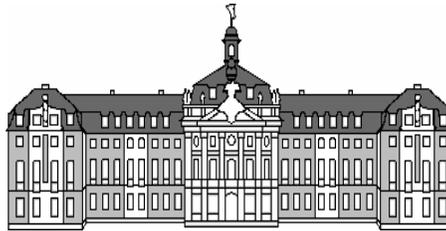


WESTFÄLISCHE WILHELMS-UNIVERSITÄT MÜNSTER

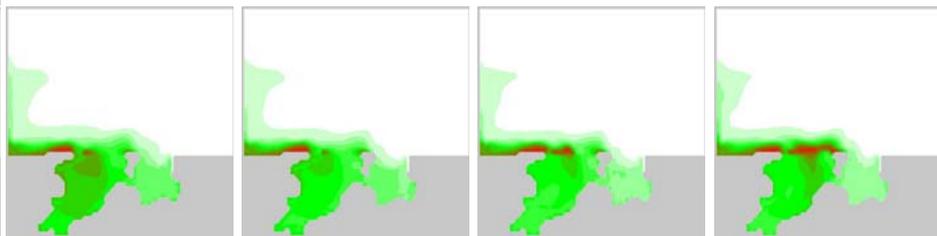
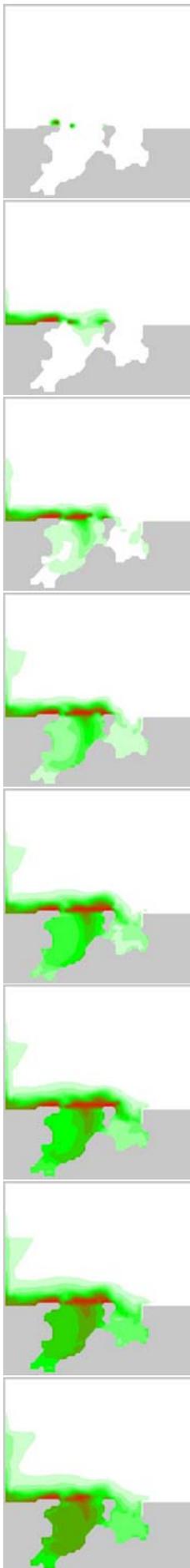
INSTITUT FÜR GEOPHYSIK



# Numerische Modellierung ozeanischer Zirkulation in der Kaverne des Ekström Schelfeises, Antarktis

Diplomarbeit im Fach Geophysik  
vorgelegt von  
Marcel Nicolaus

Münster, im Februar 2002





Die Kante des Ekström Schelfeises erhebt sich (hier bei  $70^{\circ}36'S$ ,  $9^{\circ}04'W$ ) etwa 40 m über die Meeresoberfläche.

„ICH KANN NICHT SAGEN – OBGLEICH ICH WEISS, DASS ES EINE VIEL GROSSARTIGERE WIRKUNG HÄTTE – DASS ICH DA VOR DEM ZIEL MEINES LEBENS STAND. DIES WÄRE DOCH ETWAS ZU SEHR ÜBERTRIEBEN. ICH WILL LIEBER AUFRICHTIG SEIN UND GERADE HERAUS ERKLÄREN, DASS WOHL NOCH NIE EIN MENSCH IN SO VÖLLIGEM GEGENSATZ ZU DEM ZIEL SEINES LEBENS STAND WIE ICH BEI DIESER GELEGENHEIT. DIE GEGEND UM DEN NORDPOL – ACH, JA ZUM KUCKUCK – DER NORDPOL SELBST HATTE ES MIR VON KINDESBEIN AN ANGETAN UND NUN BEFAND ICH MICH AM SÜDPOL! KANN MAN SICH ETWAS ENTGEGENGESETZTERES DENKEN?“

Roald Amundsen (1872-1928) über das Erreichen des Südpols mit seinen Gefährten am 14.12.1911 aus seinem Buch:

Roald Amundsen: „Die Eroberung des Südpols“ (1912), Seite 614  
Buchhandlung Georg Sommerfeld, Bern



# Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	III
Symbolverzeichnis	V
Nomenklatur	VII
<b>1 Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2 Ozeanzirkulation und Wassermassen</b>	<b>5</b>
2.1 Massentransporte im Ozean . . . . .	5
2.2 Wassermassen im Südpolarmeer . . . . .	8
2.3 Wassermassenbildung in Schelfeiskavernen . . . . .	10
<b>3 Die Ozeanische Schelfeismodellierung</b>	<b>15</b>
3.1 Dreidimensionale Zirkulationsmodelle . . . . .	15
3.2 Grundgleichungen zur Beschreibung der Ozeanzirkulation . . . . .	19
3.2.1 Erhaltungsgleichungen . . . . .	20
3.2.2 Approximationen und Parametrisierungen . . . . .	22
3.3 Wechselwirkungen zwischen Eis und Ozean . . . . .	24
3.4 Numerische Umsetzung der Zirkulationsgleichungen . . . . .	27
3.4.1 Orts- und Zeitdiskretisierung . . . . .	27
3.4.2 Anfangs- und Randbedingungen . . . . .	30
3.4.3 Stromfunktion . . . . .	32
3.4.4 Vertikale Konvektion . . . . .	32
3.4.5 Programmablauf . . . . .	33
<b>4 Das Ekström Schelfeisgebiet</b>	<b>35</b>
4.1 Geometrische Datengrundlagen . . . . .	37
4.2 Datenaufbereitung . . . . .	38
4.3 Eingangsdatensätze für das Modell . . . . .	40
<b>5 Der Modellauf mit idealisierter Geometrie</b>	<b>47</b>
5.1 Idealisierte Geometrie und Initialisierung . . . . .	47
5.2 Ergebnisse . . . . .	49
5.2.1 Ausbildung eines stationären Zustands . . . . .	49
5.2.2 Strömungsregime . . . . .	50
5.2.3 Massenbilanz . . . . .	53
5.2.4 Verteilung von Temperatur und Salz . . . . .	55

---

5.3	Bewertung . . . . .	56
<b>6</b>	<b>Der Standardlauf</b>	<b>59</b>
6.1	Einführung eines Nordrestorings . . . . .	59
6.2	Strömungsregime . . . . .	60
6.3	Basale Massenbilanz . . . . .	62
6.4	Wassermassenverteilung im Modellgebiet . . . . .	65
6.5	Jahreszeitliche Variationen . . . . .	69
6.6	Bewertung . . . . .	75
<b>7</b>	<b>Sensitivitätsstudien zur basalen Massenbilanz</b>	<b>77</b>
7.1	Massenbilanzstudien bei alternativen Modellgeometrien . . . . .	77
7.2	Veränderungen durch langfristige Klimaerwärmung . . . . .	80
<b>8</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>85</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>87</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>93</b>
<b>A</b>	<b>Jahreszeitlichen Variationen</b>	<b>95</b>
<b>B</b>	<b>Übersicht der Modellläufe</b>	<b>97</b>

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Übersichtskarte der Antarktis . . . . .	2
2.1	Ozeanströmungen im Bereich des Weddellmeers . . . . .	8
2.2	Profilschnitt durch ein gekoppeltes Eis–Ozeansystem . . . . .	11
2.3	Mischungsgeraden zur Bildung von AABW . . . . .	13
3.1	Erste 3D–Modellerggebnisse von Determann und Gerdes (1994) . .	17
3.2	3D–Modellerggebnisse mit offenem Ozean von Grosfeld (1997) . .	18
3.3	Geschachteltes Arakawa–B Gitter zur Anordnung der Variablen	28
3.4	Vertikale Diskretisierung anhand von $\sigma = \frac{h}{H}$ –Koordinaten . . . .	30
4.1	Das Ekström Schelfeis und seine Einzugsgebiete . . . . .	36
4.2	Tiefenlage der Eisunterseite im Bereich des Ekström Schelfeises nach Sandhäger und Blindow (2000) . . . . .	38
4.3	Tiefenlage des (subglazialen) Felsuntergrunds im Bereich des Ekström Schelfeises (GEBCO–Datensatz) . . . . .	39
4.4	Eingabedatensatz: Meeresbodentopographie . . . . .	42
4.5	Eingabedatensatz: Schelfeisunterseite . . . . .	43
4.6	Eingabedatensatz: Wassersäulenmächtigkeit . . . . .	44
4.7	Vertikalschnitt durch das Modellgebiet . . . . .	45
4.8	Eingabedatensatz: Scherspannungen des Windfelds . . . . .	46
5.1	Vertikalschnitt und Aufsicht der idealisierten Modellgeometrie . .	48
5.2	Zeitliche Entwicklung der Temperatur– und Salzgehaltmittel . .	50
5.3	Stromfunktion des vertikal integrierten Massentransports . . . .	51
5.4	Vertikale Umwälzung . . . . .	53
5.5	Verteilung der basalen Schmelz– und Anfrierrate . . . . .	54
5.6	Zeitliche Entwicklung der basalen Massenbilanz . . . . .	55
5.7	Meridionaler Salzgehalt– und Temperaturschnitt bei $i=30$ . . . .	57
5.8	Zonaler Temperaturschnitt bei $j=33$ . . . . .	58
6.1	Zeitliche Entwicklung der Temperatur– und Salzgehaltmittel . .	60
6.2	Stromfunktion des vertikal integrierten Massentransports . . . .	61
6.3	Basale Massenbilanz . . . . .	63
6.4	Meridionaler Salzgehalt– und Temperaturschnitt bei $i=29$ . . . .	66
6.5	$\Theta$ S–Diagramm des gesamten Modellgebiets . . . . .	67
6.6	$\Theta$ S–Diagramm der Kaverne mit Mischungsgeraden . . . . .	69
6.7	Zeitliche Entwicklung der Stromfunktion . . . . .	70
6.8	Zeitliches Vorstoßen des Küstenstroms in die Kaverne . . . . .	71
6.9	Zeitliches Vorstoßen zentraler Wassermassen in die Kaverne . . .	72
6.10	Zeitliche Ausdehnung neu gebildeten Schelfeiswassers . . . . .	73
6.11	Zeitliches Vorstoßen eines Oberflächensignals in die Kaverne . .	74

7.1	Zeitliche Entwicklung der flächengemittelten basalen Massenbilanz aller Läufe mit realer Geometrie . . . . .	79
7.2	Modellauf <i>71x41</i> : Basale Massenbilanz . . . . .	81
7.3	Restoring-Temperaturen der Klimaszenarien . . . . .	82
7.4	Flächengemittelte basale Schmelzraten . . . . .	83
A.1	Quellorte passiver Tracer . . . . .	96

# Symbolverzeichnis

Symbol	Wert	Einheit	Beschreibung
$a_1$	-0,057	°C	Koeffizient der Druckschmelzpunkt-Gleichung
$a_2$	0,0939	°C	Koeffizient der Druckschmelzpunkt-Gleichung
$a_3$	$7,64 \cdot 10^{-4}$	°C dbar <sup>-1</sup>	Koeffizient der Druckschmelzpunkt-Gleichung
$A_m$	70	m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup>	horizontaler Vermischungskoeffizient des Impulses
$A_t$	70	m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup>	horizontaler Vermischungskoeffizient von $T, S$
$b$			frei wählbare Variable
$\beta$	$K^{-1}$		thermischer Ausdehnungskoeffizient
$c$		m s <sup>-1</sup>	Ausbreitungsgeschwindigkeit der Kompressionswelle
$c_D$	$1,55 \cdot 10^{-3}$		dimensionsloser Reibungskoeffizient
$c_{pw}$	4 000	J kg <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>	spezifische Wärmekapazität von Meerwasser bei konstantem Druck
$e$		kg m <sup>2</sup> s <sup>-2</sup>	innere Energie
$\vec{F}_g$		N	Gravitationskraft
$\vec{F}_p$		N	Druckkraft
$\vec{F}_v$		N	viskose Kraft
$g$	9,806	m s <sup>-2</sup>	Erdbeschleunigung im Untersuchungsgebiet
$\gamma_S$	$5,05 \cdot 10^{-7}$	m s <sup>-1</sup>	turbulenter Salzaustauschkoeffizient
$\gamma_T$	$1 \cdot 10^{-4}$	m s <sup>-1</sup>	turbulenter Temperaturaustauschkoeffizient
$h_i$		m	Schichtmächtigkeit des Wassers
$H$		m	Gesamtmächtigkeit der Wassersäule
$i, j, k$			Modellindizes in Indexkoordinaten ( $\lambda, \phi, \sigma$ )
$\mathbf{I}$			Einheitsmatrix
$\vec{k}$			Einheitsvektor
$K_m$	$1 \cdot 10^{-5}$	m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup>	vertikaler Vermischungskoeffizient des Impulses
$K_t$	$1 \cdot 10^{-3}$	m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup>	vertikaler Vermischungskoeffizient von $T, S$
$\kappa_S$		kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup>	molekulare Diffusivität von Salz
$\kappa_T$	$1,54 \cdot 10^{-6}$	m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup>	thermische Diffusivität des Eises (bei -20°C )
$L$	334	kJ kg <sup>-1</sup>	latente Schmelzwärme
$\lambda$			geographische Länge
$m$		m s <sup>-1</sup> bzw. m a <sup>-1</sup>	Schmelz- / Gefriertrate (negativ / positiv)
$\mu$		Pa s	molekulare Viskosität
$\vec{n}$			Normalenvektor
$\nu$	$1,95 \cdot 10^{-6}$	m <sup>2</sup> s <sup>-1</sup>	kinematische Viskosität

Symbol	Wert	Einheit	Beschreibung
$\vec{\Omega}$		$\text{s}^{-1}$	Winkelgeschwindigkeit
$p$		Pa	Druck
$Pr$		13,8	Prandtlzahl $\frac{\text{Wärmediffusivität}}{\text{Impulsdiffusivität}}$
$\phi$			geographische Breite
$\Psi$		$\text{Sv} (1 \cdot 10^6 \text{m}^3 \text{s}^{-1})$	Stromfunktion
$q_{b,e,w}^T$		$\text{J m}^2 \text{s}^{-1}$	Wärmeflüsse der Schelfeisbasis, des Eises, des Wassers
$q_{b,e,w}^S$		$\text{kg m}^2 \text{s}^{-1}$	Salzflüsse der Schelfeisbasis, des Eises, des Wassers
$\rho_e$		$915 \text{kg m}^{-3}$	Dichte des Eises
$\rho_l$		$1,3 \text{kg m}^{-3}$	Dichte der Luft
$\rho_w$		$\text{kg m}^{-3}$	Dichte des Meerwassers
$\rho_0$		$1035 \text{kg m}^{-3}$	Mittlere Dichte des Meerwassers
$\rho'$		$\text{kg m}^{-3}$	Dichtevariation um $\rho_0$
$S$		psu	Salzgehalt
$S_{b,w}$		psu	Salzgehalt der Schelfeisbasis, des Wassers
$S_q$		psu	Salzgehalt der Quellwassermasse
$Sc$		2432	Schmidtzahl $\frac{\text{Salzdiffusivität}}{\text{Impulsdiffusivität}}$
$\sigma$			relative Tiefenlage ( $\sigma$ -Koordinate)
$t$		s	Zeit
$t_N$		s	Zeitkonstante der Newtonschen Dämpfung
$T$		$^{\circ}\text{C}$ bzw. K	<i>in situ</i> Temperatur
$T_{b,e,w}$		$^{\circ}\text{C}$ bzw. K	<i>in situ</i> Temperatur der Schelfeisbasis, des Eises, des Wassers
$\mathbf{T}$		Pa	Spannungs-Dehnungstensor
$\tau$		Pa	Oberflächenspannung
$\tau_w$		Pa	Betrag der Scherspannung des Windes (für $u_w \hat{=} 15 \text{m s}^{-1}$ )
$\Theta$		$^{\circ}\text{C}$ bzw. K	potentielle Temperatur
$\Theta_q$		$^{\circ}\text{C}$ bzw. K	potentielle Temperatur der Quellwassermasse
$u, v, w$		$\text{m s}^{-1}$	Geschwindigkeitskomponenten entlang $x, y, z$
$u_w$		$\text{m s}^{-1}$	Windgeschwindigkeit
$U$		$\text{m s}^{-1}$	Betrag der hor. Geschwindigkeitskomponenten
$\vec{v}$		$\text{m s}^{-1}$	Geschwindigkeit eines Wasserpartikels
$x, y, z$			Karthesische Koordinatenachsen

# Nomenklatur

## Abkürzungen der Wassermassen

<b>Abk.</b>	<b>englischer Bezeichnung</b>	<b>deutsche Bezeichnung</b>
AABW	<i>Antarctic Bottom Water</i>	Antarktisches Bodenwasser
ASW	<i>Antarctic Surface Water</i>	Antarktisches Oberflächenwasser
HSSW	<i>High Salinity Shelf Water</i>	Hochsalines Schelfwasser
ISW	<i>Ice Shelf Water</i>	Schelfeiswasser
MWDW	<i>Modified Warm Deep Water</i>	Modifiziertes Warmes Tiefenwasser
WDW	<i>Warm Deep Water</i>	Warmes Tiefenwasser
WSBW	<i>Weddel Sea Bottom Water</i>	Weddellmeer Bodenwasser
WW	<i>Winter Water</i>	Winterwasser

## Andere Abkürzungen

<b>Abk.</b>	<b>englischer Begriff</b>	<b>deutsche Beschreibung</b>
ACC	<i>Antarctic Circular Current</i>	Antarktischer Zirkumpolarstrom
CTD	<i>Conductivity Temperature Density</i>	Leitfähigkeit Temperatur Dichte
TS		<i>in situ</i> Temperatur-Salzgehalt
ΘS		potentielle Temperatur-Salzgehalt

## Englische Fachbegriffe

<b>Begriff</b> <b>(deutsche Verwendung)</b>	<b>Beschreibung</b>
<i>preconditioning</i> (Präkonditionierung)	Modifikation einer Wassermasse, die wiederum an Mischprozessen beteiligt ist
<i>passiver Tracer</i>	Spurenstoff, der dem Feldansatz entsprechend alle Zirkulations- und Diffusionsprozesse durchläuft, aber nicht mit dem System wechselwirkt
<i>restoring</i> (Restoring)	Heranführen an einen Randwert



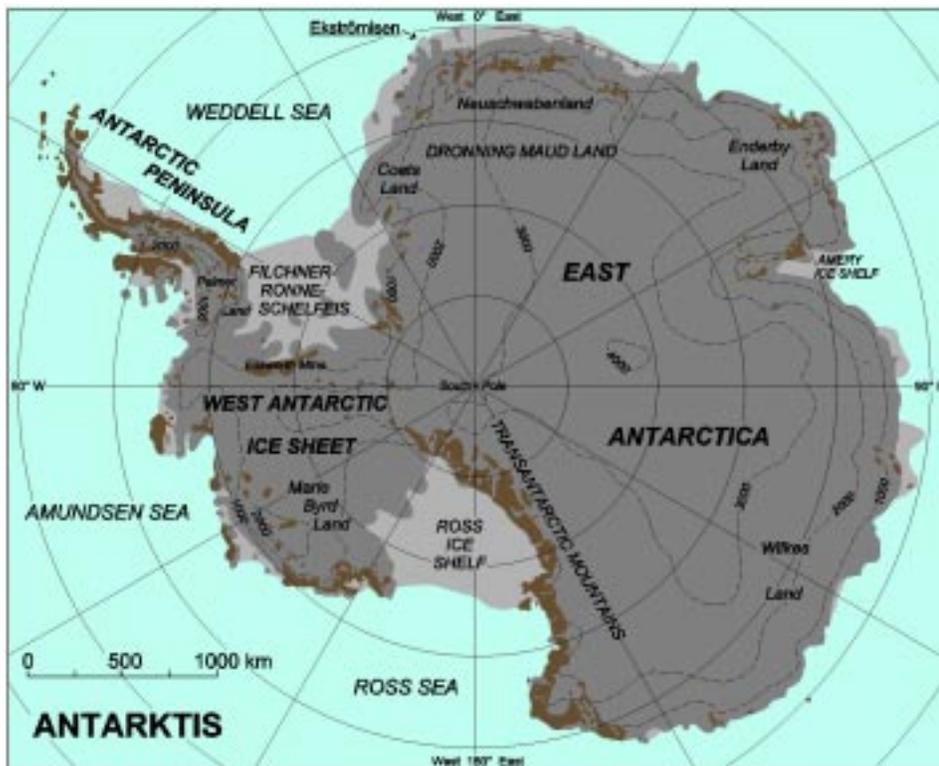
# 1 Einleitung

Der meridionale Gradient der solaren Einstrahlung sowie die Erdrotation bilden die gemeinsame Quelle und Ursache für alle dynamischen Prozesse des Klimasystems. Überschüssige Energie der Tropen wird beispielsweise in Gebiete umverlagert, in denen die Strahlungsbilanz negativ ist. Für diese Energietransporte verfügt die Erde über zwei Medien, den Ozean und die Atmosphäre. Während die Atmosphäre relativ schnell auf Veränderungen ihres dynamischen Gleichgewichtszustands reagiert, finden Energietransporte des Ozeans auf Zeitskalen von Wochen bis zu Jahrhunderten statt. So kann der Ozean Wärme in einem Gebiet absorbieren, in dem das erwärmte Oberflächenwasser durch Subduktion oder Tiefenkonvektion in tiefere Schichten gebracht wird und erst mehrere tausend Kilometer entfernt und Jahrhunderte später wieder an die Atmosphäre abgeben wird. Auf der anderen Seite werden Wassermassen in den Polargebieten abgekühlt und durch Meereisbildung mit Salz angereichert, was eine Dichtezunahme hervorruft. Es resultiert eine Tiefen- und / oder Bodenwasserbildung, die zur Umwälzung des globalen Ozeans beiträgt.

Das Weddellmeer, Antarktis, (Abbildung 1.1) stellt das bedeutendste Quellgebiet von Bodenwassermassen auf der Südhemisphäre dar, da hier eine effektive Vermischung von Schelf- und Tiefenwassermassen stattfindet, aus der insgesamt 70% des Antarktischen Bodenwassers hervorgehen. Neben der Tiefenkonvektion in der freien Wassersäule ist die Tiefen- und Bodenwasserbildung des Weddellmeers durch intensive Wechselwirkungen zwischen dem Antarktischen Eiskörper und dem südpolaren Ozean geprägt, so daß für Untersuchungen des Gesamtsystems sowohl das Verständnis der beiden Einzelsysteme als auch deren Kopplung notwendig ist.

Das Inlandeis der Antarktis bedeckt bis auf einzelne Küsten- und Hochgebirgsregionen den gesamten Antarktischen Kontinent und stellt daher den größten Süßwasserspeicher der Erde dar. Etwa 44% seiner Küste werden von sogenannten Schelfeisen gesäumt, die sich ausbilden, wenn das Eis aus dem Inland aufgrund der Gravitationskraft zur Küste fließt, sich dort vom Felsuntergrund ablöst und so weit aufschwimmt, bis es sich in einem isostatischen Gleichgewicht befindet. Der ozeanische Bereich unterhalb dieser schwimmenden Eiskörper wird als Schelfeiskaverne bezeichnet.

Die Wassersäule der Schelfeiskavernen ist für Messungen nur punktuell (über Heißwasserbohrungen) zugänglich, so daß zur Beschreibung der Schelfeis-Ozean



**Abbildung 1.1:** Übersichtskarte der Antarktis. Es werden Inlandeis- (dunkelgrau), Schelfeis- (hellgrau) und eisfreie (braun) Gebiete unterschieden. Die Isolinien geben die Höhe der Eis- oder Felsoberfläche über NN an. Das Ekström Schelfeis (Ekströmisen) ist im oberen Abbildungsteil gekennzeichnet (aus Sandhäger (2000)).

Wechselwirkungen auf Modellansätze zurückgegriffen werden muß. Hier sind es insbesondere dreidimensionale, thermohalin (d.h. durch Temperatur- und Salzflüsse) getriebene numerische Zirkulationsmodelle, die die Wechselwirkungen zwischen Schelfeis und Ozean berücksichtigen und so das komplexe Strömungsmuster sowie die Wassermassenbildung und -modifikation an der Nahtstelle zwischen Kryosphäre und Ozean beschreiben. Im Bereich des Weddellmeers wurden derartige Studien z.B. von Gerdes *et al.* (1999) für das Filchner-Ronne Schelfeis durchgeführt. Um jedoch eine flächendeckende Analyse der Süßwasserflüsse für das gesamte Weddellmeer durchführen zu können, sind die Einflüsse des Larsen Schelfeises an der Ostseite der Antarktischen Halbinsel sowie der Schelfeisgebiete entlang der östlichen Küstenregion des Weddellmeers mit einzubeziehen. Außerdem wirken sich die Bildungs- und Transportprozesse von Meereis auf derartige Frischwasserflüsse aus. Diese Vorgänge werden in separaten Meereismodellen detailliert simuliert, welche die Kopplung an regionale Ozeanmodelle erlauben (Timmermann *et al.*, 2002).

Im Rahmen der Untersuchung der Wechselwirkungen zwischen Eis und Ozean

---

entlang ihrer ausgedehnten Kontaktfläche sind lokale Eigenschaften der Interaktionen inzwischen gut verstanden. Andererseits gibt es sowohl bei großräumigen als auch bei zeitabhängigen Fragestellungen noch eine Vielzahl gering untersuchter Prozesse.

Das in der vorliegenden Arbeit untersuchte Gebiet des Ekström Schelfeises liegt am Ostrand des Weddellmeers an der Küste des Königinnen Maud Landes. Durch seine geographische Lage trägt das aus seiner Kaverne ausströmende Wasser zur Modifizierung des Zirkumantarktischen Küstenstroms bei, bevor dieser im weiteren Verlauf das Weddellmeer erreicht. Dieser Zusammenhang betont die Region des Ekström Schelfeises in seiner Bedeutung bei der Untersuchung von Süßwasserflüssen und deren Auswirkung auf die Wassermassenmodifikation zur Bildung von Bodenwasser. Aufgrund eines charakteristisch schmalen Kontinentalschelfs ist hier eine starke Interaktion zwischen der Schelfregion und dem Antarktischen Küstenstrom zu erwarten.

Die Ergebnisse lassen sich als Grundlage weiterer Untersuchungen zu dieser Fragestellung verwenden, da zur Beschreibung des Gesamtsystems großskalige Modelle notwendig sind, die auf Resultaten und Erfahrungen derartiger Studien aufbauen oder deren Ergebnisse mit einbeziehen. Das Ekström Schelfeis erhält darüber hinaus in der deutschen Polarforschung eine Sonderstellung, da auf ihm die ganzjährig betriebene Forschungsstation Neumayer angesiedelt ist.

Nach einer Einführung in spezielle Aspekte und Begriffe aus dem Bereich der Ozeanographie in Kapitel 2 der Arbeit wird in Kapitel 3 eine formale Beschreibung der für die Ozeanmodellierung und das verwendete Simulationsmodell notwendigen Grundlagen gegeben. Eine Übersicht über das Untersuchungsgebiet und insbesondere die für die Modellierung notwendigen geometrischen Datensätze wird in Kapitel 4 angeführt. In den folgenden Kapiteln 5 und 6 werden zunächst die prinzipiellen Prozesse der Ozeanzirkulation in Schelfeiskavernen anhand eines idealisierten Modellgebiets diskutiert, da diese für idealisierte Geometrien nur den wesentlichen topographischen Einflüssen unterliegen. Nachfolgend werden die Ergebnisse eines Standardlaufs bezüglich des Stromsystems, der basalen Massenbilanz und der Verteilung von Wassermassen für die reale Geometrie des Ekström Schelfeises analysiert, wobei besonders zeitabhängige, durch saisonal variable Meereisbildung verursachte Veränderungen hervorgehoben werden. Die Resultate können anhand von vor Ort gewonnen Meßdaten und anderen Modellstudien auf ihre Plausibilität geprüft werden. In einer abschließenden Sensibilitätsstudie bezüglich des Einflusses der Kontinentalschelfbreite und einer auf Klimaszenarien basierenden Studie zur Auswirkung langzeitiger Klimaveränderungen auf diese Schelfeisregion sollen in Kapitel 7 die bisherigen Ergebnisse und die Bedeutung der Region für die Wassermassenbildung im Weddellmeer abschließend beurteilt werden. Eine Zusammenfassung wird in Kapitel 8 gegeben.



## 2 Ozeanzirkulation und Wassermassen

Die Ozeanographie stellt in ihrer Gesamtheit eine eigene Wissenschaft dar, die sich mit allen Eigenschaften und Prozessen der Weltmeere beschäftigt. Da in dieser Arbeit eine Reihe von Überschneidungen zwischen geophysikalischen und ozeanographischen Fragestellungen auftreten, sollen grundlegende Begriffe und Vorgänge erläutert werden, die die Geophysik im engeren Sinne überschreiten und als physikalische Ozeanographie bezeichnet werden. Die Darstellung beschränkt sich jedoch nur auf Begriffe und Prozesse, die für das Verständnis der in dieser Arbeit beschriebenen Vorgänge notwendig sind. Die „Lehre der Ozeane“ umfaßt über die physikalischen Vorgänge hinaus auch verschiedenste biologische und chemische Aspekte.

### 2.1 Massentransporte im Ozean

Bei der Untersuchung ozeanischer Prozesse ist es notwendig, das Gesamtsystem Atmosphäre–Ozean zu betrachten, da der meridionale Gradient der solaren Einstrahlung und die Erdrotation Ursachen für alle dynamischen Prozesse des Klimasystems sind. Die Strahlung der Sonne wird durch unterschiedliche Gase in der Atmosphäre absorbiert und so in Wärmeenergie umgesetzt. Diese Energiezufuhr beeinflusst lokal den dynamischen Gleichgewichtszustand und löst sowohl vertikale als auch horizontale Bewegungen innerhalb der Atmosphäre aus. Derartig initialisierte Transportprozesse finden auf allen Größenskalen statt und übertragen ihren Impuls in Form von Scherspannungen auf tiefer gelegene Schichten. Die Verteilung der Energie innerhalb des Gesamtsystems und ihre Übertragung auf den Ozean beruht vor allem auf Reibungskräften. Darüber hinaus erhält der Ozean Energie in Form von Wärmeeffüssen sowie Süßwasser aus der Differenz von Niederschlag und Verdunstung. Beide Prozesse beeinflussen das Dichtefeld sowohl auf horizontaler als auch auf vertikaler Skala. Die durch diese Mechanismen hervorgerufenen Ozeanströmungen werden als windgetriebene bzw. thermohaline Zirkulation bezeichnet. In den Polargebieten wird die Energiebilanz an der Grenzfläche zusätzlich durch die Variabilität der Meereisbedeckung beeinflusst, welche zum einen die Strahlungsbilanz und den damit zusammenhängenden Energieaustausch verändert, zum anderen durch Salzausfällung bei seiner Bildung die Dichte des Wassers erhöht.

## Ekman Transport

Bei der Betrachtung von atmosphärischen und ozeanographischen Transportprozessen spielt neben Reibungskräften auch die Rotation der Erde und die damit verbundene Corioliskraft eine entscheidende Rolle. Sie lenkt Bewegungen auf der Nordhalbkugel nach rechts und auf der Südhalbkugel nach links ab. Bereits bei seiner arktischen Eisdrift im Jahre 1890 beobachtete Fridtjof Nansen, daß die Oberflächenströmung um  $20^\circ$  bis  $40^\circ$  nach rechts von der Windrichtung abweicht. Zu erklären ist dies mit Reibungskräften, die die Schubkraft des Windes zunächst auf die Wasseroberfläche und dann auf tiefergelegene Schichten übertragen. Dabei verringert sich einerseits die Strömungsgeschwindigkeit und andererseits beschreiben die Enden der Strömungsvektoren die sogenannte Ekman Spirale. Je nach Windstärke wird eine 40 m bis 100 m mächtige Ozeandeckschicht (Ekman Schicht) erfaßt, in der eine mittlere Abweichung der Strömung von der Windrichtung von  $45^\circ$  herrscht. Der senkrecht zur Windrichtung verlaufende Anteil des Massentransports wird als Ekman Transport bezeichnet.

## Wirbel

Sowohl in der Ozeanographie als auch in der Meteorologie ist die Untersuchung von Wirbeln auf allen Größenskalen bis heute Gegenstand vielzähliger wissenschaftlicher Untersuchungen. Bei der Modellierung von Transportsystemen wie dem Ozean, treten einerseits das Gesamtsystem dominierende großskalige Wirbel auf und andererseits müssen kleinskalige Vermischungen parametrisiert werden.

Die Ausbildung von Wirbeln hat unterschiedliche Konsequenzen, die über die ringförmige Bewegung der einzelnen Wasserteilchen hinausgeht. Bildet sich im Südpolarmeer beispielsweise ein zyklonaler, d.h. im Uhrzeigersinn drehender Wirbel, so verändert dieser das Strömungsregime in folgender Weise:

Aufgrund des Ekman Transports existiert eine zusätzliche Bewegung und damit ein Druck vom Zentrum nach außen. In der Mitte des Wirbels wölbt sich die Meeresoberfläche auf, da hier Wasser aus der Tiefe an die Oberfläche befördert wird. An steilen topographischen Strukturen (z.B. an Kontinentalhängen) dagegen sinken Wassermassen ab, so daß horizontale Wirbel die vertikale Schichtung des Ozeans beeinflussen.

## Barotrope und barokline Strömungen

Strömungen im allgemeinen und ozeanische Strömungen im speziellen können in einen sogenannten barotropen und einen baroklinen Anteil zerlegt werden. Bei einer barotropen Strömung verlaufen die Isobaren (Linien gleichen Druckes) und Isopyknen (Linien gleicher Dichte) parallel zur Wasseroberfläche, woraus eine über die gesamte Wassertiefe gleichmäßige Strömung resultiert. Diese gibt

einen tiefenintegrierten Massentransport und damit die dominierende Bewegung des Wassers wieder und wird daher oftmals als externer Anteil bezeichnet. Die barotrope Strömung verläuft vorwiegend entlang von Isopyknen, die im offenen Ozean bei fehlenden großen Tiefenvermischungen mit Flächen gleicher Wassersäulenmächtigkeit zusammenfallen.

Die barokline Strömung gibt als sogenannter interner Anteil einen über die Tiefe ungleichförmigen Massentransport an, da der horizontale Druckgradient tiefenabhängig ist. Die Isobaren verlaufen in diesem Fall parallel zur Wasseroberfläche, schneiden jedoch die Isopyknen, was dazu führt, daß die vertikale Verteilung der Dichte zweier benachbarter Punkte nicht identisch ist.

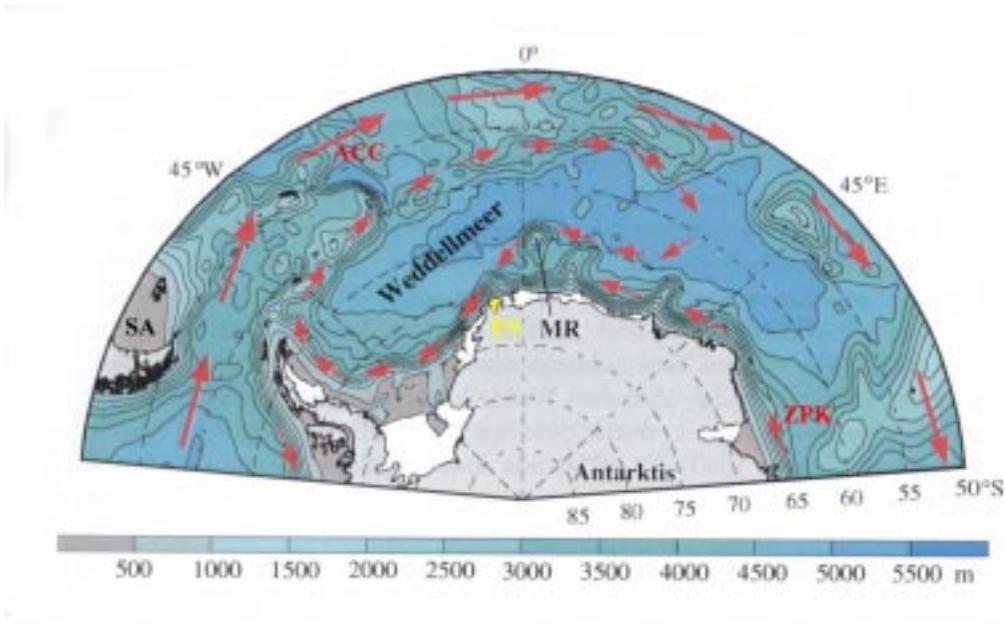
### Stromsysteme im Südpolarmeer

Die oben beschriebenen Antriebskräfte bilden eine Vielzahl von regionalen Strömungen aus, die sich zu einer globalen Ozeanzirkulation zusammensetzen. Der Antarktische Kontinent wird dabei von zwei entgegengesetzten Ozeanströmen umflossen. Der nördlich gelegeneren Antarktische Zirkumpolarstrom (engl.: *Antarctic Circular Current*, ACC) fließt von den Westwinden getrieben ostwärts. Ihm entgegen transportiert der Zirkumpolare Küstenstrom Wassermassen direkt vor dem Kontinentalschelf westwärts. Diese küstenparallele Zirkulation erhält ihren Antrieb durch Fallwinde (katabatische Winde), die vom Festland abströmen und durch die Corioliskraft abgelenkt werden.

Der ACC setzt sich aus Wassermassen der Sub-Antarktischen und Antarktischen Region zusammen und transportiert bei Geschwindigkeiten von  $0,5 \text{ m s}^{-1}$  bis  $1,0 \text{ m s}^{-1}$  Wassermassen mit bis zu  $130 \text{ Sv}$  ( $1 \text{ Sv} \hat{=} 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ ) (Fahrbach, 1993) durch die Drake Passage (zwischen Antarktischer Halbinsel und Südamerika, Abbildung 2.1).

Der Küstenstrom erhält seine Bedeutung aus einem für die Polarregion wesentlichen Massentransport entlang der Küste. Er vermischt und befördert die auf den flachen Schelfgebieten gebildeten und modifizierten Wassermassen.

Aus diesen gegensätzlich orientierten Bewegungen resultieren die zwei größten Stromsysteme des Südpolarmees: der Weddell-Wirbel und der Rossmeer-Wirbel. Sie sind mit dafür verantwortlich, daß Wassermassen Antarktischen Ursprungs in die globale Ozeanzirkulation eingespeist werden. Die Einspeisung dieser kalten Wassermassen ist sowohl von global klimatischem Interesse als auch für marine Faunen- und Florengemeinschaften lebensnotwendig, da es sich um besonders nährstoffreiches Wasser handelt.



**Abbildung 2.1:** Ozeanströmungen im Bereich des Weddellmeers. Die vereinfachte Darstellung enthält den Antarktischen Zirkumpolarstrom (ACC), den Weddell-Wirbel sowie den Zirkumpolaren Küstenstrom (ZPK) (nach Timmermann (2000)). Abkürzungen: ES = Ekström Schelfeis, MR = Maud Rise, SA = Südamerika.

## 2.2 Wassermassen im Südpolarmeer

Das Wasser der Weltmeere besteht neben reinem  $H_2O$  zu etwa 3,4% aus verschiedenen gelösten Salzen, die die Dichte des Meerwassers bestimmen. Zusätzlich hat jedes Wasserteilchen eine Temperatur, die in der Berechnung der Dichte berücksichtigt werden muß. Folglich sind der Salzgehalt<sup>1</sup> und die Temperatur die beiden wesentlichen Eigenschaften des Ozeans und bilden die Grundlage für die in diesem Abschnitt beschriebenen Definitionen einzelner Wassermassen. Die Klassifikationen der in dieser Arbeit diskutierten Wassermassen des Südpolarmeers sind in Tabelle 2.1 zusammengestellt, wobei die Temperaturen in potentielle Temperaturen<sup>2</sup> ( $\Theta$ ) überführt werden, was einer adiabatischen Angleichung des Druck- bzw. Tiefenniveaus entspricht.

<sup>1</sup>Der Salzgehalt des Wassers wird in dieser Arbeit entsprechend der heutzutage üblichen Definition in psu (engl.: *practical salinity unit*) angegeben. Diese Einheit, die nicht an den Zahlenwert angehängt wird, entspricht in etwa dem zuvor üblichen Gewichtsprozent.

<sup>2</sup>Die potentielle Temperatur eines Wasserteilchens ist diejenige, die es annehmen würde, wenn es ohne Temperatenausgleich, aber unter Druckentlastung von seiner *in situ* Tiefe (mit der *in situ* Temperatur  $T$ ) an die Oberfläche gelangen würde. Diese Anpassung aller Temperaturen auf ein potentielles Oberflächenniveau ist vor allem für Mischprozesse und die Beurteilung der Stabilität der Schichtung von Bedeutung, da sie nur so direkt miteinander vergleichbar sind.

Wassermasse	$\Theta(^{\circ}C)$	S
ASW	$> -1,7$	$< 34,30$
WW	$< -1,7$	$34,30 - 34,45$
WDW	$0 - 0,8$	$34,64 - 34,72$
MWDW	$-1,2 - 0,2$	$34,45 - 34,64$
ISW	$< -1,9$	
HSSW = WSW	$-1,9 - -1,7$	$> 34,65$
AABW*	$-0,94 - -0,63$	$34,645$

**Tabelle 2.1:** Definition von Wassermassen nahe ihrer „Quellgebiete“ im Südpolarmeer nach Grosfeld *et al.* (2001) (\* nach Carmack und Foster (1975)). ASW: Antarktisches Oberflächenwasser, WW: Winterwasser, WDW: Warmes Tiefenwasser, MWDW: Modifiziertes Warmes Tiefenwasser, WSW: Westliches Schelfwasser, ISW: Schelfeiswasser, HSSW: Hochsalines Schelfwasser, AABW: Antarktisches Bodenwasser.  $\Theta$  = Potentielle Temperatur;  $S$  = Salzgehalt.

Die oberste Wassermasse im Südpolarmeer wird vom Antarktischen Oberflächenwasser (engl.: *Antarctic Surface Water*, ASW) gebildet, das aufgrund von unterschiedlich großen Schmelzwassereinträgen starken saisonalen Einflüssen unterliegt. Allgemein ist das ASW wärmer als  $-1,7^{\circ}C$  und hat einen extrem geringen Salzgehalt von weniger als 34,30 (Tabelle 2.1). Im Winter ist dieses Wasser aufgrund der Meereisbildung mit Salz angereichert ( $34,30 \leq S \leq 34,45$ ) und zusätzlich kälter als  $-1,7^{\circ}C$ , so daß es als Winterwasser (engl.: *Winter Water*, WW) bezeichnet wird.

Das Warme Antarktische Tiefenwasser (engl.: *Warm Deep Water*, WDW) steht vor der Schelfkante unter dem ASW an und ist durch Temperaturen von  $0^{\circ}C$  bis  $0,8^{\circ}C$  und einen Salzgehalt zwischen 34,64 und 34,72 charakterisiert. Das WDW hat seinen Ursprung im ACC und dringt von dort aus nach Süden vor. Es ist die größte Wassermasse im zirkumantarktischen Wasserring und stellt die Quellwassermasse für die Bildung weiterer Komponenten (z.B. Schelfeiswasser) dar.

Kommt WDW in Schelfnähe und an der Oberfläche in Kontakt mit kälteren und salzärmeren Wassermassen, wird es als Modifiziertes Warmes Tiefenwasser (engl.: *Modified Warm Deep Water*, MWDW) bezeichnet (s.u.).

In der Kaverne unter dem Schelfeis wird das Schelfeiswasser (engl.: *Ice Shelf Water*, ISW), die kälteste Wassermasse mit einer Temperatur unter dem Oberflächengefrierpunkt ( $T \leq -1,9^{\circ}C$ ), gebildet. Seine Bedeutung wird im weiteren Verlauf detaillierter beschrieben.

Eine weitere Wassermasse der Schelfregion ist das Hochsaline Schelfwasser (engl.: *High Salinity Shelf Water*, HSSW), welches sich durch seinen extrem hohen Salzgehalt von mehr als 34,65 und die damit verbundene hohe Dichte auszeichnet. Im Bereich des Weddellmeers wird dieses HSSW auch als Westliches Schelfwasser (engl.: *Western Shelf Water*, WSW) bezeichnet, da hier verstärkt die Salzanreicherung aufgrund von Eisbildung stattfindet.

Die global bedeutendste Wassermasse ist das Antarktische Bodenwasser (engl.: *Antarctic Bottom Water*, AABW), welches nicht nur in den hohen südlichen Breiten die unterste Wassermasse bildet. Charakteristisch sind Temperaturen von  $-0,93^{\circ}\text{C}$  bis  $-0,63^{\circ}\text{C}$  und ein überdurchschnittlich hoher Salzgehalt von 34,65 (Carmack und Foster, 1975), woraus im Vergleich zu anderen Wassermassen eine extrem hohe Dichte um  $1028,5 \text{ kg m}^{-3}$  resultiert. Seine Bedeutung erhält es aufgrund seiner Verbreitung, da es durch Täler und Rinnensysteme der ausgeprägten Ozeanbodentopographie nach Norden hin in alle drei Ozeanbecken vordringt und im Nordatlantik bei ca.  $53^{\circ}\text{N}$  das Nordatlantische Tiefenwasser (engl.: *North Atlantic Deep Water*, NADW) erreicht.

Das AABW füllt 30% des gesamten Volumens der Weltmeere, wovon wiederum 70% im Weddellmeer gebildet werden und in die Tiefe absinken (Fahrbach, 1993). Dies zeigt einerseits, wie weitreichend sich die Eigenschaften Antarktischer Wassermassen auf das globale Klimasystem auswirken, andererseits, daß Tiefenwasser aufgrund seines hohen Sauerstoff- und Nährstoffgehalts auch eine steuernde Bedeutung für das gesamte Ökosystem erhält.

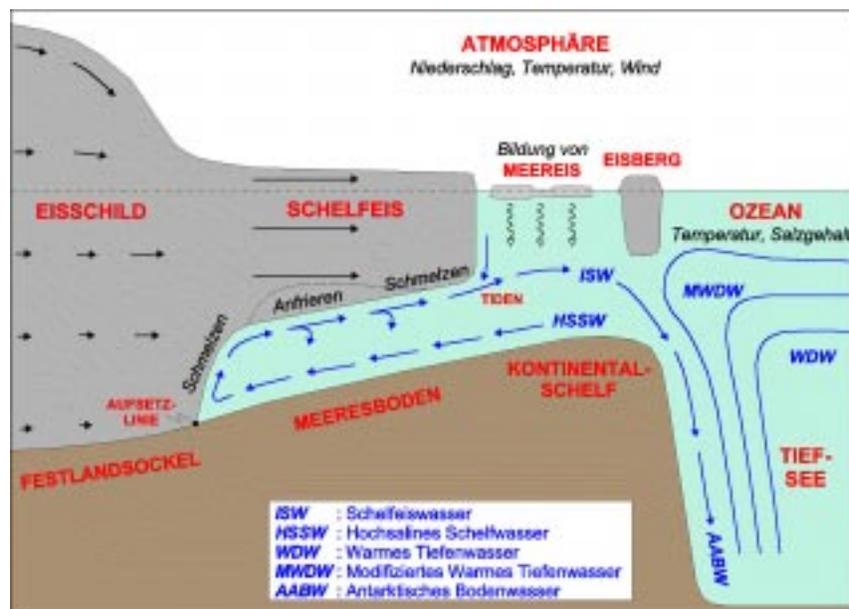
## 2.3 Wassermassenbildung in Schelfeiskavernen

Schelfeise bilden die schwimmende Verbindung zwischen dem Inlandeisschild des Antarktischen Kontinents und dem ihn umströmenden Ozean, wobei das vom Schelfeis bedeckte Ozeangebiet als Schelfeiskaverne bezeichnet wird. Schelfeise bilden ein eigenes Glazialsystem, daß den Ozean nach oben begrenzt und gleichzeitig von der Atmosphäre entkoppelt. Aufgrund dessen verfügt die Kaverne über ein eigenes Strömungsregime, welches im wesentlichen von Dichtegradienten, hervorgerufen durch Schmelzwassereinträge, bestimmt wird und Wassermassen unter der Schelfeiskante mit dem davor liegenden Ozean austauscht. Der Massenaustausch zwischen dem freien Ozean und der Schelfeiskaverne kann u.a. anhand von Eisplättchen belegt werden, die z.B. von Smetacek *et al.* (1992) vor der Filchner Schelfeiskante gefischt wurden und auf einen Ausstrom von unterkühltem Schelfeiswasser schließen lassen. Die Anlagerung derartiger Eisplättchen in Form eines marinen Eiskörpers konnten Thyssen *et al.* (1992) unter dem Filchner-Ronne Schelfeis (FRIS) kartieren.

90% des Meerwassers gefrieren an der Ozeanoberfläche bei einer vom Salzgehalt abhängigen Temperatur zwischen  $-1,87^{\circ}\text{C}$  und  $-1,92^{\circ}\text{C}$ . In einer Tiefe von 1 500 m sinkt der Druckschmelzpunkt von Eis – aus der Sicht der flüssigen Phase der Gefrierpunkt – durch den zunehmenden Druck bei gleichem Salzgehalt auf etwa  $-3,01^{\circ}\text{C}$  bzw.  $-3,06^{\circ}\text{C}$  ab. Das bedeutet, daß Wasser, welches an der Oberfläche gefrieren würde, in der Tiefe immer noch warm genug ist, um Eis zu schmelzen.

### Prozeß der Eispumpe

Die Zirkulation in Schelfeiskavernen kann somit wie folgt beschrieben werden: Durch Meereisbildung entstehen schwere, salzreiche Wassermassen (HSSW), die auf dem Kontinentalschelf absinken und anschließend, wie in Abbildung 2.2 dargestellt, entlang des Ozeanbodens unter dem Schelfeis bis zur Aufsetzlinie vordringen, so daß es an der Schelfeisbasis zu Schmelzprozessen kommt.



**Abbildung 2.2:** Profilschnitt durch ein gekoppeltes Eis–Ozeansystem. Der Eispumpen–Prozeß ist unter Berücksichtigung der beteiligten Wassermassen dargestellt (Grosfeld, pers. Mitteilung).

Das geschmolzene Eis enthält kein Salz, da es meteorischen Ursprungs ist und eine deutlich geringere Dichte als das umgebende Tiefenwasser aufweist. Die Mischwasserkomponente kann bei einer ausreichenden Steigung der Schelfeisunterseite nahezu isothermal entlang dieser Kontaktfläche aufsteigen. Dadurch kann das aufsteigende Wasser kälter als der an dem Ort herrschende Druckschmelzpunkt sein, so daß sich Eiskristalle in der freien Wassersäule bilden, die

zu den oben erwähnten Eisplättchen zusammenfrieren und nach oben steigen können. Sie strömen entweder mit dem Schelfeiswasser aus der Kaverne aus und verstärken die Meereisbildung vor der Schelfeiskante, oder sie lagern sich an der Schelfeisunterseite an. Durch Verdichtung und Umkristallisation bildet sich in letzterem Fall eine marine Eisschicht aus, die im Laufe der Jahre nahezu vollständig desaliniert. Die mit der Eisbildung verbundene Salzausfällung erhöht die Dichte der obersten Wasserschicht, so daß Wassermassen absinken und erneut an der Zirkulation in der Schelfeiskaverne teilnehmen. Der Prozeß der Unterwassereisbildung ist ausführlich bei Kipfstuhl (1991) beschrieben. Den Gesamtprozeß der Zirkulation in Schelfeiskavernen erläutert erstmals Robin (1979). Lewis und Perkin (1986) bezeichnen diesen Prozeß mit dem inzwischen gebräuchlichen Begriff der „Eispumpe“.

Zusammenfassend bilden der tiefenabhängige Druckschmelzpunkt sowie die Salzgehaltbilanz beim Schmelzen und Frieren die entscheidenden Antriebskräfte für die Eispumpe.

### Die Bedeutung von Schelfeiswasser für die Bodenwasserbildung

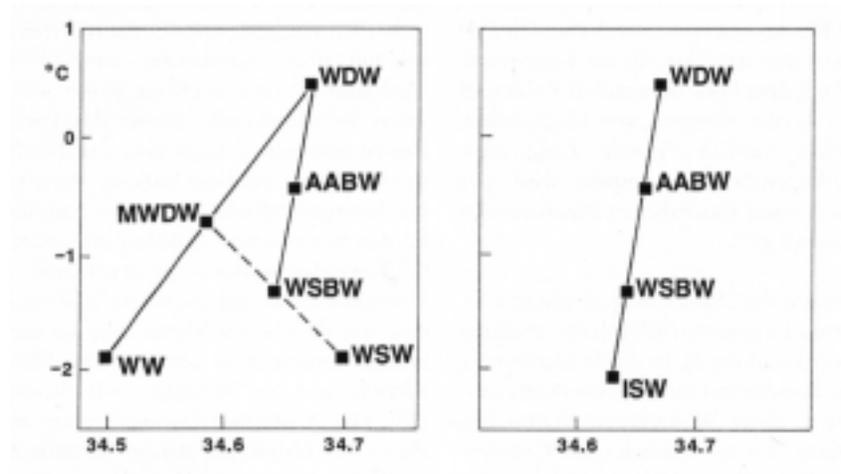
Die oben beschriebene Bildung des AABW wurde bereits ohne die im letzten Abschnitt beschriebene Zirkulation von Wassermassen in Schelfeiskavernen erkannt. Foster und Carmack (1976) beschreiben diesen Vorgang in zwei Schritten (Abbildung 2.3 links):

Zunächst wird WDW mit lokal gebildetem WW, einem auf dem Schelf liegenden leichten Oberflächenwasser, vermischt und es entsteht das Modifizierte Warme Tiefenwasser, das allerdings einen recht geringen Salzgehalt von 34,45 bis 34,64 hat. Erst nachdem es im zweiten Schritt durch Mischung mit HSSW bzw. WSW auf dem Schelf an Dichte gewonnen hat, kann es als Weddellmeer Bodenwasser (engl.: *Weddell Sea Bottom Water*, WSBW) und anschließend als AABW absinken.

Derartige Mischungsprozesse verlaufen zumeist entlang Linien gleicher Dichte, sogenannter Isopyknen, da so keine zusätzliche Energie zur Vermischung notwendig ist. Isopyknen spiegeln eine nichtlineare Abhängigkeit von Temperatur und Salzgehalt wieder und sind z.B. in Abbildung 6.5 (S. 67) dargestellt.

Unter Berücksichtigung der Eispumpen-Theorie, bei der HSSW (mit  $S > 34,65$ ) in die Kaverne ein- und ISW ausströmt, ergibt sich ein zweiter, deutlich einfacherer Mischungsprozeß zur Erklärung des Ursprungs von AABW (Foldvik und Gammelsrød, 1988) (Abbildung 2.3 rechts).

In dieser Theorie spielt das ISW als kälteste und salzärmste Wassermasse eine wichtige Rolle, da es zunächst mit einem deutlich größeren Anteil an WDW WSBW erzeugt, welches sich während des Absinkens mit weiterem WDW zu AABW vermischt. Dieser Prozeß findet in den Tiefen des Weddellmeers weit



**Abbildung 2.3:**  $\Theta$ S-Diagramm mit Mischungsgeraden zur Bildung von AABW (aus Fahrbach (1993)). Links: Ohne Berücksichtigung von ISW. Rechts: Aktuelle Vorstellung unter Einbezug von ISW. Auf den Koordinatenachsen sind der Salzgehalt (Abzisse) und die potentielle Temperatur (Ordinate) abgetragen.

außerhalb der Schelfeiskavernen statt. Dennoch liegt hierin ein wesentlicher Aspekt der Bedeutung des Schelfeiswassers, das aus den gesamten Saumschelfeisen entlang der Ostküste des Weddellmeers ausströmt, da es trotz seines kleinen Volumens aufgrund einzigartiger  $\Theta$ S-Eigenschaften einen bedeutenden Beitrag zur Modifikation des Küstenstroms liefert. Dieser Prozeß wird im Englischen als *preconditioning* bezeichnet und soll hier mit dem eingedeutschten Begriff „Präkonditionierung“ bezeichnet werden.



# 3 Die Modellierung ozeanischer Prozesse in Schelfeiskavernen

Da die Wassersäule in Schelfeiskavernen aufgrund der Eisbedeckung für direkte Messungen nicht oder nur punktuell durch Heißwasserbohrungen zugänglich ist, bilden ozeanographische Modelle, die vor allem über ihre Randbedingungen die Besonderheiten der Schelfeis–Ozean Wechselwirkungen berücksichtigen, die Grundlage für die Betrachtung des Zirkulationsregimes.

Die gesamte Thematik der Ozeanmodellierung ist zu umfassend und komplex, als daß sie hier vollständig dargestellt werden kann. Daher sei an dieser Stelle auf ausführlichere Beschreibungen wie z.B. bei Gill (1982), Washington und Parkinson (1986) oder Haidvogel und Beckmann (1999) verwiesen.

Seit den 80er Jahren sind Modelle zur Beschreibung und Analyse der Ozeanzirkulation in Schelfeiskavernen entwickelt worden. Die unterschiedlichen Ansätze dieser Zirkulationsmodelle beruhen meist auf rein ozeanographischen Modellen, die inzwischen einen allgemein anerkannten Status erreicht haben und einer stetigen Verbesserung und Anpassung an die schnell fortschreitende Entwicklung moderner Rechnerarchitekturen unterliegen. Eine Übersicht und Zusammenstellung derartiger Modelle ist bei Williams *et al.* (1998) gegeben. In dieser Arbeit soll im folgenden Abschnitt ausschließlich die schrittweise Entwicklung der dreidimensionalen Modellansätze aufgezeigt werden, die auch dem hier verwendeten Modell entspricht.

Bei der Erstellung numerischer Algorithmen zur Beschreibung der Ozeanzirkulation ist vor allem die Dichte ein entscheidender Parameter, da von ihrer Verteilung aus direkt auf die Stabilität der Wassersäule geschlossen werden kann. Aus Dichtegradienten ergeben sich Verschiebungen von Wasserpaketen relativ zu ihren Nachbarn. Variationen von Temperatur und Salzgehalt und damit der Dichte finden in den Ozeanen über alle Größenordnungen hinweg statt, so daß sich thermohalin (Temperatur–Salzgehalt) getriebene Modelle zum meistverwendeten Modellansatz entwickelt haben.

## 3.1 Dreidimensionale Zirkulationsmodelle

Mit zunehmender Leistungsfähigkeit moderner Computer und fortschreitender Entwicklung der verschiedenen Modellansätze ist es möglich geworden, die numerischen Berechnungen zur Beschreibung ozeanischer Prozesse in drei Dimensionen und damit zunehmend realitätsnah durchzuführen. Dennoch haben

alle Ergebnisse und Erklärungen „nur“ modellhaften Charakter und geben lediglich die im Algorithmus implementierten physikalischen Vorgänge wieder. Sie sind folglich auch nur so realitätsnah oder richtig, wie die vom Entwickler implementierten Zusammenhänge, unter Beachtung notwendiger Vereinfachungen, die physikalischen Prozesse beschreiben können. Eine grundlegende Vereinfachung, die erst durch eine dreidimensionale Beschreibung physikalischer Zusammenhänge überwunden werden konnte, ist die Einbeziehung der bei den vorliegenden Längenskalen bedeutsamen Erdrotation in die Bewegungsgleichung. Ein weiterer Aspekt bei der Entwicklung solcher Modelle ist, daß mit zunehmender räumlicher Auflösung auch die Vorgabewerte wie Rand- und Anfangsbedingungen entsprechend detaillierter bekannt sein müssen. Die Entwicklung solcher leistungsfähiger Programmpakete wird immer komplexer und aufwendiger und deshalb nur von wenigen Instituten vorangetrieben. Es gibt allerdings eine Vielzahl von „Ablegern“ ursprünglicher Modellversionen, die auf spezielle Fragestellungen zugeschnitten sind. In diesem Abschnitt wird die Entstehung des verwendeten Modells erläutert, welches ebenfalls von einem rein ozeanographischen Modell abstammt.

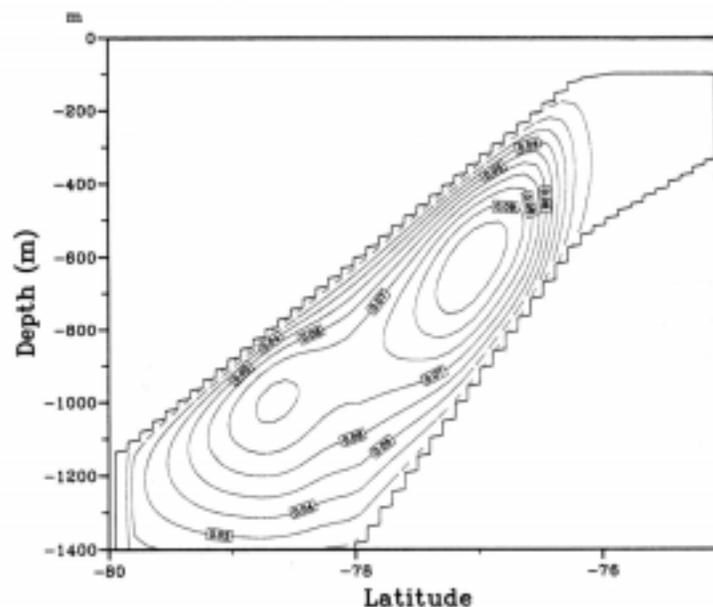
### Ursprung des verwendeten Ozeanmodells

Das erste dreidimensionale numerische Ozean-Zirkulationsmodell wurde von Bryan (1969) am Geophysical Fluid Dynamics Laboratory (GFDL, Princeton (USA)) beschrieben und vor allem von Cox (1984) weiterentwickelt. Dieses Modell basiert auf primitiven Gleichungen, d.h. die allgemeinen Bewegungsgleichungen der Fluidodynamik werden durch die hydrostatische Approximation ( $\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g$ ) und unter Vernachlässigung der Viskosität vereinfacht. Das Modell ist in sphärischen Koordinaten diskretisiert und berücksichtigt vertikal eine Gliederung der Wassersäule in geopotentielle Schichten. Es wurde ursprünglich zur numerischen Modellierung der großskaligen (beckenweiten oder globalen) Ozeanzirkulation entwickelt. Das auf diesen Arbeiten basierende Ozeanmodell wird heute immer noch vom GFDL betreut und unter dem Begriff MOM (engl.: *Modular Ocean Model*) stets aktualisiert und weiterentwickelt (Griffies, 2000). Es ist eines der meistverwendeten Ozeanmodelle und steht in seiner dritten Generation (MOM3) zur Verfügung.

### Koordinatensysteme

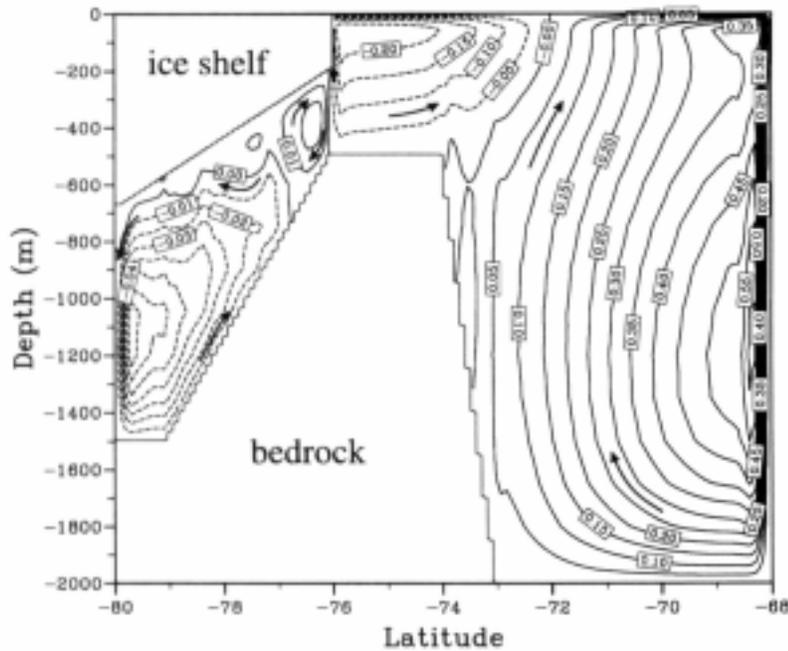
Seit den 70er Jahren gibt es verschiedene Ansätze zur vertikalen Diskretisierung in Ozeanmodellen. Einerseits werden geopotentielle Schichtungen verwendet, bei denen die Schichten horizontal gelagert sind. Andererseits werden topographiefolgende, als  $\sigma$ -Koordinaten ( $\sigma = \frac{h}{H}$ , vgl. Gl. 3.23) bezeichnete Diskretisierungen eingesetzt, die nur für einen söhligten Ozeanboden gleich den geopotentiellen Schichtungen sind und in Abschnitt 3.4.1 formal beschrieben werden.

Diese vertikal skalierten  $\sigma$ -Koordinaten implementierte Gerdes (1993) in der Modellversion von Cox (1984). Sie verursachen bei barotropen und baroklinen Strömungen geringere Fehler als das entsprechende geopotentiell geschichtete Modell, da die Bewegungen innerhalb gleicher  $\sigma$ -Lagen stattfinden. Die Schichten sind nicht an Topographiestufen in viele kleine Stücke zergliedert, sondern erstrecken sich horizontal durch das gesamte Modellgebiet, so daß vor allem wichtige Grenzflächen wie die Schelfeisunterseite, die Wasseroberfläche und der Ozeanboden direkte Koordinatenflächen bilden. Da alle Gitterzellen zum Modellgebiet gehören, ergibt sich einerseits ein geringerer Speicher- und Rechenaufwand, andererseits sind bei der Implementierung keine Gebietsmasken notwendig (vgl. Abb. 3.4, S. 30).



**Abbildung 3.1:** Erste 3D Modellergebnisse von Determann und Gerdes (1994). Die Stromfunktion (in Sv) des horizontal integrierten Massentransports zeigt einen zyklonalen Wirbel, der sich in einer idealisierten Schelfeiskaverne ausbildet.

Die ersten Ergebnisse der Anwendung eines dreidimensionalen Zirkulationsmodells (in topographiefolgenden Koordinaten) wurden von Determann und Gerdes (1994) präsentiert. Sie beschreiben unter anderem die Auswirkungen verschiedener analytischer Ozeanbodenformen (söhlig, geneigt, abgestuft) und Wassersäulenmächtigkeiten auf die vertikale Umwälzung in der Kaverne. Bei der Betrachtung eines linear ausdünnenden Schelfeises und einer gleichzeitigen Anhebung des Ozeanbodens bildet sich die in Abbildung 3.1 ersichtliche zyklonale Stromfunktion aus. Es lassen sich zwei Teilwirbel erkennen, die sich zu einer gemeinsamen Umwälzbewegung verbinden.



**Abbildung 3.2:** 3D Modellergebnisse mit offenem Ozean von Grosfeld *et al.* (1997). Die Stromfunktion (in Sv) des zonal integrierten Massentransports zeigt eine von der Kaverne abgetrennte Umwälzbewegung im offenen Ozean.

## Der offene Ozean

Bislang konnten die Vorgänge an der Eis–Ozean Grenzfläche und in der Schelfeiskaverne modelliert werden. Es war jedoch nicht möglich, den Austausch mit dem offenen Ozean einzubeziehen, dessen Eigenschaften die Zirkulation in der Kaverne unter anderem bestimmen. Auch eine Kopplung an größerskalige Ozeanmodelle war ausschließlich über die Vorgabe von Randwerten (für Temperatur, Salz und Transport) an der nördlichen geschlossenen Modellgrenze, der nach unten verlängerten Schelfeiskante, möglich. Der Einbau eines offenen Ozeans durch Grosfeld *et al.* (1997) brachte eine diesbezügliche Weiterentwicklung des Modells, die zusätzlich den Antrieb einer horizontalen Ozeanzirkulation aufgrund von Windscherung ermöglicht sowie die Einflüsse der Meereisbildung berücksichtigt. Diese Erweiterung läßt vor allem neue Aussagen über die von der Kaverne durch das ein- und ausströmende Wasser beeinflusste Region direkt vor dem Schelfeis und den angrenzenden Kontinentalschelf mit Übergang zur Tiefsee zu. Abbildung 3.2 zeigt den zonal integrierten Massentransport mit einem antizyklonalen Wirbel auf dem Schelf, der die beiden größeren Wirbel (in der Kaverne und im Ozean) trennt.

### Alternative aktuelle Ozeanmodelle

Neben dem verwendeten Zirkulationsmodell existieren im wesentlichen zwei alternative Modellansätze, mit denen aktuelle Fragestellungen der Ozeanographie in den Polargebieten und speziell der Schelfeis–Ozean Wechselwirkungen untersucht werden. Alle Modelle basieren auf derselben kontinuierlichen Formulierung der verwendeten Grundgleichungen. Sie unterscheiden sich jedoch in ihrer Art der Diskretisierung zur Umsetzung in ein numerisches Modell. Ein Überblick über die derzeit aktuellen Modellansätze wird in Haidvogel und Beckmann (1999) gegeben.

Basierend auf einer topographiefolgenden und in horizontaler Ebene kurvilinearen Darstellung des Modellgebiets (engl.: *S-coordinate Primitive Equation Model, SPEM*) (Haidvogel *et al.*, 1991) entwickelten Beckmann *et al.* (1999) das zirkumantarktische BRIOS (engl.: *Bremerhaven Regional Ice–Ocean Simulation*) Modell, das am Alfred–Wegener Institut für Polar– und Meeresforschung (Bremerhaven) betrieben wird. Der Vorteil dieses regionalen Modells liegt darin, daß das gesamte Südpolarmeer einschließlich des ACC und des Küstenstroms vollständig im Modellgebiet enthalten ist und lediglich die räumliche Auflösung je nach Untersuchungsgebiet variiert.

Die zweite Modellvariante basiert auf einem isopyknischen Modellansatz (engl.: *Miami Isopycnic Coordinate Ocean Model, MICOM*) (Bleck und Hanson, 1998) d.h., die vertikale Diskretisierung des Modellgebiets geschieht entlang von Isopyknen, also Flächen konstanter Dichte. Bei diesem Ansatz wird keine künstliche diapycnische<sup>1</sup> Vermischung im numerischen Advektionsschema benötigt, da Wassermassen in der Natur überwiegend entlang von Isopyknen strömen. Ein solches Modell wird derzeit am British Antarctic Survey (BAS) in Großbritannien und am Courant Institute for Mathematical Sciences, New York (USA), für Studien des Ross und Filchner–Ronne Schelfeises eingesetzt. (Holland und Jenkins, 2001).

## 3.2 Grundgleichungen zur Beschreibung der Ozeanzirkulation

Der Ausgangspunkt für die Herleitung der Grundgleichungen zur Beschreibung der Ozeanzirkulation, auf denen das Modell basiert, soll ein beliebiges Kontrollvolumen in einem karthesischen Koordinatensystem sein, dessen Bewegungen aus der Eulerbetrachtung beschrieben werden. Bei dieser Art der Anschauung ist der Beobachter fest mit dem Inertialsystem verbunden, während sich das betrachtete Element in einem kurzen Zeitintervall  $\Delta t$  in Ort, Form und anderen ihm zugeschriebenen Eigenschaften ändern kann. Derartige Verände-

---

<sup>1</sup>Eine diapycnische Vermischung beschreibt Vermischungsprozesse, die orthogonal zu Isopyknen, also senkrecht zu Flächen gleicher Dichte, stattfindet.

rungen können unter Berücksichtigung unterschiedlicher Verallgemeinerungen und Einschränkungen formal beschrieben werden. Dazu werden Bewegungs- und Erhaltungsgleichungen (Energie, Salzgehalt) sowie eine Beschreibung der Dichte aufgestellt.

### 3.2.1 Erhaltungsgleichungen

Aus geometrischen Überlegungen läßt sich eine Erhaltungsgleichung für eine Eigenschaft (pro Einheitsmasse) des beobachteten Systems in differentieller Form als

$$\frac{d}{dt}(\rho_w b) = \frac{\partial}{\partial t}(\rho_w b) + \nabla \cdot (\rho_w b \vec{v}) \quad (3.1)$$

entwickeln (Haidvogel und Beckmann, 1999, S. 1–4). Mit dieser Gleichung kann die linke Seite einer jeden Erhaltungsgleichung für eine Eigenschaft  $b$  pro Einheitsmasse eines Kontrollvolumens ausgedrückt werden. Dabei bezeichnet  $t$  die Zeit,  $\vec{v}$  den Geschwindigkeitsvektor der Bewegung des Kontrollvolumens sowie  $\rho_w$  seine Dichte.

Für  $b = 1$  entspricht Gleichung 3.1 einer Massenerhaltung:

$$\frac{d}{dt}(\rho_w) = \frac{\partial}{\partial t}(\rho_w) + \nabla \cdot (\rho_w \vec{v}) = 0. \quad (3.2)$$

Solche Massenerhaltungen sind bei allen Problemen, die sich mit der Bewegung von Fluiden befassen, von grundlegender Bedeutung, da sich die Gesamtmasse des Systems (im Gegensatz zum Volumen) nicht ändern darf.

Neben der Massenerhaltung kann aus Gleichung 3.1 eine Impulserhaltung formuliert werden. Für  $b = \vec{v}$  muß sich daher entsprechend dem zweiten Newtonschen Gesetz (die Änderung des Impulses ist gleich der Summe aller auf das Volumen wirkenden Kräfte) folgende Äquivalenz schreiben lassen:

$$\frac{d}{dt}(\rho_w \vec{v}) = \frac{\partial}{\partial t}(\rho_w \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho_w \vec{v} \vec{v}) = \sum (\text{aller Kräfte}). \quad (3.3)$$

Hierbei werden drei Körper- bzw. Oberflächenkräfte unterschieden:

$$\begin{aligned} \vec{F}_g &= - \int_V (\rho_w g \nabla z) dV && \text{(Gravitationskraft),} \\ \vec{F}_p &= - \int_V (\nabla p) dV && \text{(Druckkraft auf die Oberfläche),} \\ \vec{F}_v &= \int_V \nabla \cdot (\mathbf{T}) dV && \text{(Viskose Kraft auf die Oberfläche).} \end{aligned}$$

Zusammengesetzt ergibt sich hieraus die Impulserhaltung

$$\frac{d}{dt}(\rho_w \vec{v}) = -\nabla p + \nabla \cdot \mathbf{T} - \rho_w g \nabla z \quad (3.4)$$

unter Einführung des Spannungs-Dehnungstensors  $\mathbf{T}$ , der für eine Newtonflüssigkeit<sup>2</sup>

$$\mathbf{T} = -\frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \vec{v})\mathbf{I} + \mu[\nabla \vec{v} + (\nabla \vec{v})^T]$$

geschrieben werden kann (Haidvogel und Beckmann, 1999, S. 4–6). Hierin bezeichnet  $\mu$  die molekulare Viskosität und  $\mathbf{I}$  den Einheitstensor. Im allgemeinen Fall beschreibt ein Tensor zweiter Stufe das richtungsabhängige Verhalten des Kontrollvolumens auf aus unterschiedlichen Richtungen angreifende Kräfte.

Die bisher angeführte Impulserhaltungsgleichung (Gl. 3.4) wird auch als Navier-Stokes Gleichung bezeichnet und muß in ein rotierendes Bezugssystem transformiert werden. Dies erfolgt über eine Erweiterung der Erhaltungsgleichung um einen Term der Corioliskraft ( $2\vec{\Omega} \times \vec{v}$ , mit der Winkelgeschwindigkeit  $\vec{\Omega}$ ), wobei der Einfluß der Zentrifugalkraft in den Druck  $p$  eingeht und der Einheitsvektor  $\vec{k}$  die Orientierung der Gravitationskraft verdeutlicht:

$$\left\{ \frac{d}{dt}(\rho_w \vec{v}) + 2\rho_w \vec{\Omega} \times \vec{v} \right\} = -\nabla p + \nabla \cdot \mathbf{T} - \rho_w g \vec{k}. \quad (3.5)$$

Die notwendige Erhaltungsgleichung für die Energie, die sich aus einem kinetischen, einem potentiellen und einem inneren Anteil zusammensetzt, kann zu

$$c_{pw} \frac{d}{dt}(\rho_w T) - \beta T \frac{dp}{dt} = \nabla \cdot (\kappa_T \rho_w c_{pw} \nabla T) - \tau \quad (3.6)$$

hergeleitet werden (Haidvogel und Beckmann, 1999, S. 6–8). Hier wird der thermische Ausdehnungskoeffizient mit  $\beta = -\frac{1}{\rho_w} \left( \frac{\partial \rho_w}{\partial T} \right)_p$ , die spezifische Wärme bei konstantem Druck mit  $c_{pw}$  und die Oberflächenspannung mit  $\tau$  angegeben (Gill, 1982). Unterschiedliche Wärmeenergien werden über den Wärmefluß  $\vec{q} = \kappa_T \rho_w c_{pw} \nabla T$  in Form von Wärmeleitung verteilt. Dagegen werden der radiative Wärmetransport sowie eine zusätzliche Wärmefunktion (z.B. für innere Wärme) vernachlässigt.

Die Dichte  $\rho_w = \rho_w(T, S, p)$  ist neben Temperatur und Druck auch vom Salzgehalt abhängig. Die Erhaltungsgleichung des Salzgehalts ist durch eine reine

<sup>2</sup>Newtonflüssigkeiten zeichnen sich dadurch aus, daß der Geschwindigkeitsgradient, der an die Dehnungsrate gekoppelt ist, proportional zur angelegten Spannung ist. Die Proportionalitätskonstante ist die molekulare Viskosität  $\mu$ .

Diffusionsgleichung (mit der molekularen Diffusivität  $\kappa_S$ ) gegeben:

$$\frac{dS}{dt} = \kappa_S \nabla \cdot (\nabla S). \quad (3.7)$$

Damit beschreiben

- die Massenerhaltung (Gl: 3.2),
- die (aufgrund der drei Geschwindigkeitskomponenten) implizit drei Bewegungsgleichungen (Gl: 3.5) aus der Impulserhaltung und
- die Energieerhaltung (Gl: 3.6) zusammen mit
- der Dichte und
- der Erhaltungsgleichung für den Salzgehalt (Gl: 3.7)

ein allgemeines Gleichungssystem der physikalischen Prozesse zur Beschreibung der windgetriebenen thermohalinen Ozeanzirkulation.

### 3.2.2 Approximationen und Parametrisierungen

Wie schon bereits erklärt, können nicht alle physikalischen Prozesse in einem großskaligen Ozeanmodell explizit gelöst werden bzw. beinhaltet sein. Daher ist es notwendig, Approximationen und Vereinfachungen in Form von Parametrisierungen einzuführen, die die grundlegenden Vorgänge weitgehend beinhalten, untergeordnete jedoch vernachlässigen.

#### Boussinesq Approximation

Die in den Ozeanen vorherrschenden geringe Variation der Dichte in Abhängigkeit von Druck, Temperatur und Salzgehalt erlaubt es, eine sogenannte Boussinesq Approximation durchzuführen. Dies bedeutet, daß die Dichte  $\rho_w$  des Meerwassers durch einen konstanten Mittelwert  $\rho_0$  (ca.  $1035 \text{ kg m}^{-3}$  (Gill, 1982)) und eine räumliche und zeitliche Störung  $\rho'$  beschrieben werden kann, so daß für die Dichte

$$\rho_w(x, y, z, t) = \rho_0 + \rho'(x, y, z, t) \quad (3.8)$$

gilt. Da Dichteveränderungen für den Auftrieb verantwortlich sind, muß die Dichte nur in der Bewegungsgleichung (Gl. 3.5) über die im nächsten Abschnitt beschriebene Zustandsgleichung (Gl. 3.11) berechnet werden. Ansonsten wird mit der konstanten mittleren Dichte  $\rho_0$  gearbeitet. Die Boussinesq Approximation verursacht einen Fehler, der deutlich unter 1% liegt, weil im Ozean sehr geringe Temperaturänderungen (unter  $2^\circ\text{C}$ ) vorliegen (Ferziger und Perić, 1999).

### Inkompressibilität

Setzt man die Dichte aus Gleichung 3.8 in die Massenerhaltungsgleichung (Gl. 3.2) ein, erhält man eine alternative Formulierung, die sich aufgrund von  $\rho' \ll \rho_0$  auf die wesentlich einfachere Massenerhaltungsgleichung

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0 \quad (3.9)$$

reduzieren läßt. Für großskalige Ozeanströmungen sind auch die mathematischen Voraussetzungen so weit erfüllt, daß sowohl die Partikelgeschwindigkeit als auch die Phasengeschwindigkeit der Verwirbelungen klein gegen die Schallgeschwindigkeit sind und die vertikale Vermischungsskala klein im Verhältnis zur Gesamttiefe (hier ca. 1:40) ist. Somit läßt sich die Bewegungsgleichung (Gl. 3.5) einer inkompressiblen Flüssigkeit ebenfalls vereinfachen (Gill, 1982):

$$\left\{ \frac{d}{dt}(\rho_w \vec{v}) + 2\rho_w \vec{\Omega} \times \vec{v} \right\} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{v} - \rho_w g \vec{k}. \quad (3.10)$$

### Zustandsgleichung der Dichte

Das Konzept des Zustandes von Fluidpartikeln beruht auf der Idee, zwei Teilchen miteinander zu vergleichen und so zu überprüfen, ob sie sich in einem Gleichgewichtszustand zueinander befinden. Nur zwei Fluidpartikel, die in allen Zustandsgrößen (in diesem Falle die Temperatur  $T$ , der Salzgehalt  $S$  und der Druck  $p$ ) übereinstimmen, können nebeneinander existieren. Würde beispielsweise eines der Teilchen einen höheren Druck besitzen als sein Nachbar, würde ersteres das unter geringerem Druck stehende so lange verformen, bis ein Gleichgewichtszustand eingenommen wird. Bei atmosphärischen und ozeanischen Problemstellungen ist die Dichte die bedeutendste Zustandsgröße, und so wird die sie beschreibende Gleichung häufig als „die Zustandsgleichung“ bezeichnet (Gill, 1982).

Im Modell wird zur Berechnung der Dichte des Wassers die Zustandsgleichung

$$\rho_w(S, \Theta, p) = \rho_w(S, \Theta, 0) + 10^4 \frac{p}{c^2} \left( 1 - 0, 20 \frac{p}{c^2} \right) \quad (3.11)$$

mit einer genäherten Ausbreitungsgeschwindigkeit für Kompressionswellen

$$\begin{aligned} c &= 1449, 2 + 1, 34 (S - 35) + 4, 55 \Theta - 0, 045 \Theta^2 \\ &+ 0, 00821 p + 15, 0 \cdot 10^{-9} p^2 \end{aligned} \quad (3.12)$$

von Mellor (1991) verwendet. In diesen Gleichungen sind die Koeffizienten so gewählt, daß die einzelnen Variablen  $\rho_w$ ,  $c$ ,  $S$ ,  $\Theta$  und  $p$  in  $\text{kg m}^{-3}$ ,  $\text{m s}^{-1}$ ,  $\text{‰}$ ,  $^\circ\text{C}$  bzw. dbar angegeben werden.  $\Theta$  bezeichnet die potentielle Temperatur, die im Modell anstelle der *in situ* Temperatur verwendet wird. Die Oberflächendichte  $\rho_w(S, \Theta, 0)$  wird aus einer Reihenentwicklung bestimmt, die aus der zum Standard gewordenen Zustandsgleichung der United Nations Educational, Scientific and Cultural Organisation (UNESCO) aus dem Jahre 1981 stammt.

## Turbulente Vermischungskoeffizienten

In den Ozeanen erfolgt die Übertragung von Impuls sowie der Austausch von Wärme und Salz über Reibungen innerhalb des Wassers und wird als Viskosität bezeichnet. Die Viskosität einer Flüssigkeit und im speziellen die des Meerwassers läßt sich in zwei Anteile zerlegen.

Die molekulare Viskosität beschreibt einen Impulsaustausch zwischen zwei benachbarten Molekülen und kann als Stoffkonstante als Eigenschaft der Flüssigkeit angegeben werden. Sie wird in der numerischen Umsetzung zur Betrachtung großskaliger Zirkulation nicht berücksichtigt.

Der zweite Anteil, die sogenannte Eddy-Viskosität, beschreibt turbulente Bewegungsvorgänge zwischen einzelnen Flüssigkeitspartikeln und dadurch eine Eigenschaft der Strömung. Da derartige Turbulenzen unterhalb des Auflösungsvermögens eines Algorithmuses liegen, ist es zweckmäßig, turbulente Austauschkoefizienten zu definieren, die es erlauben, für bestimmte Skalen und Schichtungsverhältnisse die Vorgänge ähnlich wie beim molekularen Austausch darzustellen. Die turbulenten Koeffizienten liegen meist um mehrere Größenordnungen über den entsprechenden molekularen Koeffizienten und können anstelle der drei Koordinatenrichtungen für die Horizontale und Vertikale angegeben werden. Diese richtungsabhängige Unterteilung ist notwendig, da die Längen- und Zeitskalen in diesen Ebenen deutlich unterschiedlich sind.

In der Bewegungsgleichung (Gl. 3.10) wird der Viskositätsterm sowohl in den beiden horizontalen als auch in der vertikalen Komponente anhand konstanter Vermischungskoeffizienten  $A_m$  (horizontal) und  $K_m$  (vertikal) des Impulses (lat.: *momentum*) parametrisiert. Diese werden auf  $70 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  respektive  $1 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  gesetzt.

Eine entsprechende Parametrisierung findet auch für den Austausch von Temperatur und Salzgehalt statt. Ihre Vermischungsparameter werden horizontal auf  $A_t = 70 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  und vertikal auf  $K_t = 1 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  gesetzt. Diese vier Zahlenwerte wurden zunächst aufgrund vorheriger Anwendungen des Modells auf andere Schelfeisgebiete (z.B. Williams (1999), Amery Schelfeis) festgelegt und später noch modifiziert.

## 3.3 Wechselwirkungen zwischen Eis und Ozean

Bisher wurden die Grundgleichungen und Parametrisierungen zur großskaligen Ozeanzirkulation zusammengefaßt, ohne daß auf die spezielle Anwendung auf die Grenzfläche zwischen Wasser und Eis eingegangen wurde. Eine formale Beschreibung der Vorgänge an der Eisunterseite ist jedoch der wesentliche Bestandteil bei der Untersuchung von Eis-Ozean Wechselwirkungen und soll nun in diesem Abschnitt erläutert werden.

Neben den dynamischen Eigenschaften der beiden Teilsysteme, die vor allem über Randbedingungen berücksichtigt werden, spielen thermodynamische Prozesse eine Rolle. Letztere werden in Form einer Energie- und Salzbilanz formuliert.

### Dynamik von Wasser und Eis

Für die Modellbetrachtungen kann der Eiskörper statisch angenommen werden, da die Geschwindigkeiten des Eises unter  $0,1 \text{ mm s}^{-1}$  liegen. Alle Transportprozesse finden dagegen im Wasser statt, welches sich mit einigen  $\text{cm s}^{-1}$  entlang der gemeinsamen Grenzfläche bewegt. Am Übergang zu dieser quasi ruhenden oberen Begrenzung und an der passiven (es findet kein Schmelzen oder Anfriern statt) vertikalen Schelfeiskante wird die im Englischen mit *free slip* ( $\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y} = 0$ ,  $u$  und  $v$  beliebig) bezeichnete Randbedingung eingesetzt. Es werden im Gegensatz zur Oberfläche des freien Ozeans, bei dem die Reibung des Windes berücksichtigt wird, keine Scherkräfte angenommen, und die Reibung entlang der glatten Eisunterseite wird vernachlässigt. Das Heben und Senken des Schelfeiskörpers durch Gezeiten wird im Modell nicht berücksichtigt.

### Thermodynamik von Wasser und Eis

Besonders bei thermohalin angetriebenen Systemen ist die thermodynamische Wechselwirkung zwischen der festen und flüssigen Phase des Wassers von Interesse. Die thermodynamischen Prozesse basieren auf drei Gleichungen, wobei die Druckschmelzpunkttemperatur  $T_b$  an der Schelfeisbasis durch

$$T_b = a_1 S_b + a_2 + a_3 p \quad (3.13)$$

beschrieben wird. Der Salzgehalt  $S_b$  des Wassers und der Druck  $p$  beziehen sich ebenfalls auf diese Grenzschicht. Die Konstanten  $a_1$ ,  $a_2$  und  $a_3$  gehen im Modell mit Werten von  $a_1 = -0,057^\circ\text{C}$ ,  $a_2 = 0,0939^\circ\text{C}$  und  $a_3 = 7,64 \cdot 10^{-4}^\circ\text{C dbar}^{-1}$  in die Parametrisierung der *in situ* Gefriertemperatur ein (Foldvik und Kvinge, 1974). Diese Gefriertemperatur wird fast ausschließlich vom Druck bestimmt, der wiederum von der Tiefe abhängt. An der Oberfläche gefriert Meerwasser abhängig vom Salzgehalt bei durchschnittlich  $-1,9^\circ\text{C}$ , dagegen sinkt der Druckschmelzpunkt in 1000 m Tiefe ( $1 \text{ m} \approx 1 \text{ dbar}$ ) auf ca.  $-2,6^\circ\text{C}$ . Dieser Gradient der Gefriertemperatur bildet die Grundlage für den Antriebsprozess der Eispumpe.

Als zweites spielt die Energiebilanz

$$q_b^T = q_w^T - q_e^T \quad (3.14)$$

an der Eisunterseite mit den Wärmeflüssen  $q_w^T$  aus dem Wasser,  $q_e^T$  in das Eis und dem resultierenden Wärmefluß in der Grenzfläche ( $q_b^T$ ) eine Rolle (Hellmer, 1989). Im folgenden bezeichnen die tiefergestellten Indizes  $b$  (engl.: *boundary*) Größen am Eis–Ozean Übergang,  $w$  Werte im Wasser und  $e$  die entsprechende Eigenschaft des Eises. Im einzelnen lassen sich die Wärmeflüsse der Energiebilanz (Gl. 3.14) wie folgt beschreiben:

$$q_w^T = \rho_w c_{pw} \gamma_T (T_b - T_w), \quad (3.15)$$

$$q_e^T = \rho_w c_{pw} \kappa_T \frac{T_e - T_b}{\Delta z} \quad \text{und} \quad (3.16)$$

$$q_b^T = \rho_e L m. \quad (3.17)$$

Die Behandlung der Dichte des Wassers  $\rho_w$  wird weiter unten in diesem Abschnitt genauer beschrieben. Die hier benötigten Konstanten sind die spezifische Wärmekapazität des Wassers  $c_{pw} = 4000 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ , der turbulente Wärmeaustauschkoeffizient  $\gamma_T = 1 \cdot 10^{-4} \text{ m s}^{-1}$ , die thermische Diffusivität  $\kappa_T = 1,54 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  des Eises (bei  $-20^\circ\text{C}$ ), die Dichte von meteorischem Eis  $\rho_e = 915 \text{ kg m}^{-3}$  sowie die latente Schmelzwärme  $L = 334 \text{ kJ kg}^{-1}$  (Hellmer, 1989). Aufgrund der Geringfügigkeit des Beitrages der Wärmeleitung durch das Schelfeis wird der entsprechende Wärmefluß  $q_e^T$  in diesem Modell lediglich bei der Berechnung der Meereiskomponente verwendet. Der Grenzflächenwärmefluß (Gl. 3.17) wird über eine Umsetzung in die Schmelz- bzw. Anfrierrate  $m$  beschrieben.

Die dritte grundlegende Gleichung, welche ebenfalls die Parametrisierung der Schmelzrate  $m$  enthält, ist eine Erhaltungsgleichung für das Salz bei dieser Eis–Ozean Wechselwirkung. Diese schreibt sich unter Vernachlässigung molekularer Diffusion aus dem Ozean in das Eis (Salzfluß  $q_e^S = 0$ ) als

$$q_b^S = q_w^S. \quad (3.18)$$

Wie aus den beschreibenden Gleichungen der Salzflüsse

$$q_w^S = \rho_w \gamma_S (S_b - S_w) \quad \text{und} \quad (3.19)$$

$$q_b^S = \rho_e S_b m \quad (3.20)$$

ersichtlich wird, ist die Salzbilanz (Gl. 3.18) mit der Energiebilanz (Gl. 3.14) über die Schmelzrate  $m$  (in Gl. 3.17 und Gl. 3.20) gekoppelt. Der turbulente Austauschkoefizient des Salzes  $\gamma_S$  beträgt  $5,05 \cdot 10^{-7} \text{ m s}^{-1}$ .

Gleichung 3.18 stellt eine wichtige obere Randbedingung dar, da die Eintragsrate des Salzes in das Wasser ein für die Schichtung des Wasserkörpers entscheidendes Dichtesignal liefert. Vor allem vor der Schelfeiskante führt die saisonale Bildung und Rückbildung von Meereis zu einem Jahrgang des Salzgehalts in der Deckschicht.

Über die Verknüpfung der thermodynamischen Bilanzgleichungen lassen sich die Grenzflächentemperatur  $T_b$  und die basale Massenbilanz  $m$  aus drei Modellgrößen  $T_w$ ,  $S_w$  und  $T_e$  am jeweiligen Ort bestimmen, und so die zum Schmelzen und Gefrieren führenden Prozesse ausreichend beschreiben. Neben der reinen Massenbilanz des Schelfeises ist ein stärkeres Schmelzen direkt mit einer zunehmenden Schelfeiswasserproduktion und damit einer Veränderung der Wassermassenzusammensetzung verbunden.

Jenkins (1991) stellt eine verfeinerte Parametrisierung für den Massenaustausch entlang der Schelfeisunterseite vor. Hierbei werden die turbulenten Austauschkoefizienten nicht mehr wie bisher konstant, sondern durch

$$\gamma_T = \frac{0,05 U}{2,12 \ln(0,05 \frac{U h_i}{\nu}) + 12,5 Pr^{2/3} - 8,68}, \quad (3.21)$$

$$\gamma_S = \frac{0,05 U}{2,12 \ln(0,05 \frac{U h_i}{\nu}) + 12,5 Sc^{2/3} - 8,68} \quad (3.22)$$

abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit des Wassers berechnet, wobei  $U$  den Betrag der horizontalen Geschwindigkeiten,  $h_i$  die Schichtmächtigkeit des Wassers,  $\nu = 1,95 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  die kinematische Viskosität,  $Pr = 13,8$  die Prandtlzahl ( $\frac{\text{Wärmediffusivität}}{\text{Impulsdiffusivität}}$ ) und  $Sc = 2432$  die Schmidtzahl ( $\frac{\text{Salzdiffusivität}}{\text{Impulsdiffusivität}}$ ) bezeichnet. Die Vorgabe einer Minimalgeschwindigkeit entlang der Kontaktfläche von  $2 \cdot 10^{-2} \text{ m s}^{-1}$  garantiert auch die Anwendbarkeit direkt zu Beginn der Berechnungen, wenn sich das Gesamtsystem in Ruhe befindet.

## 3.4 Numerische Umsetzung der Zirkulationsgleichungen

Die allgemeinen physikalischen Zusammenhänge der Ozeanzirkulation sind zusammen mit denen der speziellen Anwendung auf das gekoppelte Eis–Ozean System dargestellt worden. Darauf aufbauend ist es notwendig, diese kontinuierlichen Prozesse derart umzuformen, daß sie numerisch berechnet werden können. Dazu wird einerseits eine Diskretisierung in Raum und Zeit durchgeführt, andererseits müssen Randbedingungen und Anfangswerte vorgegeben werden. Die Darstellung der explizit gelösten Gleichungen geht über den hier vorgestellten Rahmen hinaus und ist z.B. bei Gerdes (1993), Williams (1999) oder Griffies (2000) nachzulesen.

### 3.4.1 Orts– und Zeitdiskretisierung

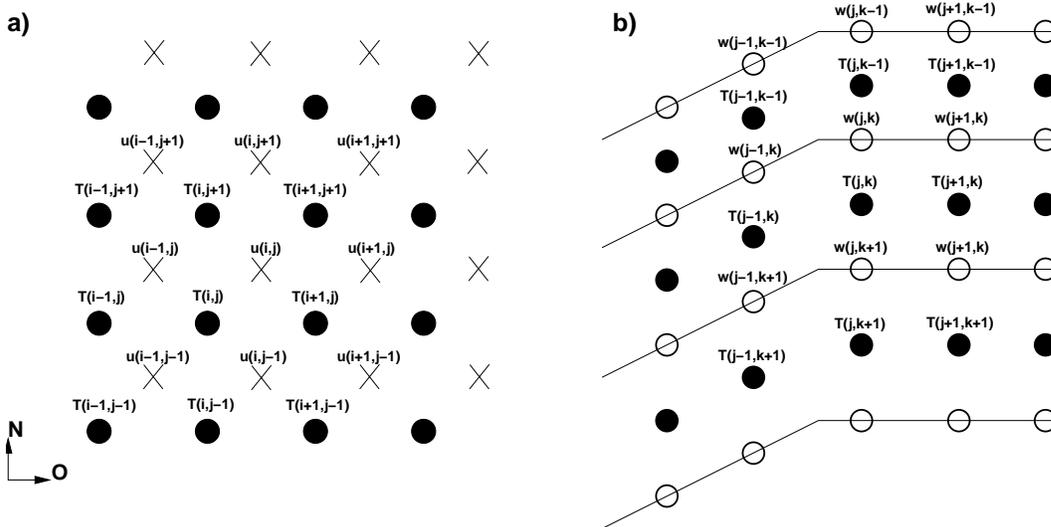
Die Ortsdiskretisierung wird im Modell mittels Finiter Differenzen, die zeitliche Abfolge mit einem vorwärts gerichteten expliziten Zeitschrittverfahren

verwirklicht. Bei beiden Diskretisierungen ist es notwendig, die Kriterien der Konvergenz und Stabilität zu gewährleisten (Ferziger und Perić, 1999).

## Rechengitter

Das Modellgebiet umfaßt in der Standardversion jeweils 71 Gitterzellen entlang der  $i$ - und  $j$ -Achse. Vertikal ist der Modellozean in  $10 + 4$  Schichten gegliedert. Diese 14 Schichten setzen sich zusammen aus 10 tiefergelegenen, die sich über das gesamte Gebiet von Norden bis Süden erstrecken, und 4 oberflächennahen Schichten, die nur im offenen Ozean existieren und vor der Eiskante enden.

Gerechnet wird auf einem geschachtelten Arakawa-B Gitter, bei dem die Geschwindigkeiten jeweils zwischen den gemeinsamen Knotenpunkten von Temperatur, Salz (im folgenden TS-Punkt genannt) und Stromfunktion liegen (Abbildung 3.3). Diese Anordnung der Knoten, auf denen das System berechnet wird, setzt sich so in die Tiefe fort, daß die vertikalen Geschwindigkeitspunkte jeweils zwischen zwei übereinander liegenden Stromfunktionspunkten plaziert sind. Die Küsten- und Aufsetzlinie wird von TS-Punkten gebildet, die jedoch nicht aktiv (d.h. = 0) sind.



**Abbildung 3.3:** Geschachteltes Arakawa-B Gitter zur Anordnung der Variablen. Links: Horizontalschnitt. Rechts: Vertikalschnitt durch das Modellgebiet. Die gefüllten Punkte bezeichnen die Gitterpunkte der Temperatur und des Salzgehalts (TS-Punkte) sowie der Stromfunktion, die Kreuze die Horizontalkomponenten ( $u$  und  $v$ ) und die hohlen Kreise die Vertikalkomponente der Geschwindigkeit ( $w$ ).

Aus der Verwendung des geschachtelten Gitters ergibt sich die Forderung, daß bei der Diskretisierung des Modellgebiets in allen Ausbuchtungen und Ecken

mindestens drei aktive TS-Punkte nebeneinander vorliegen müssen. Andererseits ist es nicht möglich, einen Wert für die Stromfunktion zu bilden, da hierzu aufgrund des definierenden Geschwindigkeitsgradienten (s. Abschn. 3.4.3) mindestens zwei benachbarte Geschwindigkeitspunkte vorhanden sein müssen.

### Kugelkoordinaten

In Abschnitt 3.2 wurden die grundlegenden Gleichungen, auf denen die Modellierung der Subschelfeis-Zirkulation beruht, in karthesischen Koordinaten dargestellt. Die diskrete Formulierung der oben beschriebenen Prozesse erfolgt jedoch, der Erdgeometrie entsprechend, in Kugelkoordinaten. Daraus ergibt sich, daß das Gitter horizontal entsprechend dem Gradnetz der Erde ausgerichtet (i-Achse entlang der Breitenkreise, j-Achse entlang der Meridiane) und somit in metrischer Betrachtungsweise nicht äquidistant ist.

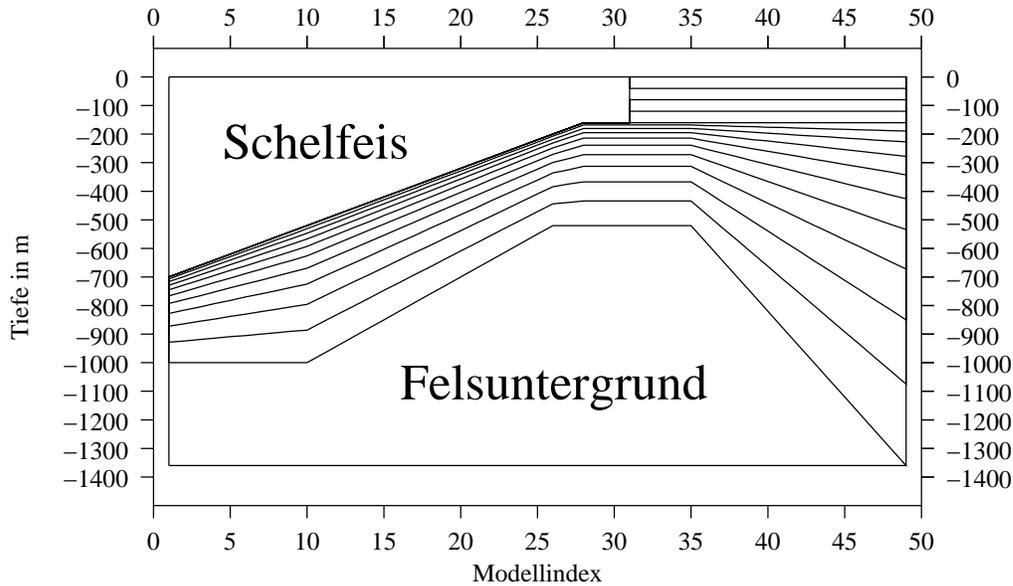
Die Umsetzung karthesischer Koordinaten in sphärische beruht auf rein mathematischen Transformationen, deren Ergebnisse, die umgeformten Gleichungen, in Gerdes (1993) oder Haidvogel und Beckmann (1999) (und für  $z$ -Koordinaten ausführlicher in Griffies (2000)) zusammengestellt sind. Es ergeben sich Gleichungssysteme, die von der geographischen Länge  $\lambda$ , der geographischen Breite  $\phi$  und der relativen Tiefe  $\sigma$  abhängen.

### $\sigma$ -Koordinaten

Ein zweiter wesentlicher Unterschied der allgemeinen Gleichungen zu der in dieser Arbeit angeführten Modelltheorie liegt in der Verwendung der bereits mehrfach erwähnten  $\sigma$ -Koordinaten.

$$\sigma = \frac{h}{H} \quad (3.23)$$

bezeichnet eine auf die Wassersäulenmächtigkeit skalierte vertikale Koordinate. Dabei bedeutet  $h$  die Schichtmächtigkeit und  $H = \sum_i h_i$  die Wassersäulenmächtigkeit. Die Verwirklichung der topographiefolgenden Schichtung anhand eines idealisierten Profils ist in Abbildung 3.4 dargestellt, in der die vertikalen Abstände und Tiefenlagen der Schichtgrenzen den im Modell verwendeten entsprechen. Die vier oberen ozeanischen Schichten umfassen jeweils 25% der konstant vorgegebenen Schelfeiskantenhöhe. Die darunterliegenden Schichten beinhalten zwischen 0,022 % in der fünften und 22,6 % in der 14. (untersten) Schicht der gesamten Wassersäule (jedoch mindestens 3 m). Dies gewährleistet eine hohe Auflösung im Bereich der oberen Schichten, in denen die Wechselwirkungen zum Eis und zur Atmosphäre stattfinden.



**Abbildung 3.4:** Vertikale Diskretisierung anhand von  $\sigma$ -Koordinaten. Die topographiefolgenden Lagen und Mächtigkeiten der Schichten entsprechen den im Modell verwendeten.

### Zeitdiskretisierung

Um die Stabilität des Gesamtsystems zu gewährleisten, wird der maximale Zeitschritt  $\Delta t$  mittels des Levi-Courant Kriteriums ( $\Delta t = \frac{1}{2} \frac{x_{min}}{|v_{max}|}$ ) bestimmt und sein Gültigkeitsbereich anhand zusätzlicher Modellläufe überprüft. Aus dieser Analyse resultiert ein Maximalwert von 926 s, der bei geringen Wassersäulenmächtigkeiten und großen Vertikalgeschwindigkeiten auftritt. Die verwendete zeitliche Diskretisierung von  $\Delta t = 750$  s entspricht damit etwa 80% des Levi-Courant Wertes.

### 3.4.2 Anfangs- und Randbedingungen

Bei der numerischen Umsetzung eines Algorithmus müssen dem Modell Anfangs- und Randbedingungen zugewiesen werden. Anfangsbedingungen erfüllen den Zweck, daß jede Eigenschaft an jedem Gitterknoten vorgegeben wird oder aus vorgegebenen berechnet werden kann, damit das System einen eindeutigen Anfangszustand erhält. Darüber hinaus müssen auf den Rändern des Modellgebiets (Beschreibung in Kapitel 4) Randbedingungen vorgegeben werden. Kinematische Randbedingungen, welche die Behandlung der Bewegungsgleichungen vorgeben, sind ebenso notwendig wie dynamische, welche die Umsetzung ersterer an den unterschiedlichen Begrenzungen vorschreiben. Die jeweiligen Randwerte können je nach Anwendung zeitlich und / oder räumlich variieren oder konstant gehalten werden.

Hier werden die in rein ozeanischen Algorithmen auftretenden Begrenzungen am Meeresboden, an den Übergängen zu angrenzenden Ozeanen, an eisfreien Küsten und an der Oberseite des offenen Ozeans zusammengefaßt. Die Beschreibung der speziellen Randbedingungen an der Grenzfläche zwischen Eis und Wasser findet sich bereits in Abschnitt 3.3.

### Anfangsbedingungen

Zu Beginn der Modellrechnung befindet sich das System in Ruhe ( $u = v = w = 0$ ) und die Wassermassen werden über eine explizite Zuweisung der Temperatur- und Salzgehaltswerte an jedem Gitterknoten initialisiert. Diese initialen TS-Profile und alle weiteren Parameter der einzelnen Modellläufe sind in Anhang B zusammengestellt. Die abgeleiteten diagnostischen Größen (wie z.B. die Dichte) können aus den Kontinuitätsgleichungen berechnet werden.

### Kinematische Randbedingungen

- An der Meeresoberfläche liegt eine als *rigid lid* bezeichnete Bedingung vor ( $w = 0$  bei  $z = 0$ ), die keine Aufwölbung der Wasseroberfläche zuläßt. Hierdurch werden Oberflächenwellen aus der Bewegungsgleichung herausgefiltert.
- Am Meeresboden ( $z = -H(x,y)$ ) wird die Bedingung über  $w = -u \frac{\partial H}{\partial x} - v \frac{\partial H}{\partial y}$  aus der Kontinuitätsgleichung für den Massenfluß gegeben. Hier wird die Vertikalkomponente der Geschwindigkeit aus den Horizontalkomponenten errechnet.
- An den seitlichen Modellrändern verschwindet die Normalkomponente der Geschwindigkeit ( $\vec{v} \cdot \vec{n} = 0$ ), da kein Wasser das Gebiet verläßt oder hineinströmt.

### Dynamische Randbedingungen

- Am Meeresboden werden sogenannte *free slip* Randbedingungen eingesetzt ( $\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y} = 0$ ;  $\vec{v}$  beliebig). Es wird eine reibungsfreie Strömung angenommen (Grenzschichtmächtigkeit = 0).
- Am Nordrand, an dem ein unendlich ausgedehnter Ozean angenommen wird, gelten ebenfalls *free slip* Randbedingungen, wobei hier zusätzlich  $\Theta$ S-Randwerte in Form eines tiefenabhängigen, zonal konstanten Profils (s. u.) vorgegeben werden.
- An den geschlossenen seitlichen Begrenzungen werden sogenannte *no slip* Bedingungen vorgeschrieben ( $\vec{v} = 0$ ).
- Die Meeresoberfläche erfährt eine Reibung über das Windfeld ( $\tau_w$ ).

### Zeit- bzw. tiefenabhängige Randwerte

Über die oben beschriebenen Randbedingungen hinaus ist es an einigen Stellen des Modells notwendig, Randwerte an einen Vorgabewert heranzuführen. Ein Beispiel dafür ist ein am Nordrand des Modells vorgeschriebenes  $\Theta$ -Tiefenprofil, das gegenüber dem initial nur grob geschichteten Ozean einen weiter ausgedehnten Ozean mit diesen Eigenschaften simuliert. Dieses permanente Heranführen wird zugunsten einer prägnanten Formulierung im folgenden mit dem üblichen englischen Begriff „Restoring“ bezeichnet, wobei der Randwert wie z.B. an der Grenzschicht zur Atmosphäre, auch jahreszeitlichen (zyklischen) Variationen unterliegen kann. Die Realisierung des Restorings erfolgt mit der Methode der Newtonschen Dämpfung (engl.: *newtonian damping*). Diese Art der Randwertanpassung kann (hier am Beispiel der Temperatur) über  $\Delta T = \frac{1}{t_N}(T_{Rand} - T_{insitu})$  ( $t_N$ : Zeitkonstante, z.B. 20 Tage) beschrieben werden. In jedem Zeitschritt findet dadurch eine kleine Änderung ( $\Delta T$ ) statt, die in der Summe einer Anpassung des entsprechenden Wertes ( $T_{insitu}$ ) auf den Vorgabewert ( $T_{Rand}$ ) entspricht. Räumlich wird die Änderung innerhalb der nördlichsten fünf Gitterzellen vollzogen.

### 3.4.3 Stromfunktion

Zur Lösung der Bewegungsgleichung (Gl. 3.10) wird die sogenannte Stromfunktion  $\Psi$  eingeführt, die ihren Namen aus der Tatsache erhält, daß sich in ihrer Darstellung die Stromlinien der Fluidpartikel nicht kreuzen. Entlang dieser Stromlinien erfüllen die beiden definierenden Gleichungen

$$\frac{\partial \Psi}{\partial y} = u \quad \text{und} \quad \frac{\partial \Psi}{\partial x} = v \quad (3.24)$$

eine Massenerhaltung, so daß diese nicht mehr explizit behandelt werden muß. Die tiefengemittelten Geschwindigkeitskomponenten entlang der horizontalen Koordinatenachsen beschreiben  $u$  und  $v$ , hier in karthesischer Schreibweise  $x$  und  $y$ . Die Stromfunktion wird häufig auch als zweidimensionale Strömung bezeichnet, da sie den vertikal integrierten Anteil der Strömung beschreibt und so dem barotropen oder „externen“ Modus entspricht. Mit Hilfe dieser Stromfunktion lassen sich die insgesamt vier Gleichungen (Gl. 3.10 bzw. Gl. 3.6) in zwei über  $u$  und  $v$  gekoppelte partielle Differentialgleichungen überführen, was deutliche Vorteile bei der Lösung des Gesamtsystems bietet (Ferziger und Perić, 1999).

### 3.4.4 Vertikale Konvektion

Neben der über die lokalen Austauschkoefizienten genäherten Parametrisierung horizontaler und vertikaler Vermischungsprozesse wird im Modell auch

dem Effekt statischer Instabilitäten der Wassersäule Rechnung getragen. Diese Instabilitäten, bei denen schwerere Wassermassen über leichteren geschichtet sind, entstehen z.B. durch erhöhte Wärmeflüsse in die Atmosphäre und damit durch Abkühlung des Oberflächenwassers oder durch winterliche Meer-eisbildung. Hierbei wird Salz freigesetzt, das die Dichte des Oberflächenwassers erhöht und in der Natur zu Tiefenkonvektion führt.

Aufgrund der hydrostatischen Approximation in der Bewegungsgleichung sind keine zeitlichen Ableitungen in der vertikalen Geschwindigkeitskomponente enthalten, die zu Beschleunigungen und damit zu vertikaler Konvektion führen können. Dieser Prozeß wird jedoch durch ein sogenanntes vertikales Ausgleichschema (engl.: *vertical adjustment*) überwunden, bei dem statische Instabilitäten durch sofortigen sukzessiven Austausch instabiler Schichtpaare ausgeglichen werden.

Dieses Schema wird solange durchgeführt bis eine vertikal stabil geschichtete Wassersäule existiert. Es ergibt sich somit eine alternative Beschreibung vertikaler Konvektion in großskaligen Ozeanmodellen (Marshall und Schott, 1999), die weitaus weniger rechenintensiv als eine vollständige dreidimensionale Konvektion ist.

### 3.4.5 Programmablauf

Der Ablauf des gesamten Programmpakets beruht auf einer Vielzahl einzelner Zeitschritte, die in gleicher Form nacheinander abgearbeitet werden bis sich für dieses Untersuchungsgebiet und der gewählten Diskretisierung nach ca. sieben Modelljahren ein stationärer Zustand einstellt. Die Rechenzeit für ein Modelljahr beträgt bei den in diesem Abschnitt angegebenen räumlichen und zeitlichen Dimensionen des Standardlaufs auf einem Athlon 1,2 GHz Prozessor etwa 3 Stunden.

Innerhalb eines Zeitschritts wird zunächst das Dichtefeld des Wasserkörpers über die Zustandsgleichung (Gl. 3.11) bestimmt. Aus den ermittelten Dichtewerten und aus der Stromfunktion berechnete Geschwindigkeitswerte werden zur Lösung der Bewegungsgleichung verwendet. Daraus ergibt sich das lokale Geschwindigkeitsfeld an jedem Gitterpunkt. Dieser barokline (interne) Anteil des Strömungsfelds bildet später die Grundlage zur Bestimmung des barotropen (externen) Anteils der Strömung, welcher der Lösung der Stromfunktion (Gl. 3.24) entspricht. Die Stromfunktion wird durch eine elliptische Differentialgleichung ausgedrückt, deren diskrete Form über ein Konjugiertes Gradientenverfahren gelöst wird (Griffies, 2000). Die barokline Strömung geht wiederum in die Berechnung des  $\Theta S$ -Felds ein, welches durch Advektion und Diffusion von Salz und Temperatur hervorgerufen wird. Im folgenden Zeitschritt wird wieder zuerst das Dichtefeld aus Temperatur und Salzgehalt berechnet.

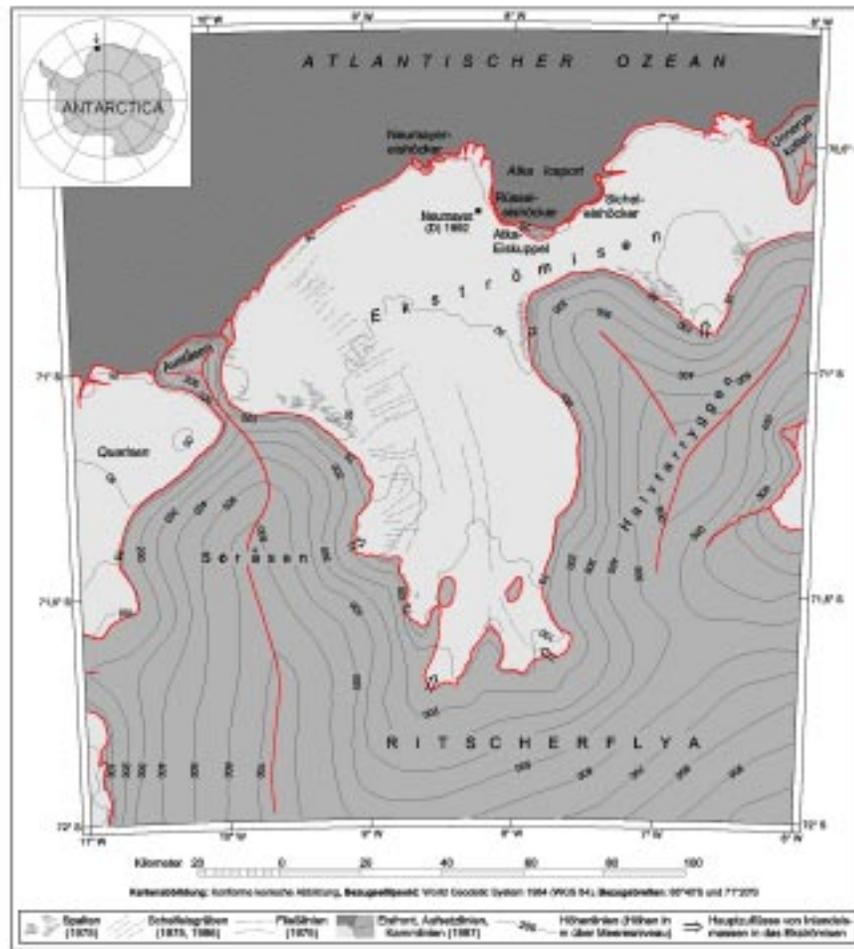


## 4 Das Ekström Schelfeisgebiet

Das zu anderen Antarktischen Schelfeisregionen vergleichsweise kleine Ekström Schelfeisgebiet liegt an der Küste des Königinnen Maud Land und ist den Saumschelfeisen zuzuordnen, die etwa 44% der Antarktischen Küstenlinie ausmachen. Die von ihm bedeckte Kaverne grenzt an das östliche Weddellmeer, einen Teil des südatlantischen Ozeans östlich der Antarktischen Halbinsel. Das Ekström Schelfeis wurde im Rahmen der Norwegisch–Britisch–Schwedischen Antarktisexpedition zwischen 1949 und 1952 erstmalig kartiert und nach Bertil Ekström, einem schwedischen Ingenieur, benannt. Dieser verunglückte während der Überwinterung am 24. Feb. 1951 vor der Küste des westlich angrenzenden Quar Schelfeises (schwed.: *Quarisen*) tödlich. Der offiziellen Namenskonvention für geographische Gebiete in der Antarktis folgend, trägt das auf deutsch Ekström Schelfeis genannte Gebiet die Bezeichnung *Ekströmisen*, wobei die angehängte schwedische Silbe „isen“ in der deutschen Sprache „Schelfeis“ bedeutet. In dieser Arbeit wird durchgehend der deutsche Name verwendet.

Das Ekström Schelfeis (Abbildung 4.1) erstreckt sich longitudinal von  $10,00^{\circ}\text{W}$  bis  $6,25^{\circ}\text{W}$  über maximal 150 km und meridional von  $71,75^{\circ}\text{S}$  bis  $70,30^{\circ}\text{S}$  über ca. 140 km. Seine Fläche von insgesamt  $8\,700\text{ km}^2$  (IFAG, 1989) entspricht in etwa der Größe Korsikas ( $8\,680\text{ km}^2$ ) und gliedert sich in den deutlich größeren Westteil ( $6\,700\text{ km}^2$ ) und den nur  $2\,000\text{ km}^2$  großen Ostteil. Die beiden Schelfeisbereiche sind durch eine schmale Passage zwischen der Atkabucht (bzw. der Atka Eiskuppel) und dem Halvfarryggen verbunden. Im Westen ist das Schelfeis durch den Höhenzug Søråsen mit seinem nördlichen Ausläufer Auståsen begrenzt.

Durch die vom Inland abfließende Eismasse erhält das gesamte Schelfeis jährlich einen Massenzutrag von 4 318 Mt (Sandhäger, 2000). Davon gleiten etwa 606 Mt (16%) von der Ostflanke des Søråsen durch die Hauptzuflußzone bei  $71,40^{\circ}\text{S}$ ,  $9^{\circ}\text{W}$  (s. Pfeil in Abb. 4.1). Der größte Massenzutrag des Westteils (75%) erfolgt aus dem südlich gelegenen Hochland Ritscherflya. Über die östliche Aufsetzlinie entlang des Halvfarryggen findet ein vergleichsweise geringer Zustrom statt. Der Ostteil des Ekström Schelfeises erhält seinen Zutrag zu etwa gleichen Teilen als Eisstrom vom südlich gelegenen Halvfarryggen (600 Mt) und aufgrund von Oberflächenakkumulation (700 Mt). Der Unneruskollen grenzt das Ekström Schelfeis küstennah vom östlich anschließenden Fimbul Schelfeis (schwed.: *Fimbulisen*) ab. Sandhäger (2000) bilanziert für das Ekström Schelfeis eine nahezu ausgeglichene Massenbilanz.



**Abbildung 4.1:** Das Ekström Schelfeis und seine Einzugsgebiete (nach Müller *et al.* (1997)). Die Pfeile kennzeichnen die vier wesentlichen Einstromgebiete, die das Schelfeis speisen. Neben den im Text verwendeten geographischen Bezeichnungen ist die deutsche Überwintungsstation Neumayer eingetragen.

Im äußersten Nordosten des Westteils des Ekström Schelfeises befindet sich die ganzjährig betriebene deutsche Forschungsstation Neumayer. Sie ersetzte 1992 die 1981 errichtete Georg-von-Neumayer Station, die aufgrund von Eisbewegungen und sie bedeckende Eislasten aufgegeben werden mußte. Nahe der Station setzt das schwimmende Eis auf die Rüssel- bzw. Neumayereishöcker auf, wodurch das Eis dort nur mit  $20 \text{ m a}^{-1}$  bis  $50 \text{ m a}^{-1}$  anstelle der sonst auftretenden Maximalgeschwindigkeiten im Kantenbereich von bis zu  $250 \text{ m a}^{-1}$  in Richtung Weddellmeer fließt (Sandhäger, 2000).

## 4.1 Geometrische Datengrundlagen

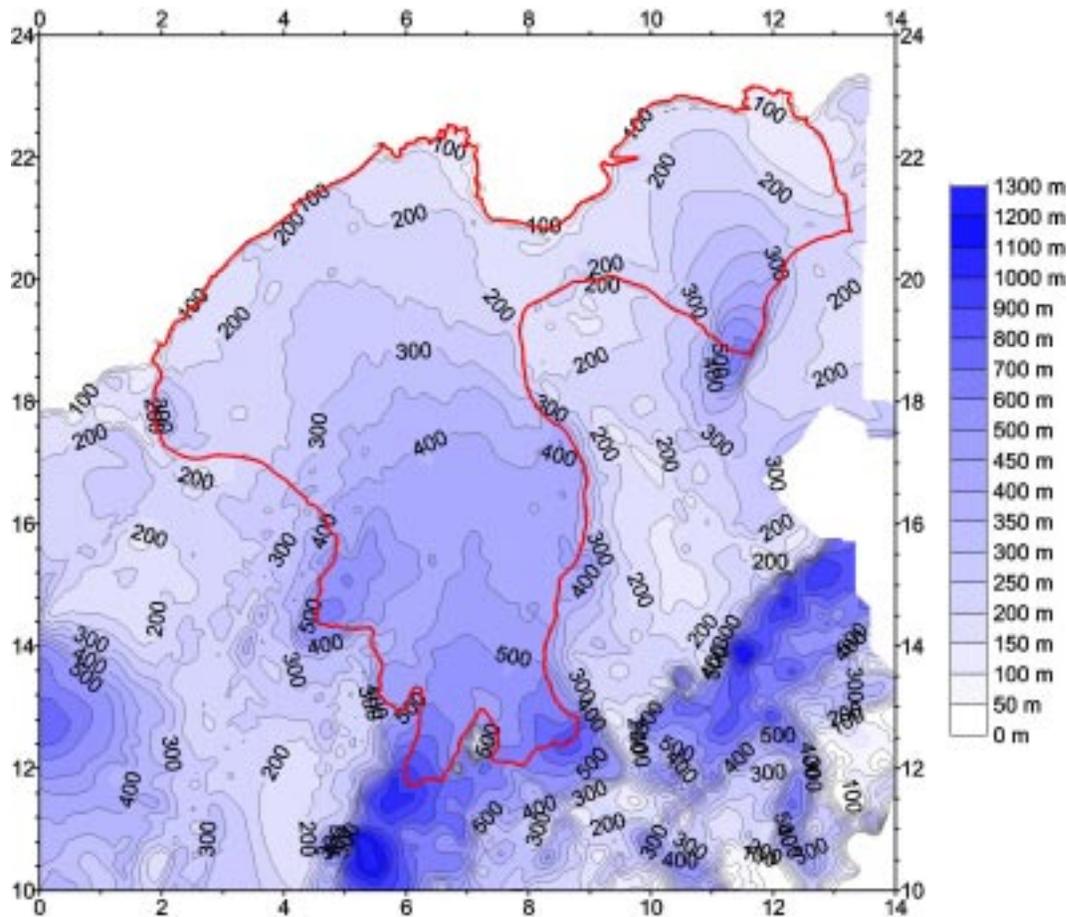
Eine wesentliche Grundlage für die numerische Untersuchung des ozeanischen Zirkulationsregimes bilden geometrische Datensätze, die das Untersuchungsgebiet beschreiben und das Modellgebiet abgrenzen. Dazu werden an jedem Gitterpunkt sowohl die Meeresbodentopographie als auch die Tiefenlage der Schelfeisunterseite benötigt. Aus ihrer Differenz ergibt sich die Wassersäulenmächtigkeit, die alternativ zu einer der beiden vorher genannten Größen vorgegeben werden kann.

### Schelfeisunterseite

Eine detaillierte Verteilung der Eismächtigkeit im Gebiet des Ekström Schelfeises (Abbildung 4.2) ermittelten Sandhäger und Blindow (2000) durch die Auswertung der zwischen 1983 und 1989 durchgeführten Flugmessungen mittels eines elektromagnetischen Reflexionsverfahrens (EMR). Aus den einzelnen Fluglinien wurde ein äquidistantes ( $725 \text{ m} \times 725 \text{ m}$ ) Geländemodell für das gesamte Ekström Schelfeis und sein Einzugsgebiet erstellt. In den Abbildungen dieser Arbeit ist zur besseren Orientierung die Aufsetzlinie bzw. die Schelfeiskante als Begrenzung des eigentlichen Ekström Schelfeises rot eingetragen. Sie wurde von Müller *et al.* (1997) sehr genau aus Satelliten-Fernerkundungsdaten (Interferogrammen) ermittelt.

### Meeresbodentopographie

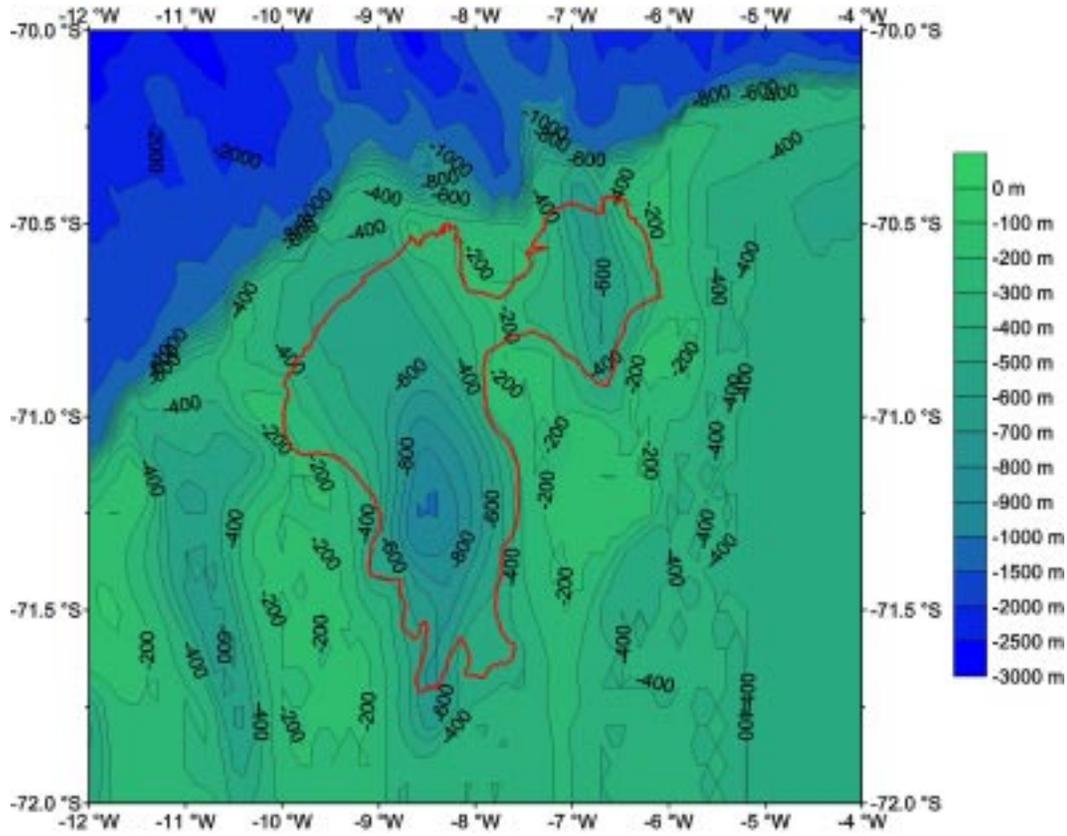
Die Topographie des Meeresbodens wurde der General Bathymetric Chart of the Oceans (GEBCO) aus dem Jahre 1997 entnommen (IOC *et al.*, 1997) und ist in Abbildung 4.3 dargestellt. Der GEBCO-Datensatz beruht im marinen Bereich größtenteils auf Echolotmessungen, die in zahlreichen Expeditionen mit dem Forschungseisbrecher „PFS Polarstern“ durchgeführt wurden, sowie aus Datenbeständen unterschiedlicher Institute. Im Bereich des Schelfeises existieren Einzelpunktdaten, die im Rahmen der oben erwähnten Norwegisch-Britisch-Schwedischen Antarktisexpedition von 1949–52 aus seismischen Messungen bestimmt wurden (Robin, 1958). Diese Meßpunkte weisen eine maximale Meeresbodentiefe von 1054 m im südlichen Teil des Schelfeises auf und sind bei der Erstellung des GEBCO-Datensatzes berücksichtigt worden. Daher dient dieser Datensatz auch unter dem schwimmenden Eis als Grundlage für die Tiefenlage des Ozeanbodens.



**Abbildung 4.2:** Tiefenlage (in m) der Eisunterseite des Ekström Schelfeises nach Sandhäger und Blindow (2000). Das schwimmende Schelfeis wird durch die Aufsetzlinie bzw. Schelfeiskante begrenzt (Müller *et al.*, 1997). Sie ist zur einfacheren Orientierung in allen Horizontalschnitten durch das Modellgebiet rot gekennzeichnet. Weiße Bereiche enthalten keine Daten. In der polarstereographischen Darstellung entsprechen die Achseneinheiten einem Abstand vom Ursprung (hier bei  $11^{\circ}\text{W}$ ,  $73^{\circ}\text{S}$ ) in 10er km (Abzisse: zonal, Ordinate: meridional).

## 4.2 Datenaufbereitung

Ziel der Aufbereitung topographischer Datensätze ist es, aus den unterschiedlich verteilten Originaldaten die beiden benötigten Eingangsdatensätze auf einem vorgegebenen Gitter zu erzeugen. Dabei ist es wichtig, geographische Gegeben- und Besonderheiten beizubehalten und in Bereichen, in denen keine oder aufgrund der unterschiedlichen Datenquellen nur widersprüchliche oder nur unzureichende Höhenangaben vorliegen, plausible Ergänzungen und Korrekturen durchzuführen. Außerdem muß auf eine über das gesamte Modellgebiet konsistente und nachvollziehbare Vorgehensweise geachtet werden.



**Abbildung 4.3:** Tiefenlage (in m) des (subglazialen) Felsuntergrunds im Bereich des Ekström Schelfeises nach IOC *et al.* (1997). In Rot ist die Begrenzung des Schelfeises eingezeichnet.

Das verwendete Ozeanmodell verlangt nach einer zur geographischen Breite parallelen Schelfeiskante. Da diese für das Ekström Schelfeis jedoch um durchschnittlich  $40^\circ$  geneigt ist, werden alle Datensätze um diesen Winkel im mathematisch negativen Sinn, also im Uhrzeigersinn, gedreht. Die Rotation erfolgt in polarstereographischen Rechtswert-Hochwert Koordinaten, da hierdurch eine flächentreue Transformation gewährleistet ist. Die Interpolation auf ein äquidistantes Gitter wird mit einem sogenannten Kriging-Algorithmus durchgeführt. Dieser Algorithmus bietet vor allem eine starke Gewichtung der Originaldaten, die in diesem Falle erwünscht ist, um eine möglichst realitätsnahe Geometrie zu erhalten. Das so erstellte Modellgebiet umfaßt  $71 \times 71$  Gitterzellen, die in zonaler Richtung um  $0,1^\circ$  (je nach geographischer Breite zwischen 3,4 km und 4,2 km) und meridional um  $0,05^\circ$  (5,6 km) auseinander liegen.

Die horizontalen Koordinaten werden in den Darstellungen der unterschiedlichen Datensätze sowie der Ergebnisse in Modellindex-Koordinaten ( $i,j$ ) ska-

liert, wobei zur besseren Orientierung ein entsprechend gedrehtes geographisches Gitter mit ausgewiesenen Längen- und Breitenwerten aufgelegt ist. Diese Art der Präsentation wird gewählt, da bei einer erneuten Transformation der berechneten Werte Abweichungen entstehen können. Solche Unterschiede sind zwar gering zu bewerten, es geht jedoch ein Teil der Originalität der Ergebnisse verloren.

Die Größe des gesamten diskretisierten Modellgebiets beträgt  $68\,600\text{ km}^2$  und ist somit aufgrund des allein  $60\,027\text{ km}^2$  großen ozeanischen Bereichs ca. 7,8 mal größer als die Oberfläche der Schelfeiskaverne ( $8\,773\text{ km}^2$ ). Das gesamte Untersuchungsgebiet erstreckt sich etwa über die Größe Bayerns ( $70\,551\text{ km}^2$ ).

Ein wichtiger Aspekt bei der Erstellung der geometrischen Datensätze ist die Auswahl des zu modellierenden Gebiets, wobei ein Kompromiß zwischen ausreichender Größe bei entsprechender Genauigkeit und der zur Modellierung benötigten Rechenzeit gefunden werden muß. Die entscheidenden geometrischen Kriterien sind:

- Die Schelfeiskaverne muß (vor allem auch in den südlichen Eis-Einstrombereichen) so aufgelöst sein, daß wesentliche, die Zirkulation beeinflussende Geometrien erhalten bleiben.
- Der charakteristische Kontinentalschelfabhang muß aufgelöst werden.
- Ein möglichst großes und tiefes Meeresbecken sollte zugrundeliegen, um eine ausreichende Wechselwirkung mit dem Ozean zu gewährleisten. Hier werden Temperatur- und Salzgehaltprofile aus Messungen eingebracht.
- Ein weit nach Norden reichender offener Ozean führt zur Berücksichtigung einer größeren Wassersäulenmächtigkeit und damit zu einer geringeren Gewichtung kleinerer lokaler Variationen.
- Eine ausreichende Größe nach Osten ist notwendig, um einen möglichst parallelen Küstenstrom mit typischen Salz- und Temperaturwerten erzeugen zu können.

Andere Anforderungen an die Geometrie, wie beispielsweise Besonderheiten der Diskretisierung, wurden bereits in Abschnitt 3.4.1 erläutert.

### 4.3 Eingangsdatensätze für das Modell

Die Erstellung der beiden Eingangsdatensätze „Meeresbodentopographie“ und „Schelfeisunterseite“ erfolgt parallel zu dem der Wassersäulenmächtigkeit, da letztere eine wesentliche, die Zirkulation steuernde Größe ist. Änderungen an

einem der drei Werte an einem Gitterpunkt haben jeweils die Änderung einer der beiden verbleibenden Größen zur Folge, so daß ein abwechselndes Editieren der drei Datensätze notwendig ist. In diesem Abschnitt werden die Besonderheiten der geometrischen Eingabedatenfelder (statisch) und des dynamischen Windfeldes dargestellt.

### Meeresbodentopographie

Ein sicherlich charakteristisches Merkmal des östlichen Küstenstreifens des Weddelmeers ist sein extrem schmaler Kontinentalschelf. Während sich der Schelf z.B. vor dem Filchner–Ronne Schelfeis über 500 km erstreckt (Schenke, 1997), hat er vor der Küste des Ekström Schelfeises eine maximale Ausdehnung von nur 35 km. Von der Schelfkante aus fällt der Felsuntergrund zur Tiefsee hin bis auf 4847 m ab. Abbildung 4.4 verdeutlicht, daß vor dem östlichen Schelfeisgebiet eine stärker ausgeprägte subaquatische Berglandschaft als vor dem gleichmäßiger abfallenden Westteil vorliegt.

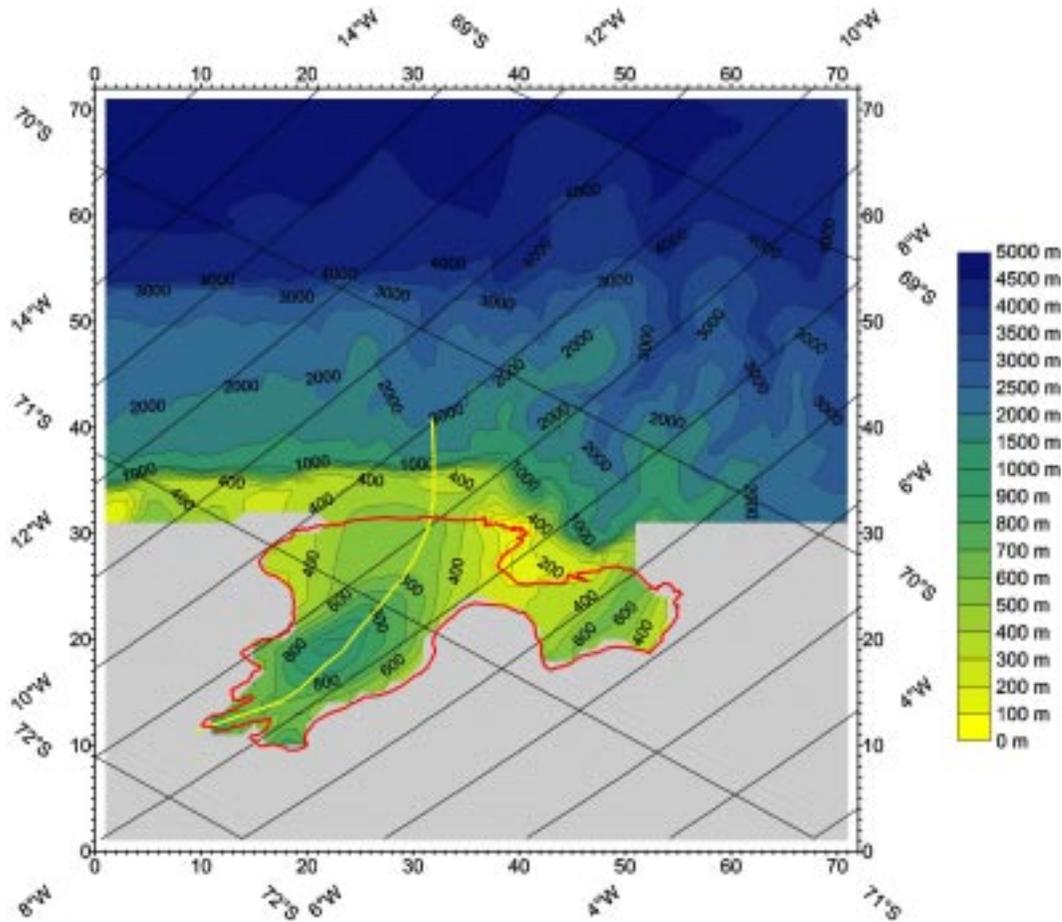
Die Meeresbodentopographie der Schelfeiskaverne wird vor allem durch die Fortsetzung von Grabenstrukturen erosiven Ursprungs geprägt. Hier sei nochmals auf die in Abbildung 4.1 (S. 36) durch Pfeile gekennzeichneten Einströme der Auslaßgletscher von Søråsen und Halvvarryggen verwiesen. Im Westteil münden die beiden Erosionstäler in einer zentralen Senke, die der Kaverne die typische Beckenform verleiht. Die Gradienten entlang der Aufsetzlinie im Bereich der mit Inlandeis bedeckten Søråsen und Halvvarryggen sind sehr gut bekannt, so daß bei der Erstellung der Geometrie deren Fortsetzung beachtet wird.

Eine Anpassung der Meeresbodentopographie ist vor allem im Gebiet der Neumayer Station notwendig, da die Kaverne hier durch eine künstliche Anhebung des Felsuntergrundes bis an die Eisunterseite seitlich geschlossen werden muß. An einigen Punkten liegt das Schelfeis jedoch auch in der Realität auf den nördlichen Neumayereishöckern auf. Die Erhaltung der Atka Bucht als Teil des Ozeans und eine ausreichende Wassersäulenmächtigkeit im Verbindungsbereich zwischen dem West- und Ostteil ist angestrebt.

### Schelfeisunterseite

Die Schelfeiskante muß über ihre gesamte Länge eine gleichmäßige Mächtigkeit aufweisen und wird auf gemittelte 160 m gesetzt, was in der Natur eine oberflächlich sichtbare Freibordhöhe von etwa 15 m zur Folge hat. Aufgrund der zum offenen Wasser hin ansteigenden Fließgeschwindigkeit dünnt das Schelfeis von maximal 760 m auf 160 m aus. Die Verteilung der Schelfeismächtigkeit (Abbildung 4.5) stimmt auch nach der Bearbeitung sehr gut mit der des Originaldatensatzes (s. Abb. 4.2) überein.

Abgesehen von der Kantenhöhe werden Einzelpunkte angepaßt, um lokale

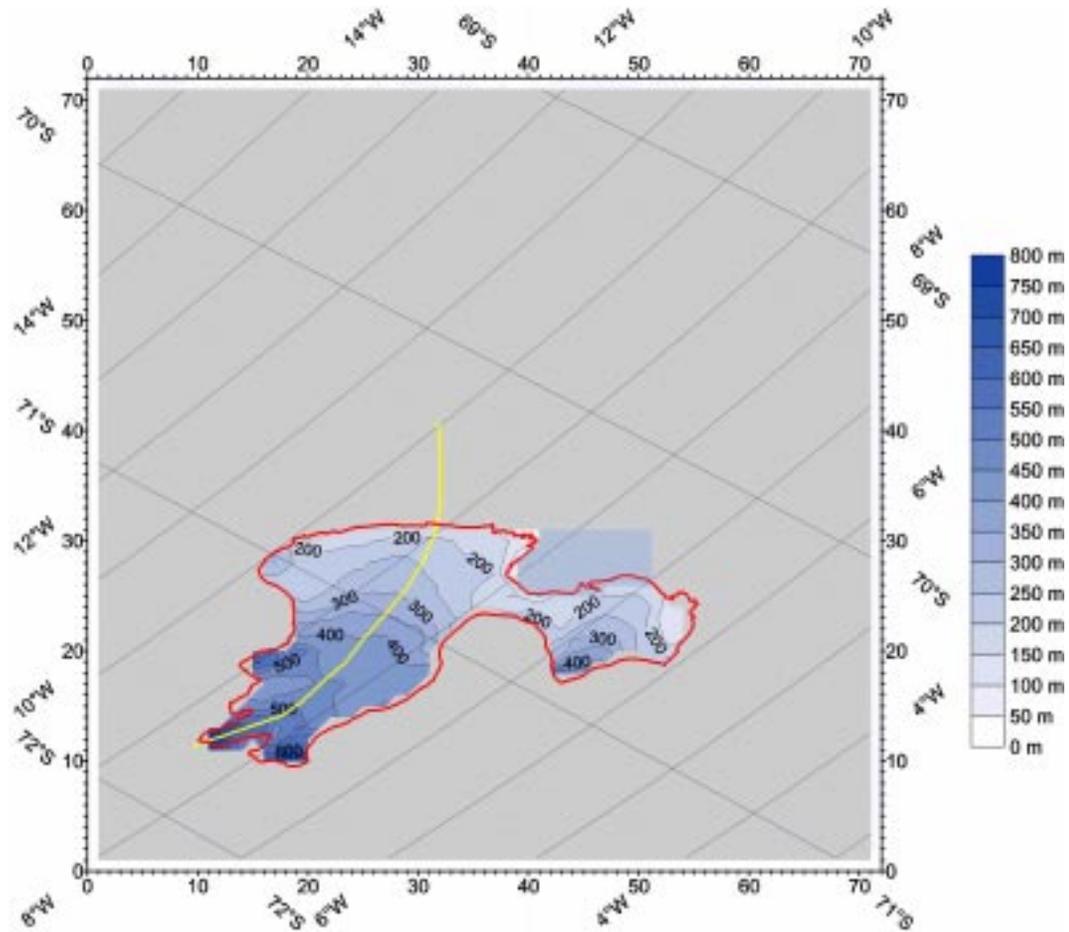


**Abbildung 4.4:** Eingabedatensatz: Meeresbodentopographie (Tiefenwerte in m). In Rot ist die reale Begrenzung des Schelfeises und in Gelb der Verlauf des vertikalen Profils (s. Abb. 4.7) eingezeichnet. Achsenbeschriftungen in Modellindizes.

Störungen des Zirkulationregimes (z.B. durch extreme Gradienten) zu beseitigen. Die in Abbildung 4.5 dargestellte Verteilung gibt auch die bereits beschriebenen Einstromgebiete wieder. Sie zeichnen sich in der Eismächtigkeit durch lokale Maxima aus.

### Wassersäulenmächtigkeit

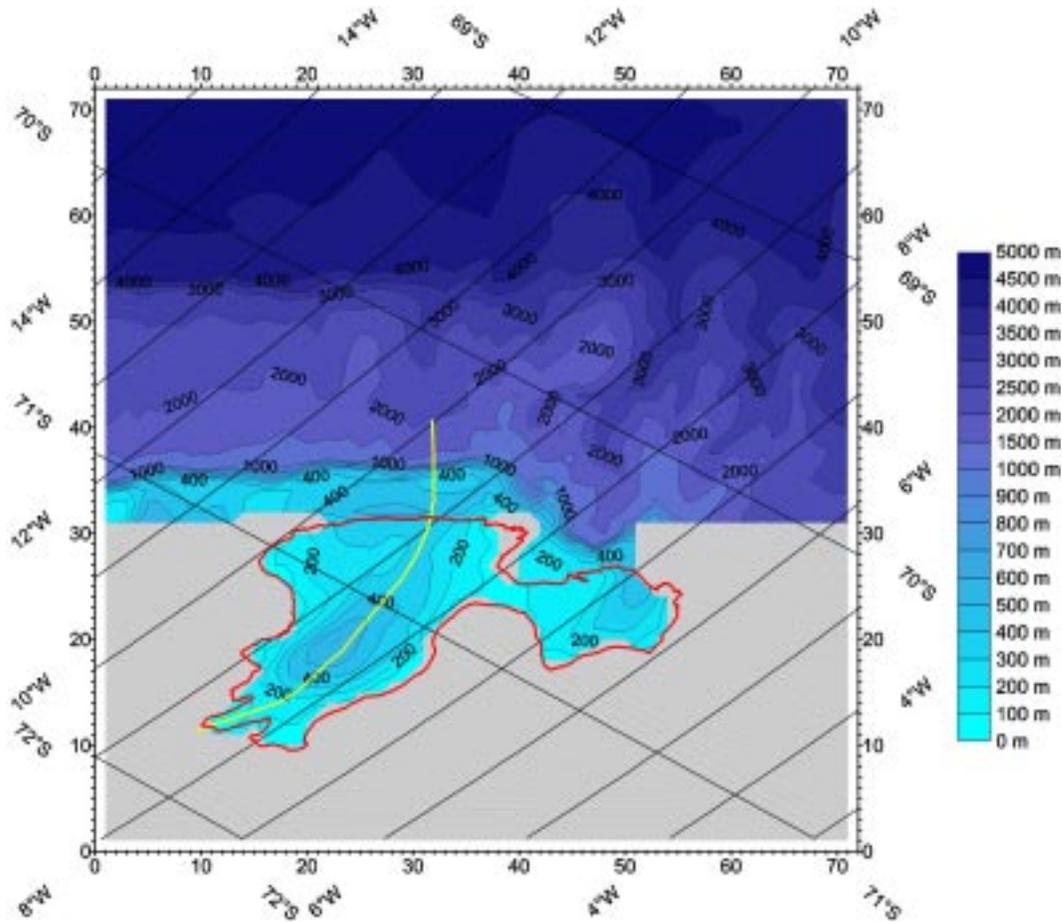
Die Wassersäulenmächtigkeit gleicht im offenen Ozean der oben beschriebenen Meeresbodentopographie bezüglich Meeresspiegelniveau (Normal Null, NN). Unter dem Schelfeis ergibt sie sich aus der Differenz der Tiefenlage des Meeresgrunds und der der Eisunterseite. In der wesentlich größeren westlichen Schelfeiskaverne steigt die Wassersäule von der Aufsetzlinie (0 m) recht gleichmäßig auf 690 m über der zentralen Meeresbodendepression (Abbildung 4.6) an. Die Wassersäule im nördlichen Teil beträgt zwischen 300 m und 400 m und steigt



**Abbildung 4.5:** Eingabedatensatz: Schelfeisunterseite (Tiefenwerte in m). In rot ist die reale Begrenzung des Schelfeises und in gelb der Verlauf des vertikalen Profils (s. Abb. 4.7) eingezeichnet.

vor der Schelfeiskante sprunghaft auf über 500 m an, da der Schelfeis-Tiefgang von 160 m zum offenen Ozean gehört.

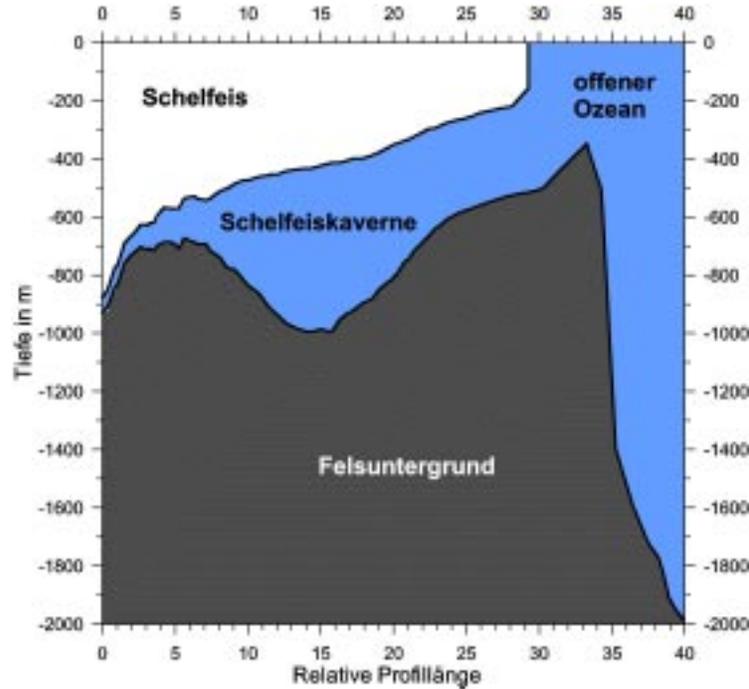
Wie aus Abbildung 4.6 ersichtlich, wird die Mächtigkeit der Wassersäule für die Modellrechnung an allen Gitterpunkten  $\geq 50$  m gesetzt, da kleinere Beträge das vertikale Auflösungsvermögen unterschreiten. Der Ostteil des Schelfeises ist über eine 50 m bis 100 m mächtige Wasserschicht mit dem Westteil verbunden, so daß es zu Austauschprozessen zwischen den Kavernenteilen kommen kann. Unter dem östlichen Eiskörper treten vergleichsweise geringe Maximalwerte um 300 m auf.



**Abbildung 4.6:** Eingabedatensatz: Wassersäulenmächtigkeit (in m) des Schelfeises. In Rot ist die reale Begrenzung des Schelfeises und in Gelb der Verlauf des vertikalen Profils (s. Abb. 4.7) eingezeichnet.

## Vertikalschnitt

Der in Abbildung 4.7 dargestellte vertikale Schnitt durch einen Teil des Modellgebiets veranschaulicht die bisher erläuterten drei Datensätze und ihren räumlichen Zusammenhang. Es werden die bereits beschriebenen typischen Merkmale des Ekström Schelfeises wie der schmale Kontinentalschelf, die Depression des Meeresbodens unter dem Eis oder die Mächtigkeitsrelationen der Wassersäule in den unterschiedlichen Teilen der Kaverne deutlich. Das Profil gibt eine Länge von ca. 160 km bei einer vertikalen Überhöhung von 80 wieder und ist bei einer Wassertiefe von 2000 m abgeschnitten, da sonst die charakteristischen Merkmale der Kaverne schlechter zu erkennen wären. Der Verlauf des Vertikalschnitts durch das Modellgebiet ist beispielsweise in Abbildung 4.6 gelb eingezeichnet.



**Abbildung 4.7:** Vertikalschnitt durch das Modellgebiet. Alle Tiefenwerte sind in m angegeben. Die horizontale Entfernung (Abzisse) beschreibt relative Abstände, wobei bei einer Gesamtlänge von ca. 160 km ein Teilabschnitt 4 km entspricht. Das Profil ist 80fach überhöht dargestellt.

## Windfeld

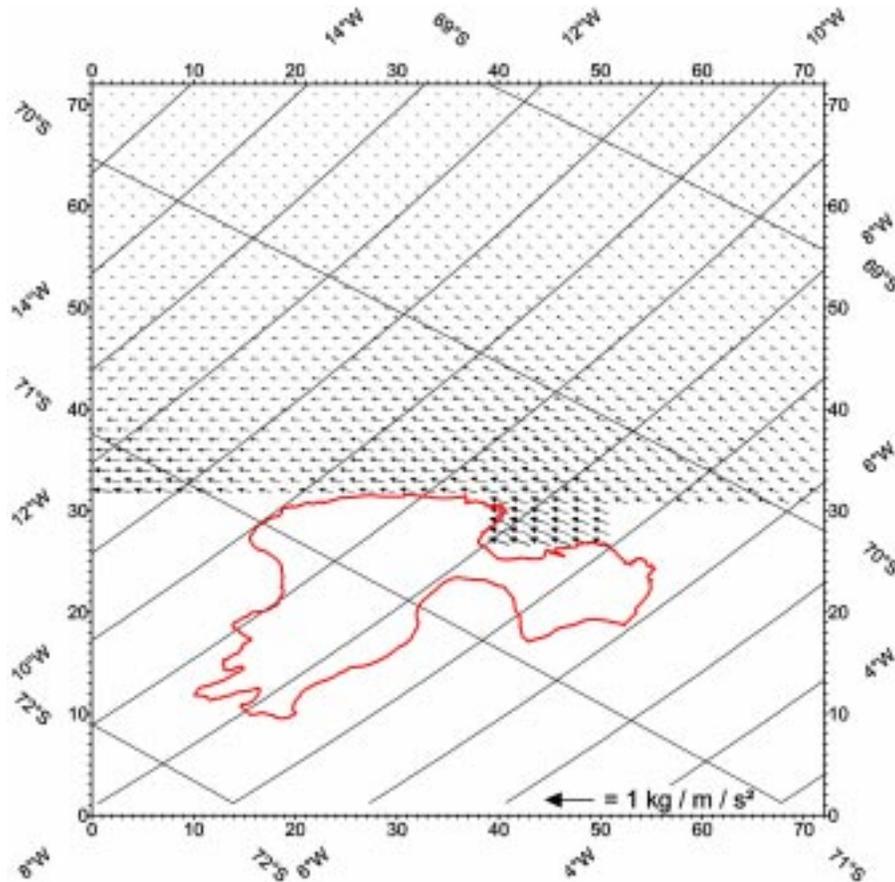
Ein weiterer Eingabedatensatz enthält Scherkräfte, die der Wind in Form von Reibung auf die offene Wasseroberfläche ausübt. Die verwendeten Scherspannungen errechnen sich aus geostrophischen<sup>1</sup> Windgeschwindigkeiten, die von Kottmeier und Sellmann (1996) aus drei Meßkampagnen zwischen 1986 und 1992 im Weddellmeer zusammengestellt wurden. Sie umfassen einen Größenbereich von  $0,06 \frac{kg}{m \cdot s^2}$  bis  $0,46 \frac{kg}{m \cdot s^2}$  und entsprechen aufgrund von

$$u_w = \sqrt{\frac{\tau_w}{c_D \rho l}} \quad (4.1)$$

Windgeschwindigkeiten  $u_w$  von bis zu  $15,1 \text{ m s}^{-1}$ . Dabei bezeichnet  $\tau_w$  den Betrag der Scherspannung des Windes,  $c_D = 1,55 \cdot 10^{-3}$  den dimensionslosen Reibungskoeffizienten oder die Rauigkeitslänge (für  $u_w \approx 15 \text{ m s}^{-1}$ ) und

<sup>1</sup>Bei einem geostrophischen Wind befinden sich die Corioliskraft und der die Teilchenbewegung erzeugende horizontale Druckgradient im Gleichgewicht, da die Corioliskraft sonst die Strömung so lange vom Druckgefälle weg ablenkt, bis dieser Gleichgewichtszustand eingestellt ist. Entsprechend gibt es auch geostrophische Ozeanströmungen.

$\rho_l = 1,3 \text{ kg m}^{-3}$  die Dichte der Luft. Dieses Spannungsfeld kann entweder konstant gehalten oder mit jahreszeitlichen Variationen vorgegeben werden. Da der Vergleich einzelner Monate keine signifikanten Abweichungen vom klimatologischen Mittel aufweist, wird im Modell das in Abbildung 4.8 dargestellte konstante Vektorfeld verwendet. Der Datensatz enthält nur Scherspannungen für den offenen Ozean, da nur hier ein Einfluß auf die Ozeanzirkulation durch die Kopplung von Ozean und Atmosphäre ausgeübt wird.



**Abbildung 4.8:** Eingabedatensatz: Scherspannungen des Windfelds. Die vektorielle Scherspannung ist in  $\frac{\text{kg}}{\text{m} \cdot \text{s}^2}$  angegeben. Rot ist die Begrenzung des Schelfeises eingezeichnet.

Das Windfeld ist im Küstenbereich und im überwiegenden Teil des relevanten Modellgebiets parallel zur Schelfeiskante ausgerichtet und als Teil eines großen (bis ca.  $60^\circ\text{S}$  reichenden) zyklonalen Wirbels anzusehen. Lediglich im Südosten des dargestellten Gebiets sind ablandige Winde zu erkennen. Die Windstärke nimmt von der Küste zum offenen Ozean hin deutlich ab.

# 5 Der Modellauf mit idealisierter Geometrie

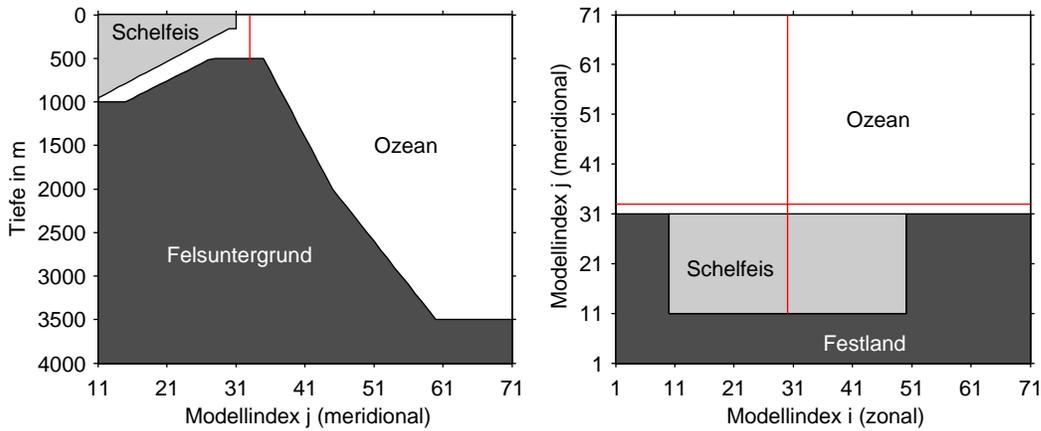
Als idealisierte Geometrie wird eine Konfiguration des Modellgebiets bezeichnet, die reale Gegebenheiten so stark vereinfacht, daß sich typische Zirkulationseigenschaften ausbilden, die jedoch nicht von der strukturierten Meeresbodentopographie beeinflusst werden. Darüber hinaus sind auch die Randbedingungen noch nicht vollständig an die realen Gegebenheiten angepaßt.

Anhand der Ergebnisse dieses Modellaufs sollen die grundlegenden Prozesse, die auf den theoretischen Vorgaben der Kapitel 2 und 3 beruhen, diskutiert werden. Eine detaillierte Analyse der Wassermassen- und Zirkulationseigenschaften unter Berücksichtigung der realen Geometrie des Untersuchungsgebiets wird in Kapitel 6 vorgestellt.

## 5.1 Idealisierte Geometrie und Initialisierung

Die verwendete Topographie für den Modellauf mit idealisierter Geometrie basiert auf der von Grosfeld *et al.* (1997) vorgestellten Geometrie für ein Schelfeis mit angrenzendem Ozean und ist in ihren Größenverhältnissen an die Ekström Schelfeisregion angepaßt. Im Gegensatz zu realen Verhältnissen sind die gewählte Meeresboden- und Schelfeisgeometrie jedoch zonal konstant. Die Kaverne reicht bis in eine Tiefe von 1000 m und der Schelf ist ähnlich schmal wie derjenige vor dem Ekström Schelfeis. Die meridionalen und tiefenabhängigen Strukturen sind in Abbildung 5.1 anhand eines vertikalen und eines horizontalen Schnitts durch das Modellgebiet veranschaulicht. Zusätzlich ist die Lage der im Ergebnisteil beispielhaft diskutierten Profilschnitte eingetragen.

Das Modellgitter im offenen Ozean ist mit dem in Tabelle 5.1 aufgelisteten Temperatur-Salzgehalt-Profil ( $\Theta S$ -Profil) initialisiert, das einer horizontal konstanten Schichtung entspricht. Dies ist notwendig, um eine stabile Dichteverteilung für das gesamte Modellgebiet zu gewährleisten und starke Mischprozesse während des Einschwingvorgangs des Modells zu verhindern. Die Kaverne ist vertikal und zonal homogen und meridional mit einer eismächtigkeitsabhängigen Temperatur von  $-1,9^{\circ}\text{C} - 0,07^{\circ}\text{C}/100\text{ m}$  initialisiert. Außerdem liegen vergleichsweise hohe Salzgehalte zwischen 34,50 und 34,68 vor, um ein anfängliches Eindringen warmer Wassermassen zu reduzieren, die vor der Schelfeiskante anstehen.



**Abbildung 5.1:** Vertikalschnitt (links) und Aufsicht (rechts) zur Veranschaulichung der idealisierten Modellgeometrie. Die Lagen der im folgenden diskutierten Querprofile sind rot gekennzeichnet.

Tiefenlage (m)	$\Theta(^{\circ}C)$	S
< 160	-1,9	34,30
< 400	-1,8	34,40
< 600	-1,0	34,50
< 1000	+0,5	34,60
< 1500	+0,2	34,65
> 1500	0,0	34,65

**Tabelle 5.1:**  $\Theta$ -Profil für den offenen Ozean des idealisierten Modellaufs. Die Initialisierung ist horizontal konstant. Die Schelfeiskaverne wird wie im Text beschrieben initialisiert.  $\Theta$  = Potentielle Temperatur;  $S$  = Salzgehalt.

Die Oberflächentemperatur (1. Schicht in Abb. 5.2) des offenen Ozeans wird mit Hilfe einer Newtonschen Dämpfung und einer Zeitskala von 30 Tagen auf einem Wert von  $-1,9^{\circ}C$  gehalten, während der Salzgehalt jahreszeitlich variiert, so daß er im Süd-Sommer 34,20 (Schmelzwassereintrag) und im Süd-Winter 34,60 (Salzeintrag durch Meereisbildung) beträgt. Hierdurch wird dem jahreszeitlich variierenden Süßwasserfluß an der Ozeanoberfläche und dem dadurch bedingten Einfluß auf die vertikale Vermischung Rechnung getragen. Ein dynamisch-thermodynamisches Meereismodell zur direkten Berechnung der Meereis-Ozean Wechselwirkungen ist derzeit nicht im Modell implementiert.

Die antreibende Windschubspannung über dem offenen Ozean wird als

$$\tau_i = 0,2 \frac{kg}{m \cdot s^2} \cos(\pi(i - 71)) \quad \text{und} \quad \tau_j = -0,5 \frac{kg}{m \cdot s^2} \cos\left(\pi \frac{j - j_{eis}}{71 - j_{eis}}\right) \quad (5.1)$$

mit der in  $i$ - bzw.  $j$ -Richtung zeigenden Komponente  $\tau_i$  bzw.  $\tau_j$ , der aktuellen Gitterzelle  $j$  sowie der Eiskantenlage  $j_{eis}$  in Form einer einfachen Kosinus-

Funktion beschrieben. Sie erreicht Maximalwerte von  $0,5 \frac{kg}{m \cdot s^2}$ , die an der Schelfeiskante ( $j_{eis}=31$ ) küstenparallel westwärts also zu kleineren  $i$ -Werten zeigen.

Die Zeitschrittlänge  $\Delta t$  beträgt 1000 s (16,7 min). Die turbulenten Vermischungskoeffizienten werden (abweichend von den Modellläufen mit realer Geometrie) auf  $A_m = 100 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ,  $K_m = 1 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ,  $A_t = 100 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  und  $K_t = 5 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  gesetzt (Williams, 1999).

## 5.2 Ergebnisse

### 5.2.1 Ausbildung eines stationären Zustands

Ausgehend von einem ruhenden Ozean setzen Bewegungen von Wasserteilchen ein, die auf impliziten Dichteviationen innerhalb der  $\Theta S$ -Initialisierung beruhen. Zusätzlich erhöht sich die Gesamtenergie des Systems durch den Windschub stetig in der etwa zwei Jahre dauernden Einschwingphase (Abbildung 5.2). In dieser Zeit stellt sich ein einheitliches Stromsystem ein, wobei den Oberflächenrandbedingungen zunehmend Rechnung getragen wird.

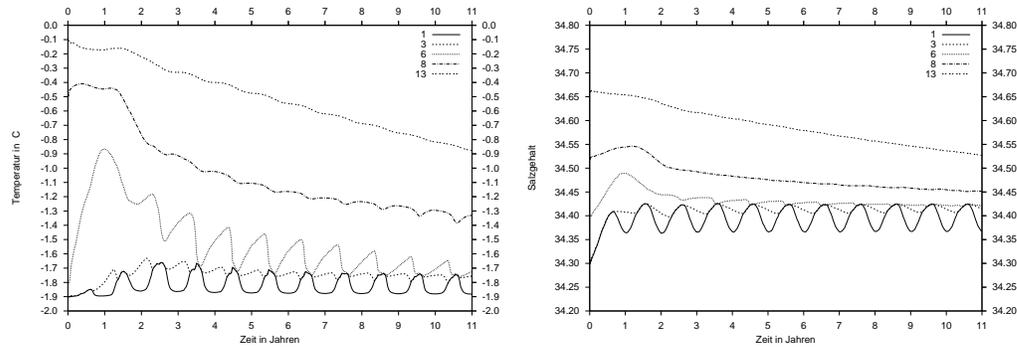
In einer anschließenden Phase erfolgt der Übergang in einen quasi stationären Zustand<sup>1</sup>, der nach ca. sechs Jahren aufgrund der jahreszeitlich variierenden Randbedingungen einen Grenzyklus beschreibt. Dieser Jahresgang wird durch die oben beschriebene Parametrisierung der Meereisbildung vor der Schelfeiskante in Form eines Oberflächenrestorings angeregt.

Den beiden Graphiken in Abbildung 5.2 sind die zeitlichen Verläufe der mittleren Temperaturen (links) und Salzgehalte (rechts) der angegebenen  $\sigma$ -Schichten zu entnehmen. Sie zeigen eine deutliche Annäherung aller Schichtmittel an die Werte der Oberflächenrandbedingung, was zu einer kontinuierlichen Homogenisierung des Gesamtsystems führt. Eine solche Entwicklung ist damit zu erklären, daß es keine zusätzliche Quelle für Wärme und Salz (z.B. in Form eines weiteren Restorings) gibt, die dem Oberflächeneffekt entgegenwirkt, um eine ausgeprägte Schichtung des Ozeans beizubehalten. Mit zunehmender Tiefe nimmt die Amplitude des Jahresgangs erwartungsgemäß ab, und es kommt zu einer zeitlichen Verzögerung, die zwischen der ersten und sechsten Modellschicht etwa ein halbes Jahr beträgt.

Alle folgenden Abbildungen repräsentieren den Zustand des Modells nach sieben Jahren, da dann zum einen der quasi stationäre Zustand erreicht ist, zum anderen alle charakteristischen Muster der Zirkulation gut analysierbar sind.

---

<sup>1</sup>Es liegt kein absolut stationärer Zustand vor, da es hierfür eines unendlichen Reservoirs an Energie bedürfte. Vor allem bei der idealisierten Konfiguration wird das Gesamtsystem jedoch durch den ständigen Eintrag von kaltem und salzarmem Schmelzwasser abgekühlt und ausgestüßt. Diese Veränderung wird durch den Einsatz einer Restoring-Zone im Norden bei Modellläufen mit realeren Randbedingungen deutlich reduziert.



**Abbildung 5.2:** Zeitliche Entwicklung der Temperatur– (links) und Salzgehaltmittel (rechts). Die einzelnen Kurven geben Flächenmittel der jeweiligen  $\sigma$ -Schicht an. Dargestellt sind die oberste (1.) sowie vier über die Ozeantiefe verteilte Schichten, die den im Text erläuterten Trend verdeutlichen.

## 5.2.2 Strömungsregime

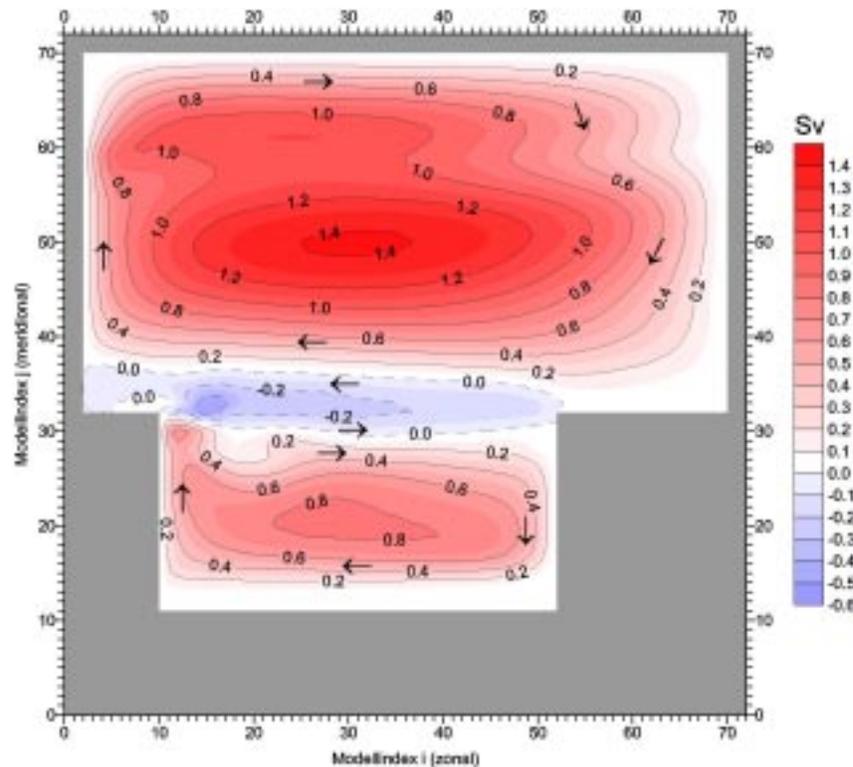
Die Analyse des Strömungsregimes beruht im wesentlichen auf der Betrachtung der Stromfunktion des vertikal integrierten Massentransports, die im folgenden als „Stromfunktion“ bezeichnet wird, und der Stromfunktion des horizontal integrierten Massentransports, die fortan „Umwälzrate“ genannt wird. Eine formale Betrachtung der Stromfunktion wurde in Abschnitt 3.4.3 durchgeführt. Besonders aussagekräftig ist der vertikal integrierte Massentransport, da er die dominierenden horizontalen Wasserbewegungen (wie z.B. die großen zirkumantarktischen Stromsysteme) charakterisiert.

Positive Werte der integrierten Massenflüsse entsprechen zyklonalen (im Uhrzeigersinn drehenden), negative Werte hingegen antizyklonalen (entgegengesetzt dazu drehenden) Wirbeln. Aufgrund der Integration können sich die Strömungsfelder in unterschiedlichen Tiefenlagen des Wasserkörpers von der dominierenden Transportrichtung unterscheiden. Entlang einzelner Stromlinien zeichnet sich die Darstellung der Stromfunktion durch eine Massenerhaltung aus. Die physikalische Einheit der Stromfunktion ist Sverdrup ( $1 \text{ Sv} = 1 \cdot 10^6 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ ), was einem Volumentransport pro Zeit entspricht. Zur Bestimmung eines lokalen Massendurchflusses ist die Geschwindigkeit über die Wassersäulenmächtigkeit zu integrieren.

### Stromfunktion

In Abbildung 5.3 ist die Stromfunktion des vertikal integrierten Massentransports dargestellt. Das Strömungsbild ist durch den windgetriebenen zyklonalen Wirbel mit Massentransportraten von  $1,42 \text{ Sv}$  dominiert. Das Zentrum des Wirbels ist aufgrund der Corioliskraft zur westlichen Modellbegrenzung

verschoben. Dieses Rotationszentrum bildet sich bei der maximalen Wassersäulenmächtigkeit von 3500 m direkt nördlich des Kontinentalabhangs aus. Entlang diesem verläuft die Strömung topographiegeführt und erreicht Geschwindigkeiten von bis zu  $2 \text{ cm s}^{-1}$ .



**Abbildung 5.3:** Stromfunktion des vertikal integrierten Massentransports (in Sv) des Modelllaufs mit idealisierter Geometrie.

In der Kaverne prägt sich ein eigenes zyklonales Stromsystem ( $0,84 \text{ Sv}$ ) aus, das im wesentlichen durch Schmelzwasser induzierte Dichteunterschiede angetrieben wird. Dabei betragen die lokalen Strömungsgeschwindigkeiten bis zu  $53 \text{ cm s}^{-1}$ , hingegen macht der Gesamttransport bei einer verhältnismäßig geringen Wassersäulenmächtigkeit nur 60% desjenigen des offenen Ozeans aus. Aus der zyklonalen Drehrichtung ergeben sich ein östlicher Ein- und ein westlicher Ausstrom sowie eine teilweise Rezirkulation des modifizierten Wassers. Eine mit insgesamt  $0,52 \text{ Sv}$  deutlich schwächere Ekmanzelle separiert die beiden erstgenannten Wirbel voneinander und bestimmt durch ihre räumliche Ausdehnung und Amplitude den Wassermassenaustausch zwischen dem offenen Ozean und der Schelfeiskaverne. Dieser Wirbel resultiert vor allem aus dem Dichtekontrast zwischen dem an der westlichen Kavernenseite ausströmenden Schelfeiswasser und den vorgelagerten Wassermassen. Der Wirbel vermischt

ausströmendes ISW mit den warmen Schelfwassermassen. Die Existenz dieses gegenläufigen Massentransports zeigt auch, daß weder Reibungs- noch Trägheitskräfte ausreichen, um den geostrophischen Fluß entlang konstanter Wassersäulenmächtigkeiten abzulenken. An der Schelfeiskante steigt die Mächtigkeit der Wassersäule innerhalb weniger km von 340 m auf 500 m, was einer Zunahme von fast 50% entspricht.

Das gesamte Stromsystem unterliegt den oben beschriebenen saisonalen Schwankungen. Die Variationen im Salzgehalt verursachen Konvektionsprozesse, da im Winter dichteres Oberflächenwasser über leichteren Wassermassen der Deckschicht liegt und leicht absinken kann. Die zeitliche Entwicklung ergibt eine Abnahme aller Transportraten, da im Zuge der bereits beschriebenen Homogenisierung des Ozeans durch glaziales Schmelzwasser die Dichtekontraste abnehmen.

### Vertikale Umwälzrate

Die vertikale Umwälzung teilt sich in jeweils zwei zyklonale und antizyklonale Wirbel, deren Anordnung aus der umgebenden Geometrie abzuleiten ist (Abbildung 5.4). Mit insgesamt 0,12 Sv findet der größte vertikale Massentransport in und vor der Schelfeiskaverne statt. Er greift sogar über den ca. 40 km breiten Schelf und leistet dort einen Beitrag zum Absinken modifizierten Schelfeiswassers. Durch diese Umwälzung strömt entsprechend der Eispumpen-Theorie kaltes und salzarmes Wasser entlang der Eisunterseite bis vor die Schelfeiskante und steigt dort an die Oberfläche des Ozeans. Am Boden fließt warmes und salzreiches Tiefenwasser in die Kaverne. Anhand der Maximalwerte des Transports ist abzulesen, daß horizontale Strömungen weitaus stärker für den Massenaustausch innerhalb der Ozeane verantwortlich sind als vertikale Vermischungen (hier mehr als eine Größenordnung).

Ein wesentlich größeres, jedoch auch schwächeres Teilregime befördert modifizierte Wassermassen entlang des Kontinentalhangs in die Tiefe. Dieses Absinken entlang des Kontinentalhangs ist eine Auswirkung des oben beschriebenen Ekman Transports, der sich am Rande eines horizontalen zyklonalen Wirbels ausbildet.

Es ist bereits in diesem Modellauf mit idealisierter Geometrie zu erkennen, daß auch bei realen Topographien aufgrund des extrem schmalen Kontinentalschelfs die Kavernen- von der Tiefenzirkulation nicht eindeutig zu trennen sein wird. Es wird einen starken advektiven Transport von der Tiefsee über den Schelf in die Kaverne geben. Grosfeld *et al.* (1997) erhalten dagegen einen verhältnismäßig starken und dominanten antizyklonalen Wirbel auf dem (mit 500 km deutlich breiteren) Schelf des Filchner-Ronne Schelfeises, der die beiden Stromsysteme entkoppelt (s. Abb. 3.2, S. 18).

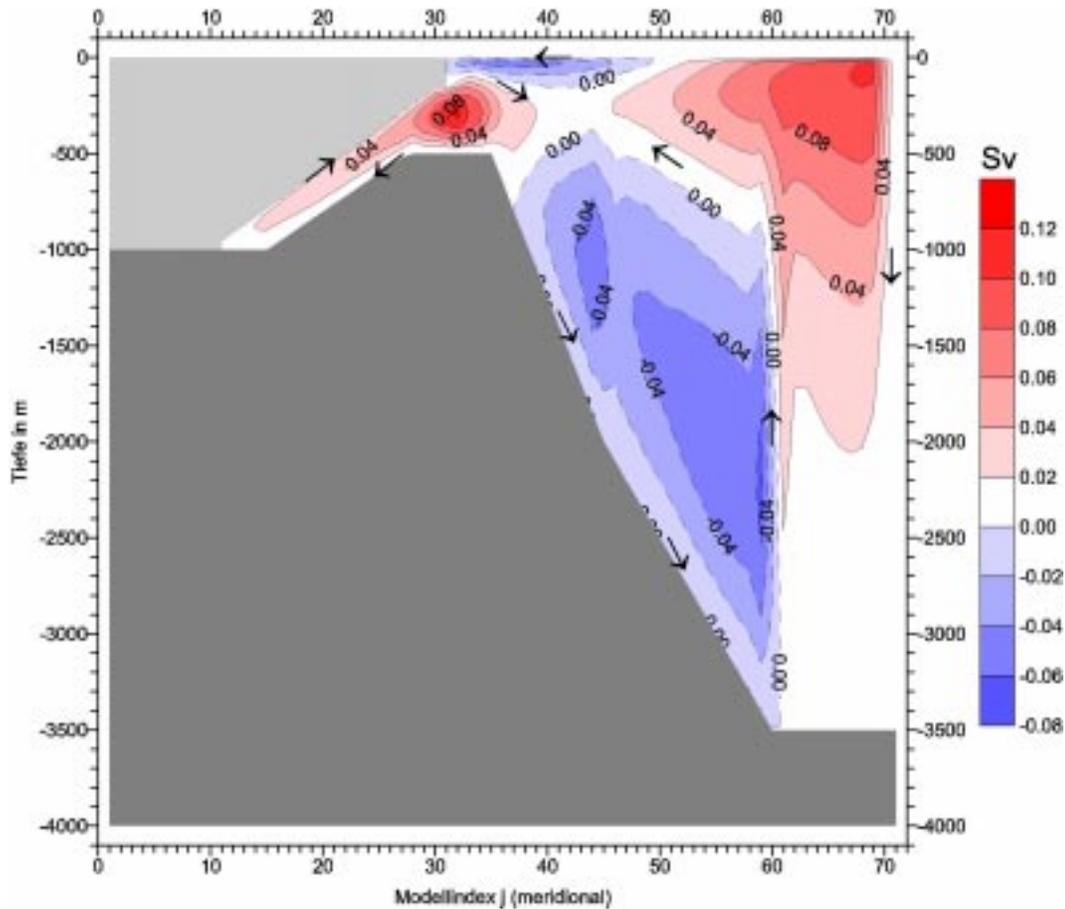


Abbildung 5.4: Vertikale Umwälzung (in Sv) des Modellaufs mit idealisierter Geometrie.

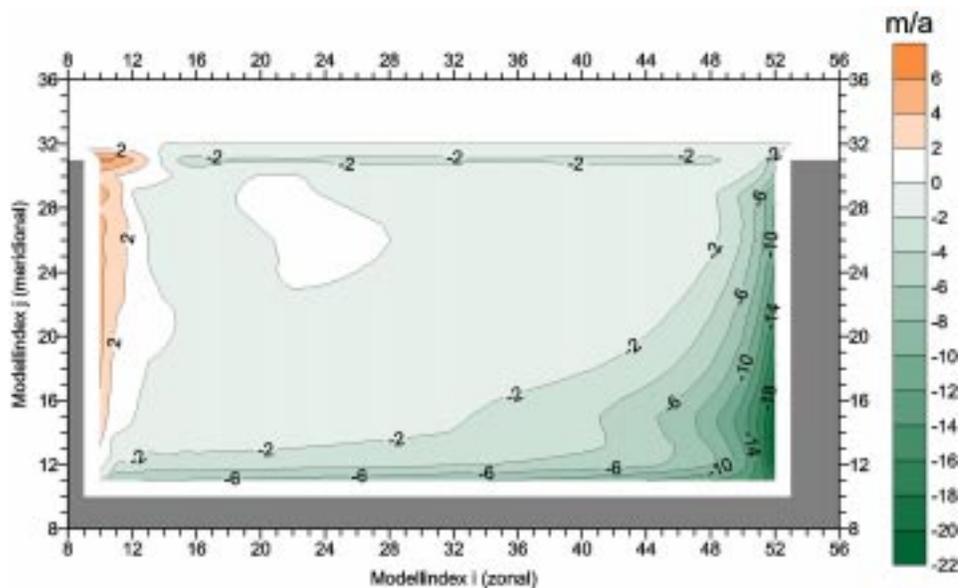
### 5.2.3 Massenbilanz

Die Berechnung der Massenbilanz ergibt sich aus den Schmelz- (negativ) und Anfrierraten<sup>2</sup> (positiv), die zwischen  $-21,4$  m und  $+6,3$  m liegen und über die gesamte Schelfeisfläche gemittelt werden. Insgesamt verliert das idealisierte Schelfeisgebiet jährlich eine Masse von  $34,5$  Gt durch basales Schmelzen, was auf die Schelfeisfläche umgerechnet einem mittleren Bilanzwert von  $-2,18$  m entspricht. Da solche absoluten Bilanzgrößen jedoch stark von den Eigenschaften der Wassermassen im gesamten Modellgebiet und vor allem von der Temperaturverteilung in und nahe der Schelfeiskaverne abhängen, ist es kaum möglich, die Massenbilanzen von idealisierten Modellen miteinander zu ver-

<sup>2</sup>Alle Massenangaben in dieser Arbeit beziehen sich auf einen Eiskörper mit einer Dichte  $\rho_e = 915 \text{ kg m}^{-3}$  ( $37,7 \text{ km}^3$ ). Entsprechend werden auch die Schmelz- und Gefrierraten in äquivalenten Eis- ( $m_{eis}$ ) und nicht Wassersäulenmächtigkeiten angegeben. Um letztere zu erhalten muß durch  $\frac{\rho_w}{\rho_e} = 1,13$  dividiert werden.

gleichem.

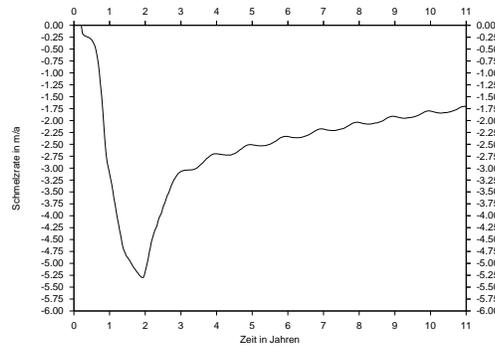
Daher sollte bei der Beurteilung der in Abbildung 5.5 dargestellten Anfrierrate die relative Verteilung im Vordergrund stehen. Basales Schmelzen (grün, negativ) tritt vorwiegend im Einstrombereich der Kaverne sowie im Bereich der tiefstgelegenen Aufsetzlinie auf. Regionen des Anfrierns (orange, positiv) finden sich hingegen an der westlichen Ausstromseite der Kaverne. Darüber hinaus kommt es vor der Schelfeiskante im Bereich des ISW-Ausstroms zu einer verstärkten Meereisbildung, die jedoch in Abbildung 5.5 aufgrund der konstant gehaltenen Oberflächentemperatur nicht erkennbar ist.



**Abbildung 5.5:** Verteilung der basalen Schmelz- (grün, negativ) und Anfrierrate (orange, positiv) (in  $m_{eis} a^{-1}$ ) des Modellaufs mit idealisierter Geometrie. Dargestellt ist nur der Bereich der Schelfeiskaverne, da keine Meereisbildung im offenen Ozean betrachtet wird.

Die zeitliche Entwicklung der Massenbilanz eignet sich besonders zur Unterteilung der Modellergebnisse in die Einschwingphase und den stationären Zustand des Gesamtsystems (Abbildung 5.6).

In den ersten Monaten der Integration ergibt sich für das Flächenmittel eine positive Massenbilanz, was ausschließlich auf die Unterschiede des lokalen Druckschmelzpunkts und der Temperaturinitialisierung an der Schelfeisunterseite zurückzuführen ist. Die anschließende Erwärmung zeigt den Einfluß des anströmenden warmen Wassers aus dem tiefen Ozean in die Kaverne, der ein maximales Schmelzen von durchschnittlich ca. 5,50 m nach etwa zwei Jahren zur Folge hat. In einer anschließenden Phase erreicht das inzwischen gebildete



**Abbildung 5.6:** Zeitliche Entwicklung der flächengemittelten basalen Massenbilanz (in  $m_{eis} a^{-1}$ ).

ISW durch seine Rezirkulation in der Kaverne eine erneute Abkühlung und somit einen Ausgleich zu den wärmeren anströmenden Wassermassen. Da das ISW eine relativ geringe Dichte hat, ist es nicht in der Lage, die einströmenden warmen Wassermassen (wieder) so weit aus der Kaverne zu verdrängen, daß sich geringere Massenverluste einstellen. Nach ca. sechs Jahren wird ein stationärer Zustand erreicht, in dem die Massenbilanz nur noch jahreszeitlichen Schwankungen und der Abkühlung durch den steten Eintrag von ISW in das Modellgebiet unterliegt.

#### 5.2.4 Verteilung von Temperatur und Salz

Zur Analyse von Wassermasseneigenschaften werden Temperatur- und Salzgehaltverteilungen in Form von Profilschnitten durch das Modellgebiet betrachtet, da diese beiden Parameter maßgeblich die thermohaline Zirkulation beschreiben und antreiben.

Ein meridionaler Temperaturschnitt (bei  $i=30$ ) durch die zentrale Kaverne und das angrenzende Ozeanbecken ist in Abbildung 5.7 (unten) dargestellt. Die Temperaturschichtung enthält die typischen Merkmale des Ekman Transports, der unter einem zyklonalen Wirbel im offenen Ozean stattfindet: In der Mitte unter der Achse der rotierenden Zelle wölbt sich die Temperatursprungschicht auf und am Kontinentalhang werden die Isothermen nach unten verbogen, was durch das Absinken von Wassermassen hervorgerufen wird. Die Verteilung des Salzgehalts auf dem gleichen Profil (Abbildung 5.7 oben) bestätigt diese Interpretation vor allem deshalb, da sie in erster Linie auf die Dichteschichtung schließen läßt. Die Existenz von leichteren Wassermassen neben schwereren (wie z.B. in 2000 m Tiefe) folgt aus vertikalen Massenbewegungen, welche die Isothermen am Hang nach unten biegen. Derartige Auf- und Abströme lassen sich auch in zonalen Schnitten durch das zentrale Ozeanbecken wiederfinden.

Des weiteren ist deutlich zu erkennen, wie bis zu  $-0,9^{\circ}\text{C}$  warmes und mit Salzgehalten über 34,50 zum relativ leichten ISW schweres MWDW auf den Schelf greift und von dort in die Kaverne eindringen kann. Solche Wassermassen werden bei einem breiten Kontinentalschelf deutlich blockiert (Grosfeld *et al.*, 1997). In den oberen 200 m ist die Ozeandeckschicht zu erkennen, in der die Temperatur schnell von  $-1,9^{\circ}\text{C}$  auf  $-1,0^{\circ}\text{C}$  ansteigt. In größeren Tiefen liegt deutlich homogeneres Tiefenwasser (MWDW) vor (s. Tab. 2.1, S. 9). Aufgrund des insgesamt verhältnismäßig salzarmen Modellozeans tritt kein HSSW im Gesamtsystem auf, so daß MWDW den Antrieb des Eispumpen-Prozesses bildet, ohne jedoch etwas am Prinzip und den Konsequenzen dieser Kavernenzirkulation zu ändern.

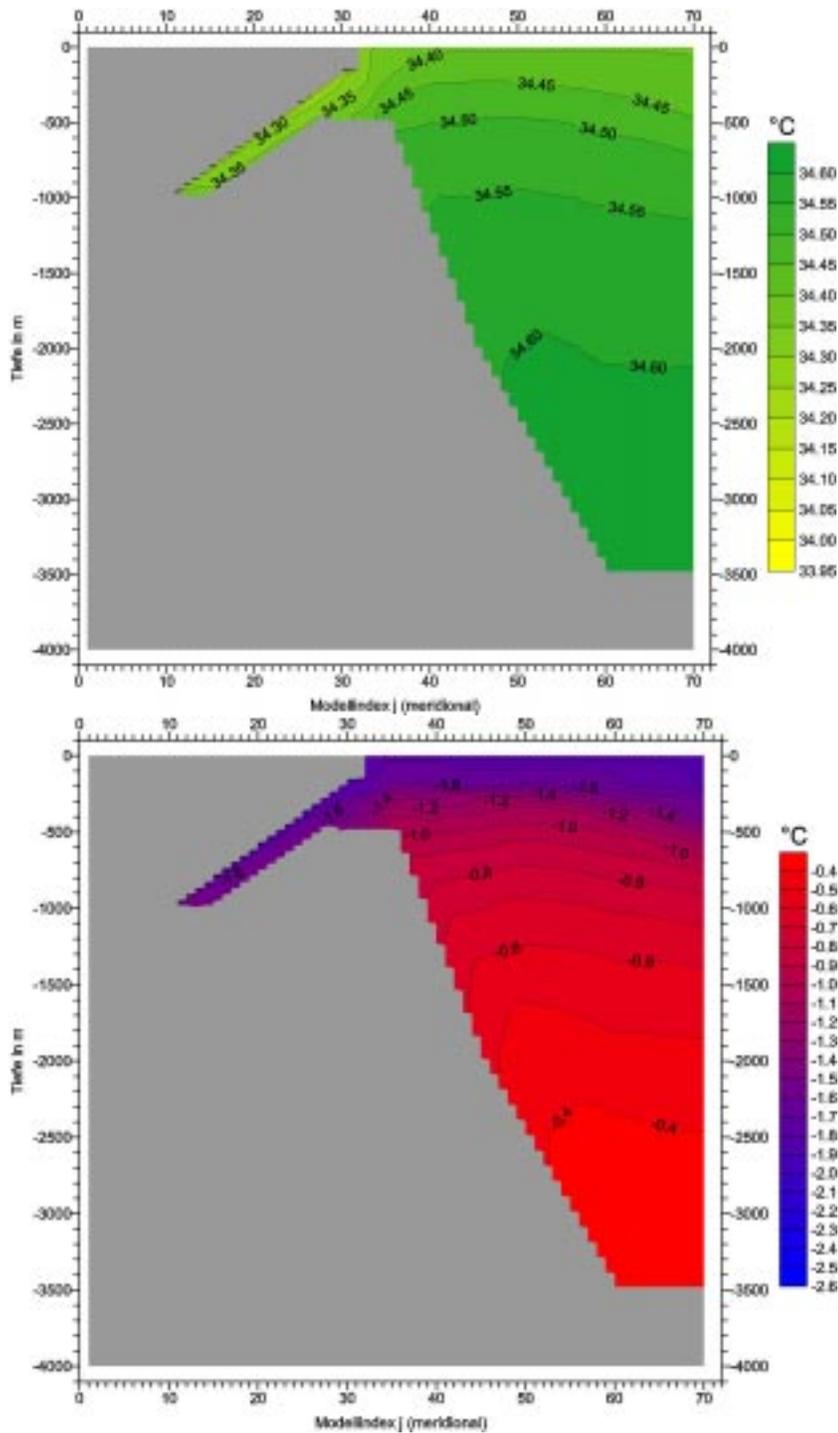
Der Ausstrom und die Vermischung von Schelfeiswasser werden anhand eines etwa 11 km vor der Schelfeiskante gelegenen Temperaturschnitts deutlich (Abbildung 5.8). Der antizyklonale horizontale Wirbel verursacht eine vertikale Vermischung, deren Auswirkung eine deutliche Abkühlung des Ausstrombereichs (bei  $i=15$ ) gegenüber des Einstrombereichs (bei  $i=50$ ) ist. Es entsteht oberhalb von 200 m eine relativ homogene Wassermasse ( $T=-1,7^{\circ}\text{C}$ ,  $S=34,40$ ), die dem Winterwasser zuzuordnen ist, während am Boden MWDW zur Kaverne vordringen. Darüber hinaus sind deutliche Aufströme an den Seiten dieses Wirbels zu erkennen. Die Schelfeisunterseite endet bei  $j=31$  in 160 m Tiefe.

Ein Vergleich mit Meßprofilen (wie auch der Vergleich absoluter Massenbilanzen) ist kaum aussagekräftig, da hierzu die Randbedingungen nicht ausreichend realitätsnah und die geometrischen Vereinfachungen zu groß sind.

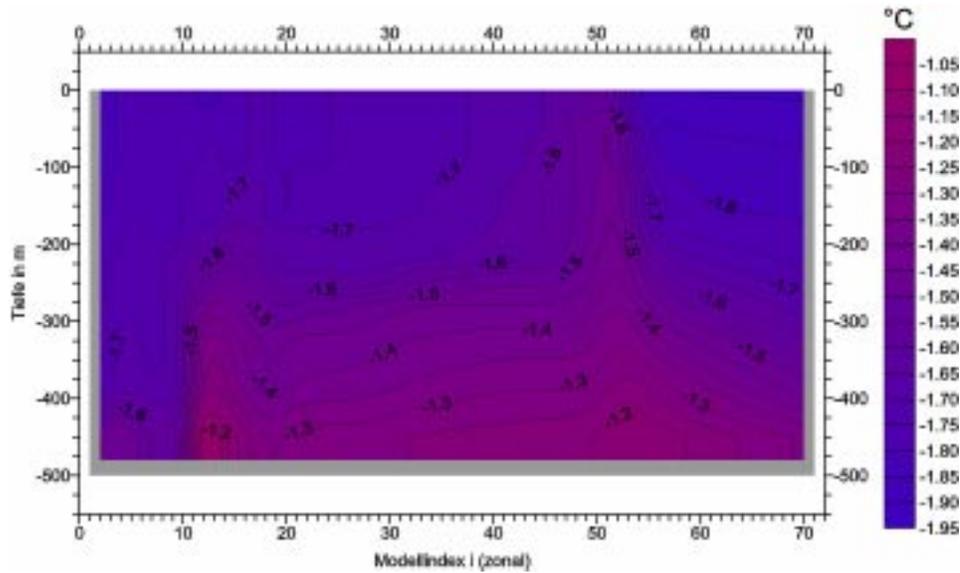
### 5.3 Bewertung

Die Untersuchungen mit dem dreidimensionalen Zirkulationsmodell haben gezeigt, daß es grundsätzlich möglich ist, die Zirkulations- und Wassermaseneigenschaften eines kleinen, dem Ekström Schelfeis ähnlichen, Schelfeisgebiets mit einem davor liegenden Küstenbereich zu simulieren. Die notwendige, sehr feine Diskretisierung (von bis zu 3,4 km) kann umgesetzt werden, ohne daß die Parametrisierungen der subskaligen Prozesse ihre Gültigkeit verlieren, was anhand der Plausibilität der Ergebnisse zu erkennen ist.

Untersuchungen, die über die Darstellung in diesem Kapitel hinausgehen, haben gezeigt, daß bei noch detaillierteren Gittern neben der notwendigen Verringerung des Zeitschritts, die einen erhöhten Rechenaufwand zur Folge hat, auch ein Bereich erreicht wird, in dem es zu Instabilitäten aufgrund subskaliger Prozesse kommt, die nicht aufgelöst werden. In diesem Fall wird der Gültigkeitsbereich der oben beschriebenen Parametrisierungen verlassen. Der Model-



**Abbildung 5.7:** Meridionaler Salzgehalt– (oben) und Temperaturschnitt (unten, in °C) bei  $i=30$  des Modellaufs mit idealisierter Geometrie.



**Abbildung 5.8:** Zonaler Temperaturschnitt (in °C) bei  $j=33$  des Modellaufs mit idealisierter Geometrie.

lauf mit der idealisierten Geometrie deutet auch eine weitere Konsequenz aus dieser maximalen Auflösung an: Die Differenzierung von Schelf- und Tiefseewassermassen ist schwierig, da der Kontinentalschelf nur über wenige Punkte repräsentiert wird, und der numerische Algorithmus immer die zwei benachbarten Gitterpunkte zur Gradientenberechnung benötigt. Innerhalb dieser verändern sich die Tiefe und damit Wassermasseneigenschaften grundlegend. Eine effektivere Abtrennung anstehender warmer Wassermassen von kaltem Kavernenwasser kann mit Hilfe weiterer Restoring-Bereiche erreicht werden.

Die Analyse der ozeanischen Zirkulation in diesem idealisierten Modellgebiet zeigt die zu erwartenden Eigenschaften und veranschaulicht deutlich die bisher theoretisch beschriebenen Prozesse. Dagegen ist eine qualitative Bewertung der basalen Massenbilanz und der Wassermasseneigenschaften nicht möglich und erst mit der vollständigen Geometrie durchzuführen.

Um ein möglichst realitätsnahes Szenario zu erhalten, wird einerseits eine realistischere Geometrie angenommen, andererseits werden verbesserte Randbedingungen, basierend auf zusätzlichen Meßdaten, eingeführt.

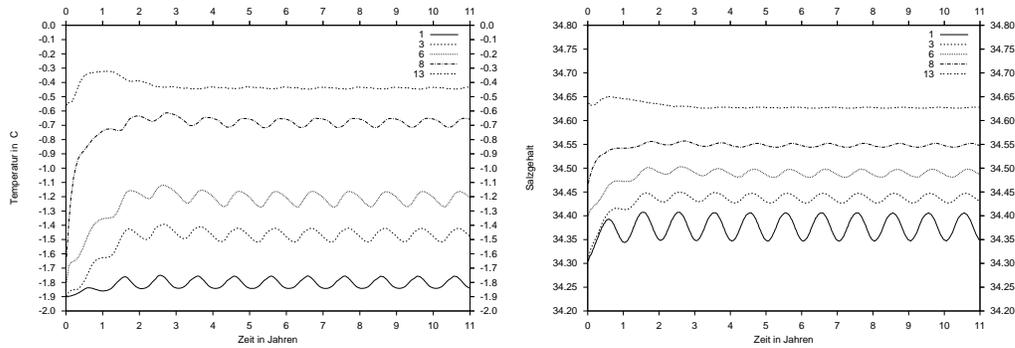
# 6 Der Standardlauf

Aufbauend auf den Resultaten des Modellaufs mit idealisierter Geometrie und den darin beispielhaft vorgestellten ozeanographischen Grundlagen, beschreibt dieses Kapitel die Ergebnisse des sogenannten Standardlaufs. Als Standardlauf soll diejenige Konfiguration des Gesamtsystems bezeichnet werden, die die vielfältigen Vorgaben (Geometrie- und Antriebsdatensätze) der natürlichen Gegebenheiten im Bereich des Ekström Schelfeises berücksichtigt. Die Einbindung der realen Geometrie und eine Anpassung an Meßdaten am Nordrand des Modellgebiets sind die wesentlichen Erweiterungen gegenüber der zuvor diskutierten Modellkonfiguration. Über die Beschreibung der Stromsysteme, Massenbilanz und Wassermasseneigenschaften hinaus dient der Standardlauf auch als Referenzergebnis für nachfolgende Parameterstudien, bei denen alternative Konfigurationen im Hinblick auf spezielle Fragestellungen analysiert werden.

## 6.1 Einführung eines Nordrestorings

Bei der Diskussion der Ergebnisse für den Modellauf mit idealisierter Geometrie ist deutlich geworden, daß der kontinuierliche Eintrag von Süßwasser durch das Schmelzen an der Schelfeisbasis zu einer Abkühlung und gleichzeitigen Aussüßung des Ozeans führt, was zunehmend zu einer Homogenisierung des Gesamtsystems beiträgt. Um einer derartigen Abkühlung und Aussüßung entgegenzuwirken, wird das System am Nordrand mit Hilfe der Methode der in Kapitel 3.4.2 beschriebenen Newtonschen Dämpfung über eine Zeitkonstante an ein vorgeschriebenes  $\Theta$ S-Profil herangeführt. Die dazu verwendeten Wassermasseneigenschaften stammen aus CTD-Profilen, die in der Region vor dem Ekström Schelfeis gemessen wurden (Zwierz, 1993) und sind in das  $\Theta$ S-Diagramm (Abbildung 6.5, S. 67) eingetragen.

Die zeitlichen Entwicklungen der schichtgemittelten Temperatur- und Salzgehaltswerte sind in Abbildung 6.1 dargestellt. Der Vergleich dieser Abbildung mit der entsprechenden des Modellaufs mit idealisierter Geometrie (Abbildung 5.2) spiegelt die Erhaltung der vorgegebenen Schichtung über die gesamte Modellzeit wieder, da die Schichtmittel keinem übergeordneten Trend unterliegen. Bei Modellläufen mit realen Geometrien geht das System nach etwa sieben Jahren in einen Grenzyklus über, da anschließend alle Modellparameter einen nahezu vollständigen Jahresgang durchlaufen.



**Abbildung 6.1:** Zeitliche Entwicklung der Temperatur- (links) und Salzgehaltmittel (rechts) des Standardlaufs.

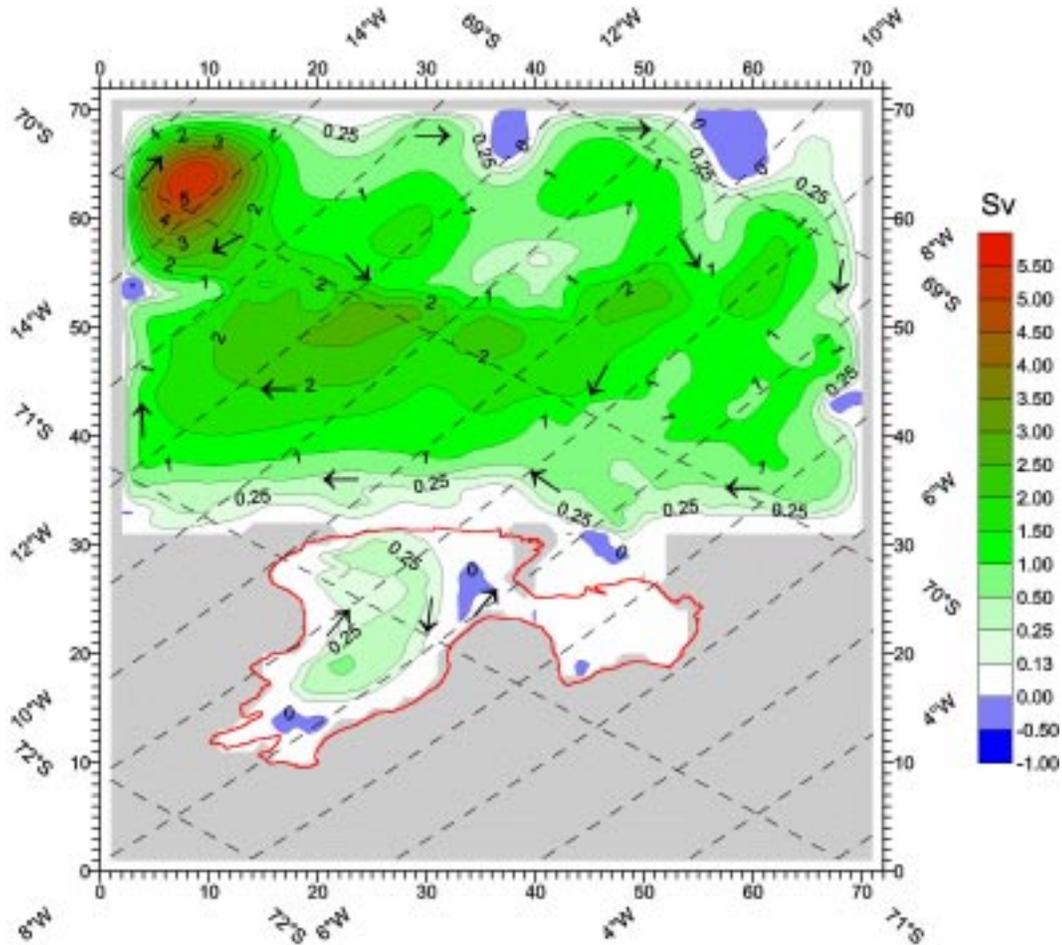
Der Jahresgang im Oberflächensalzgehalt, entsprechend einer Meereisparametrisierung, umfaßt einen dem vorherigen Experiment ähnlichen Wertebereich, der sich jedoch in zwei Zonen gliedert. Innerhalb der ersten 55 km vor der Schelfeiskante variiert er zwischen 34,55 und 34,75, wogegen er an der Oberfläche des tiefen Ozeans zwischen 34,30 und 34,40 schwankt. Diese Unterscheidung beruht auf der Beobachtung, daß direkt vor der Schelfeiskante wesentlich größere Mengen Meereis gebildet werden, so daß die Amplitude der Variation größer ist als im nördlicheren Weddellmeer. Die Verschiebung der beiden Restoring-Bereiche zueinander beinhaltet den Transport von neu gebildetem Meereis ( $\hat{=}$  Süßwasser) von der Küste weg. Dies führt zu einer größeren Salzanreicherung auf dem Schelf und einer Aussüßung über der Tiefsee. Zusätzlich ruft der Absolutbetrag des Salzgehalts zwei unterschiedliche Tiefenwirkungen des Oberflächenprozesses hervor, da die höheren Salzgehalte vor der Schelfeiskante auch eine entsprechend tiefer reichende Vermischung verursachen und somit das Signal des Jahresgangs weiter in die Tiefe vordringt. Für das gesamte Modellgebiet würden gleiche Gegebenheiten zu einer übermäßigen Homogenisierung durch Tiefenkonvektion führen.

Alle in diesem Kapitel beschriebenen Ergebnisse beziehen sich auf den Südsommer nach 8,0 Modelljahren. Eine detaillierte Aufstellung aller Modellparameter ist Anhang B zu entnehmen.

## 6.2 Strömungsregime

Die Berechnung der integrierten Massentransportrate ist aufgrund der nun variablen Bodentopographie nur für horizontale Bewegungen aussagekräftig, da die Wassersäule in dieser Richtung nicht durch Rückensysteme unterbrochen wird. Die Stromfunktion des vertikal integrierten Massentransports in Abbil-

Abbildung 6.2 unterliegt deutlich topographischen Einflüssen, was anhand ihrer Zirkulationszellen, die die lokale Wassertiefe (vgl. Abb. 4.6, S. 44) abbilden, zu erkennen ist.



**Abbildung 6.2:** Stromfunktion des vertikal integrierten Massentransports (in Sv) des Standardlaufs nach 8,0 Modelljahren.

Dominiert wird das Gesamtsystem von einem zyklonalen Wirbel, der sich über den gesamten offenen Ozean ausbreitet und ein Maximum von 5,3 Sv erreicht. Dieser Betrag des Maximums hat zunächst keine weitere Bedeutung, da er sehr von der Größe des gewählten Modellgebiets abhängt und keine reale Zirkulationszelle repräsentiert. Das Strömungsregime gibt die natürlichen Gegebenheiten des offenen Ozeans insofern wieder, als daß der Küstenstrom in angemessener Stärke existiert. Die Rezirkulation im nördlichen Teil des Modellgebiets ergibt sich zwangsweise aus den geschlossenen Rändern über die hinaus kein Massentransport stattfinden kann. Das Modell sieht derzeit keine

Möglichkeit vor, einen seitlichen Ein- bzw. Ausstrom z.B. durch periodische Randbedingungen an den dortigen Modellrändern vorzuschreiben und somit die Rezirkulation zugunsten eines breiten Küstenstroms gen Westen zu unterbinden. Der ACC, der in der Natur bei etwa 55°S Wasser in Richtung Osten transportiert, liegt weit nördlich der Modellregion.

Eine weitere Konsequenz aus diesem Strömungsfeld ist ein übermäßig starker Einfluß warmer Wassermassen, die von Norden her auf das Schelfeisystem zuströmen. Diesem Effekt wird durch eine weitere Restoring-Zone am rechten Modellrand ( $i \geq 60$ ) Rechnung getragen, in dem die oberen Wasserschichten ( $\leq 700$  m) an gemessene  $\Theta S$ -Werte herangeführt werden. Auch der Jahresgang im Salzgehalt vor der Schelfeiskante sorgt für ein verstärktes Abkühlen der Wassermassen auf dem Schelf. Beide Restoring-Zonen sind so gewählt, daß sie nur Wassermassen nahe des Kontinentalschelfs beeinflussen.

Bei einer mittleren Massentransportrate im offenen Ozean von ca. 1,5 Sv benötigt der ozeanische Wirbel etwa zwei Jahre, um ein Teilchen an den Westrand des Modellgebiets zu befördern. Diese Zeitspanne dient als Abschätzung der Reaktionszeit (bzw. Trägheit) des Systems auf Veränderungen.

Ein deutlich schwächeres, jedoch ebenfalls zyklonales Zirkulationssystem von 0,5 Sv, ist in der westlichen Schelfeiskaverne vorzufinden. Im Gegensatz zu den Studien mit idealisierter Geometrie fehlt hier jedoch ein separierender, entgegengesetzt drehender Wirbel auf dem Schelf vollständig, wodurch die Schelfwassermassen direkt in die Kaverne vordringen können.

Der lokale Massentransport findet mit Geschwindigkeiten von bis zu  $40 \text{ cm s}^{-1}$  an der Aufsetzlinie und  $10 \text{ cm s}^{-1}$  im offenen Ozean entlang des Kontinentalschelfs statt. Erstere resultieren aus den oben beschriebenen Süßwasserflüssen entlang der Gradienten der Schelfeisunterseite, und letztere sind Teil des topographiefolgenden Küstenstroms.

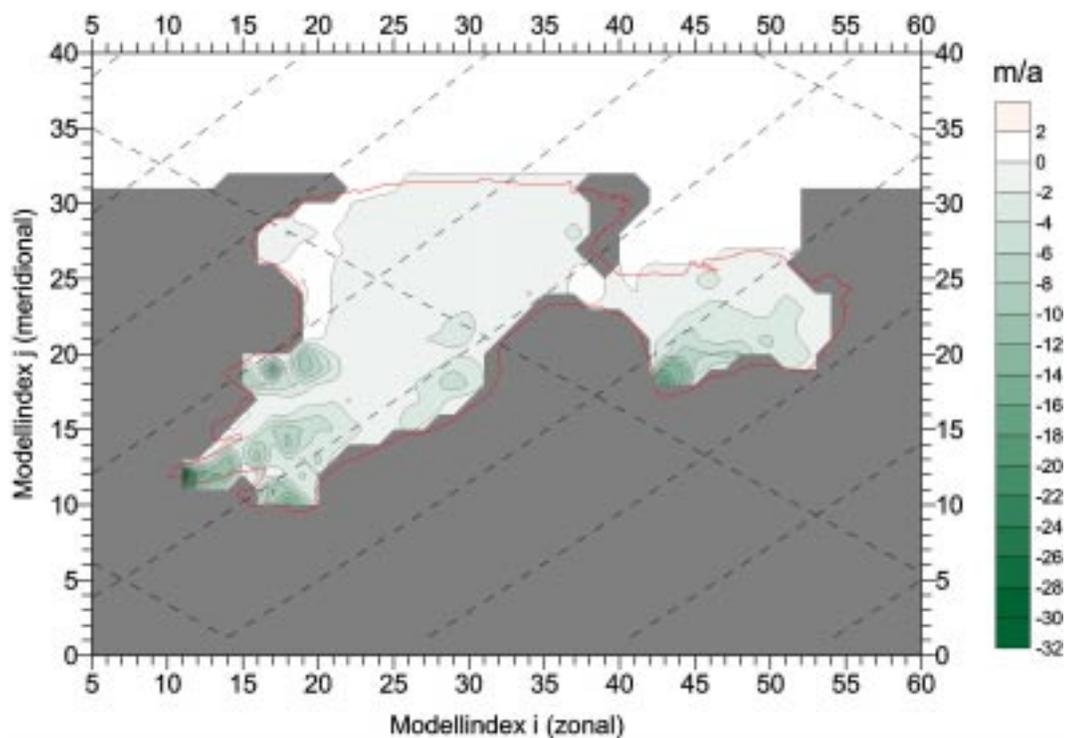
Mit Hilfe von Geschwindigkeitsanalysen lassen sich die Austauschprozesse zwischen Kaverne und Ozean beschreiben. Zunächst ist dabei festzuhalten, daß sich die Mengen ein- und ausströmenden Wassers ausgleichen und damit eine Massenerhaltung in der Kaverne gegeben ist. Bei einem Einstrom von  $427\,778 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  dauert es etwa ein halbes Jahr, bis der gesamte Kaverneninhalt ausgetauscht ist. Dies ist ein rein theoretischer Wert, da nicht die gesamte Kaverne homogen durchströmt wird und nicht alle Wassermassen wieder ausströmen, sondern teilweise an internen Rezirkulationsströmungen teilhaben.

### 6.3 Basale Massenbilanz

Die Analyse der dynamischen Eigenschaften im Bereich des Ekström Schelfeises weist darauf hin, daß die basale Schmelzrate sehr stark durch den direkten Einstrom von warmen Wassermassen des Küstenstroms beeinflusst wird. Ursa-

che hierfür ist der sehr schmale Kontinentalschelf, der eine nicht ausreichende Abgrenzung der beiden Zirkulationsregime offener Ozean und Schelfeiskaverne bedingt.

Die räumliche Verteilung der basalen Schmelzrate ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Sie gibt deutlich die Einstromgebiete der das Schelfeis speisenden Inlandeisgletscher wieder. In diesen Bereichen treten aufgrund der maximalen Eismächtigkeiten Massenverluste von über  $10 \text{ m a}^{-1}$  auf. Eine weitere Region, in der große basale Schmelzraten vorliegen, erstreckt sich entlang des Pfades einströmender Wassermassen (vgl. Abb. 6.2). Im Laufe eines Jahres werden dem Ozean so insgesamt  $15,40 \text{ Gt}$  Süßwasser zugeführt, was einer flächengemittelten, jahreszeitabhängigen Schmelzrate von  $1,84 \text{ m}_{eis} \text{ a}^{-1}$  bis  $2,11 \text{ m}_{eis} \text{ a}^{-1}$  (s. Tab. 7.1, S. 78) entspricht.



**Abbildung 6.3:** Basale Massenbilanz (negative Werte, in  $\text{m}_{eis} \text{ a}^{-1}$ ) des Standardlaufs nach 8,0 Modelljahren.

Die Massenbilanz der Schelfeisunterseite wurde bereits durch Sandhäger und Blindow (2000) sowie Kipfstuhl (1991) abgeschätzt, wobei die Ergebnisse von Kipfstuhl (1991) auf einer sehr vorläufigen und groben Datengrundlage glaziologischer Massenbilanzgrößen beruht. Sowohl die Geometrie als auch die dynamischen Größen des Fließregimes des Ekström Schelfeises sind im Laufe

der letzten 10 Jahre durch Messungen und Modellergebnisse deutlich verbessert worden. Kipfstuhl (1991) errechnet anhand eines eindimensionalen Modells zur Beschreibung des Eispumpen-Prozesses eine maximale Ablationsrate von  $> 2 \text{ m}_{eis} \text{ a}^{-1}$  im Bereich der Aufsetzlinie. Darüber hinaus erhält er im zentralen Schelfeisbereich Werte zwischen  $0,2 \text{ m}_{eis} \text{ a}^{-1}$  und  $0,4 \text{ m}_{eis} \text{ a}^{-1}$ , die zur Schelfeiskante erneut auf  $1,15 \text{ m}_{eis} \text{ a}^{-1}$  ansteigen. Diese absoluten lokalen Massenverluste liegen weit unterhalb der in dieser Arbeit bestimmten Werte. Sandhäger und Blindow (2000) geben einen flächengemittelten Massenverlust von  $0,53 \text{ m}_{eis} \text{ a}^{-1}$  für den westlichen Teil der Subschelfeiskaverne an. Dieser Wert ist um einen Faktor 3,6 geringer als die Massenverlustrate des Standardlaufs. Ein derartiges Ergebnis belegt die erwarteten hohen Schmelzraten, die sich bei der Betrachtung des Stromsystems bezüglich des Einflusses des Küstenstroms auf die Kavernenzirkulation abgezeichnet haben.

Entsprechend den Ergebnissen vorangegangener Beobachtungen, Messungen und Modelle lagern sich unter dem Ekström Schelfeis keine marinen Eiskörper an, was vor allem auf eine zu geringe Neigung der Schelfeisunterseite zurückzuführen ist. Die Bereiche mit positiven Anfrierraten (Abbildung 6.3) sind deutlich kleiner in ihrer Ausdehnung und Mächtigkeit als die der Schmelzregionen. Ihre Maximalwerte beziehen sich auf Einzelpunkte am Rande des Modellgebiets.

Über diese Massenbilanz des Schelfeises an sich läßt sich auch die bereits erwähnte Bedeutung des Süßwassereintrags aus der Kaverne in den Küstenstrom quantifizieren. Dieser hängt proportional von der absolut gebildeten ISW-Menge und damit von der basalen Massenbilanz ab. Der Schelfeiswasserausstrom<sup>1</sup> der Kaverne von  $0,55 \text{ mSv}$  führt zu einer mittleren Abkühlung des ausströmenden (gegenüber dem einströmenden) Wassers um  $0,087^\circ\text{C}$ . Diese Abkühlung resultiert aus einer (Wärme-) Energiebilanz der Subschelfeiskaverne und kann auch als eine Energiezufuhr pro Zeit in den Küstenstrom von  $55 \text{ GW}$  ausgedrückt werden.

Auch wenn der ISW-Eintrag nur etwa 20% des Ausstroms aus dem Filchner-Ronne Schelfeis ( $3,2 \text{ mSv}$ ) beträgt (Timmermann *et al.*, 2002), ist hier die Aneinanderreihung mehrerer Schelfeise entlang der Ostküste des Weddellmeers zu berücksichtigen. Diese Saumschelfeise leisten alle einen Beitrag zur Präkonditionierung der Wassermassen, die letztendlich im Weddellmeer absinken und zur Bildung von AABW beitragen.

---

<sup>1</sup>Der Schelfeiswasserausstrom bezeichnet das Volumen an Kavernenwasser, das pro Sekunde mit einer Temperatur  $\leq -1,9^\circ\text{C}$  die (zum Meeresboden hin fortgesetzt gedachte) Schelfeiskante passiert.

## 6.4 Wassermassenverteilung im Modellgebiet

Um die Ausbreitung und Zuordnung einzelner Wassermassen für den Standardlauf besser beschreiben zu können, ist in Abbildung 6.4 die vertikale Verteilung von Temperatur und Salzgehalt bei  $i=29$ , dem Einstrombereich der Schelfeiskaverne, dargestellt. Besonders deutlich ist das Übergreifen warmer und salzreicher Wassermassen über den Schelf zu erkennen. Sie haben ihren Ursprung im offenen Ozean und dringen tief in die Kaverne ein, was als Ursache für die hohen Schmelzraten in der Schelfeiskaverne anzusehen ist. Außerdem ist auch in diesem Modellauf das Abtauchen von MWDW entlang des Kontinentalabhangs anhand der nach unten gebogenen Isothermen und Isohalinen (Linien gleichen Salzgehalts) erkennbar.

Ein lokaler Überhang von salzreicheren Wassermassen über salzärmere (bei  $j=41$ ,  $z = -1600$  m) ist auf die mit der Tiefe zunehmende Dichte und die dominante küstenparallele Geschwindigkeitskomponente zurückzuführen.

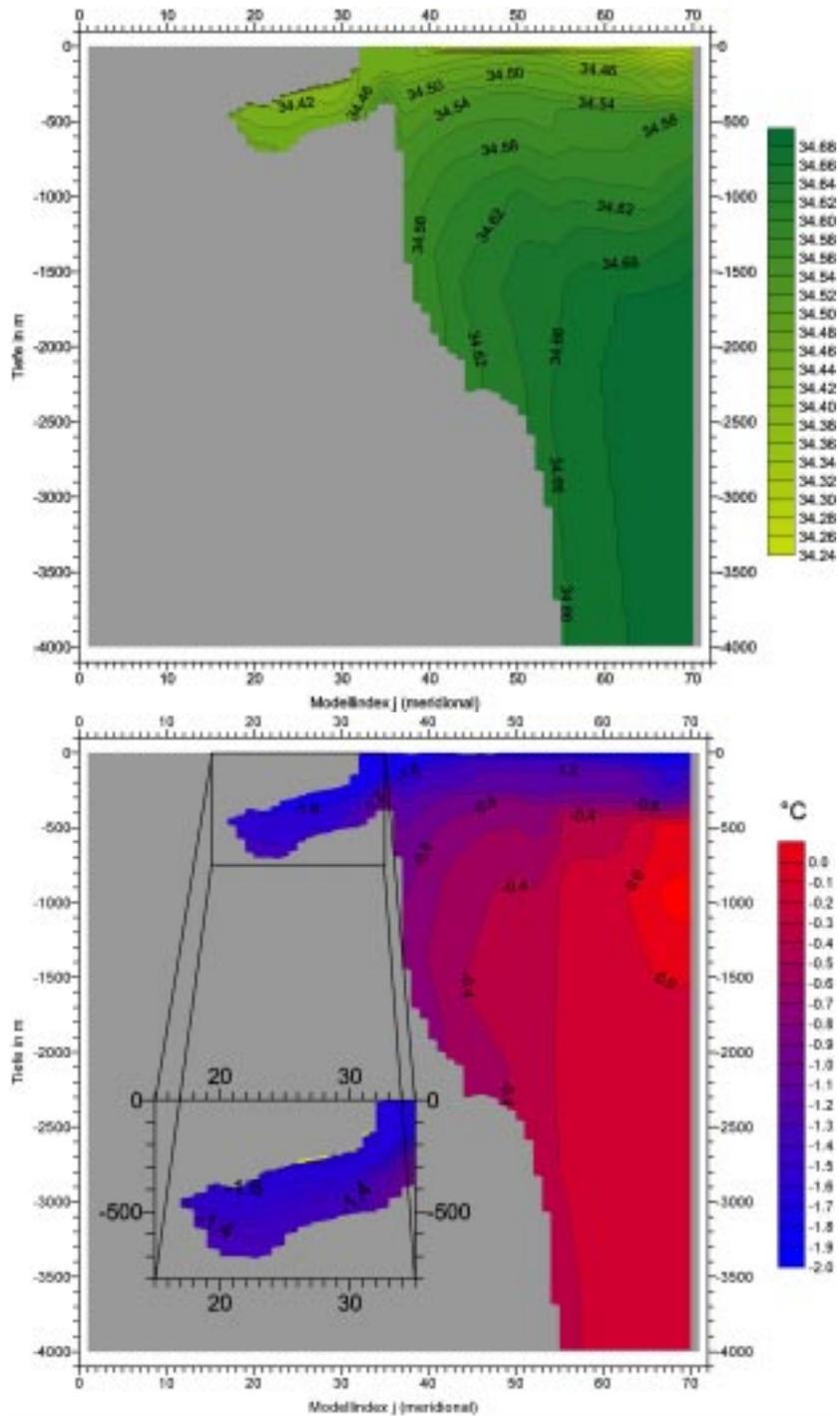
Zonale Schnitte entlang der Schelfeiskante zeigen ebenfalls warme, bodennahe Wassermassen, die in die Kaverne eindringen. Zugleich strömt Schelfeiswasser in flacheren Tiefenlagen entlang der Eisunterseite aus. Direkt vor der Eiskante sind die Wassermasseneigenschaften verhältnismäßig homogen, da sie aus der Vermischung von Oberflächenwasser mit ISW resultieren. In Küstenregionen, an die sich kein Schelfeis anschließt, sind die oberen 200 m deutlich stärker geschichtet.

### Temperatur–Salzgehalt ( $\Theta S$ ) Diagramme

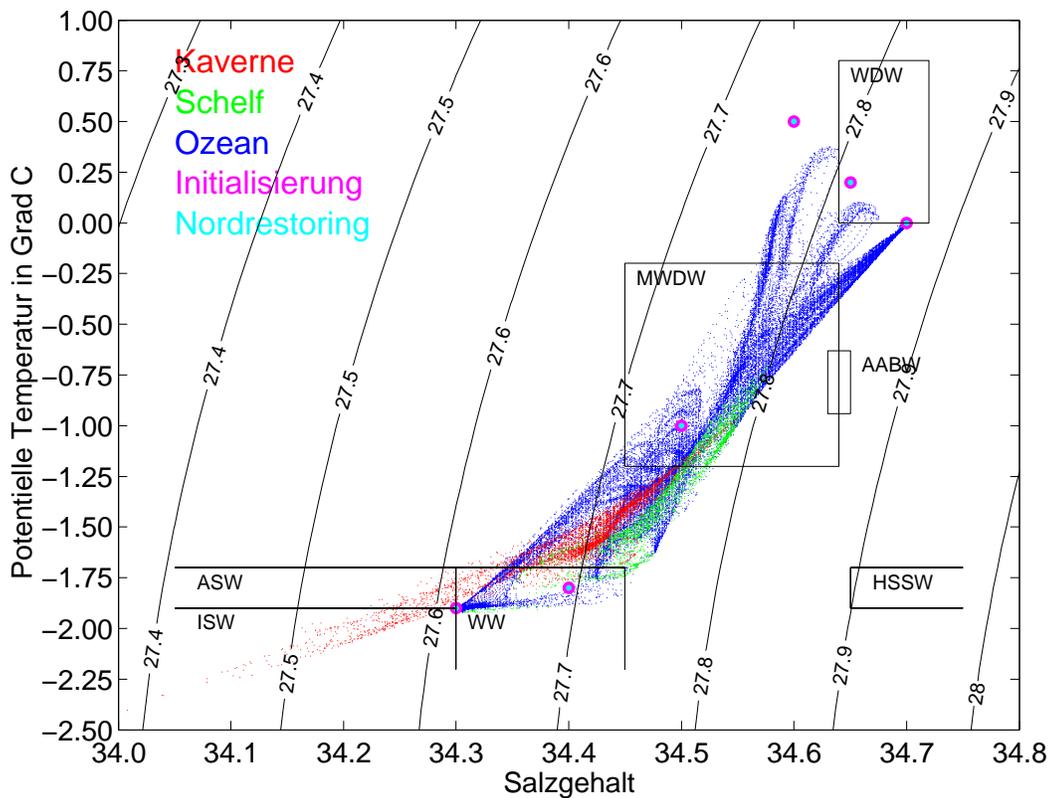
Um die auf diese Art definierten Wassermassen zu identifizieren, werden gewonnene Meßwerte in sogenannte Temperatur–Salzgehalt–Diagramme (Abbildung 2.3) eingetragen, wobei die Temperaturen in potentielle Temperaturen ( $\Theta$ ) überführt werden, so daß  $\Theta S$ –Diagramme entstehen. Diese Umrechnung entspricht einer Angleichung des Druck– bzw. Tiefenniveaus.

Anhand eines  $\Theta S$ –Diagramms lassen sich alle im Modellgebiet auftretenden Temperatur–Salzgehalt–Kombinationen darstellen und ihre Zugehörigkeit zu entsprechenden Wassermassen (s. Tab. 2.1, S. 9) klassifizieren. In Abbildung 6.5 ist für jede Gitterzelle des Modells ihr  $\Theta S$ –Wert eingetragen und entsprechend der Position im Modellozean farbkodiert. Das räumliche Auftreten und die Ausbreitung der Wassermassen kann detaillierter unter Betrachtung von Abbildung 6.4 beschrieben werden.

Als oberflächennahste Wassermasse des offenen Ozeans ist erwartungsgemäß das ASW über etwas schwererem WW anzutreffen. Darunter (jedoch noch innerhalb der obersten 200 m) liegt MWDW vor, das einerseits bis in die Kaverne



**Abbildung 6.4:** Meridionaler Salzgehalt– (oben) und Temperaturschnitt (unten) bei  $i=29$  nach 8,0 Modelljahren. Die Abbildung der Temperaturverteilung enthält einen vergrößerten Ausschnitt der Kaverne in dem das ISW (abweichend von der Farblegende) gelb hervorgehoben ist.



**Abbildung 6.5:**  $\Theta$ S-Diagramm des gesamten Modellgebiets des Standardlaufs nach 8,0 Modelljahren. Der Ort der einzelnen Wassermassen ist anhand der Farbkodierung beschrieben. Das aufgelegte Gitter stellt Isopyknien dar. Die Dichte in  $\text{kg m}^{-3}$  ergibt sich durch eine Addition von  $1000 \text{ kg m}^{-3}$ . Die zusammenfallenden Punkte der Initialisierung und des Nordrestorings geben jeweils das verwendete Profil wieder.

hinein und andererseits auch entlang des Kontinentalabhangs bis in große Tiefen des Ozeans reicht. Diese ausgedehnteste Wassermasse umgibt am Nordrand des Modells einen Ausläufer von WDW, welches hier mit Temperaturen von bis zu  $+0,2^\circ\text{C}$  auftritt. Das ISW befindet sich in einer dünnen Schicht direkt an der Schelfeisunterseite und ist in Abbildung 6.4 gelb hervorgehoben, da die Ausbreitung dieses Schmelzwassers nicht ausreicht, um in den Abbildungen erkennbar zu sein.

HSSW und AABW treten nicht auf, da es weder einen ausreichenden Schelfbereich noch große Mengen an WDW gibt, die für ihre Bildung notwendig sind. Weil im Küstenbereich die Präkonditionierung der Wassermassen stattfindet, die im weiteren Verlauf zum Filchner-Ronne Schelfeis und ins Weddellmeer strömen, entspricht diese Verteilung den Erwartungen und Meßprofilen (Zwierz, 1993).

Das  $\Theta$ S-Diagramm verdeutlicht, daß das Modell unabhängig von der Initialisierung Wassermassen ausbildet, deren Temperatur- oder Salzgehaltswerte zu

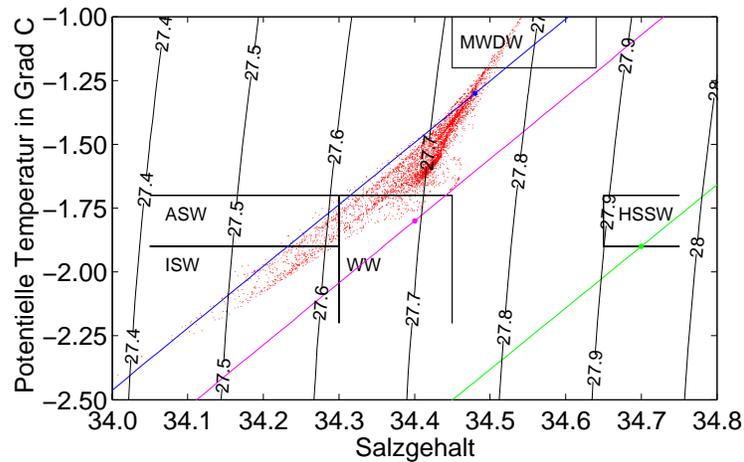
Beginn nicht enthalten waren. Die  $\Theta$ -Werte der Initialisierung für den Standardlauf sind als Punkte in Abbildung 6.5 eingetragen. Diese eigenständige Entwicklung ist ein wesentlicher Aspekt bei der Bewertung des Gesamtmodells. Eine weitgehende Unabhängigkeit der Modellergebnisse von der  $\Theta$ -Initialisierung ist auch anhand von Abbildung 7.1 (S. 79) erkennbar, da der Verlauf des mittleren basalen Schmelzens eines homogen initialisierten Modelllaufs ( $T = -1,9^\circ\text{C}$ , s. Anh. B) nach etwa vier Jahren dem des Standardlaufs gleicht. Dieser gemeinsame Grenzyklus ist auch in der Dynamik und der Wassermassenverteilung zu beobachten.

Um Mischprozesse in Schelfeiskavernen zu analysieren, entwickelten Nøst und Foldvik (1994) einen formalen Zusammenhang zwischen potentieller Temperatur  $\Theta_q$  und Salzgehalt  $S_q$  einer Quellwassermasse und denjenigen der Mischprodukte ( $S, \Theta$ ). Diese Produkte entstehen, wenn die Quellwassermasse bis an die Schelfeisbasis vordringt und sich sukzessive mit ISW vermischt. Umgekehrt kann mit dieser Methode auch aus Wertepaaren der Mischprodukte, die z.B. aus CTD-Profilen entnommen werden können, die entsprechende Quellwassermasse bestimmt werden. Nøst und Foldvik (1994) geben diesen Zusammenhang (unter Vernachlässigung der Wärmeleitung durch das Eis) mit

$$S(\Theta) = S_q \left( 1 - \frac{c_{pw}(\Theta_q - \Theta)}{L} \right) \quad (6.1)$$

an. Hierbei bezeichnet  $L$  die latente Schmelzwärme und  $c_{pw}$  die spezifische Wärmekapazität des Wassers. Die Steigung der Mischungsgeraden  $\frac{\Theta_q - \Theta}{S_q - S}$  beträgt folglich  $83,5/S_q$ .

Für typische Quellwassermassen ( $\Theta_q = -1,9^\circ\text{C}$ ,  $S_q = 34,70$ ), wie sie im Bereich des Filchner-Ronne Schelfeises auftreten, ergibt sich die in Abbildung 6.6 magentafarben eingezeichnete Mischungsgerade (Nøst und Foldvik, 1994). Diese Quellwassermasse weist einen aufgrund des dort vorliegenden breiten Schelfbereichs hohen Salzgehalt auf und ist damit dem HSSW zuzuordnen, welches auch in der Theorie der Eispumpe als Quelle angenommen wird. Weiter östlich, den Küstenstrom aufwärts bei Kap Norvegia ( $15^\circ\text{W}$ ), ermitteln Fahrbach *et al.* (1994) eine mit 34,40 deutlich salzärmere Quellwassermasse, die bei  $-1,8^\circ\text{C}$  einem starkem Einfluß von MWDW unterliegt (grüne Gerade in Abbildung 6.6). Für das hier untersuchte Ekström Schelfeisgebiet durchläuft die Mischungsgerade ebenfalls das MWDW und die in die Kaverne einströmende Quellwassermasse liegt mit  $\Theta_w = -1,3^\circ\text{C}$  und  $S_w = 34,48$  (vgl. Abb. 6.4) im Bereich der Ergebnisse von Fahrbach *et al.* (1994). Die auf dieser Wassermasse beruhende, nahezu parallel verschobene, blaue Gerade gibt die Modellergebnisse der Kaverne sehr gut wieder.



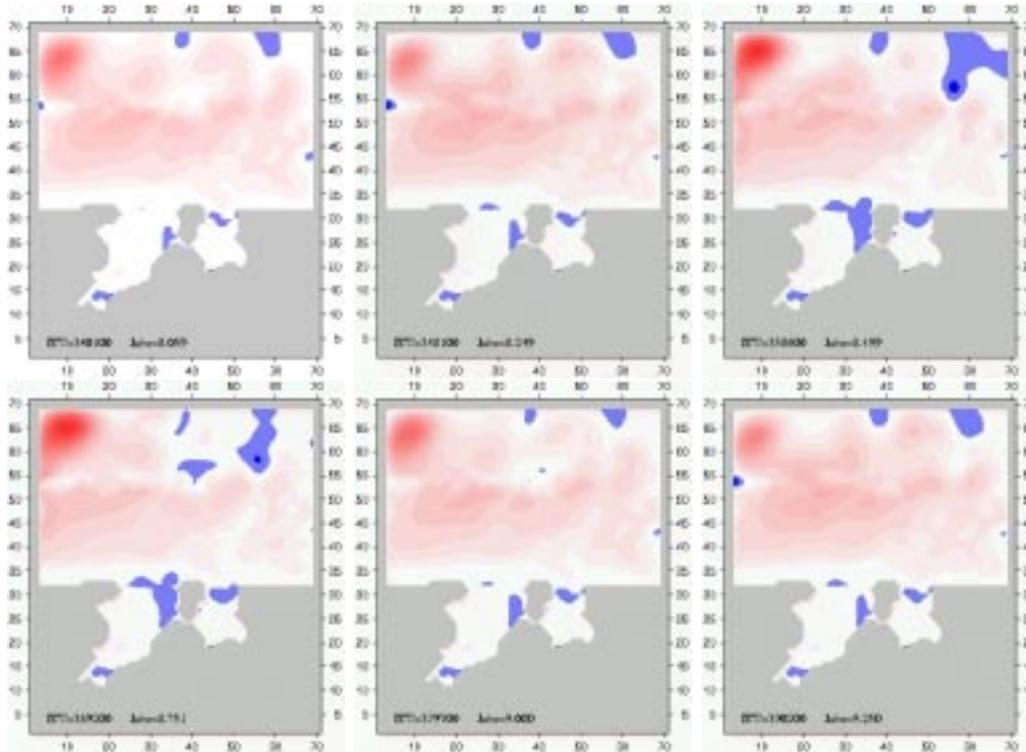
**Abbildung 6.6:**  $\Theta$ - $\Sigma$ -Diagramm der Kavernen-Wassermassen. Die grüne Ausgleichsgerade gibt die theoretische Mischungsgerade nach Nøst und Foldvik (1994) und die magentafarbene Ergebnisse des südöstlichen Weddellmeers nach Fahrbach *et al.* (1994) wieder. Die Mischungsgerade für die Kaverne unter dem Ekström Schelfeis ist blau dargestellt, wobei die größeren Punkte die jeweilige Quellwassermasse markieren. Die Dichtelinien entsprechen denjenigen aus Abbildung 6.5.

## 6.5 Jahreszeitliche Variationen

Bisher beschränkt sich die Diskussion der Modellergebnisse auf Momentaufnahmen aus dem Antarktischen Sommer, der einzigen Jahreszeit, für die überhaupt Meßwerte vorliegen. Anhand von animierten Zeitserien können neben räumlichen auch (jahres-) zeitliche Variationen erfaßt werden, um somit spezielle Fragestellungen zu untersuchen. In diesem Abschnitt erfolgt eine Analyse anhand ausgewählter Teilsereien, die als vollständige Bilderserien auf der beigefügten CD gespeichert sind und in Anhang A ausführlicher beschrieben werden. Alle Zeitserien beginnen nach acht Modelljahren, wobei dieser Zeitpunkt dem Antarktischen Sommer (1. Jan.) entspricht.

### Die Stromfunktion

Das großskalige Strömungsfeld ändert sich im Laufe eines Jahres nur geringfügig, und auch der mittlere Massentransport bleibt nahezu unverändert (Abbildung 6.7). Die für die Schelfeiskaverne entscheidenden Veränderungen finden im Einstromgebiet der westlichen Kaverne statt, wo sich der Drehsinn des Wirbels umkehrt. Dies bewirkt eine andere Zusammensetzung der lokalen Wassermassen und trägt damit zu einem jahreszeitlich variablen Einstrom in die Kaverne bei, der zur Saisonalität der basalen Massenbilanz führt (s. Abb. 6.11). Nach Ablauf eines Jahres stellt sich wieder der ursprüngliche Zustand ein, was den Grenzyklus widerspiegelt, den das Gesamtsystem durchläuft.



**Abbildung 6.7:** Zeitliche Entwicklung der Stromfunktion für den Standardlauf. Die Einzelbilder stellen den vertikal integrierten Massentransport in Abständen von drei Monaten dar. Der Zeitpunkt in Modelljahren ist im jeweiligen Bild angegeben. Zyklonale Massentransportraten sind rot, antizyklonale blau dargestellt, wobei die Farbsättigung auf den Maximalwert normiert ist. Die Absolutbeträge des vertikal integrierten Massentransports sind Abbildung 6.2 (S. 61) zu entnehmen, die dem ersten Teilbild entspricht.

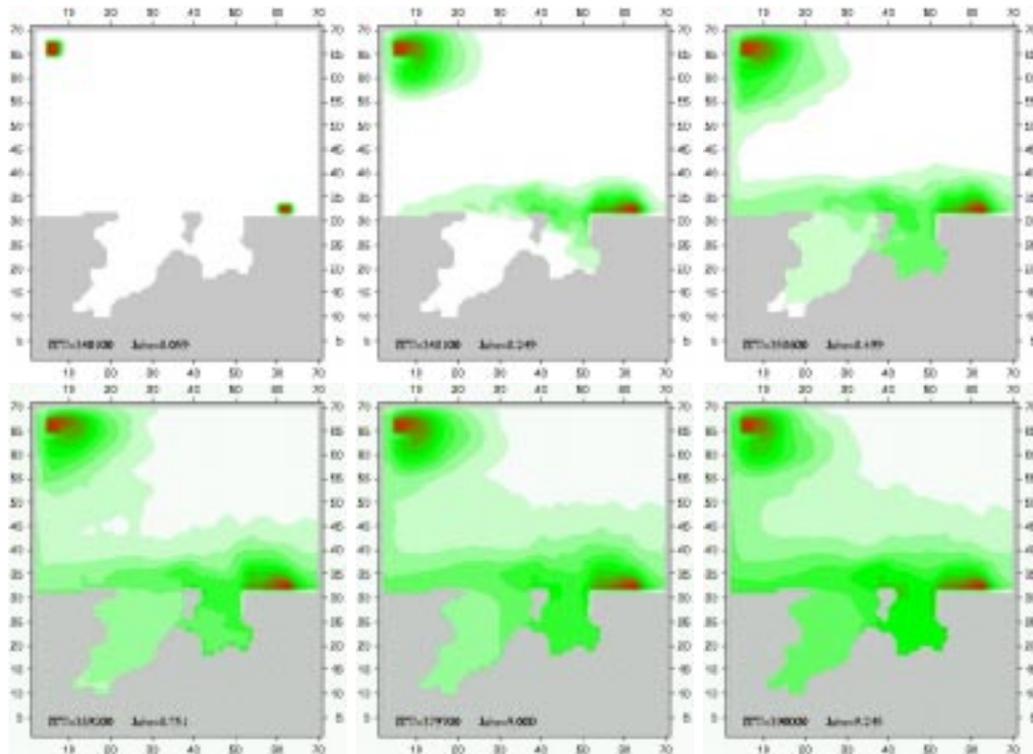
### Passive Tracer als Strömungsindikatoren

Mit dem Begriff des Tracers soll im folgenden ein Wasserteilchen beschrieben werden, für das alle im Modell implementierten physikalischen Grundgleichungen, d.h. sowohl Advektions- als auch Diffusionsprozesse, berechnet werden. Eine derartige Betrachtung einer zusätzlichen Komponente wird auch als Feldansatz bezeichnet. Es handelt sich hier um einen passiven Tracer, da er keine Rückkopplung auf die Strömungs- und Wassermasseneigenschaften besitzt. Bei der Interpretation kann die Ausbreitung des Tracers deshalb mit derjenigen von Temperatur oder Salzgehalt gleichgesetzt werden.

Im wesentlichen repräsentieren passive Tracer das Strömungsfeld und werden in den Abbildungen über Konzentrationsanteile wiedergegeben. An ihrer Quelle wird die Konzentration bei jedem Zeitschritt auf den Maximalwert 1,0 zurückgesetzt. Die exakten Quellorte einzelner Bilderserien sind Tabelle A.1 und Abbildung A.1 zu entnehmen und zeichnen sich in den folgenden Abbildungen durch das Konzentrationsmaximum (rot) aus.

### Anströmende Wassermassen

Aufgrund des bereits diskutierten geschlossenen Stromsystems dringen neben dem in der Natur ausschließlich anstehenden Wasser des Küstenstroms auch Wassermassen aus dem zentralen bzw. nördlichen Modellgebiet in die Subshelpheliskaverne ein. Diese beiden Quellbereiche werden in diesem Abschnitt anhand zweier Zeitserien mit Hilfe von passiven Tracern betrachtet.

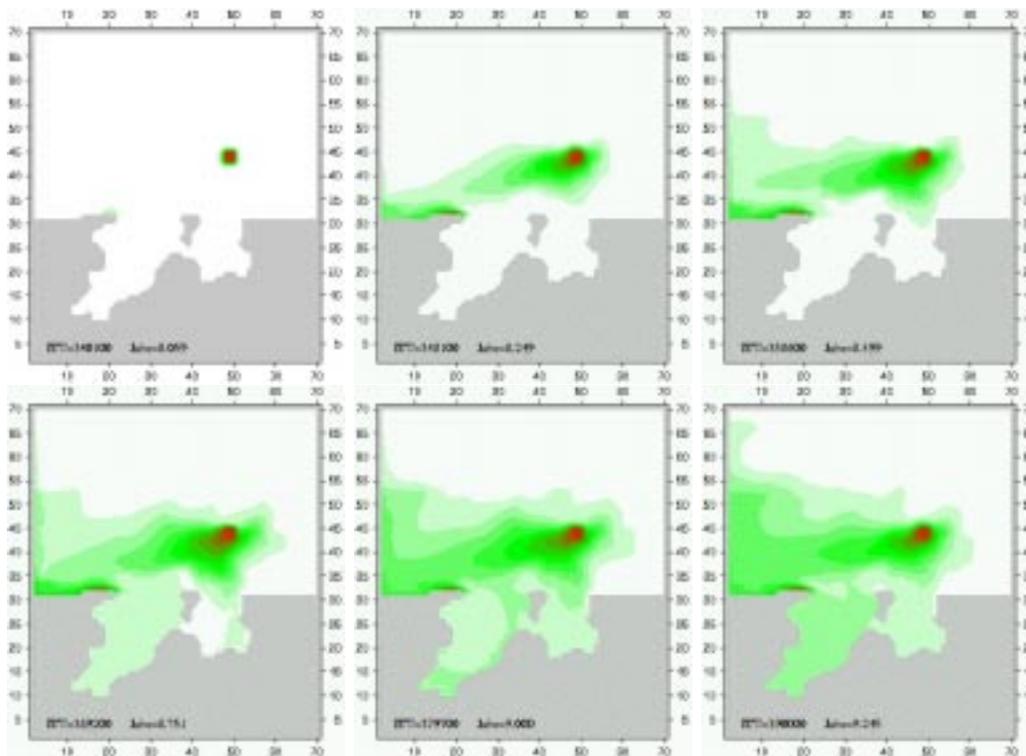


**Abbildung 6.8:** Zeitliches Vorstoß des Küstenstroms in die Kaverne (Zeitserie Nr. 1). Darüber hinaus ist die Rezirkulation nachzuvollziehen. Die einzelnen Bilder sind in einem zeitlichen Abstand von drei Monaten aufgenommen. Die Abbildung ist farblich von weiß (0) über grün nach rot (1) normiert, wobei der Farbwert die Tracerkonzentration angibt. Dargestellt ist die 12.  $\sigma$ -Schicht.

Ausgehend von einer Quelle der Tracer vor dem östlichen Festland (Abbildung 6.8), läßt sich der Eintrag von Wassermassen aus dem Antarktischen Küstenstrom in beide Kavernenteile nachvollziehen. Dieses dringen zunächst in die stromaufwärtsgelegene Ost- und anschließend in die Westkaverne des Ekström Schelfeises ein, wobei durch die Verbindung zwischen den beiden Kavernenteilen nur ein sehr geringer Austausch stattfindet. Anhand der Momentaufnahme nach 8,5 Jahren läßt sich der Haupteinstrom in den Westteil bei  $i=32$  lokalisieren (s. auch Abb. 6.9 nach 9 Jahren). Darüber hinaus zeigen die Einzelbilder,

daß der Großteil des Küstenstroms die Schelfeiskavere passiert, ohne sie zu durchströmen.

Der Küstenstrom transportiert die Wassermassen aus dem zentralen Becken vornehmlich nach Westen, so daß bei diesem Quellort der Westteil deutlich stärker beeinflusst wird (Abbildung 6.9). Die Ausbreitung innerhalb der westlichen Kaverne erfolgt entlang eines Strömungspfads, der an der Schelfeiskante beginnt und sich parallel zur östlichen Begrenzung nach Süden erstreckt. Diese Bewegung im Uhrzeigersinn veranschaulicht das Stromregime in der Kaverne. Die Ausbreitungszeit am Kontinentalschelf entlang beträgt etwa ein halbes Jahr, und es dauert rund neun Monate, bis die Kaverne vollständig vom Tracersignal durchströmt ist.

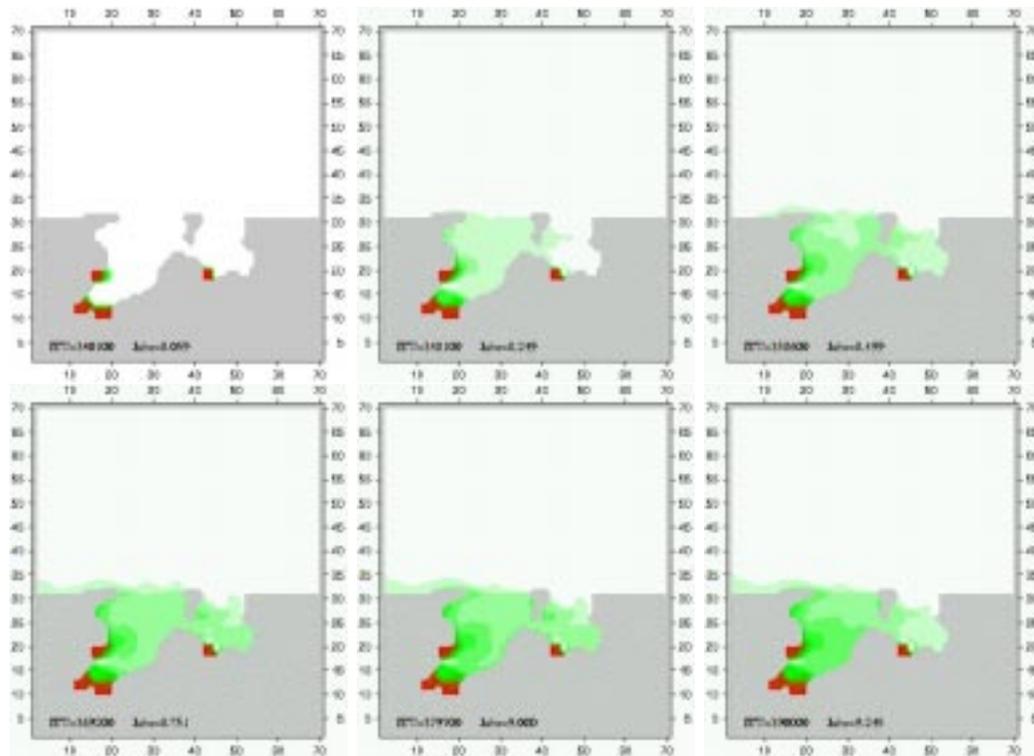


**Abbildung 6.9:** Zeitliches Vorstoßen zentraler Wassermassen in die Kaverne (Zeitserie Nr. 3). Zwischen den Bildern liegen jeweils drei Monate Zeitdifferenz. Die Abbildung ist farblich von weiß (0) über grün nach rot (1) normiert, wobei der Farbwert die Tracerkonzentration angibt. Dargestellt ist die 12.  $\sigma$ -Schicht, die in der Mitte der Wassersäule liegt.

### Ausbreitung des Schelfeiswassers

Entsprechend der Fragestellung nach der Ausbreitung und Vermischung von Schelfeiswasser wird an die vier Haupteinströme von Inlandeis je eine Tracer-

quelle gesetzt (Abbildung 6.10). Bemerkenswert ist dabei, daß das Schmelzwasser der beiden südlichsten Einströme aufgrund des zyklonalen Wirbels, der die Kaverne jedoch nicht vollständig bis nach Süden erfaßt, nur sehr langsam mit dem Wasser der restlichen Kaverne vermischt wird. Dagegen wird das im Bereich des Auslaßgletschers des Søråsen gebildete ISW innerhalb von drei Monaten bis an die Schelfeiskante transportiert.

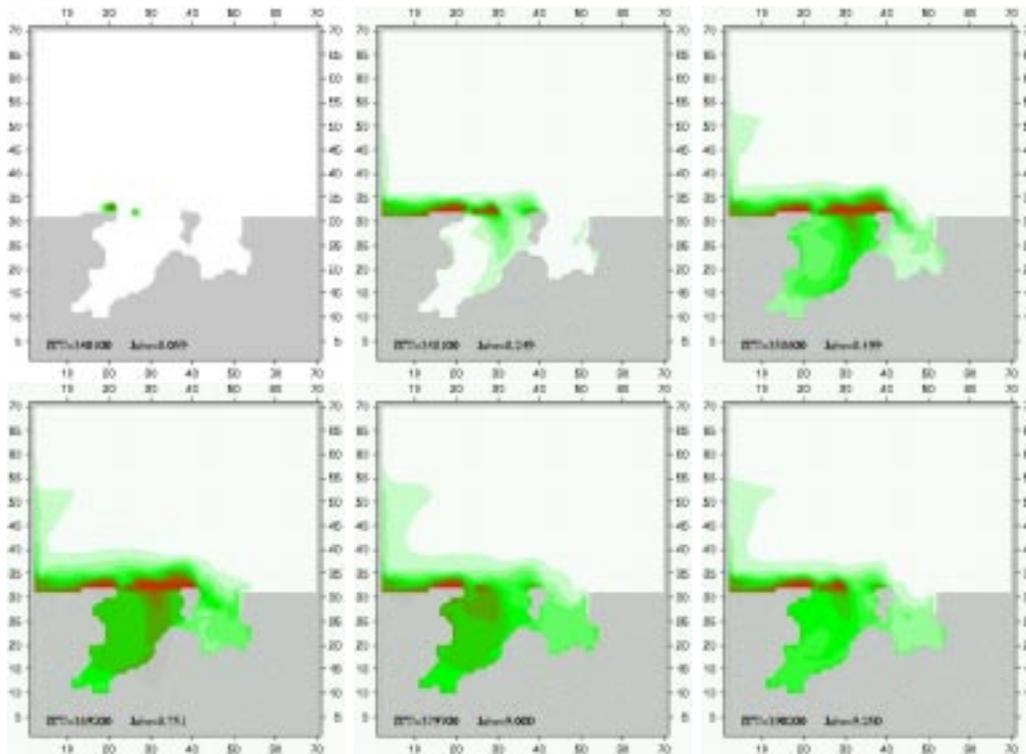


**Abbildung 6.10:** Zeitliche Ausdehnung neu gebildeten Schelfeiswassers (Zeitreihe Nr. 2). Zwischen den Bildern liegen jeweils drei Monate. Die Abbildung ist farblich von weiß (0) über grün nach rot (1) normiert, wobei der Farbwert die Tracerkonzentration angibt. Dargestellt ist die 5.  $\sigma$ -Schicht, die die Grenzschicht zur Eisunterseite bildet.

Die Rezirkulation von ISW kann mit dieser zeitlichen Abfolge deutlich belegt werden, da die Tracerkonzentration sonst im nordöstlichen Bereich der Kaverne deutlich langsamer ansteigen würde. Dagegen ist der Ausstrom aus der Kaverne in dieser Schicht kaum zu beobachten, da die Schmelzwassermassen aufgrund ihrer geringen Dichte schnell aufsteigen. Zusätzlich ist das ISW-Volumen im Verhältnis zum Küstenstrom derartig gering, daß die Konzentration bei der Vermischung sehr schnell absinkt.

### Einfluß der Meereisbildung auf Kavernenprozesse

Die Auswirkungen oberflächennaher Veränderungen vor der Schelfeiskante lassen sich sehr deutlich in Abbildung 6.11 wiedererkennen, da hier die Tracerquelle ausschließlich in der obersten Ozeanschicht vor der Schelfeiskante liegt.



**Abbildung 6.11:** Zeitliches Vorstoßen eines Oberflächensignals in die Kaverne (Zeitreihe Nr. 4). Zwischen den Bildern liegen jeweils drei Monate Zeitdifferenz. Die Abbildung ist farblich von weiß (0) über grün nach rot (1) normiert, wobei der Farbwert die Tracerkonzentration angibt. Dargestellt ist die 12.  $\sigma$ -Schicht, die in der Mitte der Wassersäule liegt.

Im Zusammenhang mit dem Jahresgang im Oberflächensalzgehalt und dem aufgeprägten Dichtesignal wird deutlich, daß sich zunächst Oberflächenwasser (mit Tracern) in die Kaverne einträgt, bevor im Sommer (5. Bild, 9,0 Jahre) die Tracerkonzentration wieder abnimmt. Im ersten Jahr der Tracerinitialisierung kann die winterliche Tracerzunahme in der Kaverne auch auf das Anfangsstadium der Tracer-Untersuchung zurückgeführt werden, da es zwangsläufig zu einer Ausbreitung durch das Geschwindigkeitsfeld kommen muß. Die zyklische Wiederholung dieses Ablaufs in den Folgejahren belegt jedoch, daß dieser Eintrag eindeutig auf jahreszeitliche Veränderungen im Strömungsfeld direkt vor der Schelfeiskante zurückzuführen ist (vgl. Abb. 6.7). So wird der Einstrom in die Kaverne im Winter (3. Bild, 8,5 Jahre) durch von Norden anströmen-

de Wassermassen, die keine Tracer enthalten und dadurch zu einer Abnahme der Konzentration führen, und im Sommer von Oberflächenwässern, die Tracer enthalten und dadurch zu einer Zunahme der Konzentration führen, dominiert.

Wird nun die Tracerkonzentration als Indikator für eine Temperatur angesehen, läßt sich der Jahresgang der basalen Schmelzrate (vgl. Abb. 7.1) mit dem abwechselnden Einfluß warmer Wassermassen aus dem offenen Ozean und kalten Oberflächenwassers auf den Einstrombereich der Schelfeiskaverne erklären. Derartige Prozesse können über mehrere Jahre nachvollzogen werden. Sie unterliegen jedoch einer zeitlichen Verzögerung aufgrund der oben beschriebenen Trägheit des Systems.

## 6.6 Bewertung

Der Übergang von der im vorigen Kapitel vorgestellten idealisierten zur hier diskutierten realen Geometrie führt in vielerlei Hinsicht zu plausiblen Ergebnissen. Es wird vor allem der Einfluß des offenen Ozeans, der das Strömungsregime dominiert, auf die Kaverne innerhalb des dreidimensionalen Modellgebiets deutlich. Die Einführung der bewegten Topographie erfordert die Implementierung speziellerer Randbedingungen inklusive eines realen Windfelds, da nur so eine Modellkonfiguration entsteht, die möglichst realitätsnahe Ergebnisse liefert.

Deutliche Verbesserungen lassen sich bereits durch die Einführung des Nordrestorings, das auf Meßwerten von Zwierz (1993) beruht, herbeiführen, da das System dadurch einen Grenzyklus durchläuft, der keinem übergeordnetem Trend mehr unterliegt. Diese jahreszeitlichen Veränderungen sind unter anderem im Stromsystem wiederzuerkennen. Die dargestellte Stromfunktion zeigt entsprechend den Erwartungen ein Abbild der Wassersäulenmächtigkeit im offenen Ozean sowie eine zyklonale Durchströmung der Kaverne, die mit der Theorie der Eispumpe einhergeht. In diesem Zusammenhang bieten die Stärke und der Verlauf des Küstenstroms eine Kontrollmöglichkeit. Hingegen kann die modellbedingte Rezirkulation im Norden des Untersuchungsgebiets nur durch eine Erweiterung des Modells in Form von zyklischen Randbedingungen, die einen Massentransport über die Ränder hinaus zulassen, aufgelöst werden.

Vergleichend mit vorangegangenen Berechnungen basaler Massenbilanzgrößen (Kipfstuhl (1991); Sandhäger und Blindow (2000)) des Ekström Schelfeises ist es möglich, eine flächenhafte Verteilung der Schmelz- und Anfrierregionen mit ihren Absolutwerten anzugeben. Auch wenn die Beträge der jährlichen Schelfeiswasserbildung überschätzt werden, ist es dennoch möglich, jahreszeitliche Schwankungen und die damit verbundene Veränderung der in die Kaverne

einströmenden Wassermassen nachzuvollziehen. Um die Ursachen der hohen Massenverluste genauer zu untersuchen, sei hier auf die in Kapitel 7 folgenden Parameterstudien verwiesen.

Die Verteilung der Wassermassen im Modellgebiet läßt sich eindeutig anhand von Profilschnitten zuordnen und stimmt mit den im Antarktischen Küstenbereich gemessenen  $\Theta S$ -Werten überein. Zusätzlich kann aus der Analyse der Temperatur und des Salzgehalts anhand von  $\Theta S$ -Diagrammen die Theorie zu Mischvorgängen in der Kaverne bestätigt und die Quellwassermasse des Eispumpen-Prozesses bestimmt werden. Diese Untersuchungen stehen in gutem Einklang mit Modellen und Meßwerten von Fahrbach *et al.* (1994). Anhand weiterer Wassermassenanalysen ist es möglich, das Gesamtsystem insofern zu überprüfen, als daß einerseits Wassermassen gebildet werden, die nicht in der Initialisierung enthalten sind, andererseits bei der Vorgabe von Randwerten, die auf Messungen beruhen, auch die  $\Theta S$ -Verteilung des Standardlaufs mit solchen ozeanographischen Ergebnissen übereinstimmt.

Das wesentliche Resultat der jahreszeitlichen Veränderungen ist ein variierendes Strömungsregime im Einstrombereich der westlichen Kaverne. Hier zeigt sich deutlich die Verknüpfung zwischen den Ergebnissen des Stromregimes und den Resultaten der Wassermassen, die die Wechselwirkungen zwischen Eis und Ozean bestimmen.

Abschließend bleibt festzuhalten, daß dieser Standardlauf gut als Grundlage für die folgenden Parameterstudien geeignet ist, da alle grundlegenden Prozesse realistisch erscheinen und der Einfluß einzelner Randbedingungen in vergleichenden Studien untersucht werden kann. Eine Art dieser Randbedingungen ist die Meeresbodentopographie und darin vor allem die Breite des Kontinentalschelfs, da es beim hier vorliegenden (realistischsten) Verlauf des Kontinentalabhanges zu keiner deutlichen Abtrennung der beiden Zirkulationsregime Ozean und Kaverne kommt.

# 7 Sensitivitätsstudien zur basalen Massenbilanz des Ekström Schelfeises

Die Ergebnisse der Modellstudien für die Ekström Schelfeisgeometrie haben gezeigt, daß die Nettorate der basalen Massenbilanz deutlich höher ist als diejenige anderer Massenbilanzstudien (Sandhäger und Blindow (2000); Kipfstuhl (1991)). Ursache ist vor allem die Unterströmung der Schelfeiskaverne mit warmen Wassermassen, die direkt dem WDW entstammen und nicht durch Vermischungsprozesse auf dem Kontinentalschelf abgekühlt werden. Somit ist die Schelfbreite eine entscheidende Größe, die den Austausch zwischen Schelfeiskaverne und Tiefsee bestimmt. Untersuchungen im Bereich des Pine Island Gletscher (westliche Antarktische Halbinsel) konnten beispielsweise eine Unterströmung dieses Eiskörpers mit WDW und somit hohe basale Schmelzraten nachweisen, da hier eine direkte Verbindung der Schelfeiskaverne mit der Tiefsee existiert (Hellmer *et al.*, 1998).

Zur Untersuchung der Sensitivität der Schelfeis–Ozean Wechselwirkung im Bereich des Ekström Schelfeises gegenüber veränderten Einstrombedingungen werden in diesem Kapitel einerseits Ergebnisse von Studien mit veränderten Schelfgeometrien vorgestellt, andererseits  $\Theta S$ –Profile aus Messungen auf dem Kontinentalschelf vorgeschrieben. Beides beeinflußt die Charakteristika der einströmenden Schelfwassermassen. In einem zweiten Ansatz soll die Sensitivität dieses Schelfeis–Ozean Systems gegenüber langzeitigen Klimaveränderungen anhand verschiedener, aus Klimastudien abgeleiteter Szenarien, diskutiert werden. Die jeweilig verwendeten Parameter sind detailliert in Anhang D zusammengestellt.

## 7.1 Massenbilanzstudien bei alternativen Modellgeometrien

### Die Kontinentalschelfbreite

Die Ergebnisse des Standardlaufs weisen auf die Bedeutung des charakteristisch schmalen Kontinentalschelfs vor den Schelfeisen des östlichen Weddellmeers bezüglich der basalen Schmelzraten hin. Hier soll nun gezeigt werden,

wie sich die Breite des Kontinentalschelfs auf die basalen Schmelzprozesse auswirkt, ohne daß ein anderer Parameter außer der Ozeanbodentopographie gegenüber dem Standardlauf verändert wird. Dazu werden die Ergebnisse von drei Erweiterungen (um 2, 5 bzw. 10 Gitterzeilen) des Kontinentalschelfs mit der realen Geometrie verglichen, wobei diese Erweiterung durch das Einfügen von Gitterzeilen mit der Wassersäulenmächtigkeit der südlich angrenzenden Zeile erfolgt. Am Nordrand wird das Modellgebiet um die entsprechenden Zeilen gekürzt.

Eine Erweiterung des Kontinentalschelfs um zwei Gitterpunkte (11 km) erweitert den Schelf zwar um 30% , liegt jedoch aufgrund der in einigen Bereichen interpolierten Meeresbodentopographie im Bereich einer realistischen Küstenform in der Ekströmregion. Dagegen dienen die folgenden Schelferweiterungen der Untersuchung des Einflusses der Schelfbreite auf den Wassermassenaustausch zwischen Tiefsee und Schelfeiskaverne und geben keine für das Ekströmgebiet plausiblen Bodentopographien wieder.

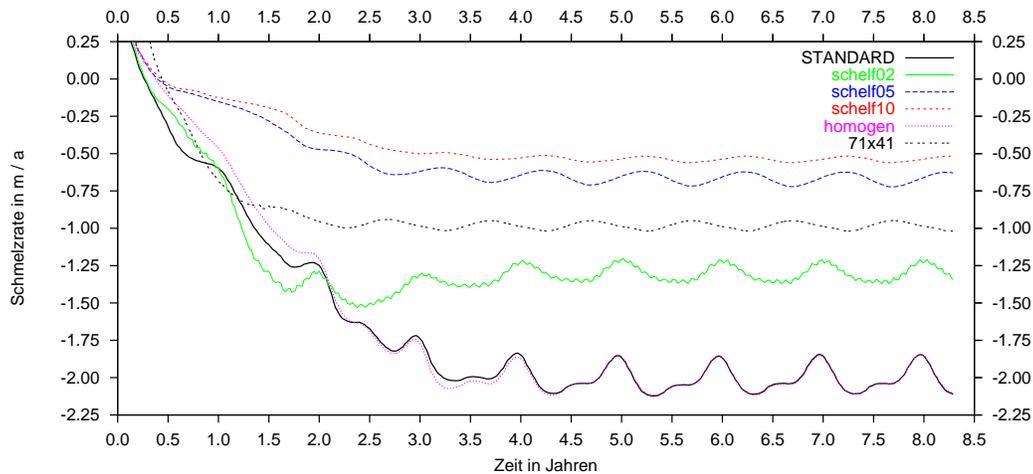
Die deutliche Abnahme der Schmelzraten ist Abbildung 7.1 zu entnehmen und belegt im Fall des Modellaufs *breit02*, wie sehr sich die Breite des Schelfs im diskreten Modellgitter auf die numerischen Ergebnisse auswirkt, da diese (im Vergleich zum Gesamtsystem) kleine Veränderung zu einer weitaus stärkeren Trennung der beiden Zirkulationsregime führt. Bereits die geringfügige Erweiterung um 11 km (*breit02*) reduziert die jährlich geschmolzene Eismasse um ein Drittel auf 10,3 Gt a<sup>-1</sup>.

In Tabelle 7.1 sind die wesentlichen Ergebnisse bezüglich der mittleren Schmelzrate pro Jahr und der damit verbundenen Wassermassenmodifikation zusammengestellt. Die Minimal- und Maximalwerte der flächengemittelten jährlichen Schmelzrate entsprechen den jahreszeitlichen Extremwerten, die auch aus Abbildung 7.1 entnommen werden können.

Modellauf	Standard	breit02	breit05	breit10	71x41
Extrazellen	0	2	5	10	0
Schelfbreite (in km)	35	46	63	91	35
Schmelzrate in $m_{eis} a^{-1}$ min	1,84	1,22	0,62	0,52	0,95
Schmelzrate in $m_{eis} a^{-1}$ max	2,11	1,37	0,72	0,56	1,02
Basales Schmelzen in Gt a <sup>-1</sup>	15,40	10,34	5,66	4,45	7,96
Mittlere Abkühlung in °C	0,087	0,057	0,031	0,025	0,044

**Tabelle 7.1:** Abhängigkeit der basalen Massenbilanz und des Schelfeiswasserausstroms von unterschiedlichen Modellkonfigurationen nach 8,0 Modelljahren. Die Schmelzraten bezeichnen ein Flächenmittel.

Weitaus deutlicher werden die Veränderungen bei einer Ausdehnung um weitere drei Gitterzeilen (auf insgesamt 63 km, Modellauf *breit05*), da sich auch



**Abbildung 7.1:** Zeitliche Entwicklung der flächengemittelten basalen Massenbilanz aller Läufe mit realer Geometrie (in  $\text{m a}^{-1}$ ).

die Stromfunktion so weit verändert, daß sich kleine antizyklonale Wirbel auf dem Schelf ausbilden, die der Standardlauf nicht aufweist. Hier findet eine deutlich stärkere Aufspaltung der Regime „Schelf“ und „Tiefsee“ statt, so daß die gemittelte basale Schmelzrate deutlich auf  $0,62 \text{ m}_{eis} \text{ a}^{-1}$  bis  $0,72 \text{ m}_{eis} \text{ a}^{-1}$  reduziert wird.

Eine weitere Verbreiterung des Kontinentalschelfs verändert sowohl das Strömungssystem als auch die Wassermassenzusammensetzung erheblich. Das Ergebnis des Modellaufs *breit10* zeigt, wie sich für breite Schelfregionen der Massenverlust weiter, wenn auch nicht mehr so stark, reduziert. Der Modellauf liefert jedoch auch bei einer Schelfbreite von 91 km keine Schmelzraten unter  $0,52 \text{ m a}^{-1}$  (vgl. Tab. 7.1) als winterliches Flächenmittel. Hier sei zum Vergleich das Filchner–Ronne Schelfeis angeführt, welches aufgrund seiner andersartigen Wassermassenzusammensetzung auf dem ca. 500 km breiten Schelf nur eine mittlere basale Schmelzrate von  $0,1 \text{ m}_{eis} \text{ a}^{-1}$  aufweist (Gerdes *et al.*, 1999).

Basierend auf der Energiebilanz an der Schelfeisunterseite läßt sich die mittlere Abkühlung des in den Küstenstrom einfließenden Wassers gegenüber dem zuvor in die Kaverne einströmenden Wasser bestimmen. Diese Abkühlung beträgt je nach Modellkonfiguration einige  $\frac{1}{100}^\circ\text{C}$ . Für die um 28 km (5 Zeilen) erweiterte Schelfregion wird durch den Schmelzvorgang eine Energie von 55 GW freigesetzt und eine mittlere Abkühlung um  $0,031^\circ\text{C}$  bewirkt. Diese Überlegung ist hinsichtlich der Präkonditionierung der Wassermassen, die im weiteren Verlauf die Zirkulation unter den westlicher gelegenen Schelfeisen be-

einflussen, von Interesse, da sich jede Temperaturveränderung direkt auf die Wassermassenzusammensetzung und somit auf die Massenbilanzen der Schelfeisgebiete auswirkt (s.u. Klimaszenarien).

### Alternatives Nordrestoring

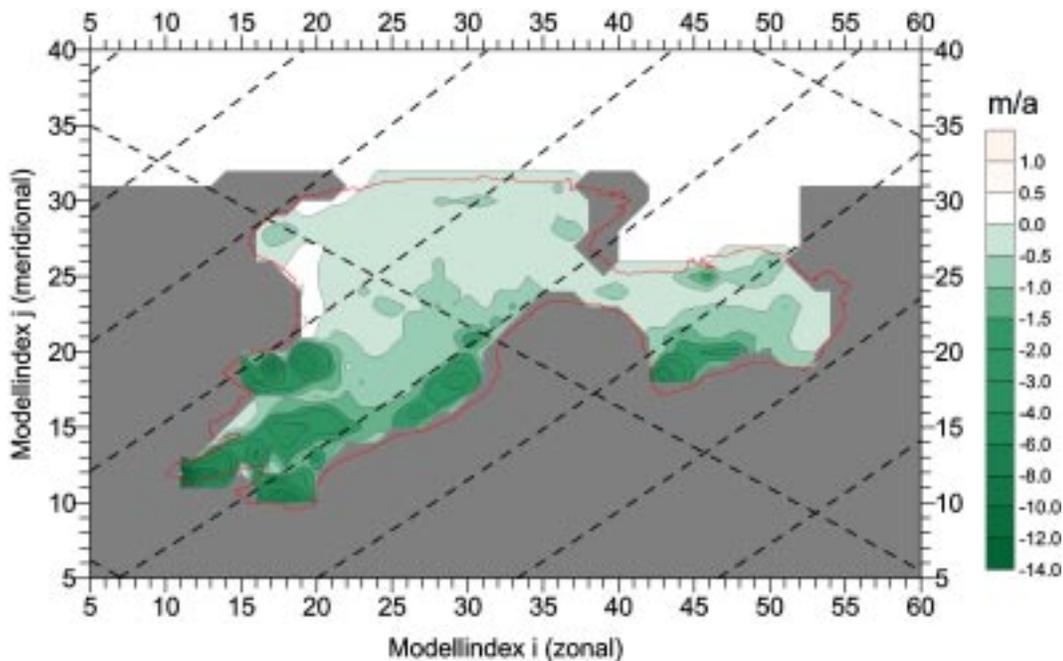
Neben diesen Studien zum Einfluß der Schelfbreite auf die Ventilation der Schelfeiskaverne wird ein Experiment mit einem bei  $j=41$  abgeschnitten offenen Ozean durchgeführt. Entsprechend wird ein deutlich kälteres  $\Theta S$ -Profil, welches auf Messungen von Zwierz (1993) auf dem Kontinentalschelf vor der Schelfeiskante beruht, verwendet, wodurch sich die an- und in die Kaverne einströmenden Wassermassen gegenüber dem Standardlauf unterscheiden. Der Einfluß des warmen Wassers aus dem Norden des offenen Ozeans, der im Standardlauf durch die Rezirkulation verstärkt wird, ist deutlich reduziert.

Die daraus resultierende Verteilung des Schmelzens ist in Abbildung 7.2 dargestellt. Sie weist ein Flächenmittel zwischen  $0,95 \text{ m}_{eis} \text{ a}^{-1}$  und  $1,02 \text{ m}_{eis} \text{ a}^{-1}$  auf und beträgt damit etwa die Hälfte des im Standardlauf berechneten Massenverlusts. Auch bei dieser Konfiguration sind sowohl die Auslaßgletscher des Inlandeises anhand der maximalen Schmelzraten als auch die fehlende Anlagerung marinen Eises unverändert zu beobachten.

Aufgrund des kälteren Restoringprofils an der nördlichen Modellbegrenzung und den damit fehlenden hohen Wassertemperaturen (im Standardlauf lag WDW mit bis zu  $+0,2^\circ\text{C}$  vor) spielt die Unterscheidung des Kavernenregimes von den Strömungen im offenen Ozean eine geringere Rolle. Das reduzierte Modellgebiet konzentriert sich noch stärker auf die eigentlichen Zirkulationsprozesse in der Schelfeiskaverne, so daß sich das neue  $\Theta S$ -Profil am Nordrand nachhaltiger auf die Kaverne auswirkt und die Quellwassermassen der Kavernenzirkulation realistischer beschrieben werden. Aus diesem Grunde repräsentieren die hier ermittelten Massenbilanzgrößen die Vorgänge in der Kaverne besser, auch wenn es hierzu keine Meßwerte zur Verifikation gibt. Die Verteilung der vorliegenden Wassermassen und vor allem der Stromsysteme unterscheiden sich aufgrund des abweichenden Modellgebiets so stark, daß entsprechende Vergleiche nicht aufschlußreich sind.

## 7.2 Veränderungen durch langfristige Klimaerwärmung

Dem Antarktischen Eiskörper wird bei der Diskussion um zukünftige Klimaerwärmungen eine zentrale Rolle zugeordnet, weil sich geringfügige Variationen der Temperatur erheblich auf Schmelz- und Gefriervorgänge auswirken, da sich vor allem bei Werten um den Gefrierpunkt das Verhalten des Eises

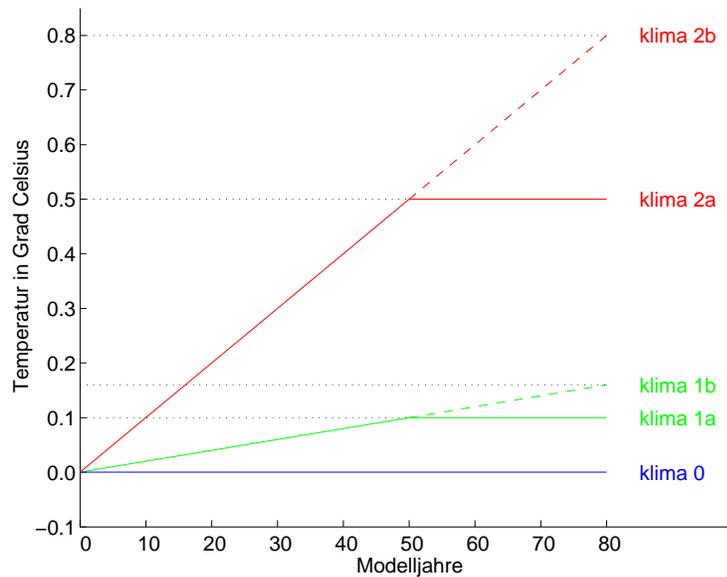


**Abbildung 7.2:** Basale Massenbilanz (in  $m_{eis} a^{-1}$ ) des Modellaufs *71x41* (ohne tiefen Ozean). Die mittlere basale Schmelzrate beträgt ca.  $1,0 m_{eis} a^{-1}$  (vgl. Tab. 7.1).

sowie dessen Aggregatzustand ändert. In derartigen Prognosemodellen werden gekoppelte Systeme aus Ozean, Eis und Atmosphäre betrachtet, wobei die Schelfeise eine besonders sensitive Schnittstelle darstellen. Basierend auf unterschiedlichen Szenarien des  $CO_2$ -Anstiegs in der Atmosphäre berechnen O’Farrall *et al.* (1997) im Fall einer  $CO_2$ -Verdreifachung Temperaturanomalien von bis zu  $+2,5^\circ C$  für den Südozean und  $+0,5^\circ C$  bis  $+1,0^\circ C$  für die Küstenregion des Königinen Maud Land. Basierend auf den Ergebnissen dieser Arbeit sollen hier die Auswirkungen derartiger Veränderungen auf die Zirkulationseigenschaften und vor allem auf die basale Massenbilanz des Schelfeises untersucht werden.

Es werden vier unterschiedliche Szenarien (*klima1a*, *klima1b*, *klima2a*, *klima2b*) über einen Zeitraum von 80 Jahren mit einem unveränderten Standardlauf (*klima0*) verglichen. Den Ausgangspunkt bildet jeweils der Standardlauf nach 10 Integrationsjahren. Bei diesen Studien wird die Erwärmung des Ozeans über eine stetige Erhöhung der Temperatur im nördlichen Restoringgebiet berücksichtigt (Abbildung 7.3).

Aufgrund des räumlich stark begrenzten Modellgebiets und dem übergewichteten Einfluß des nördlich angrenzenden Ozeanbeckens wird alternativ ein Temperaturgradient von  $0,002^\circ C a^{-1}$  oder von  $0,01^\circ C a^{-1}$  angenommen. Damit wird sowohl den Ergebnissen der Studien von O’Farrall *et al.* (1997) Rechnung



**Abbildung 7.3:** Temperaturentwicklung des Restoringprofils am Nordrand des Modellgebiets zur Anregung unterschiedlicher Klimaszenarien.

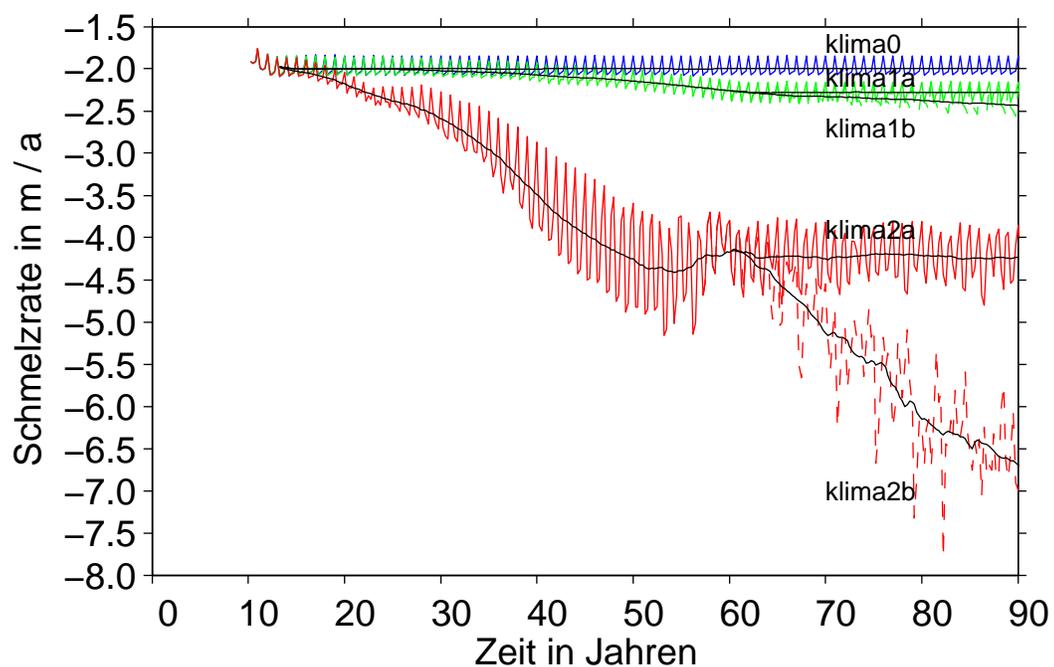
getragen als auch ein Szenario berechnet, welches zwar nur eine geringe Auswirkung auf das dominierende Zirkulationsregime hat. Es bringt jedoch derart deutliche Veränderungen in der Massenbilanz mit sich, daß diese mit der fortschreitenden Erwärmung des Ozeans korreliert werden können. Im einzelnen werden neben einer Fortführung des Standardlaufs, der die Stabilität des Gesamtsystems über diese 80 Jahre belegen soll, folgende Szenarien diskutiert:

- Erwärmung um  $0,002^{\circ}\text{C a}^{-1}$  innerhalb der ersten 50 Jahre, danach
  - *klima1a*: keine weitere Erwärmung in den folgenden 30 Jahren, bzw.
  - *klima1b*: Erwärmung um  $0,002^{\circ}\text{C a}^{-1}$  in den nächsten 30 Jahren.
- Erwärmung um  $0,01^{\circ}\text{C a}^{-1}$  innerhalb der ersten 50 Jahre, danach
  - *klima2a*: keine weitere Erwärmung in den folgenden 30 Jahren, bzw.
  - *klima2b*: Erwärmung um  $0,01^{\circ}\text{C a}^{-1}$  in den nächsten 30 Jahren.

Die Ergebnisse bezüglich der flächengemittelten basalen Massenbilanz sind in Abbildung 7.4 zusammengestellt. Die Abbildung enthält einerseits für jede Jahreszeit eine Schmelzrate, die für die gesamte Integrationszeit saisonalen

Schwankungen unterliegt, andererseits jeweils ein 6-Jahresmittel<sup>1</sup> (schwarz), das den langfristigen Trend der Massenbilanz und damit der ISW-Produktion wiedergibt. Dabei werden dieselben Farben und Symbole wie in Abbildung 7.3 verwendet. Es läßt sich bereits auf den ersten Blick ein Abbild des veränderten Temperatursignals am Nordrand des Modellgebiets erkennen. Dies bedeutet, daß das System innerhalb weniger Monate auf Veränderungen reagiert und auch nach Beendigung des Temperaturanstiegs wieder in einen quasi stationären Zustand läuft.

Bei derartigen Langzeitstudien ist es wichtig, daß sich im Referenzlauf mit gleichbleibender Anregung (*klima0*) weder die basale Massenbilanz noch die Eigenschaften der Dynamik oder Wassermassen verändern. Anderenfalls wären die Veränderungen innerhalb der vier anderen Szenarien nicht in Zusammenhang mit ihrer Ursache, der Erwärmung, zu bringen.



**Abbildung 7.4:** Flächengemittelte basale Schmelzraten in  $m_{eis} a^{-1}$ . Die schwarzen Linien stellen den Verlauf des 6-Jahresmittels dar. Die Linienattribute sind entsprechend Abbildung 7.3 gewählt. Alle Berechnungen basieren auf dem Ergebnis des Standardlaufs nach 10 Jahren. Die ersten 8,5 Jahre sind in Abbildung 7.1 dargestellt.

<sup>1</sup>Dieser gleichgewichtete Mittelwert errechnet sich aus den drei vorhergegangenen Jahren (12 Werte) und dem Zeitpunkt selbst (1 Wert) als Teil der drei folgenden Jahre (11 Werte). Hierdurch sind alle Jahreszeiten gleich gewichtet. Das gleitende Mittel beruht auf Ergebnissen bis zu 83 Jahren.

Die Anhebung des Temperaturprofils eines großen offenen Ozeans um  $0,1^{\circ}\text{C}$  (*klima1a*) führt zu einer Erhöhung der basalen Schmelzrate von  $2,27 \text{ m}_{eis} \text{ a}^{-1}$  und damit auch zu einer steigenden Schelfeiswasserproduktion. Eine weitere Erwärmung um  $0,3^{\circ}\text{C}$  (*klima1b*) läßt zusätzlich im Jahresmittel  $0,16 \text{ m}_{eis} \text{ a}^{-1}$  schmelzen.

Innerhalb der ersten 50 Jahre verändert sich bei diesen beiden Szenarien das Stromregime nur geringfügig. Erst bei der weiteren Erwärmung (*klima1b*) nimmt die Massentransportrate bis auf  $8,9 \text{ Sv}$  (Standardlauf:  $5,3 \text{ Sv}$ ) zu. Dies hängt direkt mit einer Veränderung der Zirkulation im tiefen Ozean innerhalb der ersten  $100 \text{ km}$  vor der Schelfkante zusammen, wo sich ein antizyklonaler Wirbel ausbildet. Er resultiert aus der erhöhten Einschichtung und Zumischung von kaltem ISW und dem daraus resultierenden Kontrast zu den wärmeren Wassermassen am Nordrand. Das dominante Stromsystem des offenen Ozeans mit dem an den Westrand gedrängten maximalen Massentransport bleibt jedoch bestehen.

Eine Erwärmung von  $0,8^{\circ}\text{C}$  über den Zeitraum von 80 Jahren (*klima2b*) führt dagegen zu einem stark veränderten Stromsystem mit extrem hohen Schmelzraten von bis zu  $7,93 \text{ m}_{eis} \text{ a}^{-1}$ . Hier treten Stromfunktionswerte von bis zu  $22,4 \text{ Sv}$  auf. Ein großer antizyklonaler Wirbel ( $-3,6 \text{ Sv}$ ) bildet sich vor der Schelfeiskaverne aus. Auch unter dem Schelfeis werden die großen, neu gebildeten Süßwassermassen mit  $1,0 \text{ Sv}$  etwa doppelt so schnell transportiert wie es beim Standardlauf der Fall ist. Das zunehmende Jahresmittel der Schmelzwerte führt gleichzeitig auch zu einer ansteigenden Amplitude der jahreszeitlichen Veränderungen, da die größere ISW-Bildung für eine stärkere Abkühlung sorgt und so der oben beschriebene abwechselnde Einfluß unterschiedlicher Wassermassen, die in die Kavernen einströmen, ausgeprägter ist.

Derartige Untersuchungen belegen die grundsätzlichen Auswirkungen globaler Klimaveränderungen auf das Eis-Ozean System. Über diese Entwicklung hinaus ist zu beobachten, daß die Zunahme der flächengemittelten basalen Schmelzrate (bis über  $7,0 \text{ m}_{eis} \text{ a}^{-1}$ ) im Laufe der Zeit abklingt. Dies ist damit zu erklären, daß das Gesamtsystem eine derartige Abkühlung durch die ISW-Produktion erfährt, so daß diese dem warmen Zustrom von Norden entgegenwirkt.

In der Natur würde ein derartiger Anstieg der basalen Schmelzrate sicherlich zu einer deutlichen Veränderung der Schelfeisgeometrie führen, da extrem hohe lokale Schmelzraten auftreten, die den dynamischen Gleichgewichtszustand des Eiskörpers beeinflussen. Um einer derartigen Störung entgegenzuwirken, ist ein erhöhter Eisfluß vom angrenzenden Inlandeis zum Schelfeis notwendig.

## 8 Zusammenfassung

Etwa die Hälfte des Antarktischen Kontinents ist mit Schelfeisen gesäumt, die eine schwimmende Verbindung zwischen dem Inlandeis der Antarktis und dem zirkumpolaren Ozean bilden. Als derartig koppelndes Element repräsentieren Schelfeise die Auslaßgebiete des Inlandeises und führen durch Schmelzprozesse an der Schelfeisunterseite und Eisbergkalbung an der Schelfeisfront dem Ozean Süßwasser zu. Das durch basales Schmelzen gebildete Schelfeiswasser trägt zur Modifikation der Schelfwassermassen und im weiteren Verlauf zur Bildung von Tiefen- und Bodenwasser bei und erhält dadurch eine wichtige Stellung in der globalen Ozeanzirkulation und damit im Klimasystem der Erde.

Bei der „Modellierung der thermohalinen Zirkulation in der Kaverne des Ekström Schelfeises“ wird der Schwerpunkt vor allem auf die Bildung von Schelfeiswasser und dessen Bedeutung bei der Präkonditionierung von Wassermassen des Küstenstroms gelegt. Im stromabwärts liegenden Weddellmeer trägt modifiziertes Wasser zur Bildung von Bodenwasser bei.

Auf der Grundlage eines dreidimensionalen, thermohalin angetriebenen Zirkulationsmodells wurde hierzu in der vorliegenden Arbeit das Gebiet des Ekström Schelfeises und des angrenzenden Ozeans untersucht. Nach einer Einführung in die Grundlagen zur quantitativen Beschreibung eines ozeanischen Zirkulationssystems sowie der wesentlichen Aspekte numerischer Modellierung, wie z.B. die Überprüfung der Unabhängigkeit des Ergebnisses von der Anfangsinitialisierung, wurde ein Standardlauf definiert, der das Strömungssystem in der Ekström Schelfeiskaverne beschreibt. Seine Resultate wurden ausführlich analysiert und besondere Merkmale in Form von Sensibilitätsstudien vertiefend untersucht und diskutiert.

In der Kaverne des Ekström Schelfeises bildet sich ein zyklonaler Wirbel aus, der mit 0,5 Sv etwa ein halbes Jahr benötigt, um diese zu durchströmen. Anhand des Stromsystems und der relativen Verteilung der mittleren basalen Schmelzrate läßt sich der Eispumpen-Prozeß nachvollziehen, der einen jährlichen Schelfeiswasser-Ausstrom von 0,43 Sv hervorruft. Bei diesem Ausstrom treten starke saisonale Schwankungen der flächengemittelten Schmelzrate zwischen  $0,95 \text{ m}_{eis} \text{ a}^{-1}$  und  $1,02 \text{ m}_{eis} \text{ a}^{-1}$  auf. Der Vergleich alternativer Modellgeometrien im Schelfbereich zeigt, daß die Breite des Kontinentalschelfs einen entscheidenden Einfluß auf den absoluten basalen Massenverlust hat, da die Charakteristika der auf ihm modifizierten Wassermassen in Abhängig-

keit von seiner Ausdehnung variieren. Der extrem schmale, nur 35 km breite Kontinentalschelf besteht numerisch nur aus wenigen Gitterpunkten und macht es schwierig, die Trennung der Zirkulationsregime „Ozean“ und „Kaverne“ zu gewährleisten und damit die Zusammensetzung der Quellwassermassen der Kavernenzirkulation richtig zu erfassen. Die Analyse der Wassermasseneigenschaften anhand von  $\Theta$ S-Diagrammen und Profilschnitten ergibt eine in die Kaverne einströmende Wassermasse mit  $\Theta_w = -1,3^\circ\text{C}$  und  $S_w = 34,48$  (MWDW), die nach dem Vergleich mit vorherigen Messungen in dieser Region als realistisch bewertet werden kann.

Anhand von Zeitserien, welche die Ausbreitung passiver Tracer über Konzentrationsanteile wiedergeben, läßt sich zeigen, daß die saisonalen Variationen durch die jahreszeitlich bedingte Bildung von Meereis hervorgerufen werden. Die Anreicherung von Salz in der obersten Ozeandeckschicht führt zu einer zyklischen Veränderung der Wassermassen (vor allem ihrer Dichte), die in die Kaverne eindringen und unterschiedliche Wärmemengen mit sich führen. Um die saisonalen Variationen in der Kaverne noch realitätsnäher beurteilen zu können, ist es jedoch notwendig, eine detailliertere Parametrisierung der Meereseisbilanz zu implementieren oder alternativ eine Kopplung an ein dynamisch-thermodynamisches Meereismodell zu erreichen.

Über die saisonale Zeitskala hinaus, ist die Reaktion des Eis-Ozean Systems auf langanhaltende Klimaveränderungen, ausgehend von einem erwärmten angrenzenden Ozeanbereich, untersucht worden. Dieser Sensibilitätsstudie zufolge liefert die Entwicklung der basalen Schmelzrate derart große flächengemittelte Raten, daß eine veränderte Schelfeisgeometrie zu erwarten ist, aus der wiederum ein verstärkter Zustrom aus dem Inland resultieren würde.

Die in dieser Arbeit durchgeführten Studien liefern einen Beitrag zum bislang nur unzureichend verstandenen Süßwasserfluß durch glaziales Schmelzwasser und den damit verbundenen Einfluß der Wassermassenmodifikationen im Weddellmeer. In diesem Bereich des Antarktischen Ozeans findet ein Großteil der Bodenwasserformation statt, welche grundlegend an der globalen Klimaentwicklung beteiligt ist. Bei der Entwicklung regionaler oder zirkumantarktischer Modelle, die zur Beantwortung dieser Fragen notwendig sind, ist es aber wichtig, unterschiedliche Einzelprozesse zu verstehen und sie räumlich und zeitlich in Zusammenhang zu bringen. So können auch in dieser Arbeit gewonnene Erfahrungen auf andere Anwendungs- und Schelfeisbereiche übertragen werden. Es ist bei der Modellierung der Ozeanzirkulation in Schelfeisgebieten notwendig, die Bodentopographie angemessen zu diskretisieren, wobei hier gezeigt werden konnte, welchen Einfluß kleine Verschiebungen in der Modellgeometrie auf die zu erwartenden Ergebnisse (Süßwassereintrag und küstennahes Stromsystem) haben.

# Literaturverzeichnis

- Beckmann, A., Hellmer, H. H., und Timmermann, R. (1999). A numerical model of the Weddell Sea: Large-scale circulation and water mass distribution. *Journal of Geophysical Research*, **104(C10)**, 23375–23391.
- Bleck, R. und Hanson, H. P. (1998). Ocean modeling in isopycnic coordinates. In E. P. Chassignet und J. Verron, Herausgeber, *Ocean Modeling and Parametrization*, Seiten 423–448. Kluwer Academic Publishers.
- Bryan, K. (1969). A numerical method for the study of the circulation of the world ocean. *Journal of Computational Physics*, **4**, 347–376.
- Carmack, E. C. und Foster, T. D. (1975). On the flow of water out of the Weddell Sea. *Deep-Sea Research*, **22**, 722–724.
- Cox, M. D. (1984). *A primitive equation, three-dimensional model of the ocean*, Ausgabe 1 von *GDFL Ocean Group Technical Report*. Geophysical Fluid Dynamics Laboratory, Princeton University.
- Determann, J. und Gerdes, R. (1994). Melting and freezing beneath ice shelves: implications from a three-dimensional ocean-circulation model. *Annals of Glaciology*, **20**, 413–419.
- Fahrbach, E. (1993). Zirkulation und Wassermassenbildung im Weddellmeer. *Die Geowissenschaften*, **7**, 246–253.
- Fahrbach, E., Peterson, R. G., Rohardt, G., Schloesser, P., und Bayer, R. (1994). Suppression of bottom water formation in the southeastern Weddell Sea. *Deep-Sea Research*, **41**, 389–411.
- Ferziger, J. H. und Perić, M. (1999). *Computational methods for fluid dynamics*. Springer Verlag, Berlin.
- Foldvik, A. und Gammelsrød, T. (1988). Notes on southern ocean hydrography, sea-ice and bottom water formation. *Paleogeography, Paleoclimatology, Paleoecology*, **67**, 3–17.
- Foldvik, A. und Kvinge, T. (1974). Conditional instability of sea water at the freezing point. *Deep-Sea Research*, **21**, 169–174.

- Foster, T. D. und Carmack, E. C. (1976). Frontal zone mixing and Antarctic bottom water formation in the southern Weddell Sea. *Deep-Sea Research*, **23**, 301–317.
- Gerdes, R. (1993). A primitive ocean circulation model using a general vertical coordinate transformation. 1. Description and testing of the model. *Journal of Geophysical Research*, **98(C8)**, 14.683–14.701.
- Gerdes, R., Determann, J., und Grosfeld, K. (1999). Ocean circulation beneath Filchner–Ronne Ice Shelf from three–dimensional model results. *Journal of Geophysical Research*, **104(C7)**, 15.827–15.842.
- Gill, A. E. (1982). *Atmosphere–Ocean Dynamics*. Academic Press Incorporation, London.
- Griffies, S. (2000). *Modular Ocean Model 3.0 - internet documentation*, <http://www.gfdl.gov/~smg/MOM/MOM.html>. Geophysical Fluid Dynamics Laboratory.
- Grosfeld, K., Gerdes, R., und Determann, J. (1997). Thermohaline circulation and interaction between ice shelf cavities and the adjacent ocean. *Journal of Geophysical Research*, **102(C7)**, 15.595–15.610.
- Grosfeld, K., Schröder, M., Fahrbach, E., Gerdes, R., und Mackensen, A. (2001). How iceberg calving and grounding changes the circulation and hydrography in the Filchner Ice Shelf / ocean system. *Journal of Geophysical Research*, **105(C5)**, 9.039–9.055.
- Haidvogel, D. B. und Beckmann, A. (1999). *Numerical ocean circulation modeling*. Imperial College Press, London.
- Haidvogel, D. B., Wilkin, J. L., und Young, R. E. (1991). A semi–spectral primitive equation ocean circulation model using vertical sigma and orthogonal curvilinear horizontal coordinates. *Journal of Computational Physics*, **94**, 151–185.
- Hellmer, H. H. (1989). Ein zweidimensionales Modell zur thermohalinen Zirkulation unter dem Schelfeis. *Berichte zur Polarforschung*, **60**.
- Hellmer, H. H., Jacobs, S. S., und Jenkins, A. (1998). Oceanic erosion of a floating Antarctic glacier in the Amundsen Sea. In S. S. Jacobs und R. F. Weiss, Herausgeber, *Ocean, ice and atmosphere: Interactions at the Antarctic margin*, Ausgabe 75 von *Antarctic Research Series*, Seiten 83–99. American Geophysical Union, Washington D.C.

- Holland, D. M. und Jenkins, A. (2001). Adaptation of an isopycnic coordinate ocean model for the study of circulation beneath ice shelves. *Mon. Wea. Rev.*, **129**, 1905–1927.
- IFAG (1989). *Ekströmisen, Topographische Karte und Satellitenbildkarte SS 28–30, Maßstab 1:500.000*. Institut für Angewandte Geodäsie, Frankfurt am Main.
- IOC, IHO, und BODC (1997). *The 1997 edition of the GEBCO Digital Atlas*. Intergovernmental Oceanographic Commission and International Hydrographic Organisation and British Oceanographic Data Centre, Birkenhead.
- Jenkins, A. (1991). A one-dimensional model of the ice shelf – ocean interaction. *Journal of Geophysical Research*, **96(C11)**, 20.671–20.677.
- Kipfstuhl, J. (1991). Zur Entstehung von Unterwassereis und das Wachstum und die Energiebilanz des Meereises in der Atka Bucht, Antarktis. *Berichte zur Polarforschung*, **85**.
- Kottmeier, C. und Sellmann, L. (1996). Atmospheric and oceanic forcing of Weddell Sea ice motion. *Journal of Geophysical Research*, **101(C9)**, 20.809–10.824.
- Lewis, E. L. und Perkin, R. G. (1986). Ice pumps and their rates. *Journal of Geophysical Research*, **89(C10)**, 607–615.
- Marshall, J. und Schott, F. (1999). Open-ocean convection: Observations, theory, and models. *Reviews of Geophysics*, **37**, 1–64.
- Mellor, G. L. (1991). An equation of state for numerical models of oceans and estuaries. *Journal of Atmospheric Oceanic Technology*, **8**, 609–611.
- Müller, U., Sandhäger, H., Sievers, J., und Blindow, N. (1997). Glacio-kinematic analysis of ERS-1/2 SAR data of the Antarctic ice shelf Ekströmisen and the adjoining inland ice sheet. *Polarforschung*, **67**, 15–26.
- Nøst, O. A. und Foldvik, A. (1994). A model of ice shelf – ocean interaction with application to the Filchner–Ronne and Ross Ice Shelves. *Journal of Geophysical Research*, **99(C7)**, 14.243–14.254.
- O’Farrall, S. P., McGregor, J. L., Rotstajn, L. D., Budd, W. F., Zweck, C., und Warner, R. (1997). Impact of transient increases in atmospheric CO<sub>2</sub> on the accumulation and mass balance of the Antarctic ice sheet. *Annals of Glaciology*, **25**, 137–144.

- Robin, G. d. Q. (1958). Seismic shooting and related investigations, Norwegian–British–Swedish Antarctic Expedition, 1949–52, Scientific Results. *Glaciology III*, **5**.
- Robin, G. d. Q. (1979). Formation, flow and disintegration of ice shelves. *Journal of Glaciology*, **24**, 259–271.
- Sandhäger, H. (2000). *Quantifizierung eisdynamischer und massenhaushaltsrelevanter Basisgrößen eines antarktischen Inlandeis–Schelfeis–Systems unter Einsatz eines numerischen Fließmodells*. Dissertation, Institut für Geophysik, Universität Münster.
- Sandhäger, H. und Blindow, N. (2000). Surface elevation, ice thickness, and subglacial–bedrock topography of Ekström Ice Shelf (Antarctica) and its catchment area. *Annals of Glaciology*, **30**, 61–68.
- Schenke, H. W., Herausgeber (1997). *AWI Bathymetric Chart of the Weddell Sea, Antarctica, 1:3000000 at 71° S*. Alfred–Wegener Institut, Bremerhaven.
- Smetacek, V., Scharek, R., Gordon, L. I., Eicken, H., Fahrbach, E., Rohardt, G., und Moore, S. (1992). Early spring phytoplankton blooms in ice platelet layers of the southern Weddell Sea, Antarctica. *Deep–Sea Research*, **39**, 153–168.
- Thyssen, F., Bombosch, A., und Sandhäger, H. (1992). Elevation, ice thickness and structure mark maps of the central part of the Filchner–Ronne Ice Shelf, Antarctica. *Polarforschung*, **62(1)**, 17–26.
- Timmermann, R. (2000). *Wechselwirkungen zwischen Eis und Ozean im Weddellmeer*. Dissertation, Universität Bremen.
- Timmermann, R., Beckmann, E., und Hellmer, H. H. (2002). The role of sea ice in the fresh water budget of the Weddell Sea. *Annals of Glaciology*, im Druck.
- UNESCO, Herausgeber (1981). *Tenth report of the joint panel on oceanographic tables and standards*, Ausgabe 36 von *UNESCO Technical Papers in Marine Science*. UNESCO, Paris.
- Washington, W. M. und Parkinson, C. L. (1986). *An introduction to three-dimensional climate modeling*. University Science Books. Oxford University Press, Oxford.
- Williams, M. J. M. (1999). *A numerical study of ocean circulation and ice–*

- ocean interaction, beneath the Amery Ice Shelf, Antarctica.* Dissertation, University of Tasmania.
- Williams, M. J. M., Jenkins, A., und Determann, J. (1998). Physical controls on ocean circulation beneath ice shelves revealed by numerical models. In S. S. Jacobs und R. F. Weiss, Herausgeber, *Ocean, ice and atmosphere: Interactions at the Antarctic margin*, Ausgabe 75 von *Antarctic Research Series*, Seiten 285–300. American Geophysical Union, Washington D.C.
- Zwierz, M. (1993). Cruise Antarktis X/3 of RV „Polarstern“ CTD-report. *Berichte zur Polarforschung*, **128**, 84 S.



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich zunächst Herrn Prof. Dr. M. A. Lange und Herrn Klaus Grosfeld für ihr Vertrauen in mich und die Übertragung der hier bearbeiteten Aufgabenstellung danken. Herrn Prof. Dr. U. Hansen möchte ich für seine Begutachtung der daraus resultierenden Arbeit meinen Dank aussprechen. Sie ermöglichten es mir, die Bearbeitung einer wissenschaftlichen Fragestellung in diesem Institut zu erlernen.

Besonders bedanke ich mich bei Klaus Grosfeld dafür, daß er mir jederzeit mit guten Ideen und Vorschlägen geholfen hat. Sein steter Optimismus und sein Einsatz haben einen wesentlichen Teil zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Mir bereitet die Zusammenarbeit mit ihm viel Freude und ich bin ihm für die mehrfache Korrektur dieses Textes dankbar.

Ich möchte mich bei Henner Sandhäger für sein stetes Interesse an meinen Tätigkeiten sowie die unterschiedlichsten Hilfestellungen bedanken.

Im täglichen Zusammenleben mit meinen Kommilitonen und Kommilitoninnen habe ich mich während des gesamten Studiums sehr wohl gefühlt. Besonders möchte ich hier Daniela Kühn (meine „ewige Teamkollegin“), Laska Horejschi (meine Bürokollegin), Sayan Pipatpan und Maisha Amaru als „Mitarbeiter der AG-Tee“ hervorheben. Mit ihrer Hilfe konnte ich während der letzten fünf Jahre so manches Problem lösen. Vor allem sorgten sie auch für die notwendige Abwechslung neben dem Uni-Alltag.

Meinem Mitbewohner Steffen Dambach danke ich für drei freundschaftliche Jahre unter einem Dach und dafür, daß er mich auch an schlechten Tagen ausgehalten hat oder zumindest einen aufmunternden Spruch für mich übrig hatte.

Meiner lieben Anja möchte ich hier einmal offiziell dafür danken, daß sie trotz des ständigen „Arbeiten, Arbeiten, Arbeiten“ auch über die große Entfernung stets zu mir gehalten und mich motiviert hat.

Zum Ende meines Studiums möchte ich in erster Linie aber meinen Eltern und Großeltern für die jahrelange, vor allem auch finanzielle und materielle, Unterstützung danken, da ohne sie meine derartige Ausbildung nicht möglich gewesen wäre.

**Danke**



# A Zeitserien zu jahreszeitlichen Variationen

Der Einfluß jahreszeitlicher Variationen auf das Gesamtsystem wird in Abschnitt 6.5 anhand von Bildfolgen diskutiert. In diesem Zusammenhang wird darauf verwiesen, daß die Einzelbilder Zeitserien entnommen sind, die eine zeitliche Entwicklung der Ozeanzirkulation und damit verbunden Veränderungen der Massenbilanz und der Wassermassenzusammensetzung aufzeigen. In diesem Kapitel sind detailliertere Angaben über entsprechende Zeitserien zusammengestellt.

Nr.	i	j	k	Laufzeit	Analysierte Schichten
1	61-63 5- 7	31-33 65 67	1-14 1-14	1,19 a	5, 12
2	11-14 42-44 16-20 15-17	11-13 18-20 10-12 18-20	5- 7 5- 7 5- 7 5- 7	1,19 a	5, 12, 14
3	48-50 20-22	43-45 30-32	10-14 5- 7	1,19 a	5, 12
4	20-52	31-33	1- 1	2,14 a	5, 12

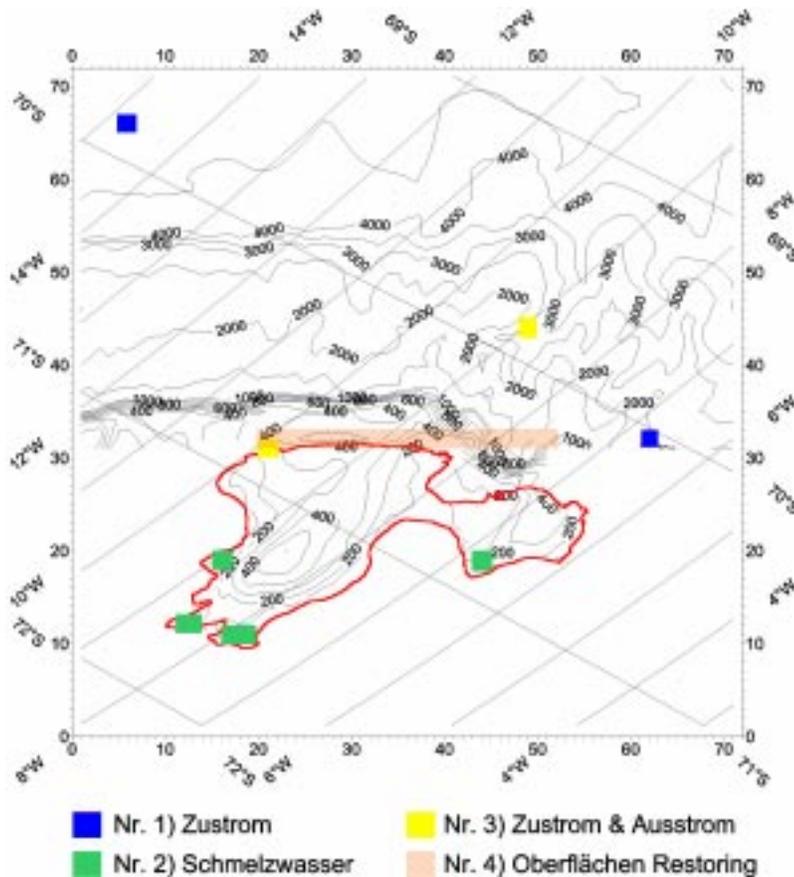
**Tabelle A.1:** Quellorte der Tracer. Die Zahlen in den i, j und k Spalten entsprechen den Indexwerten in Richtung der jeweiligen Koordinatenachse. Die Laufzeit ist in Modelljahren angegeben und die Schichtnummer entspricht der jeweiligen  $\sigma$ -Schicht. Alle Zeitserien beginnen bei einem stationären Zustand von 8,0 Jahren.

Zur Erstellung der Zeitserien wird die jeweilige Eigenschaft (die Stromfunktion oder die Konzentration des Tracers) in Abständen von 20,8 min graphisch dargestellt und mit 33 Bildern pro Sekunde wiedergegeben, so daß sich eine flüssige Bildfolge ergibt. Die Serien bestehen aus animierten GIF (Graphic Interchange Format) Dateien und sind über verschiedenste Browser (z.B. Netscape, Internet Explorer) ohne weitere Hilfsmittel darzustellen. Diese einfache Handhabung und Unabhängigkeit von Lizenzbestimmungen ist ein entscheidender Aspekt bei der Wahl des Formats. Die effektive Abspieldauer einer Zeitserie kann sich jedoch abhängig von der Leistungsfähigkeit des verwendeten Computers deutlich verändern.

Neben den bereits diskutierten Zeitserien sind weitere dieser Art auf der beigefügten CD abgelegt. Alle (insgesamt 10 Zeitserien) lassen sich durch das

Öffnen der *startseite.html* von der CD anschauen. Von dieser Startseite ist dazu lediglich den Links zu folgen.

Die obenstehende Tabelle A.1 enthält die Quellorte der jeweiligen Bilderserien zur Tracerausbreitung unter Verwendung der Modellkoordinaten  $i, j, k$ . Dabei ist zu beachten, daß teilweise pro Zeitserie auch mehrere Regionen mit Tracern initialisiert sind. Darüber hinaus sind die Laufzeit (in Modelljahren) und die  $\sigma$ -Schichten, auf denen die jeweilige Tracerkonzentration analysiert ist, in der Tabelle aufgelistet. Es sei nochmals darauf hingewiesen, daß die 5. Schicht die Schelfeisunterseite bzw. eine Tiefe von 160 m im Ozean kennzeichnet, die 12. Schicht etwa die Mitte der Wassersäule angibt und die 14. Schicht den Ozeanboden bezeichnen.



**Abbildung A.1:** Quellorte passiver Tracer. Exakte Angaben sind Tabelle A.1 zu entnehmen.

# B Übersicht der Modellläufe

In diesem Kapitel sind zunächst alle Parameter des Standardlaufs incl. der  $\Theta$ S-Profile zusammengestellt (Tabelle B.1). Anschließend werden die Parameter der Vergleichsläufe mit realitätsnaher Geometrie zusammengefaßt. Hierbei sind nur solche Eigenschaften aufgelistet, die vom Standardlauf abweichen. Alle Eigenschaften des Modellaufs mit idealisierter Geometrie sind bereits in Kapitel 5 beschrieben.

Modellparameter	Setzung im Standardlauf
Gittergröße (i, j, k)	71, 71, 14
Eiskantenlage (j=)	31
Geometrie & Wind	s. Abschn. 4.3
Zeitschritt (Anzahl: Länge)	$\leq 3000$ : 500 s $> 3000$ : 750 s
$A_m / A_t$ (in $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ) $K_m / K_t$ (in $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$ )	100 100 $1 \cdot 10^{-3}$ $1 \cdot 10^{-5}$
Initialisierung (Tiefe: T / S)	$\leq 160$ m: $-1,9^\circ\text{C}$ 34,30 $\leq 400$ m: $-1,8^\circ\text{C}$ 34,40 $\leq 600$ m: $-1,0^\circ\text{C}$ 34,50 $\leq 1000$ m: $+0,5^\circ\text{C}$ 34,60 $\leq 1500$ m: $+0,2^\circ\text{C}$ 34,65 $> 1500$ m: $\pm 0,0^\circ\text{C}$ 34,70
Nordrestoring (Schicht: T / S / Zeitskala)	1-4: $-1,9^\circ\text{C}$ 34,30 10 d 5-6: $-1,8^\circ\text{C}$ 34,40 7: $-1,0^\circ\text{C}$ 34,50 8-9: $+0,5^\circ\text{C}$ 34,60 10: $+0,2^\circ\text{C}$ 34,65 11-14: $\pm 0,0^\circ\text{C}$ 34,70
Oberflächenrestoring (j: T / S / Zeitskala)	$32 \leq j \leq 40$ : $-1,9^\circ\text{C}$ $34,65 \pm 0,10$ 20 d $j > 40$ : $-1,9^\circ\text{C}$ $34,35 \pm 0,05$ 30 d
Ostrestoring (z: T / S / Zeitskala)	$z \leq 700$ m: $-1,7^\circ\text{C}$ 50 d $z > 700$ m: kein Restoring

**Tabelle B.1:** Übersicht über die Parameter des Standardlaufs

- Modellauf: *homogen*  
 TS-Initialisierung: Temperatur  $-1,9^{\circ}\text{C}$  (homogen)  
 Salzgehalt  $34,40 + 0,02(k - 1)$
  
- Modellauf: *71x41*  
 Modellgitter (i,j,k): 71, 41, 14. Dabei wurde bei  $j = 41$  folgendes TS-Profil vorgeschrieben:
 

Schicht	T	S	Schicht	T	S
1-4:	$-1,9^{\circ}\text{C}$	34,30	8-9:	$+0,5^{\circ}\text{C}$	34,60
5-6:	$-1,8^{\circ}\text{C}$	34,40	10:	$+0,2^{\circ}\text{C}$	34,65
7:	$-1,0^{\circ}\text{C}$	34,50	11-14:	$\pm 0,0^{\circ}\text{C}$	34,70
  
- Modellauf: *breit02*  
 Für  $i \leq 40$  wird bei  $j=33$  und für  $i > 40$  bei  $j=27$  der Kontinentalschelf um 2 Punkte gestreckt, wobei die neuen Punkte die Wassersäulenmächtigkeit von  $j=33$  bzw.  $j=27$  erhalten. Im Norden verkürzt sich das Ozeanbecken entsprechend.
  
- Modellauf: *breit05*  
 Für  $i \leq 40$  wird bei  $j=33$  und für  $i > 40$  bei  $j=27$  der Kontinentalschelf um 5 Punkte gestreckt, wobei die neuen Punkte die Wassersäulenmächtigkeit von  $j=33$  bzw.  $j=27$  erhalten. Im Norden verkürzt sich das Ozeanbecken entsprechend.
  
- Modellauf: *breit10*  
 Für  $i \leq 40$  wird bei  $j=33$  und für  $i > 40$  bei  $j=27$  der Kontinentalschelf um 10 Punkte gestreckt, wobei die neuen Punkte die Wassersäulenmächtigkeit von  $j=33$  bzw.  $j=27$  erhalten. Im Norden verkürzt sich das Ozeanbecken entsprechend.
  
- Modellläufe: *klima0, klima1a, klima1b, klima2a, klima2b*  
 Das Restoring-Profil im Norden wird in den Schichten 5 bis 14 um die in Abbildung 7.3 angegebenen Temperaturen erwärmt.

Hiermit versichere ich, daß ich die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt und nur die angegebenen Hilfsmittel verwendet habe.

Münster, den 26. Februar 2002