeschaltet.

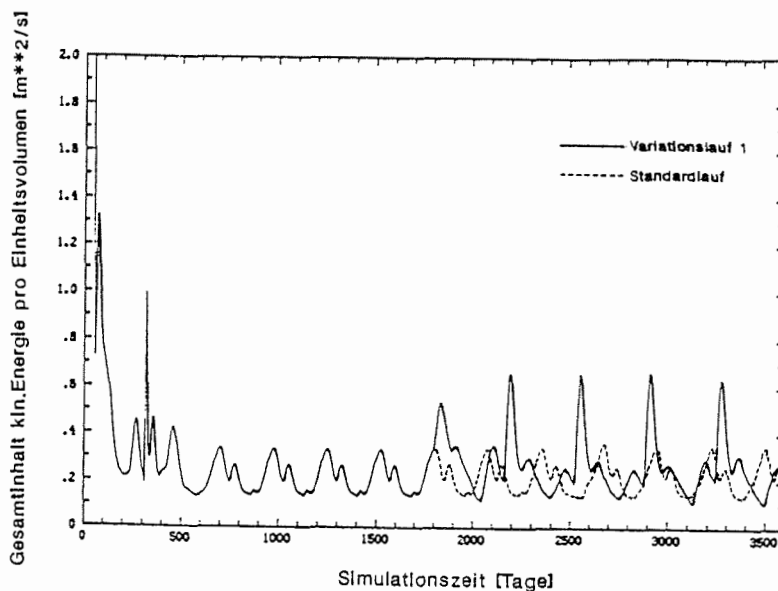


Abb. 16: Der Vergleich der Zeitreihe des Gesamtinhaltes der kin. Energie pro Einheitsvolumen für den Variationslauf 1 mit derjenigen des Standardlaufes.

**Variationslauf 1:** nach 5-jähriger Standard-Simulation variieren im jährlichen Zyklus mit  $0,01^\circ\text{C}$  bzw.  $0,01 \times 10^{-3}$  das Temperatur- bzw. Salzgehaltprofil auf dem offenen Rand.

Ein periodisches Signal findet sich daraufhin in den Modellergebnissen wieder und führt zu teilweise grundlegenden Veränderungen der aus dem Standardlauf bekannten Strukturen. Die bei der Diskussion des Schelfeiskanten-Oszillators aufgestellte Vermutung, daß dessen Periode von äußeren Parametern zu beeinflussen ist, wird durch die Zeitreihe des Gesamtinhaltes der kinetischen Energie pro Einheitsvolumen [Abb. 16] bestätigt. Nach 5-jähriger (=1800 Tage) Simulation behauptet sich ein etwas stärkeres Signal mit einer Periode von 360 Tagen. Dieses ist auch der Stromlinien-Darstellung [Abb. 17] zu entnehmen, wo

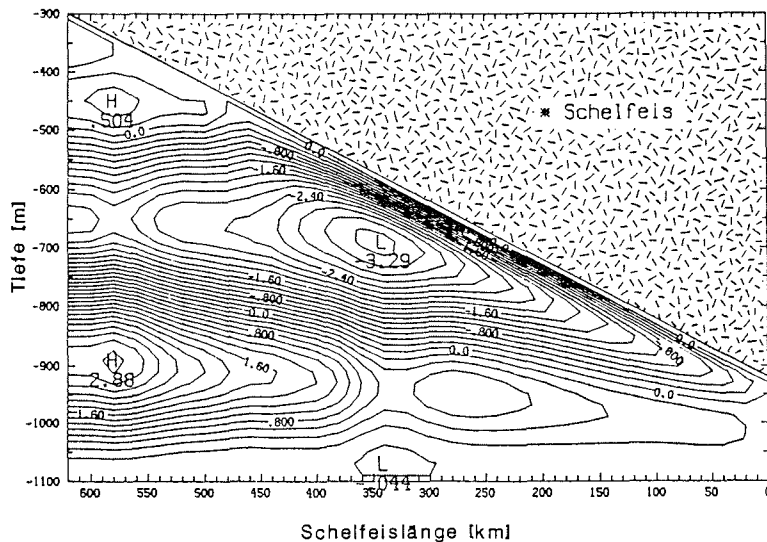


Abb. 17: Die Darstellung der Stromlinien des Variationslaufes 1 nach einer Simulationszeit von 3600 Tagen.  $KI = 0,2 \text{ [m}^2\text{s}^{-1}\text{]}$ .

besonders in den unteren 300 m andere Zirkulationsverhältnisse vorherrschen. Verursacht durch die Umkehr des horizontalen Dichtegradienten, aufgrund des wechselnden Einstroms schwereren und leichteren Wassers, bilden sich innerhalb der Bodenschicht Zirkulationszellen unterschiedlicher Orientierung aus. Der Abstand zwischen zwei Zellen gleichen Drehsinns beträgt

ca. 310 km. Bei einer Advektionsgeschwindigkeit von  $2 \text{ cm s}^{-1}$  wird diese Distanz in ca. 180 Tagen zurückgelegt. Eine wechselnde Orientierung bewirkt, daß an der Schelfeiskante die Tiefe des Einstroms variiert, daß dessen Charakteristika sich somit ändern und daß in Bodennähe auch ein Ausstrom bestehen kann. Da jedoch weiterhin durch die linksdrehende Zelle Wassermassen mit annähernd den gleichen Temperatur- und Salzgehaltswerten aus der Schelfregion zur Aufsatzlinie transportiert werden, sind die Abweichungen in den Schmelz/Anfrierraten nur gering. Damit können auch die Modellprofile an der Schelfeiskante bezüglich ihrer Werte von denen des Standardlaufes nur wenig abweichen. Dies wird durch die vertikale Verteilung der pot. Temperatur und des Heliums [Abb. 18] bestätigt. Die Verlagerung des  $T_{\min}$  bzw.  $He_{\max}$  um ca. 50 m in eine größere Tiefe wird durch die ausgeprägtere rechtsdrehende Zelle am oberen Modellrand bewirkt. Die Strukturen im Temperaturprofil zwischen 700 m und 1100 m, speziell die wärmere Bodenschicht, ergeben sich aus den veränderten Zirkulationsbedingungen. Der krasse Übergang im Heliumprofil bei ca. 670 m wird durch den schmalen Bereich zwischen Ein- und Ausstrom verursacht.

Die Ergebnisse dieses Modellaufes haben gezeigt, daß kurzzeitige Variationen in den Charakteristika des Einstroms die Länge der Modifikationsstrecke und damit die Eigenschaften des Ausstroms nicht beeinflussen. Größere Veränderungen könnten auftreten, wenn

- a) Variationen über größere Zeiträume stattfänden, so daß sich keine Umkehr des horizontalen Dichtegradienten in Bodennähe ergäbe und
- b) bestimmte Zirkulationsverhältnisse den Transport von Schelfwassermassen zur Aufsatzlinie verhindern würden, was bei einer geeigneten Bodentopographie denkbar wäre.

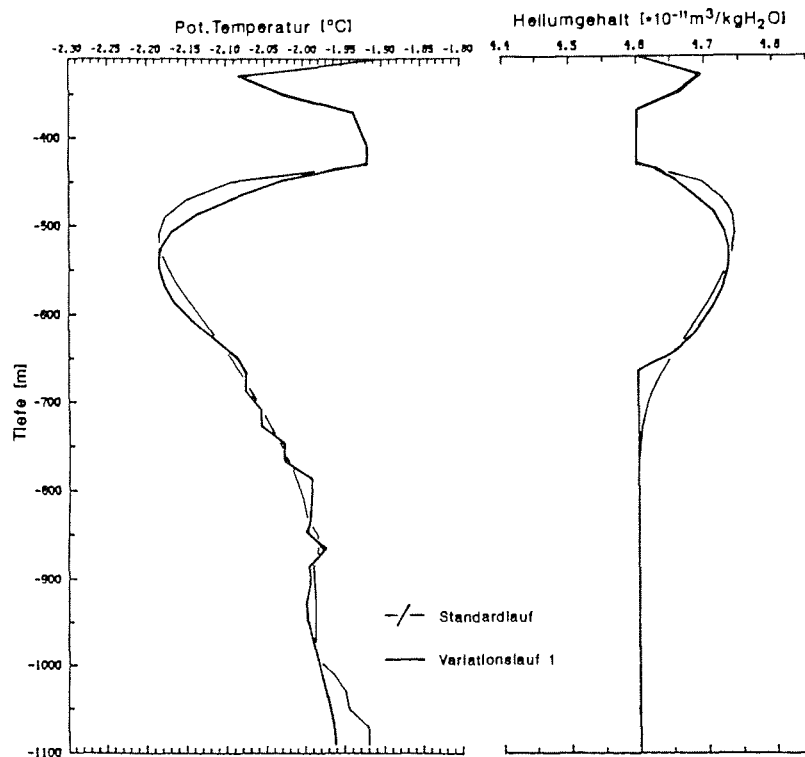


Abb. 18: Die Modellprofile der pot. Temperatur und der Heliumkonzentration an der Schelfeiskante für den Variationslauf 1 im Vergleich mit denjenigen des Standardlaufes.

Stellvertretend für langfristige Änderungen werden die Ergebnisse zweier Läufe gezeigt, in denen für das Westliche Schelfwasser (=Einstrom)

- a) ein hoher Salzgehalt bei niedrigen Temperaturen (Variationslauf 2) und
- b) ein niedriger Salzgehalt bei hohen Temperaturen (Variationslauf 3)

angenommen wird. Dies könnte gleichbedeutend sein mit einer ganzjährig verstärkten bzw. verminderten Eisproduktion auf dem westlichen Schelf des Weddellmeeres.

Ein kälterer und salzreicherer Einstrom mit den Charakteristika

$$\Theta = -1,94^{\circ}\text{C} \quad \text{und} \quad S = 34,74 \times 10^{-3}$$

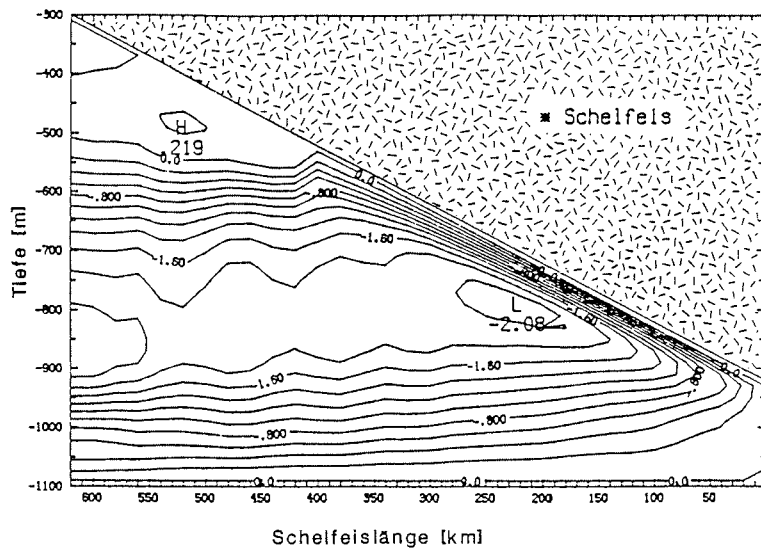


Abb. 19a: Die Darstellung der Stromlinien des Variationslaufes 2 nach einer Simulationszeit von 3600 Tagen.  $KI = 0,2 \text{ [m}^2\text{s}^{-1}\text{]}$ .

Variationslauf 2: Veränderung der Temperatur und des Salzgehaltes im Einstrom um  $-0,02^{\circ}\text{C}$  bzw.  $+0,02 \times 10^{-3}$  gegenüber dem Standardlauf.

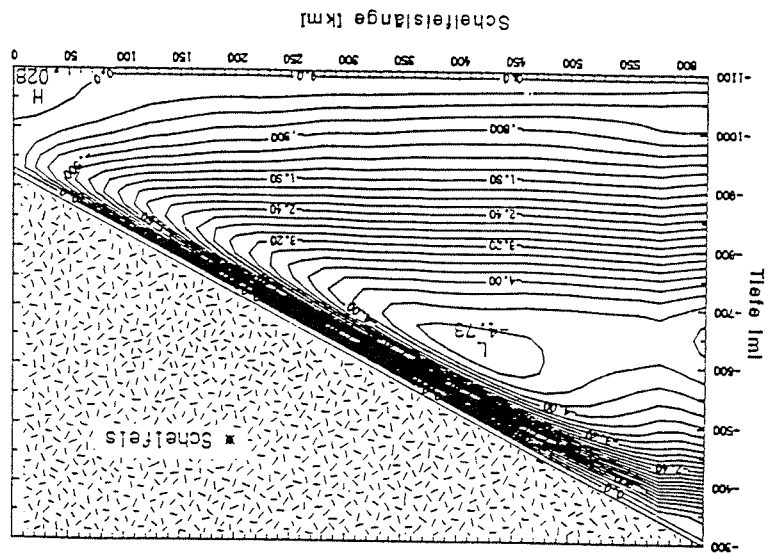
schwächt die Zirkulation gegenüber dem Standardlauf, während sie sich bei einem wärmeren und salzärmeren mit

Abbildungen als repräsentativ anzusehen sind. können. Fluktuationen an der Schelfeisränder bestehen nicht, so daß die der Stromlinien [Abb. 19a-b], aus denen die übrigen Felder abgeleitet werden schwinden. Dies wird stellvertretend belegt durch die jeweiligen Darstellungen verstärkt und die "oberen" Strukturen in der Verteilung aller Größen ver-

Variationslauf 3: Veränderung der Temperatur und des Salzgehaltes im Einstrom um  $+0,02^{\circ}\text{C}$  bzw.  $-0,02 \times 10^{-3}$ .

$$KI = 0,2 \text{ [m}^2\text{s}^{-1}\text{]}$$

Abb. 19b: Die Darstellung der Stromlinien des Variationslaufes 3.



$$\Theta = -1,90^{\circ}\text{C} \text{ und } S = 34,70 \times 10^{-3}$$

Die Abweichungen vom Standardlauf werden verursacht durch die unterschiedlichen Temperaturdifferenzen zwischen der Grenzfläche Ozean/Schelfeis und dem als Wärmereservoir dienenden Wasserkörper im Bereich der kontinentalen Berandung.

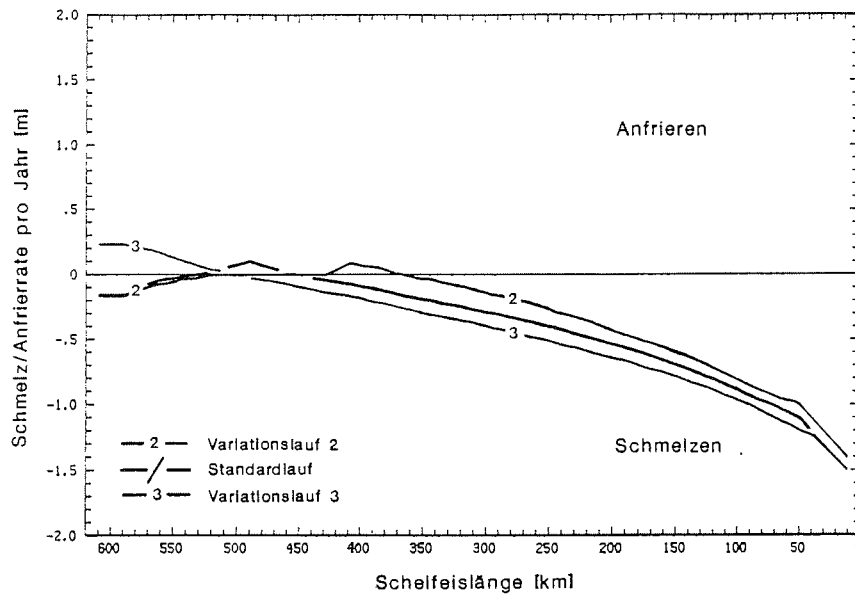


Abb. 20: Die Verteilung der Schmelz/Anfrierraten entlang der Schelfeisunterseite für die Variationsläufe 2 und 3 im zehnten Modelljahr im Vergleich mit derjenigen des Standardlaufes.

Im Fall a) bedeutet der höhere Salzgehalt an der Aufsatzlinie zwar eine Verminderung des  $T^f$  von  $-2,726^\circ\text{C}$  auf  $-2,727^\circ\text{C}$ , jedoch überwiegt die vorgegebene Temperaturabnahme in der Bodenschicht. Geringere Schmelzraten [Abb. 20] verringern den horizontalen Dichtegradienten, schwächen die Zirkulation und damit das Entrainment angrenzender Wassermassen in die Grenzflächenschicht hinein. Ein höherer Salzgehalt im modifizierten Wasserkörper ist die Folge, so daß gegenüber dem Standardlauf nach einer kürzeren Distanz der *in-situ* Gefrierpunkt erreicht ist und die Konvektion in einer

größeren Tiefe einsetzt. Aufgrund der Salzgehaltzunahme mit der Tiefe bleibt der negative horizontale Dichtegradient kleiner. Folglich ist auch die rechtsdrehende Zirkulationszelle schwächer ausgeprägt.

Für den Fall b) ist zu berücksichtigen, daß wegen der Temperaturzunahme in der Bodenschicht ein größeres Wärmereservoir verfügbar ist. Höhere Schmelzraten [Abb. 20], ein größerer horizontaler Dichtegradient und eine stärkere Zirkulation mit höherem Entrainment vermindern den Salzgehalt derart, daß erst in Schelfeiskantennähe der *in-situ* Gefrierpunkt erreicht ist. Die am offenen Rand stattfindene Konvektion führt zu keiner Umkehr des Dichtegradients, verursacht keine anders orientierte Zirkulation. Den Einfluß der Zirkulationsverhältnisse auf den Grad der Modifikation der Wassermassen verdeutlicht die Gegenüberstellung der Modellprofile [Abb. 21]. Aus ihnen ist zu erkennen: Je tiefer der Ausstrombereich, um so niedriger dessen Temperaturen bei höheren Salzgehalten. Das Signal im Salzgehalt ist jedoch aufgrund der geringen vertikalen Unterschiede weniger ausgeprägt. Demnach ist ein niedrigeres  $T_{\min}$  an der Schelfeiskante ein Indiz dafür, und die Abb. 19a bestätigt es, daß die Ablösung der Grenzflächenschicht in größeren Tiefen bei einem geringeren  $T^f$  stattgefunden haben muß. Dies bedeutet gleichzeitig, daß kleinere Schmelzraten, kürzere Modifikationsstrecken und damit geringere Einträge an Helium und dem Sauerstoffisotop  $^{16}\text{O}$ , wie durch Abb. 21 belegt, vorliegen.

Mit Hilfe der vorangegangenen Überlegungen lassen sich Verteilungen und die Charakteristika des Ausstroms bezüglich aller möglichen Variationen in den Temperatur- und Salzgehaltswerten deuten. Hinsichtlich der Verhältnisse in der Filchnerdepression könnten somit Variationen in den Eigenschaften des ISWs, vornehmlich in der Temperatur und den Tracern, auf langfristige Veränderungen der Bedingungen auf dem Schelf des westlichen Weddellmeeres zurückzuführen sein.



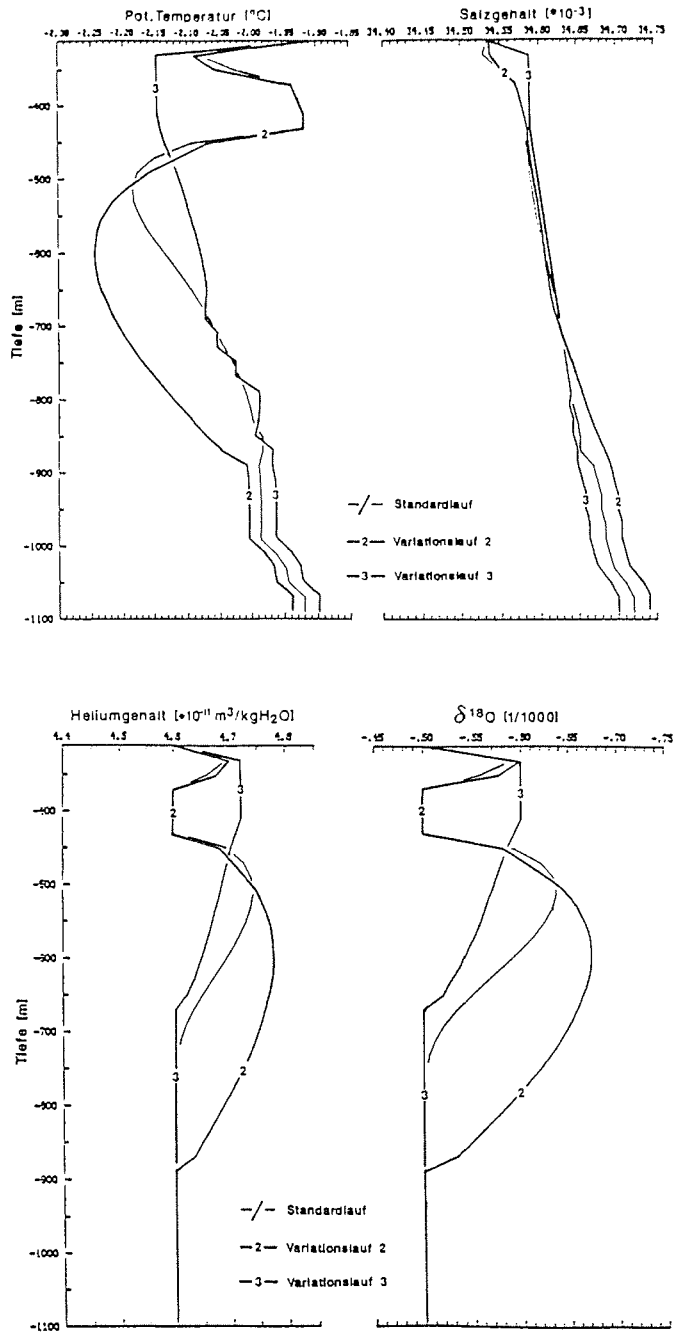


Abb. 21: Die Modellprofile der pot. Temperatur, des Salzgehaltes, der Heliumkonzentration und des  $\delta^{18}\text{O}$  an der Schelfeiskante für die Variationsläufe 2 und 3 im Vergleich mit denjenigen des Standardlaufes.

#### IV.5. Änderung der Oberflächentemperatur des Schelfeises

Die atmosphärischen Bedingungen bestimmen die Oberflächentemperatur des Schelfeises. Nach Schwerdtfeger (1970) variiert diese für die Region des Filchner-Schelfeises zwischen  $-30^{\circ}\text{C}$  im Juli und  $-10^{\circ}\text{C}$  im Januar. Aufgrund des geringen Wärmeflusses im Schelfeis machen sich saisonale Schwankungen an der unteren Grenzfläche nicht bemerkbar. Zu untersuchen bleiben daher die Auswirkungen einer langfristigen Änderung der Oberflächentemperatur auf das ozeanische Regime.

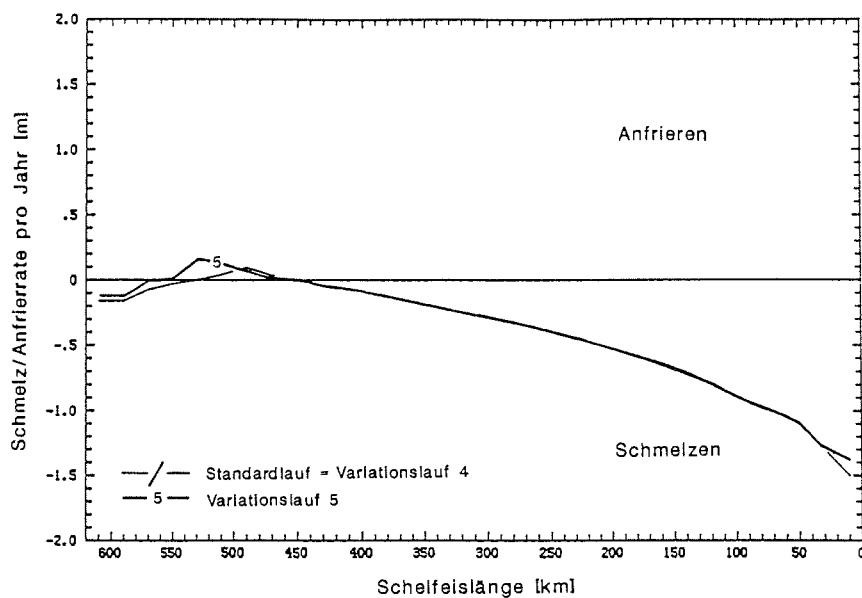


Abb. 22: Die Verteilung der Schmelz/Anfrierraten entlang der Schelfeisunterseite für die Variationsläufe 4 und 5.

**Variationslauf 4:** zeitlich konstante Schelfeisoberflächentemperatur von  $-15^{\circ}\text{C}$ .

**Variationslauf 5:** zeitlich konstante Schelfeisoberflächentemperatur von  $-30^{\circ}\text{C}$ .

In Anlehnung an Modellergebnisse, die bei einer Verdopplung der  $\text{CO}_2$ -Konzentration in der Atmosphäre eine Erhöhung der Oberflächentemperatur an den Polen um bis zu  $5^\circ\text{C}$  vorhersagen (Manabe & Wetherald, 1980), wird im Fall a)  $T^{\text{Ob}} = -15^\circ\text{C}$  als zeitlich konstanter Wert vorgegeben. Ein um  $10^\circ\text{C}$  tieferer jährlicher Mittelwert, wie er während des letzten glazialen Maximums (=18000a BP) bestand (Lorius et al., 1988) wird im Fall b) mit  $T^{\text{Ob}} = -30^\circ\text{C}$  angenommen. Die Ergebnisse unterscheiden sich in beiden Fällen kaum von denen des Standardlaufes. Wie die Diskussion der Gleichung (II.2.d) ergab, ist der Temperaturgradient im Schelfeis in erster Linie für den Anfrierprozeß von Bedeutung. Dies zeigt der Vergleich der Schmelz/Anfrierraten in Abb. 22, wo die niedrigere Schelfeisoberflächentemperatur zu einer Erhöhung der Anfrierrate um  $6,5 \text{ cma}^{-1}$  führt.

Diese Modellläufe zusammen mit denen, die im vorangegangenen Abschnitt behandelt wurden, lassen vermuten, daß der betrachtete Ozean von den Bedingungen *vor* und weniger von denen *auf* dem Schelfeis beeinflußt wird.

#### IV.5.3 Änderung der Bodentopographie

Die konstante Wassertiefe der Filchnerdepression stellt für antarktische Verhältnisse eine Ausnahme dar. Bedingt durch die Auflast des kontinentalen Eisschildes neigt sich im allgemeinen der Schelfboden südwärts. Aus diesem Grund wird in einem weiteren Modelllauf ein zum Pol hin abfallender Meeresboden in das bestehende Modellgebiet eingefügt. In erster Näherung sei dessen Neigung konstant  $1\%$ . In mehreren Simulationen werden der Boden und die Charakteristika der 100 m mächtigen Bodenschicht an der Schelfeiskante jeweils um 100 m angehoben. Die Temperatur- und Salzgehaltwerte auf dem offenen Rand sowie die Wassertiefe an der Aufsatzlinie bleiben gegenüber dem Standardlauf unverändert. Da keine prinzipiell unterschiedlichen Ergebnisse

durch die Modellläufe erzielt wurden, Wassertiefen von 620 m aber an der Schelfeiskante des benachbarten Ronne-Schelfeis vorhanden sind, werden stellvertretend die nachfolgenden Abbildungen diskutiert.

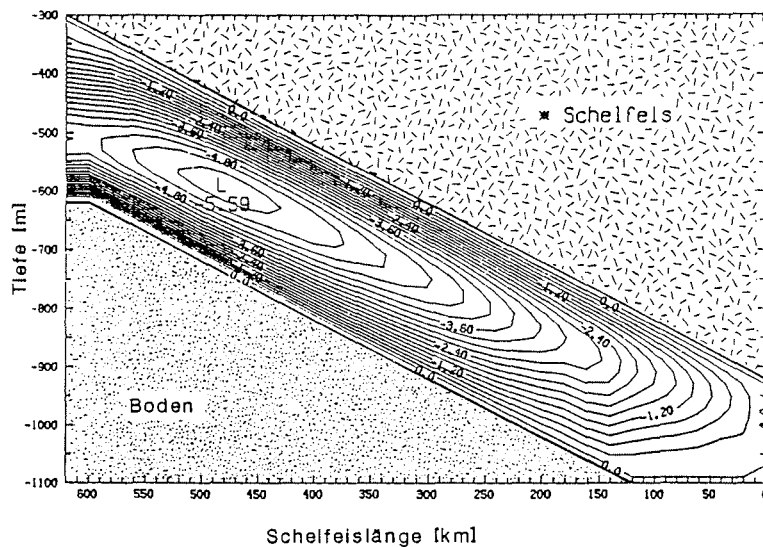


Abb. 23: Die Darstellung der Stromlinien des Variationslaufes 6 nach einer Simulationszeit von 3600 Tagen.  $KI = 0,3 [m^2s^{-1}]$ .

**Variationslauf 6:** geneigter Meeresboden mit einer Wassertiefe an der Schelfeiskante von 620 m.

In dem zu einem Kanal reduzierten Ozean ist die Zellenstruktur der Zirkulation markanter geworden, wie die Anzahl der geschlossenen Stromlinien in Abb. 23 belegt. Bei gleichem Drehsinn hat sich die Intensität im Vergleich zum Standardlauf nahezu verdoppelt. Da die Bodentopographie den Abstand zwischen dem dichteren Wasser des Einstroms und dem leichteren der Schmelzzone verringert, bestehen größere horizontale Dichtegradienten. Diese verursachen im gesamten Modellgebiet höhere Geschwindigkeiten verbunden mit einem

intensiveren Wassermassenaustausch, der wiederum für verstärkte Schmelzraten [Abb. 24] sorgt. Erst an der Schelfeiskante ist in der Grenzflächenschicht der *in-situ* Gefrierpunkt erreicht, da eine Erhöhung von  $T^f$  aufgrund der Abnahme des Druckes durch die Zunahme der Temperatur und des Salzgehaltes aufgrund eines höheren Entrainments mehr als kompensiert wird. Die verstärkte Konvektion und damit die rechtsdrehende Zirkulation im oberen Modellgebiet bleibt aus, so daß keine Eigenschaften aus dem Schelfbereich in die ausströmende Wassermasse gemischt werden.

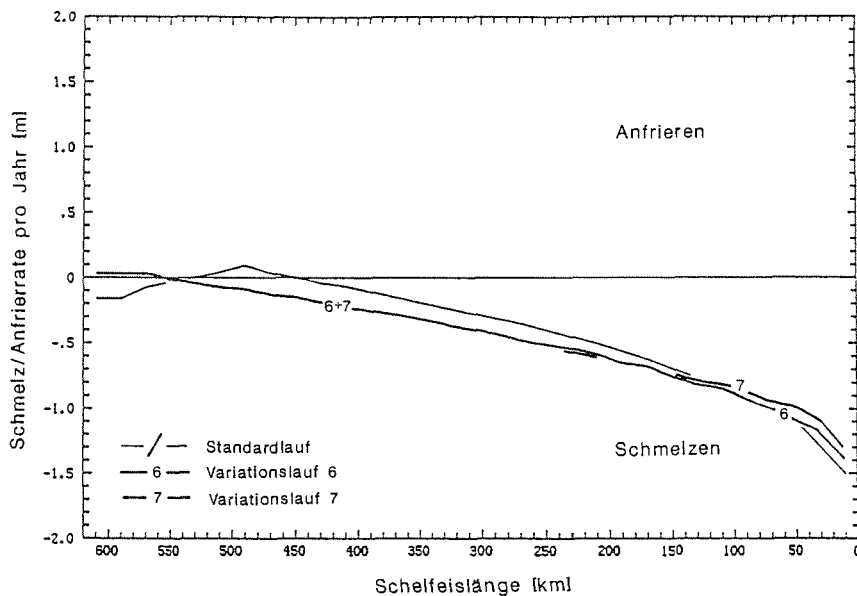


Abb. 24: Die Verteilung der Schmelz/Anfrierraten entlang der Schelfeisunterseite für die Variationsläufe 6 und 7 im Vergleich mit derjenigen des Standardlaufes.

**Variationslauf 7:** wie Variationslauf 6, aber Anhebung des Meeresbodens im Bereich der kontinentalen Berandung um 100 m.

In den Modellprofilen [Abb. 25] ist somit die Temperatur und der Salzgehalt der  $T_{\min}$ -Schicht deutlich höher, während die Maxima des Heliumgehaltes und des Sauerstoffisotopenverhältnisses nur geringfügig unter denen des Standardlaufes liegen. Die Zunahmen aufgrund höherer Schmelzraten werden scheinbar durch eine intensivere Vermischung mit angrenzenden Wassermassen geringerer Konzentration und dem fehlenden Zutrag durch die "obere" Zirkulation ausgeglichen.

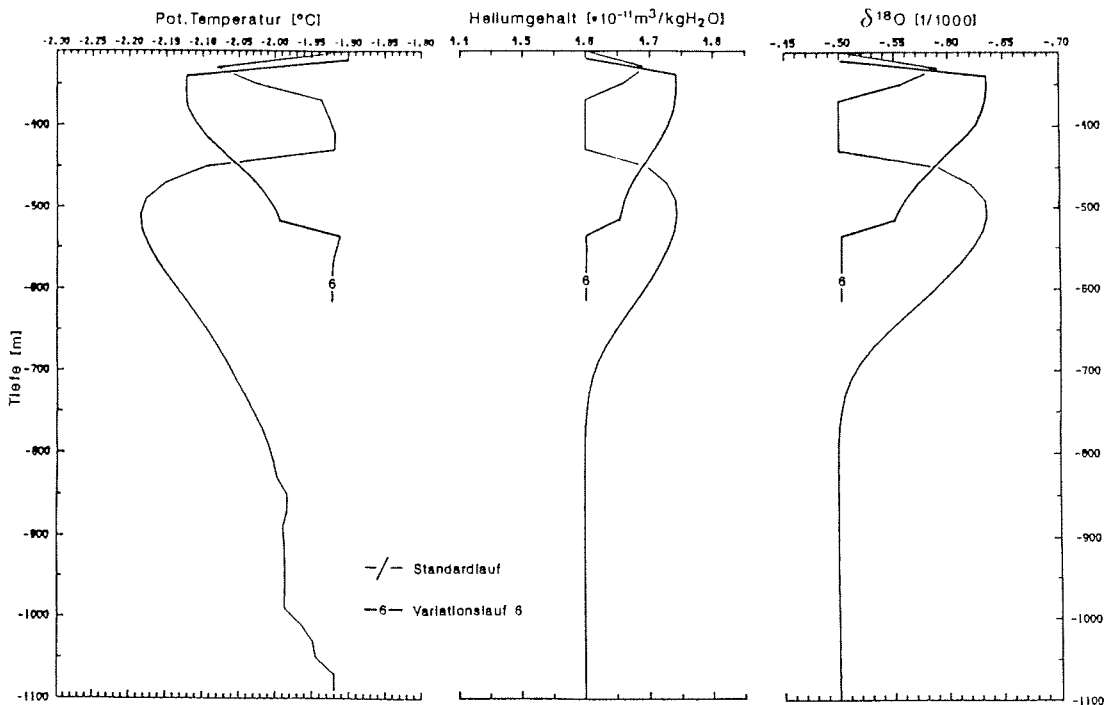


Abb. 25: Die Modellprofile der pot. Temperatur, der Heliumkonzentration und  $\delta^{18}\text{O}$  an der Schelfeiskante für den Variationslauf 6 im Vergleich mit denjenigen des Standardlaufes.

Die Mächtigkeit der Wassersäule im Bereich der Aufsatzlinie stellt einen eher willkürlichen Wert dar. Geringere Angaben,  $< 100$  m, liegen aus der Region des Ross-Schelfeises vor (MacAyeal, 1984; Fig. 3). Ohne die Bedingungen auf dem offenen Rand zu ändern, wird in einem zusätzlichen Modellauf untersucht, inwieweit sich eine Anhebung des Meeresbodens an der kontinentalen Berandung um 100 m auf die obigen Ergebnisse auswirkt.

Einzig in der Darstellung der Stromlinien lassen sich geringfügige Abweichungen erkennen. So ist der horizontale Gradient im Bereich des ebenen Meeresbodens kleiner. Dies führt zu einer Verringerung der Schmelzraten an der Aufsatzlinie um ca.  $10 \text{ cma}^{-1}$  [Abb. 24]. In den Charakteristika des Ausstroms sind die Veränderungen jedoch so gering, daß sie in Abb. 25 nicht darstellbar sind.

#### IV.5.4 Änderung der Morphologie des Schelfeises

In einer die Variationen zum Standardlauf abschließenden Simulation wird die Morphologie des Schelfeises verändert. Ein Plateau von 100 km Länge wird in drei unterschiedlichen Tiefen für den mittleren Bereich des Schelfeises angenommen. Zwar ist eine mittlere Neigung der Schelfeisunterseite von 1‰ i.a. eine gute Näherung der bestehenden Verhältnisse, jedoch sind Gebiete mit einer horizontalen Grenzfläche durchaus denkbar, wie die Diskussion um die zentrale Region des Ronne-Schelfeises zeigt.

Aus der Modellkonfiguration ergibt sich, daß bei einer teilweise ebenen Unterseite des Schelfeises die Wassersäule im Bereich der kontinentalen Berandung mächtiger ist. Um aber die erzielten Ergebnisse mit denen des Standardlaufes vergleichen zu können, werden in den folgenden Läufen der Meeresboden und die Bodenschicht um 100 m angehoben. Damit bleiben die Charakteristika des Einstroms bestehen und die Mächtigkeit der Wassersäule beträgt an der Aufsatzlinie weiterhin 180 m.

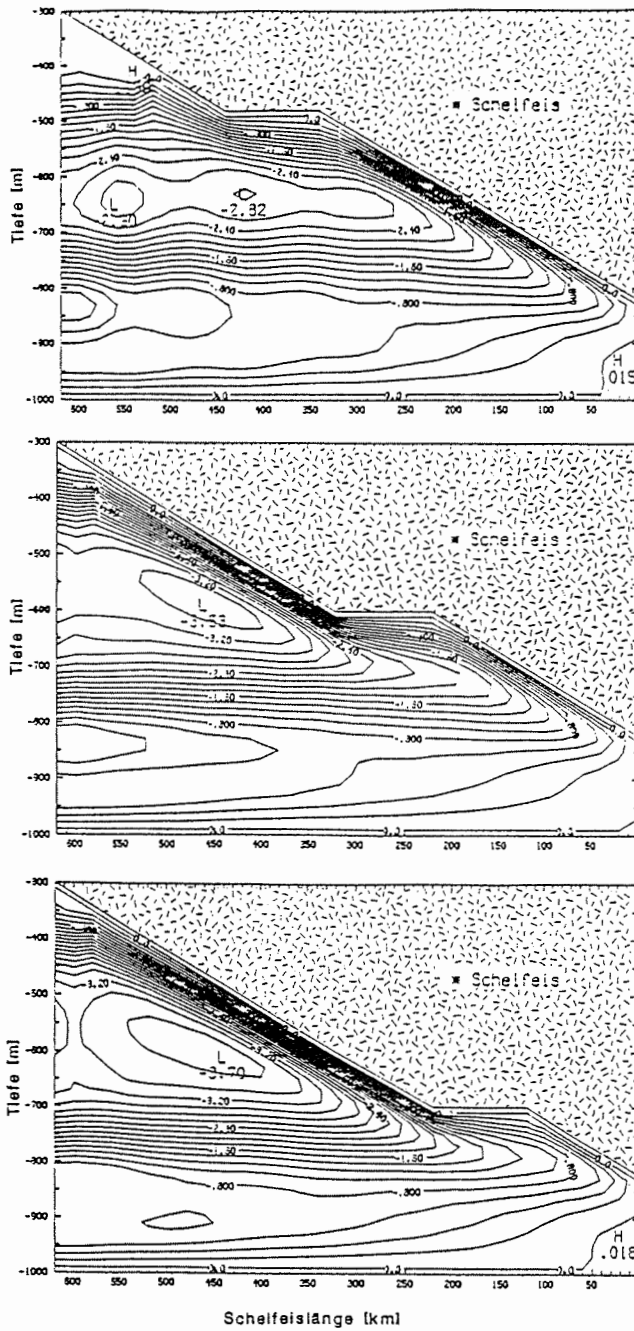


Abb. 26: Der Vergleich der Stromlinien-Darstellungen nach 10 Modelljahren für die Variationsläufe 8, 9 und 10.  $KI = 0,2 [m^2s^{-1}]$ .

Variationslauf 8: ebenes Schelfeis zwischen Kilometer 120 und 220

Variationslauf 9: ebenes Schelfeis zwischen Kilometer 220 und 320

Variationslauf 10: ebenes Schelfeis zwischen Kilometer 340 und 440



Der Vergleich der Stromlinien-Darstellungen [Abb. 26] zeigt, daß für die Zirkulation und folglich für die Veränderung der Wassermassen die Lage des Plateaus innerhalb der Modifikationsstrecke von Bedeutung ist. Da entlang der ebenen Unterseite eine Zehrung des Wärmereservoirs nur aufgrund der Grenzflächenprozesse nicht aber durch eine Gefrierpunkterhöhung stattfindet, kann die Schmelzzone zum offenen Rand hin verschoben werden [Abb. 27],

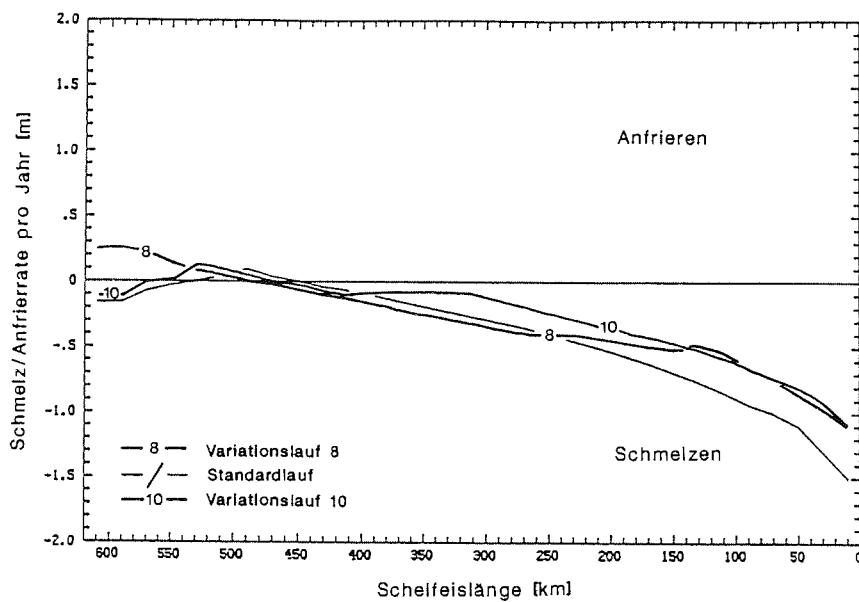


Abb. 27: Die Verteilung der Schmelz/Anfrierraten entlang der Schelfeisunterseite im zehnten Modelljahr für die Variationsläufe 8 und 10.

wenn bei einem erneuten Anstieg der *in-situ* Gefrierpunkt noch nicht erreicht ist.

Höhere Schmelzraten in Schelfeiskantennähe sorgen für größere horizontale Dichtegradienten in geringeren Tiefen, für eine Verlagerung der Zirkulationszelle (L) und somit für eine stärkere Vermischung der modifizierten Wassermasse mit wärmerem Wasser aus seiner Umgebung. Aufgrund dieser Temperaturerhöhung bei gleichzeitiger Salzgehalterniedrigung löst sich die Grenzflächenschicht erst an der Schelfeiskante ab und ähnelt somit derjenigen Situation, welche durch eine Temperaturzu- und Salzgehalt-abnahme auf dem offenen Rand [s. Abb. 19b] entsteht. Ist jedoch der *in-situ* Gefrierpunkt beim Erreichen des Plateaus nahezu erreicht und damit die Modifikation der Wassermasse beendet, so sind die Abweichungen gegenüber dem Standardlauf nur gering.

Aus diesen Modellergebnissen wird auch der Einfluß eines geringeren Drucks bzw. einer höheren Gefrierpunktemperatur an der Aufsatzlinie sichtbar. Geringere Schmelzraten aufgrund eines verminderten Wärmereservoirs, kleinere horizontale Dichtegradienten und damit niedrige Geschwindigkeiten in Bodennähe [s. Abb. 26] sind die Folge. Eine signifikante Änderung in den Charakteristika des Ausstroms ist nicht festzustellen.

Insgesamt zeigt diese Simulation, daß zur Modellierung der Zirkulation und damit der Modifikation der Wassermassen unter Schelfeisen auch eine genaue Kenntnis der Morphologie des Schelfeises nötig ist.

Den Abschluß des Kapitels IV bildet der tabellarische Vergleich einiger Ergebnisse des Standardlaufes, wie Temperatur-, Salzgehalt-, Helium- und  $\delta^{18}\text{O}$ -Werte des Ausstroms, dessen Tiefenniveau, Schmelz/Anfrierraten in Abhängigkeit des Ortes, geschmolzene oder angefrorene Gesamtfläche [ $\text{km}^2\text{a}^{-1}$ ], mit den Ergebnissen, die in den Variationsläufen 1 bis 10 erzielt wurden.



Modellläufe	Ausstrom					Schmelzen			Anfrieren			Schelfeiskanten-Oszillator	Art der Variation
	pot. Temperatur	Salzgehalt	Helium	Delta O 18	Tiefe	kont. Berandung	Schelfeiskante	Gesamtfläche	mittleres Schelfeis	Schelfeiskante	Gesamtfläche		
SL	-2,19	34,59	4,74	0,64	510	1,5	0,16	0,256	0,10	—	0,004	ja	-1,92 °C und 34,72 im Einstrom
VL 1	-2,18	34,60	4,73	0,63	550	1,4	0,15	0,252	0,06	—	0,003	ja	jährl. Zyklus im T, S - Randprofil
VL 2	-2,24	34,61	4,78	0,67	610	1,4	0,16	0,210	0,09	—	0,003	nein	-1,94 °C und 34,74 im Einstrom
VL 3	-2,15	34,59	4,72	0,60	330	1,5	—	0,289	—	0,23	0,017	nein	-1,90 °C und 34,70 im Einstrom
VL 4	-2,18	34,59	4,74	0,63	510	1,5	0,16	0,259	0,09	—	0,003	ja	T <sup>Ob</sup> = -15 °C
VL 5	-2,18	34,59	4,73	0,63	450	1,4	0,12	0,249	0,16	—	0,008	ja	T <sup>Ob</sup> = -30 °C
VL 6	-2,12	34,64	4,74	0,63	330	1,4	—	0,293	—	0,03	0,002	nein	Bodentopographie -600  -1100
VL 7	-2,12	34,64	4,74	0,63	330	1,3	—	0,286	—	0,02	0,001	nein	Bodentopographie -600  -1000
VL 8	-2,15	34,59	4,71	0,60	330	1,1	—	0,209	—	0,25	0,020	nein	Morphologie 220 — 120
VL 9	-2,15	34,59	4,70	0,60	330	1,2	—	0,201	—	0,22	0,018	nein	Morphologie 320 — 220
VL 10	-2,17	34,59	4,72	0,61	470	1,1	0,11	0,175	0,13	—	0,006	nein	Morphologie 440 — 340

Tabelle 3: Der Vergleich einiger Ergebnisse des Standardlaufes mit denen, die durch die Variationsläufe 1 bis 10 erzielt wurden. Die Angaben für den Ausstrom beziehen sich auf das Niveau des T<sub>min</sub>. Die Einheiten entsprechen den bisher verwendeten.

## V Die Erweiterung des Modellgebietes

In einer gesonderten Simulation soll das Zusammenwirken der Prozesse unter dem Filchner- und Ronne-Schelfeis mittels einer Zirkulation um die Berkner-Insel ansatzweise untersucht werden. Dazu wird das im Abschnitt III.3 vorgestellte Modellgebiet dahingehend erweitert, daß es die Bedingungen beinhaltet, die auf dem in Abb. 9 gekennzeichneten Schnitt bestehen. Dies bedeutet im einzelnen, daß

- a) die horizontale Ausdehnung 1300 km beträgt,
- b) keine Aufsatzlinie, keine kontinentale Berandung besteht, sondern beide Gebiete durch eine ca. 300 m mächtige Wassersäule miteinander verbunden sind,
- c) zwei offene Ränder existieren, an denen sich sowohl die Schelfeisunterseite wie auch der Boden in unterschiedlichen Tiefenniveaus befinden,
- d) für den Ronne-Bereich ein auf das Niveau der Filchnerdepression abfallender Meeresboden vorhanden ist und
- e) die Unterseite des Ronne-Schelfeises über eine Länge von ca. 100 km nicht geneigt ist.

Damit weicht Punkt e) von der in Abb. 9 dargestellten Eismächtigkeitsverteilung ab und berücksichtigt die durch numerische Modellierung (Lange & MacAyeal, 1986; Fig.1) und Bohrung (Engelhardt & Determann, 1987) zur Diskussion gestellte.

Gegenüber dem Standardlauf haben sich die Bedingungen vor dem Filchner-Schelfeis nicht geändert. Für den Ronne-Bereich wurde ein mittleres Temperatur- und Salzgehaltprofil den von Foldvik et al. (1985a; Fig. 3) erstellten

Schnitten entnommen. Die Anfangswerte für Helium und  $\delta^{18}\text{O}$  sind mit denen des Standardlaufes identisch.

Die in Tabelle 1 aufgelisteten Modellparameter werden aus Stabilitätsgründen dahingehend verändert, daß der vertikale turbulente Austauschparameter  $A_V$  auf  $5 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  angehoben wird. Bezüglich der Topographie und Morphologie des Schelfeises sind in diesem Experiment keine wesentlichen Neuerungen vorgenommen worden. Vielmehr wurden äußere Bedingungen miteinander verknüpft, deren Bedeutung für den Ozean Gegenstand der Untersuchungen in Kapitel IV war.

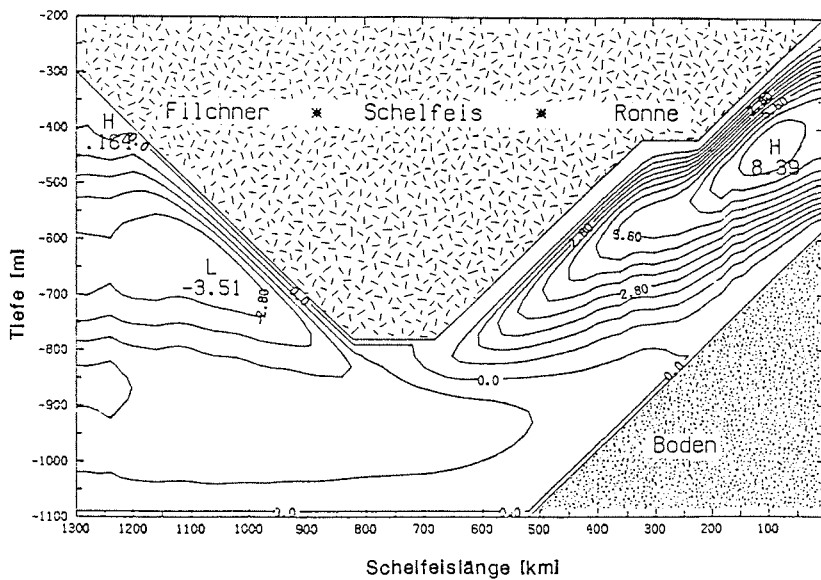


Abb. 28: Die Darstellung der Stromlinien nach einer Simulationszeit von 3600 Tagen für das um die "Ronne-Region" erweiterte Modellgebiet.  
 $KI = 0,7 \text{ [m}^2 \text{ s}^{-1}\text{]}$ .

Es ist daher nicht verwunderlich, daß die vorliegenden Ergebnisse sich aus den bisher erzielten zusammensetzen. Eine vom Standardlauf abweichende Zirkulation an der Schelfeiskante [Abb. 28] ergibt sich aus einer größeren Periode des Schelfeiskanten-Oszillators. Dennoch sind die Verhältnisse unter dem Filchner-Schelfeis mit denen des Standardlaufes, die unter dem Ronne-Schelfeis, mit denen in den Abschnitten IV.5.3 und IV.5.4 diskutierten vergleichbar. Eine Zirkulation um die Berkner-Insel herum, wie von Foldvik (pers. Mitteilung) geäußert, kann anhand dieser Simulation nicht bestätigt werden. Bemerkenswert bleibt der bis weit unter das Ronne-Schelfeis reichende Einfluß der Filchner-Zirkulation. Dieser führt jedoch nicht dazu, daß sich die Charakteristika des Filchner-Ausstroms drastisch verändern.

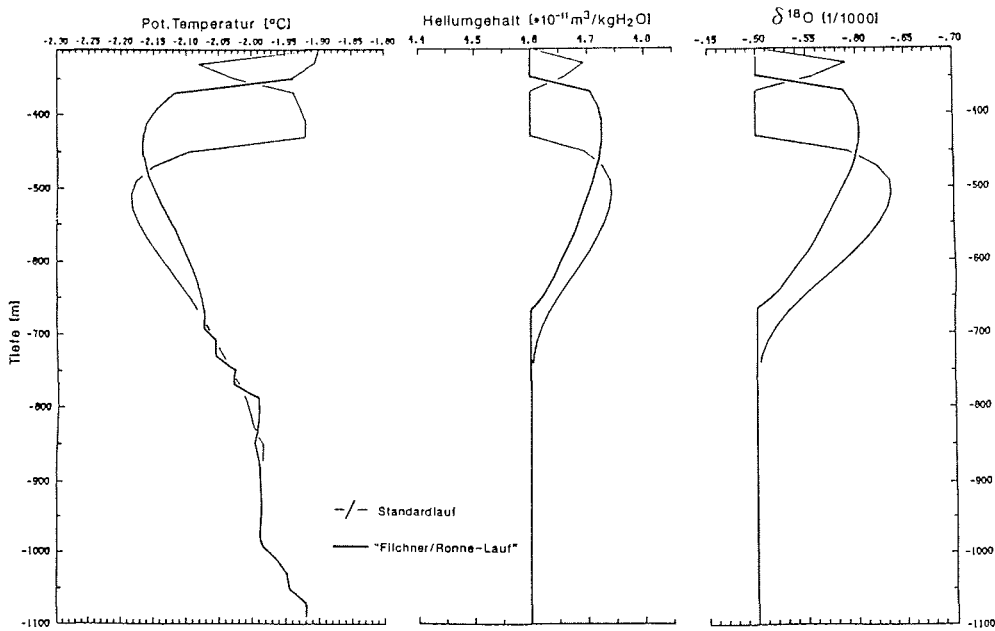


Abb. 29: Die Modellprofile der pot. Temperatur, der Heliumkonzentration und  $\delta^{18}\text{O}$  an der "Filchner-Schelfeiskante" im Vergleich mit denjenigen des Standardlaufes.

Die höheren Temperaturen und die geringeren Tracerwerte [Abb. 29] resultieren aus einer niedrigeren Schmelzrate im Inneren [Abb. 30], die wiederum ihre Ursache in der höheren Gefrierpunkttemperatur bei geringerem Druck hat. Ein Aspekt, der schon im Abschnitt IV.5.4 diskutiert wurde.

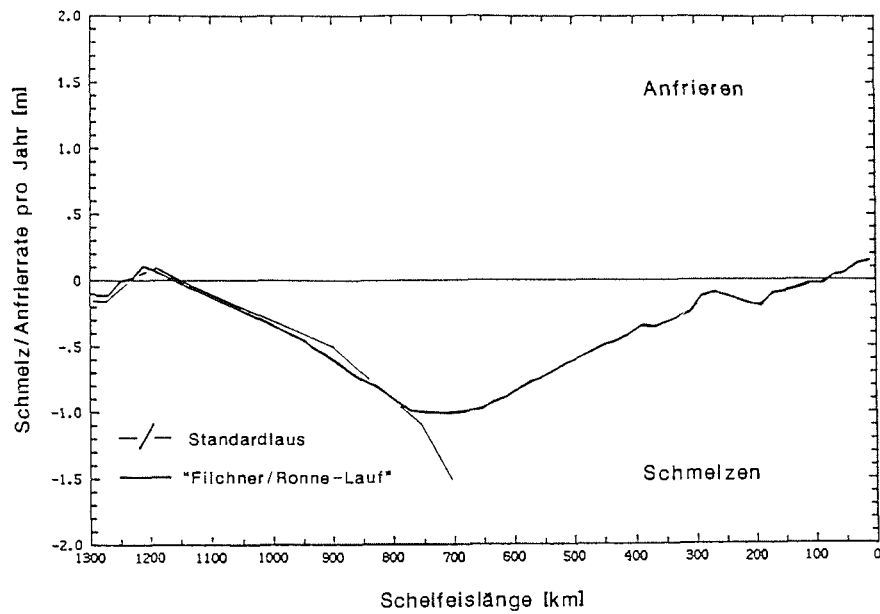


Abb. 30: Die Verteilung der Schmelz/Anfrierraten entlang der gesamten Schelfeisunterseite für das "Filchner-Ronne-Regime" im Vergleich mit derjenigen des Standardlaufes.

## VI Schlußbemerkung

Die Grundlage für die vorliegende Arbeit bildet ein *zweidimensionales* thermalines Zirkulationsmodell. Die Beschränkung auf die *y/z*-Ebene führt zur Vernachlässigung der Corioliskraft (s. Kapitel II). Trotz dieses unphysikalischen Ansatzes werden in den Simulationen Ergebnisse erzielt, die in keinem Widerspruch zu bestehenden Theorien und Modellen stehen und durch vorhandene Messungen, speziell denen der Tracer-Ozeanographie bestätigt werden können.

Erstmals wird mit Hilfe eines derartigen Modelles gezeigt, daß an der Schelfeisunterseite nicht nur *Schmelzen*, sondern auch *Anfrieren* stattfindet. Dabei sind die Raten und die räumlichen Verteilungen abhängig von den Charakteristika des einströmenden Wassers (Westliches Schelfwasser), dem Temperaturgradienten im Schelfeis, von der Bodentopographie sowie der Morphologie des Schelfeises. Allesamt sind dies Faktoren, die die Modifikationsstrecke und damit die Charakteristika des ausströmenden Wassers sowie dessen Tiefenniveau beeinflussen.

Der Schelfeiskanten-Oszillator, eine Reaktion des Ozeans auf den Anfrierprozeß in der Nähe der Schelfeiskante, tritt in dieser Klarheit wohl nur im Modell auf. Für das Ronne-Schelfeis konnten Eckstaller & Miller (1984) den Einfluß der Gezeiten noch in ca. 200 km Entfernung von der Schelfeiskante nachweisen. Es ist daher anzunehmen, daß durch den hohen Wassermassenaustausch die den Oszillator treibenden Dichtegradienten innerhalb einer Gezeitenperiode beseitigt werden.

Die Einbeziehung der geostrophischen Balance in die Modellierung der Prozesse unter Schelfeisen stellt ein bekanntes (MacAyeal, 1985) und bisher nicht gelöstes Problem dar. Im vorliegenden Modell, dem der Druckgradient parallel zur Schelfeiskante fehlt, könnte der Coriolis-term nur durch einen unrealistisch hohen Impulsaustauschkoeffizienten balanciert werden. Ansätze,



eine Proportionalität zwischen dem horizontalen Dichtegradienten  $\rho_y$  und einem dazu normalen Druckterm herzustellen, sind ebenso künstlich und bleiben daher unberücksichtigt. Ein weiteres Resultat dieser Arbeit ist, daß der Ozean unter Schelfeisen nur mit Hilfe eines 3-dimensionalen Modells realistisch simuliert werden kann.

Die Notwendigkeit einer dritten Dimension wird ebenfalls im erweiterten Modelllauf offensichtlich. Die von Foldvik vermutete Umströmung der Berkner-Insel wäre denkbar, wenn Ein- und Ausstrombereich in der Filchnerdepression zonal versetzt wären. Der jetzige Ansatz bedingt jedoch eine Entkoppelung der beiden Regime. Die Symmetrie des Antriebs sorgt für eine symmetrische Verteilung der Felder, so daß mit Hilfe dieses Modells ein Zusammenwirken beider Schelfeisregime nicht bestätigt werden kann.

Ein 3-dimensionales Modell zur Simulierung des Ozeans unter Schelfeisen ist jedoch nur dann zu realisieren, wenn in ausreichendem Maße Daten vorhanden sind. Wie die Variationsläufe gezeigt haben, müssen dies

- a) ozeanographische Daten  $\Rightarrow$  Temperatur, Salzgehalt, Tracer entlang  
Filchner-Ronne-Schelfeiskante
- b) meteorologische Daten  $\Rightarrow$  Oberflächentemperaturen
- c) geophysikalische Daten  $\Rightarrow$  Bodentopographie und
- d) glaziologische Daten  $\Rightarrow$  Eismächtigkeitsverteilung

sein, die einerseits als Randbedingungen in das Modell eingehen, andererseits zu dessen Verifikation herangezogen werden können. Unter diesem Aspekt wäre es auch sinnvoll, langfristige Verankerungen vor der Schelfeiskante auszulegen. Eine wünschenswerte, aber schwer zu realisierende Position, wäre eine in der zentralen Region des Ronne-Schelfeises. Sie könnte nicht nur im Hinblick auf die Strömungsverhältnisse wichtige Informationen liefern,

sondern auch die Frage klären helfen, ob und, wenn ja in welchem Maße, Anfrieren stattfindet.

Neue Erkenntnisse aus dem 3-dimensionalen Modell sind zu erwarten hinsichtlich

- a) des Einflusses der Corioliskraft auf die Zirkulation
- b) der räumlichen Verteilung der Ein- und Ausstrombereiche entlang der gesamten Schelfeiskante
- c) der räumlichen Verteilung der Schmelz- und Anfrierzonen und
- d) der Quantifizierung des ausströmenden Eisschelfwassers und damit der Quantifizierung der Weddellmeer-Bodenwasser-Produktion im Foldvikschen Sinne.

## Anhang A

Aus dem Gleichungssystem (II.2.a - h)

$$Q_T = Q_T^{SF} + Q_T^I \quad (\text{II.2.a})$$

$$Q_T = \rho_W c_{pW} \gamma_T (T^B - T^W) \quad (\text{II.2.b})$$

$$Q_T^{SF} = \rho_E L \dot{h} \quad (\text{II.2.c})$$

$$Q_T^I = \rho_E c_{pE} \kappa \frac{(T^{Ob} - T^B)}{D} \quad (\text{II.2.d})$$

$$Q_S = Q_S^{SF} \quad (\text{II.2.e})$$

$$Q_S = \rho_W \gamma_S (S^B - S^W) \quad (\text{II.2.f})$$

$$Q_S^{SF} = \rho_E S^B \dot{h} \quad (\text{II.2.g})$$

$$T^B = a S^B + b - c p^B \quad (\text{II.2.h})$$

lassen sich für ein vorgegebenes Druckniveau  $p^B$  an der Grenzfläche Ozean/Schelfeis die Gefrierpunktemperatur  $T^B$ , der entsprechende Salzgehalt  $S^B$  und die Schmelz/Anfrierrate  $\dot{h}$  berechnen.

$$(II.2.a-d) \quad \rho_W c_{pW} \gamma_T (T^B - T^W) = \rho_E L \dot{h} + \rho_E c_{pE} \kappa \frac{(T^{Ob} - T^B)}{D} \quad (A1)$$

$$(II.2.e-g) \quad \rho_W \gamma_S (S^B - S^W) = \rho_E S^B \dot{h} \quad (A2)$$

$$(A2) \quad \dot{h} = \frac{\rho_W}{\rho_E} \gamma_S \frac{(S^B - S^W)}{S^B} \quad (A3)$$

$$(A3) \text{ in } (A1) \quad \rho_W c_{pW} \gamma_T (T^B - T^W) = \rho_W L \gamma_S \frac{(S^B - S^W)}{S^B} + \rho_E c_{pE} \kappa \frac{(T^{Ob} - T^B)}{D} \quad (A4)$$

$$(A4) \quad \varepsilon_1 (T^B - T^W) = \varepsilon_2 \frac{(S^B - S^W)}{S^B} + \varepsilon_3 (T^{Ob} - T^B) \quad (A5)$$

mit

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= \rho_W c_{pW} \gamma_T \\ \varepsilon_2 &= \rho_W L \gamma_S \\ \varepsilon_3 &= \rho_E c_{pE} \frac{\kappa}{D} \end{aligned}$$

$$(II.2.h) \quad T^B = a S^B + \varepsilon_4 \quad (A6)$$

mit  $\varepsilon_4 = b - c p^B$

$$(A6) \text{ in } (A5) \quad \varepsilon_1 (a S^B + \varepsilon_4 - T^W) = \varepsilon_2 \frac{(S^B - S^W)}{S^B} + \varepsilon_3 (T^{Ob} - a S^B - \varepsilon_4) \quad (A7)$$

$$(A7) \quad (a \varepsilon_1 + a \varepsilon_3) S^{B2} - (\varepsilon_1 T^W - \varepsilon_1 \varepsilon_4 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 T^{Ob} - \varepsilon_3 \varepsilon_4) S^B + \varepsilon_2 S^W = 0 \quad (A8)$$

$$(A8) \quad S^{B2} - \varepsilon_5 S^B + \varepsilon_6 = 0 \quad (A9)$$

mit  $\varepsilon_5 = \frac{(\varepsilon_1 T^W - \varepsilon_1 \varepsilon_4 + \varepsilon_2 + \varepsilon_3 T^{Ob} - \varepsilon_3 \varepsilon_4)}{a (\varepsilon_1 + \varepsilon_3)}$

$$\varepsilon_6 = \varepsilon_2 S^W$$

$$(A9) \quad S_{1/2}^B = \frac{\varepsilon_5}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\varepsilon_5}{2}\right)^2 - \varepsilon_6} \quad (A10)$$

Gleichung (A10) liefert zwei Salzgehaltswerte, von denen derjenige unberücksichtigt bleibt, der außerhalb des Definitionsbereiches der Gleichung (II.2.h) liegt.

Sind die Temperatur  $T^W$  und der Salzgehalt  $S^W$  des Grenzflächenvolumens bekannt, so lassen sich die Schmelz/Anfrierrate  $\dot{h}$  aus Gleichung (A3) und die Flüsse  $Q_T$  und  $Q_S$  aus den Gleichungen (II.2.b) bzw. (II.2.f) bestimmen.

Zu denselben Ergebnissen führt ein anderer Ansatz, der im folgenden kurz skizziert wird.

$$(II.2.h) \quad S_B = \frac{(T^B - b + c p^B)}{a} \quad (A11)$$

(A11) in (A5) ergibt eine quadratische Gleichung für  $T^B$ , wobei diejenige Gefrierpunkttemperatur unberücksichtigt bleibt, die in (A11) eingesetzt einen außerhalb des Definitionsbereiches liegenden Salzgehaltwert liefert. Der weitere Weg bleibt der im oberen Absatz beschriebene.

## Literaturverzeichnis

- Behrendt, J.C. 1968. The structure of the Filchner Ice Shelf and its relation to bottom melting. ISAGE Symposium Hanover, USA, September 1968, 488-496.
- Berichte zur Polarforschung 1985. Die Expedition ANTARKTIS III mit FS "Polarstern" 1984/85. G. Hempel, ed., No. 25.
- Brennecke, W. 1921. Die ozeanographischen Arbeiten der Deutschen Antarktischen Expedition 1911-1912. Archiv der Dt. Seewarte, 39, 216 ff.
- Carmack, E.C. & T.D. Foster 1975. Circulation and distribution of oceanographic properties near the Filchner Ice Shelf. Deep-Sea Research, 22, 77-90.
- Carmack, E.C. 1977. Water characteristics of the Southern Ocean south of the Polar Front. In: A Voyage of Discovery, M.V. Angel, ed., Deep-Sea Research, Suppl. Vol. 24, 15-41.
- Carmack, E.C. & T.D. Foster 1977. Water masses and circulation in the Weddell Sea. Proceedings of the Polar Oceans Conference, Montreal, May 1974. In: Polar Oceans, M. J. Dunbar, ed., Arctic Inst. of North America, 151-165.
- Deacon, G.E.R. 1937. The hydrology of the Southern Ocean. Discovery Reports, 15, 124 ff.
- Dieckmann, G., G. Rohardt, H. Hellmer & J. Kipfstuhl 1986. The occurrence of ice platelets at 250 m depth near the Filchner Ice Shelf and its significance for sea ice biology. Deep-Sea Research, 33, 141-148.
- Doake, C.S.M. 1976. Thermodynamics of the interaction between ice shelves and the sea. Polar Record, 18 (112), 37-41.
- Eckstaller, A. & H. Miller 1984. Gezeiten-Vertikalbewegung des Filchner Schelfeises. In: Berichte zur Polarforschung, No. 19, Die Expedition II mit FS "Polarstern" 1983/84. H. Kohnen, ed., 82-97.
- Emery, W.J. & J. Meincke 1986. Global water masses: summary and review. Oceanologica Acta, 9 (4), 383-391.
- Engelhardt, H. & J. Determann 1987. Borehole evidence for a thick layer of basal ice in the central Ronne Ice Shelf. Nature, 327, 318-319.
- Foldvik, A. & T. Kvinge 1974. Conditional instability of sea water at the freezing point. Deep-Sea Research, 21, 169-174.

- Foldvik, A., T. Gammelsrød & T. Tørresen 1985a. Circulation and water masses on the southern Weddell Sea Shelf.  
In: *Antarc. Res. Ser.*, S.S. Jacobs, ed., 43, 5-20.
- Foldvik, A., T. Gammelsrød, N. Slotsvik & T. Tørresen 1985b. Oceanographic conditions on the Weddell Sea Shelf during the German Antarctic Expedition 1979/80.  
*Polar Research*, 3(2), 209-226.
- Foster, T.D. 1972. An analysis of the cabbeling instability in sea water.  
*J. Phys. Oceanography*, 2, 294-301.
- Foster, T.D. & E.C. Carmack 1976. Frontal zone mixing and Antarctic Bottom Water formation in the southern Weddell Sea.  
*Deep-Sea Research*, 23, 301-317.
- Foster, T.D. & J.H. Middleton 1979. Variability in the bottom water of the Weddell Sea.  
*Deep-Sea Research*, 26 A, 743-762.
- Foster, T.D., A. Foldvik & J.H. Middleton 1987. Mixing and bottom water formation in the shelf break region of the southern Weddell Sea.  
*Deep-Sea Research*, 34(11), 1771-1794.
- Gammelsrød, T. & N. Slotsvik 1981. Hydrographic and current measurements in the southern Weddell Sea 1979/80.  
*Polarforschung*, 51(1), 101-111.
- Gordon, A.L. 1971. Oceanography of Antarctic waters.  
*Antarc. Res. Ser.*, J. Reid, ed., 15, 169-203.
- Gordon, A.L. 1978. Deep Antarctic convection west of Maud Rise.  
*J. Phys. Oceanography*, 8, 600-612.
- Gordon, A.L. 1982. Weddell Deep Water variability.  
*J. Marine Research*, 40, Supl., 199-217.
- Gordon, A.L. & B.A. Huber 1984. Thermohaline stratification below the Southern Ocean sea ice.  
*J. Geophys. Research*, 89, C1, 641-648.
- Hempel, G., G. Mahler & L. Suhrmeyer 1987. Aerial reconnaissance for the Filchner Ice Islands. In: *Berichte zur Polarforschung*, No. 39, Die Winter-Expedition mit FS "Polarstern" in die Antarktis (ANT V/1-3). S. Schnack-Schiel, ed., 230-233.
- Humboldt, A. v. 1814. Reise in die Äquinoktial-Gegenden des neuen Kontinents.  
Originalausgabe in französischer Sprache. In deutscher Bearbeitung von H. Hauff, Stuttgart 1861, Band I.
- Jacobs, S.S., A.F. Amos & P.M. Bruchhausen 1970. Ross Sea oceanography and Antarctic Bottom Water formation.  
*Deep-Sea Research*, 17, 935-962.
- Jacobs, S.S., A.L. Gordon & J.L. Adrai 1979. Circulation and melting beneath the Ross Ice Shelf.  
*Science*, 203, 439-443.

- Jacobs, S.S. & R.G. Fairbanks 1985. Origin and evolution of water masses near the Antarctic continental margin: evidence from  $H_2^{18}O/H_2^{16}O$  ratios in seawater.  
In: *Antarc. Res. Ser.*, S.S. Jacobs, ed., 43, 59-85.
- Killworth, P.D. 1977. Mixing on the Weddell Sea continental slope.  
*Deep-Sea Research*, 24, 427-448.
- Killworth, P.D. 1979. On "chimney" formations in the ocean.  
*J. Phys. Oceanography*, 9, 531-554.
- Knudsen, M. 1903. Gefriertabelle für Meerwasser.  
*Publ. Circ. Cons. Explor. Mer.*, 5, 11-13.
- Lange, M.A. & H. Kohnen 1985. Ice front fluctuations in the eastern and southern Weddell Sea.  
*Annals of Glaciology*, 6, 187-191.
- Lange, M.A. & D.R. MacAyeal 1986. Numerical models of the Filchner-Ronne ice shelf: an assessment of reinterpreted ice thickness distribution.  
*J. Geophys. Res.*, 91 (B10) , 457-462.
- Lange, M.A. & D.R. MacAyeal 1988. Numerical models of steady-state thickness and basal ice configurations of the central Ronne Ice Shelf.  
*Annals of Glaciology*, im Druck.
- Lorius, C., N.J. Barkov, J. Jouzel, Y.S. Korotkevich, V.M. Kotlyakov & D. Raynaud 1988. Antarctic ice core:  $CO_2$  and climatic change over the last climatic cycle.  
*EOS*, 62(26), 681.
- Lusquinos, A.J. 1963. Extreme temperatures in the Weddell Sea.  
*Árbok f. Univers. Bergen, Mat. Naturv. Ser.*, 23(I), 1-19.
- MacAyeal, D.R. 1984a. Thermohaline circulation below the Ross Ice Shelf: A consequence of tidally induced vertical mixing and basal melting.  
*J. Geophys. Research*, 89 (C1), 597-606.
- MacAyeal, D.R. 1984b. Numerical simulations of the Ross Sea tides.  
*J. Geophys. Research*, 89 (C1), 607-615.
- MacAyeal, D.R. 1985. Evolution of tidally triggered meltwater plumes below ice shelves.  
In: *Antarc. Res. Ser.*, S.S. Jacobs, ed., 43, 133-143.
- Manabe, S. & R.T. Wetherald 1980. On the distribution of climate change resulting from an increase of  $CO_2$  content of the atmosphere.  
*J. Atmos. Science*, 37, 99-118.
- Morgan, V.J. 1972. Oxygen isotope evidence for bottom freezing on the Amery Ice Shelf.  
*Nature*, 238, 393-394.



- Mosby, H. 1934. The waters of the Atlantic Antarctic Ocean. Scientific Results of the Norwegian Antarctic Exp. 1927-1928, 1(11), 131 ff.
- Neal, C.S. 1979. The dynamics of the Ross Ice Shelf revealed by radio echo-sounding. *J. Glaciology*, 24 (90), 295-307.
- Pedlosky, J. 1987. *Geophysical Fluid Dynamics*, 2nd ed., Springer Verlag, New York/Heidelberg/Berlin usw., 710 ff.
- Reid, J.L., W.D. Nowlin, jr., W.C. Patzert 1977. On the characteristics and circulation of the southwestern Atlantic Ocean. *J. Phys. Oceanography*, 7, 62-91.
- Riddaway, R.W. 1984. An introduction to numerical methods for weather prediction. In: Meteorological training course, Lecture note No. 1.4. European Centre for Medium Range Weather Forecast, ed., 90 ff.
- Robin, G. de Q. 1979. Formation, flow, and disintegration of ice shelves. *J. Glaciology*, 24 (90), 259-271.
- Robin, G. de Q., C.S.M. Doake, H. Kohnen, R.D. Crabtree, S.R. Jordan & D. Möller 1983. Regime of the Filchner-Ronne ice shelves, Antarctica. *Nature*, 302, 582-586.
- Rohardt, G. 1984. Hydrographische Untersuchungen am Rand des Filchner Schelfeises. *Berichte zur Polarforschung*, 19, 137-143.
- Rottok 1888. Die während der Forschungsreise S.M.S. "Gazelle" ausgeführten Tiefseelothungen, Wassertemperaturmessungen, Strombestimmungen und Beobachtungen über die Farbe und Durchsichtigkeit des Meerwassers. In: Die Forschungsreise S.M.S. "Gazelle" in den Jahren 1874 bis 1876. II. Theil: Physik und Chemie. Hydrographisches Amt der Admiralität, ed., Berlin, 1-46.
- Scheduikat, M. 1988. Ein eindimensionales gezeitengetriebenes Deckschichtmodell unter dem Schelfeis zur Bestimmung von Schmelz- und Anfrierraten. Diplomarbeit an der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität Kiel, 124 ff.
- Schlosser, P. 1986. Helium: a new tracer in Antarctic oceanography. *Nature*, 321, 233-235.
- Schlosser, P. & W. Roether 1988. Spurenstoff-ozeanographische Untersuchungen in der Weddell See. Manuskript für Promet: Meteorologie und Klimatologie der Antarktis.
- Schwerdtfeger, W. 1970. The climate of the Antarctic. In: *Climates of the Polar Regions*, World Survey of Climatology, H. Landsberg, ed., 14, 253-355.

- Sverdrup, H.U. 1940. Hydrology, Section II: Discussion.  
B.A.N.Z. Antarc. Res. Exped. 1929-31, Reports-Ser. A, III,  
Oceanography, Part 2, 88-126.
- Weiss, R.F., H.G. Ostlund & J. Craig 1979. Geochemical studies of the Weddell Sea.  
Deep Sea Research, 10A, 1093-1120.
- Welander, P. 1977. Thermal oscillations in a fluid heated from below and  
cooled to freezing from above.  
Dyn. Atmos. Oceans, 1, 215-223.
- Wüst, G. 1933. Das Bodenwasser und die Gliederung der Atlantischen  
Tiefsee.  
Wiss. Erg. dt. atlant. Exp. METEOR 1925-1927, 6(1), 106 ff.

## Danksagung

Allen Mitarbeitern des *Alfred-Wegener-Institutes*, die es mir ermöglicht haben, in einer angenehmen Atmosphäre zu arbeiten und denjenigen, die hilfsbereit waren oder sich nicht gescheut haben, in zahlreichen Diskussionen mir ihre Zeit zu opfern, sei herzlich gedankt.

Mein besonderer Dank gilt Herrn *Prof. Dr. D. Olters*, dem es gelang, in einem anregenden Rahmen die Arbeit zielbewußt zu betreuen,

Herrn *Dr. Ch. Wübbler*, dessen nie verwehrte Unterstützung ebenso hilfreich wie lehrreich erfolgte,

Herrn *J. Kipfstuhl*, dessen Anregungen aus angrenzenden Gebieten mir eine umfassendere Beschreibung ermöglichte und

Frau *H. Rosentreter*, die es mir erspart hat, einen großen Teil meiner Zeit für die Erstellung des Manuskriptes aufzuwenden.

Bedanken möchte ich mich auch bei meinen Eltern, deren vielfältige Unterstützung mir die Zeit der Promotion oftmals erleichterte.

